

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان
Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen –
Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade** de **DOCTEUR EN SCIENCES**

En : Génie Electrique

Spécialité : Electronique

Par : Abdelhamid Mohammed El Amin LECHLECH

Sujet

**Conception numérique et développement d'un capteur
de cavité électro-optique Fabry-Pérot sur Niobate de
Lithium (LiNbO3)**

Soutenue publiquement, le 22 / 04 / 2026 , devant le jury composé de :

Pr. BENADDA Belkacem	Université de Tlemcen	Président
Pr. KALAIDJI Djamel	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Pr. BASSOU Ghouti	Université de Sidi Bel Abbès	Examineur
Dr. CHIALI Anis	Ecole Supérieure des Sciences Appliquées, Tlemcen	Examineur

Année universitaire 2025 - 2026

Je dédie ce modeste travail

Au meilleur des papas, à la meilleure des mamans, qui ne cessent de me donner avec amour le nécessaire pour que je puisse avancer et devenir, maintenant, ce que je suis.

A ma très chère femme pour sa patience, son dévouement, toujours à mes côtés.

A mes chers fils, mes hommes, Akram mon bras droit, Riad mon autre bras droit.

A ma chère sœur pour son soutien.

A tous ceux qui me sont chers, qui me soutiennent, qui m'aident et qui m'encouragent de près ou de loin.

A tous mes élèves, anciens et futurs bacheliers.

A tous ceux qui aiment le bon travail et ne reculent pas devant les obstacles de la vie.

Abdelhamid

Remerciements

Nous vouons notre adoration unique à Dieu Tout-Puissant, lumière des cieux et de la terre, sans qui rien ne saurait exister.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur KALAJDI Djamel, mon directeur de thèse, pour son accompagnement précieux, son engagement, sa rigueur et sa constante disponibilité. Son soutien m'a inspiré la détermination et la volonté nécessaires pour mener à bien ce travail.

Je souhaite également adresser mes sincères remerciements aux membres du jury. Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur BENADDA Belkacem pour avoir accepté de présider ce jury. Ma gratitude va également à Monsieur CHIALI Anis et Monsieur BASSOU Ghouti pour leur présence bienveillante, leurs conseils avisés, et leur précieuse contribution à l'évaluation de ce travail.

Table des Matières

Liste des Figures.....	8
Bibliographie	12
Introduction Générale	14
Chapitre I : Conception d'un Capteur Optique	16
I-1. Introduction	17
I-2. Méthodes de caractérisation.....	17
I-2.1. Caractérisation morphologique	18
I-2.1.1. Microscopie Optique	18
I-2.1.2. Microscopie Electronique	18
I-2.1.3. Microscopie en champ proche	18
I-2.1.4. Métrologie	19
I-2.2. Caractérisation Chimique	19
I-2.2.1. Excitation par des électrons	19
I-2.2.2. Excitation par des photons	20
I-2.2.3. Excitation par des ions	20
I-2.2.4. Excitation par des neutrons	21
I-2.3. Caractérisation Structurale	21
I-2.3.1. Excitation par des électrons	22
I-2.3.2. Excitation par des photons	22
I-2.3.3. Excitation par des ions	23
I-2.4. Caractérisation Fonctionnelle.....	23
I-2.4.1. Caractérisation Electronique	23
I-2.4.2. Caractérisation Optique.....	24
I-3. Elaboration des Cristaux	25
I-4. Etapes d'Elaboration des Cristaux	27
I-5. Conclusion.....	31
Chapitre II : Processus de développement d'un capteur EO	32

II-1. Introduction	33
II-2. Les Capteurs optoélectroniques	33
II-2.1. Domaines d'application	33
II-2.2. Phases de conception d'un capteur.....	34
II-2.2.1. Cahier de charges.....	34
II-2.2.2. Choix de l'architecture	35
II-2.2.3. Modélisation, Simulation et Optimisation.....	35
II-2.2.4. Evaluation et tests	35
II-2.3. Grandes familles de capteurs	36
II-2.3.1. Classification selon le principe de fonctionnement	36
II-2.3.2. Classification selon le domaine spectral.....	36
II-2.3.3. Classification selon l'information fournie : images, flux.....	37
II-2.3.4. Classification selon le mode de Détection.....	37
II-3. Le signal dans un capteur optoélectronique	38
II-3.1. Propagation des rayonnements.....	38
II-3.2. Définition du signal utile	39
II-4. Conclusion	40
Chapitre III : Généralités sur l'effet EO	41
III-1. Introduction	42
III-2. L'optique anisotrope	42
III-2.1. Définition de la polarisation.....	43
III-2.2. Ellipsoïde des indices	47
III-3. Effet Electro-optique.....	54
III-3.1. Altération de la géométrie de l'ellipsoïde des indices.....	55
III-3.2. Déphasage.....	56
III-3.3. Les matériaux Electro-optiques	58
III-4. Conclusion.....	60
Chapitre I-V : Choix du Matériau : Niobate de Lithium	61
I-V -1. But	62
I-V -2. Généralités et applications	62
I-V -2.1. Définitions.....	62
I-V -2.2. Biréfringence.....	63

I-V -2.3. Température de Curie et qualité du Niobate de Lithium	65
I-V -2.4. Structure	66
I-V -2.5. Effet Electro-optique et Non-linéarité optique	68
I-V -2.6. Equation exacte de Sellmeier	69
I-V -3. Propriétés du Niobate de Lithium	70
I-V -3.1. Caractéristiques fondamentales.....	70
I-V -3.2. Référentiel de coordonnées appliqué aux propriétés tensorielles	70
I-V -3.3. Tenseur EO et Ellipsoïdes des indices.....	71
I-V -3.4. Impact de l'orientation du cristal de LiNbO_3 sur la répartition du champ électrique	72
I-V -3.4.1. Effet de l'anisotropie du cristal du LiNbO_3 sur le champ électrique.....	73
I-V -3.4.2. Impact de la géométrie du cristal	75
I-V -4. Analyse des diverses configurations imposées au cristal	78
I-V -4.1. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe Z	78
I-V -4.2. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe Y	80
I-V -4.3. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe X	82
I-V -4.4. Cas d'application d'un champ électrique dans le plan X-Y.....	83
I-V -4.5. Choix du cristal.....	86
I-V -5. Capteur à réseaux de Bragg.....	88
I-V -5.1. Cavité optique.....	89
I-V -5.2. Types de cavité optique	90
I-V -5.3. Modes de résonance	91
I-V -5.4. Stabilités.....	93
I-V -5.5. Fabry-Pérot	93
I-V -5.6. Interféromètre et onde monochromatique	94
I-V -5.7. Guidage de lumière.....	96
I-V -5.8. Réseaux de Bragg.....	100
Chapitre V : Conception Numérique et Résultats.....	104
V -1. Utilisation du logiciel COMSOL.....	105
V -2. Modélisations et Résultats	108
V -2.1. Etude de la réponse d'un guide d'onde	108
V -2.1.1. Effet de la température sur le champ électrique	110

V -2.1.2. Impact de la longueur du guide sur un faisceau lumineux	116
V -2.1.3. Insertion d'un réseau de Bragg dans un guide d'onde	119
V -2.2. Etude de la réponse de plusieurs guides d'ondes	121
V -2.2.1. Effet des deux paramètre : « Température – Distances entre guides » sur l'intensité du signal	123
V -2.2.2. Etude de plusieurs guides en 3D	127
V -2.2.3. Guide principal entouré de 4 Guides	129
V -2.2.4. Guide Principal entouré de plusieurs guides.....	132
V -Conclusion	133
V -Conclusion Générale.....	135

Liste des Figures :

Figure I-1 : Techniques de caractérisation.

Figure I-2 : schéma général d'un microscope optique classique.

Figure I-3 : schéma de principe d'un microscope interférométrique.

Figure I-4 : schéma de principe d'un microscope à balayage

Figure I-5 : schéma de principe d'un MET

Figure I-6 : schéma de principe d'un MEB

Figure I-7 : principe générale du fonctionnement d'un STM

Figure I-8 : schéma de principe d'un AFM

Figure I-9 : schéma de principe d'un profilomètre.

Figure I-10 : désexcitation par émission de photon X (à gauche) ou par processus Auger (à droite)

Figure I-11 : ionisation d'un atome cible par un photon X avec émission d'un photoélectron (à gauche) et désexcitation par émission d'un photon X secondaire (à droite).

Figure I-12 : principe du SIMS.

Figure I-13 : schéma de principe de la RBS

Figure I-14 : schéma de principe de la NRA.

Figure I-15 : schéma de principe de la NAA.

Figure I-16 : diffraction d'un faisceau d'électrons sur une rangée atomique.

Figure I-17 : méthode de Laue en transmission (a) ou en réflexion (b)

Figure I-18: diffraction pour une famille de plans donnée (a) et cône de diffraction correspondant pour une poudre multicristalline (b).

Figure I-19 : schéma de principe d'un spectromètre à rayons X.

Figure I-20 : cristal de silicium et une direction de canalisation.

Figure I-21 : schéma de principe d'un ellipsomètre.

Figure I-22 : illustration d'un FTIR.

Figure I-23 : Technique Czochralski.

Figure I-24 : Méthode de fusion de zone pour la cristallisation du lingot et purification.

Figure I-25 : Tirage par la méthode Bridgman.

Figure I-26 : Méthode des 4 pointes

Figure I-27 : Méplats d'identification des plaquettes.

Figure I-28 : Endommagement de la face arrière.

Figure I-29 : Pollissage.

Figure I-30 : Lingots et Plaquettes de silicium et de niobate de lithium.

Figure II-1 : Conception d'un capteur optoélectronique.

Figure II-2 : capteurs passifs et actifs.

Figure II-3 : Détection directe et hétérodyne.

Figure III-1 : Ellipsoïde des indices.

Figure III-2 : Cas général.

Figure III-3 : Ellipsoïde des indices pour un cristal de structure hexagonale.

Figure III-4 : lumière en polarisation circulaire.

Figure III-5 : lumière en polarisation rectiligne.

Figure III-6 : Cristaux ferroélectrique

Figure IV-1 : Cycle d'hystérésis d'un cristal ferroélectrique.

Figure IV-2 : structure cristallographique du LiNbO_3 a) : vue suivant l'axe c (appelé par la suite axe z) d'une cellule unitaire ; b) : vue dans le plan ab

Figure IV-3 : Phases ferroélectrique et para-électrique du LiNbO_3 .

Figure IV-4 : Propriétés du LiNbO_3

Figure IV-5 : Orientation suivant les axes principaux X, Y, Z par rapport au cristal.

Figure IV-6 : Disposition avec des électrodes planes parallèles

Figure IV-7 : Champ électrique en fonction de la distance entre les électrodes.

Figure IV-8 : Cristaux de différentes sections.

Figure IV-9 : Modélisation 2D.

Figure IV-10 : Distribution du champ électrique dans le cristal pour les sections carrée et octogonale produite par l'application d'une tension de 1kv sur des électrodes planes parallèles distantes de 8 mm

Figure IV-11 : Choix de la forme et des dimensions pour le cristal.

Figure IV-12 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY

Figure IV-13 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY avec E_x

Figure IV-14 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan X-Y

Figure IV-15 : Distribution de champ électrique et configuration du cristal de LiNbO_3

Figure IV-16 : Cavités à deux miroirs : 1. Plane - 2. Concentrique - 3. Hémisphérique - 4. Confocale - 5. concave-convexe.

Figure IV-17 : Interférences.

Figure IV-18 : Fabry-Perot.

Figure IV-19 : Réflexions.

Figure IV-20 : Guide d'onde à 3 couches.

Figure IV-21 : Propagation du signal.

Figure IV-22 : Transducteur électro-optique en LiNbO_3 avec cavité Fabry-Pérot intégrée.

Figure IV-23 : Réseaux de Bragg : a) uniforme, b) à pas variable, c) apodisé.

Figure V-1 : Capteur optique de champ électrique.

Figure V-2 : Empilement de cristaux.

Figure V-3 : Injection du signal

Figure V-4 : Propagation de l'onde dans la guide d'onde

Figure V-5 : Mesure du champ électrique

Figure V-6 : champ électrique en fonction de la longueur d'onde

Figure V-7 : Propagation de l'onde pour différentes valeurs de température

Figure V-8 : mesure du champ électrique pour différentes valeurs de température

Figure V-9 : mesure du champ électrique pour différentes valeurs de température pour des guides de longueurs différentes.

Figure V-10 : Propagation de l'onde pour un guide de 5 μm

Figure V-11 : Propagation de l'onde pour un guide de 10 μm

Figure V-12 : transmittance et réflectance pour différentes longueurs du guide

Figure V-13 : Réseau de Bragg

Figure V-14 : comportement de l'onde en présence de réseaux de Bragg

Figure V-15 : mesure du champ électrique en présence du réseau de Bragg

Figure V-16 : utilisation pour la mesure de température

Figure V-17 : injection du signal dans un guide entouré de deux autres.

Figure V-18 : propagation du signal dans 3 guides

Figure V-19 : mesure du champ électrique dans 3 guides

Figure V-20 : influence de la température et mesure du champ électrique dans les 3 guides

Figure V-21 : influence de la distance entre les guides et mesure du champ électrique dans les 3 guides

Figure V-22 : couplage des deux paramètres : distance et température

Figure V-23 : mesure du champ électrique en fixant la température et en variant la distance pour les 3 guides.

Figure V-24 : mesure du champ électrique en fixant la distance et en variant la température pour les 3 guides.

Figure V-25 : vue 3D de la propagation de l'onde dans les 3 guides.

Figure V-26 : mesure du champ électrique dans les 3 guides à 25°C pour différentes longueurs du guide.

Figure V-27 : propagation dans les 3 guides de 7.5 μm pour différentes valeurs de température.

Figure V-28 : mesure du champ électrique dans les 3 guides à 7,5 μm pour différentes valeurs de température.

Figure V-29 : propagation dans les 5 guides à 25°C

Figure V-30 : propagation dans les 5 guides à température élevée

Figure V-31 : mesure du signal électrique dans le guide central de longueur 10 μm pour différentes valeurs de température.

Figure V-32 : mesure du signal électrique dans le guide central ainsi que dans les deux guides de l'extrémité de longueur 10 μm pour les températures 25°C et 625°C

Figure V-33 : propagation du signal dans plusieurs guides.

Figure V-34 : mesure du champ électrique en présence de plusieurs guides d'onde.

Bibliographie :

- [1] Les applications des nanotechnologies. F. Monfort-Windels, J. Lecomte, Janvier 2008- V. 2
- [2] Les nanotechnologies, Alain Obadia, 2008. Politique des nanotechnologies, Brice Laurent
- [3] Science des Matériaux (aide-mémoire). Michel Dupeux
- [4] Caractérisation des matériaux et composants. Patrick Lévêque CNRS-InESS
- [5] Elaboration des nanostructures
http://www.microelectronique.univ-rennes1.fr/fr/index_chap3.htm
- [6] Optique géométrique. Université Pierre et Marie Curie - L1 - LP 103 - Année 2009-2010
[http://www.edu.upmc.fr/physique/lp103ElectOpt/...](http://www.edu.upmc.fr/physique/lp103ElectOpt/)
- [7] Méthodes de Caractérisation des Matériaux
<http://www.u-picardie.fr/~dellis/>
- [8] Présentation des principaux capteurs électriques. Institut Universitaire de Technologie Louis-Pasteur de Schiltigheim- IUT Strasbourg
- [9] Capteurs et électronique associée. ESIEE Paris, Olivier Français, 2000
- [10] Physique des capteurs. Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix, Namur, Pr. S. Lucas, 2006-2007
- [11] Optique quantique 1 : Lasers...Tome 1 : Alain Aspect, Claude Fabre, Gilbert Grynberg
<http://fr.scribd.com/doc/49056345/165/G-1-2-Conservation-de-la-luminance>
- [12] Définition des grandeurs de la radiométrie Géométrique.
Ludovic Grossard Département Mesures Physiques, IUT du Limousin Université de Limoges
- [13] Instruments optiques
<http://www.larousse.fr/archives/grande-encyclopedie/page/7121>
- [14] Analyse et traitement des signaux : méthode et applications au son et à l'image. Etienne Tisserand, Jean François Pautex, Patrick Schweitzer : 2e édition 2008
- [15] Traitement des signaux et acquisition de données. Francis Cottet : 3e édition – Paris 2009
- [16] Electronique et optoélectronique organiques. André Moliton – France 2011
- [17] Micro et Nano-électronique : bases, composants, circuits. Hervé Fanet – Paris 2006

- [18] Micro-ondes ; lignes, guides et cavités. Pr. Paul François Combes – Paris 1996
- [19] L'Electronique de A à Z . Tahar Neffati – Paris 2006
- [20] Physique des semiconducteurs et des composants électroniques. Henry Mathieu, Hervé Fanet : 6e édition. – Paris 2009
- [21] Physique et Ingénierie des surfaces. A. Cornet et J.-P. Deville. – France 1998
- [22] Principes d'électronique. Max Marty, Daniel Dixneuf, Delphine Garcia Gilabert– Paris 2005
- [23] M. S. Birman and M. Z. Solomyak, L^2 -theory of the Maxwell operator in arbitrary domains, Russian Mat. Surveys, (1987), pp. 75-96.
- [24] Optique anisotrope. F. Treussart, 2008
- [25] L. Poladian, "Understanding the spectral response of fiber grating", Oral communication, OFC2000.
- [26] François Bondu and Olivier Debieu, "Accurate measurement method of Fabry-Perot cavity parameters via optical transfer function," Appl. Opt. 46, 2611-2614 (2007).
- [27] E. F. Weller. Lithium niobate - a new type of ferroelectrics : growth, structure and properties. Elsevier, Amsterdam, 1967.
- [28] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical waveguide theory", Sec. 12, Chapman & Hall (1983), London.
- [29] Roger Grousseau : Propriétés photoréfractives du niobate de lithium et leurs applications au traitement d'image. Thèse PhD, université Pierre et Marie Curie- PARIS 6, 2012
- [30] I. M. White and X. Fan, "On the performance quantification of resonant refractive index sensors," Opt. Express 16, 1020–1028 (2008).
- [31] Caractérisation des réseaux de Bragg. publié par : Anne-Françoise Obaton. CNRS France

Introduction Générale

La tension, ainsi que le champ électrique, étaient mesurés afin de concevoir les systèmes d'isolation dans les industries. Malgré l'évolution des méthodologies de calculs numériques, la détermination de la répartition du champ électrique reste encore très complexe.

Les nuages d'électrons, en se déplaçant à travers divers milieux comme le vide, les gaz, les liquides ou les solides, sont influencés par des phénomènes physiques encore partiellement maîtrisés. Parmi les facteurs déterminants figurent la mobilité des particules chargées ainsi que le degré d'ionisation des molécules présentes dans les gaz. Par conséquent, il est essentiel de mesurer le champ électrique avec une grande précision afin d'optimiser l'efficacité et la sécurité des systèmes opérant sous haute tension. Néanmoins, plusieurs défis de taille demeurent à surmonter :

- Étudier la distribution du champ électrique sur de longues distances d'air, perturbée par la présence de charges d'espace générées par photo-ionisation au cours des phénomènes de décharge.
- Analyser les vibrations générées par l'effet de couronne sur les conducteurs des lignes de transport d'électricité, en particulier dans des conditions climatiques extrêmes telles que la pluie, la neige collante ou le brouillard dense. En effet, l'accumulation de gouttelettes d'eau sous les conducteurs provoque la formation intermittente de charges d'espace, altérant la configuration du champ électrique autour des câbles.
- Évaluer l'influence des films conducteurs présents sur la glace formée sur un isolateur. L'association d'un film très conducteur avec un intervalle d'air peut profondément modifier le champ électrique, favorisant l'apparition de décharges partielles et de contournements, ce qui nuit aux performances électriques des installations.

L'essor des nanotechnologies, de la micro-électronique et de l'optique intégrée a permis le développement des capteurs optiques de champ électrique. Ces capteurs sont très recherchés en raison de :

- Leurs propriétés intrinsèques : taille réduite, isolation galvanique, inertie chimique.

- Leur capacité à fonctionner dans des environnements extrêmes, tels que des zones à fortes interférences électromagnétiques ou des atmosphères humides et corrosives.

Ces capteurs réalisent une mesure sans contact en acheminant une onde lumineuse entre la zone de mesure et le système d'acquisition des données. Les capteurs sont des instruments utilisés pour mesurer les champs électriques élevés (en kV/cm) et sont établis à partir de matériaux diélectriques pour minimiser les perturbations du milieu. Les plus couramment utilisés sont le Germanate de bismuth ($\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$), le Tellure de cadmium (CdTe), et le Niobate de lithium (LiNbO_3). Les capteurs EO sont établis en deux catégories:

- Les capteurs à faible champ qui utilisent un interféromètre de Mach-Zehnder et des électrodes de contact.
- Les capteurs à fort champ utilisant un cristal électro-optique ou un guide d'onde sans électrodes de contact. Les effets de pointe perturbent la distribution du champ électrique.

Le capteur que nous développons repose sur un cristal de niobate de lithium (LiNbO_3), utilisé comme élément actif de la sonde électro-optique (EO). Ce matériau présente deux indices de réfraction (ordinaire et extraordinaire) dont la valeur varie en fonction de l'intensité du champ électrique appliqué. Par conséquent, Ce champ électrique altère les propriétés optiques du cristal, influençant l'amplitude, la polarisation et la phase du faisceau lumineux qui le traverse.

Dans ce contexte, notre étude s'est centrée sur l'analyse des propriétés optiques du Niobate de Lithium. Le travail s'articule autour de plusieurs chapitres complémentaires :

- Brève introduction aux nanotechnologies, aux méthodes de fabrication des nanostructures, ainsi qu'aux techniques de caractérisation des matériaux.
- Présentation des notions fondamentales de la radiométrie, nécessaires à la conception des capteurs électro-optiques.
- Étude du tenseur électro-optique, de l'ellipsoïde des indices et des propriétés électro-optiques des cristaux.
- Application des concepts précédents au Niobate de Lithium, avec une analyse des configurations géométriques adaptées aux différentes applications. Ce chapitre aborde également l'intégration d'un réseau de Bragg, en vue d'optimiser certaines performances du capteur.

Chapitre I

Conception d'un Capteur Optique

I-1. Introduction

La nanotechnologie consiste à étudier et manipuler la matière à l'échelle nanométrique pour concevoir des structures et dispositifs aux propriétés contrôlées. Elle permet aux scientifiques et industriels de développer des matériaux avec des caractéristiques et performances spécifiques, grâce à la compréhension des phénomènes à l'échelle microscopique, marquant ainsi une avancée majeure dans la science des matériaux.

I-2. Méthodes de caractérisation

Le développement des nanosciences repose sur l'amélioration continue des techniques d'observation et de manipulation à très petite échelle.

Les microscopes optiques, apparus en 1605, sont limités aux objets de taille micrométrique, ce qui a conduit au développement de nouvelles technologies. Les microscopes électroniques en transmission offrent une résolution atomique mais nécessitent une préparation complexe, tandis que les microscopes électroniques à balayage permettent une observation rapide de la morphologie des nano-objets.

Dans les années 1980, le microscope à effet tunnel a permis d'analyser la topographie et les propriétés électroniques, chimiques et magnétiques des surfaces grâce au phénomène quantique du courant tunnel. Le microscope à force atomique, basé sur un principe similaire, mesure les forces d'interaction entre la pointe et la surface.

Ces techniques constituent la base de la caractérisation des matériaux et composants, en analysant leur réponse à des excitations extérieures :

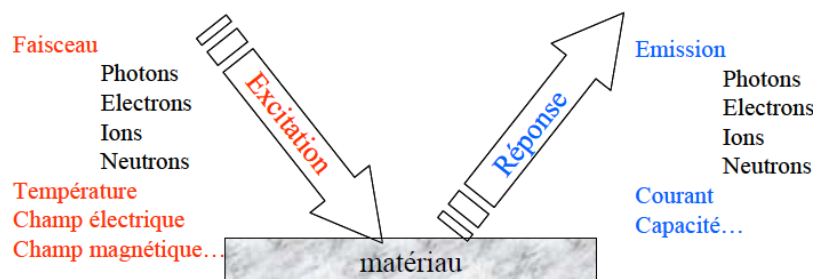


Figure I-1 : Techniques de caractérisation.

Les techniques de caractérisation peuvent être classées comme suit :

I-2.1. Caractérisation morphologique

Les techniques de caractérisation morphologique permettent d'observer l'état de surface, la structure et les défauts d'un échantillon, en mesurant également les dimensions des objets. Le contraste de l'image peut provenir du relief ou de propriétés physiques comme la diffraction ou la composition chimique.

I-2.1.1. Microscopie optique

- Microscope optique classique: Utilise la lumière pour l'observation d'échantillons. Deux modes :
 - Transmission pour matériaux transparents.
 - Réflexion pour matériaux opaques (ex. : métaux, semi-conducteurs).

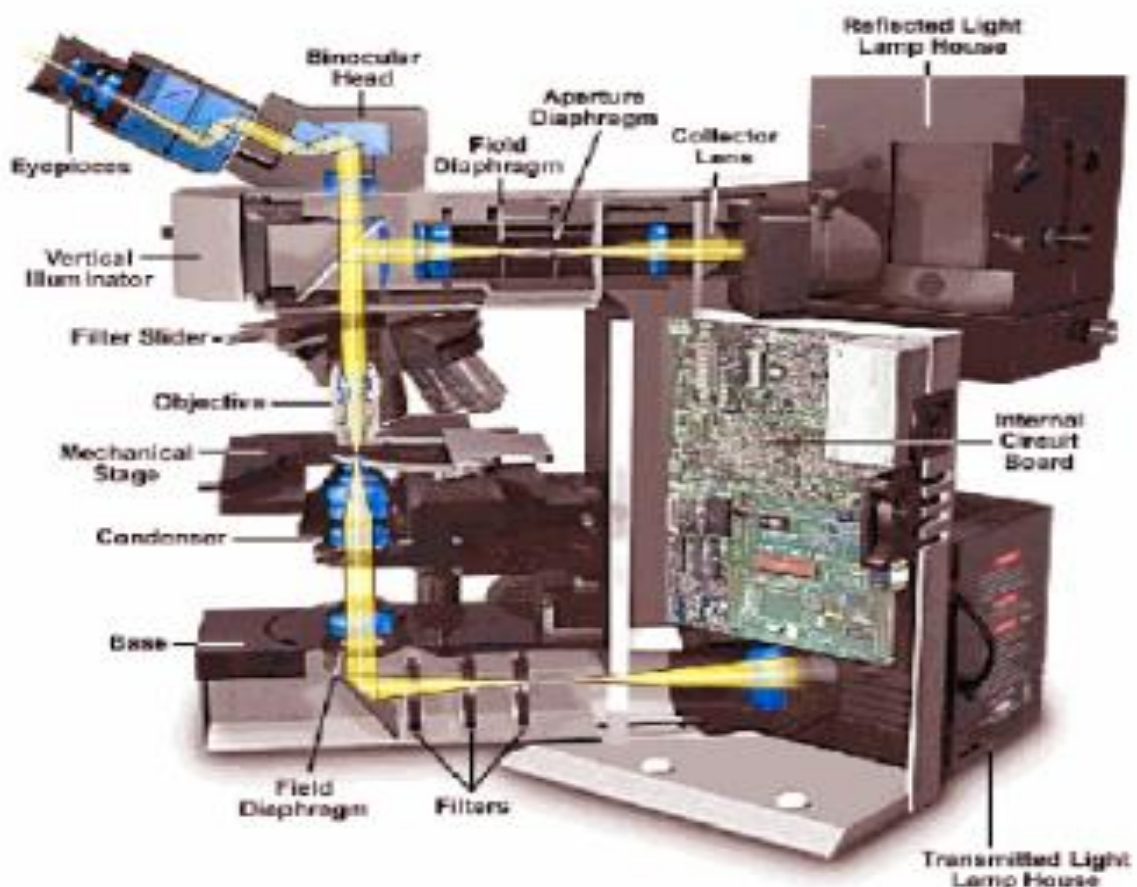


Figure I-2 : schéma général d'un microscope optique classique.

- Microscope interférométrique (Normaski): Repose sur l'interférence entre deux faisceaux polarisés. Permet d'observer à la fois la topographie et les différences d'indice optique (contraste de phase).

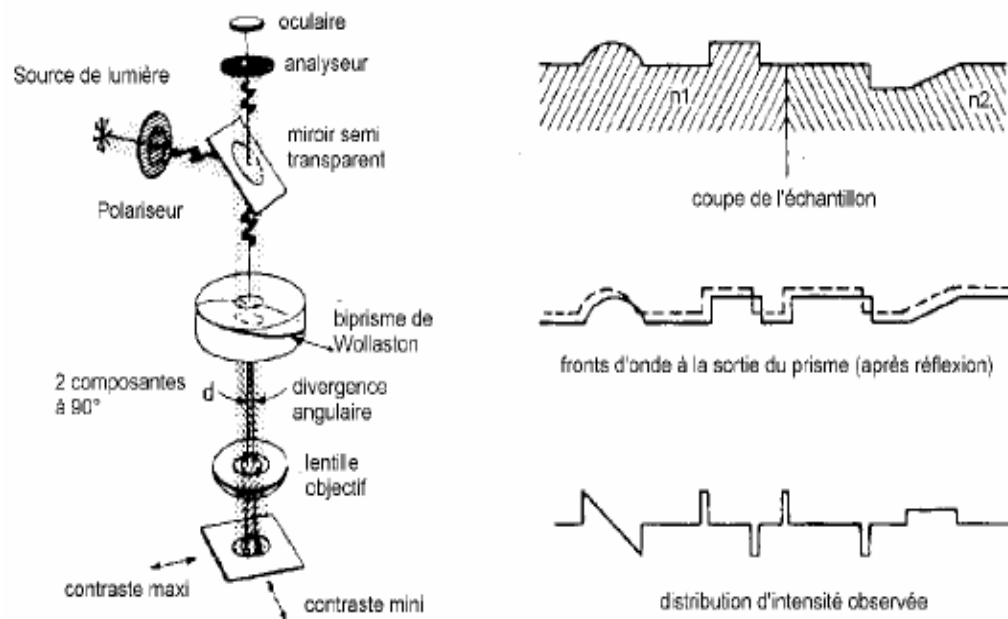


Figure I-3 : schéma de principe d'un microscope interférométrique.

- Microscope optique à balayage: L'image est générée point par point par un faisceau lumineux focalisé. Technique non destructive, mais limitée à la surface (sauf exception).

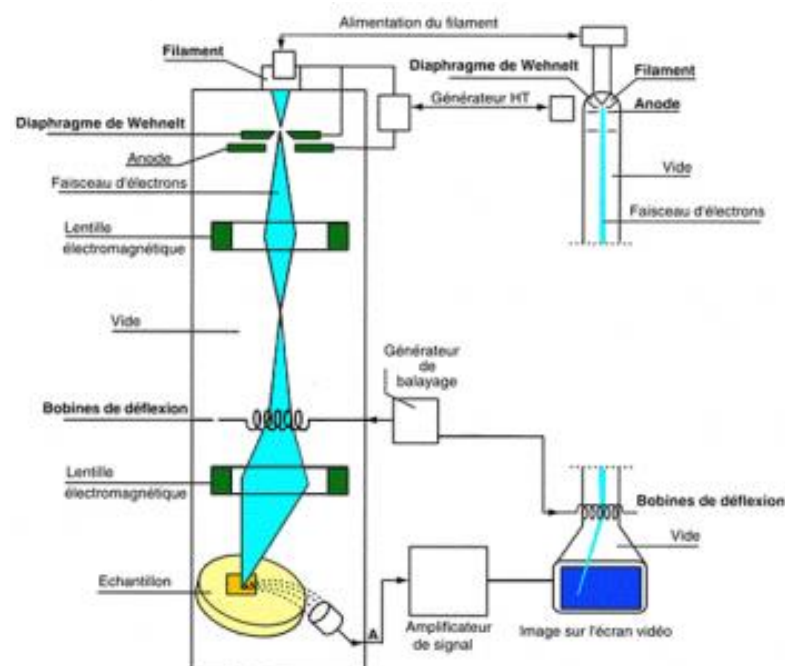


Figure I-4 : schéma de principe d'un microscope à balayage

I-2.1.2. Microscopie électronique

- Microscope électronique à transmission (TEM): Fonctionne avec des électrons au lieu de la lumière. Offre une résolution atomique. Nécessite des échantillons très fins (1000–3000 Å). C'est une technique destructive.

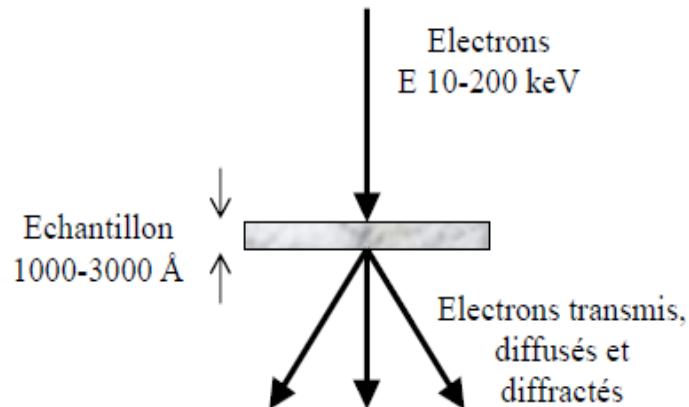


Figure I-5 : schéma de principe d'un MET

- Microscope électronique à balayage (MEB ou SEM): Balayage d'un faisceau d'électrons à faible énergie sur la surface. Très utilisé pour sa résolution et sa polyvalence. Peu destructif, mais nécessite parfois une métallisation des échantillons. Il peut être couplé à des techniques comme la spectroscopie X ou la cathodoluminescence.

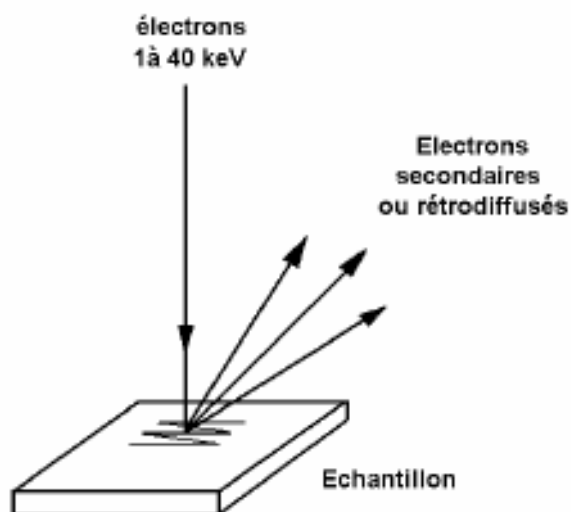


Figure I-6 : schéma de principe d'un MEB

I-2.1.3. Microscopie en champ proche

- Microscopie à effet tunnel (STM): Basée sur l'effet tunnel. Réservée aux matériaux conducteurs. Permet une résolution atomique. Non destructive.

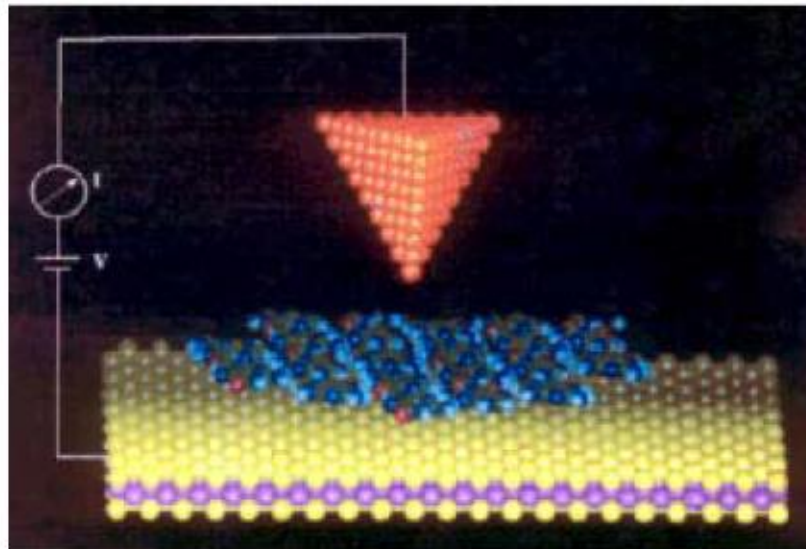


Figure I-7 : principe générale du fonctionnement d'un STM

- Microscopie à force atomique (AFM): Utilisable sur conducteurs et isolants, elle permet de mesurer les forces entre une pointe et la surface. Très précise (résolution verticale $< 1 \text{ \AA}$) et adaptée à l'étude des matériaux mous.

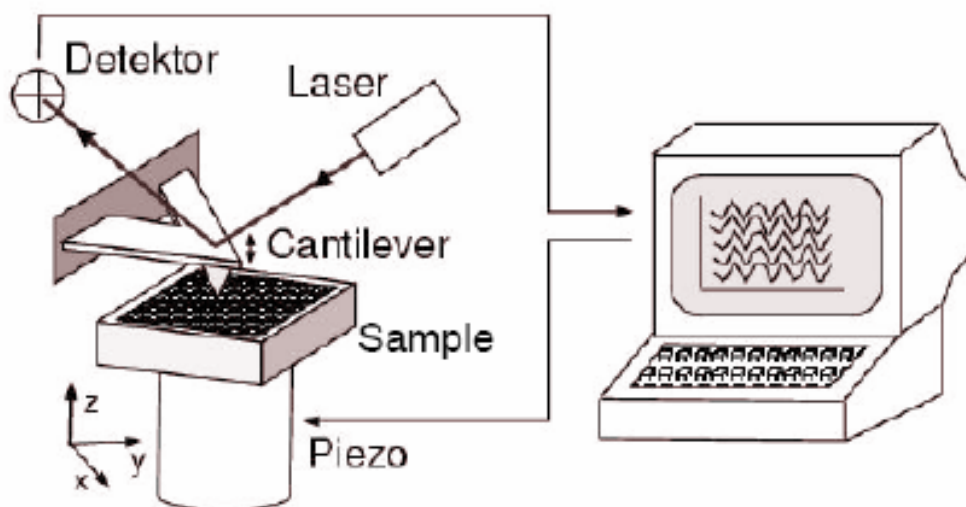


Figure I-8 : schéma de principe d'un AFM

I-2.1.4. Métrologie

Profilomètre: Instrument simple basé sur le déplacement d'une pointe en diamant. Mesure la topographie, la rugosité, l'épaisseur de couches minces, etc. Très utilisé en électronique pour des mesures rapides et précises.

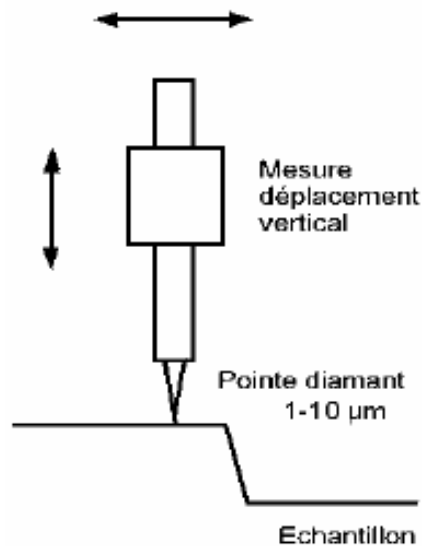


Figure I-9 : schéma de principe d'un profilomètre.

Conclusion : Chaque technique présente des avantages spécifiques selon le type de matériau, la résolution souhaitée et les contraintes (destructivité, préparation, etc.).

I-2.2. Caractérisation Chimique :

Ces techniques visent à déterminer :

- La composition d'un élément,
- La stœchiométrie,
- La teneur en impuretés,
- Et parfois, la nature des liaisons chimiques.

Les méthodes sont directes (mesure de masse, énergie ou longueur d'onde) ou indirectes (comparaison à des signatures connues). Les critères essentiels sont la détectabilité, la sensibilité, la quantification et la limite de détection.

I-2.2.1. Excitation par des électrons

a. *Spectrométrie des rayons X (XES ou EMP)*

- Basée sur l'émission de photons X lors de la désexcitation d'atomes ionisés.
- Permet une analyse élémentaire précise.
- Intégrée aux MEB pour établir des cartographies chimiques.
- Sensibilité :
 - Bonne pour $Z > 11$ ($\sim 0,02\%$),
 - Faible pour $Z < 11$ ($\sim 10\%$).
- Résolution : environ $1\ \mu\text{m}^3$.
- Échantillon conducteur requis.

b. *Spectroscopie des électrons Auger (AES)*

- Repose sur l'analyse d'électrons Auger émis après ionisation.
- Très sensible aux éléments légers ($Z < 32$).
- Excellente résolution spatiale.
- Limitée aux matériaux conducteurs (effet de charge).
- Technique potentiellement irradiative/destructive.

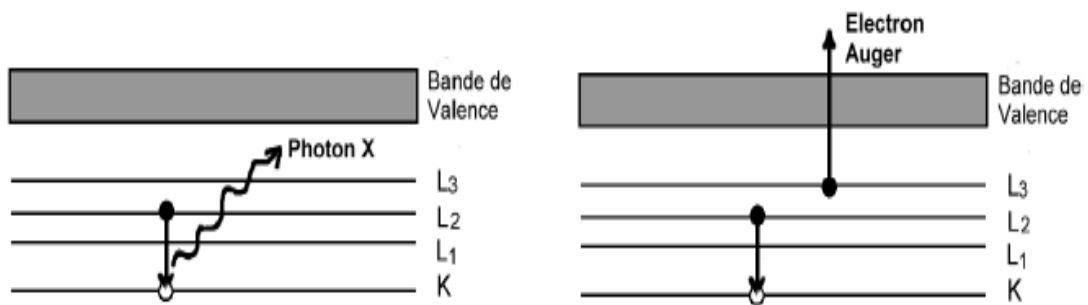


Figure I-10 : désexcitation par émission de photon X (à gauche) ou par processus Auger (à droite)

I-2.2.2. Excitation par des photons

a) Fluorescence X (XRF / TXRF)

- Analyse des photons X secondaires émis.
- Permet l'identification élémentaire (surtout pour $Z > 20$).
- TXRF (réflexion totale) : très sensible en surface ($\sim 10^{10}$ atomes/cm²).
- Non destructive, adaptée aux matériaux isolants.
- Pas de fond continu dans le spectre.

b) Spectrométrie des photoélectrons (XPS / ESCA)

- Mesure des photoélectrons émis par les atomes ionisés.
- Très sensible aux liaisons chimiques.
- Fonctionne avec matériaux isolants ou faiblement conducteurs.
- Très utilisée pour l'étude de la chimie de surface.

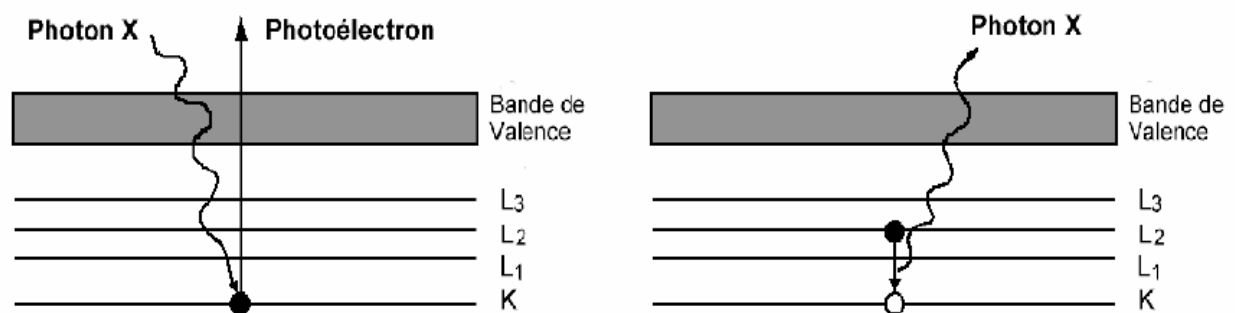


Figure I-11 : ionisation d'un atome cible par un photon X avec émission d'un photoélectron (à gauche) et désexcitation par émission d'un photon X secondaire (à droite).

I-2.2.3. Excitation par des ions

a) SIMS (Spectrométrie de masse des ions secondaires)

- Analyse des ions secondaires issus d'un bombardement ionique.
- Très sensible, avec excellente résolution en profondeur et latérale.
- Méthode destructive, nécessitant étalonnage.
- Problèmes potentiels avec échantillons isolants (solution : faisceau d'électrons).

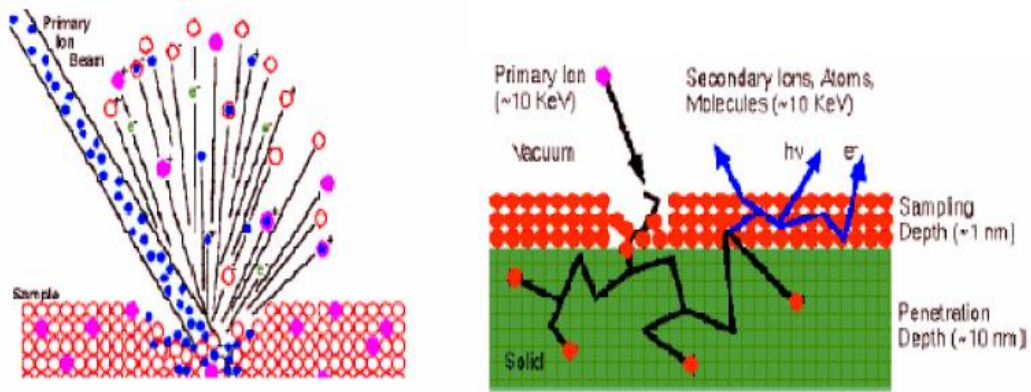


Figure I-12 : principe du SIMS.

b) Rétrodiffusion Rutherford (RBS)

- Analyse des ions rétrodiffusés après interaction avec les noyaux.
- Méthode **quantitative et non destructive**.
- Très sensible aux **éléments lourds**, mais faible résolution latérale.
- Requiert un **accélérateur d'ions**.

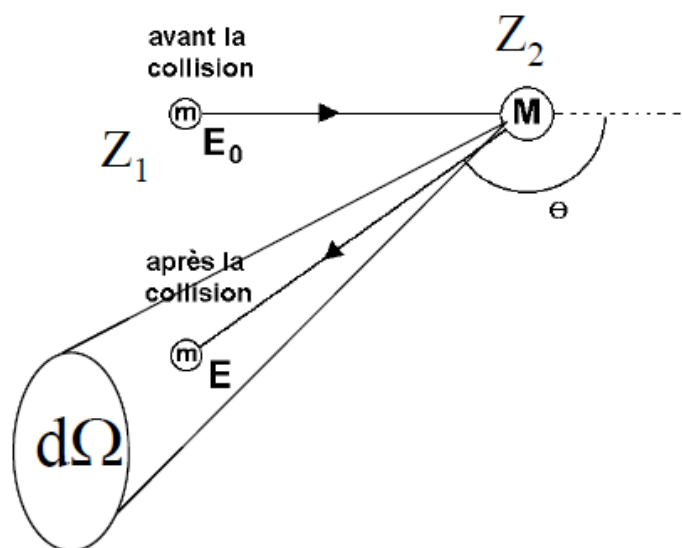


Figure I-13 : schéma de principe de la RBS

c) Analyse par réaction nucléaire (NRA)

- Basée sur une réaction nucléaire spécifique à l'élément analysé.
- Meilleure sensibilité aux éléments légers que la RBS.
- Coûteuse, avec résolution limitée.

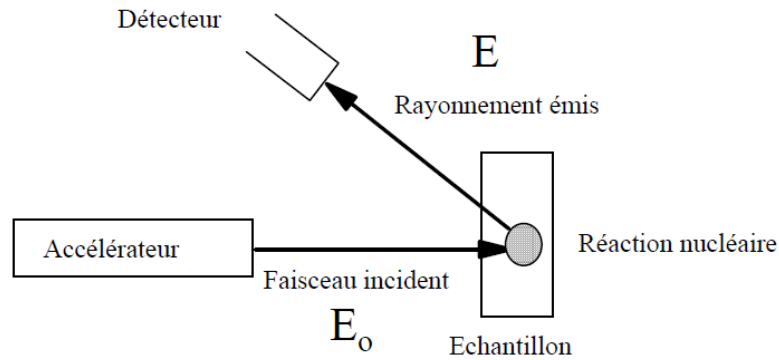


Figure I-14 : schéma de principe de la NRA.

I-2.2.4. Excitation par des neutrons

a) Analyse par activation neutronique (NAA)

- Utilise un flux de neutrons thermiques pour activer les éléments.
- Produit des radio-isotopes qui émettent des rayonnements caractéristiques.
- Très sensible et quantitative.
- Requier un réacteur nucléaire, ce qui limite son accessibilité.

Conclusion

Les techniques varient selon :

- Le type d'excitation (électrons, photons, ions, neutrons),
- La profondeur d'analyse (surface vs volume),
- Le type de matériau (conducteur ou isolant),
- La destructivité,
- La sensibilité et la résolution.

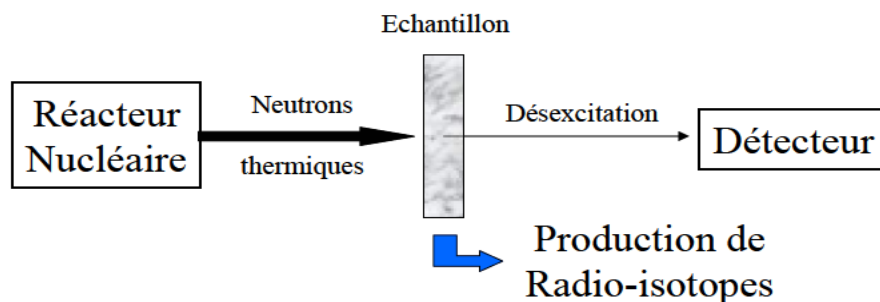


Figure I-15 : schéma de principe de la NAA.

I-2.3. Caractérisation structurale :

Objectif général

Ces méthodes offrent la possibilité d'étudier :

- La structure du cristal.
- Les paramètres de maille.
- L'orientation des cristaux.
- Le niveau de cristallinité, en utilisant des ions, des électrons ou des photons.

I-2.3.1. Excitation par des électrons

a) LEED (*LowEnergy Electron Diffraction*)

- Exploite la diffraction de faibles énergies électroniques (10–100 V).
- Analyse la première monocouche atomique en surface.
- Utilisée pour déterminer l'ordre de surface cristalline.
- Fonctionne en vide poussé.
- Moins performante que la diffraction X, mais adaptée aux surfaces.

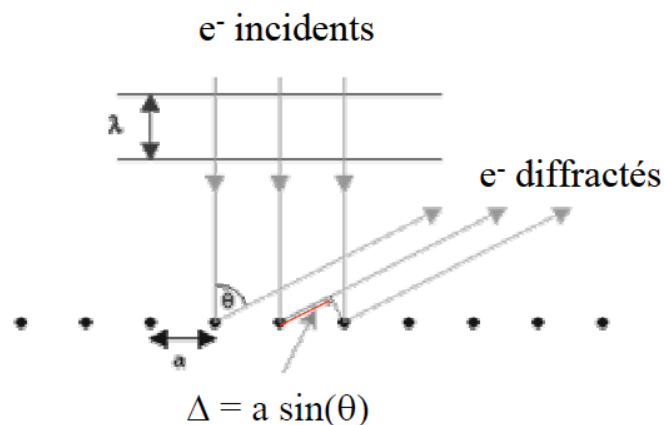


Figure I-16 : diffraction d'un faisceau d'électrons sur une rangée atomique.

b) TEM en mode diffraction

- Mode de la microscopie électronique en transmission où l'écran est placé dans le plan focal.
- Permet l'observation de la structure en volume avec haute résolution.
- Utilise des électrons de haute énergie (>100 keV).

- Technique destructive, exigeant une préparation fine et une interprétation experte.

I-2.3.2. Excitation par des photons

a) Méthode de Laue

- Utilise des rayons X polychromatiques.
- Échantillons monocristallins.
- Diffraction observée en transmission ou en réflexion.
- Permet de déterminer l'orientation cristalline.

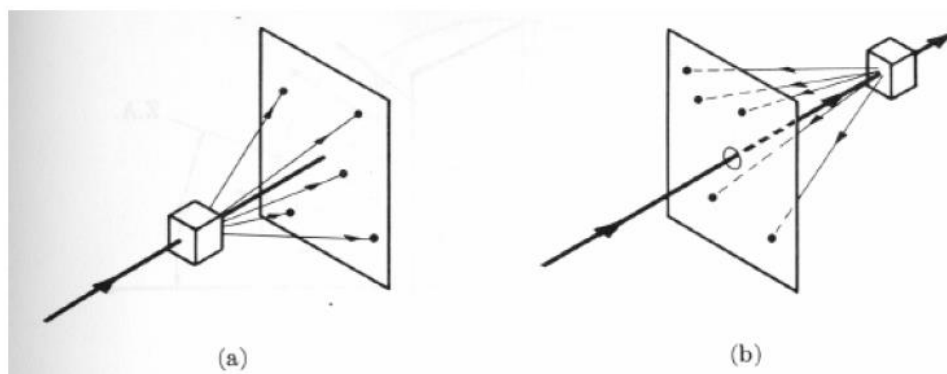


Figure I-17 : méthode de Laue en transmission (a) ou en réflexion (b)

b) Méthode de Debye-Scherrer

- Utilise des rayons X monochromatiques sur des échantillons poudres (multicristallins).
- Chaque famille de plans crée un cône de diffraction.
- Idéale pour déterminer les paramètres de réseau.

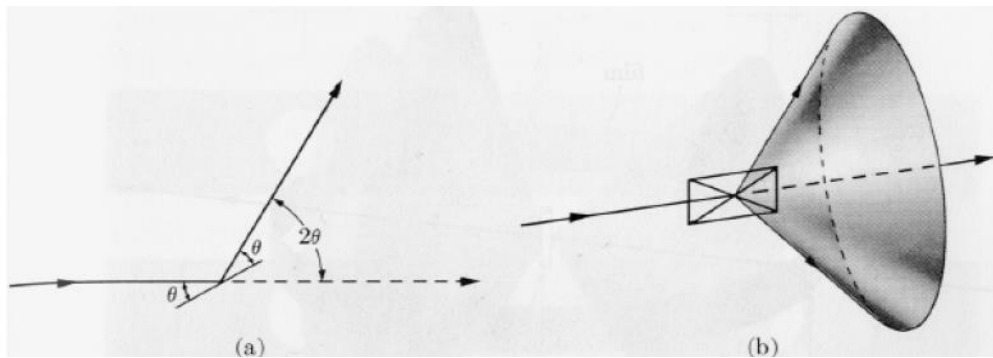


Figure I-18: diffraction pour une famille de plans donnée (a) et cône de diffraction correspondant pour une poudre multicristalline (b).

c) Diffraction X à 4 cercles ou plus

- Permet la cartographie complète du réseau réciproque.
- Utilise un goniomètre et un monochromateur.
- Très précise pour la structure atomique, mais limitée par la résolution spatiale.
- Technique non destructive, mais complexe.

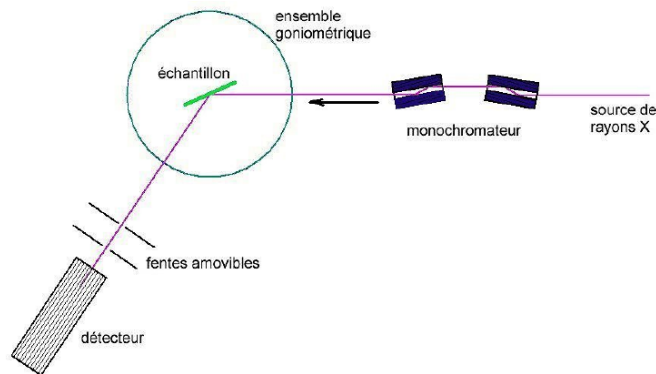


Figure I-19 : schéma de principe d'un spectromètre à rayons X.

I-2.3.3. Excitation par des ions

a) RBS en condition de canalisation

- Exploite l'effet de canalisation dans les cristaux pour détecter les défauts structuraux.
- Si les ions légers suivent un axe cristallin, la rétrodiffusion est minimale.
- Toute perturbation du cristal (défaut, impureté) modifie la diffusion mesurée.
- Technique non destructive, sensible aux défauts de cristallinité.

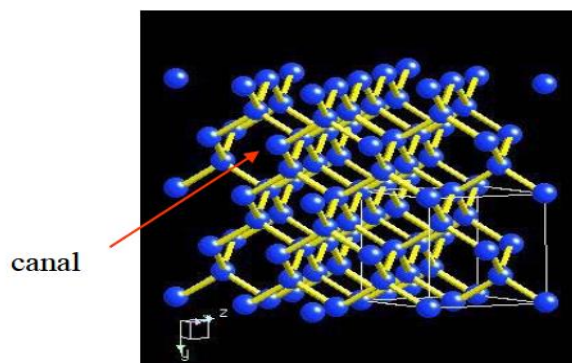


Figure I-20 : cristal de silicium et une direction de canalisation.

Conclusion

- Les électrons sont utilisés pour des analyses superficielles (LEED) ou volumiques (TEM).
- Les rayons X offrent une excellente précision cristallographique (Laue, Debye-Scherrer, 4 cercles).
- Les ions permettent d'analyser les défauts et le degré de cristallinité (RBS canalisation).
- Les méthodes photoniques sont non destructives, mais à résolution latérale limitée.
- Le choix de la technique dépend de la nature de l'échantillon et du niveau d'information recherché.

I-2.4. Caractérisation fonctionnelle

Objectif général

Ces techniques visent à analyser les propriétés électriques et optiques des dispositifs dans leurs conditions d'utilisation réelles. Bien que certaines fournissent des données chimiques, celles-ci sont indirectes, justifiant une classification spécifique.

I-2.4.1. Caractérisation électronique

a) Techniques de base

- Mesure de résistivité (ρ) : réalisée avec un montage à 4 pointes, elle permet d'évaluer la résistivité d'un semi-conducteur.
- Effet Hall + méthode de Van der Pauw : déterminent la concentration en porteurs de charge (électrons ou trous) et leur mobilité (μ).

b) Mesure de courant (I-V)

- Analyse les caractéristiques courant-tension d'un dispositif pour en déduire son comportement électrique.

c) Mesure de capacité (C-V)

- Utilisée sur les jonctions p-n, elle fournit des informations sur la concentration en dopants et la répartition du champ électrique.

I-2.4.2. Caractérisation optique

a) Ellipsométrie

- Analyse la variation de polarisation de la lumière après réflexion.
- Permet de déterminer :
 - L'indice optique,
 - L'épaisseur des couches (mono ou bicouches),
 - Les interfaces.
- Non destructive, très précise mais complexe pour les structures multicouches (nécessite des calculs avancés).
- Basée sur les déphasages et variations d'amplitude des ondes réfléchies (plans s et p).

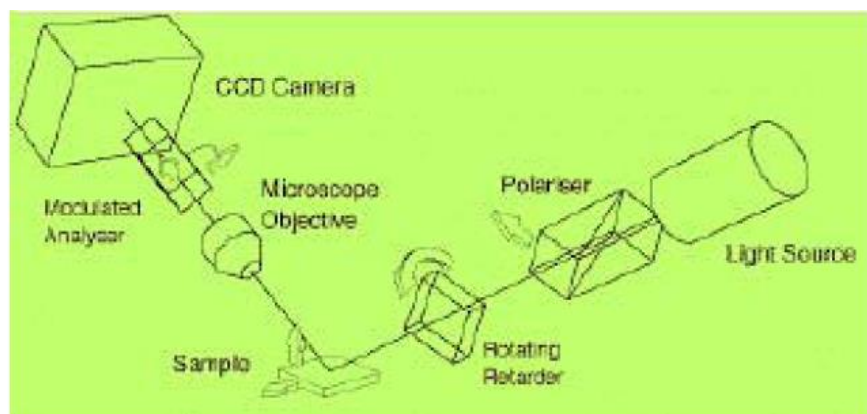


Figure I-21 : schéma de principe d'un ellipsomètre.

b) Spectroscopie Infrarouge (FTIR)

- Mesure l'absorption infrarouge en fonction de la fréquence, après transformée de Fourier d'un interférogramme.
- Composants principaux :
 - Source IR, interféromètre (avec miroir mobile), détecteur, échantillon, laser de calibration.
- Permet :
 - L'identification qualitative et quantitative des impuretés,
 - L'analyse non destructive de matériaux solides ou liquides.
- Nécessite un miroir de référence pour les mesures en mode réflexion.

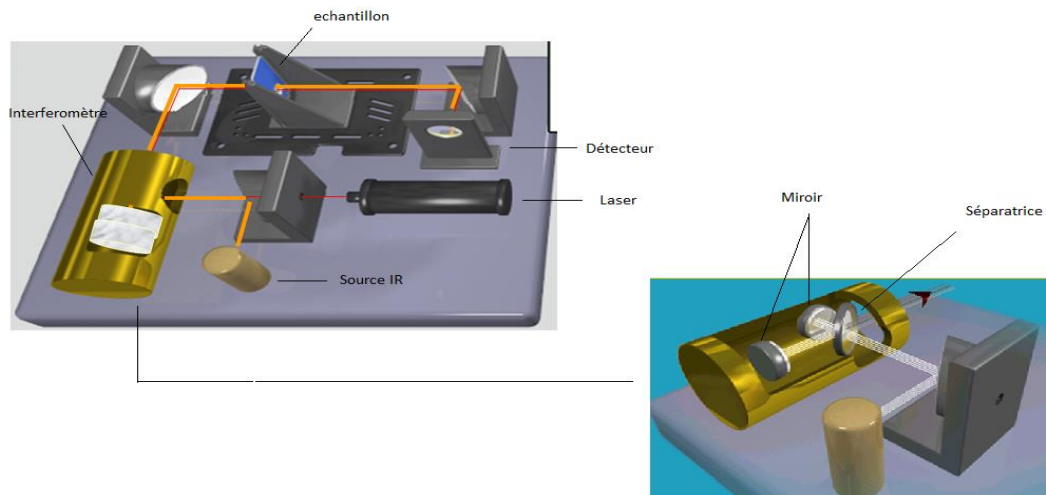


Figure I-22 : illustration d'un FTIR.

Conclusion

Les techniques fonctionnelles sont essentielles pour tester directement les propriétés d'usage des dispositifs électroniques et optiques. Elles sont souvent non destructives et permettent d'obtenir des informations critiques pour la microélectronique, les semi-conducteurs et les matériaux complexes.

I-3. Elaboration des cristaux

Le nanomonde (nanosciences et nanotechnologies) regroupe les objets de dimensions nanométriques, dont les propriétés et comportements inédits ouvrent un champ immense d'applications, certaines étant déjà présentes dans notre quotidien. Leur potentiel de développement reste toutefois considérable.

Le terme « nano », d'origine grecque, signifie « extrêmement petit ». Un nanomètre correspond à un milliardième de mètre, soit un millionième de millimètre : environ 30 000 fois plus fin qu'un cheveu et 100 fois plus petit qu'une molécule d'ADN.

Pour illustrer cette échelle, on peut comparer le rapport entre la Terre et une orange à celui existant entre une orange et une nanoparticule de 1 nm. Explorer le domaine nanométrique revient ainsi à étudier des objets allant d'un nanomètre à quelques centaines de nanomètres, ou à analyser les phénomènes particuliers associés à ces tailles.

En plus des nanoparticules naturelles, issues notamment de la combustion, de l'érosion, de l'activité volcanique ou de processus biologiques de nombreuses nanotechnologies sont aujourd'hui intégrées dans des objets du quotidien comme les smartphones, les ordinateurs ou encore les LED.

À l'échelle nanométrique, les matériaux peuvent présenter des propriétés chimiques, électriques ou magnétiques très différentes de celles observées aux échelles micro et macroscopiques.

Par exemple, le phénomène de mouillage — bien décrit à grande échelle — peut se manifester de manière surprenante lorsqu'il s'agit de gouttelettes de dimension nanométrique.

La physique classique ne suffit pas à expliquer le comportement des atomes : c'est la mécanique quantique qui permet de comprendre leurs propriétés, qu'il s'agisse de leur solidité, de leur résistance ou encore de leur caractère isolant, conducteur ou semi-conducteur. Elle constitue également le socle de l'électronique moderne, des transistors aux lasers.

Pour visualiser les structures nanométriques, il faut recourir à des techniques avancées comme la microscopie électronique et la microscopie à champ proche, capables de révéler les détails atomiques des matériaux.

Les nanosciences et nanotechnologies forment un domaine de recherche multidisciplinaire mobilisant la physique, la chimie et la biologie. Elles s'intéressent au comportement des objets nanométriques, différent de celui des structures de plus grande taille.

- **Nanosciences** : elles portent sur l'étude des phénomènes observés sur des objets, structures ou systèmes dont la dimension se situe à l'échelle nanométrique. Ces structures possèdent des propriétés spécifiques absentes aux dimensions supérieures.
- **Nanotechnologies** : elles regroupent les outils, méthodes et instruments permettant d'étudier, manipuler, fabriquer et mesurer les objets nanométriques, ainsi que leurs applications (nanomatériaux, nanocomposants, etc.).

Pour fabriquer des nanocomposants, deux grandes approches existent :

1. Voie descendante (top-down) :

- Elle consiste à partir d'un matériau massif que l'on réduit et sculpte jusqu'à atteindre des dimensions nanométriques.
- Utilisée depuis plus de 30 ans en électronique, cette méthode permet de produire simultanément des millions d'objets.
- Toutefois, elle rencontre des limites techniques lorsque la miniaturisation descend en dessous des 100 nm.

2. Voie ascendante (bottom-up) :

- Elle repose sur l'assemblage d'atomes et de molécules pour former des systèmes plus grands.
- Plus complexe, cette approche permet de concevoir des matériaux innovants en contrôlant leur structure à l'échelle nanométrique.

En combinant la théorie quantique et la simulation numérique, il devient possible de prédire le comportement des matériaux et d'optimiser les procédés de fabrication.

L'intégration des méthodes bottom-up, en complément des approches top-down, ouvre la voie à la création de nouveaux nano-objets et nanoparticules aux applications variées dans l'industrie.

I-4. Etapes d'Elaboration des cristaux

La fabrication des plaquettes de silicium destinées aux composants électroniques suit plusieurs étapes rigoureuses [5] [3] :

- Charge du cristal purifié : le matériau initial doit être d'une pureté maximale pour minimiser les impuretés.
- Préparation de la charge à fondre : on y intègre des dopants si nécessaire.
- Croissance du cristal : par méthode Czochralski ou fusion de zone, permettant de former des lingots de silicium.

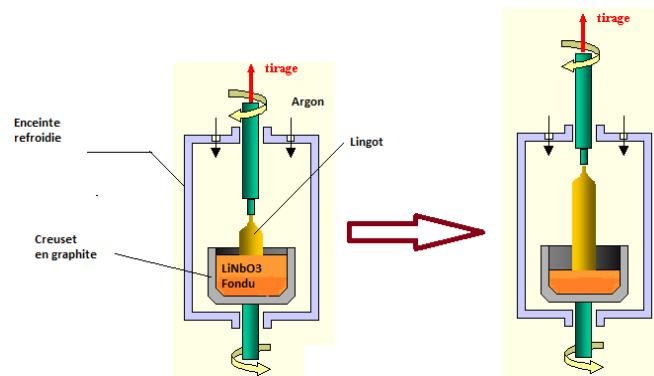


Figure I-23 : Technique Czochralski.

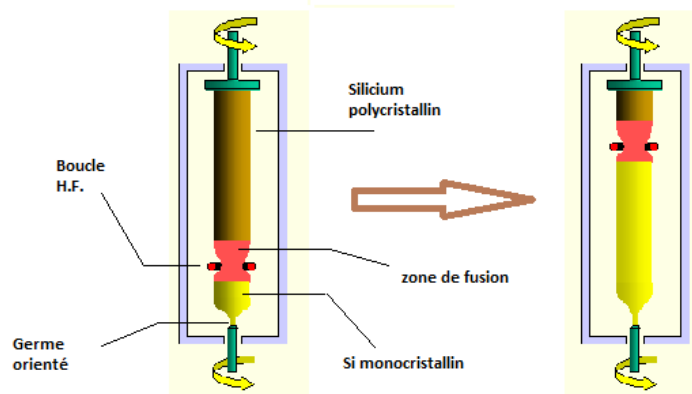


Figure I-24 : Méthode de fusion de zone pour la cristallisation du lingot et purification

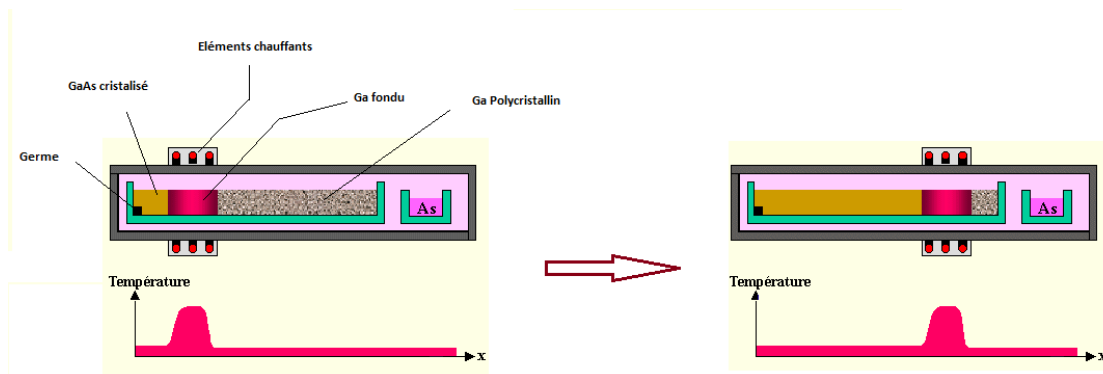


Figure I-25 : Tirage par la méthode Bridgman.

- Équeutage du lingot : élimination des extrémités mal cristallisées ou enrichies en impuretés.



- Contrôle de résistivité : vérification des spécifications électriques du matériau.

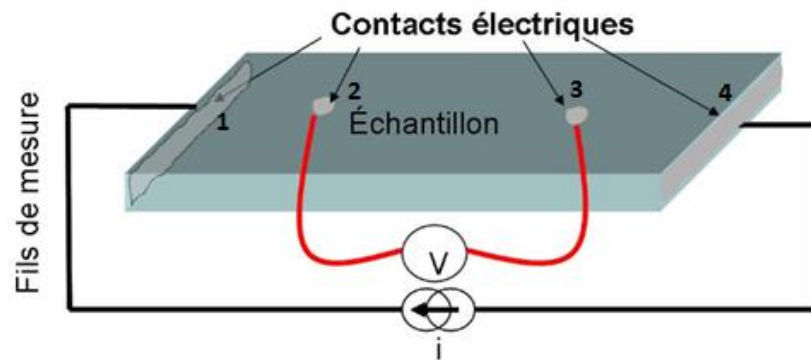


Figure I-26 : Méthode des 4 pointes.

- Repérage cristallographique : effectué par diffraction des rayons X pour orienter correctement les découpes.

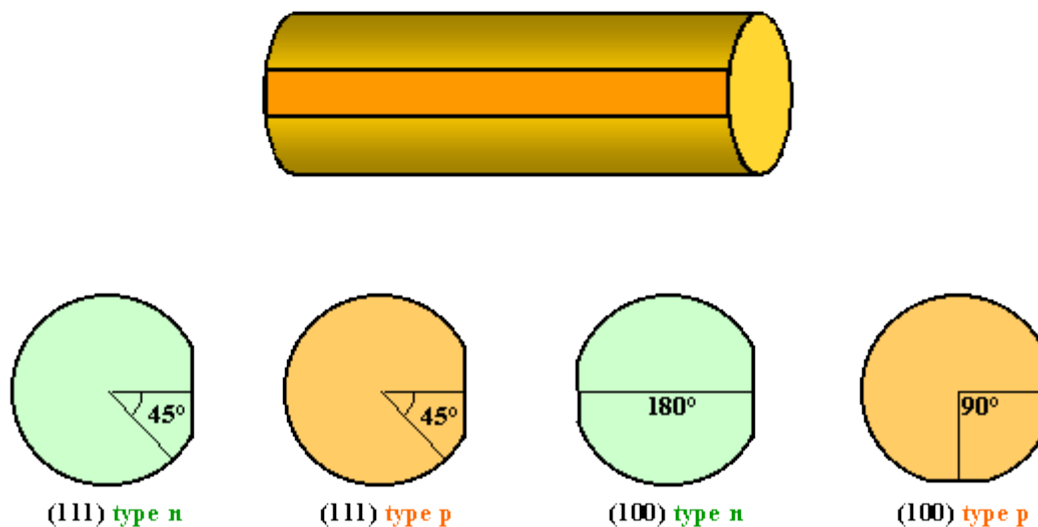


Figure I-27 : Méplats d'identification des plaquettes.

- Découpe des plaquettes : réalisée à l'aide d'une scie diamantée ou d'une scie à fil, avec des pertes de 50 à 60 % du lingot.



- Traitement thermique : réduction des contraintes mécaniques induites par le sciage.
- Polissage et ébarbage : amélioration de l'état de surface et suppression des impuretés.
- Attaque chimique : élimination des oxydes natifs et contaminants.
- Préparation finale : polissage miroir, nettoyage en salle blanche et marquage laser pour le suivi des lots.
- Contrôles finaux : inspection visuelle, test de planéité et validation de la résistivité des plaquettes.

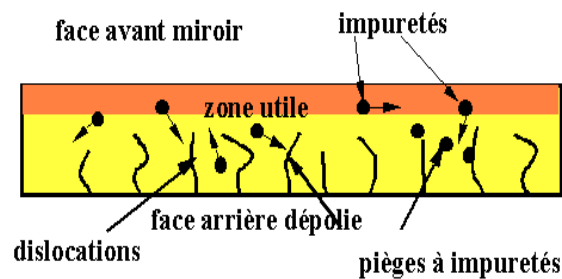


Figure I-28 : Endommagement de la face arrière.

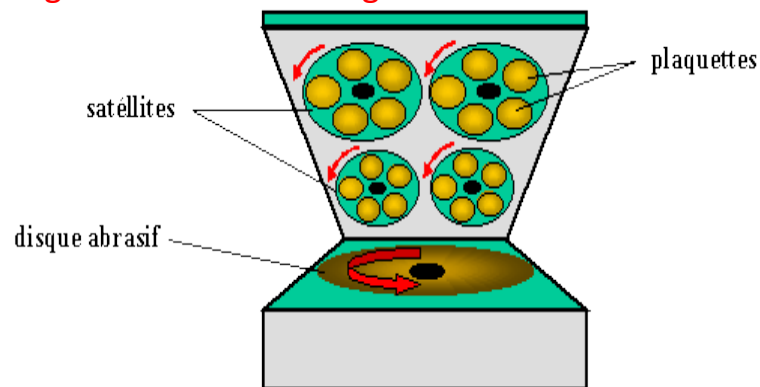


Figure I-29 : Polissage..



Silicium



Niobate de Lithium

Figure I-30 : Lingots et Plaquettes de silicium et de niobate de lithium.

Une fois ces étapes complétées, les plaquettes sont prêtes pour la fabrication des circuits intégrés.

I-5. Conclusion

Ce chapitre a permis d'explorer les nanosciences et les nanotechnologies, en mettant en évidence leur rôle croissant ainsi que leur impact majeur sur différents aspects de la société moderne. Il a également souligné les perspectives de développement offertes par ces disciplines, notamment en matière d'innovation scientifique et technologique.

Par ailleurs, nous avons présenté un aperçu de certaines méthodes de fabrication utilisées à l'échelle nanométrique, ainsi que les principales techniques de caractérisation permettant d'analyser et de comprendre les propriétés des matériaux à cette échelle. Ces outils sont essentiels pour maîtriser la conception et l'étude des nanostructures, et contribuent au progrès continu de ce domaine en pleine expansion.

Chapitre II

Processus de développement d'un capteur EO

II-1. Introduction

Nous allons aborder de manière générale la conception des capteurs optoélectroniques, dispositifs associant des composants optiques et électroniques. Il décrit les principales applications de l'optoélectronique, les étapes de conception et les grandes catégories de capteurs. Aussi, ce chapitre expose les bases de la radiométrie, en présentant les grandeurs physiques correspondantes ainsi que quelques exemples de rayonnements optiques. On s'intéressera, par la suite, à la propagation des rayonnements, au rôle de l'optique et conduit au calcul du flux optique reçu par le détecteur, lequel est ensuite converti en signal électrique.

II-2. Les capteurs optoélectroniques

II-2.1. Domaines d'application

L'optoélectronique associe les concepts d'optique et d'électronique pour concevoir des composants capables de convertir les photons en électrons et inversement (ex : détecteurs, lasers, diodes électroluminescentes, fibres optiques).

L'optronique, souvent assimilée à l'optoélectronique, se réfère plutôt aux systèmes complexes intégrant ces technologies. Ces systèmes sont utilisés dans divers domaines :

- **Défense** : Capteurs pour la navigation, reconnaissance, identification de cibles, guidage d'armement et observation sur le champ de bataille.
- **Spatial** : Applications en navigation satellitaire, observation terrestre et astronomique, télécommunications spatiales par laser.
- **Télécommunications** : Utilisation croissante des fibres optiques, grâce à leurs faibles pertes, large bande passante et insensibilité aux perturbations électromagnétiques.
- **Industrie** : Détection et mesures pour la température, pression, humidité, vibrations, pollution, etc. ; équipements laser pour la découpe, soudure et marquage.
- **Grand public** : Présence dans les caméscopes, appareils photo numériques, écrans de projection, lecteurs CD/DVD.

- **Médical** : Technologies utilisées pour le diagnostic (imagerie laser, thermographie) et les soins (chirurgie, épilation laser, etc.).

Les capteurs optoélectroniques, en raison de leur absence de contact direct, n'altèrent pas les phénomènes mesurés et peuvent être employés dans des environnements hostiles (corrosion, vibrations, températures extrêmes, radiations).

II-2.2. Phases de conception d'un capteur

La conception d'un capteur implique une connaissance approfondie de l'état de l'art, notamment des capteurs existants (capteurs optoélectroniques, à induction, piézoélectriques, à ultrasons, etc.). Cette démarche permet d'anticiper les difficultés techniques et commerciales, d'assurer la conformité aux normes et d'optimiser les coûts de fabrication et de maintenance.[8]

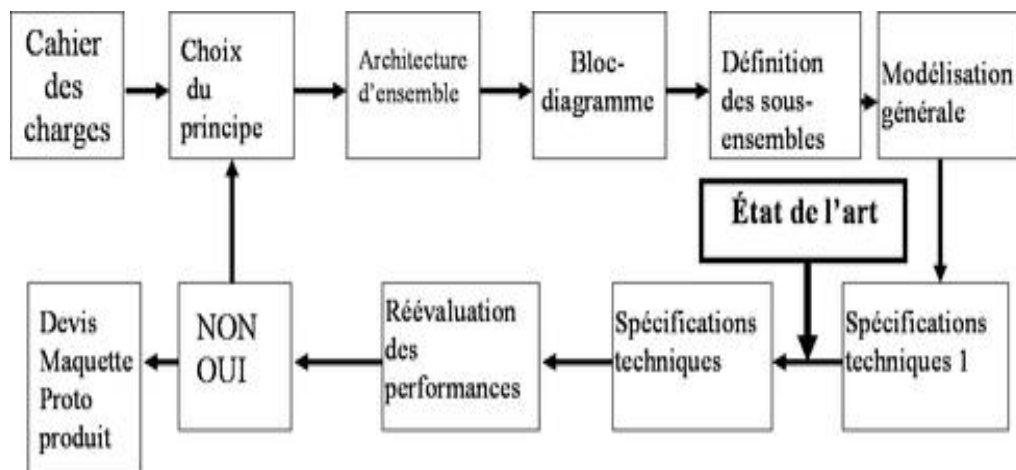


Figure II-1 : Conception d'un capteur optoélectronique.

Les étapes clés de la conception comprennent :

II-2.2.1. Cahier des charges

Le cahier des charges rassemble les spécifications opérationnelles du capteur, en précisant ses fonctions, ses performances attendues ainsi que ses contraintes d'utilisation. Il peut être rédigé par le client ou par le concepteur lui-même à la suite d'une analyse du marché.

II-2.2.2. Choix de l'architecture

Le concepteur a pour mission d'établir le principe de fonctionnement du capteur en identifiant les sous-ensembles requis, les paramètres déterminants, ainsi que les caractéristiques du signal et les méthodes de traitement qui y sont associées.

Souvent représentée sous forme de schéma-blocs, l'architecture décrit la chaîne optoélectronique du capteur.

II-2.2.3. Modélisation, simulation et optimisation

Après définition de l'architecture, le concepteur procède à la modélisation des performances du capteur en établissant les fonctions de transfert ainsi que les paramètres d'entrée et de sortie de chaque sous-système.

Les simulations servent à déterminer si le signal détecté peut être exploité, notamment en évaluant le rapport signal/bruit. Si ce rapport s'avère trop faible, il est inutile de poursuivre les simulations, car aucun traitement électronique ne pourra compenser cette limitation.

Ces outils de simulation couvrent à la fois l'optique (émission et propagation de la lumière, caractéristiques des matériaux), la mécanique et l'électronique (modulation, filtrage, traitements analogiques et numériques).

II-2.2.4. Évaluation et tests

Il est essentiel de contrôler chaque composant avant son intégration pour éviter les coûts élevés liés aux corrections post-montage. La conception et l'évaluation doivent être menées en parallèle pour garantir la fiabilité du capteur.

Remarque : Un principe envisagé peut s'avérer inapplicable en raison de limites technologiques. Il est donc essentiel de suivre les évolutions de la recherche.

La conception d'un capteur est multidisciplinaire. Un déséquilibre dans un sous-système peut compromettre l'ensemble du dispositif (sources, détecteurs, optique, traitement du signal, informatique, etc.).

II-2.3. Grandes familles de capteurs

Les capteurs optoélectroniques peuvent être classés selon plusieurs critères :[8] [9]

II-2.3.1. Classification selon le principe de fonctionnement

- Capteurs passifs : Captent un rayonnement externe sans en être la source (ex : caméras, capteurs d'imagerie).
- Capteurs actifs :
 - Monostatiques : L'émetteur et le récepteur sont confondus.
 - Bistatiques : L'émetteur et le récepteur sont distincts.
 - À liaison directe : Transmettent un signal optique guidé (fibre optique) ou en espace libre. [10]

- capteurs passifs (absence de source d'éclairage dans le capteur) :

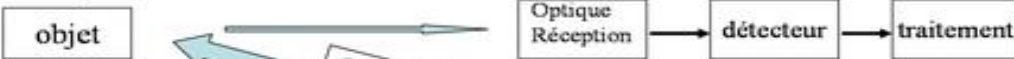


- capteurs actifs

- Monostatiques



- Bistatiques



- Point à point



Figure II-2 : capteurs passifs et actifs

II-2.3.2. Classification selon domaine spectral

Le choix de la longueur d'onde dépend du milieu de propagation :

- Atmosphère : Fenêtres comprises entre 0,2 et 15 μm .
- Eau : Transmission optimale en bleu-vert.
- Fibres optiques : Zones optimales en proche infrarouge (1,3 μm - 1,5 μm).

II-2.3.3. Classification selon l'information fournie : images, flux

Les informations résultant de capteurs optoélectroniques sont, soit des images soit des niveaux de rayonnement (flux).

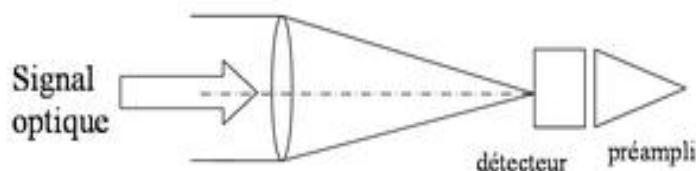
- Capteurs d'image : Restituent un rayonnement sous forme de cartographie pixélisée (caméras, spectro-imageurs).
- Capteurs de flux : Mesurent l'intensité d'un rayonnement sans restituer sa géométrie (détecteurs, télécommunications optiques).

II-2.3.4. Classification selon le mode de détection

La détection d'un rayonnement électromagnétique se fait soit par :

- Détection directe (incohérente) : Capture directement le rayonnement incident.
- Détection hétérodyne (cohérente) : Mélange le signal reçu avec une onde de référence pour en améliorer la détection (principalement utilisée en radar et radio).[10]

- **Détection directe :**



- **Détection hétérodyne ou cohérente**

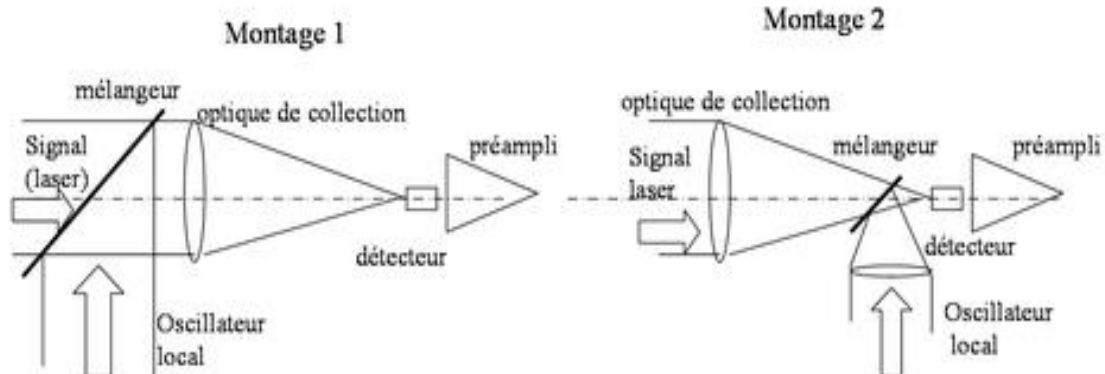


Figure II-3 : Détection directe et hétérodyne

II-3. Le signal dans un capteur optoélectronique

II-3.1. Propagation des rayonnements

Lorsqu'un rayonnement se propage dans le vide, il conserve intégralement ses caractéristiques initiales, qu'il s'agisse de la luminance ou de l'intensité spectrale, sans subir la moindre atténuation tout au long de son trajet.

En revanche, dès qu'il traverse un milieu matériel (atmosphère, eau, fibre optique, etc.), ses propriétés spectrales, spatiales et temporelles se détériorent progressivement sous l'effet de deux types d'interactions principales :

- Diffusion

La diffusion résulte des collisions des photons avec les composants du milieu. Deux types de diffusion existent :

- + Diffusion de Mie : due aux grosses particules présentes dans le milieu.
- + Diffusion de Rayleigh : provoquée par les petites particules et molécules.

Lors de ces collisions, une partie des photons est déviée dans différentes directions, ce qui réduit la quantité de flux lumineux restant dans l'axe initial.

- Absorption

L'absorption correspond à un transfert d'énergie du faisceau lumineux vers le milieu. Ce transfert se produit aux fréquences proches des résonances des électrons, atomes et molécules du milieu, entraînant une diminution de l'intensité lumineuse transmise.

Deux paramètres caractérisent ces phénomènes pour chaque longueur d'onde λ et à un point donné Z :

- Le coefficient linéique de diffusion : $B(\lambda, Z)$ (pourcentage du flux diffusé).
- Le coefficient d'absorption : $\alpha(\lambda, Z)$ (pourcentage du flux absorbé).

Les propriétés spatio-temporelles du rayonnement peuvent aussi être affectées par les variations de l'indice de réfraction du milieu, qui modifient la vitesse de propagation des ondes.

- Dans un milieu dispersif (où l'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde), la géométrie du faisceau varie en fonction de celle-ci, ce qui

peut provoquer une distorsion temporelle des impulsions laser ou des transmissions à haut débit.

- Par ailleurs, les fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction modifient les trajectoires optiques et donnent lieu à divers phénomènes, tels que :
 - Les mirages (effets d'optique dus à des gradients de température).
 - La turbulence atmosphérique (altération de la propagation des ondes optiques).

Ces effets doivent être pris en compte pour la conception des systèmes optoélectroniques, notamment dans les télécommunications, l'astronomie et les capteurs de vision avancés.

II-3.2. Définition du signal utile

La définition précise du signal utile dans un capteur optoélectronique peut être complexe, car dans certains cas, le détecteur reçoit du rayonnement en permanence, produisant un signal même en l'absence du phénomène recherché.

Influence de l'environnement lumineux

- Dans le visible ou le proche infrarouge, il est possible de minimiser ce courant de fond (signal parasite) en maintenant l'environnement dans une obscurité totale. Dans ces conditions, la lumière ambiante est réduite et l'émission thermique des corps à température ambiante est extrêmement faible, permettant d'obtenir un signal proche de celui recherché.
- En extérieur, sous forte luminosité (ex : en plein soleil), le détecteur est exposé à une source lumineuse intense, ce qui peut générer un signal plus élevé que prévu, rendant l'identification du signal utile plus difficile.

Cas spécifique de l'infrarouge moyen et lointain

Dans ces gammes de longueurs d'onde, le rayonnement thermique est présent même en l'absence de lumière et peut produire un signal significatif. Ce principe est utilisé notamment dans :

- La thermographie (mesure des températures) : le signal utile correspond ici à la valeur absolue du courant délivré par le détecteur, directement lié à la température de la scène, à condition que le capteur soit correctement étalonné.

- L'imagerie thermique (repérage des écarts de température) : le signal exploité n'est pas la valeur absolue, mais la différence de température entre deux points de l'image.

Importance de la définition du signal utile dès la conception

Dès la phase de conception d'un capteur, il est essentiel de déterminer avec précision la nature du signal à exploiter. Dans de nombreux dispositifs optoélectroniques, ce n'est pas tant l'amplitude absolue du signal qui importe, mais sa modulation ou ses variations en fonction du phénomène observé.

Exemples d'applications où la variation du signal est déterminante :

- Modulation d'une source (communications optiques).
- Imagerie (photographie numérique, télévision, vision infrarouge).
- Détection de cibles (systèmes de guidage et de surveillance).
- Détection d'impulsions laser (télémétrie, lidar).
- Surveillance de zones (sécurité, détection de mouvement).

Ainsi, la performance d'un capteur optoélectronique repose à la fois sur une définition précise du signal utile et sur l'intégration de méthodes de traitement adaptées, permettant d'optimiser la détection tout en minimisant les interférences.

II-4. Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de présenter de manière générale l'une des méthodes de conception d'un capteur optoélectronique. Afin de rendre le travail plus clair, un schéma-bloc a été proposé, certaines grandeurs radiométriques ont été définies et le signal émis en sortie du détecteur a été brièvement analysé.

Outre ces aspects radiométriques, d'autres facteurs peuvent influencer la propagation du signal électromagnétique à l'intérieur du détecteur. Ces points seront abordés plus en détail dans les chapitres suivants.

Chapitre III

Généralités sur l'effet Electro-Optique E/O

III-1. Introduction

Ce chapitre a pour objectif de guider la conception d'un capteur optique de champ électrique en s'appuyant sur l'effet électro-optique dans un cristal anisotrope.

Dans ce cadre, nous commencerons par rappeler les principes fondamentaux suivants :

- L'optique des milieux anisotropes,
- L'effet électro-optique linéaire, également appelé effet Pockels.

La compréhension approfondie de ces notions permettra de définir la configuration électro-optique la plus adaptée au cristal choisi, afin d'optimiser les performances du capteur.

III-2. L'optique anisotrope

Dans un cristal, comme tout autre milieu diélectrique anisotrope, les propriétés optiques varient selon la direction de propagation et la polarisation de la lumière. Cela s'explique par le fait que la perméabilité électrique du matériau n'est pas isotrope : elle est décrite par un tenseur diélectrique plutôt qu'une simple constante scalaire. Conséquences principales :

- Indices de réfraction directionnels : La vitesse de la lumière dépend de la direction de propagation dans le cristal.
- Double réfraction (biréfringence) : Un rayon incident peut se séparer en deux rayons polarisés différemment, chacun avec un indice de réfraction distinct.
- Polarisation dépendante : La polarisation de l'onde influence son interaction avec le cristal et donc son comportement optique.

On dit que l'anisotropie du milieu entraîne une dépendance directionnelle et polarisante des propriétés optiques, contrairement aux milieux isotropes où l'indice de réfraction est le même dans toutes les directions.

Pour une direction donnée, deux indices de réfraction peuvent être définis, chacun associé à une onde électromagnétique polarisée capable de se propager sans subir de modification. Ces polarisations correspondent aux états propres à cette direction de propagation.

Toute onde électromagnétique peut être décomposée en deux ondes planes indépendantes, représentant des modes de propagation linéaires. Chacune est liée à un indice de réfraction spécifique, et l'écart entre ces indices définit la biréfringence naturelle du milieu.

Ainsi, pour chaque rayon incident, la biréfringence entraîne l'existence de deux indices de réfraction distincts et, par conséquent, de deux directions de propagation à l'intérieur du matériau anisotrope.

Ce phénomène est largement exploité dans divers domaines optiques et électro-optiques, tels que les capteurs de champ électrique, les modulateurs optiques ou encore les dispositifs de contrôle de polarisation.

III-2.1. Définition de la polarisation

Une onde électromagnétique est caractérisée par deux vecteurs fondamentaux : le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{H}$. Pour décrire leur interaction avec la matière, on introduit deux grandeurs supplémentaires : le vecteur déplacement électrique $\vec{D}$ et le vecteur induction magnétique $\vec{B}$. [20][23]

Dans un milieu matériel non magnétique, tel qu'un cristal, les champs vectoriels sont liés entre eux par les équations de Maxwell, qui s'expriment ainsi :

$$\overrightarrow{rot}\vec{E} = \frac{-\partial\vec{B}}{\partial t} , \quad \text{div } \vec{B} = 0 , \quad \overrightarrow{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} , \quad \text{div } \vec{D} = 0$$

En complément des équations de Maxwell, le champ électrique $\vec{E}$ et le champ magnétique $\vec{B}$ obéissent à deux principes :

- La relation constitutive (en négligeant l'activité optique) :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot [\epsilon] \cdot \vec{E}$$
- La loi de conservation de l'énergie, exprimée à travers la densité d'énergie électromagnétique.

$$\left\{ \begin{array}{l} w = w_e + w_m \\ w_e = \frac{1}{2} \cdot E \cdot D \\ w_m = \frac{1}{2} \cdot B \cdot H \\ S = E * H \dots \text{vecteur de POYNTING} \end{array} \right. \dots \frac{dw}{dt} + \text{div } S = 0 \quad \text{III-1}$$

Le vecteur de Poynting **S** représente la direction de propagation d'une onde électromagnétique. Sa norme correspond à la densité de puissance transportée par cette onde. En d'autres termes, le module de **S** exprime un flux d'énergie (une puissance par unité de surface).

$$S = 1/\mu_0 * E * B$$

Avec $B = H * \mu_0$... où μ_0 est la perméabilité du vide.

Pour un matériau de perméabilité magnétique μ quelconque, il faut prendre l'excitation magnétique H définie par la relation $B = \mu H$. L'expression plus générale du vecteur de Poynting est donc: $S = E * H$.

$\vec{D}$: Interaction du champ électromagnétique avec le milieu étudié :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot [\epsilon] \cdot \vec{E} \quad \text{III-2}$$

Où $[\epsilon]$ est le tenseur de permittivité relative. L'équation (III-3) se décompose de la façon suivante :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot \vec{E} + \vec{P} \quad \text{III-3}$$

Avec :

$\left\{ \begin{array}{l} \epsilon_0 \vec{E} \dots \dots \dots \text{vecteur déplacement électrique dans le vide} \\ \vec{P} \dots \text{polarisation électrique du milieu matériel dépendant du champ } \vec{E} \end{array} \right.$

$$\vec{P} = \vec{P}^L + \vec{P}^{NL} \quad \text{III-4}$$

Dans le cas (cas étudié) où l'intensité totale de l'onde est inférieure à l'intensité du champ électrique qui règne dans la matière :

- La polarisation non linéaire $\vec{P}^{NL}$ est négligeable.
- La polarisation linéaire $\vec{P}^L = \epsilon_0 \cdot [\chi] \cdot \vec{E}$ III-5

$[\chi]$: Tenseur de susceptibilité électrique d'ordre 1.

L'équation (III-3) devient :

$$\vec{D} = \epsilon_0 \cdot ([\mathbf{I}] + [\chi]) \cdot \vec{E} \quad \text{III-6}$$

Un tenseur est une généralisation des scalaires et des vecteurs à des dimensions supérieures. Voici les points essentiels :

- Définition générale :
 - Un tenseur d'ordre k dans un espace à n dimensions possède n^k composantes.
 - Exemple :
 - Ordre 0 $\rightarrow$ scalaire (1 composante)
 - Ordre 1 $\rightarrow$ vecteur (n composantes)
 - Ordre 2 $\rightarrow$ matrice ou tenseur d'ordre 2 (n^2 composantes)
- Propriétés de transformation :
 - Les composantes du tenseur changent selon le système de coordonnées choisi, mais la grandeur physique représentée reste la même.
 - Cela permet de décrire des propriétés physiques indépendamment du choix d'axes, comme le tenseur de contrainte, le tenseur diélectrique ou le tenseur d'inertie.
- Application aux milieux anisotropes :
 - Dans un cristal, le tenseur diélectrique relie le champ électrique E à la polarisation P : $P = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot E$, où χ est un tenseur d'ordre 2.

En résumé, un tenseur permet de décrire des grandeurs multidimensionnelles de manière indépendante du système de coordonnées, ce qui est crucial pour l'optique des cristaux et la mécanique des milieux continus.

Le tenseur de permittivité relative $[\epsilon]$ est symétrique. Ce qui implique :

$$[\epsilon]_{ij} = [\epsilon]_{ji}$$

En outre, le tenseur de permittivité relative $[\epsilon]$, en plus d'être symétrique, ne comporte que six (6) paramètres indépendants, quelle que soit la base choisie.

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad \text{III-7}$$

Par un choix adéquat du système d'axes, un tenseur réel et symétrique peut être diagonalé, c'est-à-dire exprimé sous forme diagonale dans un système de coordonnées cartésiennes appelé repère propre du milieu matériel.

Dans ce repère, les axes de coordonnées coïncident avec les axes propres ou axes principaux du matériau considéré.

De cette manière, la relation initiale (III-7) prend une forme simplifiée, ce qui facilite l'étude des propriétés optiques et électro-optiques du milieu.

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad \text{III-8}$$

La détermination d'un tel repère est grandement facilitée par les éléments de symétrie propres à la structure cristalline du matériau.

Dans ce contexte, trois coefficients ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$) suffisent à caractériser un milieu anisotrope, et la comparaison de leurs valeurs respectives permet d'établir une classification des milieux optiques.

Dans un cristal anisotrope, le tenseur diélectrique ε peut être mis sous forme diagonale dans un système d'axes approprié. Cela simplifie l'analyse et permet de traiter chaque direction indépendamment.

Les Indices de réfraction principaux n_x, n_y, n_z sont définis par $\varepsilon_i = n_i^2$ (avec $i = x, y, z$). Ces indices représentent la vitesse de propagation de la lumière dans les directions principales du cristal. Leur variation, sous l'effet d'un champ électrique E , modifie la vitesse et la polarisation de la lumière.

Ce principe est exploité dans les capteurs optiques de champ électrique et dans les dispositifs électro-optiques.

On dira que les indices de réfraction principaux traduisent l'anisotropie optique d'un cristal et leur modulation par un champ électrique est fondamentale pour le fonctionnement des capteurs optiques

Ainsi, il devient nécessaire d'établir précisément les relations reliant ces indices au champ électrique, ce qui conduit naturellement à la définition de l'ellipsoïde des indices. [24]

III-2.2. Ellipsoïde des indices

En l'absence de champ électrique, l'ellipsoïde des indices est exprimé par l'équation suivante : [24]

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad \text{III-9}$$

Ici, les axes x , y , z représentent les axes principaux du cristal et n_x, n_y, n_z les indices de réfraction correspondants.

L'ellipsoïde des indices (ou indicatrice optique) est une représentation géométrique des propriétés optiques d'un cristal anisotrope. Elle permet de déterminer les indices de réfraction pour une direction donnée de propagation de la lumière.

Chaque rayon de lumière traversant le cristal correspond à un point sur l'ellipsoïde, ce qui facilite l'analyse.

Utile pour étudier la biréfringence et la polarisation dans les cristaux et Prédire du comportement optique selon l'orientation de l'onde incidente.

En résumé, l'ellipsoïde des indices est un outil essentiel pour visualiser et analyser l'anisotropie optique des cristaux.

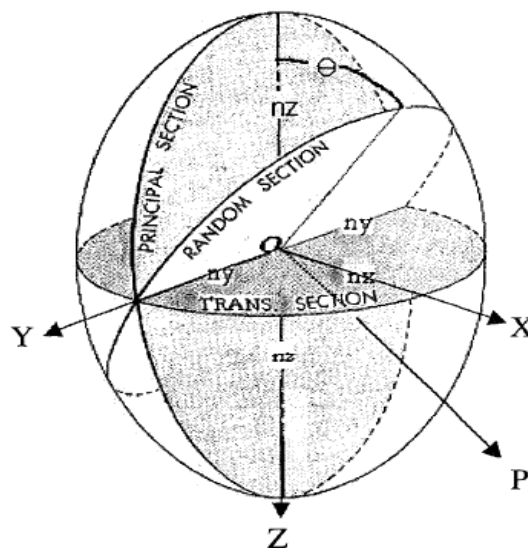


Figure III-1 : Ellipsoïde des indices

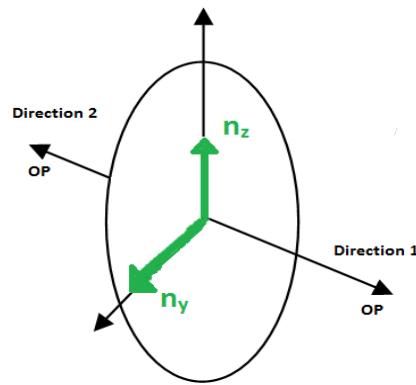
La figure précédente illustre la forme générale de l'ellipsoïde des indices. Les axes principaux X , Y , Z , y sont représentés, et leurs longueurs respectives correspondent aux valeurs : $2n_x, 2n_y, 2n_z$.

Random section : plan d'onde passant par l'origine et perpendiculaire à un faisceau lumineux se propageant suivant une direction arbitraire $\overrightarrow{op}$. Il coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse.

Dans le cas où la direction de propagation de la lumière, notée $(\overrightarrow{op})$, coïncide avec l'un des axes principaux de l'ellipsoïde, par exemple l'axe OX , les indices de réfraction dans les directions perpendiculaires à $(\overrightarrow{op})$, c'est-à-dire n_y et n_z , sont directement liés aux longueurs des deux autres axes de l'ellipsoïde. Autrement dit, chaque indice de réfraction reflète la dimension de l'ellipsoïde dans la direction correspondante, ce qui permet de déterminer comment la lumière se propage dans ces directions. Ce lien entre la géométrie de l'ellipsoïde et les indices de réfraction constitue la base de l'étude des propriétés optiques des cristaux anisotropes.

De manière plus générale, un ellipsoïde optique possède toujours deux directions particulières de propagation, appelées directions optiques ou axes de symétrie optique. Pour ces directions, si l'on considère le plan perpendiculaire à $(\overrightarrow{op})$, l'intersection de ce plan avec l'ellipsoïde donne un cercle parfait. Ces directions sont importantes car elles correspondent à des cas particuliers où la lumière ne subit pas de double réfraction, ce qui simplifie grandement l'étude de sa propagation. En d'autres termes, lorsque la lumière se propage selon l'une de ces directions, elle se comporte comme dans un milieu isotrope, malgré l'anisotropie générale de l'ellipsoïde.

L'identification de ces directions permet donc de mieux comprendre et de prédire le comportement de la lumière dans des milieux optiquement anisotropes. Elle constitue également un outil précieux pour la conception de dispositifs optiques et l'analyse des cristaux dans les sciences des matériaux et la physique optique. La relation entre les axes de l'ellipsoïde et les indices de réfraction montre ainsi comment la géométrie et l'optique sont intimement liées dans l'étude des milieux anisotropes.



Ces deux directions particulières, pour lesquelles l'intersection du plan perpendiculaire avec l'ellipsoïde forme un cercle, sont appelées axes optiques du cristal. Elles jouent un rôle fondamental dans la caractérisation optique des cristaux.

Lorsque ces deux axes optiques sont distincts, le cristal est qualifié de biaxe. Dans ce cas, les trois indices de réfraction n_x , n_y et n_z sont tous différents, ce qui signifie que la vitesse de propagation de la lumière varie selon la direction dans le cristal. Cette anisotropie complexe entraîne des phénomènes optiques particuliers, comme la double réfraction, où un faisceau incident se sépare en deux faisceaux distincts à l'intérieur du cristal.

En revanche, si ces deux axes optiques coïncident, le cristal est dit uniaxe. Dans ce type de cristal, deux indices de réfraction sont identiques tandis que le troisième diffère, ce qui simplifie le comportement de la lumière dans certaines directions. L'étude des cristaux uniaxes est particulièrement intéressante car elle permet d'observer des phénomènes optiques caractéristiques tout en conservant une symétrie relative plus simple que dans le cas des cristaux biaxes.

Ainsi, la distinction entre cristaux biaxes et uniaxes repose entièrement sur la position relative des axes optiques et sur la variation des indices de réfraction le long de ces directions particulières. Comprendre cette classification est essentiel pour l'analyse des propriétés optiques et pour la conception de dispositifs utilisant des cristaux anisotropes.

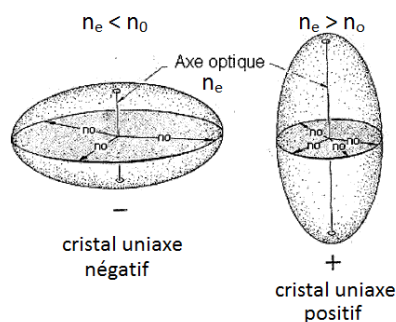
Dans le cas des cristaux uniaxes, nous avons un ellipsoïde de révolution autour de l'axe OZ qui est l'axe optique du cristal. L'équation générale (III-9) de l'ellipsoïde devient :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad \text{III-10}$$

n_o : indice de réfraction ordinaire.

n_e : indice de réfraction extraordinaire qui est dans la direction de l'axe optique.

Il y a deux cas possible :



Trois possibilités existent pour la propagation d'une onde lumineuse dans un cristal uniaxe :

- 1- Le cas général où la direction de propagation fait un angle ($\pi/2 - \theta$) avec l'axe optique.

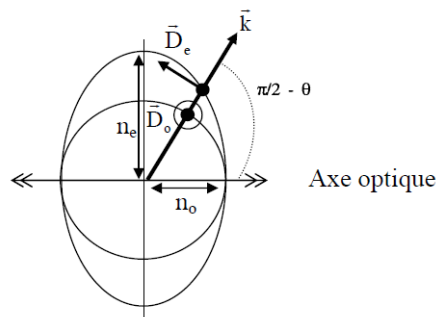


Figure III-2 : Cas général.

Lorsque le plan d'onde traverse un cristal uniaxe, il intersecte l'ellipsoïde optique selon une ellipse. Les demi-axes de cette ellipse correspondent à deux indices de réfraction différents : d'une part, l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ dans le plan contenant l'axe optique et la direction d'incidence, et d'autre part, l'indice ordinaire n_o dans la direction perpendiculaire à ce plan.

Grâce à la symétrie de révolution autour de l'axe optique, l'indice ordinaire n_o reste constant, quel que soit l'angle θ d'inclinaison du faisceau par rapport à l'axe optique, pour l'état de polarisation ordinaire. Cela signifie que l'onde polarisée dans cette direction se propage toujours avec la même vitesse, indépendamment de la direction d'incidence.

La direction de l'état de polarisation extraordinaire est quant à elle définie par la projection de l'axe optique sur le plan d'onde. L'indice de réfraction extraordinaire correspondant, noté $n_e(\theta)$, varie avec l'angle θ selon la relation suivante :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{(\cos \theta)^2}{n_e^2} + \frac{(\sin \theta)^2}{n_o^2} \quad \text{III-11}$$

Cette formule montre que l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ dépend continuellement de l'angle entre le faisceau incident et l'axe optique, ce qui traduit la dépendance directionnelle de la vitesse de propagation pour l'onde extraordinairement polarisée. Ainsi, contrairement à l'onde ordinaire, la propagation de l'onde extraordinaire varie en fonction de l'orientation relative du faisceau par rapport à l'axe optique, ce qui est au cœur des phénomènes de biréfringence dans les cristaux uniaxes.

- 2- Lorsque la direction de propagation de la lumière est parallèle à l'axe optique OZ, c'est-à-dire pour un angle $\theta = \pi/2$, la section de l'ellipsoïde optique dans le plan perpendiculaire à cette direction se transforme en un cercle de rayon n_o . Dans cette situation particulière, le cristal se comporte comme un milieu isotrope, car la vitesse de propagation de la lumière devient la même pour toutes les directions perpendiculaires à l'axe optique.

En conséquence, il n'existe aucune biréfringence naturelle dans cette configuration. Cela signifie que tout état de polarisation, qu'il soit linéaire, circulaire ou elliptique, peut se propager le long de l'axe optique sans subir de dédoublement ni de modification de sa polarisation. Cette propriété est essentielle pour comprendre le comportement optique des cristaux uniaxes dans certaines directions spécifiques, et elle illustre

comment l'anisotropie optique dépend fortement de l'orientation relative de la lumière par rapport à l'axe optique.

Ainsi, lorsque la lumière se propage exactement le long de l'axe optique, le cristal se comporte comme un matériau isotrope classique, ce qui simplifie considérablement l'analyse de la propagation et des effets de polarisation dans ces conditions.

- 3- Lorsque la direction de propagation de la lumière est perpendiculaire à l'axe optique OZ, c'est-à-dire pour $\theta=0$, l'indice extraordinaire prend la valeur de l'indice extraordinaire principal n_e . Dans cette configuration, l'état de polarisation extraordinaire de l'onde est orienté parallèlement à l'axe optique, tandis que l'état de polarisation ordinaire reste perpendiculaire à l'axe optique.

Cette situation correspond à la direction dans laquelle la biréfringence naturelle du cristal est maximale. En d'autres termes, c'est dans cette orientation que le cristal exerce l'effet le plus prononcé sur la polarisation de l'onde lumineuse qui le traverse. L'onde extraordinairement polarisée voit sa vitesse de propagation différente de celle de l'onde ordinaire, entraînant ainsi une séparation maximale des composantes polarisées et des phénomènes caractéristiques tels que le déphasage et la double réfraction.

Comprendre cette direction particulière est fondamental pour l'étude des cristaux uniaxes, car elle permet de prévoir les effets les plus significatifs de l'anisotropie optique sur la lumière incidente. Cela illustre également comment l'orientation relative de la propagation par rapport à l'axe optique influence directement le comportement de la polarisation et la magnitude de la biréfringence naturelle.

La figure suivante généralise les trois cas pour un cristal de structure hexagonale :

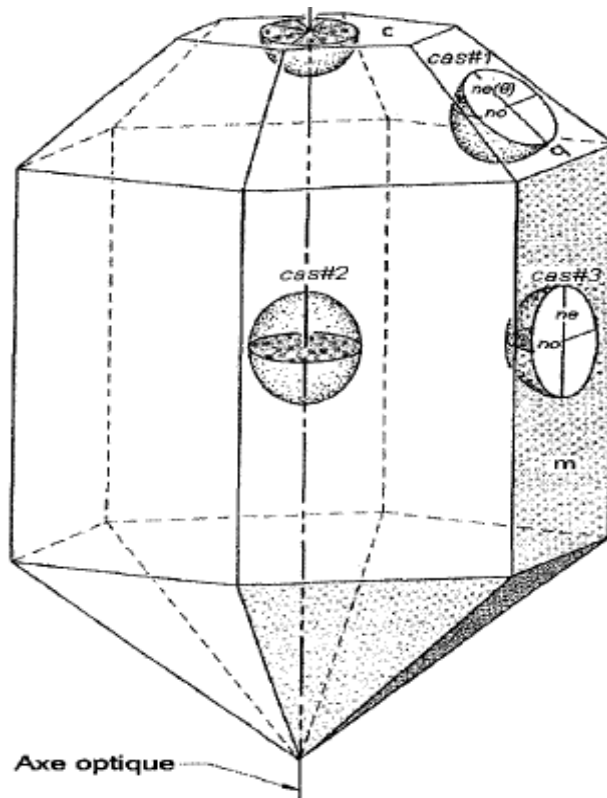


Figure III-3 : Ellipsoïde des indices pour un cristal de structure hexagonale.

L'ellipsoïde des indices correspond à la surface indicatrice associée au tenseur de permittivité $[\epsilon]$ du cristal. Il constitue un outil puissant et pratique pour identifier les états propres de propagation de la lumière à l'intérieur du cristal, car il relie directement la géométrie du cristal à ses propriétés optiques. En représentant graphiquement la variation des indices de réfraction selon les différentes directions, cette surface permet de visualiser et de comprendre l'anisotropie optique des milieux cristallins.

Cette surface occupe une place centrale dans l'étude des milieux anisotropes, notamment lorsque ceux-ci sont soumis à des champs extérieurs, tels que des champs électriques ou magnétiques. Lorsqu'un champ électrique est appliqué, par exemple, l'ellipsoïde des indices subit une déformation légère mais significative, reflétant les modifications du tenseur de permittivité. Cette déformation permet alors de déterminer les nouvelles propriétés optiques du cristal, comme les changements dans les indices de réfraction et la modification des directions de propagation privilégiées de la lumière.

Ainsi, l'ellipsoïde des indices ne se limite pas à une simple représentation géométrique : il constitue un outil analytique essentiel pour prédire et comprendre le comportement optique des cristaux anisotropes, que ce soit dans des conditions normales ou sous l'influence de champs externes. Cette approche facilite également l'étude des phénomènes tels que la biréfringence, les effets électro-optiques et la modification de la polarisation de la lumière au sein du matériau.

III-3. Effet Electro-optique

L'application d'un champ électrique $\vec{E}$ à un cristal entraîne une modification de ses propriétés optiques, phénomène connu sous le nom d'effet électro-optique ou effet Pockels. Ces changements proviennent d'une variation de la polarisation interne du matériau, résultant à la fois d'une redistribution des charges électriques et d'une déformation du réseau cristallin sous l'influence du champ appliqué. Il est important de noter que l'intensité et la nature des effets induits dépendent de l'orientation du champ $\vec{E}$ ainsi que de la symétrie de la structure cristalline, ce qui rend nécessaire une description rigoureuse basée sur une approche tensorielle.

Dans un milieu optique dépourvu de pouvoir rotatoire, l'état optique peut être représenté macroscopiquement par son ellipsoïde des indices. L'action du champ électrique modifie la polarisation interne, et par conséquent le tenseur de permittivité $[\epsilon]$ du cristal. Cette modification entraîne une déformation de l'ellipsoïde des indices, qui se traduit par :

- un changement de l'orientation des axes principaux,
- une variation des indices de réfraction principaux, ce qui affecte directement la propagation et la polarisation de la lumière dans le cristal.

Les principales caractéristiques de l'effet électro-optique peuvent être résumées ainsi :

- Effet linéaire : les déformations de l'ellipsoïde des indices sont proportionnelles à l'intensité du champ électrique appliqué. Cela signifie que doubler le champ entraîne une double variation des indices de réfraction.

- Origine électronique : la réponse du cristal est extrêmement rapide, avec une constante de temps typique de l'ordre de la picoseconde, ce qui permet des applications à haute fréquence dans les dispositifs optiques.
- Dépendance à la symétrie : l'effet électro-optique est absent dans les milieux centro-symétriques, car la présence d'un centre de symétrie empêche toute réponse électro-optique linéaire.

Ainsi, l'effet électro-optique constitue un outil fondamental pour moduler les propriétés optiques des cristaux, permettant le contrôle rapide de la polarisation et de la vitesse de propagation de la lumière dans de nombreux dispositifs optiques, tels que les modulateurs et les commutateurs laser. [24]

III-3.1. Altération de la géométrie de l'Ellipsoïde des indices

L'application d'un champ électrique entraîne une déformation de l'ellipsoïde des indices, se traduisant par une variation δn_{ij} des indices n_{ij} . Cela permet d'obtenir une nouvelle expression de l'ellipsoïde des indices, qui définit ainsi l'effet électro-optique (E/O) : [20]

$$\sum_{ij} \left[\frac{1}{n_{ij}^2} + \partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) \right] \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-12}$$

$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right)$ représente la perturbation E/O. Ensuite, on définit les coefficients électro-optiques par :

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad \text{III-13}$$

Où r_{ijk} , tenseur d'ordre 3, correspond au coefficient E/O linéaire et E_k au champ électrique appliqué sur le cristal.

L'équation générale de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique s'écrit alors :

$$\sum_k \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk} \cdot E_k \right) \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-14}$$

Nous pouvons déduire la variation d'indice δn_{ij} en dérivant le terme représentant la perturbation E/O, ainsi :

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \frac{-2 \cdot n_{ij} \cdot \partial n_{ij}}{n_{ij}^4} \quad \text{d'où} \quad \partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = -2 \frac{\delta n_{ij}}{n_{ij}^3} \quad \text{III-15}$$

De III-14 et III-15, on obtient :

$$-2 \frac{\delta n_{ij}}{n_{ij}^3} = \sum_k r_{ijk} \cdot E_k$$

$$\text{d'où} \quad \delta n_{ij} = -\frac{1}{2} \cdot n_{ij}^3 \cdot \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad \text{III-16}$$

En utilisant la notation contractée de Voigt, la variation d'indice en présence de champ électrique s'écrit alors :

$$\delta n_p = -\frac{1}{2} \cdot n_p^3 \cdot \sum_k r_{pk} \cdot E_k \quad \text{III-17}$$

III-3.2. Déphasage

Pour un cristal anisotrope, la différence de phase Γ_{ij} entre deux composantes de polarisation orthogonales d'une onde se propageant peut être exprimée à partir de la différence des indices de réfraction pour ces deux directions principales du cristal. [20]

La formule générale est :

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_i - \Gamma_j = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot (n_i - n_j) \quad \text{III-18}$$

où :

- d = épaisseur du cristal parcourue par l'onde,
- λ = longueur d'onde dans le vide,
- n_i et n_j = indices de réfraction pour les deux directions de polarisation orthogonales dans le cristal.

Cette relation traduit que la différence de phase est proportionnelle à la différence d'indices de réfraction et à la distance parcourue dans le cristal.

Les cristaux anisotropes sont utilisés en optique pour induire un déphasage contrôlé entre les composantes perpendiculaires de la lumière, permettant de générer des états de polarisation spécifiques. Par exemple :

- Le mica et le quartz servent à fabriquer des lames quart d'onde ($\lambda/4$).

- Une lame $\lambda/4$ introduit un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes perpendiculaires de l'onde.
- Si une onde initialement polarisée linéairement à 45° traverse une lame quart d'onde :
 - Les amplitudes des composantes restent égales.
 - Le déphasage $\pi/2$ transforme la polarisation linéaire en polarisation circulaire.

Ainsi, la lame quart d'onde est un outil fondamental pour contrôler l'état de polarisation de la lumière. [24]

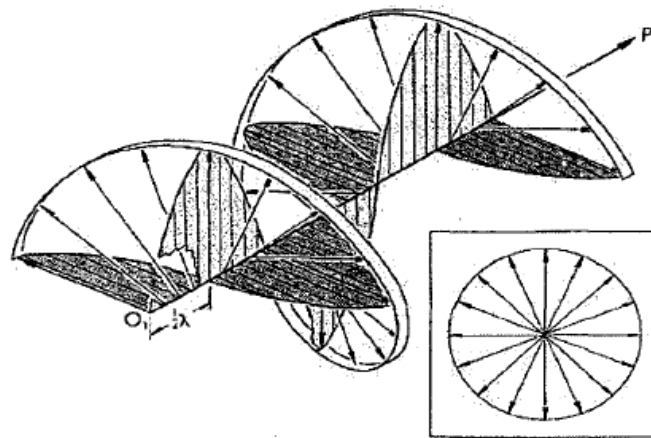


Figure III-4 : Lumière en polarisation circulaire.

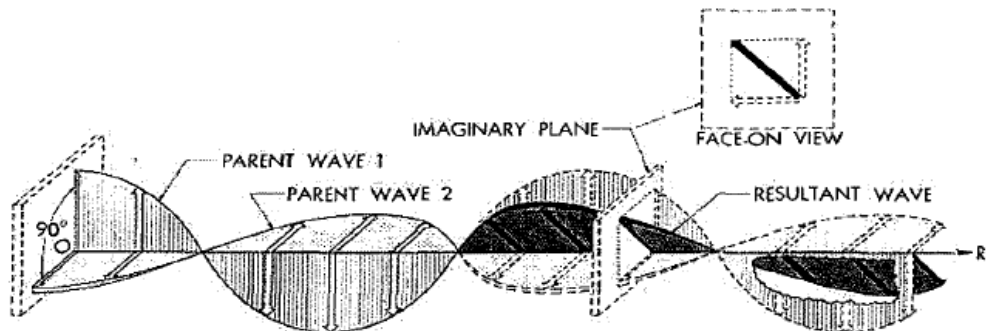


Figure III-5 : Lumière en polarisation rectiligne.

En présence d'un champ électrique, la relation (III-18) s'écrit :

$$\Gamma_{ij} + \Gamma_{ij}(0) = \Gamma_{ij}(E) \quad \text{III-19}$$

$\Gamma_{ij}(0)$ représente le retard de phase dû à la biréfringence naturelle du cristal
 $\Gamma_{ij}(E)$ représente le retard de phase dû au champ par effet électro-optique

$$\text{Avec : } \Gamma_{ij}(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot [\delta(n_i) - \delta(n_j)] \quad \text{III-20}$$

III-3.3. Matériaux Electro-optiques

Les matériaux présentant un effet électro-optique linéaire (E/O) sont sélectionnés en fonction de leurs coefficients E/O élevés r_{pk} et de leurs propriétés spécifiques adaptées aux applications visées, qu'il s'agisse de modulation de lumière, de commutation optique ou de dispositifs laser. Pour que ces matériaux présentent un effet électro-optique linéaire, ils doivent appartenir à l'une des dix classes de symétrie non centro-symétriques dans leur phase ferroélectrique, car l'absence de centre de symétrie est nécessaire pour permettre une réponse électro-optique linéaire.

Concernant les matériaux ferroélectriques, plusieurs caractéristiques clés influencent leur comportement électro-optique :

- Polarisation spontanée : En dessous de la température de Curie T_c , le matériau développe une polarisation spontanée. Cela correspond à un déplacement des charges électriques à l'intérieur du cristal, qui persiste même en l'absence d'un champ électrique externe. Cette polarisation peut être inversée lorsqu'un champ électrique externe approprié est appliqué, ce qui constitue la base du comportement ferroélectrique.
- Température de Curie : La température de Curie T_c définit la limite au-dessus de laquelle le matériau perd sa polarisation spontanée et devient paraélectrique. En dessous de T_c , la structure cristalline se polarise naturellement, conférant au cristal des propriétés électro-optiques accrues.
- Susceptibilité diélectrique et coefficients E/O : Les matériaux ferroélectriques présentent une susceptibilité diélectrique plus élevée que les matériaux paraélectriques, ce qui se traduit par des coefficients électro-optiques plus importants. Cette caractéristique permet d'obtenir des variations plus sensibles de l'indice de réfraction sous l'influence d'un champ électrique, rendant ces matériaux particulièrement efficaces pour les dispositifs de modulation optique.

Ainsi, le choix d'un matériau ferroélectrique pour une application électro-optique repose sur sa symétrie cristalline, sa polarisation spontanée, sa température de Curie et la valeur de ses coefficients électro-optiques, garantissant une réponse rapide et efficace aux champs électriques appliqués.

[24]

Les domaines ferroélectriques sont constitués de régions à polarisation uniforme pouvant s'organiser en :

- Domaines à 90° : polarisation perpendiculaire entre domaines adjacents.
- Domaines à 180° : polarisation parallèle mais de sens opposé.

Ces propriétés font des matériaux ferroélectriques des candidats idéaux pour l'optoélectronique, notamment pour les capteurs électro-optiques, les modulateurs optiques et les mémoires ferroélectriques.

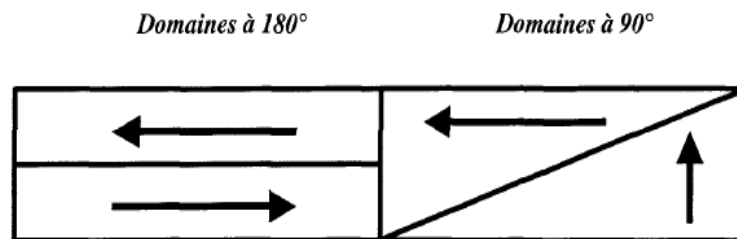


Figure III-6 : Cristaux ferroélectriques

Les domaines cristallins peuvent perturber les mesures électro-optiques, car les valeurs observées dépendent fortement de l'orientation du cristal, de la direction de propagation et de la polarisation de la lumière incidente. De plus, les parois de domaines ont tendance à diffracter la lumière, ce qui réduit la précision et la régularité de la transmission optique à travers l'échantillon. Ces effets peuvent introduire des erreurs significatives dans les mesures si le cristal n'est pas homogène.

Pour obtenir un cristal mono-domaine homogène, une procédure spécifique est nécessaire : un champ électrique approprié (environ 2 kV/cm) est appliqué lorsque le cristal est à sa température de transition. Ensuite, le cristal est refroidi lentement jusqu'à température ambiante, ce qui permet de stabiliser l'état mono-domaine et d'éliminer la plupart des défauts liés aux parois de domaines. Cette méthode assure une meilleure reproductibilité et une plus grande précision dans les applications électro-optiques.

Le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est un cristal largement utilisé pour les capteurs optiques de champ électrique, grâce à ses propriétés exceptionnelles. Il constitue un matériau de référence dans de nombreux dispositifs guidant la lumière, tels que les diviseurs de faisceau, les modulateurs d'amplitude et de phase, les convertisseurs de polarisation, les commutateurs optiques et les multiplexeurs WDM. Ses qualités, notamment un fort coefficient électro-

optique, une stabilité thermique élevée et une large transparence spectrale, en font un matériau privilégié pour les systèmes optoélectroniques avancés, où la précision, la fiabilité et la performance sont essentielles.

Ainsi, la maîtrise de l'état mono-domaine et le choix de cristaux adaptés comme le LiNbO_3 sont cruciaux pour garantir des mesures électro-optiques fiables et des dispositifs optiques performants. [19]

III-4. Conclusion

L'étude de ce capteur optique de champ électrique repose essentiellement sur la compréhension approfondie de l'effet électro-optique, qui constitue le principe de fonctionnement fondamental du dispositif. Dans ce contexte, le Niobate de Lithium (LiNbO_3) a été retenu comme matériau de référence, en raison de ses propriétés exceptionnelles, notamment son fort coefficient électro-optique, sa stabilité thermique et sa large plage de transparence spectrale. Ces caractéristiques font du LiNbO_3 un cristal idéal pour la réalisation de capteurs optiques précis et fiables.

Le chapitre suivant se concentrera sur une analyse détaillée des différents aspects liés à l'utilisation de ce matériau dans les capteurs optiques. Il présentera :

- Les principales caractéristiques du Niobate de Lithium, en mettant en avant ses propriétés électro-optiques, optiques et cristallographiques,
- Les méthodes d'exploitation de ses propriétés, c'est-à-dire comment les différents phénomènes physiques sont utilisés pour moduler et détecter la lumière,
- Les stratégies d'optimisation du capteur, visant à améliorer la performance, la sensibilité et l'efficacité de l'appareil, en tenant compte de l'orientation cristalline, de la polarisation de la lumière et de la gestion des domaines cristallins.

Cette approche permettra de comprendre comment le choix du matériau, associé à une exploitation judicieuse de ses propriétés électro-optiques, contribue à la conception de capteurs optiques de champ électrique performants et fiables.

Chapitre IV

Choix du Matériau :

Niobate de Lithium

I-V-1. But

Cette section rappelle les principales propriétés du Niobate de Lithium (LiNbO_3) et explique son intérêt pour l'optique intégrée.

I-V-2. Généralités et applications

I-V-2.1. Définitions :

Le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est devenu un substrat de référence pour les dispositifs de haute technologie grâce à la combinaison de ses nombreuses propriétés physiques : [29]

- Electro-optique (coefficient $r_{33} = 30.8 \text{ pm/V}$)
- Photo-élastique
- Piézoélectrique
- Optique non linéaire

Caractéristiques clés

- Axe optique aligné avec l'axe ferroélectrique
- Transparence dans une large gamme de longueurs d'onde ($0.4 \mu\text{m}$ à $4.5 \mu\text{m}$)
- Possibilité de diffusion de certains métaux pour créer des guides d'onde
- Bonne stabilité mécanique et chimique

Aspects pratiques

- Cristal biréfringent uniaxe
- Facile à polir, mais sensible aux rayures (peut altérer le rendement)
- Épaisseur des plaquettes $\sim 1 \text{ mm}$, surface de quelques cm^2
- Compatible avec la fabrication de composants non linéaires (croissance cristalline et dopage bien maîtrisés)

Grâce à ces atouts, le LiNbO_3 est largement utilisé pour les modulateurs optiques, les convertisseurs de polarisation, les multiplexeurs WDM, et bien plus encore.

I-V-2.2. Biréfringence :

La biréfringence est une propriété caractéristique de certains matériaux transparents qui affecte la propagation de la lumière. Elle se manifeste par un phénomène de double réfraction, où un rayon lumineux pénétrant le matériau est divisé en deux.

Cette séparation résulte de l'existence de deux indices de réfraction distincts en fonction de la polarisation de la lumière :

- Indice ordinaire (n_o) : Appliqué aux ondes polarisées perpendiculairement à l'axe optique.
- Indice extraordinaire (n_e) : Dépend de la direction de propagation et de l'axe optique du matériau.

Ainsi, un même faisceau lumineux peut être réfracté différemment selon sa polarisation, ce qui entraîne une déviation des deux composantes lumineuses et des effets optiques exploitables en ingénierie et en optoélectronique.[29]

La biréfringence est la valeur sans dimension $\Delta n = n_e - n_o$.

Il existe deux types de cristaux biréfringents :

- Uniaxes (systèmes trigonal, tétragonal, hexagonal)
- Biaxes (triclinique, monoclinique, orthorhombique)

Exemples	n_o	n_e	Δn
Calomel Hg_2Cl_2	1.973	2.656	+ 0.683
Niobate de lithium $LiNbO_3$	2.272	2.187	- 0.085
Quartz SiO_2	1.544	1.553	+ 0.009
Rubis Al_2O_3	1.770	1.762	- 0.008

Types de biréfringence

➤ Biréfringence optique naturelle

Elle est observée dans les cristaux anisotropes (uniaxes ou biaxes) et même dans certains cristaux liquides.

➤ Biréfringence induite électriquement (Effets électro-optiques)

1. Effet Pockels

- Biréfringence proportionnelle au champ électrique appliqué.
- Se produit uniquement dans les cristaux non centro-symétriques (ex. : Niobate de lithium).

2. Effet Kerr

- Biréfringence proportionnelle au carré du champ électrique.
- Observé dans les gaz et les liquides (dans les cristaux, il est généralement négligeable devant l'effet Pockels).
- À haute fréquence, on parle d'effet Kerr optique (l'indice varie avec l'intensité lumineuse).

➤ Biréfringence induite magnétiquement (Effets magnéto-optiques)

1. Effet Faraday

- Biréfringence circulaire causée par un champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière.
- Utilisé dans les isolateurs de Faraday pour les télécoms optiques.

2. Effet Cotton-Mouton (ou effet Voigt)

- Biréfringence linéaire induite par un champ magnétique perpendiculaire à la propagation lumineuse.
- Proportionnelle au carré du champ appliqué.

3. Effet Kerr magnéto-optique

- Observé par réflexion sur une surface soumise à un champ magnétique.
- Application bien connue : disques et lecteurs magnéto-optiques.

➤ Biréfringence induite mécaniquement (Effet photoélastique)

- Contraintes mécaniques dans un cristal → modification des indices de réfraction.

- Utilisée pour visualiser les contraintes internes dans un matériau par interférométrie.
- Dans les liquides en écoulement, on parle de biréfringence d'écoulement.

La biréfringence est une propriété exploitable dans de nombreuses applications optiques et photoniques. Que ce soit par champ électrique, magnétique ou contraintes mécaniques, elle permet de moduler la lumière et joue un rôle clé dans l'optique non linéaire, les télécoms et les capteurs optiques.

I-V-2.3. Température de Curie et qualité du Niobate de Lithium :

La température de Curie T_c est un paramètre clé du Niobate de Lithium (LiNbO_3), car elle dépend fortement de sa composition chimique. Une variation de T_c peut donc indiquer des écarts dans la qualité du matériau.

- Phase para-électrique ($T > T_c$)
 - Au-dessus de T_c , les atomes de lithium retrouvent une position symétrique par rapport aux plans des atomes d'oxygène.
 - Le matériau est alors en phase para-électrique :
 - Comportement similaire à un matériau diélectrique classique.
 - Pas de polarisation spontanée.
- Phase ferroélectrique ($T < T_c$)
 - À température ambiante ($T < T_c$), le Niobate de Lithium est en phase ferroélectrique. Polarisation spontanée non nulle. Déplacement asymétrique des charges (barycentres des charges positives et négatives décalés). Cette polarisation peut être inversée sous l'effet d'un champ électrique externe.

Pourquoi la T_c est-il un indicateur de qualité ?

- Toute modification de la composition chimique (ex. : défauts cristallins, impuretés) peut affecter la température de Curie.

- Une valeur précise et stable de T_c garantit un matériau de haute qualité avec des propriétés électro-optiques fiables.

La température de Curie est essentielle pour caractériser la qualité du Niobate de Lithium. En dessous de T_c , le matériau présente une polarisation ferroélectrique exploitable pour diverses applications optiques et photoniques (modulateurs, guides d'onde, capteurs, etc.).

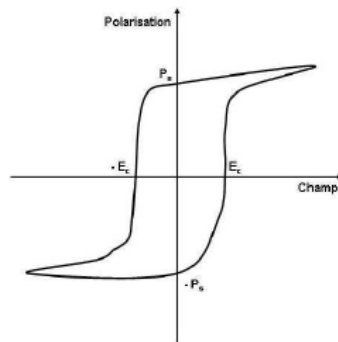


Figure IV-1 : Cycle d'hystérésis d'un cristal ferroélectrique.

I-V-2.4. Structure :

La structure cristalline du Niobate de Lithium (LiNbO_3) est composée de plans d'oxygène, deux plans formant un octaèdre, avec les cations organisés en séquence incluant le Niobium (Nb).

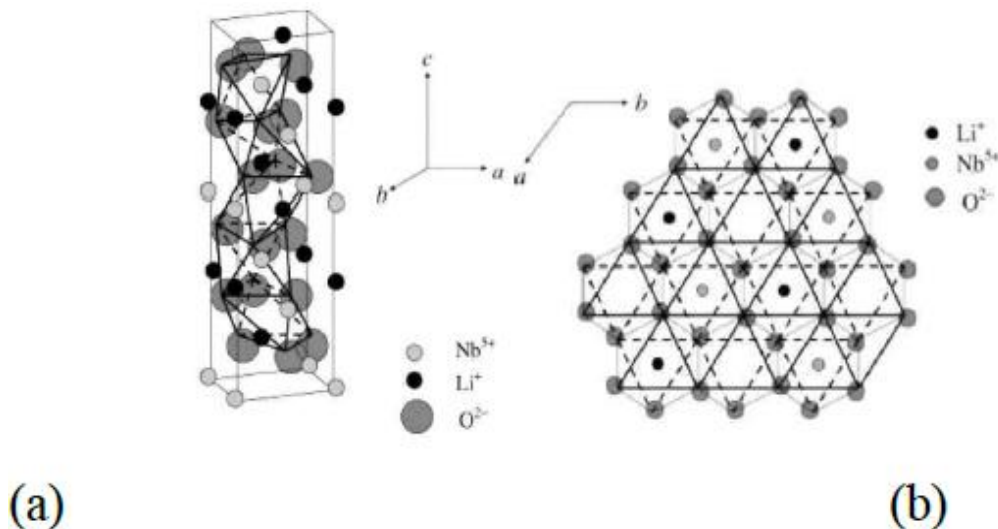


Figure IV-2 : structure cristallographique du LiNbO_3
a) : vue suivant l'axe c (appelé par la suite axe z) d'une cellule unitaire ;
b) : vue dans le plan ab

Au-dessus de la température critique T_c (1210°C), dans la phase paraélectrique, les atomes de Lithium occupent une position symétrique par rapport aux plans d'oxygène, rendant la polarisation spontanée P_s nulle. Le

déplacement des ions Nb^{5+} et Li^{+} avant et après la transition de phase électrique illustre ce changement de polarisation comme suit :

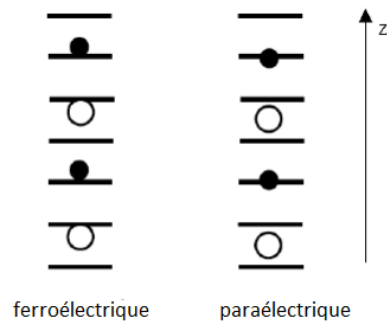


Figure IV-3 : Phases ferroélectrique et para-électrique du LiNbO_3 .

Les cristaux de LiNbO_3 présentent des caractéristiques optiques notables, avec notamment de forts coefficients non linéaires d_{33} et électro-optiques r_{33} . [29]

Propriétés du LiNbO_3	
Système de symétrie	Trigonal
Groupe d'espace	R3C
Composition (% LiO_2)	48.45
Paramètres de mailles (Å)	$a = 5.148$, $c = 13.863$
Densité (g/cm^3)	4.64
Point de fusion ($^{\circ}\text{C}$)	1255 (+/- 5)
Température de Curie T_c ($^{\circ}\text{C}$)	1140 (+/- 5)
Domaine de transparence (μm)	0.42 – 5.2
Dommages optique (MW/cm^2) à $\lambda = 1.06\mu\text{m}$	300
Résistivité ($\Omega \cdot \text{cm}$)	$5 \cdot 10^{-8}$ (à 400°C)
Dureté (échelle Mohs)	5
Coefficient d'absorption	$\approx 0.1\%/ \text{cm}$ à 1064 nm
Solubilité	Insoluble dans le H_2O
Indices de réfraction (à 25°C)	$n_e = 2.1460$, $n_o = 2.2200$ à 1300 nm $n_e = 2.1560$, $n_o = 2.3220$ à 1064 nm $n_e = 2.1719$, $n_o = 2.2507$ à 0840 nm $n_e = 2.2030$, $n_o = 2.2860$ à 632.8 nm
Homogénéité optique	$\approx 5 \cdot 10^{-5}/\text{cm}$
Conductivité thermique	38 W/m/K à 25°C

Equations de Sellmeier	$n_o^2(\lambda) = 4.9048 + \left[\frac{0.11768}{\lambda^2 - 0.04750} \right] - \frac{0.027169}{\lambda^2}$ $n_e^2 = 4.5820 + \left[\frac{0.099169}{\lambda^2 - 0.04443} \right] - \frac{0.021950}{\lambda^2}$
Non linéarité (pm/V) à $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$	$d_{22} = 3.07$, $d_{31} = d_{15} = 5.95$, $d_{33} = 34.4$
Coefficient électro-optiques (pm/V)	$R_{33} = 30.8$, $r_{22} = 3.4$, $r_{31} = 8.6$, $r_{51} = 2.8$

Figure IV-4 : Propriétés du LiNbO₃

I-V-2.5. Effet Électro-Optique et Non-Linéarité Optique:

Tout matériau diélectrique exposé à une onde électromagnétique subit une polarisation induite, qui conditionne sa réponse au rayonnement. L'intensité élevée des lasers génère des champs électriques comparables à ceux qui maintiennent la cohésion des électrons, ce qui engendre la non-linéarité optique.

La polarisation de la lumière et les propriétés non linéaires des matériaux sont étroitement liées, et leur compréhension est essentielle pour la conception de dispositifs optiques avancés exploitant la modulation et le contrôle précis de la lumière. Lorsqu'un champ électromagnétique intense est appliqué à un matériau, il peut provoquer une modification significative de ses propriétés diélectriques. Ce phénomène, relevant de la non-linéarité optique, se traduit par des changements dans la manière dont le matériau interagit avec la lumière, affectant notamment la vitesse de propagation et la polarisation des ondes lumineuses.

Ce phénomène est particulièrement marqué dans les milieux anisotropes, où la biréfringence naturelle du cristal peut être modifiée sous l'effet du champ appliqué. Dans ce contexte, la variation des indices de réfraction selon différentes directions entraîne une altération de la polarisation de la lumière, ce qui peut être exploité dans des dispositifs optiques tels que les modulateurs et les commutateurs optiques.

Même dans un milieu isotrope, où aucune biréfringence n'existe à l'état naturel, un champ électromagnétique intense peut induire une biréfringence artificielle. Cette biréfringence induite apparaît alors comme une anisotropie temporaire, dont l'ampleur dépend de l'intensité du champ appliqué et des

propriétés non-linéaires du matériau. Ce mécanisme est à la base de nombreux effets non linéaires utilisés en optique moderne, tels que le contrôle de la polarisation, la modulation de phase et les phénomènes de génération de fréquence.

L'effet électro-optique se traduit par une modification des constantes diélectriques d'un cristal ainsi que par une rotation de ses axes diélectriques lorsqu'un champ électrique est appliqué. Cette interaction entraîne une déformation de l'ellipsoïde des indices du cristal, ce qui modifie directement ses propriétés optiques, telles que la vitesse de propagation de la lumière et la biréfringence.

Cette interaction entre le champ électrique et le cristal est exploitée dans de nombreuses applications pratiques :

- Les modulateurs électro-optiques, qui permettent de contrôler l'intensité, la phase ou la polarisation de la lumière,
- Les capteurs de champ électrique, utilisés pour mesurer des variations locales de champ avec une grande précision,
- Les commutateurs optiques, essentiels dans les réseaux de télécommunications pour diriger rapidement les signaux lumineux.

Au niveau fondamental, l'effet électro-optique représente une interaction directe entre un champ électrique et un milieu diélectrique, provoquant une variation des indices de réfraction et modifiant la biréfringence naturelle du matériau. Ces propriétés sont au cœur de nombreuses technologies en photonique, permettant de concevoir des dispositifs capables de manipuler la lumière avec une grande précision, et jouent un rôle clé dans les systèmes de télécommunications optiques avancés.

Ainsi, la compréhension de l'effet électro-optique et de son influence sur l'ellipsoïde des indices est essentielle pour exploiter pleinement le potentiel des cristaux dans les applications optiques modernes.

I-V-2.6. Equation exacte de Sellmeier :

Voici les équations de Sellmeier du Niobate de lithium pur pour les axes ordinaire et extraordinaire :[32]

$$n_o(\lambda, T) = \sqrt{4.9048 + \frac{117750 + 0.022314(T-24.5)(T+570.5)}{\lambda^2 - [218.02 - 0.000029671(T-24.5)(T+570.5)]^2} + 0.000000021429(T-24.5)(T+570.5) - 0.000000027153\lambda^2}$$

$$n_e(\lambda, T) = \sqrt{4.582 + \frac{99210 + 0.052716(T - 24.5)(T + 570.5)}{\lambda^2 - [210.9 - 0.000049143(T - 24.5)(T + 570.5)]^2} + 0.00000022971(T - 24.5)(T + 570.5) - 0.00000002194\lambda^2}$$

PS : ces équations ne sont valables que pour des longueurs d'onde comprise entre 400 et 2 000 nm, et des températures entre 25 et 300 °C.

I-V-3. Propriétés du Niobate de Lithium

I-V-3.1. Caractéristiques fondamentales

Le Niobate de Lithium (LiNbO_3) est un cristal ferroélectrique possédant un octaèdre d'oxygène dans sa structure. Il présente une unique transition de phase à une température de Curie $T_C \approx 1200$ °C. Au-dessus de cette température, le cristal est paraélectrique et centro-symétrique, tandis qu'en dessous de T_C , il devient ferroélectrique avec une symétrie rhomboédrique ($C_{3v}=3m$) et un axe polaire d'ordre 3, conférant au cristal un caractère polarisé intrinsèque.

Lorsqu'il est fabriqué en mono-domaine, le Niobate de Lithium se comporte comme un matériau uniaxe négatif, avec un indice extraordinaire inférieur à l'indice ordinaire ($n_e < n_o$). Il possède également une forte polarisation spontanée ($PS \approx 70 \mu\text{C}/\text{cm}^2$), ce qui lui confère des propriétés piézoélectriques, pyroélectriques et électro-optiques remarquables. Cette polarisation interne stable permet d'obtenir une réponse électro-optique efficace, tout en éliminant l'effet de rotation de la polarisation de la lumière, ce qui simplifie l'exploitation optique du cristal.

Grâce à cette combinaison unique de caractéristiques, le Niobate de Lithium est largement utilisé dans des applications optoélectroniques avancées, notamment pour les modulateurs de lumière, capteurs de champ électrique et commutateurs optiques, où ses propriétés ferroélectriques et électro-optiques sont pleinement exploitées. [27]

I-V-3.2. Référentiel de coordonnées appliqué aux propriétés tensorielles

Le système de coordonnées (X,Y,Z) utilisé pour décrire les propriétés physiques tensorielles du LiNbO_3 est cartésien : [29]

- L'axe optique et parallèle à l'axe Z.

- L'axe X coïncide avec n'importe lequel des axes équivalents perpendiculaires aux plans miroirs.
- L'axe Y doit être placé dans un plan miroir pour que le repère ox, oy, oz soit orthogonal.

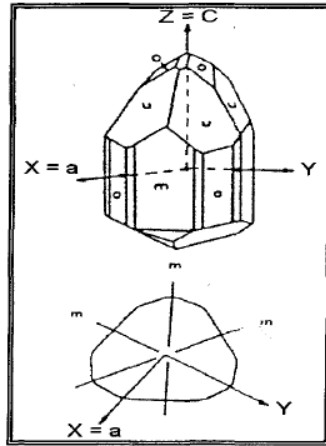


Figure IV-5 : Orientation suivant les axes principaux X, Y, Z par rapport au cristal.

I-V-3.3. Tenseur EO et Ellipsoïde des indices

Le tenseur E/O r_{pk} possède 18 éléments $[6 \times 3]$: [29]

$$r = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \quad \dots \text{IV-1}$$

De nombreux termes s'annulent, se compensent ou coïncident entre eux. L'identification de ces relations découle de l'invariance du tenseur lorsqu'il est soumis aux opérations de symétrie du cristal. À température ambiante, les propriétés électro-optiques du LiNbO_3 (structure trigonale $C_{3v} = 3m$) sont décrites par le tenseur électro-optique linéaire r_{pk} , exprimé dans son repère propre [Oxyz] de la manière suivante :

$$r = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{IV-2}$$

La détermination de la valeur des éléments non nuls se fait expérimentalement et donne :

$$\left. \begin{array}{l} r_{22} = 6.8 \\ r_{13} = 9.6 \\ r_{33} = 30.9 \\ r_{51} = 32.6 \end{array} \right\} \text{ en pm/V et à basse fréquence pour la longueur d'onde } \lambda = 632.8 \text{ nm}$$

Les indices de réfraction du cristal à la température ambiante pour la même longueur d'onde sont :

$$n_o = n_x = n_y = 2.2866 \quad \text{et} \quad n_e = n_z = 2.2028$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices du LiNbO₃ en considérant un champ électrique appliqué dans une direction particulière peut prendre une des trois formes suivantes :

- Champ dans la direction X :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + (2r_{51} \cdot z \cdot x - 2r_{22} \cdot y \cdot x) \cdot E_x = 1 \quad \dots \text{ IV-3}$$

- Champ dans la direction Y :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2 \cdot r_{51} E_y \cdot z \cdot y = 1 \quad \dots \text{ IV-4}$$

- Champ dans la direction Z :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{33} \cdot E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z\right)z^2 = 1 \quad \dots \text{ IV-5}$$

I-V-3.4. Impact de l'orientation du cristal de LiNbO₃ sur la répartition du champ électrique

L'orientation et la position du cristal de niobate de lithium dans un champ électrique externe influencent directement la répartition du champ interne au sein du matériau.

Effet de la Distribution du Champ Électrique Appliqué

La position du cristal dans un champ électrique externe modifie l'intensité et l'homogénéité du champ qu'il subit. Certains axes cristallins sont plus sensibles

aux variations du champ appliqué, en raison de l'anisotropie du matériau. Il est donc essentiel de déterminer la meilleure orientation du cristal pour optimiser la réponse électro-optique.

Optimisation de la Forme Géométrique du Cristal

Le choix de la géométrie de l'échantillon influence la distribution du champ interne. Une forme bien adaptée permet d'obtenir une répartition uniforme du champ électrique interne, ce qui améliore la précision des mesures. Par exemple, des plaques minces ou des structures spécifiques peuvent être préférées pour maximiser l'effet électro-optique tout en limitant les perturbations du champ.

L'orientation et la géométrie du cristal de niobate de lithium sont des paramètres essentiels pour garantir une mesure précise du champ électrique. L'optimisation de ces facteurs permet d'assurer une distribution homogène du champ interne, ce qui est crucial pour les applications en détection électro-optique. [29]

I-V-3.4.1. Effet de l'Anisotropie du Cristal de LiNbO_3 sur le Champ Électrique

Le niobate de lithium (LiNbO_3) est un matériau hautement anisotrope, ce qui signifie que sa permittivité relative varie considérablement selon la direction dans laquelle on applique un champ électrique.

Les cristaux ferroélectriques avec de bonnes propriétés électro-optiques (E/O) présentent une permittivité relative élevée. Cela a pour effet de réduire l'intensité du champ électrique à l'intérieur du cristal, car celui-ci a tendance à se polariser fortement en réponse à la tension appliquée. En conséquence, l'interaction entre le champ électrique et le cristal est atténuée, ce qui peut influencer le comportement électro-optique du matériau.

Lorsque l'on applique une tension sur des électrodes planes parallèles placées de part et d'autre du cristal, un champ électrique uniforme est théoriquement généré. Cependant, en raison de la permittivité anisotrope du LiNbO_3 , la répartition réelle du champ électrique dans le matériau peut être différente de celle attendue dans un matériau isotrope. Il est donc crucial de prendre en compte cette anisotropie lors de la conception de dispositifs électro-optiques, notamment pour optimiser l'effet Pockels.

L'anisotropie du niobate de lithium influence fortement la distribution du champ électrique interne et doit être soigneusement prise en compte dans les applications électro-optiques. Une permittivité relative élevée entraîne une

diminution du champ électrique effectif, ce qui peut nécessiter des ajustements dans la géométrie des électrodes ou l'orientation du cristal pour maximiser les performances du capteur.

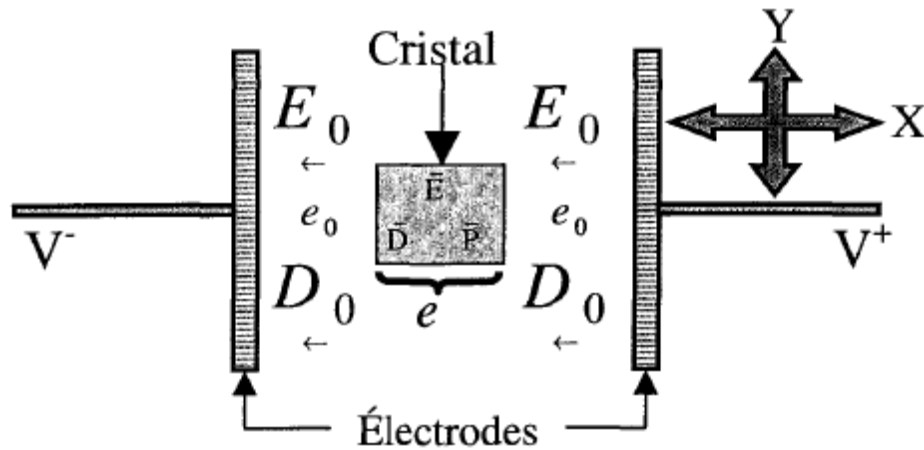


Figure IV-6 : Disposition avec des électrodes planes parallèles.

Si les lignes de champ à l'intérieur du cristal sont parallèles à l'axe X et que $V = V^+ - V^-$, on a :

- Sans cristal :

$$V = - \int E_0 \cdot dx = -E_0 (2 \cdot e_0 + e) \dots \text{d'où} \begin{cases} E_0 = \frac{-V}{2e_0 + e} \\ D_0 = \epsilon_0 * E_0 \end{cases} \dots \text{IV-6}$$

- Avec cristal :

A la surface du cristal, il y a conservation des composantes normales de $\vec{D}$ car la densité de charge surface est nulle, D_0 (à l'extérieur) = D (à l'intérieur), alors, $\epsilon_0 E_0 = \epsilon_0 \epsilon_r E$ soit $E_0 = \epsilon_r E$, d'où le potentiel :

$$V = - \int E \cdot dx = -(2 \cdot e_0 \epsilon_r E_{in} + e E_{in})$$

et finalement :

$$E = \frac{-V}{2e_0 \epsilon_r + e} \dots \text{IV-7}$$

Avec : e_0 : distance entre le cristal et une électrode

e : épaisseur du cristal

ϵ_r : permittivité relative du cristal dans la direction considérée

V : Tension appliquée sur les électrodes

D'après l'équation (IV-7), il est évident que le champ du cristal dépendra de la valeur de sa permittivité relative. Pour le LiNbO_3 , la valeur de sa permittivité dépend de la direction. Elle vaut 78 pour les directions X et Y et 36 pour la

direction Z. Après calcul, on s'aperçoit que la distribution du champ interne selon Z est environ 2 fois plus élevée selon X et Y soit $\frac{E(Z)}{E(X-Y)} \approx 2.17$.

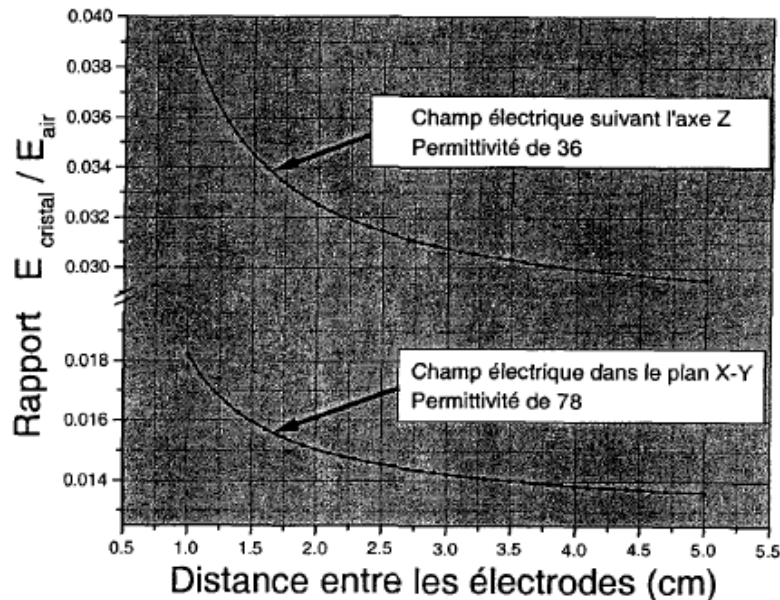


Figure IV-7 : Champ électrique en fonction de la distance entre les électrodes.

La figure précédente nous montre l'influence de la permittivité sur la distribution du champ dans le cristal pour les directions X, Y, Z du champ électrique.

On constate l'importance de favoriser une orientation adaptée du champ électrique appliqué au cristal, car l'intensité de l'effet électro-optique dépend fortement de la direction et de la puissance du champ. Bien que l'intensité du champ soit un critère important, d'autres facteurs influençant la variation directionnelle de l'effet E/O doivent également être considérés. Une analyse des différentes configurations possibles avec le niobate de lithium sera menée afin de déterminer l'orientation optimale du cristal pour un champ électrique donné.

I-V-3.4.2. Influence de la forme géométrique du cristal

La géométrie du cristal joue un rôle déterminant dans la répartition interne du champ électrique à l'intérieur du matériau. Pour illustrer cet effet, nous nous appuyerons sur une modélisation issue d'une étude consacrée aux capteurs électro-optiques, réalisée à l'aide de la méthode des éléments finis (FEM) avec le logiciel COMSOL.

Cette modélisation a permis de comparer deux cristaux de sections différentes, afin de déterminer lequel présentait une distribution interne du champ électrique la plus proche de celle observée dans un cristal de section circulaire. Une telle analyse est cruciale pour évaluer l'intérêt et la pertinence d'un polissage cylindrique ou d'autres traitements géométriques sur le cristal, car elle influence directement la performance électro-optique du dispositif.

Dans cette étude, la modélisation est bidimensionnelle, simulant le champ électrique généré à l'intérieur du cristal par un système d'électrodes planes et parallèles. Cette approche permet d'analyser avec précision l'effet de la forme du cristal sur l'uniformité et l'intensité du champ, ainsi que sur la réponse optique locale. Les résultats obtenus fournissent des indications importantes pour la conception et l'optimisation des capteurs électro-optiques, en particulier lorsqu'il s'agit de maximiser l'efficacité du couplage électro-optique et de minimiser les variations indésirables du champ à l'intérieur du cristal. [27]

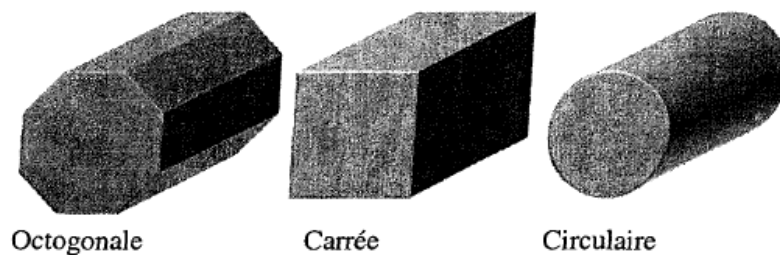


Figure IV-8 : Cristaux de différentes sections.

La simulation 2D du dispositif inclue :

- Cristal de section
 - carrée
 - octogonale
 - Electrodes rectangulaires
 - Air
- } 3mm * 3mm

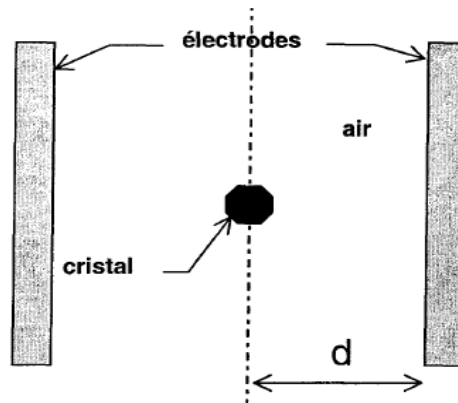


Figure IV-9 : Modélisation 2D

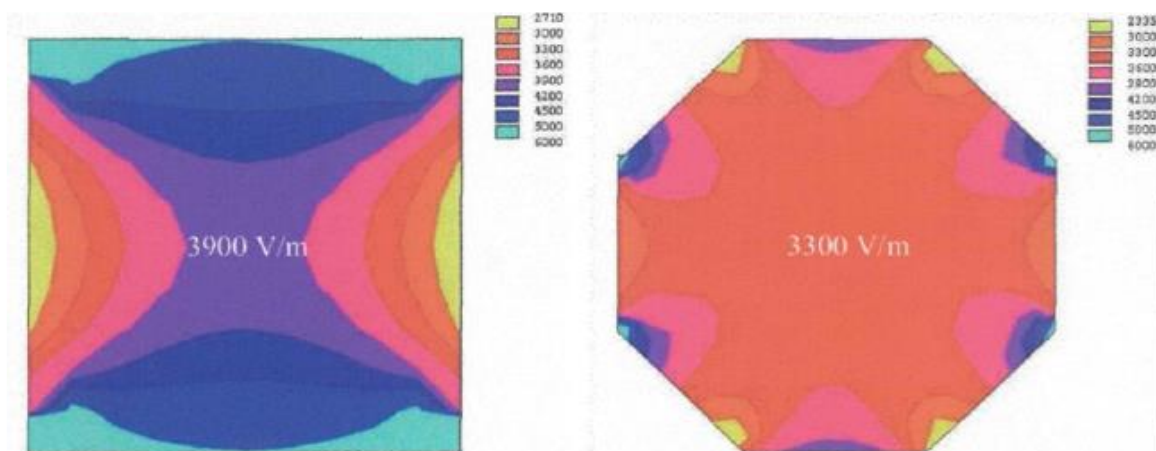


Figure IV-10 : Distribution du champ électrique dans le cristal pour les sections carrée et octogonale produite par l'application d'une tension de 1kv sur des électrodes planes parallèles distantes de 8 mm

La figure précédente représente les résultats de la modélisation pour les sections carrée et octogonale.

Les diverses nuances représentent l'intensité locale du champ électrique à l'intérieur du cristal. Grâce aux résultats obtenus par modélisation, nous sommes désormais capables d'identifier la section de cristal la plus appropriée à notre application.

Nous avons choisi une section octogonale, car elle assure une homogénéité optimale du champ électrique tout en minimisant les effets de concentration aux extrémités, contrairement à la section carrée. Cependant, cette forme présente une intensité de champ d'environ 23 % inférieure à celle de la section

carrée dans la zone centrale, ce qui se traduit logiquement par une sensibilité réduite à l'effet électro-optique.

La figure qui suit illustre la géométrie et les dimensions d'un échantillon de LiNbO_3 . On rappelle que la longueur du cristal influe sur le déphasage entre les composantes perpendiculaires de l'onde lumineuse, induit par l'application d'un champ électrique. Dès lors, cette longueur est déterminée afin de garantir un compromis optimal entre la sensibilité potentielle du capteur et sa capacité de miniaturisation.

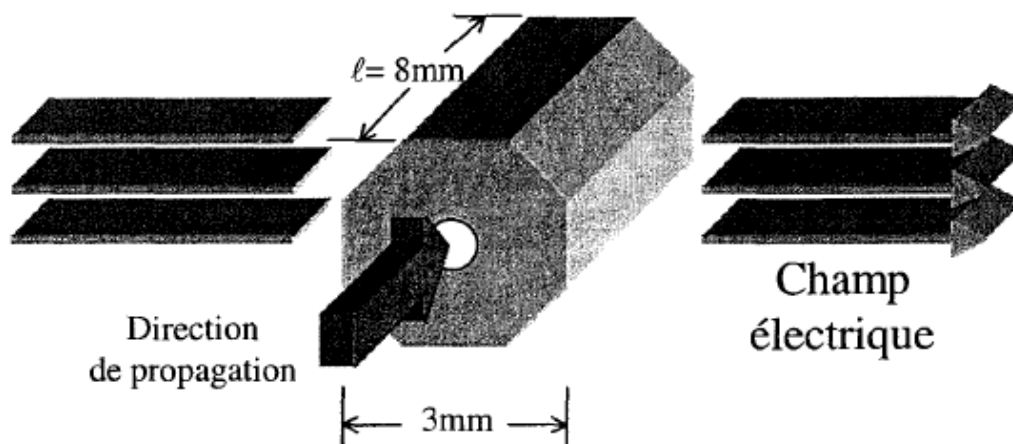


Figure IV-11 : Choix de la forme et des dimensions pour le cristal.

Par ailleurs, cette illustration représente la direction de propagation de l'onde lumineuse ainsi que celle du champ électrique à l'intérieur du cristal. Pour minimiser les interférences du champ électrique au sein du cristal, il est recommandé d'orienter ce champ perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde, car tous les éléments optiques seront alignés selon cet axe.

La section suivante examinera les différentes configurations possibles du niobate de lithium (LiNbO_3), ce qui permettra d'identifier les axes de découpe du cristal et d'optimiser son agencement dans un champ électrique spécifique.

I-V-4. Analyse des diverses configurations imposées au cristal

I-V-4.1. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe Z

Comme mentionné précédemment, c'est dans cette direction que le champ électrique atteint son intensité maximale dans le LiNbO₃, en raison de la faible valeur de sa permittivité relative. De plus, les coefficients électro-optiques associés à cette orientation sont particulièrement élevés [29]. L'équation suivante décrit l'ellipsoïde des indices dans le cas d'un champ électrique appliqué selon l'axe Z :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{33} \cdot E_z\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z\right)z^2 = 1 \dots \text{IV-8}$$

D'un point de vue optique, il est important de minimiser l'influence des composants du capteur, tels que la lame quart d'onde, les polariseurs ou encore la fibre optique, sur la valeur du champ électrique à l'intérieur du cristal. Pour cela, il est préférable que la propagation du faisceau lumineux soit perpendiculaire au champ électrique appliqué. Cette configuration permet de limiter les perturbations optiques et d'assurer que la mesure reste représentative du champ réel à l'intérieur du cristal.

Dans ce contexte, la direction de propagation du faisceau est choisie le long d'un des axes orthogonaux du cristal, par exemple l'axe X. Sous cette configuration, l'ellipsoïde des indices associé au cristal, observé sous la polarisation imposée par le faisceau lumineux, peut être obtenu en coupant l'ellipsoïde avec le plan d'onde passant par l'origine du repère du cristal. Cette coupe permet de décrire l'indice de réfraction effectif pour chaque composante de polarisation dans le plan perpendiculaire à la propagation.

Dans cette configuration particulière, on fixe $x=0$ dans l'équation de l'ellipsoïde des indices, ce qui conduit à la forme simplifiée :

$$\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13} \cdot E_z\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} \cdot E_z\right)z^2 = 1 \dots \text{IV-9}$$

Cette équation montre que les indices de réfraction effectifs dans les directions y et z dépendent non seulement des indices ordinaires n_o et extraordinaires n_e , mais également du champ électrique appliqué E_z et des coefficients électro-optiques r_{13} et r_{33} . Elle constitue la base de l'analyse électro-optique du cristal dans la configuration choisie, permettant de prévoir la modulation de la polarisation et la variation de la vitesse de propagation de la lumière à l'intérieur du Niobate de Lithium.

Il n'y a que termes carrés ce qui n'implique pas de rotation des axes principaux de l'ellipsoïde. La variation d'indice se définit comme suit :

$$\left. \begin{aligned} \delta n_y &= -\frac{1}{2} n_0^3 \cdot r_{13} \cdot E_z \quad \text{où} \quad r_{13} = 9.6 \text{ pm/V} \\ \delta n_z &= -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_{33} \cdot E_z \quad \text{où} \quad r_{33} = 30.9 \text{ pm/V} \end{aligned} \right\} \text{ IV-10}$$

Nous avons alors l'expression de la biréfringence :

$$\delta n_z - \delta n_y = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot [r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13}] \cdot E_z = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_c E_z \quad \dots \text{ IV-11}$$

$$\text{Avec } r_c = r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13} \quad \dots \text{ ici } r_c = 20.2 \text{ pm/V}$$

Soit $\Gamma(E)$ le déphasage dû au champ E_z :

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot (\delta n_z - \delta n_y) \quad \text{d'où} \quad \Gamma(E) = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot l \cdot n_e^3 \cdot r_c \cdot E_z \quad \dots \text{ IV-12}$$

Plusieurs éléments nous amènent à reconsidérer le choix de cette configuration :

- Ce capteur est destiné à mesurer des champs électriques alternatifs de l'ordre du kV/cm. Or, l'application d'un champ de cette amplitude dans la direction de l'axe optique du cristal, c'est-à-dire dans la direction de polarisation, présente un risque pour l'échantillon. En effet, cela peut favoriser la formation de domaines orientés à 90° ou 180°, dont la présence nuit à la stabilité et à la valeur des coefficients électro-optiques.
- Par ailleurs, dans cette configuration, même en l'absence de champ électrique, les deux composantes de la lumière entrant dans le cristal sont soumises à des indices de réfraction différents. Il en résulte une biréfringence naturelle. Bien que cela ne constitue pas un problème immédiat, la difficulté réside dans le fait que ces indices ne réagissent pas de manière identique aux variations de température (effet thermo-optique). Ainsi, pour une différence de température de seulement 2 °C, l'indice ordinaire n_o varie de 1.10^{-4} tandis que l'indice extraordinaire n_e change de 1.10^{-5} . Cette variation de la biréfringence naturelle due à la température devient alors comparable à celle induite par un champ électrique externe de l'ordre du kV/cm.

I-V-4.2. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe Y

L'équation suivante représente l'ellipsoïde des indices pour un champ E_y

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 + \frac{z^2}{n_e^2} + 2.r_{51}E_y.z.y = 1 \dots \text{IV-13}$$

La direction de propagation du faisceau est choisie suivant la l'axe Z puisqu'il n'y a pas de biréfringence induite dans cette direction. Ainsi, dans l'équation précédente nous posons $Z = 0$, ce qui donne : [29]

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 = 1 \quad \text{IV-14}$$

L'analyse de cette équation met en évidence deux observations importantes :

- En l'absence de champ électrique, aucune biréfringence naturelle n'est présente, ce qui permet de réduire considérablement l'effet thermo-optique. Ainsi, dans ces conditions, l'ellipsoïde des indices vu depuis le plan d'onde prend la forme d'un cercle, car seul l'indice ordinaire entre en jeu. Le cristal se comporte alors comme un matériau isotrope.
- Par ailleurs, les coefficients électro-optiques associés aux directions X et Y sont de même amplitude mais de signes opposés, et aucun terme croisé n'intervient. Cela signifie que la déformation de l'ellipse des indices se produit exclusivement selon ses axes principaux.

La figure suivante en illustre la représentation :

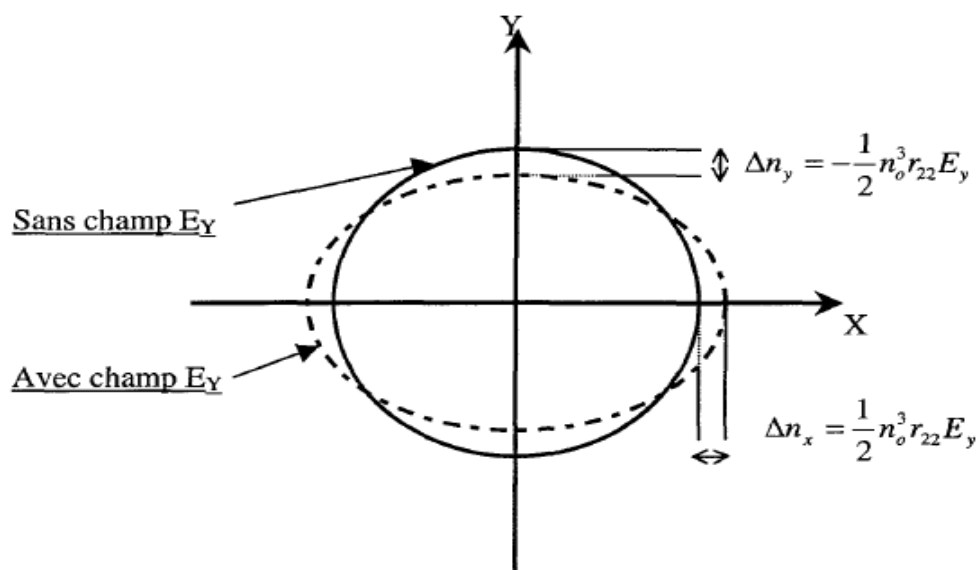


Figure IV-12 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY.

La biréfringence s'écrit :

$$\delta n_y - \delta n_x = -n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_Y \quad \dots \text{IV-15}$$

où $r_{22} = 6.8 \text{ pm/V}$

Soit $\Gamma(E)$ le déphasage dû au champ E :

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot (\delta n_Y - \delta n_X) \text{ d'où } \Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_Y \quad \dots \text{IV-16}$$

On constate deux choses :

- La distribution du champ électrique selon l'axe Y est fortement réduite en raison de la permittivité relative très élevée ($\epsilon_{YY} = 78$).
- Le coefficient électro-optique effectif est relativement faible.

I-V-4.3. Cas d'application d'un champ électrique le long de l'axe X

Voici l'équation représentant l'ellipsoïde des indices pour un champ E_x :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + (2r_{51} \cdot z \cdot x - 2r_{22} \cdot y \cdot x) \cdot E_x = 1 \quad \dots \text{IV-17}$$

La direction de propagation du faisceau se fera suivant la direction Z . ainsi, on pose $Z=0$, on aura : [29]

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} - 2r_{22} \cdot y \cdot x \cdot E_x = 1 \quad \dots \text{IV-18}$$

L'effet électro-optique (EO) n'apparaît ici que via un terme croisé dans l'équation de l'ellipsoïde optique. La présence de ce terme croisé traduit l'existence d'un champ électrique provoquant une rotation des axes de l'ellipsoïde vue par la polarisation du faisceau incident.

Dans le cas considéré, X^2 et Y^2 ont le même indice de réfraction n_o , donc la rotation de l'ellipse est fixée à $\pi/4$ et ne dépend pas de l'amplitude du champ appliqué.

On introduit alors un nouveau référentiel X' , Y' obtenu par une rotation de $\pi/4$ autour des axes X et Y , ce qui simplifie la description de l'ellipsoïde après application du champ. Ce changement sera illustré sur la figure suivante.

Appliquons le changement de coordonnées :

$$\begin{cases} X = x' \cos 45^\circ - y' \sin 45^\circ \\ Y = x' \sin 45^\circ + y' \cos 45^\circ \end{cases} \dots \text{Ce qui conduit à } \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y'^2 = 1$$

Ce qui nous ramène à la configuration précédente. En remplaçant E_y par E_x , on obtient ainsi la biréfringence : $n'_y - n'_x = -r_{22} \cdot n_o^2 \cdot E_x$

$$\text{Et le déphasage dû au champ } E_x : \Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_x \dots \text{IV-19}$$

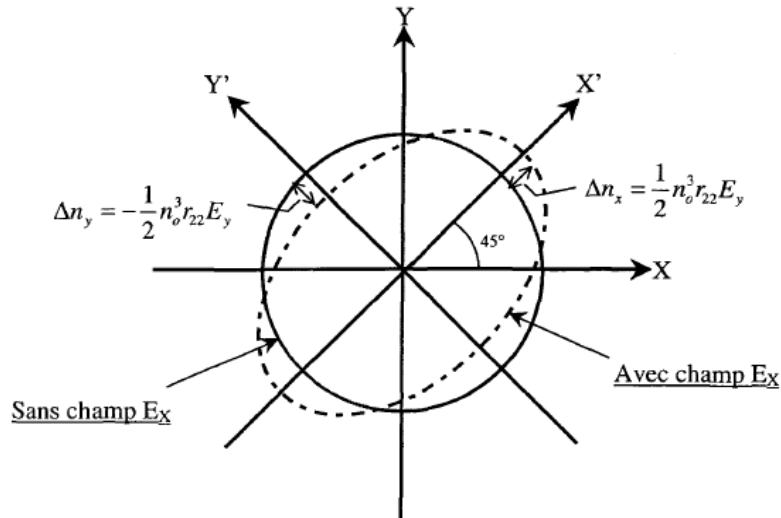


Figure IV-13 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY avec E_x

Cette configuration reproduit le même effet électro-optique que la précédente et supprime également l'effet thermo-optique. Elle présente une forte permittivité relative le long de l'axe X ($\epsilon_{xx} = 78$). Sa différence majeure réside dans le fait qu'elle entraîne une rotation de l'ellipsoïde optique, contrairement à la configuration précédente.

I-V-4.4. Cas d'application d'un champ électrique dans le plan X-Y

Un champ électrique appliqué selon X (E_x) entraîne une rotation et une déformation de l'ellipsoïde des indices, modifiant ainsi les indices de réfraction. Pour analyser la réponse du capteur lorsqu'il est soumis à un champ orienté arbitrairement dans le plan X-Y, il faut évaluer :

1. L'effet du champ selon Y,
2. Puis, en intégrant ce premier effet, l'impact du champ selon X.

Cette démarche permet d'estimer les fluctuations de la réponse du capteur en fonction de son orientation vis-à-vis d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y.

En voici les résultats : [29]

$$\begin{aligned} n_x &= n_o + \frac{1}{2} \cdot r_{22} \cdot n_o^3 \cdot E_y = n_o + \Delta\varphi \\ n_y &= n_o - \frac{1}{2} \cdot r_{22} \cdot n_o^3 \cdot E_y = n_o - \Delta\varphi \dots \text{IV-20} \end{aligned}$$

En calculant pour un champ E_x . Sans champ E_y , l'équation pour un champ E_x s'écrit :

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2} - 2r_{22} \cdot y \cdot x \cdot E_x = 1 \dots \text{IV-21}$$

Or, l'indice ordinaire dans la direction X et Y s'est transformé sous l'application d'un champ E_y , ce qui a conduit à :

$$\frac{x^2}{(n_o+\Delta\varphi)^2} + \frac{y^2}{(n_o-\Delta\varphi)^2} - 2r_{22} \cdot x \cdot y \cdot E_x = 1 \dots \text{IV-22}$$

Pour éliminer le terme croisé, une rotation dans le plan X-Y est donc nécessaire. Et pour passer de l'ancien système X-Y au nouveau système X'-Y' est on procède comme suit :

$$\begin{cases} X = x' \cos \alpha - y' \sin \alpha \\ Y = x' \sin \alpha + y' \cos \alpha \end{cases}$$

Après, pour éliminer le terme croisé, nous pose la condition suivante sur l'angle α qui correspond à l'angle de rotation de l'ellipsoïde des indices :

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \tan^{-1} \left[\frac{-2 \cdot r_{22} \cdot E_X}{\frac{1}{(n_o+\Delta\varphi)^2} - \frac{1}{(n_o-\Delta\varphi)^2}} \right] \dots \text{IV-23}$$

Les nouvelles valeurs des indices de réfraction n'_x et n'_y dû à l'ajout d'un champ E_x deviennent :

Pour : $\begin{cases} x \rightarrow + \\ y \rightarrow - \end{cases}$

$$n' = \left[\frac{2}{\left(\frac{1}{n_x}\right)^2 + \left(\frac{1}{n_y}\right)^2 \pm \sqrt{\left[\left(\frac{1}{n_x}\right)^2 - \left(\frac{1}{n_y}\right)^2\right]^2 + (2.r_{22}.E_x)^2}} \right]^{1/2} \quad \dots \text{IV-20}$$

Où n_x et n_y correspondent aux équations (IV-17).

À partir des équations précédentes, on conclut que tout champ électrique appliqué dans le plan X-Y entraîne une rotation de l'ellipsoïde des indices. L'angle de rotation dépend directement du rapport entre les composantes E_x et E_y du champ électrique résultant : la direction dominante du champ détermine donc l'orientation finale de l'ellipsoïde.

Quand : $E_y \gg E_x$: l'angle $\alpha = 0$
 $E_y \ll E_x$: l'angle $\alpha = \pi/4$
 $E_y = E_x$: l'angle $\alpha = \pi/8$

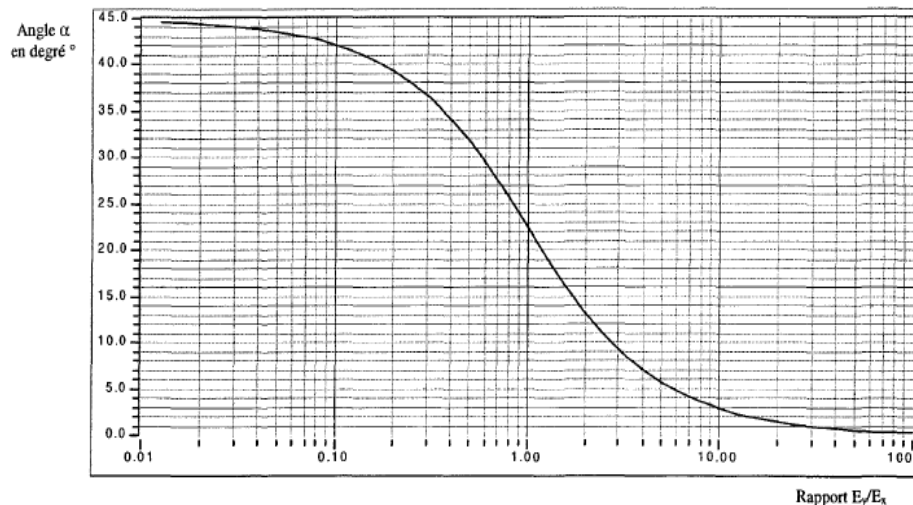


Figure IV-14 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan X-Y

La figure précédente représente la rotation de l'ellipsoïde des indices en fonction du rapport E_y/E_x .

La déformation de l'ellipsoïde, c'est-à-dire la variation des indices de réfraction, demeure la même pour toute direction d'un champ électrique situé dans le plan X-Y. Ainsi, la variation absolue des indices dépend uniquement de l'intensité totale du champ et non de son orientation.

Concernant la rotation de l'ellipsoïde, elle permet au capteur, qui ne mesure qu'un champ unidirectionnel, d'exploiter la propriété du Niobate de Lithium pour détecter des champs dans tout le plan X-Y.

En pratique, il suffit simplement que la section du cristal et la direction du champ électrique soient coplanaires pour que la mesure soit correcte.

I-V-4.5. Choix du cristal

Dans la section précédente, nous avons présenté les différentes configurations possibles offertes par le LiNbO_3 .

À première vue, la configuration dans laquelle le champ électrique est appliqué suivant l'axe Z apparaît comme la plus avantageuse. En effet, cette orientation maximise l'effet électro-optique (E/O) grâce à la forte sensibilité du cristal à cette composante du champ. De plus, la faible permittivité relative du Niobate de Lithium dans la direction Z se traduit par une valeur de champ interne plus élevée, ce qui pourrait renforcer la modulation optique.

Cependant, malgré ces atouts théoriques, cette configuration présente un inconvénient majeur : elle se révèle extrêmement sensible à l'effet thermo-optique. Les variations de température modifient alors de manière trop importante les indices de réfraction, rendant cette configuration instable et difficile à exploiter dans un capteur de champ électrique. Pour cette raison, elle doit être écartée.

Les configurations où le champ est appliqué selon les axes X ou Y offrent, quant à elles, des performances comparables. La seule différence notable concerne une rotation de $\pi/4$ de l'ellipsoïde des indices lorsque le champ est appliqué selon X, ce qui permet de distinguer les deux cas sur le plan optique. Malgré cette nuance, ces deux configurations restent robustes, stables et suffisamment sensibles, ce qui en fait des options très intéressantes pour la conception d'un capteur.

Finalement, le choix se porte sur une configuration dans laquelle le champ est appliqué dans le plan X-Y. Cette disposition combine les avantages des configurations selon X et Y tout en simplifiant l'exploitation pratique du

dispositif. Elle permet en effet d'obtenir une bonne réponse électro-optique tout en réduisant la sensibilité thermique et en facilitant la gestion de la distribution du champ électrique, quelle que soit sa forme réelle. [29] [10]

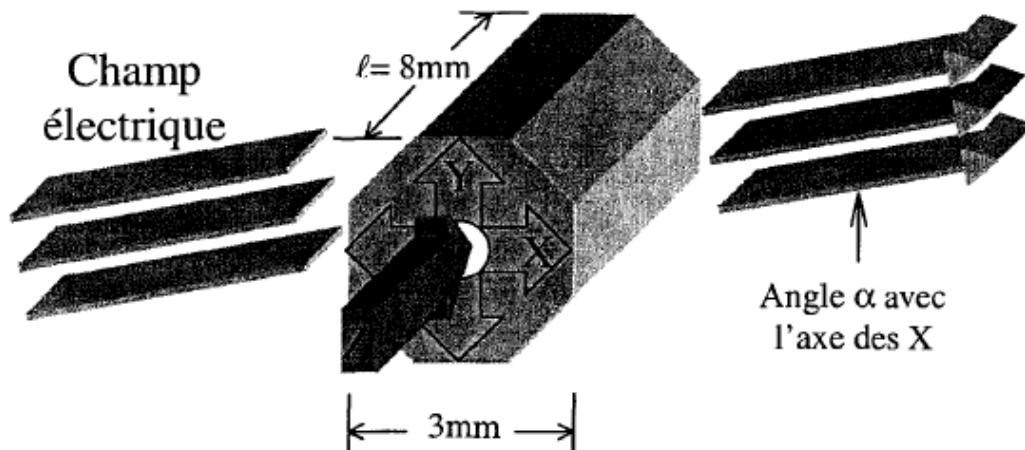


Figure IV-15 : Distribution de champ électrique et configuration du cristal de LiNbO_3

Le faisceau lumineux est guidé de manière à se propager le long de l'axe optique du cristal de Niobate de Lithium. Cette configuration présente un avantage majeur : elle permet de supprimer entièrement la biréfringence naturelle du matériau. En effet, lorsque la lumière circule suivant l'axe optique, les indices ordinaire et extraordinaire deviennent identiques, ce qui élimine toute séparation des états de polarisation.

Un autre atout important de ce montage réside dans la réduction significative de l'effet thermo-optique. Les variations d'indice dues aux fluctuations de température deviennent alors beaucoup moins sensibles, ce qui améliore la stabilité globale du capteur, notamment pour les mesures de champ électrique en environnement variable.

Dans cette configuration, la section du cristal qui interagit directement avec le champ électrique appliqué correspond à la surface parallèle au plan d'onde, c'est-à-dire située dans le plan X-Y. C'est dans ce plan que se déforment les axes optiques lorsque le champ électrique est appliqué, et c'est donc également là que se manifeste l'effet électro-optique mesuré. Cette approche garantit une interaction optimale entre le champ électrique et la lumière, tout en conservant les bénéfices d'une propagation sans biréfringence.

I-V-5. Capteur à réseaux de Bragg

Le niobate de lithium (LiNbO_3) peut être dopé avec de l'oxyde de magnésium (MgO) dans le but d'accroître sa résistance aux dommages optiques, un phénomène qui se manifeste notamment lors d'illuminations intenses. Une fois une concentration critique de MgO atteinte, le cristal devient beaucoup moins sensible à la photoréfractivité, ce qui améliore considérablement sa stabilité optique.

Outre le magnésium, d'autres éléments peuvent également être utilisés comme dopants, tels que le fer (Fe), le zinc (Zn), le hafnium (Hf), le cuivre (Cu), le gadolinium (Gd), l'erbium (Er), l'yttrium (Y), le manganèse (Mn) ou encore le bore (B). Ces dopages permettent d'ajuster finement les propriétés électroniques et optiques du matériau. Ils sont notamment exploités pour concevoir des sources optiques modulables, utiles dans des dispositifs tels que les tubes à ondes progressives ou les composants où une interaction contrôlée entre lumière et charges est requise.

Les monocristaux de LiNbO_3 , généralement fabriqués selon la méthode de Czochralski, possèdent des propriétés remarquables : électro-optiques, piézoélectriques et de forte non-linéarité optique. Grâce à ces caractéristiques, ils sont utilisés dans une large variété d'applications avancées :

- Doublage de fréquence (génération d'harmoniques),
- Cellules à effet Pockels,
- Oscillateurs paramétriques optiques,
- Lasers déclenchés,
- Dispositifs acousto-optiques,
- Guides d'onde optiques à hautes performances.

Ces propriétés font du LiNbO_3 un matériau incontournable dans les domaines de l'optoélectronique et de la photonique, parfois considéré comme l'équivalent optique du silicium en électronique, tant son importance est centrale dans les technologies modernes.

Dans le domaine des télécommunications, il est largement utilisé dans les modulateurs Mach-Zehnder, qui constituent l'un des piliers des systèmes de modulation optique à haut débit. On le retrouve également dans certains composants de téléphones mobiles, bien que dans certaines applications, il puisse être remplacé par le tantalate de lithium (LiTaO_3), un matériau apparenté.

Une application émergente et particulièrement prometteuse du LiNbO_3 concerne le stockage holographique. Fondée sur des mécanismes d'endommagement optique réversible ou permanent, cette technologie ouvre la voie à la création de mémoires holographiques de très grande capacité, capables de dépasser les limites des systèmes de stockage conventionnels.

Enfin, pour exploiter pleinement les propriétés électro-optiques du niobate de lithium dans les capteurs de champ électrique, on peut intégrer au cristal un miroir de Bragg possédant de forts coefficients de réflexion. Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique ou dans un guide d'onde se caractérise par une modulation périodique de l'indice de réfraction, permettant un contrôle précis de la propagation lumineuse, notamment pour filtrer, sélectionner ou confiner certaines longueurs d'onde.

I-V-5.1. Cavité optique

Une cavité optique, également appelée résonateur optique, est un dispositif destiné à confiner la lumière en la faisant rebondir de manière répétée entre deux ou plusieurs miroirs disposés selon une géométrie spécifique. Ce confinement permet de sélectionner certaines directions et certaines longueurs d'onde, donnant naissance à des modes optiques bien définis.

Dans le cas des lasers, la cavité optique joue un rôle absolument fondamental. Elle permet à la lumière de traverser plusieurs fois le milieu amplificateur, augmentant ainsi l'amplification par émission stimulée. Seules les ondes lumineuses compatibles avec les conditions de résonance de la cavité — c'est-à-dire dont la phase se reproduit exactement après un aller-retour — sont renforcées. Cela conduit à l'apparition d'un rayon laser cohérent, directionnel et d'une grande pureté spectrale.

Les cavités optiques ne se limitent pas aux lasers :

- On les retrouve dans les interféromètres, où elles sont utilisées pour augmenter la sensibilité de la mesure en multipliant le nombre d'allers-retours de la lumière.
- Elles jouent également un rôle clé dans les oscillateurs paramétriques optiques (OPO), où elles permettent de renforcer l'interaction non linéaire entre les ondes générées et le cristal non linéaire placé à l'intérieur.

Ainsi, les cavités optiques constituent un élément central de nombreux systèmes photoniques avancés, permettant de contrôler, amplifier, filtrer ou stabiliser la lumière selon les besoins des applications. [18]

I-V-5.2. Types de cavité optique

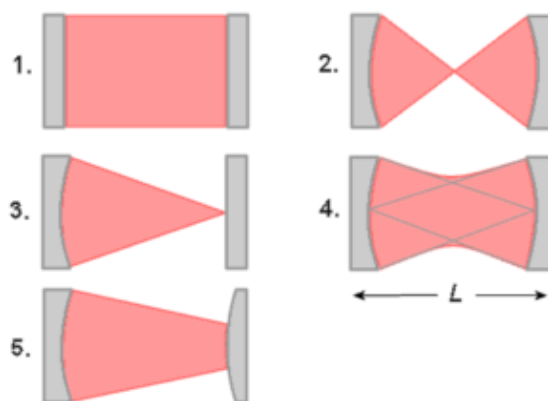


Figure IV-16 : Cavités à deux miroirs :

1. Plane
2. Concentrique
3. Hémisphérique
4. Confocale
5. concave-convexe

La manière la plus simple de réaliser une cavité optique consiste à placer deux miroirs, plans ou sphériques, face à face, séparés par une distance L . Cette configuration, connue pour sa simplicité conceptuelle, se retrouve notamment dans l'interféromètre de Fabry-Pérot ainsi que dans de nombreux lasers compacts.

Cependant, malgré son apparente simplicité, la mise en œuvre pratique de cette géométrie devient délicate lorsque les dimensions du dispositif augmentent. En effet, l'alignement des miroirs doit être extrêmement précis :

ils doivent rester parfaitement parallèles, avec une tolérance de quelques secondes d'arc seulement, sous peine de voir la lumière s'échapper prématurément de la cavité. Ce problème d'alignement est toutefois beaucoup moins critique dans les microcavités optiques et dans les lasers à semi-conducteurs, où les distances sont très faibles. Pour cette raison, cette architecture y est très largement utilisée.

L'utilisation de miroirs sphériques, caractérisés par leurs rayons de courbure R_1 et R_2 , permet d'obtenir différentes configurations de cavités, chacune présentant des propriétés optiques spécifiques :

- Cavité concentrique : Lorsque les deux miroirs possèdent le même centre de courbure, la condition $R_1 + R_2 = L$ est satisfaite. La lumière se trouve alors confinée autour de ce centre commun, permettant d'obtenir une cavité stable mais sensible aux défauts d'alignement.
- Cavité hémisphérique : Si l'un des miroirs est plan et positionné exactement au centre de courbure de l'autre miroir sphérique, la cavité forme une géométrie hémisphérique. Cette structure présente une bonne stabilité tout en restant plus simple à aligner qu'une cavité entièrement sphérique.
- Cavité confocale : Dans le cas où les deux miroirs possèdent le même rayon de courbure, vérifiant $R_1 = R_2 = L$, on obtient une cavité confocale. Cette configuration est particulièrement appréciée car elle permet de générer des faisceaux lumineux fins, bien collimatés et dotés de modes transverses bien définis. Elle constitue l'une des géométries les plus répandues dans les lasers et systèmes optiques de haute précision.

Il existe également des cavités concave–convexe, où un miroir concave est associé à un miroir convexe. Cette configuration présente une propriété très utile : elle permet de limiter la focalisation excessive du faisceau. Cette caractéristique est particulièrement recherchée dans les lasers de forte puissance, car elle réduit le risque de dommages au niveau du milieu amplificateur, en évitant une concentration trop élevée d'énergie lumineuse.

Ainsi, la géométrie d'une cavité optique — qu'elle soit plane, sphérique, confocale ou mixte — influence profondément la stabilité des modes, la qualité du faisceau, et la robustesse du système face aux variations mécaniques et thermiques. C'est pourquoi le choix de la cavité constitue une étape déterminante dans la conception des lasers et des dispositifs photoniques avancés.

I-V-5.3. Modes de résonance

Lorsque la lumière effectue de multiples réflexions entre les miroirs d'une cavité optique, elle subit des interférences constructives et destructives. Seules les ondes dont la phase se reproduit exactement après un aller-retour dans la cavité peuvent persister : ce sont les modes de résonance. Toutes les autres longueurs d'onde s'annulent progressivement, faute de respecter les conditions de phase imposées par la cavité.

La géométrie de la cavité, la position et la courbure des miroirs, ainsi que la distance L entre ces derniers déterminent la nature et la distribution des modes qui peuvent exister. Selon ces paramètres, la cavité peut filtrer très fortement les longueurs d'onde ou, au contraire, autoriser un ensemble plus large de fréquences.

On distingue principalement deux grandes catégories de modes :

- Les modes longitudinaux, définis par la condition que la longueur de la cavité contienne un nombre entier de demi-longueurs d'onde. Ils diffèrent donc par leur longueur d'onde ou leur fréquence, et leur espacement spectral dépend de la distance L .
- Les modes transverses, qui se distinguent non seulement par leur distribution spatiale (forme du faisceau, structure des franges) mais aussi par leur longueur d'onde. Ces modes, souvent notés TEM_{mn} , prennent en compte les variations de l'intensité lumineuse dans les directions perpendiculaires à l'axe de propagation.

Dans la plupart des cavités optiques, une superposition complexe de plusieurs modes apparaît naturellement, chacun possédant ses propres caractéristiques spatiales et spectrales. Cette multimodalité est parfois souhaitée, par exemple dans certains lasers à forte puissance ou dans des systèmes optiques où une large gamme de fréquences doit être maintenue.

Cependant, dans certaines configurations géométriques très particulières, lorsque la cavité est, par exemple, plane-plane, très courte, ou conçue pour être marginalement stable, il devient possible pour un ensemble continu de longueurs d'onde de circuler simultanément sans sélection par interférence. Dans ces situations, la notion même de modes de résonance perd de sa pertinence, car la cavité cesse de jouer son rôle sélectif habituel.

Ainsi, le spectre modal d'une cavité dépend de façon cruciale de sa géométrie et de son degré de stabilité, et constitue l'un des éléments fondamentaux dans

la conception des lasers, des interféromètres et de nombreux dispositifs photoniques avancés.

I-V-5.4. Stabilité

Une cavité optique composée de deux miroirs ne peut contenir efficacement la lumière que si certaines conditions géométriques précises sont respectées. Lorsque ces conditions sont satisfaites, on dit que la cavité est stable. À l'inverse, si elles ne le sont pas, la cavité devient instable : dans ce cas, le rayon lumineux à l'intérieur s'échappe après un nombre limité de réflexions, entraînant ainsi une perte d'énergie optique. Il est possible de déterminer mathématiquement les critères de stabilité de ce type de cavités, afin d'identifier les configurations permettant le confinement durable de la lumière.

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1.$$

Les cavités vérifiant ce critère sont stables.

I-V-5.5. Fabry-Pérot

L'interféromètre de Fabry-Pérot constitue l'un des exemples les plus emblématiques de cavité optique plane-plane. Il est formé de deux surfaces parallèles, planes et partiellement réfléchissantes, généralement réalisées avec des miroirs déposés sous forme de couches minces diélectriques. Pour assurer un fonctionnement optimal, ces surfaces possèdent un coefficient de réflexion très élevé, typiquement supérieur à 95 %, afin de permettre un grand nombre de réflexions successives de la lumière au sein de la cavité. Ce dispositif porte le nom de ses inventeurs, les physiciens Charles Fabry et Alfred Pérot, pionniers de l'interférométrie optique à la fin du XIX^e siècle.

Lorsque la lumière incidente pénètre dans la cavité, elle effectue de multiples allers-retours entre les deux surfaces réfléchissantes. À chaque réflexion, une petite fraction de l'énergie lumineuse est transmise vers l'extérieur. L'ensemble des faisceaux émergents, provenant de différentes réflexions internes, interfèrent les uns avec les autres.

Cette interférence multi-ondes, beaucoup plus riche que l'interférence à deux ondes des interféromètres classiques, donne naissance à une figure d'interférences très fine, composée de franges d'une grande finesse spectrale. Sous illumination en lumière quasi parallèle (par exemple provenant d'un laser), la figure observée se présente souvent sous la forme de fines franges circulaires et concentriques.

Le Fabry-Pérot est ainsi l'un des instruments les plus sensibles pour :

- analyser avec une grande précision les longueurs d'onde et les spectres optiques,
- mesurer les petites variations d'indice,
- caractériser des lasers ou des sources optiques cohérentes,
- servir de cavité résonante dans de nombreux systèmes photoniques.

Grâce à sa géométrie simple mais extrêmement performante, l'interféromètre de Fabry-Pérot reste un outil essentiel dans l'optique moderne, que ce soit en métrologie, en télécommunications, en physique fondamentale ou dans les dispositifs laser.

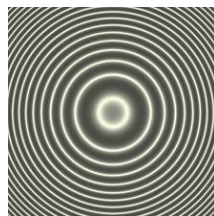


Figure IV-17 : Interférences

I-V-5.6. Interféromètre et onde monochromatique

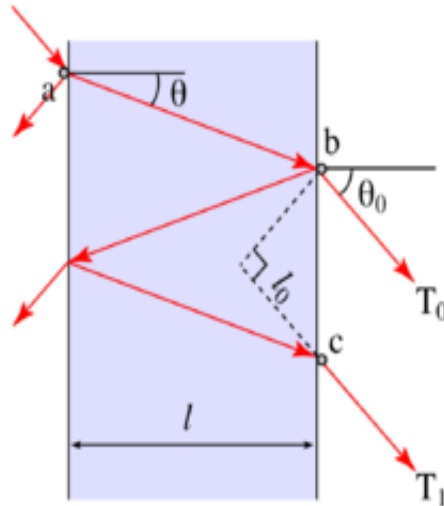


Figure IV-18 : Fabry-Perot.

Pour simplifier l'analyse, on suppose que l'interféromètre est éclairé par une source monochromatique. Comme le montre la figure ci-contre, il est possible de suivre le trajet d'un rayon lumineux donné et d'évaluer sa contribution au faisceau émergent.

Les rayons sortant de la seconde surface en des points distincts, notés b et c, ne parcourent pas exactement la même distance optique, ce qui engendre un déphasage θ dépendant de l'angle d'incidence. Ces rayons interfèrent non seulement entre eux, mais également avec d'autres rayons multiples ayant subi plusieurs réflexions successives entre les deux surfaces réfléchissantes.

On peut alors démontrer que, selon la valeur de l'angle θ , la lumière issue du rayon initial peut être transmise ou atténuée. Ainsi, seules certaines valeurs spécifiques de permettent la transmission constructive de la lumière incidente. Ces valeurs apparaissent visuellement sous la forme d'anneaux concentriques dans la figure d'interférences. En plaçant une lentille convergente à la sortie de l'interféromètre, tous les rayons faisant le même angle θ avec l'axe de la lentille se focalisent au même point, formant ainsi un anneau lumineux observable.

Dans ce contexte, la transmittance s'exprime alors selon la formule suivante :

$$T(\theta) = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \frac{\Delta\phi(\theta)}{2}}$$

Avec :

$\phi(\theta) = \frac{2\pi}{\lambda} 2nl \cos \theta$: différence de phase subie par la lumière après un aller-retour.

R : coefficient de réflexion de chaque interface.

n : indice de réfraction du milieu.

l : épaisseur du milieu.

θ : angle d'incidence interne.

I-V-5.7. Guidage de la lumière

➤ Principe

La propagation des ondes décrit le phénomène physique par lequel une onde, qu'elle soit mécanique, acoustique ou électromagnétique, se déplace et évolue dans un milieu donné. Cette propagation dépend fortement de la nature du milieu traversé ainsi que de sa géométrie.

On distingue généralement deux grands types de propagation :

- Propagation en espace libre

Il s'agit d'une propagation non contrainte : l'onde se propage dans un milieu qui n'impose aucune direction privilégiée. Elle peut avoir lieu :

- dans le vide, où la lumière se déplace à la vitesse maximale $c = 3 \times 10^8$ m/s;
- dans l'air, dont l'indice est très proche de 1 ;
- à travers des matériaux solides transparents comme le verre, les cristaux ou les polymères optiques.

Dans ce cas, les ondes se propagent librement selon les lois de l'optique géométrique ou ondulatoire, en fonction du contexte.

- Propagation guidée

Elle se produit lorsque l'onde est confinée dans une structure qui canalise son trajet, ce qui permet de contrôler sa direction et de minimiser les pertes. Ces structures incluent notamment :

- les fibres optiques, qui guident la lumière par réflexion totale interne ;

- les guides d'ondes planaires ou intégrés, utilisés dans les circuits photoniques ;
- les coupleurs directionnels, qui permettent de transférer l'énergie lumineuse d'un guide à un autre.

La propagation guidée est essentielle dans les télécommunications, la photonique intégrée et les dispositifs optoélectroniques.

Loi de Snell-Descartes

La propagation des ondes à l'interface entre deux milieux obéit à la loi de Snell-Descartes, qui décrit la relation entre les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction.

Pour deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 , la loi s'écrit :

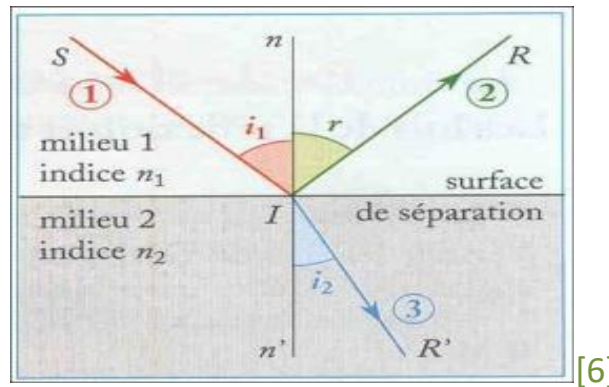
$$n_1 \cdot \sin(i_1) = n_2 \cdot \sin(i_2)$$

où :

- i_1 est l'angle d'incidence,
- r l'angle de réflexion (vérifiant $r=i_1$),
- i_2 l'angle de réfraction.

Cette loi traduit le fait que la direction de propagation de l'onde change à l'interface entre deux milieux de propriétés optiques différentes. Elle constitue le fondement de nombreux phénomènes optiques tels que :

- la réfraction,
- la réflexion,
- la réflexion totale interne,
- le guidage optique dans les fibres.



Un milieu diélectrique entouré d'un milieu d'indice de réfraction plus faible agit comme un piège pour la lumière : c'est le principe du confinement optique. Le guidage de la lumière dans un tel milieu peut être décrit de manière approximative à l'aide des lois de l'optique géométrique.

Pour transporter les ondes lumineuses, on utilise généralement des structures composées d'au moins deux matériaux présentant une discontinuité d'indice de réfraction. Il est également possible de réaliser un guide optique à partir d'un seul matériau, en y créant un gradient d'indice par implantation ionique, diffusion thermique ou échange protonique.

Les guides d'onde optiques, qu'ils soient à saut d'indice ou à gradient d'indice, reposent sur une structure en trois couches :

- une couche centrale guidante,
- un substrat,
- et un revêtement. Chaque couche possède un indice de réfraction spécifique permettant de piéger la lumière et de diriger sa propagation dans une direction donnée. Le confinement optique se produit dans la couche guidante grâce à des réflexions totales internes aux interfaces ($n_1 - n_2$) et ($n_1 - n_3$).

Le modèle de l'optique géométrique reste valide tant que les dimensions du guide demeurent nettement supérieures à la longueur d'onde de la lumière utilisée.

Dans ce cadre, on étudie un guide diélectrique planaire simplifié, constitué d'une fine couche de matériau d'indice de réfraction n_f , déposée sur un substrat d'indice n_s .

La lumière est confinée dans cette couche guidante par réflexions totales aux interfaces entre la couche et le substrat, ainsi qu'entre la couche et le revêtement supérieur.

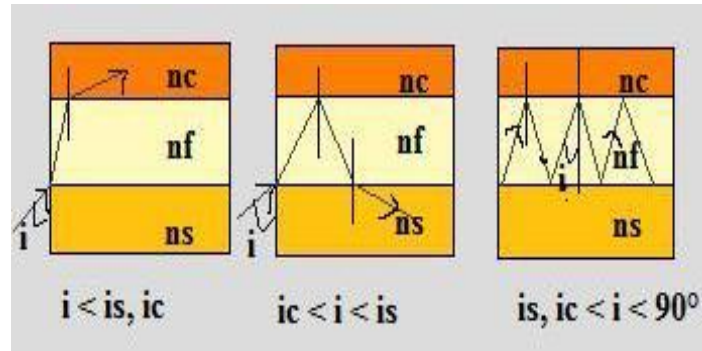


Figure IV-19 : Réflexions.

- Pour un angle d'incidence $i < i_c$, le rayon lumineux s'échappe de la couche guidante à travers le revêtement : ce sont des modes de radiation.
- Pour $i_c < i < i_s$, le rayon est partiellement réfléchi et partiellement réfracté dans le substrat : la lumière n'est pas complètement confinée.
- Pour $i_s, i_c < i < 90^\circ$, la lumière subit une réflexion totale aux deux interfaces et se propage en zigzag dans la couche guidante : ce sont des modes guidés.

[30]

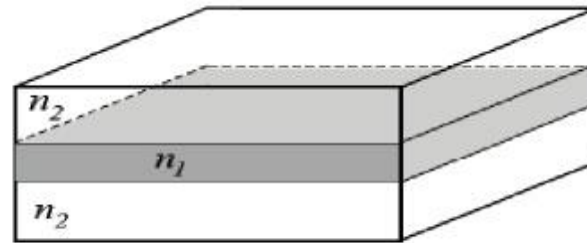
➤ Guide d'onde

Un guide d'onde optique est une structure stratifiée constituée de trois couches dont les indices de réfraction sont soigneusement choisis afin d'assurer le confinement et la propagation contrôlée de la lumière. La couche centrale, appelée cœur (ou *core*), possède un indice de réfraction plus élevé que celui des deux couches externes, appelées couches de confinement ou revêtements (*claddings*).

Grâce à cette différence d'indice, la lumière injectée dans le cœur subit le phénomène de réflexion totale interne, ce qui l'empêche de s'échapper vers l'extérieur et la maintient confinée sur de longues distances. La propagation se fait alors préférentiellement le long de l'axe du guide, selon des modes optiques bien définis, garantissant une transmission efficace et faiblement atténuée.

Ce principe est à la base de nombreuses technologies photoniques modernes : fibres optiques, guides intégrés sur substrat, circuits photoniques, coupleurs,

modulateurs ou encore capteurs optiques. Le guide d'onde constitue ainsi l'un des éléments fondamentaux de l'optoélectronique et des télécommunications. [18]



guide plan

Figure IV-20 : Guide d'onde à 3 couches.

Pour qu'un guide d'onde fonctionne, l'indice de réfraction de la couche centrale doit être supérieur à celui des deux couches adjacentes. Ainsi, il est nécessaire de microstructurer l'indice de réfraction afin de créer cette couche guidante. [28]

La lumière ne peut être confinée dans la couche guidante que si elle subit une réflexion totale aux interfaces. Cela entraîne deux conditions nécessaires pour le guidage de l'onde :

- Pour les indices de réfraction il faut que $n_1 > n_2$.
- Pour l'angle d'incidence il faut que $i > i_{\text{lim}}$ avec $i_{\text{lim}} = \text{Arcsin} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$

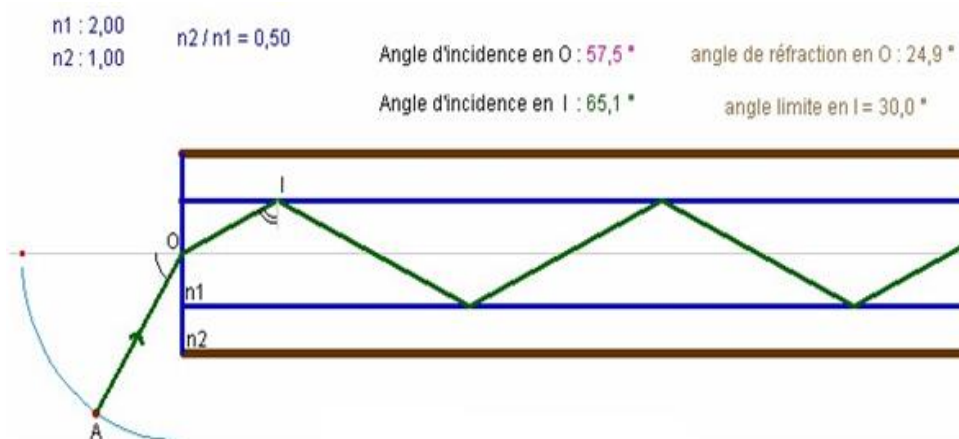


Figure IV-21 : Propagation du signal.

I-V-5.8. Réseaux de Bragg

Le dispositif décrit utilise une microcavité de Fabry-Pérot intégrée dans un guide optique pour détecter les variations de l'indice de réfraction d'un cristal sous l'effet d'un champ électrique. Une onde est injectée dans le guide, où un miroir de Bragg semi-réfléchissant crée de multiples allers-retours de la lumière, permettant à la variation d'indice de s'accumuler progressivement. Un second miroir placé à l'extrémité forme une cavité Fabry-Pérot complète, dont la sensibilité élevée permet de détecter les variations d'indice induites par le champ appliqué. Ces variations se traduisent par une modulation mesurable de l'intensité optique, transmise ou réfléchie, rendant possible une détection précise et non invasive du champ électrique. [27]

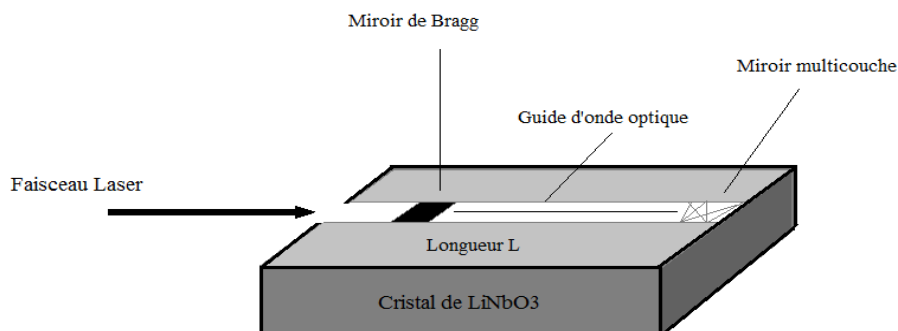


Figure IV-22 : Transducteur électro-optique en LiNbO₃ avec cavité Fabry-Pérot intégrée.

Un réseau de Bragg, également appelé réflecteur de Bragg, est un miroir optique de haute qualité intégré dans un guide d'onde (y compris les fibres optiques). Il se compose d'une succession périodique de couches constituées de deux matériaux aux indices de réfraction distincts, créant ainsi une modulation périodique de l'indice de réfraction effectif le long du guide. Cette structure permet de réfléchir sélectivement certaines longueurs d'onde, tout en transmettant les autres, selon le principe de l'interférence constructive.

➤ Principe

Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'un guide d'onde optique est une modulation périodique de l'indice de réfraction le long de l'axe du guide. Cette modulation agit comme un filtre en longueur d'onde : seules les longueurs d'onde proches de la longueur d'onde de Bragg $\lambda_{\text{Bragg}} = 2 \cdot n_{\text{eff}} \cdot \Lambda$ sont partiellement réfléchies, tandis que les autres sont transmises. La structure du

réseau est définie par la variation d'indice moyenne Δn_{moy} et par le pas Λ de la modulation.

- Dans un réseau uniforme, le pas Λ reste constant.
- Dans un réseau à pas variable, Λ évolue linéairement le long du guide.
- Dans un réseau apodisé, c'est l'amplitude de la modulation qui change afin d'améliorer la qualité du filtrage en réduisant les effets indésirables. [25]

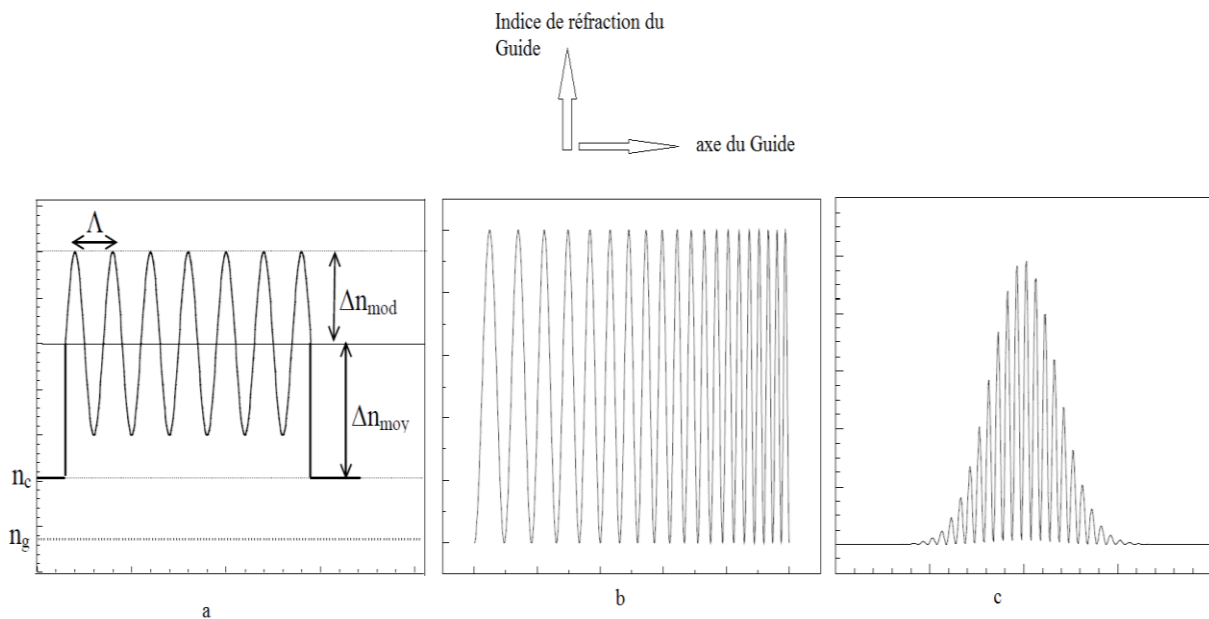


Figure IV-23 : Réseaux de Bragg : a) uniforme, b) à pas variable, c) apodisé.

➤ Méthodes de fabrication des réseaux de Bragg

L'inscription d'un réseau de Bragg repose sur la création d'une modulation d'indice périodique dans le guide d'onde, caractérisée par la période Λ , paramètre essentiel du dispositif. Plusieurs méthodes de fabrication existent, mais leur utilisation est souvent limitée par des contraintes techniques telles que la profondeur de gravure, la longueur du réseau ou encore la résolution nécessaire. Lorsque la période Λ devient très petite (≈ 500 nm ou moins), seules les techniques offrant une très haute résolution peuvent être utilisées. Cependant, celles-ci présentent des limitations importantes : complexité accrue, coûts élevés, et difficulté à ajuster précisément la période désirée. [31]

Parmi les procédés les plus couramment employés pour la fabrication des réseaux de Bragg, on distingue les suivants :

- **La gravure sèche RIE (Reactive Ion Etching)** : Il s'agit d'une technique de gravure au plasma combinant des effets de bombardement ionique et des réactions chimiques. Cette méthode soustractive consiste à retirer

de la matière du guide d'onde optique à travers les ouvertures d'un masque, créant ainsi les réseaux de Bragg. La gravure peut être réalisée en milieu liquide (gravure humide) ou en phase gazeuse (gravure sèche, par plasma ou faisceau ionique). Bien que cette méthode ait permis d'obtenir de bons résultats, elle présente des limites : sa complexité de mise en œuvre et la difficulté à maîtriser le processus peuvent entraîner une rugosité accrue des surfaces, provoquant des pertes optiques plus importantes et l'apparition de réflexions parasites.

- **L'ablation laser** : Cette technique repose sur l'utilisation d'un faisceau laser pulsé, focalisé sur la surface du matériau, afin d'en vaporiser et éjecter les premières couches. Elle a été appliquée aux réseaux de Bragg pour la première fois en 2001. Bien que prometteuse, cette méthode présente l'inconvénient d'une gravure souvent non uniforme, ce qui limite sa précision et sa reproductibilité.
- **La méthode photoréfractive** : Elle combine plusieurs phénomènes physiques, notamment l'absorption d'une fraction de la lumière incidente, générant des porteurs libres qui migrent sous l'effet de la diffusion et de l'effet photovoltaïque. Ce déplacement crée des zones de charges opposées et induit, via l'effet Pockels, une variation locale de l'indice de réfraction. Cette technique a été largement exploitée dans la réalisation des réseaux de Bragg.
- **L'échange protonique** : Ce procédé consiste à remplacer les ions Li^+ du cristal de LiNbO_3 par des ions H^+ dans un environnement acide, dans lequel le guide d'onde est immergé. Expérimentée pour la première fois au laboratoire LOPMD de Besançon, cette technique a permis d'obtenir d'excellents résultats, notamment une réflectivité pouvant atteindre 90 %, ce qui la rend particulièrement adaptée aux fonctions de filtrage spatial.
- **La gravure par faisceau d'ions focalisé (FIB)** : Alternative complémentaire aux techniques lithographiques traditionnelles, elle permet une structuration directe du matériau sans recours à des intermédiaires (comme un masque ou une résine). Le faisceau d'ions métalliques permet d'agir par implantation, génération de défauts ou gravure directe, en ajustant précisément la dose d'ions pour chaque point traité. Toutefois, cette méthode est peu adaptée aux réseaux de grande longueur : par exemple, la gravure d'un réseau de 100 μm de long avec 100 périodes de 1 μm peut nécessiter jusqu'à 10 heures.

Chapitre V

Conception Numérique et Résultats

V-1. Utilisation du logiciel COMSOL

Un logiciel de simulation utilisant la méthode des éléments finis (MEF ou FEM en anglais, Finite Element Method) est un programme informatique qui permet de modéliser et d'analyser des systèmes physiques complexes en les divisant en petits éléments simples. Ces logiciels sont largement utilisés en ingénierie, physique, optique, mécanique, électronique, et bien d'autres domaines.

La méthode des éléments finis consiste à :

- Diviser un objet complexe (une structure, un cristal, un circuit, un composant mécanique...) en petits éléments simples (triangles, quadrilatères, tétraèdres, etc.) appelés éléments finis.
- Écrire les équations physiques (équations de la mécanique, de la chaleur, de l'électromagnétisme...) pour chaque élément.
- Assembler toutes les équations pour obtenir un système global qui modélise le comportement complet du système.
- Résoudre ce système à l'aide de calculs numériques pour obtenir des résultats tels que les déformations, les contraintes, la température, le champ électrique, etc.

Les logiciels FEM permettent de simuler :

- La mécanique des solides : déformations, contraintes, vibrations d'une structure.
- La thermique : diffusion de la chaleur, conduction, convection.
- L'électromagnétisme : propagation des ondes, distribution de champ électrique ou magnétique.
- La fluide-dynamique : écoulement des fluides et interaction fluide-structure.
- L'optique : propagation de la lumière dans des cristaux anisotropes, modélisation d'effet électro-optique, etc.

Quelques logiciels connus basés sur la méthode des éléments finis :

- COMSOL Multiphysics : simulation multi-physique (électromagnétisme, mécanique, thermique...)
- ANSYS : mécanique, thermique, fluide, électromagnétisme
- ABAQUS : mécanique des structures et matériaux complexes
- SolidWorks Simulation : mécanique et thermique pour conception industrielle
- Lumerical/FDTD Solutions : pour optique et photonics (propagation de la lumière dans les matériaux)

En résumé, un logiciel de simulation par éléments finis permet de prévoir et analyser le comportement d'un système complexe en le découpant en éléments simples et en résolvant numériquement les équations physiques qui le régissent. Cela évite souvent des expériences coûteuses et permet d'optimiser des conceptions avant fabrication.

En utilisant le COMSOL et après avoir étudié le matériau, le comportement de la lumière et la géométrie du capteur, plusieurs possibilités s'offrent à nous :

➤ Première configuration

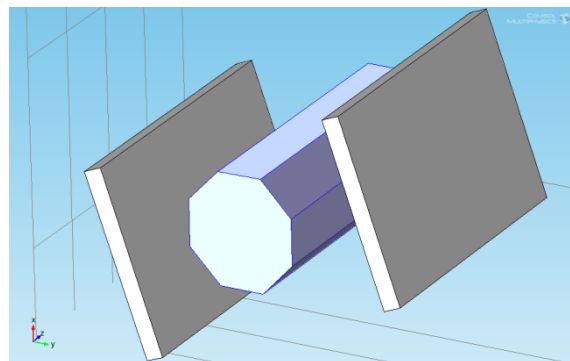


Figure V-1 : Capteur optique de champ électrique

Le cristal de niobate de lithium (LiNbO_3) présente une géométrie octogonale et est orienté de manière précise pour que l'onde électromagnétique se propage le long de son axe optique Z. Cette orientation est essentielle pour exploiter au mieux les propriétés électro-optiques du cristal, notamment la modulation de l'indice de réfraction et la biréfringence contrôlée.

Pour appliquer un champ électrique au cristal, deux électrodes sont disposées dans le plan XY. La direction et l'intensité de ce champ dépendent de la position des électrodes, qui forment un angle α avec l'axe Y. Cet angle influence directement la direction du champ électrique appliqué à l'intérieur du cristal, et donc l'effet électro-optique observé. En ajustant α , il est possible de contrôler la polarisation de l'onde lumineuse, de maximiser la modulation ou

de choisir les composantes de l'effet Pockels à exploiter pour des applications telles que les modulateurs optiques, les commutateurs ou les capteurs de champ électrique.

Ainsi, la combinaison de l'orientation cristalline, de la propagation le long de l'axe optique Z et de la disposition des électrodes dans le plan XY permet de maîtriser l'interaction entre la lumière et le champ électrique, offrant un contrôle précis des phénomènes électro-optiques dans le cristal.

➤ Deuxième configuration

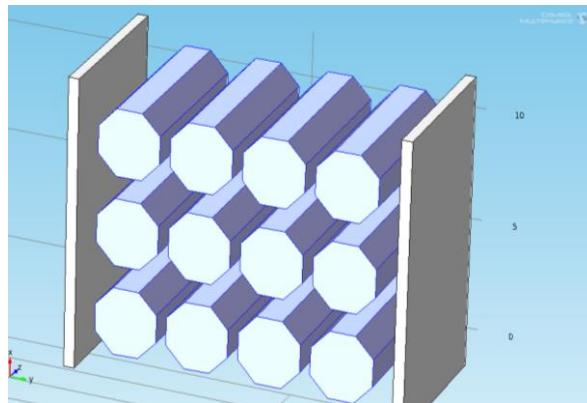


Figure V-2 : Empilement de cristaux

L'empilement de cristaux de niobate de lithium (LiNbO_3) permet de balayer un large spectre de longueurs d'onde, chaque cristal étant orienté différemment par rapport aux électrodes. Cette approche est utilisée pour exploiter au mieux les propriétés électro-optiques du matériau et pour obtenir un contrôle précis sur la modulation de la lumière dans différentes directions et longueurs d'onde.

Dans une telle configuration, il est nécessaire de prendre en compte plusieurs facteurs, notamment l'influence du champ électrique appliqué sur chaque cristal. Cette influence n'est pas isolée : l'interaction entre cristaux voisins modifie localement le champ électrique ressenti par chacun d'eux. En conséquence, la réponse optique individuelle de chaque cristal peut être altérée, car le champ effectif à l'intérieur du cristal dépend non seulement de son orientation et des électrodes, mais aussi de la présence et de la disposition des cristaux adjacents.

Cette complexité rend l'optimisation du système plus délicate, car il est nécessaire de maîtriser l'effet combiné de tous les cristaux pour obtenir un balayage précis des longueurs d'onde et une modulation stable de la lumière. La compréhension des interactions électro-optiques locales est donc essentielle

pour la conception de dispositifs performants utilisant des empilements de cristaux LiNbO_3 .

V-2. Modélisations et Résultats

V-2.1. Etude de la réponse d'un Guide d'Onde

Dans cette étude, on met en place un guide d'onde élaboré à partir de niobate de lithium, un matériau reconnu pour ses propriétés optiques et électro-optiques remarquables, le tout dans un environnement d'air ambiant. Une fois cette structure réalisée, le matériau est excité par une onde électromagnétique afin d'analyser son comportement en régime de propagation. Cette excitation permet d'observer la manière dont l'onde interagit avec le guide, notamment en termes de confinement, de vitesse de propagation et de distribution du champ électromagnétique.

Le guide d'onde diélectrique ainsi conçu a pour fonction principale de diriger et de confiner les ondes électromagnétiques le long d'une trajectoire bien définie. Grâce au contraste d'indice entre le niobate de lithium et l'air environnant, les ondes sont efficacement guidées à l'intérieur de la structure. De plus, une attention particulière est portée à la minimisation des pertes d'énergie, qu'elles soient dues à l'absorption du matériau ou à la diffusion. Cela permet d'optimiser les performances du dispositif, notamment en assurant une transmission plus efficace et stable des signaux, ce qui est essentiel dans de nombreuses applications en optique et en télécommunications.

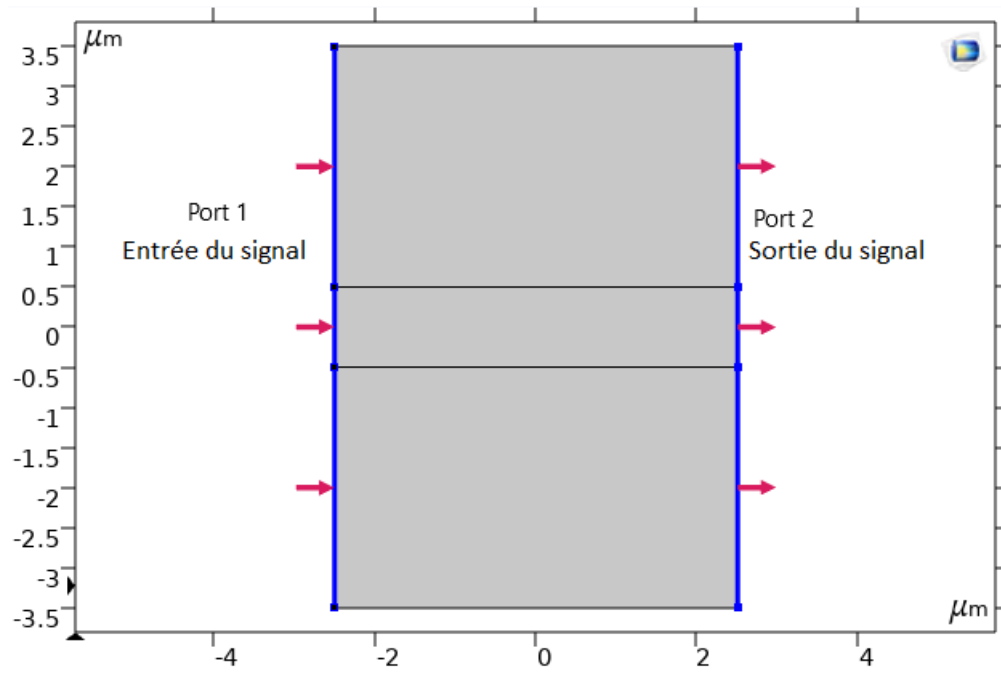


Figure V-3 : Injection du signal

On observe que l'onde électromagnétique se propage de manière continue le long du guide d'onde, en restant confinée à l'intérieur de la structure. Cette propagation maîtrisée met en évidence l'efficacité du dispositif à guider l'énergie sans dispersion significative vers le milieu extérieur. Comme l'illustre la figure suivante, l'onde suit la trajectoire imposée par le guide, tout en conservant ses caractéristiques principales, ce qui confirme le bon fonctionnement du système et la qualité du confinement électromagnétique obtenu.

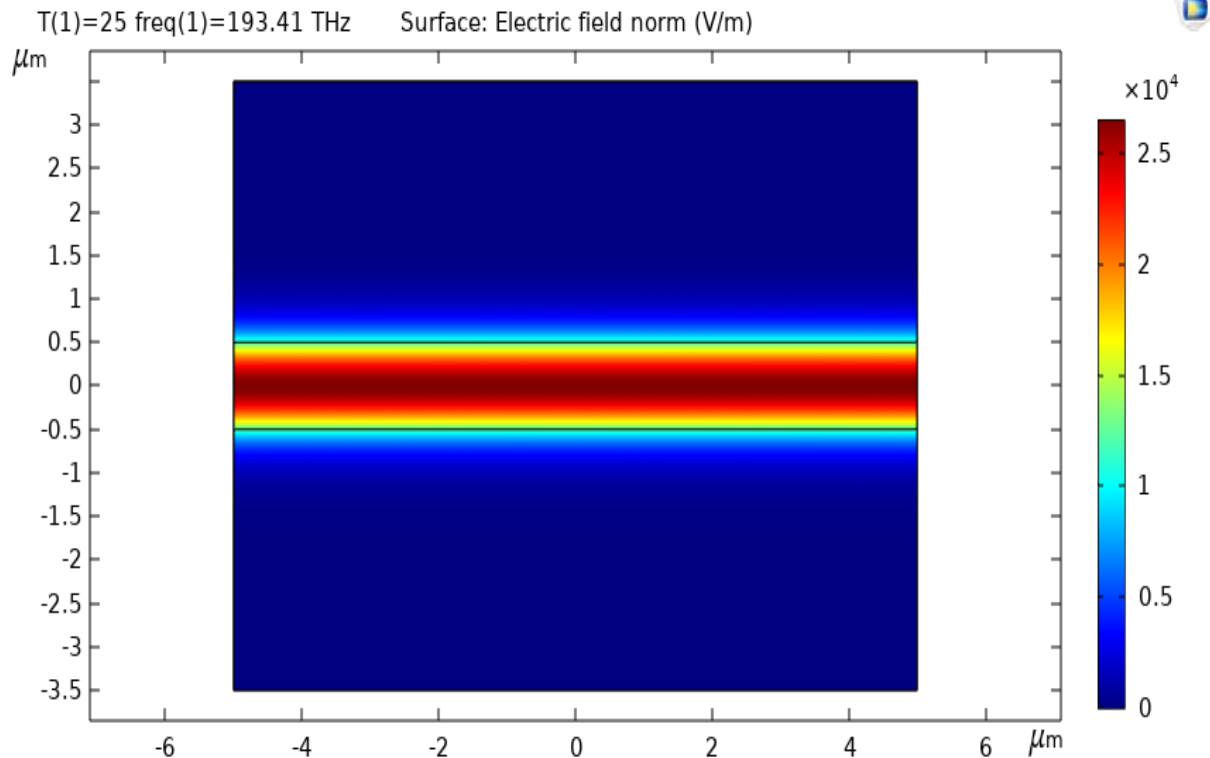


Figure V-4 : Propagation de l'onde dans la guide d'onde

Dans un guide d'onde, les ondes électromagnétiques ne se propagent pas librement comme dans l'espace libre. Elles se réfléchissent sur les parois du guide et forment des modes stationnaires qui permettent à l'énergie de progresser le long du guide.

Comme on l'a déjà mentionné, la propagation résulte de la combinaison des champs électrique E et magnétique H , qui obéissent aux équations de Maxwell.

On essayera de mesurer le champ électrique à l'intérieur du guide à l'aide d'un conducteur électrique parfait (principe de la capacité).

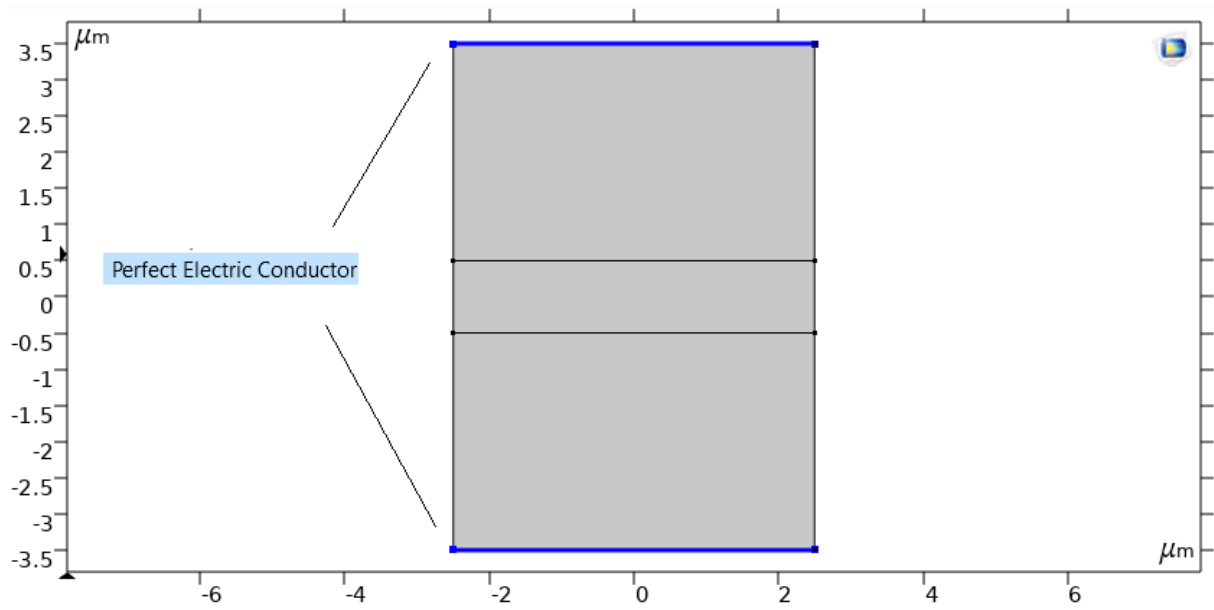


Figure V-5 : Mesure du champ électrique

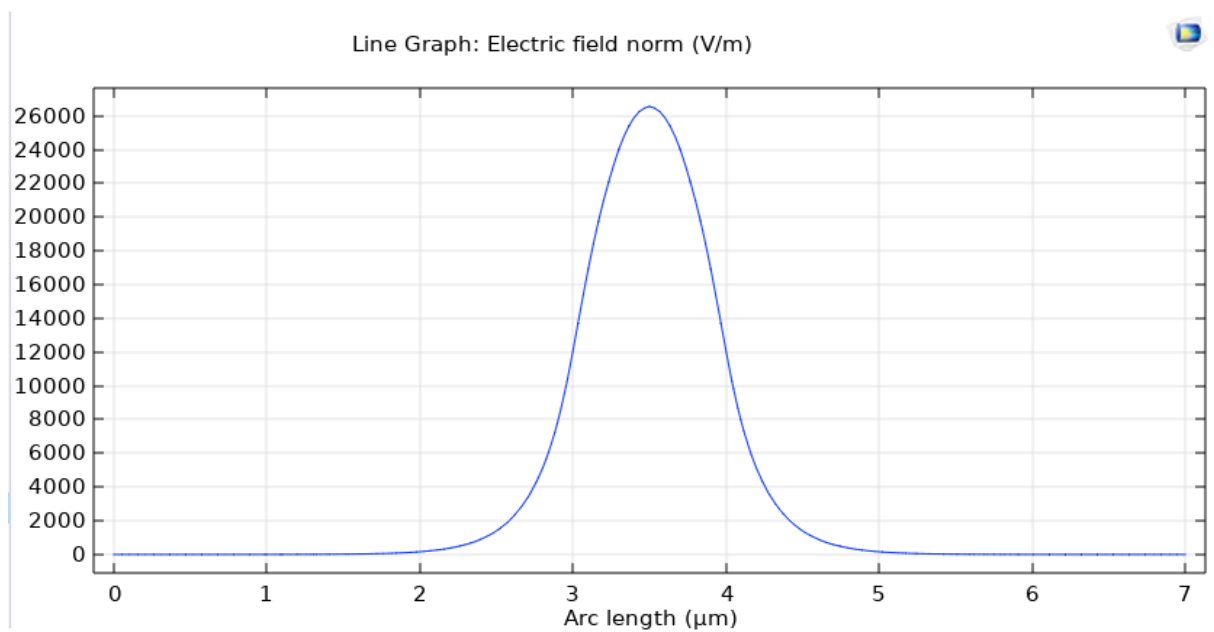


Figure V-6 : champ électrique en fonction de la longueur d'onde

On remarque que l'intensité du champ électrique atteint sa valeur maximale au niveau du cœur du guide d'onde, c'est-à-dire dans la région centrale où le confinement est le plus fort. À mesure que l'on s'éloigne de ce noyau vers les zones périphériques, l'amplitude du champ diminue progressivement. Cette décroissance continue traduit le phénomène de confinement de l'onde à l'intérieur du matériau. Finalement, en dehors du guide, dans le milieu environnant, le champ devient négligeable, voire nul, ce qui confirme que l'énergie électromagnétique reste essentiellement piégée au sein de la structure.

V-2.1.1. Effet de la température sur le champ électrique.

L'effet de la température sur le champ électrique dans un guide d'onde est un sujet important, notamment en télécommunications, en micro-ondes et dans les systèmes de puissance RF.

La température agit indirectement sur le champ électrique, en modifiant les propriétés physiques et électriques du guide et du matériau de remplissage (air, vide ou diélectrique).

- Rappel : propagation d'un champ électrique dans un guide d'onde

Dans un guide d'onde (rectangulaire, circulaire ou diélectrique), le champ électrique obéit à des modes de propagation (TE, TM) déterminés par :

- la géométrie du guide (dimensions, forme),
- la constante diélectrique du matériau interne,
- les conditions aux limites sur les parois.

- Effets thermiques principaux

La température agit sur trois aspects essentiels :

a. Modification des propriétés du matériau

La permittivité relative dépend de la température :

- Dans l'air ou les diélectriques, La permittivité relative diminue légèrement lorsque la température augmente.
- Cela réduit la capacité du milieu à "retenir" le champ. A puissance constante, le champ électrique augmente légèrement.

Donc, plus le guide est chaud, plus le champ électrique local peut être élevé pour la même puissance transmise.

b. Dilatation mécanique du guide

Les parois se dilatent sous l'effet de la chaleur, Ainsi :

- La distribution spatiale du champ (modes TE/TM) change légèrement.
- Les conditions de résonance peuvent se déplacer.

- Si le signal est proche de la fréquence de coupure, la propagation peut devenir moins efficace.

c. Variation de la conductivité des parois métalliques

La conductivité diminue avec la température. Cela augmente la résistance de surface et les pertes ohmiques. Plus de pertes veut dire une atténuation accrue du champ électrique au cours de la propagation. On observe donc une diminution progressive de l'amplitude du champ électrique avec la température.

- Effet global sur le champ électrique

Effet	Conséquence sur EEE	Explication
Diminution de la permittivité ϵ	$E \uparrow$	Le milieu devient moins polarisable
Dilatation du guide	E modifié	Changement du mode, baisse de la f_c
Baisse de la conductivité des parois	$E \downarrow$	Pertes par effet Joule accrues
Pertes diélectriques accrues	$E \downarrow$	Échauffement interne du matériau
Désaccord de fréquence	E variable	Possible désadaptation du champ modal

En résumé :

- À faible température : pertes faibles, champ stable.
- À température élevée : pertes accrues, désaccord modal, amplitude du champ légèrement réduite.

- Cas particulier : guide rempli d'air

Si le guide contient de l'air :

- La densité de l'air diminue avec la température.
- Sa rigidité diélectrique diminue aussi → le champ critique de claquage devient plus faible.

Cela augmente le risque d'amorçage électrique à haute puissance (décharge, arc RF).

- Conséquences pratiques

Les guides d'onde haute puissance doivent être refroidis (air ou liquide) pour stabiliser les propriétés électromagnétiques.

En métrologie micro-ondes, il faut corriger les dérives thermiques pour maintenir la précision des mesures de champ.

En environnement spatial ou militaire, les variations de température extrêmes peuvent modifier la réponse en fréquence du guide.

- En résumé

Paramètre affecté	Effet de la température	Impact sur le champ électrique
Permittivité du diélectrique	Diminue	Légère augmentation de E
Conductivité	Diminue	Atténuation accrue de E
Dimensions du guide	Augmentent	Changement du mode et de la fc
Densité de l'air	Diminue	Diminution du champ de claquage
Pertes globales	Augmentent	Baisse de l'efficacité de propagation

En faisant varier la température, l'indice de réfraction est modifié et le champ électrique est perturbé à l'intérieur du guide d'onde suivant l'équation de Sellmeier :

$$n_0(\lambda, T) = \sqrt{4.9048 + \frac{117750.0 + 0.022314 (T - 24.5)(T + 570.5)}{\lambda^2 - (218.02 - 0.000029671 (T - 24.5)(T + 570.5))^2} + 0.000000021429 (T - 24.5)(T + 570.5) - 0.000000027153 \lambda^2}$$

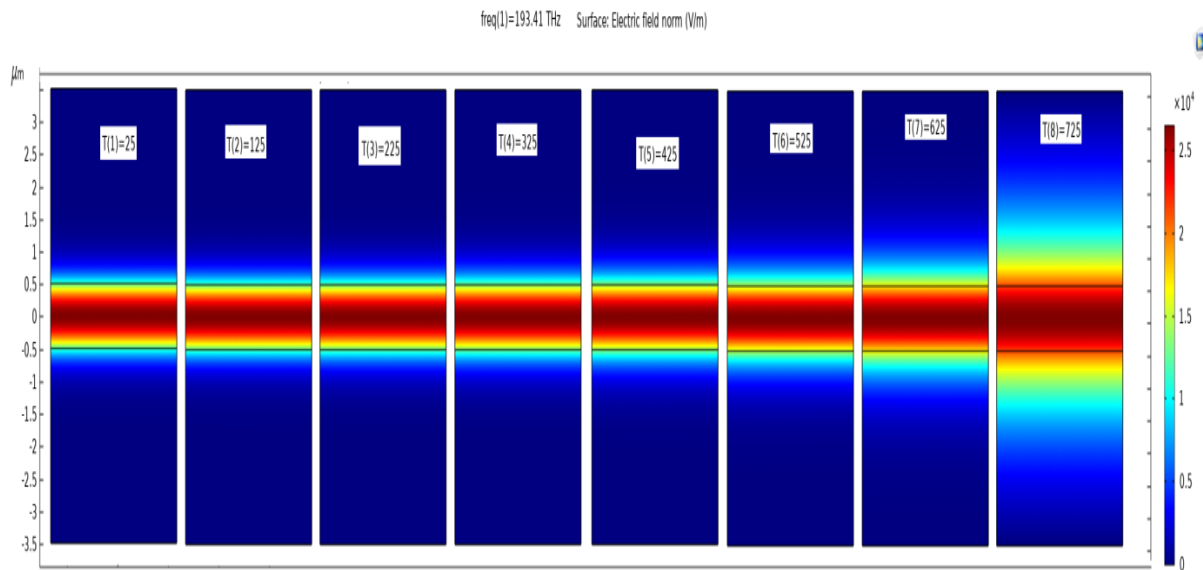


Figure V-7 : Propagation de l'onde pour différentes valeurs de température

On observe que l'intensité de ce champ décroît progressivement le long de l'axe du guide d'onde à mesure que la température augmente. Cette diminution peut s'expliquer par l'influence des variations thermiques sur les propriétés du matériau, notamment son indice de réfraction et ses caractéristiques électro-optiques. En effet, l'élévation de la température peut entraîner une modification du confinement de l'onde ainsi qu'une augmentation des pertes, ce qui se traduit par une atténuation du champ au cours de sa propagation.

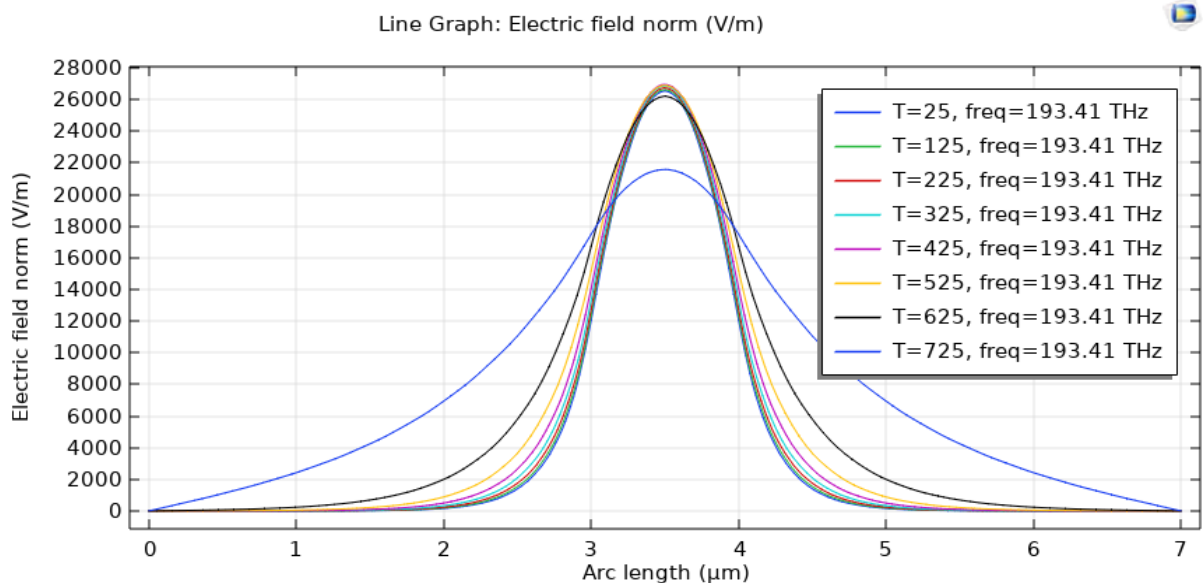


Figure V-08 : mesure du champ électrique pour différentes valeurs de température

En augmentant la longueur du guide, l'effet de la température sur la variation du champ électrique reste inchangé. On peut le constater sur les courbes suivantes :

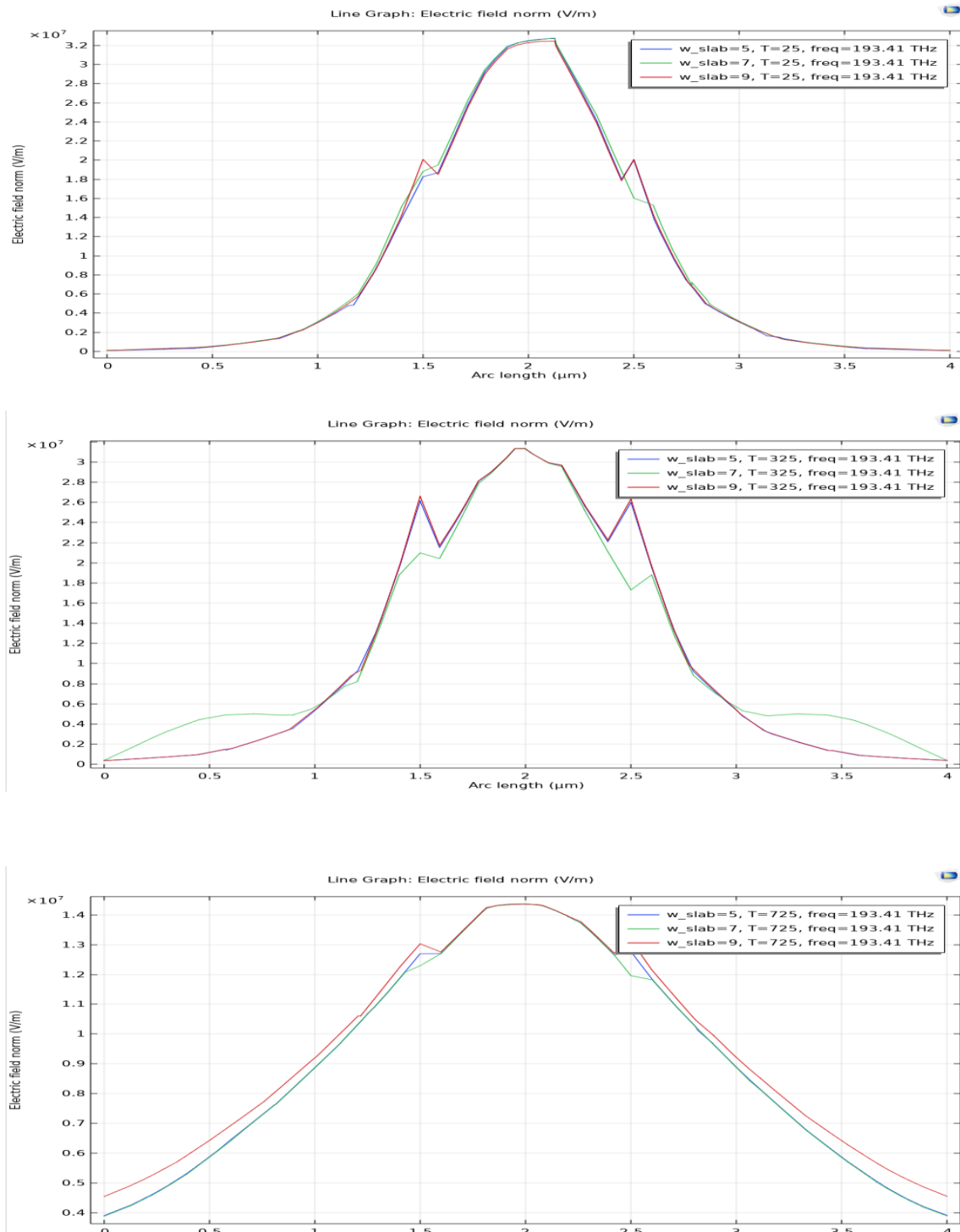


Figure V-09 : mesure du champ électrique pour différentes valeurs de température pour des guides de longueurs différentes.

On constate que l'élévation de la température entraîne une perturbation du milieu de propagation, ce qui se traduit par une modification de l'indice de réfraction du matériau. Cette variation altère les conditions de guidage de l'onde électromagnétique : le faisceau n'est alors plus parfaitement confiné à l'intérieur du guide d'onde. En conséquence, une partie de l'onde est réfléchiée ou diffusée hors de la structure, tandis que le reste subit une atténuation progressive. Cela se manifeste par une diminution notable de l'intensité du signal propagé, traduisant une dégradation des performances du guide sous l'effet des variations thermiques.

V-2.1.2. Impact de la longueur du guide sur un faisceau lumineux

Longueur 5 μm

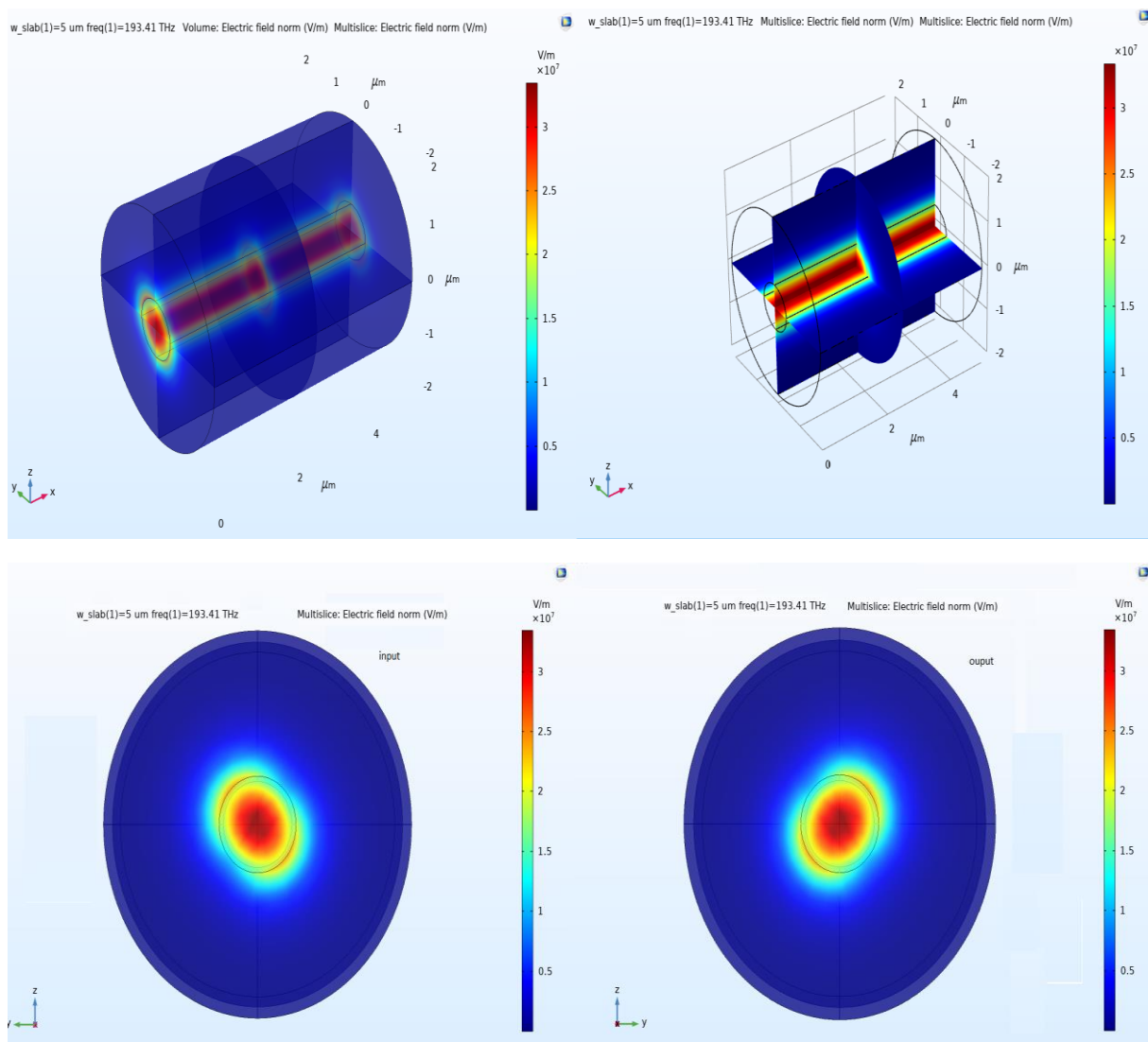


Figure V-10 : Propagation de l'onde pour un guide de 5 μm

Longueur 10 μm

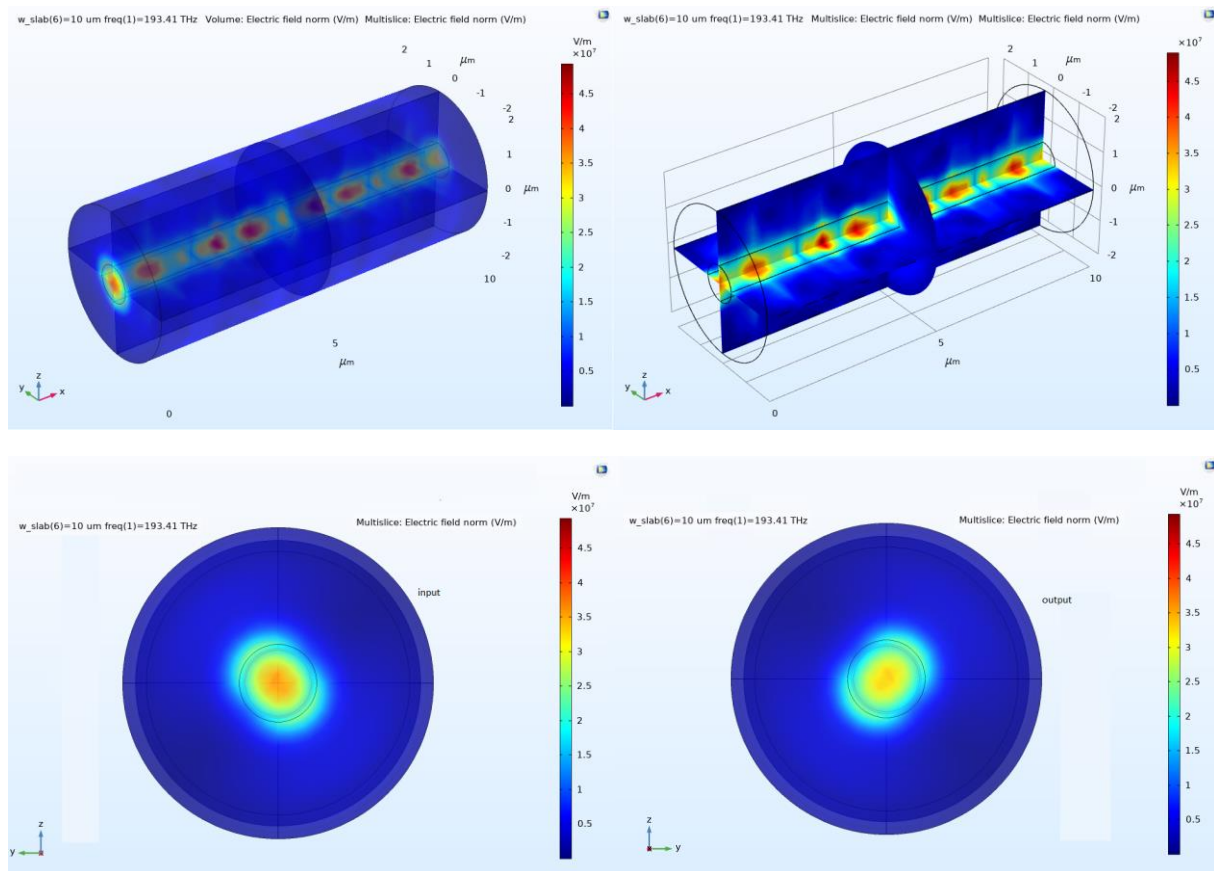


Figure V-11 : Propagation de l'onde pour un guide de 10 μm

On observe que l'augmentation de la longueur du guide d'onde s'accompagne d'une atténuation progressive du signal au cours de sa propagation. En effet, plus le guide est long, plus les pertes cumulées, qu'elles soient dues à l'absorption, à la diffusion ou à d'éventuelles imperfections du matériau, deviennent importantes, ce qui se traduit par une diminution notable de l'intensité du signal à la sortie.

Par ailleurs, bien que la source d'excitation soit identique dans les deux cas étudiés, le comportement des guides diffère dès l'entrée. Dans le cas du guide le plus court, les photons constituant le signal sont davantage confinés et concentrés, ce qui se traduit par une densité d'énergie plus élevée. À l'inverse, dans le guide plus long, le signal tend à se répartir sur une plus grande distance, subissant ainsi des pertes plus importantes et une moindre concentration énergétique. Cette différence met en évidence l'influence déterminante de la géométrie du guide sur les performances de transmission et le confinement du signal.

Transmittance et réflectance :

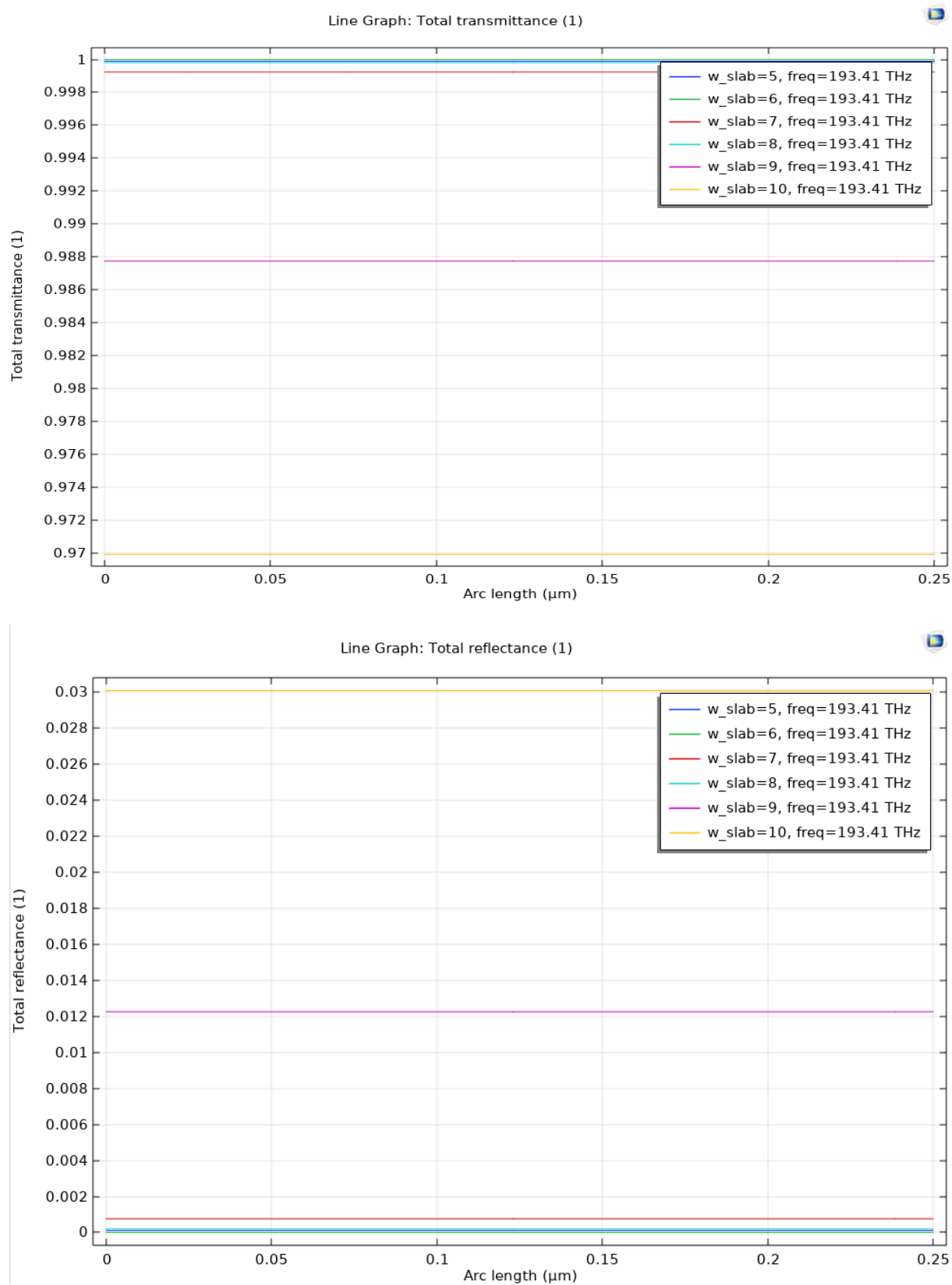


Figure V-12 : transmittance et réflectance pour différentes longueurs du guide

Plus le guide est court, plus on a une transmittance quasi totale et plus la réflectance est quasi nulle. Et inversement.

On dira que la longueur du guide d'onde joue un rôle essentiel dans la propagation du faisceau lumineux, car elle influe directement sur les pertes, la dispersion et la qualité du signal transmis.

En effet, plus le guide d'onde est long, plus les pertes d'intensité dues à l'absorption, à la diffusion ou à l'imperfection du matériau deviennent importantes. Cela se traduit par une atténuation progressive du faisceau lumineux. De même, la dispersion, qu'elle soit modale ou chromatique, s'accumule avec la distance, provoquant un étalement temporel du signal et une possible dégradation de la qualité de transmission.

À l'inverse, un guide d'onde plus court limite ces effets et permet une meilleure conservation de la puissance optique et de la forme du signal. Toutefois, dans certains cas spécifiques (comme les dispositifs interférométriques ou les capteurs optiques), une certaine longueur peut être nécessaire pour obtenir les interactions souhaitées entre les modes ou les ondes.

V-2.1.3. Insertion d'un réseau de Bragg dans un guide d'onde.

Le réseau de Bragg est une structure périodique formée par une modification de l'indice de réfraction du Cœur du guide. Il se comporte comme un miroir pour une certaine longueur d'onde caractéristique. Ce réseau reste transparent pour les autres longueurs d'onde. Ce guide devient sélectif en terme de longueurs d'onde.

Exemple

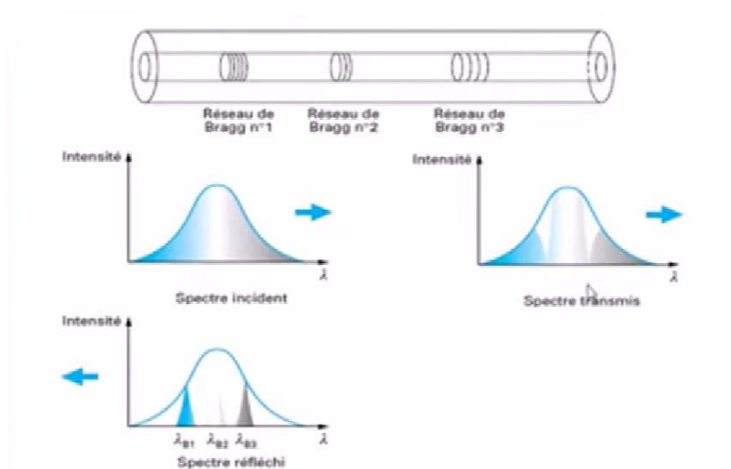


Figure V-13 : Réseau de Bragg

En comparant le spectre incident avec le spectre transmis, on remarque que, dans ce dernier comporte des longueurs d'onde qui manquent. Elles sont filtrées et réfléchies par les 3 structures de réseau de Bragg présente sur le guide.

On injectera une onde sur un guide comportant un réseau de Bragg comme suit :

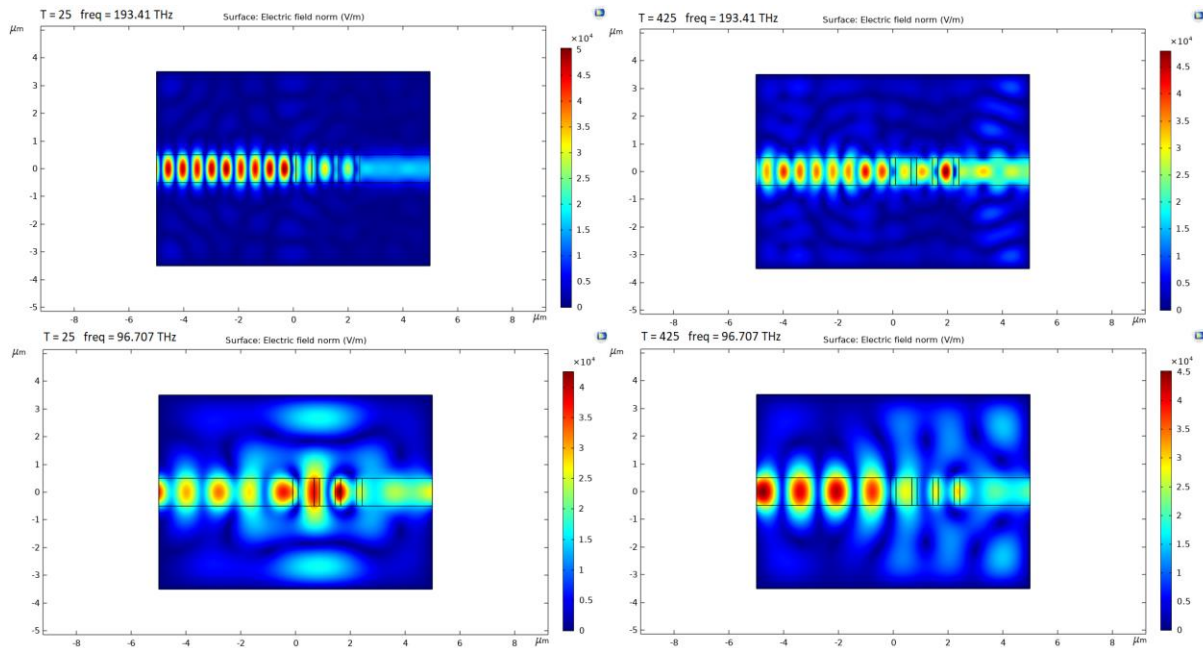


Figure V-14 : comportement de l'onde en présence de réseaux de Bragg

Pour une onde électromagnétique d'une fréquence de 193.41 THz et à 25 °C, l'onde est bloquée par le réseau de Bragg et on récupère à la sortie un faible signal par rapport à l'entrée. Toutefois, ce réseau n'opère plus correctement, à des températures élevées ou en changeant la fréquence de l'onde. Ce qui se traduit par le graphe suivant :

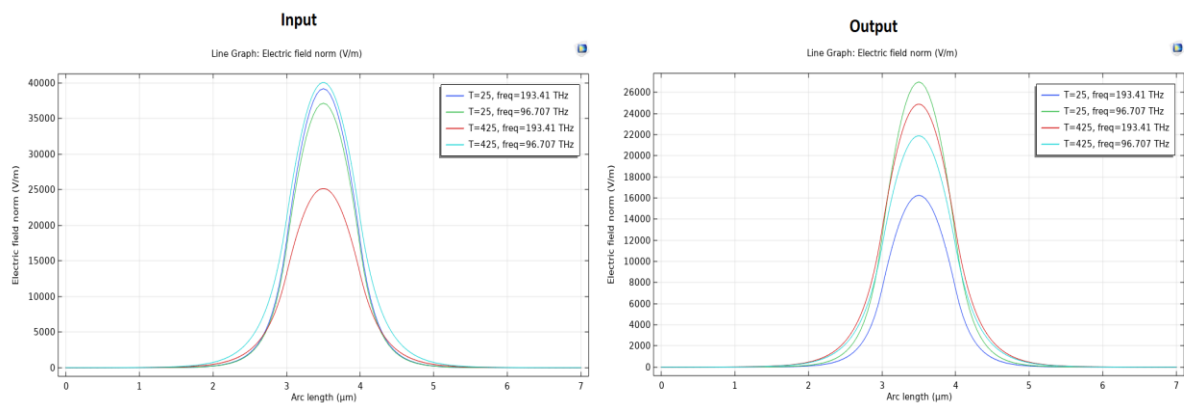


Figure V-15 : mesure du champ électrique en présence du réseau de Bragg

On remarque aussi que le réseau n'agit pas seulement sur la sortie mais aussi sur l'entrée du guide d'onde. Ce qui nous permet de constater l'atténuation de chaque onde par rapport à la fréquence émise.

On peut utiliser cette structure pour la mesure de la température. L'idée vient du fait que lorsqu'un réseau de Bragg est soumis à une variation de température, il se dilate ou se contracte. Ceci affecte le pas du réseau ainsi que l'indice de réfraction. Ca entraîne une variation $\Delta\lambda$ de la longueur d'onde caractéristique (la longueur d'onde visée)

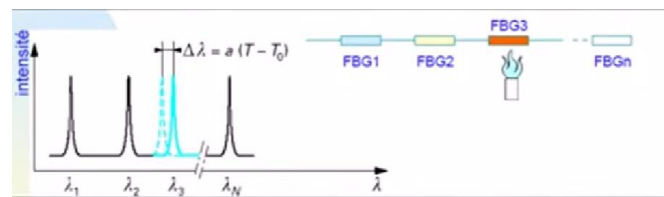


Figure V-16 : utilisation pour la mesure de température

V-2.2. Etude de la réponse de plusieurs Guides d'onde

On excite trois guides d'onde avec une source électromagnétique et on constate la réponse des guides à cette source d'excitation.

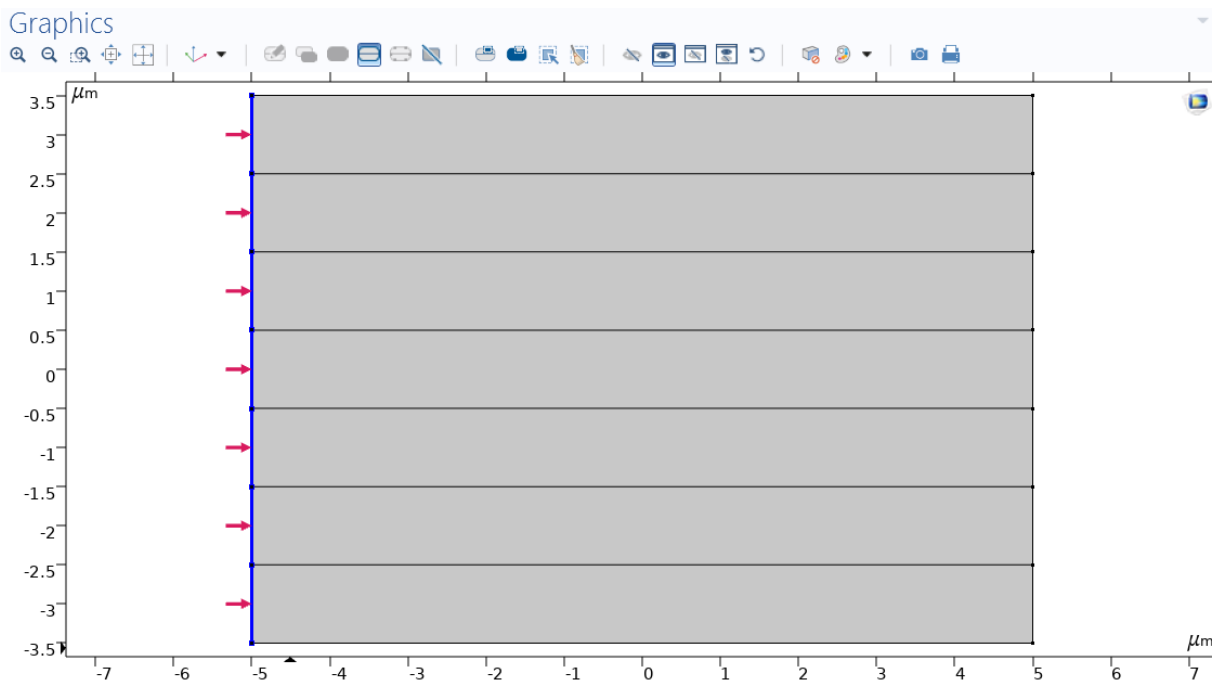


Figure V-17 : injection du signal dans un guide entouré de deux autres.

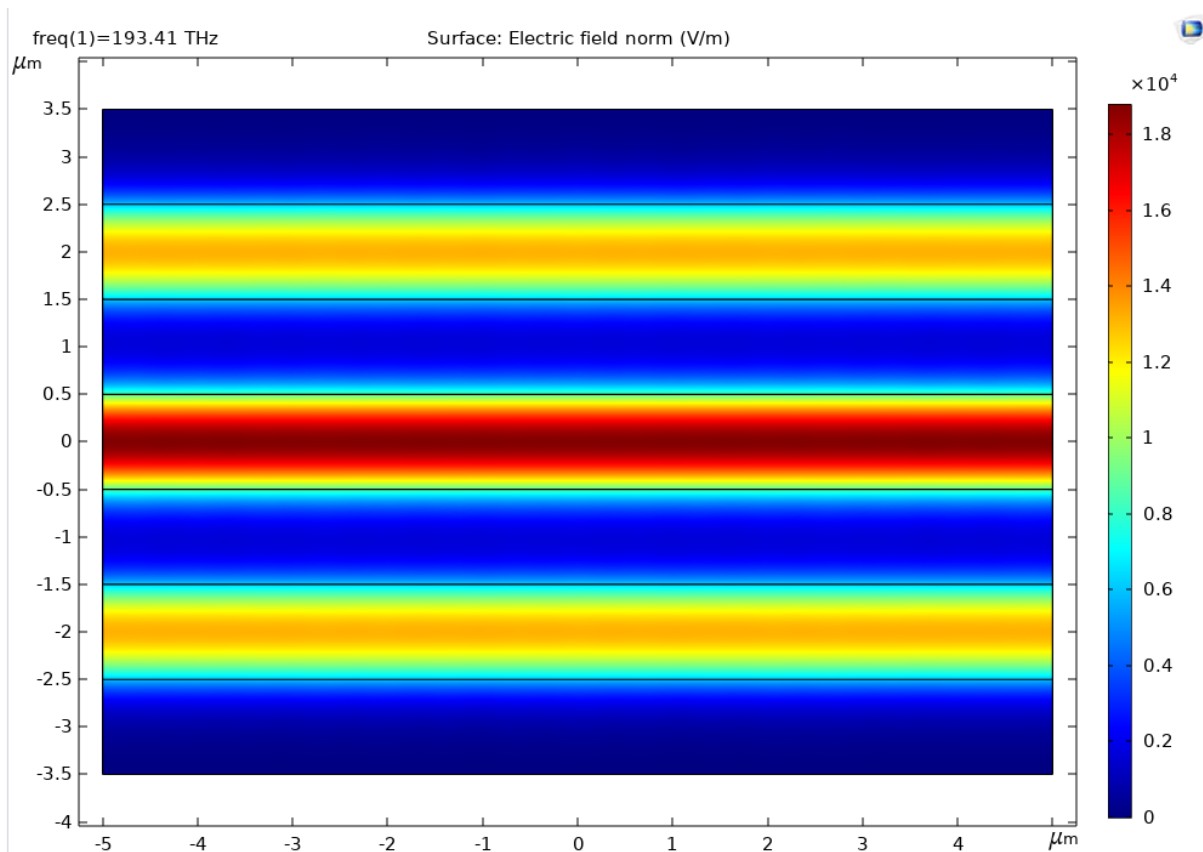


Figure V-18 : propagation du signal dans 3 guides

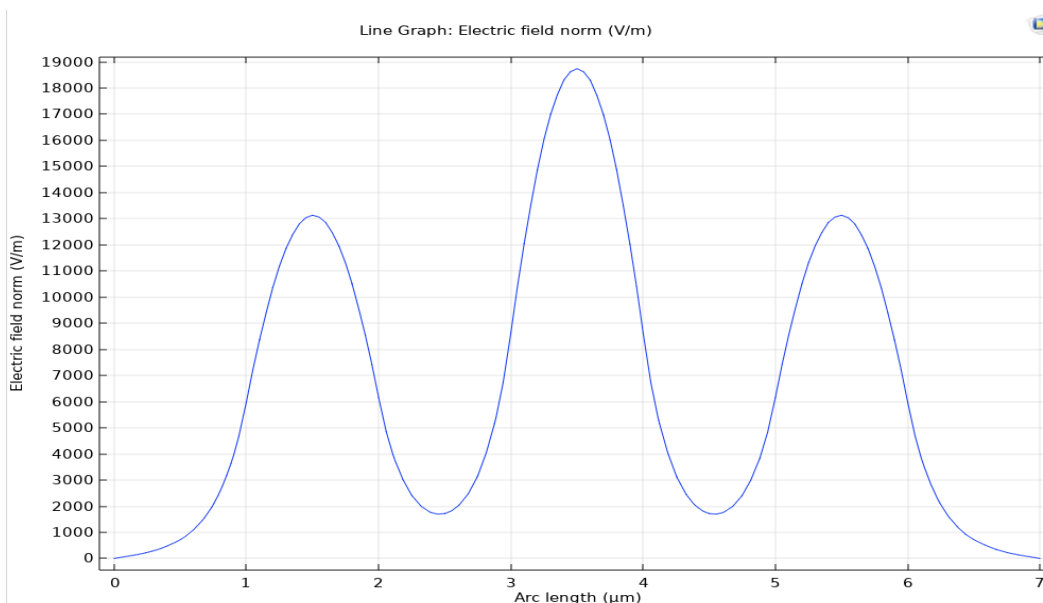


Figure V-19 : mesure du champ électrique dans 3 guides

On remarque que lorsque plusieurs guides sont assemblés, la lumière se comporte différemment. Le guidage d'onde du guide central est influencé par la présence des deux autres guides.

Le champ électrique est plus élevé dans le guide central.

V-2.2.1. Effet des deux paramètres « Température – Distance entre guides » sur l'intensité du signal.

- variation de température

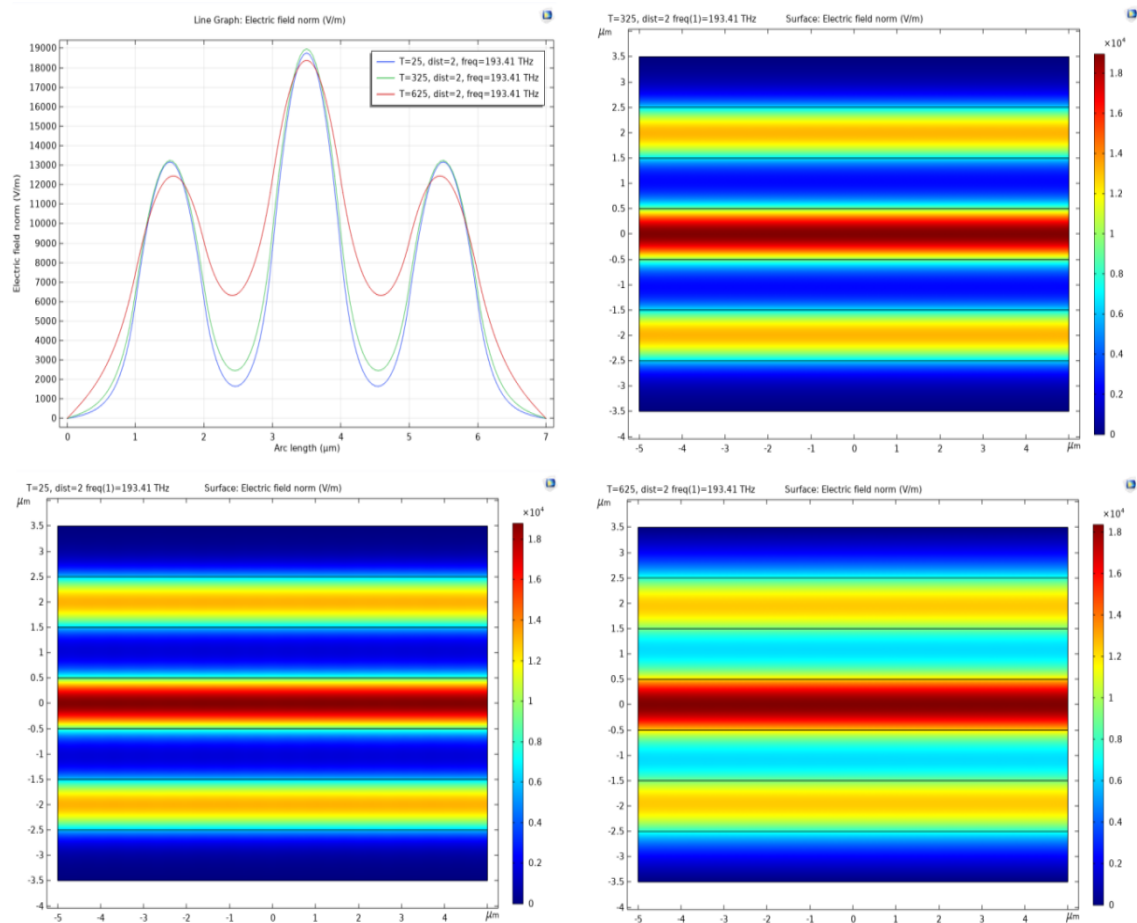


Figure V-20 : influence de la température et mesure du champ électrique dans les 3 guides

Constat : on n'observe globalement pas de différence significative entre les différents cas étudiés. Toutefois, une légère variation apparaît lorsque la température augmente. Dans ces conditions, le signal électromagnétique a tendance à se disperser davantage au cours de sa propagation, ce qui peut traduire une dégradation du confinement et une perturbation des conditions de guidage.

- Variation de la distance

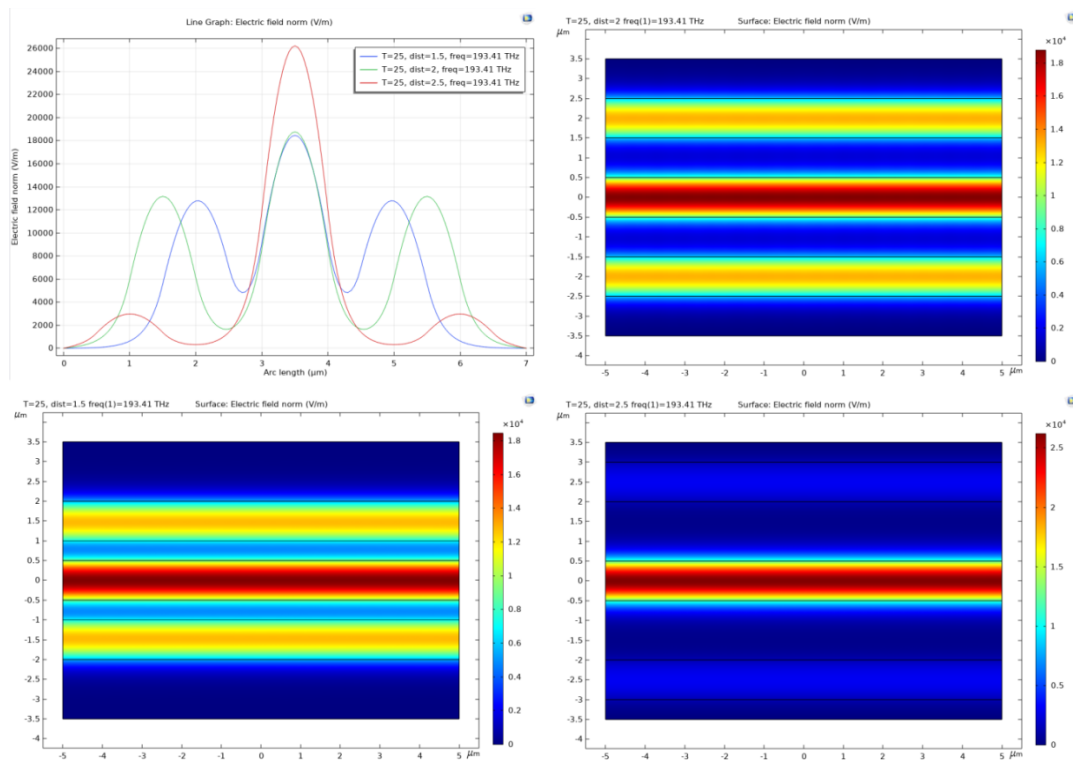


Figure V-21 : influence de la distance entre les guides et mesure du champ électrique dans les 3 guides

Constat : plus la distance augmente plus le signal est important dans le guide central et se perd dans les deux autres guides.

- Couplage des deux paramètres : Température et distance

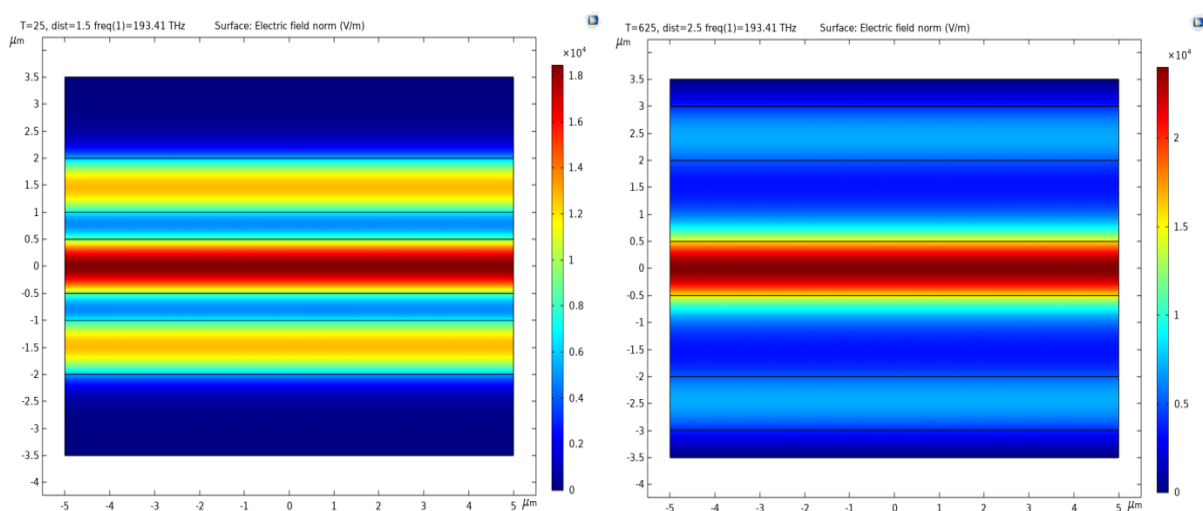


Figure V-22 : couplage des deux paramètres : distance et température

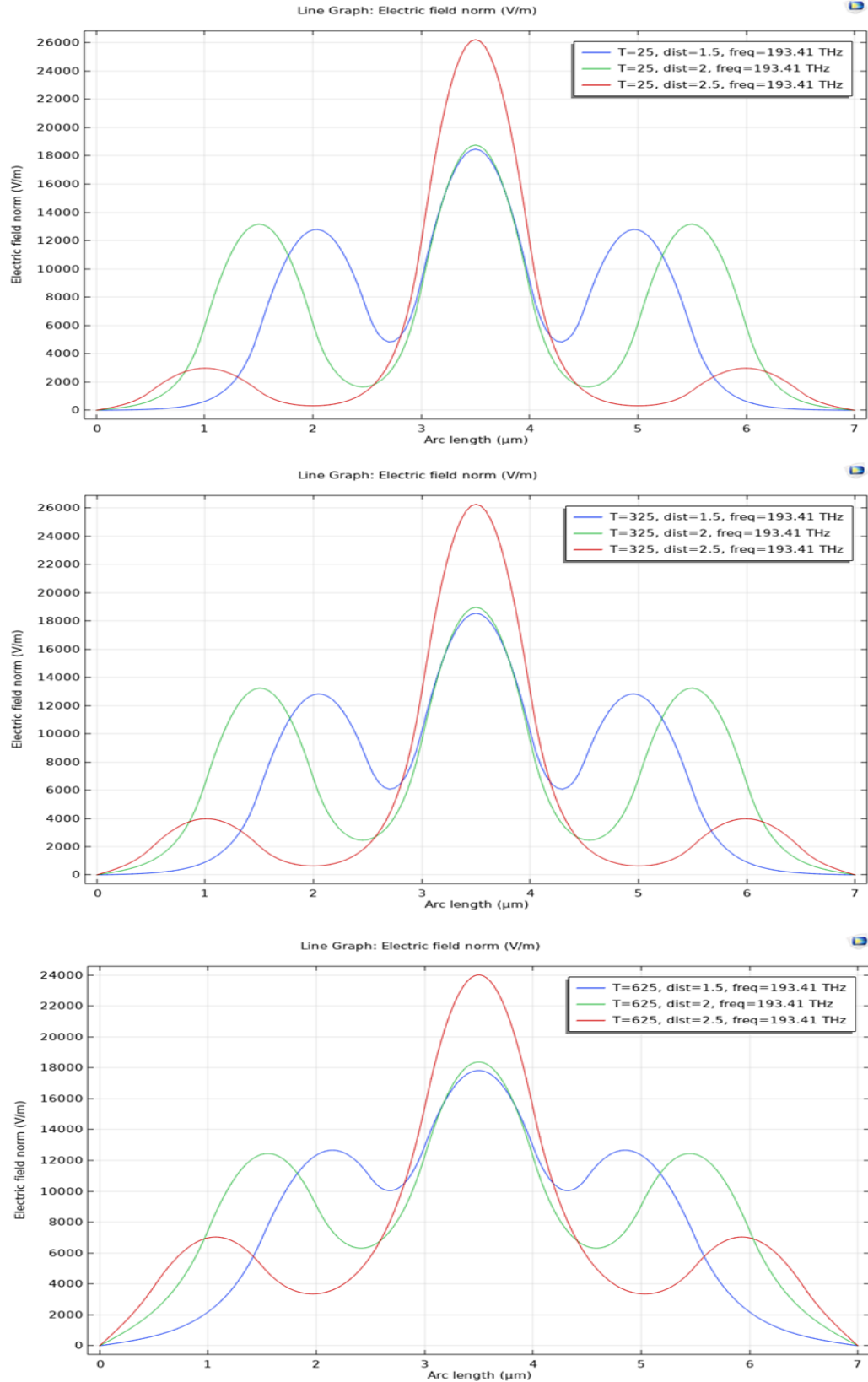


Figure V-23 : mesure du champ électrique en fixant la température et en variant la distance pour les 3 guides.

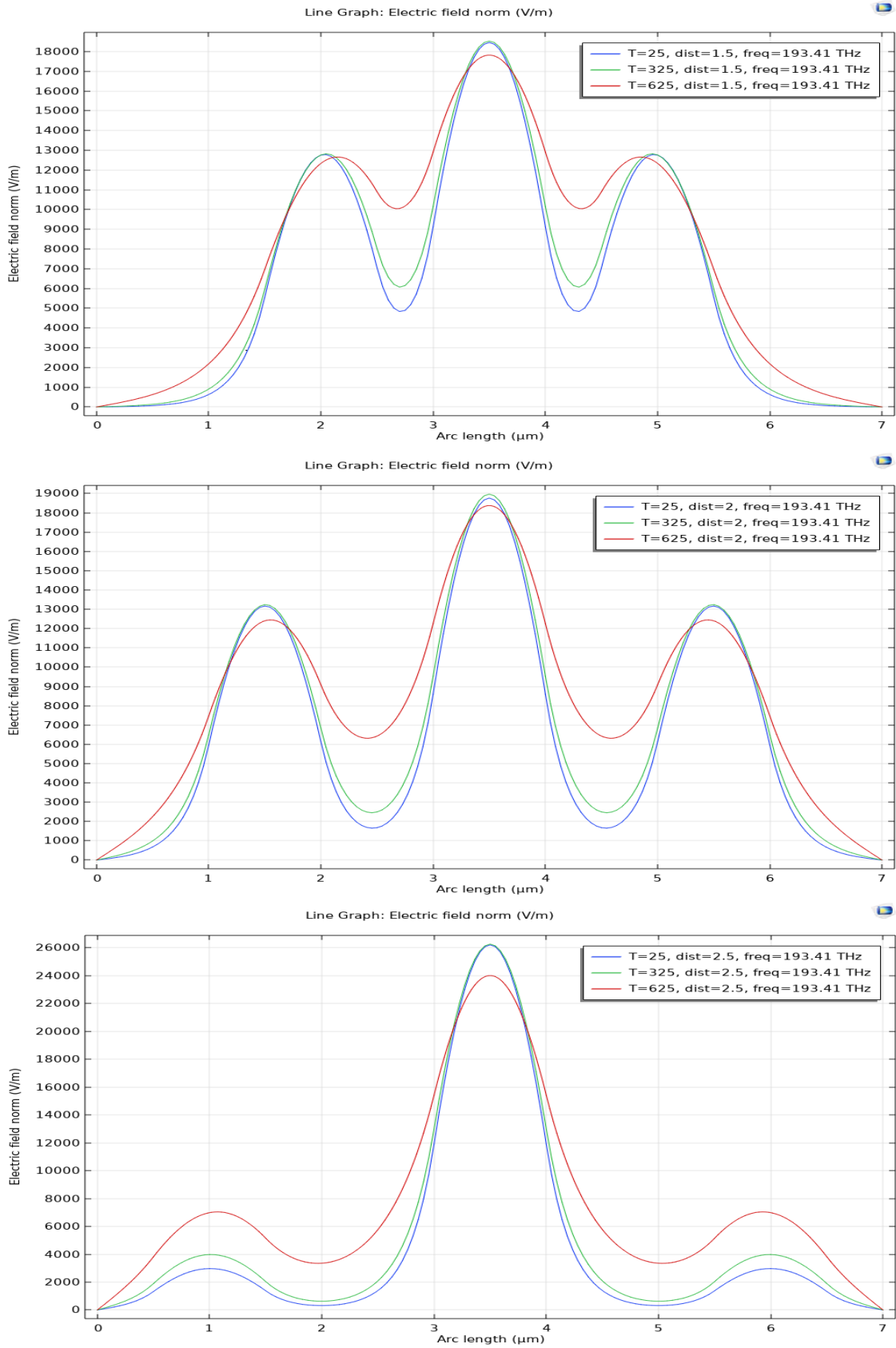


Figure V-24 : mesure du champ électrique en fixant la distance et en variant la température pour les 3 guides.

V-2.2.2. Etude de plusieurs guides en 3D

- Guide principal entouré de deux guides.

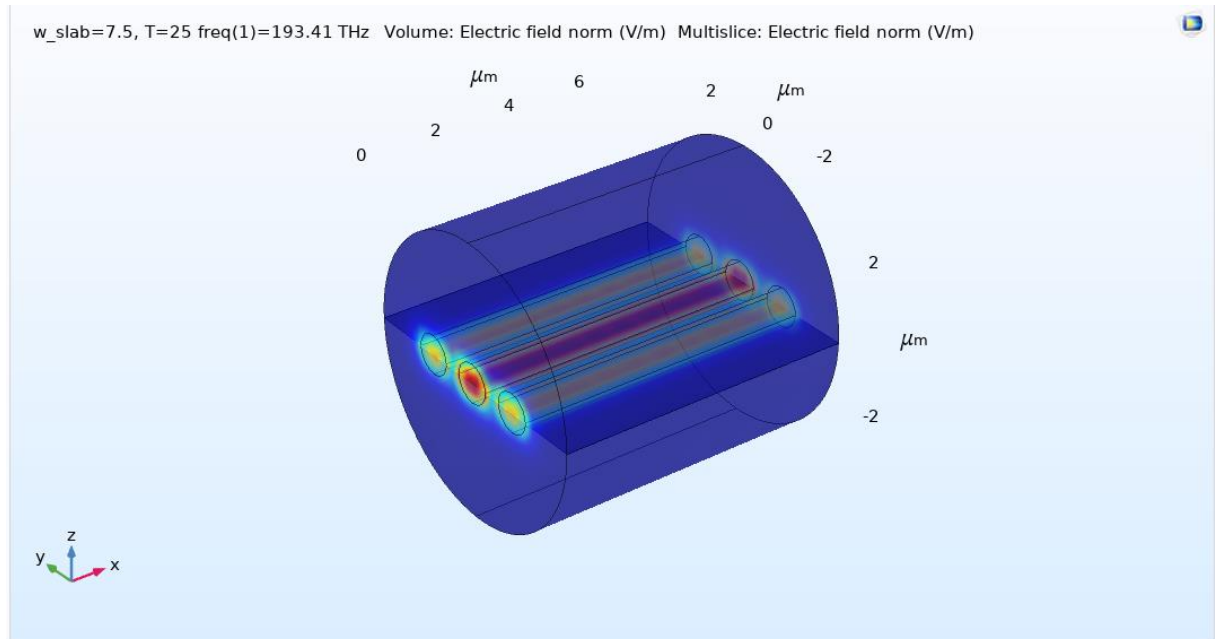


Figure V-25 : vue 3D de la propagation de l'onde dans les 3 guides.

A Température $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$

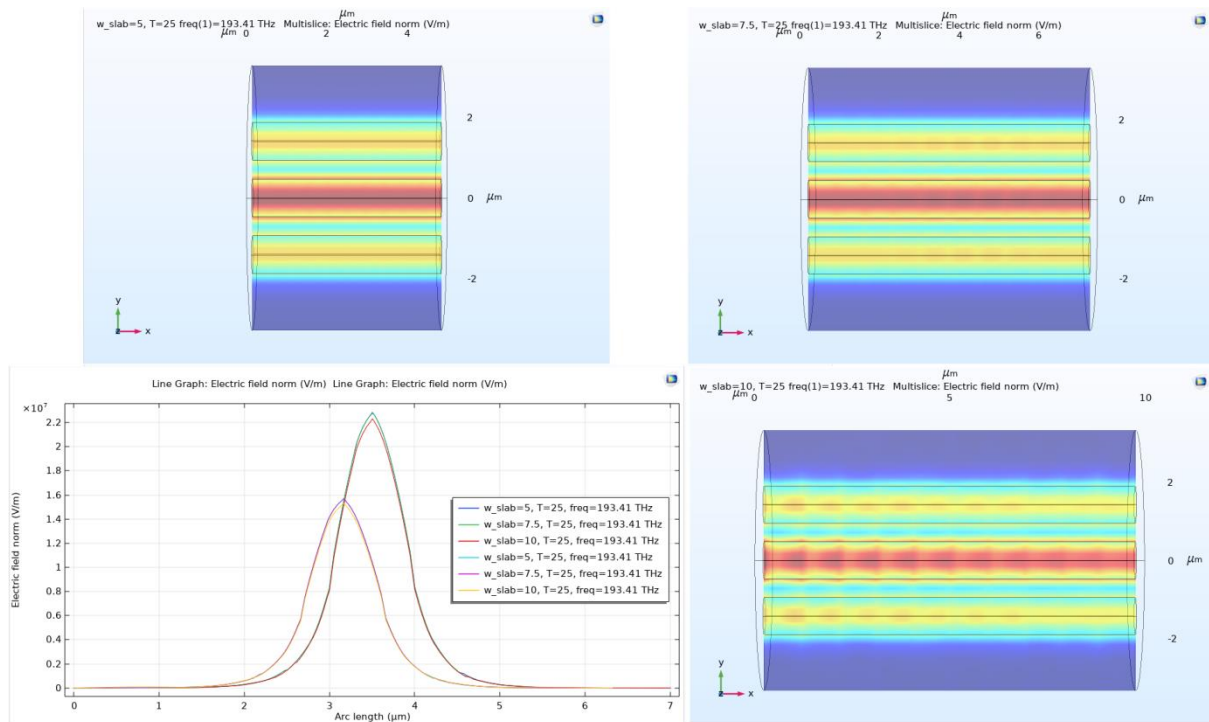


Figure V-26 : mesure du champ électrique dans les 3 guides à 25°C pour différentes longueurs du guide.

On constate que quelque soit la longueur des guides, l'onde électromagnétique est confinée, et le champ électrique est presque le même, que ce soit dans le guide principale ou dans les deux autres.

On fixera dans ce cas là, la longueur du guide à 7.5 μm par exemple et on fera varier la température de 25 à 625 avec un pas de 200.

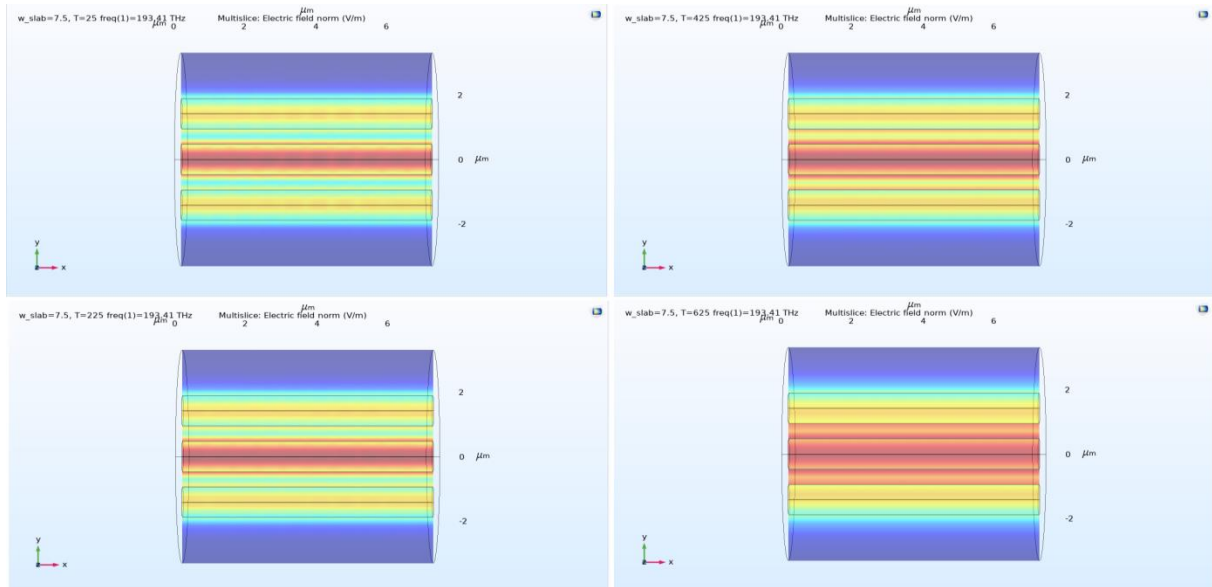


Figure V-27 : propagation dans les 3 guides de 7.5 μm pour différentes valeurs de température.

On constate que, plus la température est élevée et plus le phénomène de confinement s'amointrit et plus l'onde est réfractée. Ce qui conduit à un phénomène de dispersion et le champ électrique est diminué, que ce soit dans le guide principale ou les deux autres.

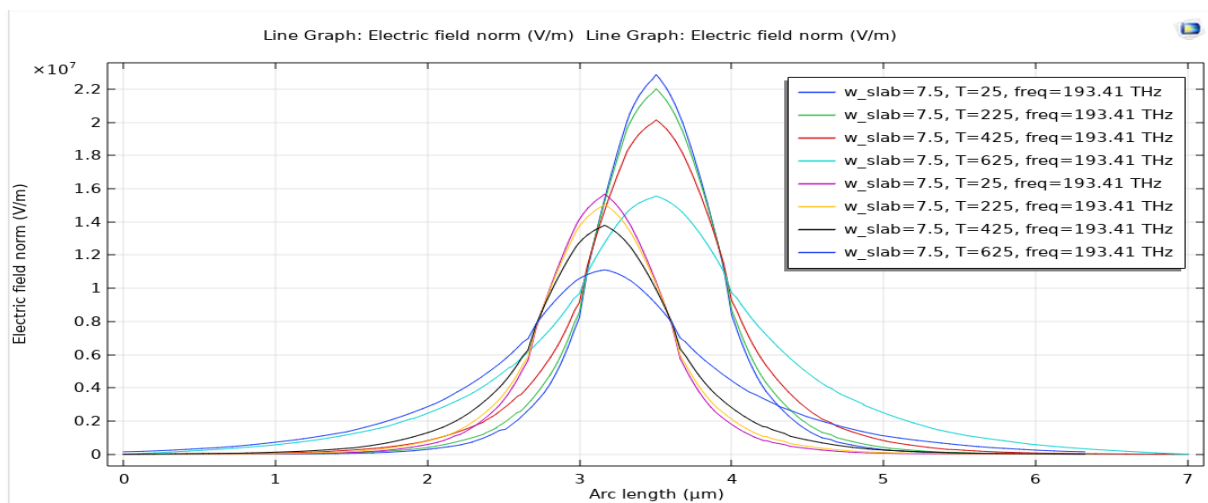
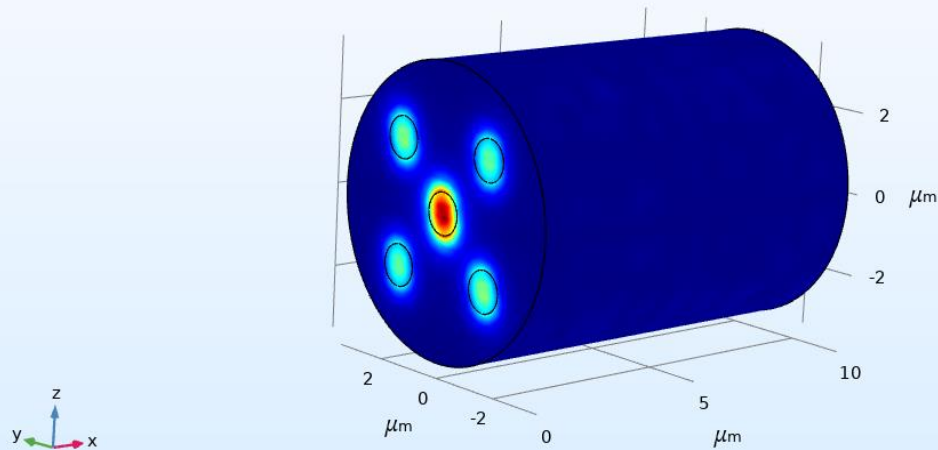


Figure V-28 : mesure du champ électrique dans les 3 guides à 7,5 μm pour différentes valeurs de température.

V-2.2.3. Guide principal entouré de 4 guides.

- Température ambiante

w_slab=10, T=25 freq(1)=193.41 THz Volume: Electric field norm (V/m) Multislice: Electric field norm (V/m)



w_slab=10, T=25 freq(1)=193.41 THz Volume: Electric field norm (V/m) Multislice: Electric field norm (V/m)

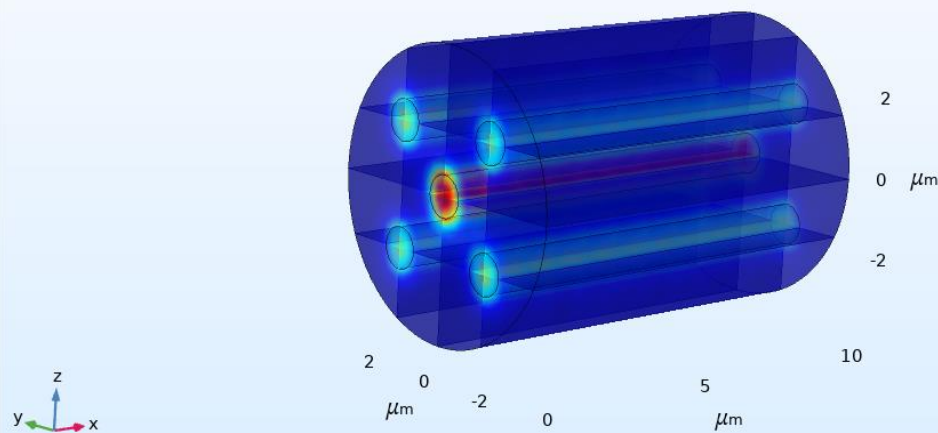


Figure V-29 : propagation dans les 5 guides à 25°C

- Température élevée

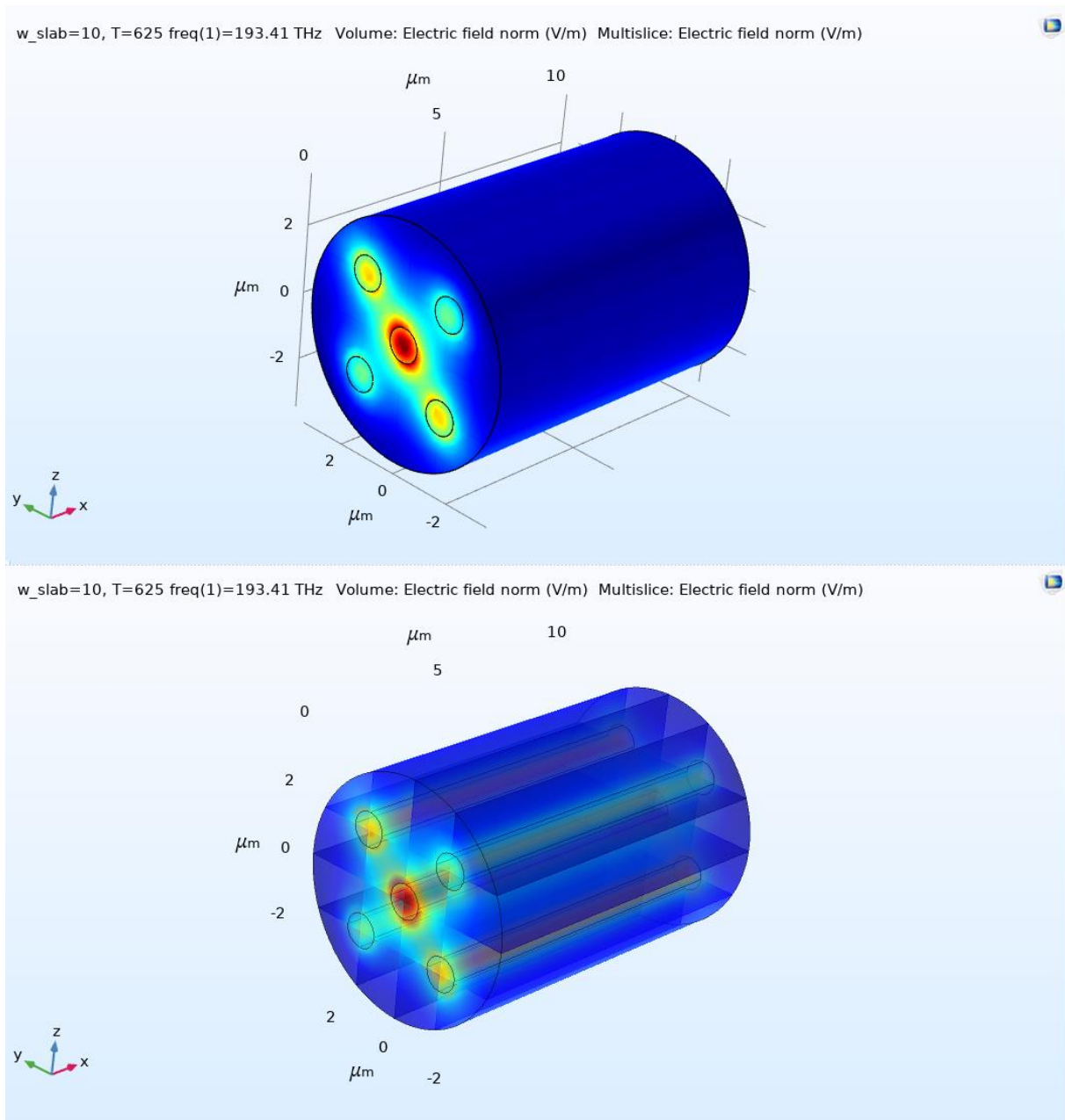


Figure V-30 : propagation dans les 5 guides à température élevée

Constat :

Le champ électrique diminue dans le guide principal en augmentant la température.

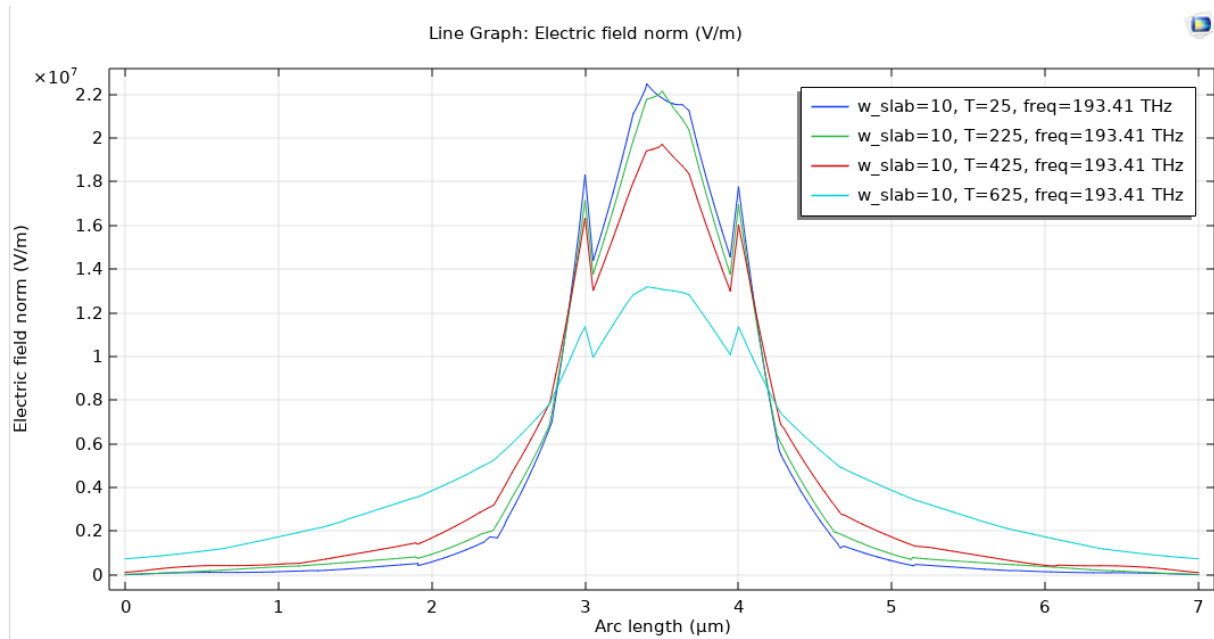


Figure V-31 : mesure du signal électrique dans le guide central de longueur 10 μm pour différentes valeurs de température.

Le champ électrique est inférieur dans les deux extrémités par rapport à la partie centrale.

Aussi, plus la température augmente, et plus le champ diminue. Et ceci est valable dans les trois parties.

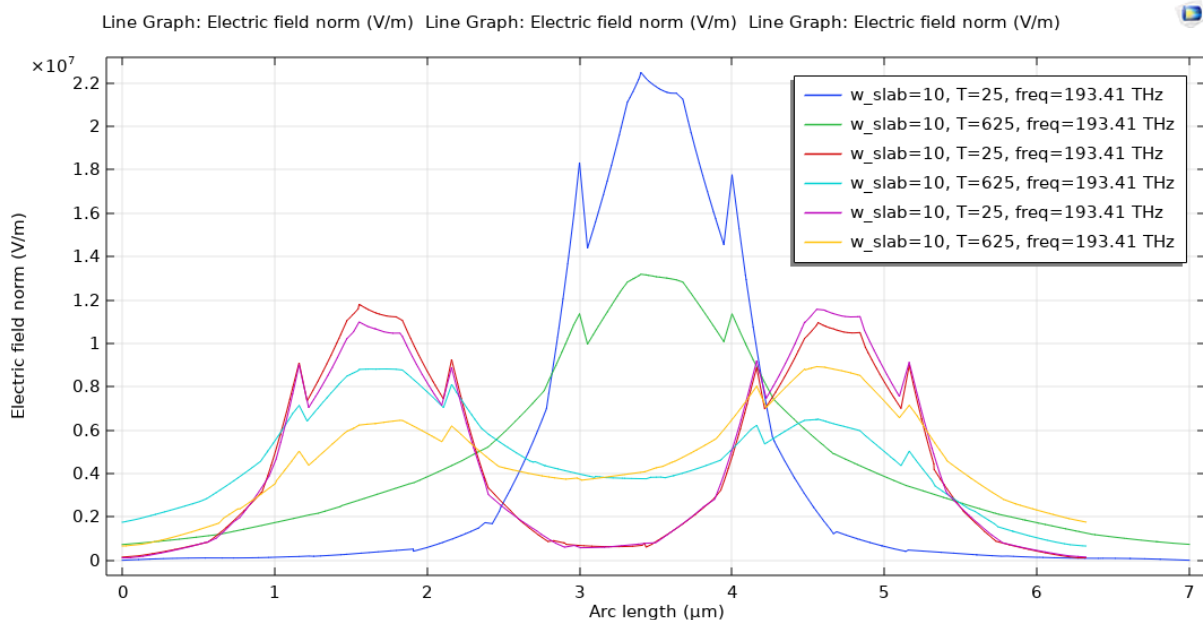


Figure V-32 : mesure du signal électrique dans le guide central ainsi que dans les deux guides de l'extrémité de longueur 10 μm pour les température 25°C et 625°C

V-2.2.4. Guide principal entouré de plusieurs guides.

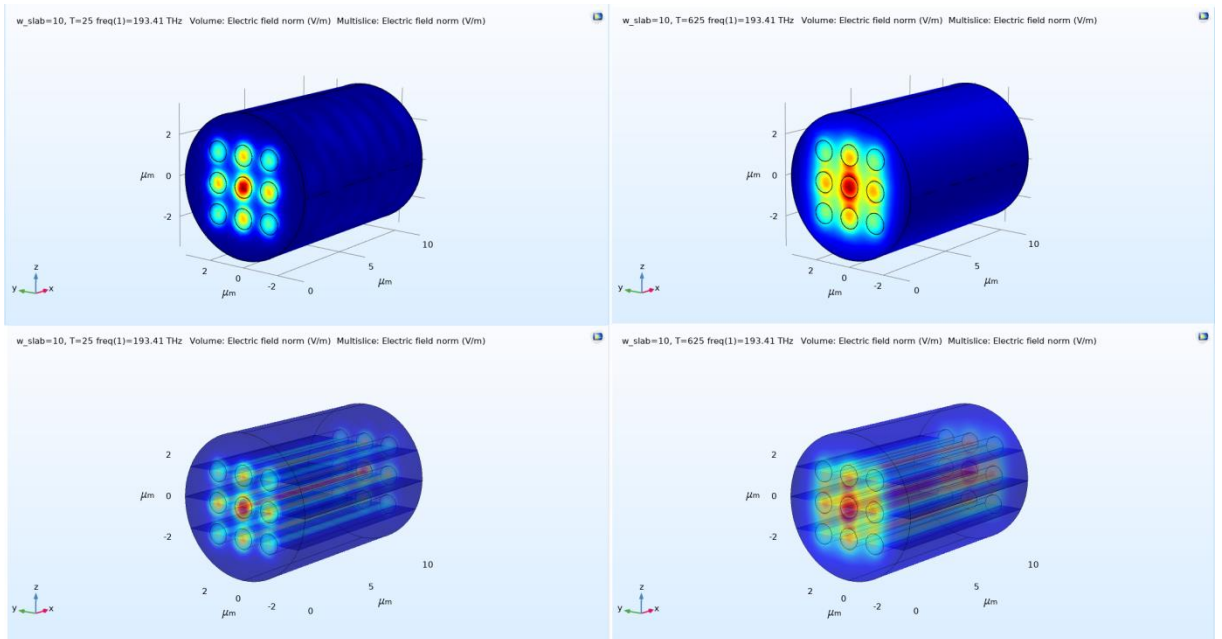


Figure V-33 : propagation du signal dans plusieurs guides.

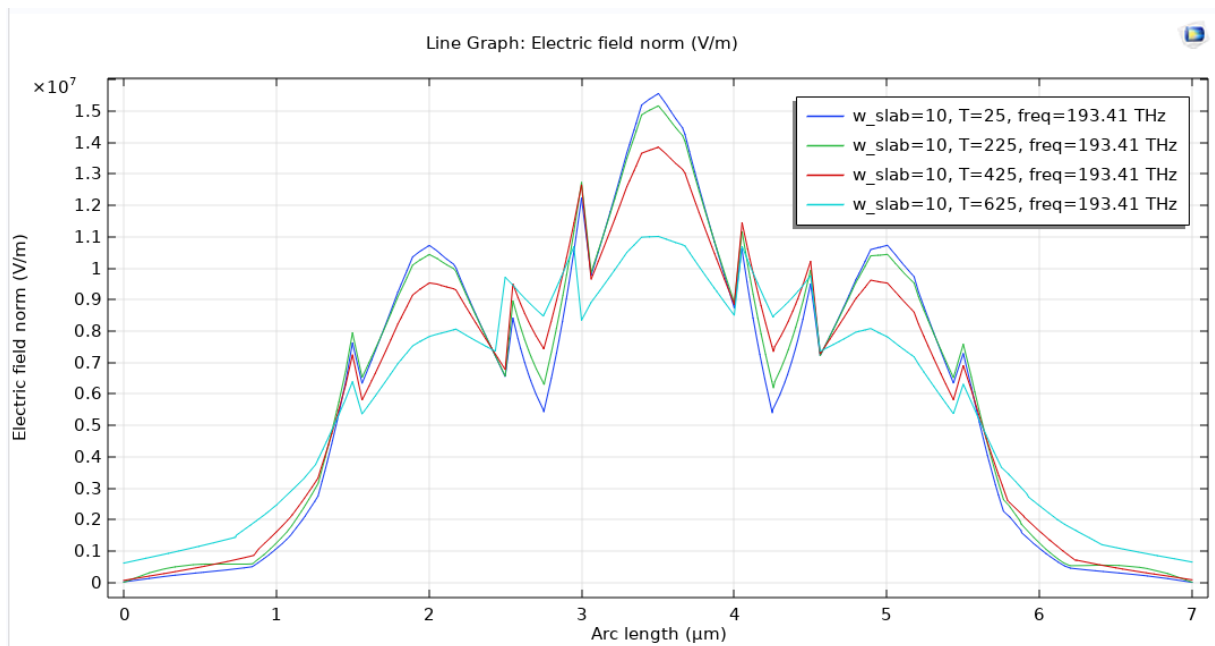


Figure V-34 : mesure du champ électrique en présence de plusieurs guides d'onde.

L'augmentation de la température conduit à une diminution du champ électrique. Mais cette diminution reste moins importante que dans les guides précédents.

V-3. Conclusion

Le COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation basé sur la méthode des éléments finis (FEM). Il Permet de simuler diverses physiques : électromagnétisme, thermique, mécanique, acoustique, microfluidique, optique, réactions chimiques, et couplages multiphysiques. Il sert aussi à résoudre des équations aux dérivées partielles (EDP) en 1D, 2D, 2D axisymétrique et 3D.

Ses Applications principales sont la modélisation de systèmes complexes, l'optimisation de dispositifs (capteurs, guides d'onde, MEMS...), l'analyse de champs physiques (électrique, magnétique, thermique, contraintes mécaniques...), l'étude des effets de paramètres géométriques, matériaux ou fréquences, la création de modules paramétriques, scripts et applications personnalisées via COMSOL App Builder.

Ses Modules courants :

- AC/DC : électromagnétisme basse fréquence.
- RF et Wave Optics : micro-ondes, optique guidée, photonique.
- Structural Mechanics : mécanique et vibrations.
- Heat Transfer : transferts thermiques.
- Microfluidics : écoulement des fluides.
- Chemical Reaction Engineering, MEMS.

Souvent utilisé pour le couplage de plusieurs physiques dans un modèle, la gestion facile des équations couplées, la simulations paramétriques et visualisation des résultats, le développement d'applications pour d'autres utilisateurs.

Avec ce logiciel, outre les propriétés électro-optiques du matériau, nous avons vu que plusieurs facteurs supplémentaires influencent le fonctionnement du capteur :

- les paramètres géométriques du cristal (forme, permittivité),
- les configurations possibles du champ électrique appliqué,
- le choix de la coupe cristalline, qui conditionne la réponse électro-optique.

Par ailleurs, l'intégration de réseaux de Bragg photo-inscrits dans des guides d'onde optiques améliore nettement la propagation des ondes électromagnétiques le long du cristal, renforçant ainsi les performances globales du dispositif.

Conclusion Générale

Lorsqu'il s'agit de convertir une grandeur physique en une autre, on fait appel à un dispositif appelé couramment « capteur ». Celui-ci a pour fonction d'interpréter un phénomène physique afin de l'intégrer dans un système plus global. Aujourd'hui, la compréhension des phénomènes macroscopiques repose de plus en plus sur l'analyse à l'échelle microscopique des matériaux. Cela exige des moyens de détection toujours plus précis pour garantir la fiabilité des résultats obtenus.

Dans ce contexte, les technologies optiques occupent une place majeure dans le domaine des nanotechnologies. Les progrès constants dans la fabrication de composants optiques rendent aujourd'hui possible la conception de capteurs à la fois simples à utiliser, précis et stables. Le travail présenté dans ce mémoire s'inscrit dans le cadre d'un nouvel axe de recherche en optique intégrée. Il repose sur une étude théorique d'un capteur optique basé sur l'effet électro-optique dans le Niobate de Lithium.

Dans un premier temps, différentes méthodes de fabrication de nanostructures et plusieurs techniques de caractérisation ont été présentées. Cela a permis de mieux comprendre comment identifier un matériau en vue de son intégration dans diverses applications.

Par la suite, une méthode de réalisation d'un capteur optoélectronique a été exposée. L'étude s'est concentrée sur le phénomène physique de détection d'une onde électromagnétique, avec la définition de plusieurs grandeurs radiométriques utiles à cette analyse.

Au-delà de ces aspects liés à l'onde électromagnétique, d'autres facteurs interviennent dans la conception du capteur. C'est dans cette optique que l'effet électro-optique, et plus précisément l'effet Pockels, a été étudié. Celui-ci est induit par des matériaux anisotropes et biréfringents, ce qui justifie le choix du Niobate de Lithium comme matériau central. Ce cristal présente, à l'échelle nanométrique, des propriétés optiques remarquables.

Considérée comme une technologie de rupture, la nanotechnologie offre des perspectives prometteuses pour l'industrie : production de systèmes plus compacts, plus légers, plus rapides et plus performants. Elle constitue également une solution innovante face aux enjeux environnementaux, en

permettant la mise en œuvre de procédés plus ciblés, économes en ressources et générant moins de déchets et d'émissions.

L'objectif de ce travail a donc été de mener une étude de conception théorique de nanostructures sur substrat de Niobate de Lithium (LiNbO_3), afin de mettre en lumière certaines de ses propriétés optiques. Grâce à sa biréfringence, ce matériau est particulièrement bien adapté à la fabrication de dispositifs optiques tels que les capteurs optoélectroniques, utilisés dans de nombreux domaines : spatial, télécommunications, photographie numérique, médecine, etc., pour la détection de signaux électriques.

Ce travail m'a permis d'amorcer une première démarche dans le domaine de la recherche scientifique, avec l'ambition de poursuivre dans cette thématique. Les perspectives envisagées concernent la conception et la réalisation expérimentale d'un capteur optoélectronique exploitant les propriétés d'un matériau biréfringent tel que le Niobate de Lithium.

Résumé

L'essor des nanotechnologies marque une étape déterminante dans le progrès scientifique contemporain, en ouvrant la voie à des innovations susceptibles de transformer en profondeur de nombreux aspects de notre quotidien. En permettant la manipulation de la matière à l'échelle atomique et moléculaire, ces technologies offrent des possibilités inédites dans divers domaines, notamment celui de la santé. Elles contribuent ainsi à l'élaboration d'outils de diagnostic de plus en plus précis et rapides, tout en favorisant le développement de traitements thérapeutiques hautement ciblés, particulièrement dans la lutte contre le cancer et d'autres pathologies complexes.

Par ailleurs, les nanotechnologies laissent entrevoir des avancées majeures dans les secteurs de l'information et de la communication, grâce à la miniaturisation des dispositifs et à l'amélioration de leurs performances. Elles jouent également un rôle clé dans la conception de nouveaux matériaux aux propriétés exceptionnelles, tels qu'une résistance accrue, une durabilité améliorée et une grande flexibilité d'utilisation. Ces matériaux innovants trouvent des applications variées, allant de l'industrie à l'électronique, en passant par l'aéronautique.

En outre, ces technologies offrent des perspectives prometteuses dans le domaine de l'énergie, en contribuant à la mise au point de solutions plus efficaces et durables. Elles participent notamment à l'optimisation de la consommation énergétique et au développement de sources d'énergie alternatives, répondant ainsi à des enjeux cruciaux pour l'avenir de la planète.

Dans ce contexte, le présent travail s'est attaché à mettre en lumière certaines propriétés spécifiques du niobate de lithium. Ce matériau biréfringent se distingue par ses caractéristiques optiques remarquables, ce qui en fait un support particulièrement adapté à la conception de capteurs optiques performants ainsi qu'à la réalisation de guides d'onde utilisés dans de nombreuses applications technologiques avancées.

Mots clés : Niobate de Lithium – LiNbO_3 – Capteur Electro/Optique – COMSOL – Fabry Pérot – Ellipsoïde des Indices – Champ Electrique – Onde Electromagnétique.