



RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ ABOUBAKR BELKAID TLEMCCEN



Unité de Recherche Matériaux et Énergies Renouvelables.

FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE ET ÉLECTRONIQUE.

MÉMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de Magister
Spécialité : Nanophysique et Nanotechnologie

Intitulé :

**Étude et conception de nanostructures
sur Niobate de Lithium pour des
applications capteurs (détection du
champ électrique)**

Présenté par :

Abdelhamid Mohammed El Amine LECHLECH

le 03 décembre 2013, devant le jury composé de :

Président	Dr CHABANE SARI Nasr Eddine	Pr. Université de Tlemcen
Examineurs	Dr BENMANSOUR Abdelhalim	Pr. Université de Tlemcen
	Dr RAHMOUN Khadidja	Pr. Université de Tlemcen
Encadreur	Dr KALAJDI Djamel	M.C.A. Université de Tlemcen
Invité	Dr CHIALI Anisse	M.C.B. E.P.S.T Tlemcen

*A mes très chers parents qui éclairent mon chemin, m'encouragent et me
soutiennent tout au long de mes études,*

A mon adorable petite sœur,

A toute ma famille,

A tous mes amis,

A tous ceux et toutes celles qui me sont chers,

Je dédie ce travail.

Remerciements

Notre unique adoration à Dieu, tout puissant, lumière de tous les cieux et de toutes les terres et sans qui rien ne serait possible.

Je remercie infiniment Monsieur Kalaidji Djamel, mon encadreur, non seulement pour son encadrement actif mais aussi pour son dévouement, sa vigilance et sa disponibilité responsable qui m'ont donné la capacité et l'ambition pour réaliser ce travail.

Je reste très sensible et reconnaissant à Monsieur Chiali Anisse pour sa détermination et sa contribution pour m'avoir assisté par ses conseils avisés qui m'ont permis d'amener à bien ce mémoire.

J'exprime vivement tous mes remerciements les plus sincères à tous les membres du jury, notamment Monsieur Chabane Sari Nasr Eddine d'avoir pris la responsabilité de présider l'honorable jury pour l'évaluation de ce modeste travail. Je suis très reconnaissant à Monsieur Benmansour Abdelhalim et Madame Rahmoune Khadidja, pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de faire partie du jury et de m'avoir fait part de leurs conseils, leurs directives responsables et leur gentillesse.

Enfin, mes remerciements vont également à tous mes professeurs :
Mr Chabane Sari S.M., Mr Chabane Sari N.E., Mr Hamdoune A.,
Mr Kalaidji D., Mr Benmansour A., Mr Benabadji M., Mr Ziani Z.,
Mr Gabouze N., Mr Bremond G., Mr Lemiti M., Mr Kahouadji M.,
Mr Megnounif A., Mme Rahmoun K., Mme Benmansour F.Z.,
Mme Bensaoula A., Mme Bouzza A., Mme Amrani Z., Mme Ghellai N., pour leurs cours, leurs conseils et leurs enseignements durant ma formation en année théorique.

Table des matières

Liste des figures	7
Introduction Générale	10
Chapitre I : Nanophysique et Nanotechnologie	
1- Introduction	13
2- Définitions	13
2.1 Qu'est-ce que le nanomètre ?	14
2.2 La physique quantique permet de comprendre le nanomonde	14
2.3 Observer à l'échelle nanométrique	14
2.4 Les nanosciences et les nanotechnologies (N&N).....	14
2.5 Comment fabriquer des nanocomposants ?.....	15
2.6 Modéliser les phénomènes pour mieux les comprendre et les maîtriser	15
3- Etapes d'élaboration des cristaux	15
4- Méthodes de caractérisation	24

4.1	Caractérisation morphologique	24
4.1.1	Microscopie optique	24
4.1.2	Microscopie électronique	27
4.1.3	Microscopie en champ proche	29
4.1.4	Métrologie	30
4.2	Caractérisation chimique	31
4.2.1	Excitation par des électrons	32
4.2.2	Excitation par des photons	34
4.2.3	Excitation par des ions	37
4.2.4	Excitation par des neutrons	39
4.3	Caractérisation structurelle	41
4.3.1	Excitation par des électrons	41
4.3.2	Excitation par des photons	43
4.3.3	Excitation par des ions	45
4.4	Caractérisation fonctionnelle	46
4.4.1	Caractérisation électronique	46
4.4.2	Caractérisation optique	47
4-	Conclusion	50

Chapitre II : Compréhension du comportement de la lumière et procédé de fabrication d'un capteur optoélectronique.

1-	Introduction	52
2-	Les capteurs optoélectroniques	52
2.1	Domaines d'application.	52
2.2	Phases de conception d'un capteur	53
2.3	Grandes familles de capteurs	54
3-	Notions générales de radiométrie	56
3.1	Les grandeurs de base	56
3.2	Relations entre grandeurs radiométriques	58
3.3	Quelques exemples de rayonnement	61
4-	Le signal dans un capteur optoélectronique	65
4.1	Propagation des rayonnements	65
4.2	Propriétés radiométriques d'un instrument optique	66
4.3	Calcul du flux incident sur le détecteur d'un capteur optoélectronique	68
4.4	Le signal électrique en sortie du détecteur	70
4.5	Les sources du bruit dans un capteur optoélectronique.	71
5-	Conclusion	73

Chapitre III : Généralités sur l'effet Electro-Optique E/O

1-	Introduction et but	75
2-	Concepts de base sur l'optique anisotrope	75
2.1	Définition de la polarisation.	75
2.2	Ellipsoïde des indices	78
3-	Effet Electro-optique	82
3.1	Déformation de l'Ellipsoïde des indices	82

3.2 Déphasage	83
3.3 Les matériaux Electro-optiques	84
4- Conclusion	85

Chapitre IV : Matériaux et Technologie : Niobate de Lithium

1- Introduction	87
2- Généralités et applications	87
3- Propriétés du Niobate de Lithium	91
3.1 Caractéristiques fondamentales.	91
3.2 Système de coordonnées pour les propriétés tensorielles	91
3.3 Tenseur électro-optique et Ellipsoïde des indices	92
3.4 Influence des facteurs géométriques	93
3.4.1 Influence de la permittivité du cristal sur la distribution du champ électrique	93
3.4.2 Influence de la forme géométrique du cristal	95
4- Etude des différentes configurations appliquées au cristal	97
4.1 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Z	97
4.2 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Y	98
4.3 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe X	99
4.4 Cas d'un champ électrique appliqué dans le plan X-Y	100
4.5 Choix de la coupe du cristal	102
5- Capteurs à réseaux de Bragg	103
5.1 Cavité optique	104
5.2 Interféromètre de Fabry-Pérot	105
5.3 Guidage de la lumière	107
5.4 Réseaux de Bragg	109
6- Modélisation du capteur électro-optique avec le Logiciel COMSOL	112
6.1 Définitions	112
6.2 Introduction à l'interface utilisateur de COMSOL (version 4.2)	113
6.3 Simulation du capteur électro-optique avec le COMSOL	114
7- Conclusion	117
Conclusion Générale.....	118
Bibliographie.....	119

Liste des Figures

I-1 : Tirage d'un lingot par la technique Czochralski. Le diamètre du lingot est lié aux paramètres physiques en cours de tirage.	16
I-2 : Cristallisation du lingot et purification par la méthode de fusion de zone. Au cours du déplacement de la zone fondue, les impuretés dopantes ou non dopantes se redistribuent dans le lingot.....	17
I-3 : Tirage d'un lingot par la méthode Bridgman. Cette technique est plus spécialement utilisée pour les lingots de composés III-V tel que le GaAs.	17
I-4 : Méplats d'identification des plaquettes.....	18
I-5 : Méthode des 4 pointes	19
I-6 : La face arrière est endommagée. Elle perd son aspect miroir. Cette opération d'améliorer la zone active très proche de la face supérieure.	21
I-7 : Les plaquettes sont montées sur une polisseuse. Elle est constituée de satellites qui tournent sur eux-mêmes afin d'améliorer l'homogénéité de polissage des plaquettes.	21
I-8 : illustrant les lingots de silicium et de niobate de lithium ainsi que leurs plaquettes respectives ..	23
I-9 : Description générale des techniques de caractérisation.	24
I-10 : Schéma général d'un microscope optique classique.	25
I-11 : Schéma de principe d'un microscope interférométrique.	26
I-12 : Schéma de principe d'un microscope à balayage	27
I-13 : Schéma de principe d'un MET	28
I-14 : Schéma de principe d'un MEB	29
I-15 : Principe générale du fonctionnement d'un STM	29
I-16 : Schéma de principe d'un AFM	30
I-17 : Schéma de principe d'un profilomètre	31
Tableau 1 : Récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation morphologique	31
I-18 : Désexcitation par émission de photon X (à gauche) ou par processus Auger (à droite)	32
I-19 : Désexcitation par émission d'un photon X.	33
I-20 : Poire d'interaction électrons/matière.	33
I-21 : Désexcitation par émission d'un électron Auger.	34
I-22 : 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).	35
I-23 : Source de rayons X	35
I-24 : Schéma général d'un appareil de fluorescence X	36
I-25 : Schéma de principe de la TXRF.	36
I-26 : Principe de la spectrométrie des photoélectrons.	37
I-27 : Schéma de principe d'un spectromètre.	37
I-28 : Principe du SIMS.	38
I-29 : Schéma simplifié du principe d'un appareil de SIMS.	38
I-30 : Schéma de principe de la RBS	39
I-31 : Schéma de principe de la NRA.	39
I-32 : Schéma de principe de la NAA.	39
Tableau 2 : récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation chimique.....	40
I-33 : Maille d'un cristal de Silicium.	41
I-34 : Diffraction d'un faisceau d'électrons sur une rangée atomique.	42
I-35 : Montage typique d'une expérience LEED.	42
I-36 : Méthode de Laue en transmission (a) ou en réflexion (b)	43
I-37: Diffraction pour une famille de plans donnée (a) et cône de diffraction correspondant pour une poudre multicristalline (b).	44
I-38 : Schéma de principe d'un spectromètre à rayons X.	44

I-39 : Cristal de silicium et une direction de canalisation.	45
Tableau 3 : Récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation de structure.	45
I-40 : Configuration type d'une mesure SRP.	46
I-41 : Trafic des électrons entre un niveau de piège (<i>ET</i>) et les bandes de valence et de conduction d'un semiconducteur.	47
I-42 : Définition de l'intensité incidente, réfléchi et transmise.	48
I-43 : Réflexion pour une lumière monochromatique polarisée.	48
I-44 : Schéma de principe d'un ellipsomètre.	48
I-45 : Illustration d'un FTIR.	49
II-1 : Phases de conception d'un capteur optoélectronique	53
II-2 : Capteurs passifs et capteurs actifs	55
II-3 : Modes de détection : directe et hétérodyne	56
II-4 : Angle solide d'un objet vu d'un point	58
II-5 : Etendu géométrique d'un pinceau lumineux	60
II-6 : Etendue géométrique d'un faisceau défini par un diaphragme plan et un cône, ouvert, symétrique autour de son axe.	61
II-7 : Facteurs de réflexion et de transmission directionnels d'une surface	62
II-8 : Différents types d'éclairage : collimaté, omnidirectionnel, hémisphérique.	63
II-9 : Luminance spectrique du corps noir, en fonction de sa température	64
II-10 : Diffusion, absorption, et transmission d'un milieu.	66
II-11 : Contributions de sources situées dans le champ et hors du champ	67
II-12 : Origines du bruit dans un capteur optoélectronique	72
III-1 : Ellipsoïde des indices	79
III-2 : Cas général	80
III-3 : Représentation de l'ellipsoïde des indices sur un cristal de structure hexagonale.	81
III-4 : Polarisation circulaire de la lumière	84
III-5 : Polarisation rectiligne de la lumière	84
III-6 : Domaine dans les cristaux ferroélectriques	85
IV-1 : Représentation du cycle d'hystérésis (courbe polarisation ou déplacement en fonction du champ électrique) d'un cristal ferroélectrique.	89
IV-2 : structure cristallographique du LiNbO_3 :	
a) : vue suivant l'axe <i>c</i> (notation cristallographique sera appelé par la suite axe <i>z</i>) d'une cellule unitaire	
b) : vue dans le plan <i>ab</i>	89
IV-3 : Plans oxygène et cations dans les deux phases ferroélectrique et para-électrique du LiNbO_3 ...	90
IV-4 : Quelques propriétés physiques et optiques du LiNbO_3	90
IV-5 : Convention standard d'orientation pour les axes principaux <i>X</i> , <i>Y</i> , <i>Z</i> par rapport au cristal massif.	92
IV-6 : Configuration avec des électrodes planes parallèles	93
IV-7 : Rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes.	94
IV-8 : Représentation de cristaux de sections différentes.	95
IV-9 : Dispositif pour la modélisation 2D	95
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	96
IV-11 : Forme et dimensions choisies pour le cristal de niobate de lithium	96
IV-12 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde <i>XY</i>	99
IV-13 : Déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde <i>XY</i> avec E_x	100
IV-14 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan <i>X-Y</i> ...	102
IV-15 : Configuration du cristal de LiNbO_3 dans une distribution de champ électrique	103

IV-16 : Différentes cavités à deux miroirs : 1. Plane - 2. Concentrique - 3. Hémisphérique - 4. Confocale - 5. concave-convexe.	104
IV-17 : Figure d'interférences	105
IV-18 : Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Perot : les rayons lumineux sont réfléchis à l'intérieur de la cavité, et en ressortent partiellement.	106
IV-19 : Réflexions des rayons lumineux	108
IV-20 : Guide d'onde à 3 couches	108
IV-21 : Exemple de propagation du signal – réflexion totale -satisfaction des conditions-	109
IV-22 : Schéma de principe du transducteur électro-optique en LiNbO_3 de type cavité Fabry-Pérot intégrée.	109
IV-23 : Réseaux de Bragg à profil a) uniforme, b) à pas variable, c) apodisé.	110
IV-24 : Interface utilisateur de COMSOL (4.2)	113
IV-25 : Résultats de la Simulation : Capteur optique de champ électrique.....	114
IV-26 : Résultats de la Simulation : Capteur optique à guide d'onde/à réseau de Bragg	115
IV-27 : Résultats de la Simulation : Ajout d'une gaine pour le Capteur optique	116
IV-28 : Résultats de la Simulation : Empilement de cristaux.....	117

Introduction Générale

La mesure, en industrie, de la tension et du champ électrique est un facteur indispensable pour le design des systèmes d'isolation de haute tension et cela malgré les performances du calcul numérique avancé qui ne permet que très difficilement d'estimer la distribution du champ électrique perturbé par la présence de charges d'espace.

En effet, la distribution des charges d'espace (un nuage d'électrons, situé dans un espace qui peut être, un vide, un gaz, un liquide ou un solide qui peut entraver le déplacement du flux d'électrons circulant) dépend de facteurs physiques mal connus tels que la mobilité des particules chargées et aussi du taux d'ionisation des molécules gazeuses. Par conséquent, il est nécessaire de mesurer très précisément l'intensité du champ électrique pour obtenir plus d'efficacité et de fiabilités des opérations sur les systèmes à haute tension. Quelques grands défis s'imposent :

- Mesurer la distribution du champ dans les longs intervalles d'air perturbé par la présence des charges d'espace provenant de la photo-ionisation durant le développement de la décharge.
- Le second défi met en cause le mécanisme des vibrations induites par l'effet couronne sur les conducteurs des lignes de transport d'énergie électrique soumis à des conditions de pluie, de neige mouillée, de brouillard intense.
En effet, des gouttes d'eau s'accumulent sous le conducteur et sont à l'origine de la présence intermittente de charges d'espace qui modifient considérablement la distribution du champ électrique environnant le câble.
- Aussi, la présence d'un film hautement conducteur et d'un intervalle d'air sur de la glace accumulée sur un isolateur peut modifier radicalement la distribution du champ électrique environnant et d'être à l'origine des décharges partielles et du phénomène de contournement diminuant ainsi les performances électriques de tels équipements.

Le développement de la nanotechnologie, de la micro-électronique et de l'optique intégrée (réalisation de tous les composants optiques sur un même support) a conduit à la naissance des capteurs optiques de champ électrique. Cet intérêt pour ce type de capteurs découle :

- Des propriétés qu'ils offrent : faible taille, isolation galvanique, passivité chimique.
- De leur environnement d'utilisation qui peut être extrême : interférences électromagnétiques ou atmosphère humide, corrosive et réactive.

Ce type de capteurs ne fait que guider l'onde lumineuse entre le point de mesure et le système d'acquisition des données (mesures sans contact). Il sera entièrement conçu, pour la mesure de forts champs électriques (Kvolts/cm), avec des matériaux de nature diélectrique ; ceci permettra de ne perturber que très localement le milieu à considérer. Les éléments sensibles souvent utilisés pour ce genre de capteurs sont : le Germanate de bismuth $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, le Tellurure de cadmium CdTe et le Niobate de lithium LiNbO_3 . L'utilisation de ce dernier est très fréquente dans la technologie des dispositifs guidants optiques (diviseurs de faisceau, modulateurs d'amplitude et phase, convertisseurs de polarisation, commutateurs, multiplexeurs en longueur d'onde) car il possède d'excellentes caractéristiques électro-optiques.

Les capteurs de champ électrique utilisant l'effet E/O se divisent en deux catégories : Les capteurs à faible champ et Les capteurs à fort champ.

La première catégorie se distingue par l'utilisation d'un interféromètre de Mach Zender dans un guide d'onde où sont intégrées des électrodes de contact par la méthode dite « wet etching » pour augmenter la sensibilité du capteur. En fait, un guide d'onde est une couche mince créée sur un substrat (LiNbO₃). Différentes méthodes peuvent être utilisées pour la création de couche guidante. Ainsi, un guide d'onde permet à une onde lumineuse de se propager à la surface d'un substrat mais dans un espace restreint de quelques micromètres d'épaisseur. L'avantage majeur de l'utilisation des guides d'onde dans les capteurs optiques de champ électrique est qu'ils offrent une grande sensibilité de miniaturisation par analogie avec la nanotechnologie.

La deuxième catégorie utilise soit un cristal électro-optique, soit un guide d'onde dans un cristal E/O sans les électrodes de contact. L'utilisation d'un guide d'onde de section rectangulaire pour des applications telles que la mesure de forts champs électrique près des installations haute tension n'est guère recommandable puisque de forts effets de pointe viennent perturber la distribution du champ électrique à la surface du substrat. Par conséquent, le développement de notre capteur se fera à partir d'un « simple » cristal de Niobate de Lithium.

Le cristal électro-optique LiNbO₃ est utilisé pour fabriquer le capteur (la sonde EO). Ses deux indices ordinaire et extraordinaire varient proportionnellement à l'amplitude du champ électrique appliqué. Le champ induit une variation de l'indice de réfraction qui peut affecter l'amplitude, la polarisation et la phase du faisceau optique qui traverse le cristal.

Dans ce contexte, nous nous sommes intéressés aux propriétés optiques de ce matériau et le travail a été divisé en plusieurs parties.

Le premier chapitre présente le monde des nanotechnologies et ses multiples domaines, les différentes méthodes d'élaboration des nanostructures et une brève présentation de plusieurs méthodes de caractérisation qui contribuent d'une façon importante à l'étude et l'analyse des matériaux.

Le second chapitre définit d'une façon générale les concepts de base, en radiométrie, pour la réalisation d'un capteur optoélectronique ou électro-optique.

Tenseur électro-optique et Ellipsoïde des indices ; L'étude des propriétés optiques et électro-optiques dans un cristal, de façon générale, fait l'objet du troisième chapitre.

L'ensemble des caractéristiques étudiées pour un cristal quelconque au chapitre précédent est appliqué, dans le chapitre quatre, sur Niobate de lithium. Dans cette partie, formes géométriques et configurations sont étudiées afin de pouvoir choisir laquelle est la mieux appropriée pour une quelconque application. Certaines propriétés seront améliorées par l'ajout de défauts au sein du cristal. Une modélisation sur COMSOL est faite pour mieux comprendre le phénomène électro-optique induit par la distribution champ électrique à l'intérieur du cristal.

Chapitre I

Nanophysique et Nanotechnologie

1-Introduction

La NanoPhysique est une science qui a pour objectif d'étudier les aspects fondamentaux de la physique du solide à l'échelle nanométrique. C'est une ouverture vers des thématiques modernes de recherche fondamentale sur les nanostructures semiconductrices ou métalliques : excitations électroniques élémentaires, propriétés optiques, phénomènes de transport. Il traite aussi des propriétés fascinantes des systèmes moléculaires mous, à la frontière entre les liquides et les solides. Mais que veut dire le terme « nano » ?

Il y a presque 30 ans, l'invention de nouveaux microscopes a ouvert aux chercheurs les portes d'une dimension encore inexplorée. La dimension NANO. Celle du milliardième de mètre. Le monde invisible des atomes et des molécules. A cette échelle, la matière manifeste des propriétés surprenantes. Pouvoir les exploiter, promettait une nouvelle révolution : celle des Nanotechnologies. Une avancé radicale qui allait repousser les limites de, pratiquement, toutes les technologies actuelles. Aujourd'hui, l'avant-garde des produits issus de ses recherches émerge des laboratoires et fait son entrée de nos vies. En plus, cette science repose sur la relation entre les propriétés, la morphologie structurale et la mise en œuvre des matériaux qui constituent les objets qui nous entourent (métaux, polymères, semi-conducteurs, céramiques, composites, etc.). La connaissance et la maîtrise des phénomènes microscopiques (diffusion, arrangement des atomes, recristallisation, apparition de phases, etc.) confèrent aux scientifiques et aux industriels la possibilité d'élaborer des matériaux aux propriétés et aux performances voulues.

Les nanosciences et nanotechnologies peuvent être définies comme l'ensemble des études et des procédés de fabrication et de manipulation de structures (électroniques, chimiques, etc...), de dispositifs et de systèmes matériels à l'échelle du nanomètre (nm). Dans ce contexte, les nanosciences sont l'étude des phénomènes et de la manipulation de la matière aux échelles atomique, moléculaire et macromoléculaire, où les propriétés diffèrent sensiblement de celles qui prévalent à une plus grande échelle. Les nanotechnologies, quant à elles, concernent la conception, la caractérisation, la production et l'application de structures, dispositifs et systèmes par le contrôle de la forme et de la taille à une échelle nanométrique.

2- Définitions

Le monde des nanosciences et des nanotechnologies - le « nanomonde » - recouvre les objets de taille nanométrique dont certains phénomènes et effets sont inattendus. Ces spécificités leur ouvrent un large éventail d'applications et même si certaines sont déjà autour de nous, leur potentiel de développement est considérable. [1]

2.1 Qu'est-ce que le nanomètre ?

Le préfixe « nano », d'origine grecque, signifie « très petit ». Un nanomètre est une unité de mesure qui correspond au milliardième de mètre ou à un millionième de millimètre. C'est environ 30 000 fois plus fin que l'épaisseur d'un cheveu et 100 fois plus petit que la molécule d'ADN. Par comparaison de taille, la Terre est à une orange ce que cette orange est à une nanoparticule de 1nm. Aborder « l'échelle nanométrique », revient à évoquer des objets dont la taille évolue entre le nanomètre et quelques centaines de nanomètres ou des effets spécifiques aux dimensions nanométriques. [1]

En plus des nanoparticules d'origine naturelle qui existent dans notre environnement, sous la forme de poussières émises par combustion, par érosion, par les volcans... ou dans la matière vivante à l'échelle atomique ou moléculaire, un grand nombre de nanotechnologies sont déjà présentes dans différents objets utilisés quotidiennement : téléphones portables, ordinateurs, éclairage LED...

2.2 La physique quantique permet de comprendre le nanomonde

Les objets nanométriques possèdent souvent des propriétés chimiques, électriques, magnétiques différentes de celles des objets de même composition, lorsqu'ils sont macro ou microscopiques. À titre d'exemple, le « mouillage » - le degré d'étalement d'un liquide sur un solide - à l'échelle macroscopique est bien modélisé, alors que des phénomènes inattendus peuvent apparaître pour des gouttes de taille nanométrique. [2]

Alors que la physique classique est insuffisante pour décrire les propriétés individuelles des atomes, c'est dans le cadre quantique - principale théorie d'explication du « nanomonde » et des propriétés spécifiques à cette échelle - qu'il est possible d'étudier les mécanismes de résistance, de solidité et de durabilité des matériaux et de comprendre pourquoi ils sont isolants, conducteurs ou semi-conducteurs. La physique quantique constitue d'ores et déjà le fondement de l'électronique des transistors, de l'optique des lasers...

2.3 Observer à l'échelle nanométrique

L'émergence des nanosciences et des nanotechnologies doit beaucoup aux progrès spectaculaires des techniques d'observation et de manipulation.

Les microscopes optiques créés en 1605, ne peuvent observer des objets de taille inférieure au micromètre. De nouveaux microscopes, utilisant des techniques différentes, se sont développés depuis plusieurs décennies et requiert notamment un degré de technicité avancé pour préparer les échantillons d'observation. [1] [2]

Le développement des microscopes électroniques à transmission (1931, 1970) a permis de donner des images à l'échelle atomique (1/10 nm) mais nécessite une préparation complexe des échantillons. Le microscope électronique à balayage (1965), bien que moins sensible permet de visualiser rapidement la présence, la forme et la disposition de nano-objets. [2]

L'invention au début des années 1980 du microscope à effet tunnel a fait prendre conscience que le « nanomonde » était à notre portée. Ce microscope utilise une pointe métallique extrêmement fine qui se déplace à quelques nanomètres de la surface. Les variations du courant électrique - appelé « courant tunnel » - qui franchit l'espace séparant la pointe de la surface, sont enregistrées par traitement informatique pour en déduire la topologie et certaines propriétés (chimiques, électroniques, magnétiques) des surfaces. [2]

Le microscope à force atomique est basé sur une architecture similaire mais mesure une force de contact au lieu d'un courant électrique.

2.4 Les nanosciences et les nanotechnologies (N&N)

Signe d'une recherche en plein essor, le périmètre des nanosciences et des nanotechnologies est complexe à définir : il s'agit d'un domaine de recherche pluridisciplinaire concernant la physique, la chimie, la biologie... qui s'intéresse au comportement d'éléments nanométriques.

Les nanosciences concernent plus précisément l'étude des phénomènes observés dans des objets, des structures, des systèmes dont la taille est de quelques nanomètres dans au moins une des dimensions de l'espace et dont les propriétés découlent spécifiquement de cette taille nanométrique (c'est-à-dire qu'elles sont différentes de celles d'un objet, d'un système ou d'une structure, similaire de taille plus importante). [2]

Les nanotechnologies sont à la fois un ensemble d'outils, d'instruments, de techniques qui permettent aux nanosciences de progresser en offrant des moyens d'étudier, manipuler, fabriquer, mesurer, les objets nanométriques. Ce sont aussi les applications issues des nanosciences, à l'instar des nanomatériaux ou des nanocomposants.

2.5 Comment fabriquer des nanocomposants ?

Deux voies sont possibles : [1]

- La voie descendante (*top-down*) : on part d'un matériau, on le « découpe » et on le « sculpte » pour réduire le plus possible les dimensions de l'objet ou du composant que l'on veut fabriquer. Cette technique permet notamment de fabriquer plusieurs milliers ou millions d'objets en parallèle. L'effort de miniaturisation a d'abord conduit à des composants de dimensions micrométriques pour descendre maintenant en dessous des 100 nanomètres. Il s'agit de la voie suivie par l'électronique depuis 30 ans. Toujours activement exploitée, elle se heurte de plus en plus à des limites techniques en descendant vers l'échelle nanométrique.
- La voie ascendante (*bottom-up*) : on assemble la matière, atome par atome, pour construire des molécules que l'on intègre ensuite dans des objets ou des systèmes plus grands, afin d'obtenir les propriétés ou les fonctions désirées.

2.6 Modéliser les phénomènes pour mieux les comprendre et les maîtriser

L'alliance entre théorie quantique et simulation numérique constitue une approche complémentaire aux travaux expérimentaux dans le but de modéliser des matériaux réels à partir des principes de la physique quantique. La modélisation est une méthode employée notamment pour l'étude de la formation et de la croissance des nanostructures et parvenir à une meilleure connaissance des forces unissant les atomes à la surface et la façon dont ils s'assemblent... [2]

Le développement d'approches nouvelles de type *bottom-up*, complémentaires aux voies plus traditionnelles dites *top-down* font que de nouveaux nano-objets ou nanoparticules peuvent être inventés et créés pour des domaines d'application très variés.

La voie ascendante est devenue accessible grâce aux progrès liés à la compréhension de la matière : plus complexe que la voie descendante, elle nécessite une maîtrise à l'échelle nanométrique de l'assemblage et de la fabrication de nouveaux matériaux à partir des molécules et des atomes.

3- Etapes d'Elaboration des cristaux

La conception d'une structure nécessite un grand nombre d'étapes que nous allons détailler. Par exemple, pour la fabrication des plaquettes, il faudra tout d'abord réaliser un cristal, sous forme de lingot qui sera ensuite découpé en rondelles pour constituer les plaquettes. Nous allons voir qu'un grand nombre de précautions est nécessaire. [3] [4]

a- Charge de cristal le plus pur possible :

Un cristal purifié est utilisé pour constituer la charge à introduire dans le réacteur de croissance. Le problème provient de la pureté chimique qui, malgré sa grande valeur, reste encore faible à l'égard du dopage.

b- Préparation de la charge à fondre et à transformer en lingot :

Cette charge peut être dopée si l'on désire des plaquettes dopées (substrats dopés dans les procédés). On rajoute ainsi, en proportion calculée, la quantité relative de dopant dans l'ensemble de la charge.

c- Tirage et croissance du cristal :

La charge, mise dans un creuset en graphite, est fondue. A partir d'un germe, on effectue un tirage progressif du lingot moyennant des conditions très précises (températures du creuset de charge fondue, de l'enceinte, gradient de température, transfert de chaleur, vitesse de tirage du germe, etc...). On obtient des lingots de différents diamètres suivant la vitesse de tirage. Cette méthode de tirage est appelée "Czochralski". Notons que la différence de vitesse de diffusion des espèces entre la phase liquide et la phase solide entraîne une modification de la concentration relative des espèces le long du lingot. C'est en particulier vrai pour la concentration de dopant qui implique que la résistivité ne sera pas constante le long du lingot, toute chose égale par ailleurs.

L'évolution de la dimension des lingots a été liée à l'évolution de la maîtrise des procédés et des équipements associés avec comme but l'augmentation du rendement de fabrication et la diminution des coûts de production par circuit intégré réalisé. Ainsi, en moins de 30 ans, le diamètre des plaquettes a varié d'un rapport de 10.

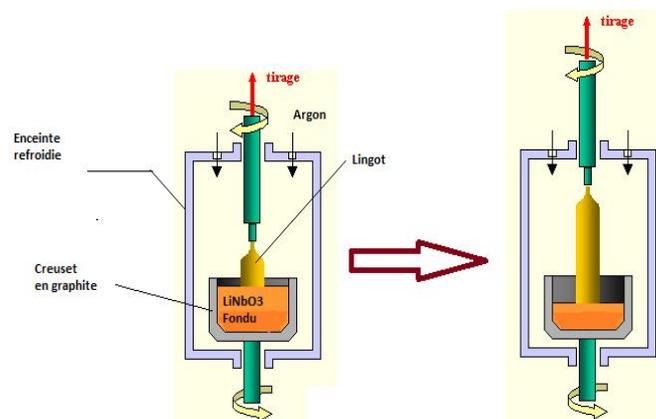


Figure I-1 : Tirage d'un lingot par la technique Czochralski. Le diamètre du lingot est lié aux paramètres physiques en cours de tirage.

Une autre technique peut être employée pour réaliser des lingots de grande dimension. Elle consiste à partir d'un lingot (silicium polycristallin par exemple) obtenu dans le réacteur de réduction du trichlorosilane. La cristallisation est obtenue en pilotant la croissance à partir d'un germe fixé en extrémité de lingot par le déplacement d'une zone fondue (figure I-2). Cette zone est chauffée en limite de fusion du silicium grâce à l'alimentation d'une bobine parcourue par un courant de haute fréquence (courant de Foucault).

Cette méthode est aussi utilisée pour purifier un lingot ; on exploite en effet les phénomènes de diffusion des impuretés à haute température dans un solide. Dans ce cas, on peut monter jusqu'à 3 bobines autour du lingot qui sont parcourues par un courant HF. C'est un moyen pour obtenir des lingots de faible dopage résiduel notamment nécessaires pour la réalisation de composants de puissance (zones quasi-intrinsèques permettant la tenue en tension).

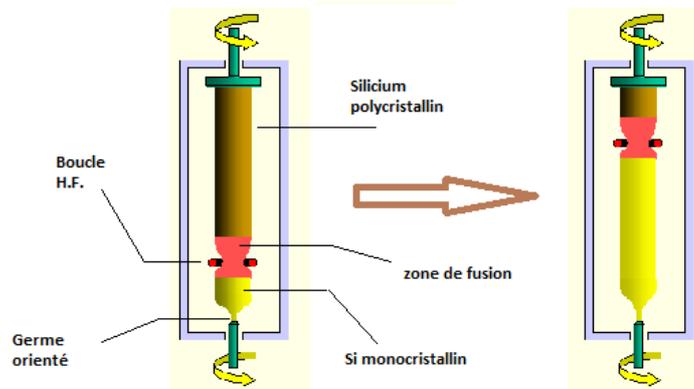


Figure I-2 : Cristallisation du lingot et purification par la méthode de fusion de zone. Au cours du déplacement de la zone fondue, les impuretés dopantes ou non dopantes se redistribuent dans le lingot.

Une autre technique peut être utilisée pour le tirage des lingots. Dans le cas de composés semi-conducteurs III-V, on peut réaliser le lingot dans un bac parallélépipédique dont le fond est arrondi. La cristallisation s'effectue progressivement depuis une extrémité ; c'est la méthode dite "Bridgman".

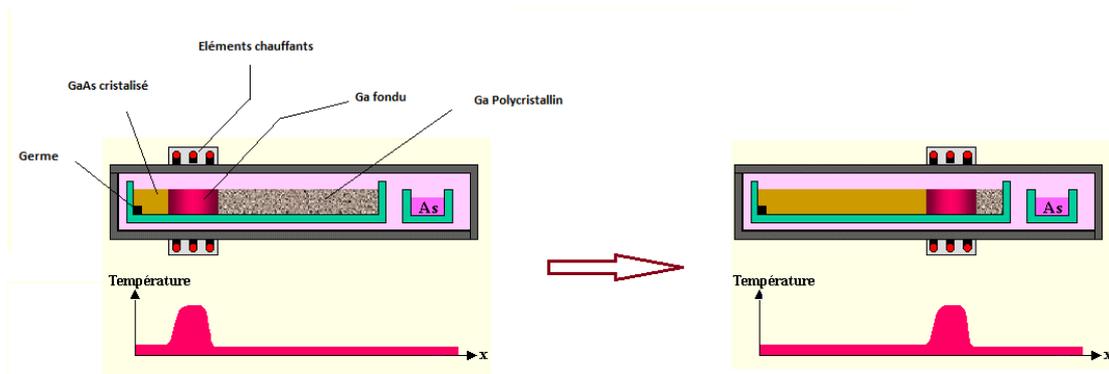


Figure I-3 : Tirage d'un lingot par la méthode Bridgman. Cette technique est plus spécialement utilisée pour les lingots de composés III-V tel que le GaAs.

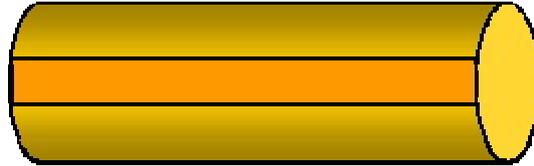
d- Equeutage du lingot :

Cette opération consiste à éliminer les extrémités du lingot soit mal cristallisées soit riches en impuretés (surtout si la technique de croissance a été la fusion de zones).



e- Repérage cristallographique du lingot par méthode de diffraction des rayons X :

Il sera nécessaire de connaître les orientations cristallographiques afin d'effectuer en fin de fabrication la découpe suivant les axes cristallographiques. Après repérage, on crée un méplat servant de référence (plan 100 par exemple).



f- Polissage cylindrique :

Lors du tirage, le diamètre du lingot varie légèrement ce qui constitue des ondulations à sa surface. Pour obtenir des plaquettes de même diamètre un polissage cylindrique est nécessaire.

g- Polissage d'un méplat de référence cristallographique et géométrique :

Cette référence servira au cours du procédé (orientation des zones de conduction par rapport aux axes du cristal, repérage des motifs lors de la photolithographie, axes cristallographiques pour la découpe des puces). Par ailleurs, suivant le type de dopage de substrat et son orientation cristallographique, on fera des repères supplémentaires. Notons que sur les plaquettes de 200 mm, seul subsiste un repérage cristallographique par une petite encoche ; la nature du substrat est indiquée dans le marquage (effectué par laser).

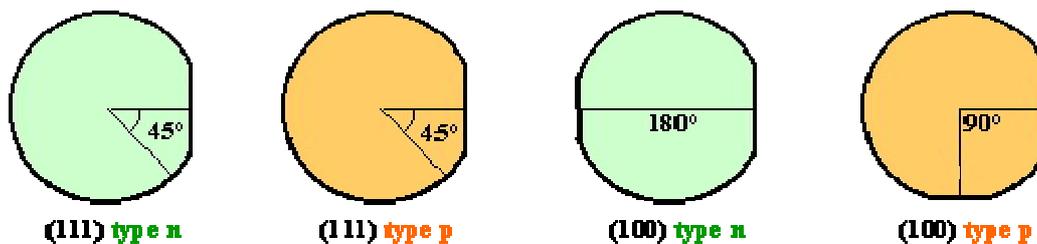
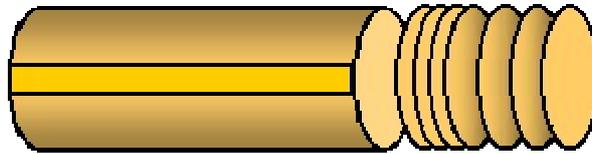


Figure I-4 : Méplats d'identification des plaquettes. On peut facilement repérer les types n des types p et leurs orientations

h- Découpage des plaquettes :

Ce découpage s'effectue à l'aide d'une scie diamantée de 400 μm d'épaisseur environ pour les lingots de diamètre important. Des techniques de coupes par scie à fil commencent à être utilisées chez de nombreux fabricants. Dans ce dernier cas, les pertes de coupes sont plus faibles.

{ scie environ 400mm de copeaux
 { plaquette environ 400 μ m à 600 μ m brut de sciage



Compte tenu de l'équeutage et du polissage 50% à 60% du lingot est éliminé. En pratique, les plaquettes de dimension supérieure à 150 mm font au moins 500 μ m d'épaisseur en cours de procédé afin d'éviter une fragilité mécanique. Cette épaisseur est réduite à 250 - 300 μ m avant découpage (étape d'amincissement) afin de faciliter les échanges thermiques (voire électriques) avec le support de puce dans les boîtiers.

i- Contrôle de résistivités :

En raison de la variation de la concentration d'impuretés lors du tirage du lingot, la résistivité finale sur les plaquettes varie en fonction de la position. Une vérification des spécifications (gamme de variation) est nécessaire. La technique employée est du type mesure quatre pointes.

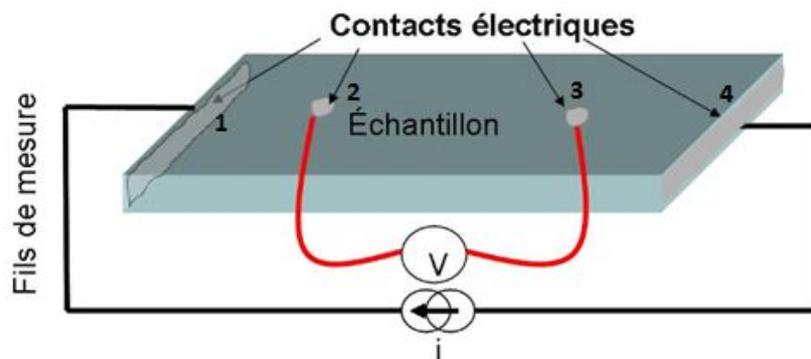


Figure I-5 : Méthode des 4 pointes

Cette méthode est utilisable pour mesurer la résistivité d'une couche mince. Il faut placer les 4 pointes loin des bords de la couche à caractériser, et les aligner.

Le courant est envoyé par un générateur de courant entre les points 1 et 4, tandis que la tension est mesurée entre les points 2 et 3. Le rapport de la tension mesurée sur l'intensité qui traverse l'échantillon donne la résistance du tronçon entre les pointes 2 et 3.

Pour obtenir la résistivité de cette section, on est amené à intégrer les résistances infinitésimales entre la pointe 1 et les pointes 2 et 3.

On modélise l'échantillon comme une plaque infinie, deux cas sont à envisager selon la nature des équipotentielles, à savoir si la répartition des courants est à symétrie demi-sphérique ou cylindrique.

Pour le modèle d'une plaque infinie et une répartition de type cylindrique, donc pour une plaque peu épaisse, si e est l'épaisseur de la plaque, alors à une distance r de la source en 1, on aura en considérant la partie à droite de la pointe $dR = \rho * \frac{dr}{\pi.r.d}$. Selon la distance entre les pointes, un facteur correctif de la résistance apparaîtra lors de l'intégration. Si les pointes sont à égale distance, on trouve $R = \frac{\pi}{Ln(2)} * \frac{U}{I}$.

Si la plaque présente de faibles dimensions devant sa longueur, le modèle de la pièce rectiligne homogène donne $R = \frac{U}{I}$ et $= \rho * \frac{L}{S}$. Avec S la surface et L la longueur de l'échantillon étudié.

j- Traitement thermique :

Le sciage crée des contraintes mécaniques dans le cristal. Il faut relaxer le cristal par une montée en température. Les énergies propres des atomes sont suffisantes pour leur permettre de se repositionner dans les sites cristallins.

Ce traitement thermique présente aussi l'avantage de diminuer l'effet des atomes oxygène (type donneur) ainsi que de stabiliser la résistivité.

k- Polissage des bords-"ébardage" :

Après sciage, des "gendarmes" ou de la "barbe" subsistent sur la périphérie des plaquettes. Il faut l'éliminer. Par ailleurs, pour faciliter la manipulation des plaquettes en cours de procédé, on arrondit le champ. Cela permet de ne pas dégrader les dispositifs de prises et de supprimer des amorces de cassures.

l- Tri des plaquettes en fonction des épaisseurs :

Les épaisseurs après découpe pourront être sensiblement différentes. Il faut donc limiter la quantité de matière à éliminer par le polissage (le tri se fait par gamme de 10 μm par exemple).

m- Enrobage des plaquettes dans une mixture d'alumine en solution - polissage :

Afin d'améliorer l'état de surface des plaquettes, ces dernières subissent un polissage à l'aide d'une mixture contenant des grains d'alumine de dimension micronique.

n- Nettoyage :

Cette étape consiste à éliminer les composés abrasifs et les contaminants par des solvants et de l'eau désionisée.

o- Attaque chimique des plaquettes :

Lors des différentes étapes, il s'est formé, en surface des plaquettes, une fine couche contenant des impuretés. Ces impuretés sont soit métalliques et sont éliminées par une solution acide, soit organiques et éliminées par une solution basique :

- solutions acides : HNO_3 , CH_3COOH ,

- solutions basiques : KOH . On n'utilise pas de soude (NaOH) car le sodium est un polluant violent pour les oxydes, plus particulièrement pour les oxydes de grille des transistors MOS.

L'oxyde natif est finalement attaqué par une solution d'acide fluorhydrique (HF). On obtient alors une surface chimiquement neutre avant un polissage "miroir".

p- Endommagement de la face arrière :

Le partie utile de la plaquette se trouve très près de la surface supérieure. Il va s'agir de rendre cette zone la plus pure possible aussi bien au niveau des impuretés (atomes étrangers) que des défauts cristallographiques ou structuraux (macles, dislocations, etc...). On va alors créer des défauts sur la face arrière par sablage ou bombardement LASER, ce qui provoque un dépolissage. Lors des traitements thermiques ultérieurs, les impuretés du côté de la face active vont migrer dans le substrat et être piégées par des états plus favorables énergiquement créés par les dommages de la face arrière. On appelle ce phénomène, l'effet "getter".

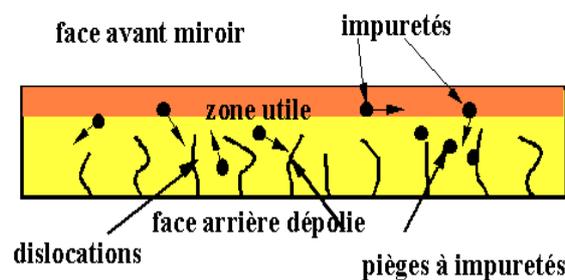


Figure I-6 : La face arrière est endommagée. Elle perd son aspect miroir. Cette opération permet d'améliorer la zone active très proche de la face supérieure.

q- Tri en fonction des épaisseurs :

Après dépolissage de la face arrière, les épaisseurs ont varié. On effectue donc un nouveau tri par gamme d'épaisseur.

r- Préparation au polissage final de la face active :

Les plaquettes sont montées dans des polisseuses.

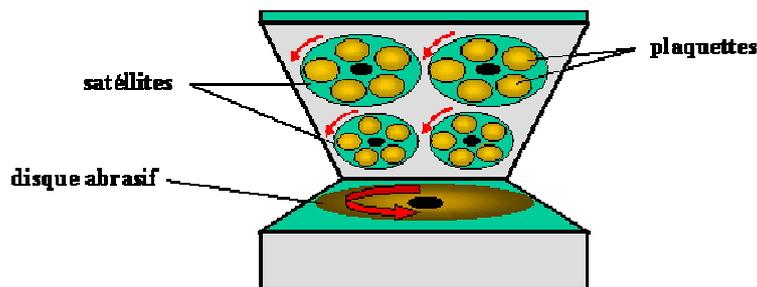


Figure I-7 : Les plaquettes sont montées sur une polisseuse. Elle est constituée de satellites qui tournent sur eux-mêmes afin d'améliorer l'homogénéité de polissage des plaquettes.

s- Elimination de l'excès d'épaisseur :

25 μm environ sont éliminés.

t- Polissage final "miroir" :

Ce polissage peut être mécanique ou mécano-chimique qui combine à la fois les effets mécaniques et chimiques. Il faut éliminer les rayures, les peaux d'orange. Cette opération est effectuée à l'aide d'une machine identique à celle de la figure I-7, mais avec des disques de polissage peu agressifs et une solution abrasive à très petits grains (diamètre de 0,1 à 0,5 mm).

u- Démontage, nettoyage, tri :

Ces dernières opérations permettent :

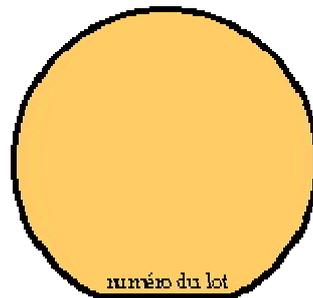
- le démontage des plaquettes des supports de polissage,
- le nettoyage final,
- le tri final en fonction des épaisseurs.

v- Test de résistivité des plaquettes, tri final en fonction des résistivités :

Afin de sélectionner les lots pour les clients, un tri en fonction de la résistivité est effectué.

w- Repérage - marquage :

Un marquage de lots, lingots, date, etc.. , est réalisable à l'aide d'un faisceau laser. Cela permet de suivre la plaquette tout au long des étapes de fabrication.

**x- Nettoyage final en salle blanche :**

Pour démarrer l'ensemble des étapes du procédé de fabrication des circuits intégrés, il ne faut pas de graisse, pas de poussières, etc... . Un nettoyage final est nécessaire.



y- Inspection visuelle :

C'est l'être humain qui reste à l'heure actuelle le meilleur inspecteur. Il détecte des variations de couleur, des rainures, des rayures, des poussières de dimensions inférieures au micron.

Un système automatique à balayage optique sur toute la plaquette ne serait pas encore suffisamment performant. Dans ce cas là, l'œil humain est beaucoup plus efficace car il traite l'information en parallèle grâce à des millions de cellules rétiniennes !

z- Test de planéité :

Ce test est important pour la lithographie. Il existe aujourd'hui des machines à tester la planéité basée sur une mesure optique (déviations d'un faisceau laser).

Après l'ensemble de ces étapes, les plaquettes sont prêtes pour subir les étapes de fabrication des circuits intégrés (ou des composants discrets).



Figure I-8 : illustrant les lingots de silicium et de niobate de lithium ainsi que leurs plaquettes respectives

4- Méthodes de caractérisation

Cette partie fera l'objet d'une brève étude de différentes techniques d'analyse d'un matériau ou d'un composant élémentaire.

D'un point de vue très général, les techniques de caractérisation peuvent être vues comme la réponse d'un matériau (ou d'un dispositif élémentaire) à une excitation (figure I-9). [4]

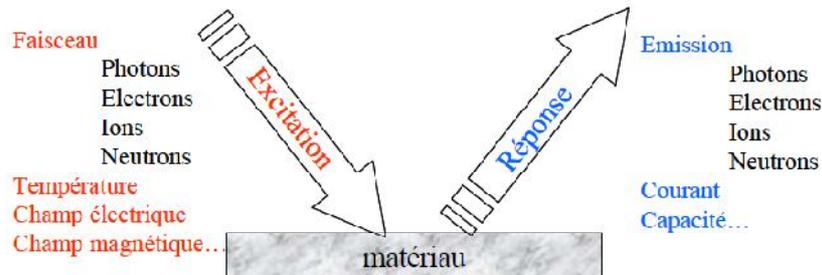


Figure I-9 : description générale des techniques de caractérisation.

La classification de ces techniques peut être faite comme suit :

4.1 Caractérisation morphologique

Ces techniques permettent de visualiser un échantillon (état de surface, défauts, structure) et par extension de mesurer des dimensions d'objets.

Une image est formée lorsqu'il existe entre deux points une différence d'intensité (contraste). Ce contraste peut être de nature topographique (relief). Il peut également être lié à des phénomènes physiques tels que la diffraction, la diffusion, le contraste de composition... Ceci complique l'interprétation des résultats. [5]

4.1.1 Microscopie optique

a- Microscope optique classique

Le schéma général d'un microscope optique classique est reporté sur la figure I-10. Sur la partie droite du microscope, on note la présence de deux lampes, l'une utilisée pour la microscopie par transmission et l'autre pour la microscopie par réflexion. La microscopie par transmission ne peut être utilisée que si l'échantillon est transparent aux longueurs d'onde utilisées. C'est le mode utilisé en biologie par exemple. Lorsque l'on veut visualiser des métaux ou des matériaux semiconducteurs opaques à la lumière visible, il faut utiliser le mode en réflexion. [5]

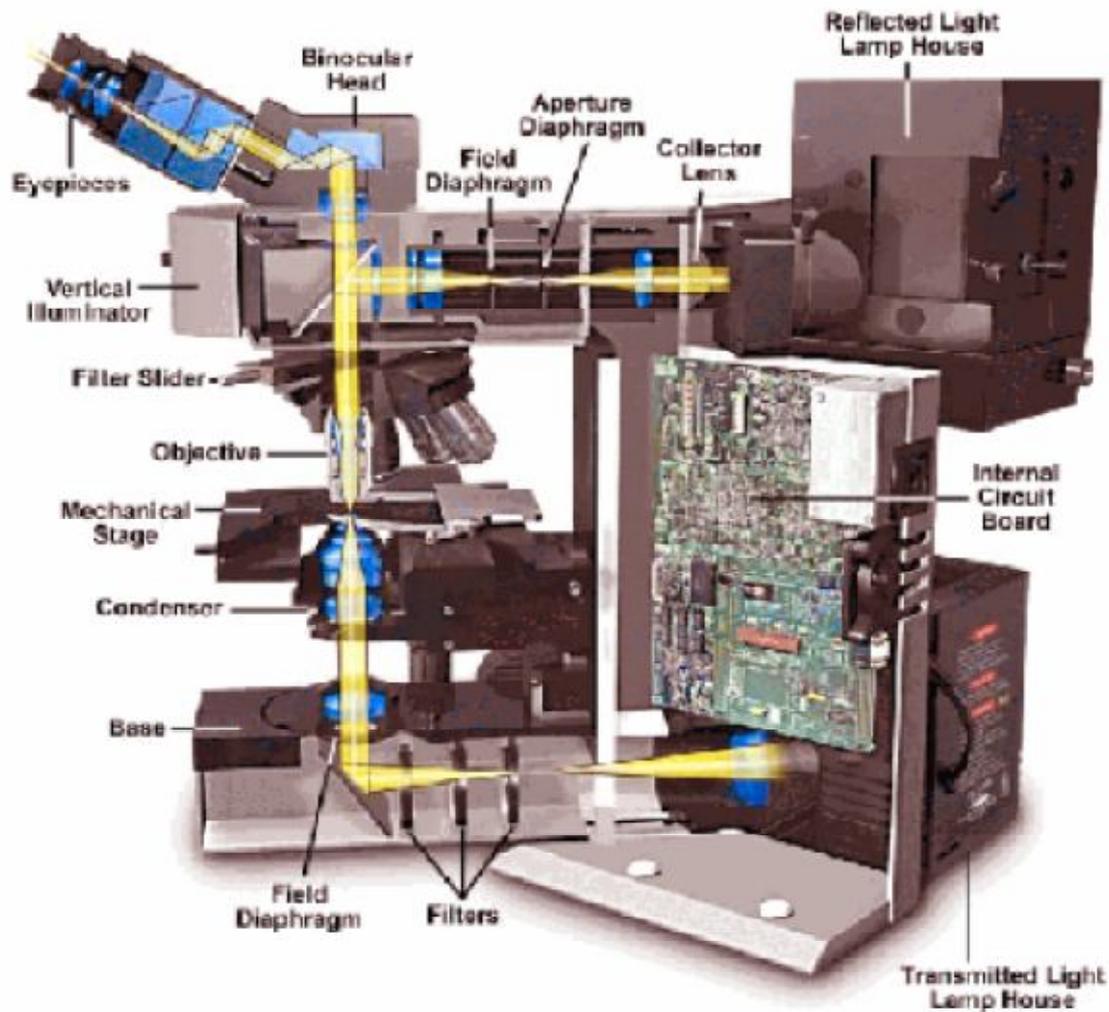


Figure I-10 : schéma général d'un microscope optique classique.

b- Microscope optique interférométrique

La microscopie optique interférométrique utilise la différence de chemin optique entre deux faisceaux polarisés à 90° pour reconstituer une image. Le biprisme de Wollaston (figure I-11) sépare le faisceau incident en deux composantes polarisées à 90° l'une de l'autre qui, après réflexion sur l'échantillon, sont recombinées au niveau de l'analyseur. Le contraste peut être de nature topographique mais on peut également observer un contraste de phase s'il existe des domaines ayant des indices optiques différents au sein de l'échantillon observé. Le schéma de principe de ce type de microscope, appelé aussi microscope de Normanski, est reporté sur la figure I-11 ainsi que la distribution d'intensité observée en contraste topographique et en contraste de phase. [5]

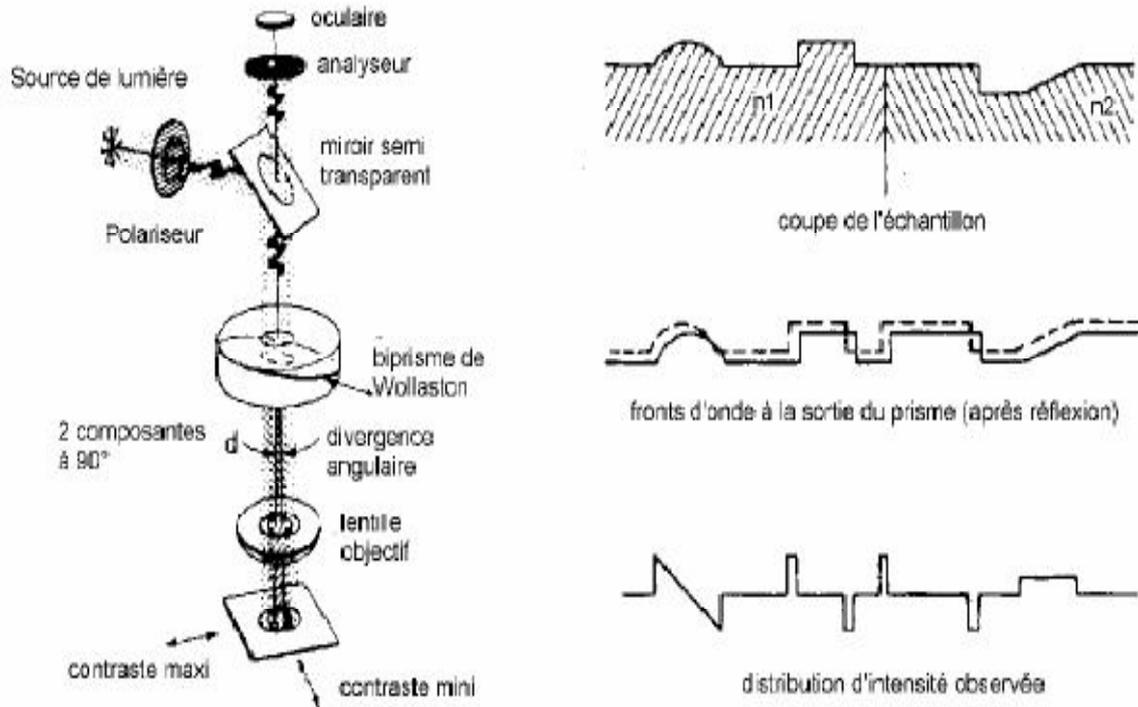


Figure I-11 : schéma de principe d'un microscope interférométrique.

La partie droite de la figure I-11 montre la surface d'un échantillon présentant un contraste topographique mais aussi un contraste de phase avec des domaines d'indices de réfraction $n1$ et $n2$ (en haut). En dessous figurent les fronts d'ondes des deux composantes polarisées à 90° l'une de l'autre après réflexion sur l'échantillon. Enfin, en bas est représentée la différence des fronts d'ondes qui est sensible à la topographie de l'échantillon mais aussi à sa composition par la variation d'indice de réfraction. Ce type de microscope permet d'obtenir des images très contrastées avec un grandissement efficace supérieur à celui d'un microscope optique classique.

c- Microscope optique à balayage

En microscopie optique à balayage, l'image est formée point par point en focalisant un faisceau de lumière sur l'échantillon et en mesurant le signal réfléchi par l'échantillon. La résolution est limitée par la taille du faisceau et par la précision du balayage. On peut soit déplacer le faisceau, soit déplacer l'échantillon. [5]

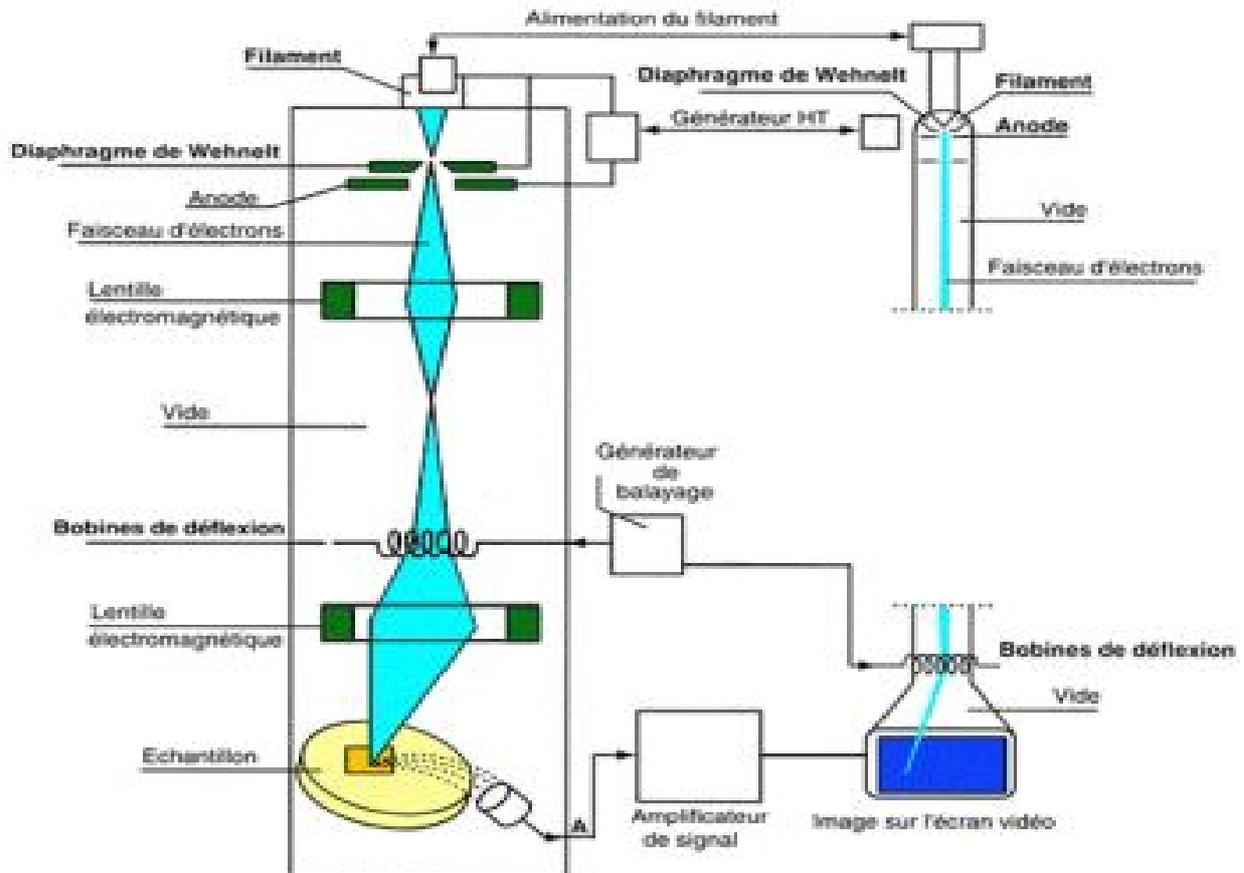


Figure I-12 : schéma de principe d'un microscope à balayage

Résumé : Sauf préparation spéciale (attaque chimique sélective par exemple), la microscopie optique est non destructive et elle permet une analyse en cours de fabrication. Mises à part les techniques spéciales (microscopie confocale), il s'agit de techniques d'analyse de surface. Lorsque l'on désire analyser un échantillon en volume, il faut préparer une coupe de l'échantillon qui est par nature destructive.

4.1.2 Microscopie électronique

La résolution d'un microscope optique est limitée par la longueur d'onde employée (diffraction sur l'objectif). Les électrons ont une longueur d'onde associée beaucoup plus faible que la lumière visible qui permet d'obtenir de meilleures résolutions qu'en microscopie optique. [5]

a- Microscope électronique à transmission (TEM)

Le microscope électronique à transmission (TEM pour Transmission Electronic Microscope en anglais) est l'équivalent électronique du microscope optique classique en mode transmission. Le premier microscope électronique à transmission (MET) a été construit en 1932 par Ruska (Prix Nobel 1986). On retrouve les composants d'un microscope optique où les lentilles classiques sont remplacées par des lentilles électromagnétiques. [5]

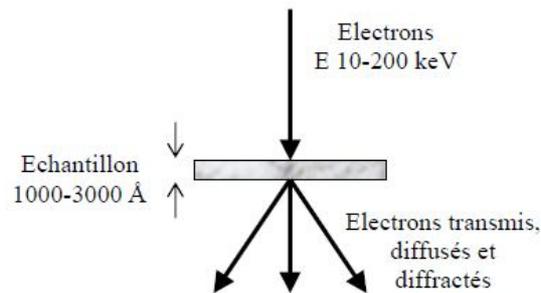


Figure I-13 : schéma de principe d'un MET

L'échantillon doit être « transparent » aux électrons ce qui nécessite (vue l'énergie des électrons comprise entre 10 et 200 keV) une épaisseur comprise typiquement entre 1000 et 3000 Å. Il est donc systématiquement nécessaire de préparer l'échantillon semiconducteur ou métallique que l'on désire analyser. En microscopie électronique en transmission, on s'intéresse aux électrons transmis diffusés ou diffractés par l'échantillon. On distingue les électrons qui ont subi une diffusion élastique (avec conservation de l'énergie) avec les noyaux des atomes de l'échantillon, ceux qui ont subi une diffusion inélastique avec le cortège électronique des atomes de la cible et ceux qui ont subi une diffraction sur les éventuels plans cristallins de l'échantillon (voir caractérisation structurale).

La technique de microscopie électronique en transmission autorise de très hautes résolutions. La mise en œuvre de cette technique et l'interprétation des images est une affaire de spécialistes. Cette technique est destructive et nécessite une préparation lourde des échantillons.

b- Microscope électronique à balayage (MEB) ou (SEM)

Le premier microscope électronique à balayage a été construit par Zworykin en 1942. Ce type d'instrument est utilisé couramment dans des domaines aussi variés que l'électronique, les sciences des matériaux et les sciences du vivant. Le schéma de principe d'un microscope électronique à balayage (MEB ou SEM en anglais pour Scanning Electron Microscopy) est reporté sur la figure I-14. Un faisceau d'électrons moins énergétiques qu'en MET (1 à 40 keV) est balayé à la surface de l'échantillon à analyser. En chaque point, les électrons secondaires et/ou rétrodiffusés qui s'échappent de l'échantillon sont détectés. L'image est formée sur un écran image en balayage synchrone avec le balayage sur l'échantillon. [5]

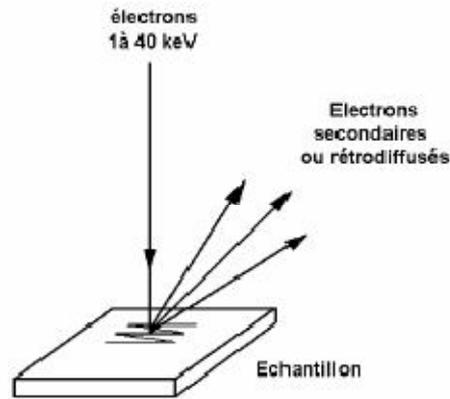


Figure I-14 : schéma de principe d'un MEB

La technique de microscopie électronique à balayage permet d'atteindre de hautes résolutions et les photographies obtenues peuvent contenir beaucoup d'informations (topographie, composition...). C'est une méthode peu destructive mais qui nécessite une métallisation en cas d'échantillons isolants. Enfin, de nombreuses extensions sont possibles (XES, cathodoluminescence, EBIC) dont certaines seront décrites par la suite.

4.1.3 Microscopie en champ proche

Des techniques récentes regroupées sous le terme microscopie en champ proche permettent maintenant d'obtenir des résolutions atomiques lors de l'analyse topographique des surfaces.

a- Microscopie à effet tunnel (STM)

Le premier microscope à effet tunnel (STM pour Scanning Tunneling Microscopy en anglais) a été mis au point en 1982 par Binnig et Rohrer (prix Nobel en 1986). Si on approche une pointe métallique à une distance suffisamment faible d'un échantillon conducteur et si on applique une différence de potentiel entre la pointe et l'échantillon, les électrons peuvent passer par effet tunnel de l'échantillon à la pointe et engendrer une intensité tunnel mesurable. La figure I-15 reprend cette description générale. [5]

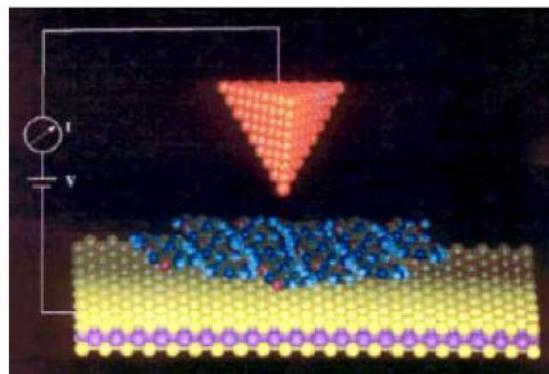


Figure I-15 : principe générale du fonctionnement d'un STM

Deux modes de fonctionnement sont possibles. Soit on balaye la surface en maintenant la distance pointe/échantillon (d) constante et on mesure les variations de I , soit on maintient I constante par une boucle de contre réaction et on mesure directement d . Cette seconde approche est la plus courante.

La microscopie par effet tunnel permet d'atteindre la résolution atomique (10^{-2} Å verticalement et qqs Å en déplacement latéral). Elle est limitée aux métaux et aux semiconducteurs fortement dopés. C'est une méthode non destructive mais qui nécessite souvent une préparation de surface.

b- Microscopie à force atomique (AFM)

Le premier microscope à force atomique (AFM pour Atomic Force Microscopy) a été fabriqué par Binnib, Quate et Gerber en 1986. Le principe de l'AFM consiste à déplacer une pointe située au bout d'un levier (cantilever en anglais) à la surface d'un échantillon (figure I-16). Cet échantillon peut être conducteur ou non. [5]

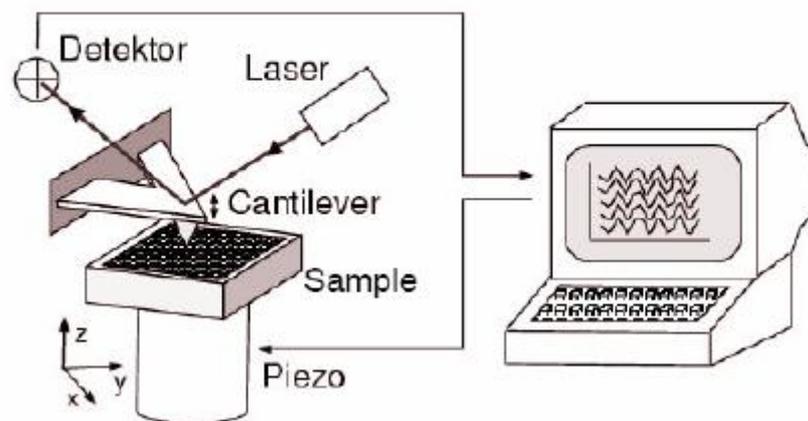


Figure I-16 : schéma de principe d'un AFM

La déflexion du cantilever, résultat des forces d'interaction pointe/surface est détectée à l'aide d'un laser et d'un détecteur. Ces forces peuvent avoir des origines diverses selon la distance pointe / surface et le type de force qui s'exerce sur la pointe (attractive ou répulsive). Il peut s'agir de force de type Van der Waals, de forces magnétiques, électrostatiques ou encore capillaires selon la nature de l'échantillon analysé.

La microscopie à force atomique est utilisable sur des échantillons conducteurs ou non. Cette technique permet d'obtenir des résolutions verticales inférieures à 1 Å et une résolution latérale comprise entre 1 et 5 nm. Cette technique est non destructive et elle permet de visualiser des échantillons mous.

4.1.4 Métrologie

Dans cette partie, nous détaillons le Profilomètre qui peut être considéré comme un AFM ultra simplifié.

a- Profilomètre

Un profilomètre est constitué d'une pointe (diamant) en déplacement horizontal sur la surface de l'échantillon. On mesure le déplacement vertical de la pointe (jusqu'à 1 nm) en fonction de la position de la pointe sur la surface.

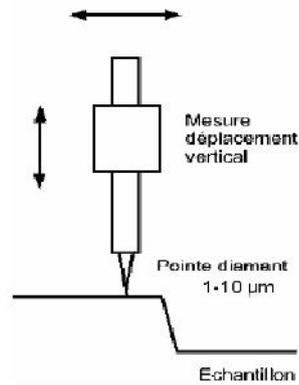


Figure I-17 : schéma de principe d'un profilomètre.

Ce dispositif permet de mesurer l'épaisseur de couches minces (après rayure de la couche), la rugosité de surface d'un échantillon, des hauteurs de marche, des cratères de SIMS. Très simple d'utilisation, cette technique est très souvent utilisée en électronique.

Le tableau qui suit résume quelques propriétés essentielles des différentes techniques de caractérisation morphologique abordées.

METHODE	Microsc. Optique	TEM	SEM	SIM	AFM
Excitation	Photons	e ⁻ (100-200 keV)	e ⁻ (1-40 keV)	Pointe	Pointe+ressort
Détection	Photons transmis ou réfléchis	e ⁻ transmis, diffusés ou diffractés	e ⁻ secondaires, rétrodiffusés	Courant tunnel	Déflexion du ressort
Résolution	~ 0.3 μm	~ 5 Å	50-500 Å	~3 Å	10-50 Å
Grandissement	1000	~ 5 x 10 ⁵	~ 50000		
Prof. de champ	~ 0.3 μm	~ 1000 Å	5-100 μm		
Avantages	Simplicité Faible coût air ambient	Haute résolution Information structurelle	Bonne résolution Facile à utiliser Nombreuses variantes	Haute résolution Non destructif	Haute résolution Non destructif Utilisable sur isolants
Inconvénients	Performances médiocres	Interprétation difficile Destructive	Difficultés avec les isolants Dégâts d'irradiation	Problèmes avec les isolants Interprétation difficile	Interprétation difficile

Tableau 1 : récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation morphologique

4.2 Caractérisation chimique

Les techniques de caractérisation chimique permettent de déterminer la composition élémentaire d'un échantillon mais aussi la teneur en impuretés, la stœchiométrie et le cas échéant la nature des liaisons chimiques.

L'identification d'un élément donné peut être directe en mesurant la masse de l'élément ou son énergie (ou sa longueur d'onde associée) ou indirecte en mesurant la « signature » d'un élément donné. La méthode indirecte est basée sur des études antérieures et complémentaires et reste incertaine quant à l'identification formelle d'un élément. En termes de performances, on s'intéressera particulièrement à la détectabilité (aptitude à détecter un élément donné), la

sensibilité (intensité du signal mesuré par rapport au signal d'excitation), la quantification (mesure absolue de concentration après calibration) et à la limite de détection (plus petite concentration mesurable) des différentes techniques. [5]

4.2.1 Excitation par des électrons

Si l'énergie E_0 des électrons incidents est très supérieure à l'énergie d'ionisation d'un atome de la cible, l'atome est ionisé et un électron secondaire est émis (voir MEB). L'atome ionisé de la cible est dans un état excité c'est-à-dire dans un état de haute énergie et il doit se désexciter pour retourner à un état de plus basse énergie. Cette désexcitation est illustrée par la figure I-18 qui montre deux processus de désexcitation possible. La partie gauche de la figure décrit la désexcitation avec émission d'un photon X. Un électron d'une couche profonde (ici K) a été éjecté après interaction avec un faisceau d'électrons hautement énergétiques. Un électron d'une couche externe (ici L2) descend dans la couche K afin que l'atome se désexcite. Ce processus de désexcitation est accompagné par l'émission d'un photon X. La partie droite de la figure décrit la désexcitation par émission d'un électron Auger. Le point de départ est le même (atome excité, place libre pour un électron dans la couche K). Un électron d'une couche (ici L2) vient combler la place libre dans la couche K et simultanément un électron d'une autre couche externe (ici L3) est émis. [5]

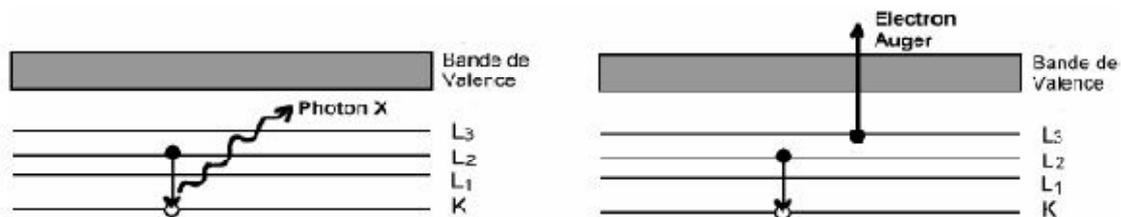


Figure I-18 : désexcitation par émission de photon X (à gauche) ou par processus Auger (à droite)

Ces deux processus de désexcitation sont détectés par deux techniques de caractérisation : la spectrométrie des rayons X et la spectroscopie des électrons Auger.

a- Spectrométrie des rayons X (XES, EMP)

Le principe de la méthode de spectrométrie des rayons X est connu depuis les travaux de Moseley sur l'émission des rayons X mais la technique de caractérisation a été élaborée par Castaing avec la fabrication de la première microsonde en 1951.

En anglais, la spectrométrie des rayons X s'appelle XES pour X-ray Emission Spectroscopy ou EMP pour Electron MicroProbe (microsonde de Castaing). [5]

Le principe est que si l'on considère le processus de désexcitation de la figure I-19, l'énergie E_{RX} du photon X émis est telle que $E_{RX} = h\nu = E_{ini.} - E_{fin.}$

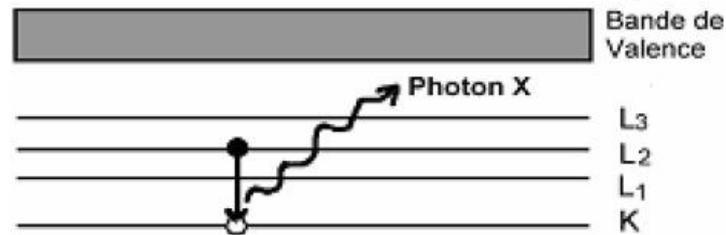


Figure I-19 : désexcitation par émission d'un photon X.

Comme les états d'énergie des électrons sont spécifiques à chaque élément, l'énergie du photon X émis est également spécifique à chaque élément.

L'utilisation d'un détecteur de rayons X couplé avec un MEB permet d'établir une cartographie chimique de l'échantillon analysé.

Notons que l'émission de photons X lorsqu'un élément est bombardé d'électrons énergétiques est le phénomène utilisé dans les émetteurs de rayons X à cathode chaude (voir le chapitre fluorescence X et la section caractérisation structurale). Les photons X émis lors de la désexcitation des atomes de la cible sont émis depuis le coeur de la poire d'interaction électrons/matière (figure I-20).

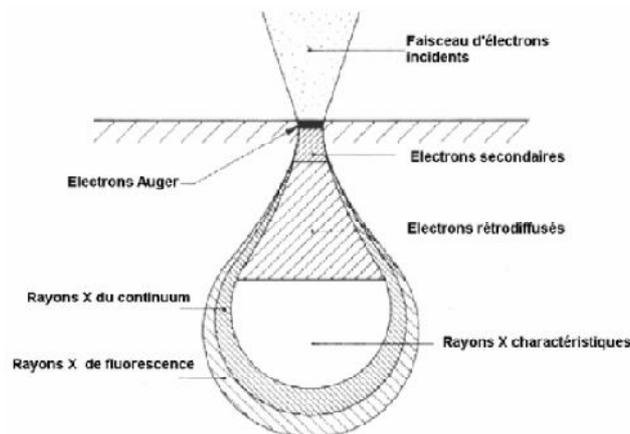


Figure I-20 : poire d'interaction électrons/matière.

„Le volume analysé en spectrométrie des rayons X est de l'ordre du μm^3 et la résolution latérale de l'ordre du μm . On obtient au mieux une sensibilité de 0.02 % pour des éléments de numéro atomique $Z > 11$ et de 10 % pour $Z < 11$. Comme pour la microscopie électronique à balayage, il faut s'assurer que l'échantillon à analyser est conducteur pour éviter les problèmes de charge.

b- Spectrométrie d'électrons Auger (AES)

L'existence des électrons Auger a été mise en évidence dès 1925 par Auger mais le premier appareil de spectrométrie d'électrons Auger (AES pour Auger Electron Spectroscopy en anglais) a été mis au point en 1968 par Harris. Le principe de désexcitation d'un atome par émission d'un électron Auger est rappelé sur la figure I-21. [5]

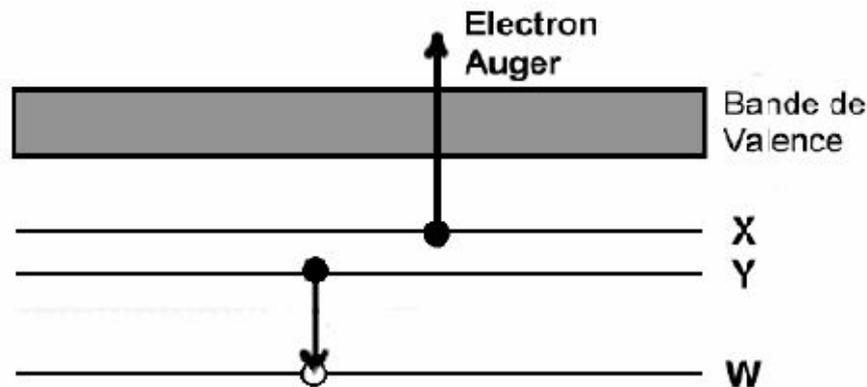


Figure I-21 : désexcitation par émission d'un électron Auger.

Ce type de désexcitation est probable pour des atomes de numéro atomique $Z < 32$. Pour un atome **isolé**, la conservation de l'énergie, en se basant sur les notations de la figure 21, devrait s'écrire $E_{\text{Auger}} + E_X \approx E_W - E_Y$

où $E_W - E_Y$ est l'excédent d'énergie lorsqu'un électron de la couche Y comble la place vacante laissée par l'ionisation de l'atome (électron éjecté d'une couche profonde W) et E_{Auger} l'énergie cinétique transmise à l'électron Auger provenant du niveau EX .

Avec un détecteur CMA (Cylindric Mirror Analyser), le balayage en énergie des électrons Auger est obtenu en faisant varier le potentiel V . On obtient alors directement le spectre d'émission des électrons Auger en fonction de leur énergie.

La spectroscopie des électrons Auger est sensible et bien adaptée à l'étude des éléments légers. La résolution spatiale est bonne (faible diamètre de la zone d'émission des électrons Auger) mais il faut se méfier des dégâts d'irradiation par le faisceau d'électrons primaires. L'étude des matériaux isolants est impossible.

4.2.2 Excitation par des photons

Si l'énergie E_0 des photons incidents est très supérieure à l'énergie d'ionisation d'un atome de la cible, l'atome est ionisé et un électron appelé photoélectron est émis. L'atome ionisé de la cible est dans un état excité c'est-à-dire dans un état de haute énergie et il doit se désexciter. Les processus de désexcitation sont similaires à ceux évoqués au paragraphe précédent : désexcitation par émission d'un électron Auger (pour des atomes ionisés légers) ou désexcitation par émission d'un photon X (pour des atomes ionisés lourds). Les processus d'ionisation par un photon X et de désexcitation par émission d'un photon X sont illustrés sur la figure I-22.

Si on détecte les photons X secondaires, c'est-à-dire les photons X émis lors de la désexcitation, on parlera de fluorescence X (XRF pour X-Ray Fluorescence en anglais). Si on détecte les photoélectrons émis lors de l'ionisation d'un atome de la cible on parlera de spectrométrie des photoélectrons (ESCA pour Electron Spectroscopy for Chemical Analysis ou XPS pour X-ray Photoelectron Spectroscopy en anglais). [5]

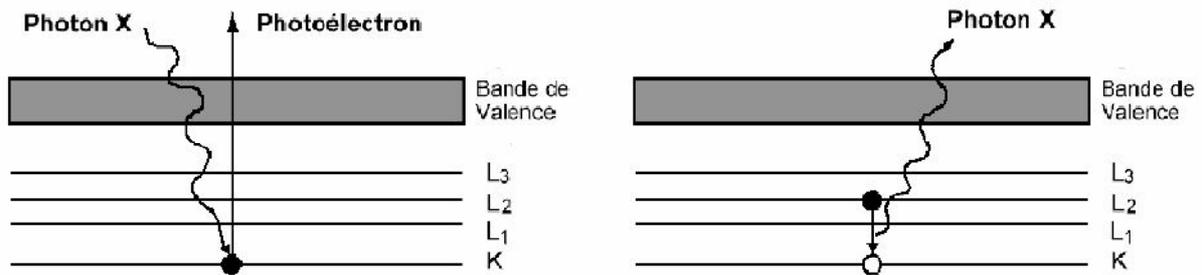


Figure I-22 : ionisation d'un atome cible par un photon X avec émission d'un photoélectron (à gauche) et désexcitation par émission d'un photon X secondaire (à droite).

a- Fluorescence X (XRF)

La méthode de fluorescence X (XRF) a été utilisée dès 1932 par Von Hevesy mais n'a connu de véritable essor que depuis la mise au point de détecteurs de rayons X performants. La conservation de l'énergie par l'émission d'un photon X lors de la désexcitation d'un atome ionisé (figure 22 à droite) s'écrit $E_{RX} = h\nu = E_{ini.} - E_{fin.}$

où h est la constante de Planck, ν la fréquence du photon X émis et $E_{ini.}$ et $E_{fin.}$ Les énergies des états initial et final de l'électron. Dans l'exemple de la figure I-22, $E_{ini.} = E_{L2}$ et $E_{fin.} = E_K$.

Chaque photon X émis lors du processus de désexcitation (ou photon secondaire) est donc caractéristique de l'atome ionisé. Contrairement à la spectrométrie des rayons X, le spectre d'émission en fluorescence X ne contient pas de fond continu. Par contre, un photon de fluorescence peut être réabsorbé par la matrice. Le spectre d'émission de fluorescence X peut présenter des discontinuités au voisinage de longueurs d'onde critiques (ou énergie critique) caractéristiques d'autres atomes de la cible. [5]

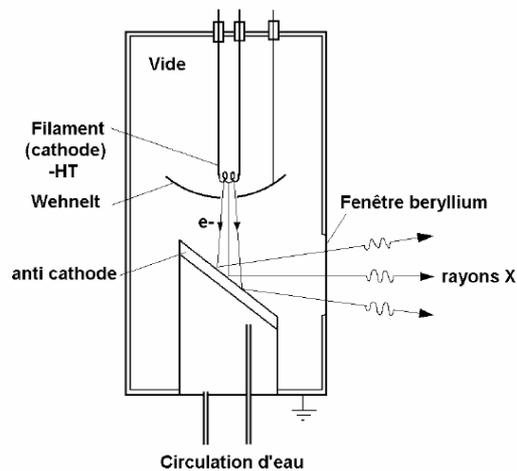


Figure I-23 : source de rayons X

Comme nous l'avons déjà évoqué, des électrons suffisamment énergétiques peuvent arracher des photons X à un élément (voir spectrométrie des rayons X). Une source à cathode chaude utilise un filament (cathode) porté à haute tension (-10 kV) comme source d'électrons. Ces électrons sont accélérés par une différence de potentiel vers une anti-cathode métallique. Sous l'effet du bombardement par des électrons énergétiques, l'anti-cathode métallique émet des rayons X. Une circulation d'eau assure le refroidissement continu de l'anti-cathode.

Souvent l'anti-cathode est également en rotation afin d'éviter un échauffement local trop important. Le spectre de rayons X émis dépend du métal utilisé pour l'anti-cathode.

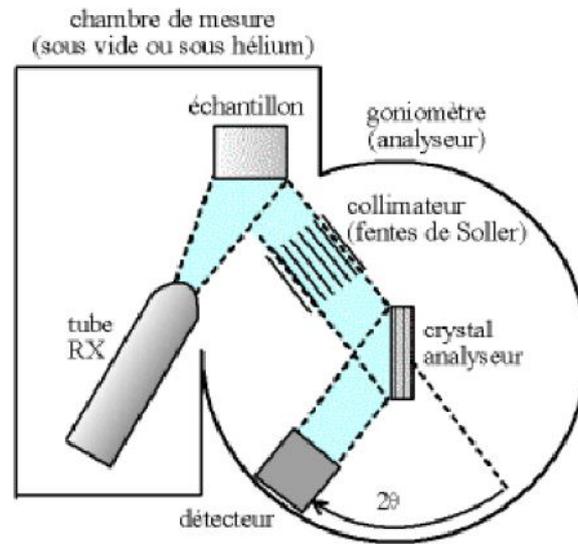


Figure I-24 : schéma général d'un appareil de fluorescence X

Une **extension** très importante en microélectronique de la fluorescence X est la TXRF pour Total reflection X-Ray Fluorescence ou fluorescence X en réflexion totale. Le principe général de la TXRF est exposé sur la figure I-25.

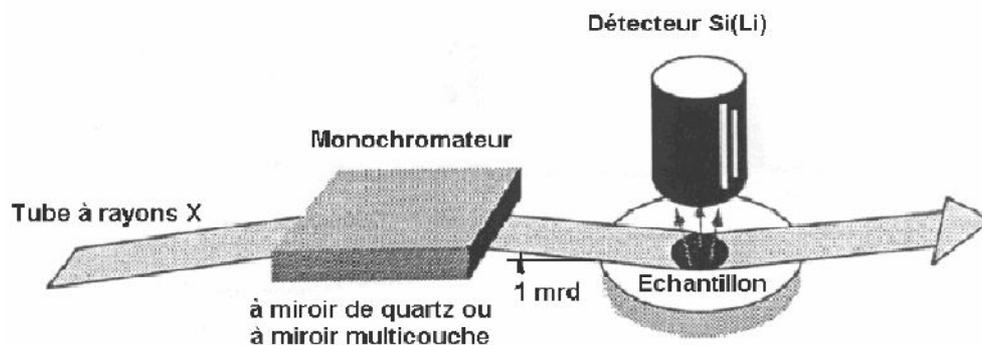


Figure I-25 : schéma de principe de la TXRF.

Le faisceau de rayons X primaires arrive sur l'échantillon en incidence très faible (typiquement 1 mrad). Ainsi, la profondeur de pénétration des rayons X primaires est très faible et les photons X secondaires sont émis sur une profondeur de l'ordre de 30 à 50 Å. Alors que la technique de fluorescence classique est une technique de caractérisation en volume (volume qui dépend de la profondeur de pénétration des rayons X primaires), la TXRF est une technique de caractérisation en surface.

Cette extension de la fluorescence devient alors très sensible avec des limites de détection de l'ordre de 10^{10} /cm² sur la profondeur sondée par les photons X primaires.

La technique de fluorescence X (XRF) permet de détecter les éléments de numéro atomique typiquement supérieur à 20. Si l'appareil est sous vide, on peut abaisser cette limite à $Z = 9$. La XRF peut être quantitative. Il n'y a aucun problème de charge avec les isolants.

b- Spectrométrie des photoélectrons (ESCA, XPA)

Le principe de la spectrométrie des photoélectrons (ESCA ou XPS) est rappelé sur la figure I-26. [5] [6]

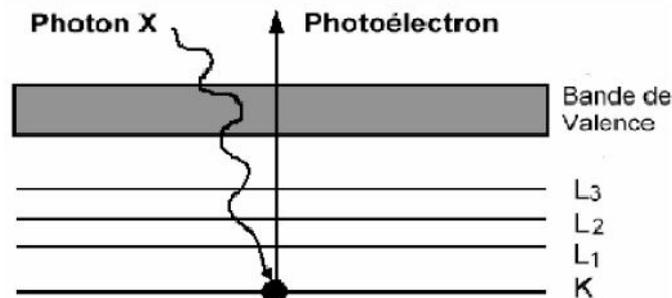


Figure I-26 : principe de la spectrométrie des photoélectrons.

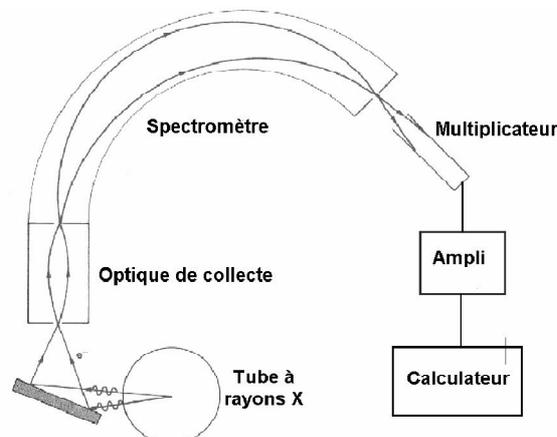


Figure I-27 : schéma de principe d'un spectromètre.

La spectrométrie des photoélectrons est une technique sensible aux liaisons chimiques (utilisation de tables). Il n'y a pas de problèmes de charge avec les matériaux isolants ou faiblement conducteurs.

4.2.3 Excitation par des ions

En classant ces techniques par ordre d'énergie croissante des ions, les plus courantes sont la spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS pour Secondary Ion Mass Spectrometry en anglais), la rétrodiffusion Rutherford (RBS pour Rutherford Backscattering Spectrometry en anglais) et les techniques d'analyse de réaction nucléaire (NRA pour Nuclear Reaction Analysis en anglais).

a- Spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS)

Cette technique repose sur l'analyse des ions secondaires obtenus par pulvérisation d'un échantillon par bombardement ionique. Le premier SIMS a été construit en 1936 par Arnot et Milligan. Le principe du SIMS est représenté sur la figure I-28. [5]

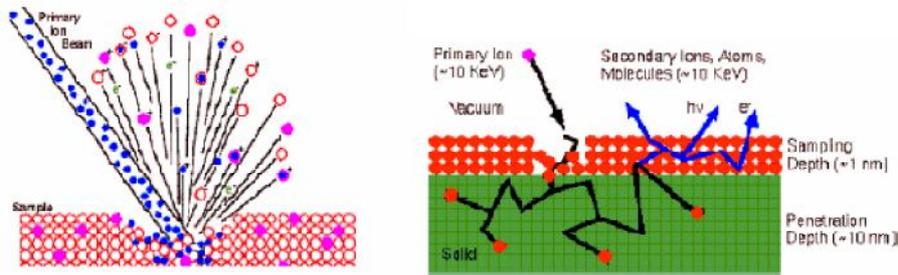


Figure I-28 : principe du SIMS.

Un faisceau d'ions primaires (d'énergie de l'ordre de 10 keV) interagit avec l'échantillon à analyser en pulvérisant la surface sur une épaisseur de l'ordre du nm. Outre des photons et des électrons, des ions secondaires, des atomes et des molécules sont arrachés à l'échantillon analysé. Comme l'indique la figure I-28 (à droite), les ions incidents s'arrêtent à des profondeurs pouvant atteindre 10 nm à l'intérieur de l'échantillon. La technique SIMS repose sur l'analyse des ions secondaires émis lors de la pulvérisation qui sont séparés en fonction de leur masse. Le faisceau d'ions primaires est balayé à la surface de l'échantillon à analyser et comme un cratère se forme on obtient un profil d'ions secondaires en fonction du temps d'analyse c'est-à-dire en fonction de la profondeur sondée. On peut exprimer l'intensité des ions secondaires créés I'' en fonction de plusieurs paramètres en accord avec l'équation

$$I'' = I' S_y C Y T_y D_e$$

I' représente l'intensité des ions primaires, S_y le nombre de particules éjectées par ion incident, C la concentration relative de l'élément détecté et Y la fraction de particules secondaires ionisées. Le produit $I' S_y C Y$ représente donc l'intensité des particules secondaires ionisées. D'autre part, T_y représente la transmission de ces particules secondaires ionisées dans l'analyseur et D_e l'efficacité du détecteur.

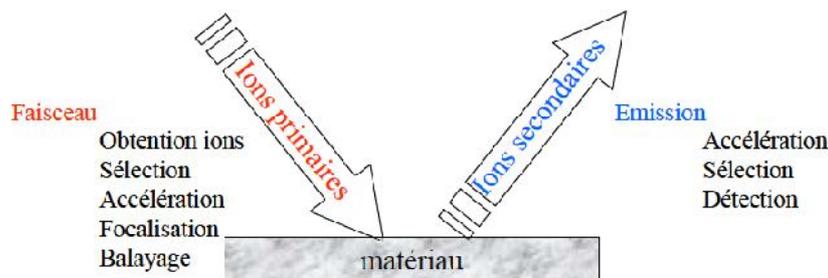


Figure I-29 : schéma simplifié du principe d'un appareil de SIMS.

Le SIMS est une méthode sensible et présentant de bonnes résolutions latérales et en profondeur. C'est une technique destructive qui nécessite une calibration. Les isolants peuvent être difficiles à analyser. On a dans le cas d'échantillons isolants recours à l'utilisation d'un faisceau d'électrons annexe qui évite que l'échantillon se charge en cours d'analyse.

b- Rétrodiffusion Rutherford (RBS)

Cette technique est basée sur l'analyse de l'énergie d'ions légers énergétiques après interaction avec les noyaux des atomes de la cible. L'utilisation de la rétrodiffusion Rutherford en condition de canalisation est reportée à la section « caractérisation structurale

». Le principe général de la technique RBS (pour Rutherford Backscattering Spectrometry en anglais) est exposé sur la figure I-30. [5]

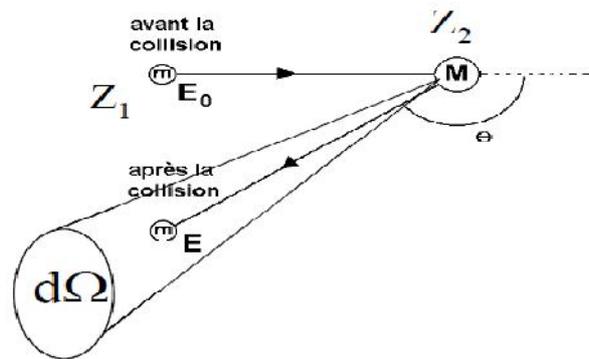


Figure I-30 : schéma de principe de la RBS

La RBS est une méthode quantitative particulièrement sensible aux éléments lourds. Cette technique est non destructive. Elle nécessite des installations coûteuses (accélérateur d'ions) et présente de faibles résolutions latérales.

c- Analyse par réaction nucléaire (NRA)

Cette technique (NRA pour Nuclear Reaction Analysis en anglais) utilise une réaction nucléaire spécifique impliquant l'élément à étudier. Un schéma de principe de la NRA est représenté sur la figure I-31. [5]

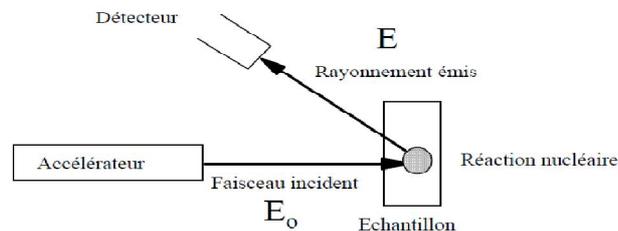


Figure I-31 : schéma de principe de la NRA.

La technique NRA est complémentaire de la RBS par sa sensibilité aux éléments légers. Elle nécessite une installation coûteuse et est limitée par de faibles résolutions.

4.2.4 Excitation par des neutrons

a- Analyse par activation neutronique (NAA)

Cette technique (NAA pour Neutron Activation Analysis en anglais) s'effectue en plaçant l'échantillon à analyser dans un flux de neutrons thermiques issus d'un réacteur nucléaire. Le schéma de principe de cette technique est reporté sur la figure I-32. [5]

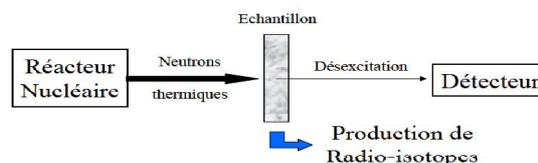


Figure I-32 : schéma de principe de la NAA.

Les réactions nucléaires induites dans la cible produisent des radio-isotopes qui se déséxcitent avec une cinétique déterminée par leur demi-vie τ en émettant des rayonnements d'énergie et d'intensité caractéristiques des éléments présents dans la cible. On peut remonter à la concentration d'éléments à doser connaissant la durée d'irradiation, la section efficace de réaction des éléments à doser, la période (ou demi-vie) du radio-isotope créé et le volume de l'échantillon.

La technique d'analyse par activation neutronique est très sensible et quantitative. Elle nécessite l'utilisation d'un faisceau de neutrons thermiques donc d'un réacteur nucléaire.

Le tableau qui suit résume quelques propriétés essentielles des différentes techniques de caractérisation chimique abordées.

METHODE	XES (EDS, WDS)	Auger	XRF (TXRF)	ESCA (XPS)
Excitation	e^- (1-30 keV)	e^- (5-10 keV)	Rayons X	Rayons X
Détection	Rayons X	e^- Auger	Rayons X	Photo- e^-
Eléments analysés	$Z > 9$	$Z > 3$	$Z > 6$	$Z > 2$
Profondeur d'échappement	1-10 μm	$\sim 50 \text{ \AA}$	$\sim 1 \mu\text{m}$	3-20 \AA
Limite de détection	10^{18} - $10^{20} / \text{cm}^3$	10^{18} - $10^{20} / \text{cm}^3$	10^{19} - $10^{20} / \text{cm}^3$ (10^9 - $10^{12} / \text{cm}^2$)	10^{18} - $10^{20} / \text{cm}^3$
Résolution latérale	$\sim 5 \mu\text{m}$	$\sim 0.2 \mu\text{m}$	$\sim 1 \text{ mm}$	$\sim 1 \mu\text{m}$
Information chimique	Non	Oui	Non	Oui
Avantages	Compatible MEB	Résolution latérale	Peu destructive Analyse d'isolants	Information chimique
Inconvénients	Peu sensible Résolution latérale faible	Peu sensible	Peu sensible Résolution latérale faible	Résolution latérale faible

METHODE	SIMS	RBS	NRA
Excitation	Ions (1-15 keV)	Ions (1-3 MeV)	Ions (1-3 MeV)
Détection	Ions secondaires	Ions rétrodiffusés	Ions, photons
Eléments analysés	Tous	$Z > Z_{\text{cible}}$	Spécifiques
Profondeur d'échappement	$\sim 10 \text{ \AA}$	1-10 μm	1-10 μm
Limite de détection	10^{12} - $10^{16} / \text{cm}^3$	10^{17} - $10^{20} / \text{cm}^3$	10^{17} - $10^{20} / \text{cm}^3$
Résolution latérale	$\sim 0.5 \mu\text{m}$	$\sim 1 \text{ mm}$	$\sim 1 \text{ mm}$
Information chimique	Oui (qualitative)	Oui (stoechiométrie)	Non
Avantages	Très sensible Analyse Z petits	Quantitative chimique	Quantitative Analyse Z petits
Inconvénients	Quantification difficile	Méthode lourde Faible résolution latérale	Méthode lourde Faible résolution latérale

Tableau 2 : récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation chimique.

4.3 Caractérisation structurale

Les techniques de caractérisation structurale permettent de déterminer la structure cristallographique, les paramètres du réseau et l'orientation cristalline d'un échantillon cristallin. Elles permettent également de déterminer le degré de cristallinité d'un échantillon. Les différentes techniques de caractérisation structurale ont été classées selon le type de particule excitatrice : électron, photon ou ion. Dans un premier temps nous allons donner quelques définitions utilisées tout au long de cette section. La figure I-33 représente une maille d'un cristal de silicium. On reconnaît dans cette figure les tétraèdres formés d'un atome de silicium avec ses quatre voisins immédiats. Les atomes de silicium sont assemblés suivant une structure de type diamant formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées (CFC) décalés d' $1/4$ de la diagonale principale l'un par rapport à l'autre. [5]

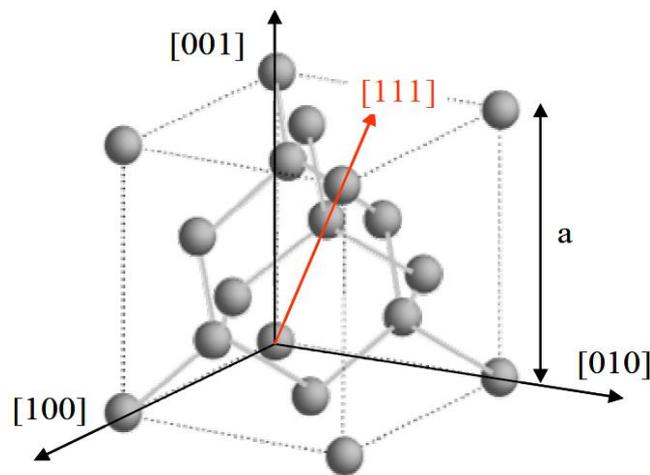


Figure I-33 : maille d'un cristal de Silicium.

4.3.1 Excitation par des électrons

Les techniques de caractérisation structurale utilisant des électrons comme particules excitatrices utilisent la diffraction des électrons par le réseau cristallin. On étudiera la diffraction des électrons de basse énergie (LEED pour Low Energy Electron Diffraction en anglais) et on reviendra sur la technique de microscopie électronique en transmission (TEM) utilisée en mode diffraction. [5]

a- Diffraction par des électrons de basse énergie (LEED)

Lorsque des électrons sont accélérés sous l'action d'une différence de potentiel V , on peut leur associer une longueur d'onde λ définie par $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2eVm}}$ [5]

où h est la constante de Planck, e la charge de l'électron et m sa masse. Les électrons sont diffractés par un réseau cristallin si λ est du même ordre de grandeur que le paramètre de maille a . Ceci est vérifié pour des différences de potentiel comprises entre 10 et 100 V. La profondeur de pénétration des électrons est très faible et correspond typiquement à une monocouche. La figure I-34 représente la diffraction d'un faisceau d'électrons incidents sur une rangée atomique.

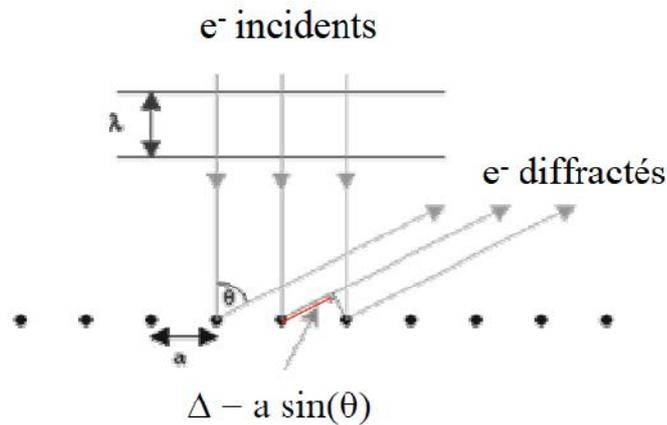


Figure I-34 : diffraction d'un faisceau d'électrons sur une rangée atomique.

Il y a interférence constructive si la différence de marche Δ est égale à un nombre entier de fois la longueur d'onde associée aux électrons soit $\Delta = a \sin\theta = n\lambda$

où n est un nombre entier. Cette condition de diffraction des électrons (loi de Bragg) est utilisée dans les expériences de LEED dont le schéma de principe est reporté sur la figure I-35.

Un canon à électrons produit les électrons incidents qui diffractent sur la monocouche de surface de l'échantillon cristallin selon des directions particulières données par la condition de diffraction Δ sur un réseau à deux dimensions (et non une seule rangée comme dans la figure I-34). La première grille G1 est portée à un potentiel tel que seuls les électrons diffractés (de même énergie que les électrons incidents) sont accélérés sous le potentiel imposé par la grille G2 et laissent une trace sur l'écran fluorescent. L'ensemble est dans une enceinte où règne un vide poussé (10^{-9} Torr) et un détecteur externe donne une image de l'écran fluorescent.

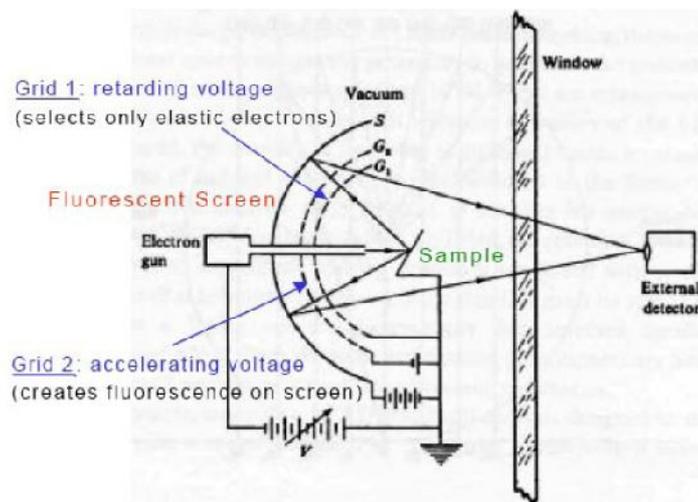


Figure I-35 : montage typique d'une expérience LEED.

L'image détectée est un cliché de diffraction qui est caractéristique de la structure de la surface du cristal analysé.

La diffraction des électrons lents est une technique d'analyse de la surface de domaines cristallins de taille minimale ($500 \times 500 \text{ \AA}$). Cette technique est plus limitée que la diffraction des rayons et elle est utilisée surtout en technique de contrôle. La technique complémentaire de diffraction par réflexion d'électrons énergétiques (RHEED pour Reflection High Energy Electron Diffraction en anglais) est particulièrement utile pour vérifier in situ la croissance de couches cristallines élaborées par épitaxie par jet moléculaire.

b- Microscopie électronique en transmission (TEM)

Dans la section caractérisation morphologique, nous avons vu l'utilisation de la microscopie électronique en transmission (TEM) en mode image. Il est également possible d'utiliser le même appareillage en mode diffraction. Ce mode est obtenu en plaçant l'écran de visualisation dans le plan focal de la lentille objectif et non dans le plan image de la lentille objectif. On obtient alors des clichés de diffraction et non des images. Comme les électrons primaires dans un TEM sont plus énergétiques qu'en LEED (quelques centaines de keV), on obtient des renseignements sur la structure cristalline en volume et non plus en surface. [5]

La microscopie électronique en transmission utilisée comme technique de caractérisation structurale présente les mêmes caractéristiques que la TEM utilisée comme technique de caractérisation morphologique. Elle permet d'accéder aux très hautes résolutions mais c'est une technique destructive et l'analyse des résultats reste une affaire de spécialistes.

4.3.2 Excitation par des photons

Ces techniques sont basées sur la diffraction d'un faisceau de photons X de longueur d'onde comparable au paramètre de maille du réseau cristallin par un cristal (XRD pour X-Ray Diffraction en anglais). [5]

a- Méthode de Laue

Pour cette méthode, on éclaire un échantillon monocristallin à l'aide d'un faisceau de rayons X poly-chromatique. Cette source est obtenue en conservant le fond continu d'un spectre d'émission de rayons X obtenu par exemple par bombardement d'un métal par un faisceau d'électrons. La figure I-36 montre les deux configurations possibles d'un montage de Laue : en transmission (a) ou en réflexion (b) selon que l'écran ou la plaque photographique qui reçoit les faisceaux diffractés est situé après ou avant l'échantillon.

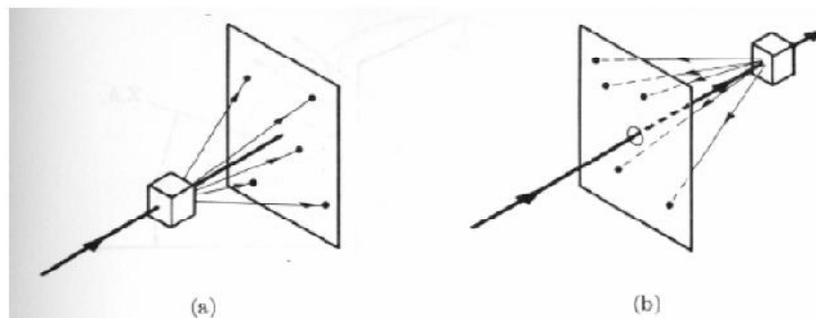


Figure I-36 : méthode de Laue en transmission (a) ou en réflexion (b)

b- Méthode de Debye-Sherrer

Pour cette méthode, il faut un échantillon multicristallin (une poudre obtenue à partir d'un monocristal) éclairé par un faisceau de rayons X monochromatiques. Comme toutes les orientations possibles des petits cristaux sont présentes dans la poudre, une famille de plans de distance donnée entraîne la diffraction du faisceau monochromatique incident suivant un cône de diffraction (figure I-37).

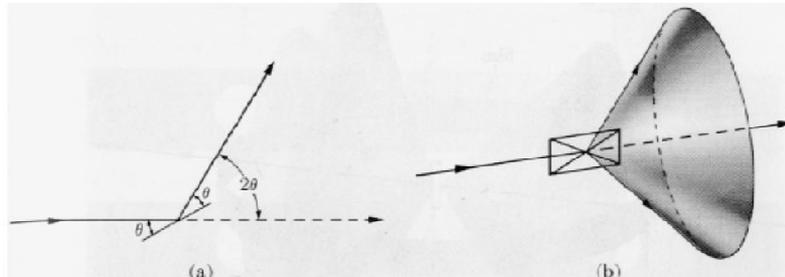


Figure I-37: diffraction pour une famille de plans donnée (a) et cône de diffraction correspondant pour une poudre multicristalline (b).

c- Montages « 4cercles » et plus

Si un échantillon monocristallin est monté sur un goniomètre et si le détecteur est mobile, on peut cartographier l'ensemble du réseau réciproque, c'est-à-dire mesurer l'intensité diffractée en condition de Bragg mais aussi l'intensité diffusée autour des taches de diffraction. Le schéma très simplifié de ce type de goniomètre est représenté sur la figure I-38. Un système de monochromateurs permet de sélectionner une longueur d'onde donnée à partir d'une source de rayons X. L'échantillon monocristallin peut se déplacer dans tout l'espace et le détecteur, mobile également, détecte les rayons X diffractés ou diffusés après passage dans un système de fentes amovibles qui permet d'éviter les diffusions parasites.

Avec ce type d'appareillage, on peut retrouver la structure d'un échantillon monocristallin.

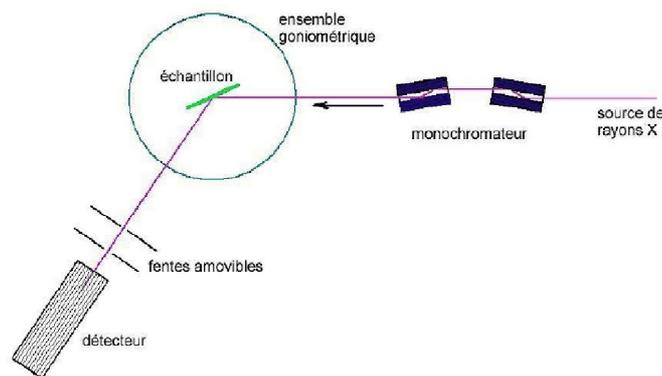


Figure I-38 : schéma de principe d'un spectromètre à rayons X.

Les techniques utilisant la diffraction des rayons X sont très nombreuses et souvent complexes d'utilisation et d'interprétation. Elles permettent de remonter à la structure cristalline d'un échantillon et à de nombreuses informations de « défauts de cristallinité » allant de la présence de défauts de structure aux contraintes résiduelles dans un film. Ces techniques sont non destructives mais ont une résolution latérale faible du fait de la dimension millimétrique du faisceau de rayons X incident.

4.3.3 Excitation par des ions

a- Rétrodiffusion de Rutherford en condition de canalisation

L'échantillon La figure I-39 est une représentation schématique d'un cristal de silicium idéal montrant une direction de canalisation, c'est-à-dire une direction qui ne contient aucun atome de silicium susceptible de diffuser un ion léger incident. Dans ces directions de canalisation, les ions incidents sont uniquement rétrodiffusés par les atomes de la surface à moins que le cristal contienne des défauts.

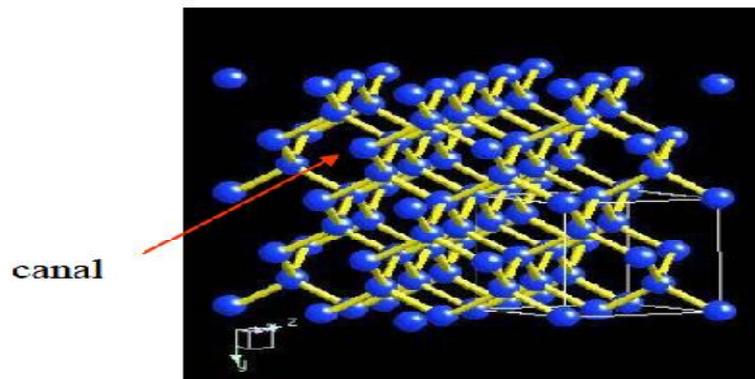


Figure I-39 : cristal de silicium et une direction de canalisation.

La technique de RBS en condition de canalisation est sensible au degré de cristallinité d'un échantillon ainsi qu'à la présence et la position d'éventuels défauts dans un cristal. Cette technique repose alors sur un positionnement précis de l'échantillon.

Le tableau qui suit résume quelques propriétés essentielles des différentes techniques de caractérisation structurale abordées.

METHODE	LEED	TEM	XRD	RBS-c
Excitation	e^- (10-100 eV)	e^- (100-200 keV)	Rayons X	Ions (1-3 MeV)
Détection	e^- diffractés	e^- diffractés	Rayons X diffractés	Ions rétro.
Résolution latérale	100 μm	$\sim 5 \text{ \AA}$	$\sim 1 \text{ mm}$	$\sim 1 \text{ mm}$
Profondeur sondée	1 monocouche	1000 \AA	Volume	1-10 μm
Avantages	Sensible à surface	Haute résolution Information dense	Peu coûteux Information dense	Localisation des défauts
Inconvénients	Interprétation difficile	Interprétation difficile Préparation	Interprétation difficile	Interprétation difficile

Tableau 3 : récapitulatif des propriétés fondamentales des techniques de caractérisation de structure.

4.4 Caractérisation fonctionnelle

Les techniques de caractérisation fonctionnelle permettent de déterminer les propriétés électriques ou optiques d'un dispositif élémentaire en conditions d'utilisation. Cette classification est assez ambiguë puisque certaines techniques de caractérisation fonctionnelle donnent des informations d'ordre chimique.

Les informations d'ordre chimique recueillies par les méthodes de caractérisation fonctionnelle sont néanmoins dans ce cas indirectes, c'est pourquoi cette classification un peu arbitraire a été adoptée. [5]

4.4.1 Caractérisation électronique [5] [6]

a- Technique de base

Une technique de caractérisation fonctionnelle électrique très courante est la mesure de résistivité ρ d'un échantillon semiconducteur. Cette mesure s'effectue habituellement à l'aide d'un dispositif 4 pointes.

Le second type de caractérisation électrique de base est la mesure d'effet Hall couplée à des mesures de type Van der Paw. Le couplage de ces deux méthodes permet de déterminer la concentration de porteurs dans un échantillon (n ou p) ainsi que la mobilité μ des porteurs.

b- Mesure de courant

Il s'agit de mesurer les caractéristiques $I(V)$ d'un échantillon semiconducteur.

c- Mesure de capacité

Il s'agit de l'utilisation des caractéristiques $C(V)$ d'une jonction p-n.

d- Autres mesures électroniques

Nous présentons ici une variante de la mesure de résistivité qui s'effectue sur un échantillon taillé en biseau. Ce type de mesure appelé Spreading Resistance (SRP en anglais pour Spreading Resistance Probe) permet de remonter au profil de dopage dans un échantillon.

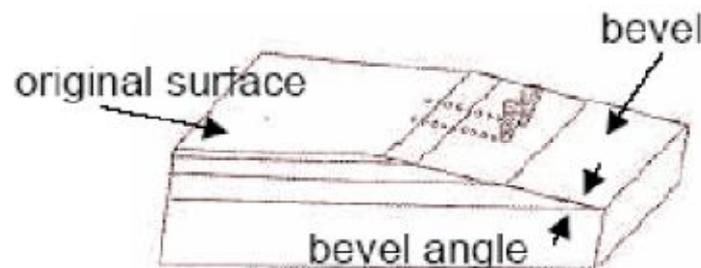


Figure I-40 : configuration type d'une mesure SRP.

Le fait de travailler sur un échantillon biseauté (bevel = biseau en anglais) permet d'augmenter la résolution en profondeur en étalant la distribution de porteurs sur une grande longueur sondée par les pointes de mesure. La mesure de résistivité suivant la direction du biseau permet, après calcul, de remonter au profil de porteurs en fonction de la profondeur.

e- Niveaux profonds

Dans cette partie nous nous limiterons à la présentation de la spectroscopie transitoire des niveaux profonds ou Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) en anglais. Cette technique est basée sur la variation de la capacité d'une jonction p-n ou d'une diode Schottky en présence de pièges de porteurs. D'autres techniques (TSCAP pour Thermally Stimulated Capacitance, ADSPEC pour ADmittance SPECTroscopy ou Q-DLTS pour Charge-DLTS) utilisent des principes similaires mais ne seront pas étudiées.

La DLTS est basée sur les échanges de porteurs au sein d'un semiconducteur entre les bandes de valence et de conduction et un niveau introduit par la présence d'un piège (ET). Le trafic des porteurs entre ces niveaux est représenté schématiquement sur la figure I-41.

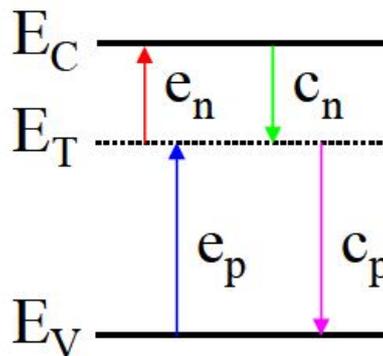


Figure I-41 : trafic des électrons entre un niveau de piège (ET) et les bandes de valence et de conduction d'un semiconducteur.

La technique DLTS est très sensible puisqu'elle permet de détecter des défauts dont la concentration est comprise entre 0.5 % et 10 % du dopage. Elle ne permet par contre de détecter que les défauts introduisant des niveaux électriquement actifs dans la bande interdite d'un semiconducteur. Enfin, la DLTS permet de mesurer la signature d'un niveau mais pas la structure du défaut lié à ce niveau. Elle doit, pour permettre l'identification des défauts, être utilisée en complément d'autres techniques sensibles elles-mêmes à la structure des défauts.

4.4.2 Caractérisation optique

Pour cette partie, nous nous limiterons à la présentation de deux techniques de caractérisation : l'ellipsométrie et la spectroscopie infrarouge.

a- Ellipsométrie

La polarisation de la lumière est influencée lorsque la lumière est réfléchiée par une interface. L'ellipsométrie utilise ce principe pour l'étude des surfaces ou des interfaces. Pour une incidence donnée, on définit le coefficient de réflexion d'un échantillon comme le rapport entre l'intensité lumineuse réfléchiée et l'intensité lumineuse incidente (figure I-42). [5]

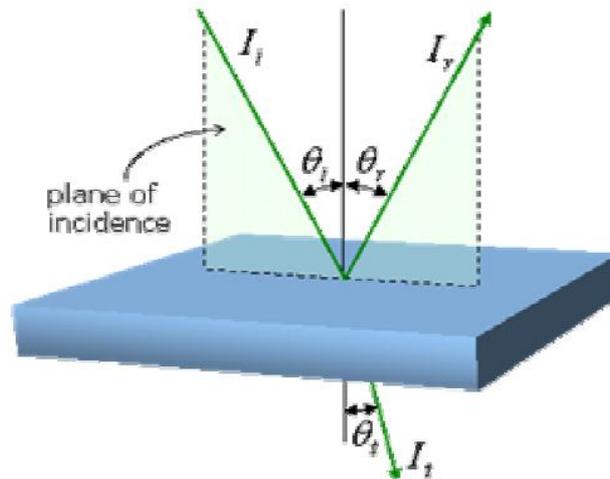


Figure I-42 : définition de l'intensité incidente, réfléchie et transmise.

Le plan d'incidence (figure I-42) est quant à lui défini comme le plan contenant la direction incidente et la normale à la surface réfléchissante. Pour une lumière polarisée et monochromatique (figure I-43), la phase et l'amplitude de la lumière incidente sont modifiées par réflexion.

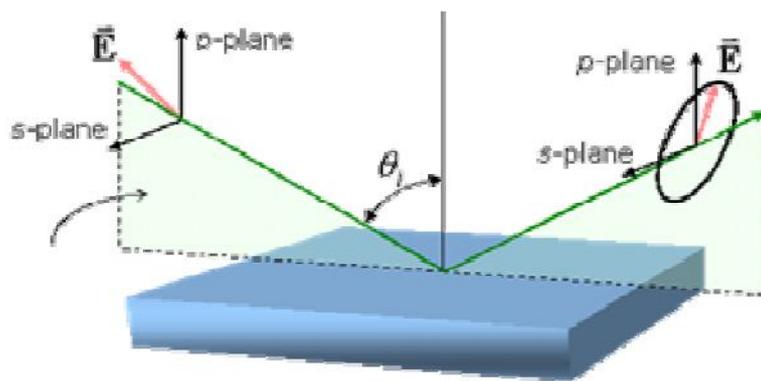


Figure I-43 : réflexion pour une lumière monochromatique polarisée.

Les deux directions p-plane et s-plane indiquées sur la figure I-43 indiquent les directions perpendiculaires respectivement au plan de surface réfléchissante et au plan d'incidence. L'extrémité du vecteur champ électrique associé à une onde décrit une ellipse d'où le terme ellipsométrie pour décrire la technique mesurant le déphasage et la variation d'amplitude d'une lumière monochromatique polarisée après réflexion.

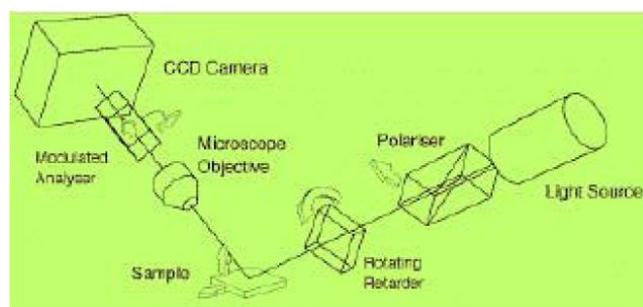


Figure I-44 : schéma de principe d'un ellipsomètre.

L'ellipsométrie dans sa forme la plus simple permet de déterminer l'indice optique d'une couche réfléchissante connaissant son épaisseur et inversement. Cette technique est relativement simple pour des monocouches ou des bicouches mais elle nécessite des algorithmes de calcul complexes dans le cas de matériaux multicouches. C'est une technique non destructive.

b- Spectroscopie infrarouge

Le spectromètre FT-IR (Fourier transform infrared spectroscopy) fonctionne sous les mêmes principes qu'un simple spectromètre, c'est-à-dire qu'il décode l'intensité d'un flux lumineux en informations. Il mesure l'intensité du faisceau infrarouge après son passage à travers l'échantillon : le résultat est appelé interférogramme qui contient des informations sur toutes les fréquences présentes dans le faisceau. Par la suite, l'ordinateur lit l'interférogramme et utilise la transformée de Fourier pour décoder l'intensité de chaque fréquence récoltée et présente le spectre. [5]

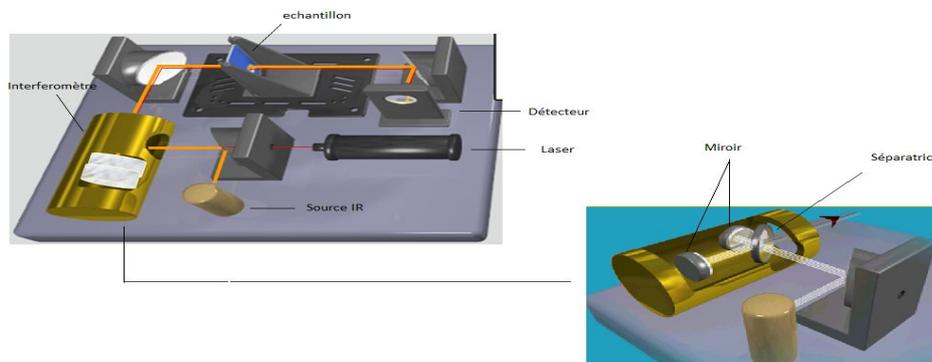
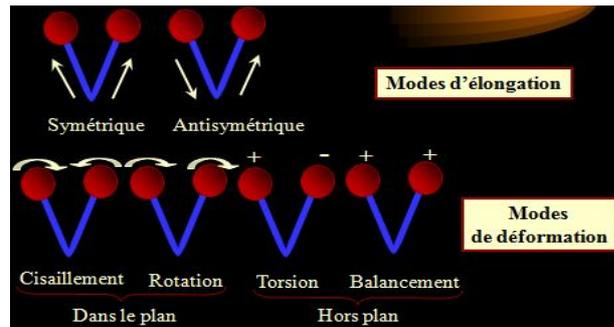


Figure I-45 : illustration d'un FTIR.

- La source : émet une radiation qui contient toutes les fréquences.
- L'interféromètre : le rayon IR est dirigé vers un miroir fixe qui envoie le faisceau vers l'interféromètre. Une partie est délivrée sur un miroir fixe et l'autre sur un miroir mobile (mouvement en translation). Les rayonnements qui ont été réfléchis par les deux miroirs sont en différence de phase. Ils se recombinaient (s'ajoutent : interférence constructive ou s'ajoutent : interférence destructive) au niveau de la séparatrice où se produit l'interférence.
- Le détecteur : le faisceau IR est dévié par un miroir vers un détecteur qui produit un signal électrique comme réponse à la radiation codée.
- L'échantillon : il est placé en travers de la trajectoire du faisceau IR. Les fréquences de la radiation IR absorbées et l'intensité de l'absorption sont déterminées par la composition chimique de l'échantillon.
- L'interférogramme : enregistre l'intensité de la radiation IR qui atteint le détecteur à chaque position du miroir.
- Laser : il effectue un calibrage interne de l'instrument et assure la lecture synchronisée pendant les multiples scans.
- Transformée de Fourier : permet de trouver des fréquences sous forme d'ondes complexes $\int_{-\infty}^{+\infty} I(\delta) \cdot \cos 2\pi \cdot \nu \cdot \delta \cdot d\delta$.
- Les différents modes de vibration :



La spectroscopie infrarouge est une technique non destructive qui permet d'identifier les impuretés présentes dans un échantillon et, après calibration, de remonter à la concentration d'impuretés présentes dans l'échantillon. Un échantillon de référence (miroir 100 % réfléchissant) est nécessaire pour l'analyse des solides en mode réflexion.

5- Conclusion

L'objet de ce chapitre avait pour but de donner certaines notions sur les nanosciences et les nanotechnologies et leurs impacts sur notre société. Les nanotechnologies sont une clef pour l'avenir parce qu'elle ne concerne pas qu'un seul type d'application, elle touche absolument tous les secteurs de nos et pouvoir manipuler la matière à l'échelle nanométrique confèrent aux industriels et aux chercheurs la possibilité d'élaborer des matériaux aux propriétés voulues. Pour ce fait, nous avons défini quelques méthodes d'élaboration et une fois le matériau élaboré, il doit être caractérisé pour connaître ses propriétés physiques, optiques, électriques, chimiques, etc... C'est pourquoi nous avons présenté, brièvement, certaines techniques de caractérisations des matériaux.

Chapitre II

Compréhension du comportement de la lumière et procédé de fabrication d'un capteur optoélectronique

1- Introduction

L'objet de ce chapitre est de donner, d'une façon générale, les éléments de base pour la conception de capteurs optoélectroniques, c'est-à-dire constitués d'éléments optiques et électroniques. La première partie présente les principales applications de l'optoélectronique, les différentes étapes à suivre dans la conception, ainsi que les grandes familles de capteurs. Parce que le signal primaire de ces capteurs est optique, on décrit dans la seconde partie, les grandeurs de base en radiométrie et leurs relations de même que des exemples de rayonnement optique. Enfin la dernière partie traite de la propagation du rayonnement, du rôle de l'optique, pour en arriver au calcul du flux, ou signal optique reçu par le détecteur, qui le convertit en signal électrique.

2- Les capteurs optoélectroniques

2.1 Domaines d'application

L'association des termes « électronique » et « optique » est à l'origine de divers vocables : on dit d'un matériau qu'il est électro-optique si ses propriétés optiques (transmission, indice de réfraction, biréfringence) sont modifiables sous l'action d'un champ électrique.

L'optoélectronique désigne les composants qui transforment les photons en électrons, ou vice-versa (détecteurs, laser, diode laser ou électroluminescentes), ceux qui transportent la lumière (fibres optiques), l'amplifient, ou la modulent.

Quant au terme optronique (on se contentera de l'appellation optoélectronique), il a une connotation « système », et désigne les capteurs, dispositifs, instruments, appareils, équipements, systèmes... (Dénomination variable suivant la complexité) qui, combinant optique et électronique, sont utilisés dans de nombreux domaines, parmi lesquels : [1]

- **Défense** : souvent associés au radar, omniprésents en défense, les équipements optoélectroniques apportent leurs avantages en discrétion et en précision angulaire, qualité traditionnelle de l'optique. L'optoélectronique permet d'améliorer l'observation sur les champs de bataille, pour l'aide à la navigation, le pilotage, la reconnaissance et l'identification de cibles, le guidage d'armement...
- **Spatial** : intervient dans l'aide à la navigation des satellites, l'observation de la terre et de l'espace, le suivi des ressources terrestres, l'astronomie... Il existe aussi des programmes de recherche en télécommunications spatiales par laser, destiné aux transmissions à très grandes distances, par exemple entre satellites géostationnaires et satellites à orbites basses.
- **Télécommunications** : parmi les raisons qui expliquent l'emploi croissant de fibres optiques en télécommunications, on peut citer : faibles pertes, bandes passantes élevées, absence d'étincelles, de conduction, de boucles de masse, de rayonnement, insensibilité aux perturbations optiques ou électromagnétiques,...
- **Industrie** : en fabrication industrielles, on trouve de plus en plus d'équipements laser pour la découpe, la soudure, le marquage. L'optoélectronique intervient aussi en contrôle industriel, pour les mesures de : température, débit (fluides), déplacement, vitesse, accélération, pression (fluides, acoustiques), humidité, contraintes, forces, charges, gaz, pollution, niveau (liquides), vibrations, chocs couples, formes de surfaces...

Ces capteurs sans contact ne perturbent pas les phénomènes observés, et peuvent fonctionner en présence d'agressions chimiques (corrosion), mécaniques (vibration, pression, choc), thermiques, électriques, magnétiques ou radiatives (milieu nucléaire), grâce à la possibilité d'éloigner le capteur du point de mesure. Ils s'introduisent dans les transports, pour l'aide à la vision, l'anticollision...

- **Grand public** : caméscopes, appareils photographiques numériques, écrans de projection, lecteurs de disques compacts, ...
- **Médical** : les diagnostics (thermographie, imagerie laser), les soins (chirurgie, épilation laser)...

2.2 Phases de conception d'un capteur

Pour concevoir un capteur, il faut déjà connaître l'état de l'art dans le domaine, c'est-à-dire les capteurs existants, qu'ils soient optoélectroniques ou non (à capacité, à induction, à jauges de contrainte, piézoélectrique, à effet Hall, à microondes, à céramiques, à ultrasons, ...). Cela permet d'évaluer les causes éventuelles de difficultés, en particulier sur un marché nouveau : conformité aux procédures et aux normes en usage, complexité d'utilisation et de réglages, formation de l'utilisateur, maintenance, coût envisageable, ... Il faut aussi optimiser la conception technique, dans toutes ses phases : cahier de charge, principe et architecture, modélisation, spécifications des composants et des sous-ensembles, évaluations et moyens d'essai, éventuellement réalisation de maquettes et de prototypes. [7]

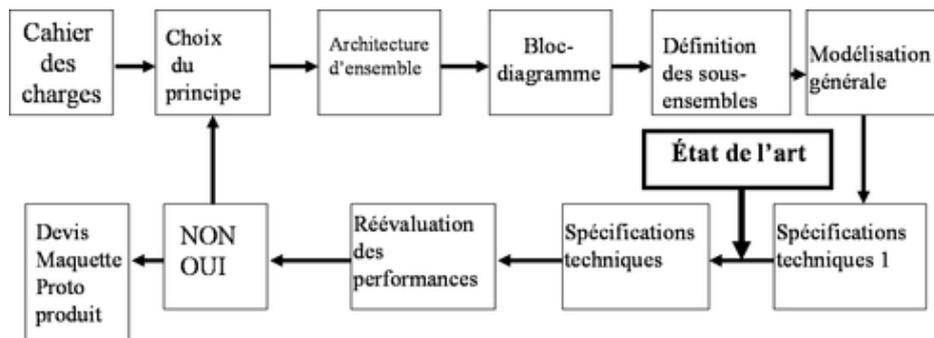


Figure II-1 : phases de conception d'un capteur optoélectronique

2.2.1 Analyse ou établissement d'un cahier de charges

Le cahier de charges regroupe les « spécifications opérationnelles » du capteur, c'est-à-dire ses fonctions et ses contraintes d'utilisation qu'il émane d'un client, ou qu'il soit établi par le concepteur lui-même, après analyse du marché, il doit être aussi précis que possible, sur la fonction à remplir et les performances attendues, et faire ressortir la hiérarchie entre les fonctions, s'il y en a plusieurs.

2.2.2 Choix de l'architecture

A partir de l'analyse du cahier de charges, le concepteur définit le principe de fonctionnement du capteur (phénomène physique). Il doit lister les sous-ensembles du capteur, les paramètres d'influence, les caractéristiques du signal et la technique de traitement (état de l'art).

L'architecture du capteur est souvent traduite sous la forme d'un « bloc-diagramme » qui décrit la chaîne optoélectronique du capteur.

2.2.3 Modélisation / Simulation de performances / Optimisation

Après avoir défini l'architecture du capteur, le concepteur modélise ses performances et représente chaque sous-ensemble par sa fonction de transfert et ses paramètres d'entrée et de sortie.

La simulation d'un capteur optoélectronique doit vérifier si le signal délivré par le détecteur est exploitable par l'électronique en calculant le rapport signal à bruit à sa sortie. Si ce rapport est jugé insuffisant, ce n'est pas la peine de simuler l'ensemble, car il ne peut que se dégrader dans la partie électronique, et aucun traitement, aussi performant soit-il, ne restaurera la situation.

Les procédures de simulation et les logiciels correspondants doivent être spécifiquement adaptés à chaque partie du capteur. Il existe des logiciels de simulation optique (émission et propagation de la lumière, propriétés des surfaces et des milieux, conception instrumentale, détecteurs), mécanique et électronique (modulation, démodulation et filtrage, traitement analogique et numérique).

Ces logiciels éliminent l'aspect fastidieux des calculs, et permettent d'affiner les résultats en multipliant le nombre de configurations analysées. Cependant, le concepteur doit porter un œil critique sur les résultats dont la validité repose sur celle du modèle qu'il a lui-même introduit.

2.2.4 Evaluation et moyen d'essai

Une règle d'or en conception, et qui s'applique plus particulièrement aux phases de maquette et de prototype, est de contrôler tout composant, ou sous-ensemble, avant montage, ce qui évite, en cas de dysfonctionnement inexplicable du capteur, des démontages et remontages coûteux.

Les deux opérations, conception et évaluation, doivent être menées en parallèle pour la réalisation du projet car une erreur minime peut être fatale, techniquement et financièrement.

2.2.5 Remarque

- Il arrive souvent que le principe envisagé en départ ne soit pas applicable parce que la technologie correspondante n'est pas encore au point. Il faut alors savoir évaluer la probabilité et le délai du saut technologique qui permettra de débloquer la situation, d'où l'importance du suivi des progrès de recherche dans le domaine.
- La conception d'un capteur optoélectronique est un travail multidisciplinaire, et elle doit traiter de façon équilibrée tous les éléments de la chaîne, sans en négliger, ou en sous-estimer aucun, car la faiblesse d'un seul d'entre eux (sources et détecteurs, milieux de propagation, optique instrumentale, mécanique, asservissements, filtrage traitement du signal analogique et mécanique, traitement d'image, visualisation, informatique...) rejaillit sur toute la chaîne.

2.3 Grandes familles de capteurs

Bien que les capteurs optoélectroniques diffèrent les uns des autres en fonction de l'application, on peut les regrouper dans plusieurs familles, en s'appuyant sur les critères suivants : principe, domaine spectral, information délivrée, mode de détection. [7] [8]

2.3.1 Classement par principe de fonctionnement

Il faut faire une distinction entre les capteurs qui ont leur propre système d'éclairage (capteurs actifs) et ceux qui n'en ont pas (capteurs passifs).

Les capteurs passifs (les plus nombreux) sont chargés de capter des rayonnements dont ils ne sont pas la source : c'est le cas, par exemple, d'une caméra de télévision ou d'un appareil photographique numérique, en lumière du jour.

Les capteurs actifs comportent un émetteur :

- s'ils l'utilisent pour éclairer un objet et capter la lumière réfléchiée, on dit qu'ils sont :

* monostatique, si le récepteur est confondu avec l'émetteur

* bistatique, lorsque l'émetteur et le récepteur sont distincts

- si l'émetteur sert à envoyer des messages directement au récepteur, que ce soit en espace libre (atmosphère, vide...) ou en propagation guidée (fibre optique), on dit qu'il s'agit alors d'un capteur actif « à liaison directe » ou « point par point ».

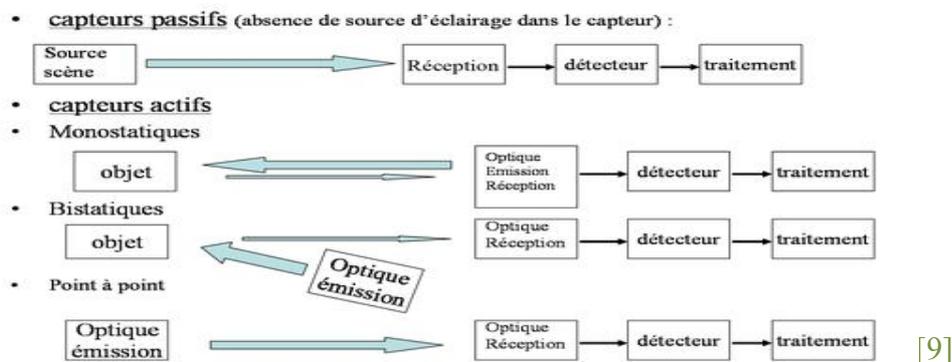


Figure II-2 : capteurs passifs et capteurs actifs

2.3.2 Classement selon domaine spectral

Si un capteur doit fonctionner dans le vide, il n'y a pas de contrainte de la part du milieu de propagation sur le choix de la longueur d'onde, ou du domaine spectral. Par contre, si le rayonnement à capter doit traverser un milieu matériel, ce dernier impose au capteur des zones optimales, ou fenêtres, en fonction de la distance de propagation. Exemples :

- Dans l'atmosphère, les fenêtres sont comprises entre 0.2 et 15 μm .
- Dans l'eau, bleu-vert.
- Pour les fibres optiques, proche IR (1.3 μm , 1.5 μm).

2.3.3 Classement par information fournie : capteurs d'images, capteurs de flux

Les informations issues de capteurs optoélectroniques sont, en gros, soit des images soit des niveaux de rayonnement (flux)

- Un capteur d'image est plutôt chargé de restituer un rayonnement (sources, objets) par sa cartographie, en le décomposant en zones élémentaires (éléments de résolution, pixels) auxquelles il attribue, en général, une valeur en luminance ξ : les caméras, appareils photographiques, spectro-imageurs...
- Un capteur de flux est chargé de caractériser le rayonnement qu'il capte par son niveau, d'en suivre l'évolution dans le temps, sans en restituer la géométrie : système de détection, télécommunications optiques, la majorité des capteurs à fibres, les appareils de mesures,...

2.3.4 Classement par mode de détection

Pour certaines applications, deux modes sont envisageables pour capter un rayonnement électromagnétique : détection directe (incohérente), détection hétérodyne (cohérente), qui diffèrent l'un de l'autre par les rayonnements auxquels ils s'adressent, leur montage, les caractéristiques du signal qu'ils délivrent et les techniques de traitement associées.

La détection cohérente ou hétérodyne est le mode le plus répandu en radar et en radio : elle repose sur le mélange du rayonnement à détecter avec une onde de référence, ou « oscillateur local », créée au niveau du capteur. Elle est très minoritaire en optoélectronique, car elle ne s'adresse qu'aux rayonnements de bonne qualité en termes de surface d'onde et de stabilité de fréquence.

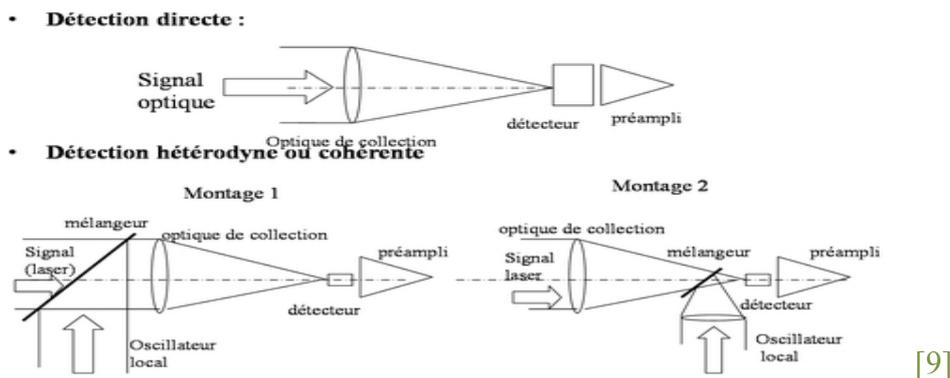


Figure II-3 : modes de détection : directe et hétérodyne

3- Notions générales de radiométrie

3.1 Grandeurs de base

La conception d'un capteur optoélectronique repose en grande partie sur une évaluation correcte du signal électrique que délivrera son détecteur. Cette partie est consacrée aux notions de base qui serviront au calcul du signal optique, ou flux incident sur la surface sensible du détecteur, qui est à l'origine du signal électrique. [10]

3.1.1 Flux ϕ

Le capteur doit détecter un rayonnement optique et de le transformer en un signal électrique exploitable. Il existe 2 familles de détecteurs en optique : les uns, dits quantiques, sensibles au débit de photons ; les autres thermiques, sensibles au débit d'énergie ou à la puissance du rayonnement reçu. Pour cela, on est ramené à exprimer un flux en terme de nombre de photons par seconde (flux photonique ϕ_p) ou de puissance (flux énergétique ϕ_e).

La radiométrie, dont l'un des objectifs est de caractériser les rayonnements optiques du point de vue géométrique (dimensions et positions des sources, répartition angulaire de leur émission), spectral (distribution de l'énergie rayonnée en fonction de la longueur d'onde), et temporel (variation dans le temps) a, pour cela, défini quelques grandeurs de base que l'on rappelle en commençant par les rayonnements à spectre étendu.

En un point de l'espace, la caractéristique fondamentale d'un rayonnement spectralement large, dans une direction et à longueur d'onde donnée, est sa luminance spectrique $\frac{dL}{d\lambda}$, dénommée aussi densité spectrale de luminance.

3.1.2 Densité spectrale de luminance

Au point considéré, elle représente la densité du flux émis dans la direction d'intérêt, par unité d'aire projetée normalement à la direction, par unité d'angle solide, et par unité de bande spectrale. Elle est exprimée en $\text{w.m}^{-2}.\text{Sr}^{-1}.\text{um}^{-1}$ si on s'intéresse au flux énergétique, ou en $\text{S}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{Sr}^{-1}.\text{um}^{-1}$ si on s'intéresse au flux photonique. [11]

(w : watt / m : mètre / sr : stéradian : angle solide / um : micromètre)

Si on ne connaît pas la dimension de la zone émissive, on ne peut pas définir la luminance du rayonnement qui n'est pas toujours un paramètre indispensable. Des fois, il suffit de connaître, à partir de la source, le diagramme angulaire de son rayonnement et on se contentera de spécifier l'intensité spectrique $\frac{dI}{d\lambda}$.

3.1.3 Intensité spectrique

Dans chaque direction menée à partir du point d'intérêt, elle représente la densité de flux émis par unité d'angle solide (centré sur cette direction) et par unité de longueur d'onde. On exprime une intensité spectrique en $\text{w.Sr}^{-1}.\text{um}^{-1}$ ou en $\text{S}^{-1}.\text{Sr}^{-1}.\text{um}^{-1}$.

Pour résumer, on s'efforcera de spécifier un rayonnement à spectre large par sa luminance spectrique s'il provient d'une source étendue et de surface connue, et par son intensité spectrique s'il provient d'une source quasi-ponctuelle, ou de surface inconnue.

3.1.4 Eclairement spectrique

Si on veut caractériser ce type de rayonnement dans un plan (plan immatériel, surface d'un objet ou d'un détecteur), sans tenir compte de sa répartition angulaire (notion qui est présente dans les grandeurs précédentes), on définit alors l'éclairement spectrique $\frac{dE}{d\lambda}$, de cette surface, qui est la densité de flux spectrique par unité d'aire, qu'on exprime en $\text{w.m}^{-2}.\text{um}^{-1}$ ou en $\text{S}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{um}^{-1}$.

Si le rayonnement est quasi-monochromatique, c'est-à-dire s'il couvre un domaine spectral très étroit (typiquement inférieur à quelques % de la valeur de sa longueur d'onde centrale), il est souvent inutile de spécifier sa répartition spectrale : il suffit d'en connaître les caractéristiques intégrées dans la bande d'intérêt, supposée étroite. On spécifiera alors le rayonnement en termes de flux (w ou S^{-1}), de luminance ($\text{w.m}^{-2}.\text{Sr}^{-1}$ ou $\text{S}^{-1}.\text{m}^{-2}.\text{Sr}^{-1}$), d'intensité (w.Sr^{-1} ou $\text{S}^{-1}.\text{Sr}^{-1}$), ou d'éclairement (w.m^{-2} , ou $\text{S}^{-1}.\text{m}^{-2}$), à la longueur d'onde de la source, sans donner de détails sur le spectre, ce qui se produit pour de nombreux capteurs laser.

Pour passer d'un système d'unité à l'autre, on peut constater que, à chaque longueur d'onde, ou dans un domaine spectral étroit, une grandeur énergétique (intégrée ou spectrique) est le produit de la grandeur photonique correspondante par l'énergie du photon transporté, ce qui donne par exemple, pour un flux à la longueur d'onde λ :

$$\Phi_e(\lambda) = \varphi_p(\lambda) \cdot h \cdot \gamma = \varphi_p(\lambda) \cdot h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad \text{II-1}$$

$$\text{et} \quad \frac{d\Phi_e}{d\lambda} = \frac{d\varphi_p}{d\lambda} \cdot h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad \text{II-2}$$

Les grandeurs ci-dessus sont dites instantanées, car elles donnent les propriétés spatiales, angulaires et spectrales du rayonnement à chaque instant. Il faut aussi considérer ses propriétés temporelles, mais celles-ci interviennent essentiellement dans la définition électronique du capteur (bande passante, bruit).

Dans certaines applications, telles que la réalisation de capteurs de signaux impulsionnels (impulsion laser), ou de systèmes d'imagerie à base de dispositifs à transfert de charge (DTC, ou charged coupled device CCD), le concepteur pourra être amené à spécifier des grandeurs radiométriques intégrées dans le temps, et à définir, par exemple, non plus des flux, mais des énergies (en J) ou des nombres de photons, et non plus des éclaircissements, mais des fluences (en $J.m^{-1}$, ou en nombre de photons par m^2).

3.2 Relations entre grandeurs radiométriques

Il s'agit de présenter quelques relations permettant de passer d'une grandeur de rayonnement à une autre, dans le cas de propagation dans un milieu homogène, c'est-à-dire d'indice constant. Elles sont valables longueur d'onde par longueur d'onde, c'est-à-dire applicables aux grandeurs spectrales dans le cas de rayonnements à spectres larges, et aux grandeurs intégrées des rayonnements quasi-monochromatiques. [12]

On peut aussi les appliquer aux grandeurs intégrées des rayonnements à spectre large, si la géométrie de ces rayonnements ne dépend pas de la longueur d'onde. On supposera que le milieu de propagation est parfait (vide).

3.2.1 Flux et Intensité (sources quasi-ponctuelles)

La grandeur radiométrique la mieux appropriée au rayonnement d'une source quasi-ponctuelle est son intensité I , qui permet de calculer le flux $\phi(\lambda)$ qu'elle émet dans un angle solide Ω , en supposant cette intensité constante

$$\phi(\lambda) = I \cdot \Omega \quad \text{II-3}$$

Ω = angle solide (sous lequel est vu un objet depuis un point d'observation)
= rapport entre l'aire S_{sph} de la calotte sphérique définie par la silhouette de l'objet, et le carré de la distance au point d'observation

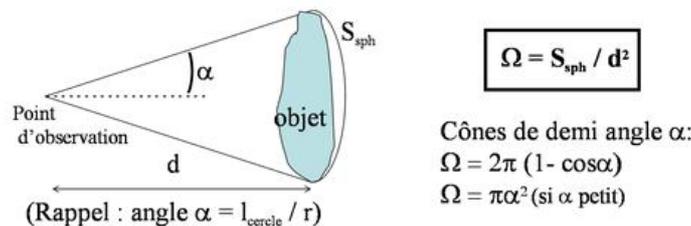


Figure II-4 : angle solide d'un objet vu d'un point

Si une source ponctuelle éclaire, sous un angle d'incidence θ' , une petite surface d'aire $S_{récepteur}$ qui est située à la distance d , l'angle solide Ω , sous lequel la surface se présente à la source, est le suivant :

$$\Omega = \frac{S_{récepteur,apparente}}{d^2} = \frac{S_{récepteur} \cdot \cos \theta'}{d^2} \quad \text{II-4}$$

Et cette surface reçoit, de la part de la source, le flux suivant :

$$\Phi_{\text{reçu}} = I_{\text{source}} \cdot \frac{S_{\text{app,rec}}}{d^2} = I_{\text{source}} \cdot \frac{S_{\text{rec}} \cdot \cos \theta}{d^2} \quad \text{II-5}$$

L'éclairement résultant de la surface est proportionnel à l'intensité de la source, au cosinus de l'angle d'incidence, ou facteur d'obliquité des rayons, et inversement proportionnel au carré de la distance, suivant la « loi de Bouguer » :

$$E(d, \theta') = I_{\text{source}} \cdot \frac{\cos \theta'}{d^2} \quad \text{II-6}$$

A une distance donnée de la source, le plan dont l'éclairement est maximal est celui qui est perpendiculaire aux rayons. Cette orientation, qui sert de référence à la distance considérée, définit le « plan de front ».

3.2.2 Flux et Luminance (transport dans un pinceau lumineux)

Si on a une source qui ne peut pas être considérée comme ponctuelle, on a vu qu'il faut en spécifier le rayonnement en chaque point de l'espace par sa luminance L en ce point, dans chaque direction d'intérêt. En partant de la définition de la luminance donnée plus haut, on peut écrire que le flux transporté par le rayonnement dans un petit angle solide Ω autour de la direction, au travers d'un petit diaphragme, d'aire S centré sur le point et normal à la direction, est donné par :

$$\phi = L \cdot S \cdot \Omega \quad \text{II-7}$$

En radiométrie optique, cette géométrie, définie par un petit diaphragme et un petit angle solide d'émission qui lui est normale, délimite un canal élémentaire, dénommé pinceau lumineux. Si le diaphragme, ou la surface de l'émetteur (si c'est lui qui joue le rôle de diaphragme), est orienté différemment par rapport à l'axe du pinceau, par exemple si sa normale fait un angle θ avec l'axe, l'aire de sa surface projetée dans cette direction, ou aire

apparente, est alors $S_{\text{app}}(\theta) = S \cdot \cos(\theta)$ et le flux transporté par le pinceau est alors :

$$\Phi = L \cdot S \cdot \Omega \cdot \cos \theta \quad \text{II-8}$$

Un pinceau, ou canal élémentaire constitué par une surface S , une direction θ et un angle solide Ω est défini par son étendu géométrique $G = S \Omega \cos \theta$ (m^2Sr).

Ainsi, le flux transporté dans un pinceau est le produit de l'étendu géométrique du pinceau par la luminance du rayonnement qui s'y propage.

On peut aussi délimiter un pinceau par deux diaphragmes, de surfaces respectives S et S' , séparés d'une distance d (S et $S' \ll d^2$) et avec des normales faisant des angles θ et θ' avec l'axe (droite joignant les centres de S et S'). Dans tous les cas, on exprime l'étendu géométrique d'un pinceau de l'une ou l'autre des trois façons représentées dans la figure II-5.

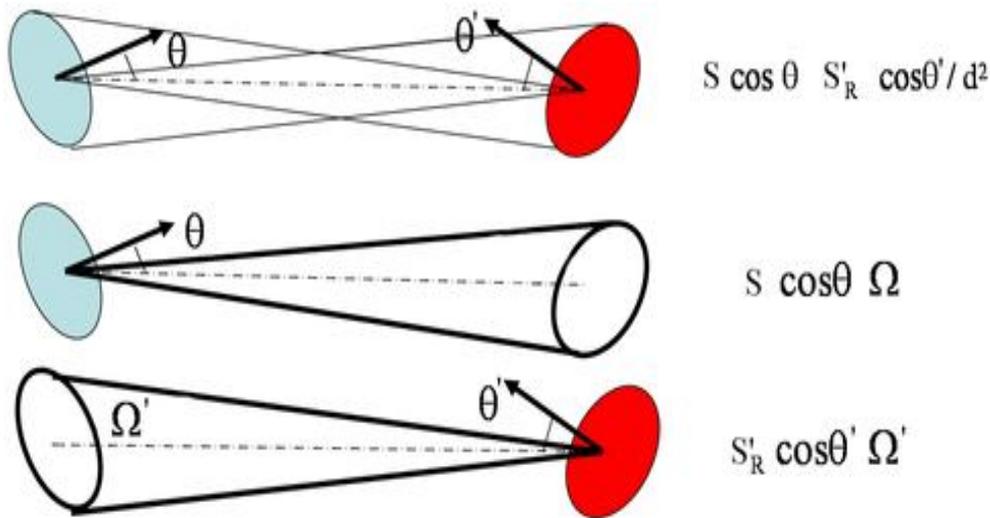


Figure II-5 : Etendue géométrique d'un pinceau lumineux

$$G_{\text{pinceau}} = S \cdot \Omega \cdot \cos \square = S' \cdot \Omega' \cdot \cos \square' = \frac{S \cos \theta \cdot S'_R \cos \theta'}{d^2} \quad \text{II-9}$$

Où Ω' est l'angle solide sous lequel le second diaphragme voit le premier. Cela veut dire que chaque zone du diaphragme S éclaire S' en entier et que chaque point de S' reçoit de la lumière.

On en déduit que l'éclairement d'un élément de surface recevant de la lumière sous un angle d'incidence \square' , par un pinceau d'angle solide (faible) Ω' et de luminance L , est le suivant :

$$E(\square', \Omega') = \frac{\Phi}{S'} = L \cdot \Omega' \cdot \cos \square' \quad \text{II-10}$$

3.2.3 Flux et Luminance (transport dans un faisceau étendu et uniforme en luminance)

Qu'advient-il du flux émis par une surface émissive dans un pinceau dont on augmente la divergence, sans modifier l'aire de la surface émettrice ni la lumière ? Le pinceau, qui était initialement étroit, se transforme progressivement en un « faisceau étendu ». Comme pour un pinceau, on attribue au faisceau une étendue géométrique dont la valeur est obtenue en sommant celles des pinceaux qui le composent. On réalise que, si on décompose le faisceau en un ensemble de pinceaux élémentaires d'angle solides identiques à partir de l'émetteur, leur étendue géométrique décroît en fonction de leur éloignement à l'axe de faisceau, par le fait que la section droite initiale de chaque pinceau est égale à $S \cdot \cos \square$. Dans la mesure où les rayons sortent de la surface émissive sous des obliquités différentes, on conçoit que l'étendue géométrique d'un faisceau étendu est la sommation des flux transportés par ses pinceaux, on obtient, dans le cas d'un faisceau à luminance uniforme :

$$\Phi_{\text{faisceau}} = \sum L(\square) \cdot G_{\text{pinceau}} = L_{\text{faisceau}} \cdot \sum G_{\text{pinceau}} = L_{\text{faisceau}} \cdot G_{\text{faisceau}} \quad \text{II-11}$$

On donne ci-dessous l'étendue géométrique d'un faisceau étendu de forme simple, rencontré très souvent en optique, à savoir celle du faisceau défini par une surface émissive plane qui rayonne à l'intérieur du cône circulaire centré sur sa surface normale et de demi-angle au sommet α_m :

$$G = S_{\text{source}} \int_0^{\alpha_M} \cos\alpha d\Omega \text{ avec } d\Omega = 2\pi \sin\alpha d\alpha$$

$$= \pi S_{\text{source}} \sin^2 \alpha_M$$

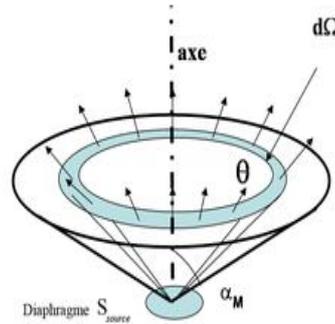


Figure II-6 : Etendue géométrique d'un faisceau défini par un diaphragme plan et un cône, ouvert, symétrique autour de son axe.

$$G_{\text{ém}} = \pi \cdot S_{\text{source}} \cdot \sin^2 \alpha_m \quad \text{II-12}$$

Si la surface émissive rayonne dans le demi-espace complet, soit un angle solide de $2\pi\text{Sr}$, l'étendue géométrique de son faisceau est :

$$G_{\text{ém,demi-espace}} = \pi \cdot S_{\text{source}} \quad \text{II-13}$$

De façon similaire, un faisceau focalisé sur un détecteur de surface $S_{\text{dét}}$, dans un cône de demi-angle au sommet α'_m centré sur l'axe, a pour étendue géométrique :

$$G_{\text{réc}} = \pi \cdot S_{\text{dét}} \cdot \sin^2 \alpha'_m \quad \text{II-14}$$

Si le faisceau couvre le demi-espace ($\Omega' = 2\pi\text{Sr}$), son étendue géométrique est alors :

$$G_{\text{réc}} = \pi \cdot S_{\text{dét}} \quad \text{II-15}$$

Si la luminance n'est pas constante à l'intérieur du faisceau, on ne peut écrire que $\Phi_{\text{faisceau}} = G_{\text{faisceau}} \cdot L_{\text{faisceau}}$, et l'étendue géométrique du faisceau perd de son intérêt au niveau du calcul du flux transporté par le faisceau.

3.3 Quelques exemples de rayonnement

3.3.1 Effets de surface

Lorsqu'on éclaire sur surface, l'interaction des photons avec le matériau de la surface se traduit, en fonction de la lumière incidente (direction, longueur d'onde et polarisation), par trois phénomènes : réflexion, transmission, absorption. [9] [13]

Dans une première approche, chacun d'entre eux est spécifié, en considérant que la surface est éclairée depuis la direction (ϑ', φ') et à la longueur d'onde λ , par le facteur spectral directionnel de la surface :

- En réflexion, $R(\lambda, \vartheta', \varphi')$, qui est le pourcentage du flux incident renvoyé dans le milieu initial (à la même longueur d'onde).
- En transmission, $T(\lambda, \vartheta', \varphi')$, qui est le pourcentage du flux incident traversant la surface à la même longueur d'onde.
- En absorption, $A(\lambda, \vartheta', \varphi')$, qui le pourcentage du flux incident 'digéré' par la surface puis, comme on le verra plus loin, converti en émission dite thermique, sur un spectre large

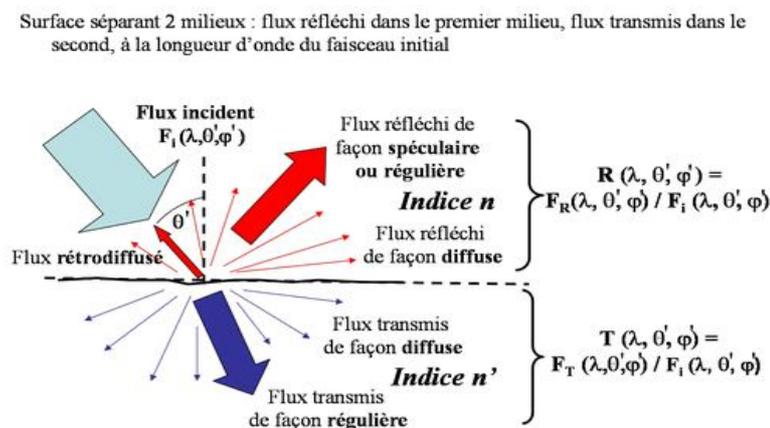


Figure II-7 : Facteurs de réflexion et de transmission directionnels d'une surface

Si on veut connaître le sort de la lumière qui est, par exemple réfléchi par la surface, il ne suffit pas de connaître le facteur spectral directionnel en réflexion de cette dernière pour la direction et la longueur d'onde en question, et il en est de même pour la lumière transmise. Pour s'en convaincre, il suffit d'observer un mur blanc et un miroir, sous éclairage identique (collimaté et monochromatique) : même si leurs facteurs de réflexion sont très proches, leurs luminances en réflexion sont très différentes, car l'un (mur) est une surface diffusante et l'autre (miroir) une surface spéculaire.

Le paramètre à utiliser pour spécifier le comportement angulaire de la lumière réfléchi par une surface en éclairage dirigé et monochromatique est « la fonction spectrale de distribution bidirectionnelle en réflexion BRDF » : la BRDF $(\lambda, \vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi')$ de la surface (ou la BTDF en transmission) est le rapport entre la luminance $L_R(\lambda, \vartheta, \varphi)$ du rayonnement qu'elle réfléchit dans la direction (ϑ, φ) et son éclairement $E(\lambda, \vartheta', \varphi')$, si celui-ci, de longueur d'onde λ , provient de la direction (ϑ', φ') :

$$\text{BRDF}(\lambda, \vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi') = \frac{L_R(\lambda, \vartheta, \varphi)}{E(\lambda, \vartheta', \varphi')} \quad \text{II-16}$$

Suivant le diagramme angulaire de la lumière qu'elles réfléchissent lorsqu'on les éclaire de façon collimatée, on classe les surfaces en deux familles : surfaces diffuses (mates) et surfaces spéculaires (miroirs) : une surface diffuse dont la luminance en réflexion est constante pour une direction d'éclairage donnée est dite « lambertienne » : pour une direction d'éclairage, sa BRDF est constante, égale à $1/\pi$ fois la valeur du facteur de réflexion directionnel de la surface de cette direction. [10]

La plupart des objets naturels ont une surface diffuse, à l'exception des étendues d'eau calmes (étangs). Le caractère diffus d'une surface est fortement lié à sa rugosité optique (fluctuations de son relief par rapport à la longueur d'onde optique). La majorité des surfaces diffuses changent de comportement en fonction de la longueur d'onde et de l'incidence de l'éclairage. Elles ont tendance à devenir de plus en plus spéculaires lorsque l'on fait croître λ (c'est-à-dire si on passe de l'UV au visible, puis à l'IR et encore plus en radar) et l'angle d'incidence (passage de l'incidence normal à l'incidence rasante). Le comportement des surfaces spéculaires sera abordé avec celui des surfaces optiques.

Si on doit concevoir un capteur qui observe des objets sous éclairage (naturel ou artificiel), il importe d'en spécifier les conditions, puisque une surface réagit différemment à l'éclairage, en fonction de sa direction et de sa longueur d'onde. Ainsi, pour une valeur d'éclairement donnée, l'aspect de la surface sera très différent en éclairage collimaté (il ne provient que d'une direction de l'espace, par exemple par un laser, une torche, le soleil en direct,...), omnidirectionnel (il provient de plusieurs directions), ou encore hémisphérique (il est assez uniformément réparti sur une demi sphère vue par la surface, ce qui est le cas, en première approximation, d'une surface horizontale éclairée dans le visible par un ciel bleu).

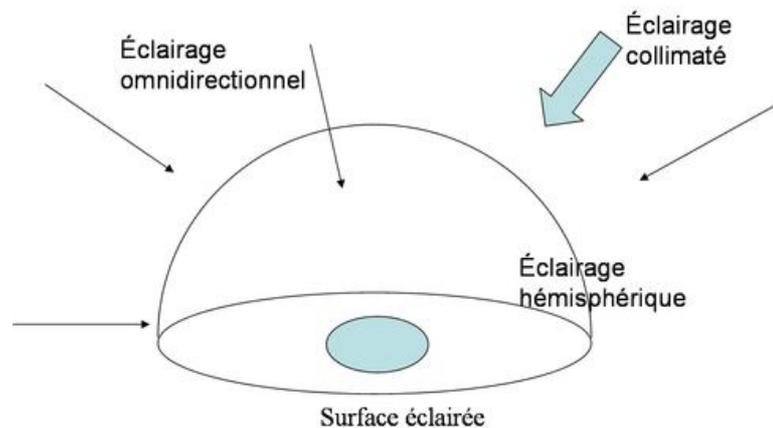


Figure II-8 : Différents types d'éclairage : collimaté, omnidirectionnel, hémisphérique.

3.3.2 Rayonnement thermique

A température non nulle, tout corps émet un rayonnement, dit thermique, qui est dû à l'agitation de ses électrons. La loi de Kirchhoff montre que la luminance spectrique thermique d'un corps quelconque X à la température T , dans une direction (θ, φ) par rapport à la normal à sa surface, est proportionnelle à la valeur de son facteur d'absorption spectrale pour cette direction (paragraphe précédent).

$$\left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{X,T}(\theta, \varphi) = A(\lambda, \theta, \varphi) \cdot \left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{CN,T} \quad \text{II-17}$$

Le rayonnement thermique d'un matériau étant proportionnel à son facteur d'absorption, on dénomme aussi ce dernier, émissivité spectrale directionnelle $\epsilon(\lambda, \theta, \varphi)$.

Le second paramètre qui intervient dans la relation ci-dessus est la luminance spectrique qu'aurait cet objet si, placé à la même température, il absorbait complètement tout rayonnement (quelque soient λ, θ, φ).

Cet absorbeur parfait, ou corps noir, a fait l'objet de nombreuses études. Placé dans une enceinte isotherme, il émet un flux identique à celui qu'il absorbe avec une luminance spectrique uniforme (émission Lambertienne, non polarisée), dont la valeur est donnée par la relation suivante (loi de Planck) :

$$\left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{CN,T} = \frac{2hC^2\lambda^{-5}}{e^{\frac{hc}{\lambda K_B T}} - 1} \quad \text{II-18}$$

Où h est la constante de Planck ($h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ Js)

C la vitesse de la lumière dans le vide ($C = 3 \cdot 10^8$ ms⁻¹)

K_B constante de Boltzmann ($K_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Jk⁻¹)

Loi de Planck

$$\frac{dL}{d\lambda}, \text{ en W m}^{-2} \text{ sr}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$$

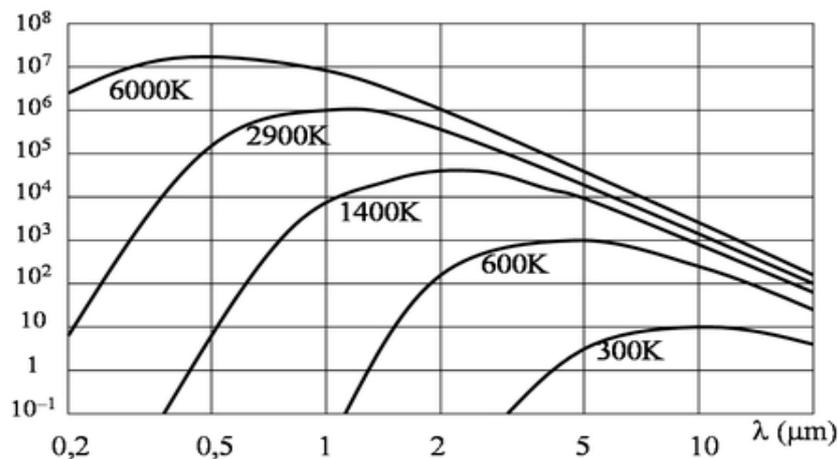


Figure II-9 : luminance spectrique du corps noir, en fonction de sa température

3.3.3 Rayonnement global d'une surface sous éclairage omnidirectionnel

Le rayonnement global d'un objet résulte donc de la réflexion d'une partie de l'éclairage ambiant et de son émission propre. Si un élément de surface, de température T , reçoit un éclairement spectrique $dE/d\lambda$ depuis la direction (θ', ϕ') , la luminance spectrique de cet élément dans la direction (θ, ϕ) est :

$$\frac{dL}{d\lambda}(\theta, \phi)_{X,T} = A(\lambda, \theta, \phi) \cdot \left(\frac{dL}{d\lambda}\right)_{CN,T} + BRDF(\lambda, \theta, \phi, \theta', \phi') \cdot \frac{dE}{d\lambda}(\theta', \phi') \quad \text{II-19}$$

Si cet élément est une surface diffuse, et qu'il est éclairé de façon hémisphérique (cas de nombreuses scènes naturelles), toute source qui est présente dans le demi-espace utile, participe à la luminance en réflexion de la surface en question, par l'intermédiaire de sa BRDF. Par contre, si la surface est spéculaire, il n'y a qu'une seule direction de l'espace qui contribue à la luminance de la surface d'éclairage, suivant la loi de la réflexion en optique géométrique, les autres directions d'éclairage étant réfléchies ailleurs.

Pour une scène naturelle à température ambiante, l'origine principale du rayonnement dépend de la bande spectrale du capteur :

- Dans le visible et le très proche infrarouge, c'est la réflexion de l'éclairage ambiant qui est la principale contribution, car l'éclairement spectrique dû au soleil est important, de même que le facteur de réflexion de beaucoup d'objets, alors que l'émission thermique du corps noir à température ambiante est très faible.
- Dans l'infrarouge lointain (8-12 μm), le rayonnement thermique est à son maximum, et l'éclairement solaire faible, de même que le facteur de réflexion des objets (ils se comportent quasiment comme des objets noirs, sauf les métaux polis).
- Dans la bande infrarouge intermédiaire (3-5 μm), le rayonnement provient à la fois de l'émission thermique des objets et de la réflexion de la lumière ambiante, la part relative de chacune étant fonction des conditions d'éclairage (jour/nuit, présence ou absence de soleil).

4-Le signal dans un capteur optoélectronique

4.1 Propagation des rayonnements

4.1.1 Diffusion et Absorption

Un rayonnement qui se propage dans le vide ne subit aucune atténuation et conserve ses propriétés initiales, en luminance et en intensité spectrales, tout au long de son parcours. Par contre, dans tout autre milieu (atmosphère, eau, fibre optique...), ses propriétés spectrales, spatiales et temporelles se dégradent en cours de propagation, à cause de deux interactions avec le milieu : la diffusion et l'absorption.

On peut interpréter la diffusion dans un milieu comme provenant des collisions des photons avec les constituants du milieu (grosses particules pour la diffusion de Mie, petites particules et molécules pour celle de Rayleigh) ; lors de ces collisions, une fraction des photons se trouve dirigée dans d'autres directions que celle de départ et, par conséquent, le flux qui poursuit son chemin dans l'axe initial se réduit. [13] [14]

Quant à l'absorption, elle provient du transfert, dans le milieu, d'une fraction de l'énergie du faisceau, aux fréquences proches de celles de résonance des électrons, des atomes et des molécules du milieu.

Les deux paramètres qui permettent de caractériser, à chaque longueur d'onde, le milieu en un point sont le coefficient linéique de diffusion $B(\lambda, Z)$ et celui d'absorption $\alpha(\lambda, Z)$, ou pourcentages respectifs de flux diffusés et absorbés à la longueur considérée, par unité de longueur du milieu.

Les caractéristiques spatio-temporelles d'un rayonnement peuvent être modifiées par les variations de l'indice de réfraction du milieu, qui agit sur la vitesse de propagation des ondes.

Par exemple, si le milieu est dispersifs (son indice varie en fonction de la longueur d'onde), la géométrie du faisceau pourra varier d'une longueur d'onde à une autre, ce qui peut distordre temporellement des signaux très brefs (impulsions laser, messages à haut débit).

Par ailleurs, les fluctuations aléatoires de l'indice de réfraction provoquent une déformation des chemins optiques par rapport aux lois de l'optique géométrique, ce qui modifie la géométrie des scènes (mirages, turbulence atmosphérique).

4.1.2 Facteur de transmission spectral d'un milieu

La fraction du flux initial qui continue à se propager dans l'axe, après avoir traversé la distance D , est le facteur de transmission spectral du milieu sur la distance D .

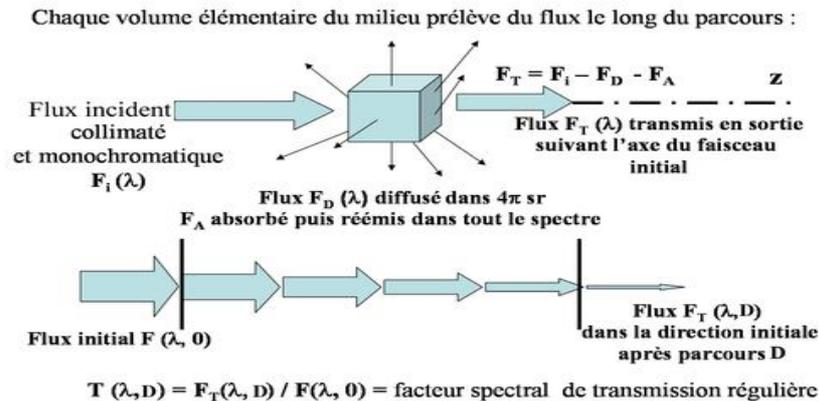


Figure II-10 : Diffusion, absorption, et transmission d'un milieu.

Dans le cas d'un milieu dit « inhomogène », α et β varient d'un point à un autre, et on a :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\int_0^D [\alpha(\lambda, Z) + \beta(\lambda, Z)] dZ} \quad \text{II-20}$$

Si le milieu est homogène, α et β sont constants le long du trajet à la longueur d'onde donnée, et la transmission spectrale du milieu sur la distance D est :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-[\alpha(\lambda) + \beta(\lambda)] \cdot D} \quad \text{II-21}$$

L'atténuation globale apportée par le milieu, sommation de ses effets en absorption et en diffusion, est spécifiée par le coefficient spectral d'atténuation (d'extinction) linéique du milieu $\gamma(\lambda, Z)$, avec :

$$\gamma(\lambda, Z) = \alpha(\lambda, Z) + \beta(\lambda, Z) \quad \text{II-22}$$

La transmission spectrale du milieu de propagation sur une distance D est alors :

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\int_0^D \gamma(\lambda, Z) \cdot dZ} \quad \text{En milieu inhomogène} \quad \text{II-23}$$

$$T_m(\lambda, D) = e^{-\gamma(\lambda) \cdot D} \quad \text{En milieu homogène} \quad \text{II-24}$$

4.2 Propriétés radiométriques d'un instrument optique

Dans la majorité des cas, le senseur d'un capteur optoélectronique est constitué non pas d'un détecteur seul, mais d'une optique et d'un détecteur, parce que, d'une part, cette association permet de sélectionner sa zone utile de vision (un détecteur sans optique 'voit' dans le demi-espace qui se présente devant lui) et, d'autre part, de disposer d'une surface importante pour collecter le maximum de flux. [14]

4.2.1 Champ et Ouverture d'un instrument optique

En fait, l'association d'un détecteur avec une optique opère une double sélection dans les rayonnements. Tout d'abord, il est clair que les photons à capter doivent traverser l'optique avant d'arriver sur le détecteur. Le diaphragme de l'optique qui assure cette première sélection est le diaphragme d'ouverture. La pupille d'entrée est son équivalent, ou son image, dans l'espace objet (en amont de l'optique) et la pupille de sortie son image en aval.

Ensuite, une seconde sélection est assurée par l'optique et le détecteur lui-même : en effet, parmi les photons qui ont réussi à traverser la pupille d'entrée, seule une fraction peut aboutir sur la surface sensible du détecteur : il s'agit de ceux qui proviennent de la zone de l'espace objet qui est l'image du détecteur par l'optique. Cette zone constitue le 'champ du capteur' et, pour cette raison, la surface sensible du détecteur est, dans de nombreux cas, le diaphragme du champ du capteur.

Si l'objet, ou la source, est à distance finie, on spécifie le champ du capteur en dimensions linéaires (dimensions de l'image du détecteur au niveau de l'objet). On dira, ainsi, que le champ d'un capteur en microscopie a, par exemple, un diamètre de 1mm. Si l'objet, ou la source, est très éloigné, on spécifiera le champ par des valeurs angulaires, en général suivant deux axes, vertical et horizontal : on dira par exemple qu'une caméra a un champ de 9° par 16° , et la valeur θ du demi-champ angulaire suivant un axe est donnée par la relation suivante, où a est la dimension du détecteur dans l'axe correspondant, et f' la focale de l'optique : $\tan \theta = \frac{a}{2f'}$

Dans certains cas, il se peut que le détecteur intercepte, aussi, des rayons qui proviennent, par diffusion dans les milieux ou par réflexion sur les montures mécaniques et sur les surfaces optiques, de sources situées hors du champ. La lumière correspondante doit être prise en compte dans l'évaluation du flux incident sur le détecteur, non pas en temps que signal utile, mais comme lumière parasite.

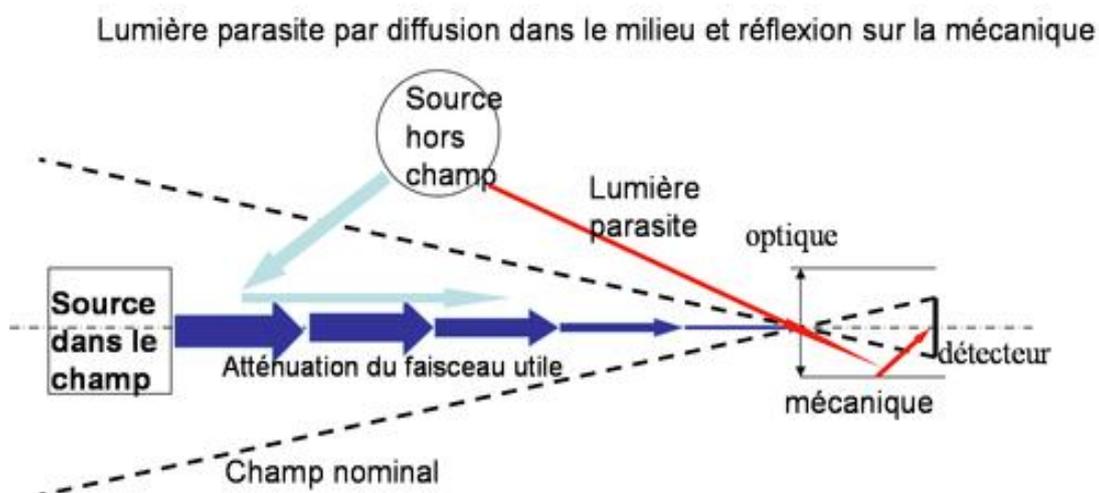


Figure II-11 : Contributions de sources situées dans le champ et hors du champ

4.2.2 Etude géométrique du capteur

La délimitation du faisceau utile au capteur par les diaphragmes de champ et d'ouverture permet d'en définir l'étendue géométrique.

Considérons un capteur observant à l'infini sur son axe, c'est-à-dire ayant un senseur dont le détecteur, supposé de petite taille et de surface sensible $S_{dét}$, est placé au foyer d'une optique de distance focale f . l'étendue géométrique de cette configuration est celle du pinceau de lumière qui, arrivant le long de l'axe, traverse la pupille d'entrée, d'aire S_{opt} , et se focalise sur le détecteur, c'est-à-dire celui qui se propage à l'intérieur de l'angle solide $\Omega_{dét} = \frac{S_d}{f^2}$:

$$G_{\text{capteur}} = S_{\text{opt}} \cdot \Omega_{\text{dét}} = \frac{S_{\text{opt}} \cdot S_{\text{dét}}}{f^2} \quad \text{II-25}$$

Ou

$$G_{\text{capteur}} = \pi \cdot \frac{S_{dét}}{4 \cdot N^2} \dots \dots \dots \text{puisque } S_{\text{opt}} = \pi \cdot \frac{D_e^2}{4} \quad \text{II-26}$$

Où N est le nombre d'ouverture de l'optique ($N = f/D_e$)

4.2.3 Transformation de la luminance par un instrument optique

On montre en appliquant les règles de l'optique géométrique, que lorsqu'un pinceau lumineux d'étendue géométrique G_1 traverse un composant ou un système de bonne qualité optique (sans aberrations notables) sans être diaphragmé par celui-ci, il en ressort avec une étendue géométrique G_2 telle que : $n_1^2 G_1 = n_2^2 G_2$

Où n_1 et n_2 sont les indices de réfraction des milieux initial et final.

Si les milieux extrêmes sont identiques (ce qui est très souvent le cas, où il s'agit de l'air), le pinceau image a la même étendue géométrique que le pinceau objet. Si, de plus, l'optique est sans perte, le flux en sortie est égal au flux entrant, ce qui veut dire qu'un système de bonne qualité optique et sans perte, restitue un pinceau de même étendue géométrique et de luminance que celles du pinceau à l'entrée, si ces milieux extrêmes sont les mêmes. C'est ce qu'on appelle « le théorème de la conservation de la luminance par un système optique » (s'appliquant qu'aux systèmes parfaits, sans pertes et de milieux extrêmes identiques).

Cela s'applique en particulier à un composant simple tels qu'un miroir (surface dite spéculaire) pour lequel la luminance du faisceau réfléchi dans la direction de l'optique géométrique ($\theta = \theta'$ et $\phi = \phi'$) est proportionnelle au facteur de réflexion de la surface pour cette incidence, et à la luminance du faisceau incident $L_{\text{inc}}(\lambda, \theta', \phi')$:

$$L_R(\lambda, -\theta', \phi') = R(\lambda, \theta', \phi') \cdot L_{\text{inc}}(\lambda, \theta', \phi') \quad \text{II-27}$$

La BRDF d'un miroir ou, de façon plus générale, d'une surface spéculaire, est une distribution de Dirac : elle est nulle dans toutes les directions d'observation sauf dans celle qui est la symétrique de la direction d'éclairage par rapport à la normale à la surface.

4.3 Calcul du flux incident sur le détecteur d'un capteur optoélectronique

Comme on l'a mentionné plus haut, l'une des tâches majeures en conception de capteur est l'évaluation du signal électrique issu de son détecteur, et donc du flux capté par ce dernier. La procédure de ce calcul varie d'une application à une autre, suivant la configuration et la finalité du capteur (propagation en espace libre, capteur d'image ou de flux, ...). Dans le cadre de ce chapitre, on se limitera à deux configurations en espace libre : le capteur d'image et le collecteur de flux. [15]

4.3.1 Première configuration : capteur d'image sur scène étendue

Pour former une image de la scène, le capteur doit la résoudre, spatialement ou angulairement, ce qui signifie que la dimension de l'image est beaucoup plus grande que celle du détecteur élémentaire, ou pixel, qui fait généralement partie d'une matrice disposée dans le plan image. L'étendue géométrique G_{capteur} du faisceau utile à chaque détecteur élémentaire n'est pas définie par l'objet entier et l'optique, mais par l'optique et le détecteur en question. Suivant la règle, le flux spectrique incident sur le détecteur/pixel est le produit de la luminance spectrique apparente du faisceau dans la direction adéquate et de son étendue géométrique, d'où : [16]

$$\frac{d\varphi_{inc,dét}}{d\lambda} = G_{\text{capteur}} \cdot T_{op}(\lambda) \frac{dL_{app}}{d\lambda} \quad \text{II-28}$$

Si l'objet est à grande distance, l'équation II-28 devient:

$$\frac{d\varphi_{inc,dét}}{d\lambda} = \frac{\pi \cdot T_{op}(\lambda) \cdot A_d}{4N^2} \cdot \frac{dL_{app}}{d\lambda} \quad \text{II-29}$$

Où N et $T_{op}(\lambda)$ sont respectivement le nombre d'ouverture de l'optique (rapport entre la focale image et le diamètre de la pupille d'entrée), supposée de bonne qualité ou « aplanétique », et son facteur de transmission spectral, et où A_d est l'aire sensible du détecteur élémentaire.

A partir de là, on calculera le signal électrique suivant la procédure qui est définie dans la partie suivante.

4.3.2 Deuxième configuration : collecteur de flux, sur source quasi-ponctuelle

Contrairement au capteur d'image, le collecteur de flux a un champ de réception supérieur à la source pour pouvoir capter tout le flux que celle-ci envoie dans la pupille d'entrée. Dans ces conditions, le flux incident sur le détecteur en provenance de la source est le produit de l'intensité apparente I_{app} de la source (évaluée au niveau du capteur) par la transmission de l'optique et par l'angle solide sous lequel la source voit la pupille d'entrée du capteur :

$$\frac{d\varphi_{inc,dét}}{d\lambda} = T_{op}(\lambda) \cdot \frac{dI_{app,source}}{d\lambda} \cdot \frac{S_{opt}}{d^2} \quad \text{II-30}$$

Puisque, par principe, un collecteur de flux a un champ supérieur à la source utile, il observe aussi un peu de fond, sur lequel il se comporte en capteur d'image. En effet, le fond occupe par définition tout l'espace, dont l'angle solide ($4\pi S_r$) est supérieur au champ du capteur, et il doit être spécifié par sa luminance apparente, $L_{app,fond}$, dans le champ du capteur. Dans le cas où l'objet occupe une fonction très faible du champ du capteur (source 'ponctuelle'), le flux spectrique total incident sur le détecteur, pour une conjugaison infini-foyer, est donné par :

$$\frac{d\varphi_{inc,dét}}{d\lambda} = T_{op}(\lambda) * [T_m(\lambda) \cdot \left(\frac{dI_0}{d\lambda}\right) \cdot \frac{S_{op}}{d^2} + \left(\frac{dL_{app,fond}}{d\lambda}\right) \frac{\pi A_d}{4N^2}] \quad \text{II-31}$$

On peut considérer un troisième cas, fréquent en astronomie, où le capteur vise des objets ponctuels (étoiles) avec une résolution très élevée (proche de la diffraction). Même si la source est ponctuelle, le capteur n'est pas vraiment un collecteur de flux, car l'image de la source est de dimension similaire à celle de la diffraction.

Il faut dans ce cas évaluer le pourcentage de flux qui, provenant de la source et ayant traversé la pupille, est incident sur le détecteur.

La spécification de l'optique qui répond à cette demande est sa Réponse Impulsionnelle Spatiale (RIS) ou Point Spread Function (PSF), loi d'éclairement relatif dans le plan image lorsque la source est ponctuelle. Quant à la contribution du fond, elle demeure inchangée par rapport au cas précédent.

4.4 Le signal électrique en sortie du détecteur

4.4.1 Le détecteur

Qu'il soit quantique ou thermique, le détecteur est à spécifier par sa sensibilité spectrale en courant $R_i(\lambda)$, rapport exprimé en A/W entre le courant qu'il délivre et le flux incident, en fonction de la longueur d'onde.

Dans le cas où on utilise un détecteur quantique, on peut aussi le spécifier par son rendement ou efficacité quantique $\eta(\lambda)$, rapport, à chaque longueur d'onde, entre le nombre d'électrons délivrés et le nombre de photons incidents. Le rendement quantique et la sensibilité sont reliés par : [17]

$$R_i(\lambda) = \frac{\eta(\lambda) \cdot q}{h \cdot \nu} = \frac{\eta(\lambda) \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c} \quad \text{II-32}$$

Si le spectre du rayonnement à capter est large, une bande spectrale de largeur élémentaire $d\lambda$ autour de la longueur d'onde λ provoque en sortie du détecteur le courant élémentaire suivant :

$$di_{\text{dét}} = \eta(\lambda) \cdot q \cdot d\phi_p(\lambda) = R_i(\lambda) \cdot d\phi_e(\lambda) \quad \text{II-33}$$

où $d\phi_p$ et $d\phi_e$ sont, en unités photonique (en s^{-1}) et énergétique (en w), l'expression du flux dans la bande, q la charge de l'électron, et h constante de Planck.

Comme $d\phi_e = \left(\frac{d\phi_e}{d\lambda}\right)d\lambda$ et $d\phi_p = \left(\frac{d\phi_p}{d\lambda}\right)d\lambda$, il ressort que, en réponse à un rayonnement spectralement large, le courant en sortie du détecteur est égal à :

$$i_{\text{dét}} = \int_0^{\infty} R_i(\lambda) \cdot \left(\frac{d\phi_e}{d\lambda}\right)d\lambda = \int_0^{\infty} \eta(\lambda) \cdot q \cdot \left(\frac{d\phi_p}{d\lambda}\right)d\lambda \quad \text{II-34}$$

Si le rayonnement incident est quasi-monochromatique, le courant de sortie est plus simplement donné par :

$$i_{\text{dét}} = R_i(\lambda) \cdot \phi_e(\lambda) \quad \text{ou} \quad i_{\text{dét}} = \eta(\lambda) \cdot q \cdot \phi_p(\lambda) \quad \text{II-35}$$

4.4.2 Définition du signal utile

La définition correcte du signal utile n'est pas toujours facile car, dans certains cas, le détecteur d'un capteur optoélectronique reçoit du rayonnement en permanence et produit du signal, même en l'absence du phénomène recherché. Si le capteur fonctionne dans le visible ou dans le très proche infrarouge, et, si on fait une obscurité totale, on peut réduire au minimum ce courant de fond, dû à la lumière ambiante, car l'émission thermique des corps à température ambiante est extrêmement faible, et le signal détecté peut alors être proche du signal recherché.

Si le même capteur fonctionne en ambiance lumineuse importante (utilisation en extérieur en présence du soleil), le détecteur peut être exposé à cet éclairage et délivrer un signal plus élevé que le signal attendu.

Par contre, dans l'infrarouge moyen et lointain, le rayonnement thermique, même dans l'obscurité, peut donner lieu à un signal non négligeable, qui est exploité en thermographie (mesures de températures), ou en imagerie thermique (mesure des différences de température d'un point à un autre d'une scène). Dans ces deux applications, pourtant très similaires, le signal 'utile' est défini différemment : en thermographie, le signal utile est la valeur du courant délivré par le détecteur, car il est représentatif de la température de scène si le capteur est étalonné correctement, alors qu'en imagerie thermique, c'est la variation du signal, d'un point à un autre, qui est le paramètre utile, sa valeur étant moins importante.

On voit que, dès la conception, il importe de définir la nature du signal que l'on cherche à exploiter. Ce qui s'applique à l'imagerie thermique est vrai aussi pour un grand nombre de capteurs optoélectronique, où ce n'est pas la valeur du signal lui-même qui est important, mais plutôt sa variation lors de la présence du phénomène à caractériser : modulation d'une source : cas des transmissions optiques, imagerie (photographie numérique, télévision, imagerie infrarouge), détection de cibles, détection d'impulsion laser, surveillance de zone,...

4.5 Les sources du bruit dans un capteur optoélectronique

4.5.1 Le bruit de grenaille

Le signal électrique que doit traiter l'électronique du capteur est bruité pour plusieurs raisons : d'une part, le détecteur est un générateur bruité par le fait que le débit des photons incidents sur sa surface sensible n'est pas régulier. Ceci se traduit par un 'bruit de grenaille', ou bruit shot, dont la variance en courant a une densité spectrale constante, donnée par la formule de Shottky, où i est la valeur moyenne : [18]

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{shot} = 2 \cdot q \cdot i \quad \text{II-36}$$

4.5.2 La résistance de charge du détecteur

Par ailleurs, à cause de l'agitation thermique de ses électrons, la résistance de charge du détecteur est aussi une source de bruit, dont la densité spectrale est donnée, en fonction de la température T de la résistance, par la formule de Johnson : [18] [19]

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{Johnson} = \frac{4K_B T}{R_c} \quad \text{II-37}$$

Où K_B est la constante de Boltzmann

4.5.3 Le bruit propre à l'électronique

Il faut aussi prendre en compte ce bruit, qui provient en grande partie du préamplificateur et, à un degré moindre, des étages suivants (par exemple, bruit de numérisation). Pour pouvoir comparer les influences des diverses sources de bruit, on les évalue au même point que le signal, c'est-à-dire au bornes de la résistance de charge du détecteur.

On prend en compte les caractéristiques de bruit de composants électroniques, comme celui dû au préamplificateur, par l'intermédiaire de son facteur de bruit F , ce qui permet de ramener la densité spectrale de son bruit au même point que les deux précédentes : [18]

$$\left(\frac{d\sigma_i^2}{df}\right)_{PA} = \frac{4k_B T (F-1)}{R_C} \quad \text{II-38}$$

4.5.4 Bruit global

Les sources de bruit étant décorréelées les unes des autres, la variance du courant de bruit global est la somme des variances des courants de bruit correspondants :

$$\sigma_i^2 = \sigma_{i_{Shot}}^2 + \sigma_{i_{Johnson}}^2 + \sigma_{i_{PA}}^2 \quad \text{II-39}$$

D'où l'expression suivante pour la variance globale du courant de bruit en sortie du détecteur, dans la bande passante équivalente de bruit Δf de l'électronique :

$$\sigma_i^2 = \left(2 \cdot q \cdot i_{moy} + \frac{4k_B \cdot T \cdot F}{R_C}\right) \cdot \Delta f \quad \text{II-40}$$

L'importance d'une composante de bruit par rapport à une autre varie en fonction du domaine spectral de fonctionnement du capteur, de son mode de détection (direct ou hétérogène) et de l'environnement lumineux dans lequel le capteur doit fonctionner (obscurité, jour, source intense dans le champ,...) [18]

Source de bruit	Paramètre	Variance s_i^2
Fond (en IR)	Courant de fond i_F	$2 q i_F \Delta f$
Signal	Courant de signal i_S	$2 q i_S \Delta f$
Obscurité	Courant d'obscurité i_O	$2 q i_O \Delta f$
En 1/f	Défauts surface connexions	À définir au cas par cas
Thermique	Température de R_C	$4 k T \Delta f / R_C$
Amplificateur	Facteur de bruit F	$4 k (F-1) T \Delta f / R_C$

$$\sigma_i^2 = 2 q (i_F + i_S + i_O) \Delta f + 4 k T F \Delta f / R_C$$

Figure II-12 : Origines du bruit dans un capteur optoélectronique

5- Conclusion

Ce chapitre avait pour but de présenter, d'une façon générale, une des méthodes de réalisation d'un capteur optoélectronique. Pour cela, afin de mieux comprendre à quoi notre travail consistait, un schéma bloc a été donné, quelques grandeurs radiométriques ont été définies et le signal, à la sortie du détecteur, a été brièvement étudié.

En plus de ces grandeurs radiométriques, d'autres facteurs peuvent intervenir durant la propagation du signal électromagnétique à travers le détecteur. C'est ce que nous allons voir dans les chapitres suivants.

Chapitre III
Généralités sur l'effet
Electro-Optique E/O

1- Introduction

Ce travail, en général, va consister à essayer de concevoir ou plutôt d'apprendre comment réaliser un capteur optique de champ électrique. Ce capteur se basera sur l'étude de l'effet électro-optique dans un cristal d'une façon générale. Pour ce fait, nous allons rappeler les concepts de base de l'optique des milieux anisotropes et de l'effet électro-optique linéaire communément appelé effet Pockels. Cette étude nous aidera à faire un choix de la meilleure configuration électro-optique offerte par le cristal étudié.

2- Concepts de base sur l'optique anisotrope

Dans un milieu diélectrique anisotrope (comme milieu cristallin), les propriétés optiques (l'indice de réfraction) vues par une onde électromagnétique s'y propageant, dépendent de la direction de propagation de celle-ci. Pour une direction de propagation donnée (fixée), il existe deux (2) indices de réfraction. Ces indices sont associés à des ondes électromagnétiques ayant des états de polarisation qui peuvent se propager sans altération. Ces états sont appelés états propres pour la direction de propagation considérée.

Une onde se propageant dans une direction quelconque peut se décomposer en deux ondes planes indépendantes ayant des modes de propagation d'onde linéaire. Ces deux composantes principales de l'onde verront chacune un indice de réfraction dont la différence Δn est appelée Biréfringence naturelle du milieu dans la direction considérée.

La biréfringence signifie qu'il y a deux indices de réfraction ou deux directions de propagation pour chaque rayon incident.

2.1 Définition de la polarisation

Une onde électromagnétique est représentée par la donnée de ses vecteurs, champ électrique \vec{E} et champ magnétique \vec{H} . L'influence de ces champs sur la matière se décrit par l'introduction de deux autres vecteurs : le vecteur de déplacement électrique \vec{D} et le vecteur induction magnétique \vec{B} . [20] [21]

Dans un milieu matériel non magnétique (milieu cristallin), les champs vectoriels sont reliés entre eux par les équations de Maxwell qui s'écrivent :

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

En plus des équations de Maxwell, le champ électrique E et le champ magnétique B satisfont :

- La relation constitutive (ne tenant pas compte de l'activité optique)
 $D = \epsilon_0 \cdot [\epsilon] \cdot E$
- Une loi de conservation d'énergie, vérifiée par la densité d'énergie électromagnétique

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

En combinant l'équation (III-3) avec l'équation (III-7) :

$$\begin{cases} \vec{D} = 0. [\epsilon] \cdot \vec{E} \\ \vec{D} = 0. ([\mathbf{I}] + [\chi]) \cdot \vec{E} \end{cases} \dots \text{on obtient} \quad [\epsilon] = [\mathbf{I}] + [\chi] \quad \text{III-10}$$

$[\mathbf{I}]$: tenseur identité.

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \chi_{ij} \quad \text{III-11}$$

δ_{ij} = symbole de Kronecker

Un tenseur est une grandeur constituant une généralisation du vecteur défini dans un espace à 'n' dimensions par 'n^k' composantes et dont les propriétés sont indépendantes du système d'axe de coordonnées.

Le tenseur de permittivité relative $[\epsilon]$ est symétrique. En effet,

$$* \quad \mathbf{B} = \mu_0 * \mathbf{H}$$

$$* \quad \frac{dw}{dt} + \text{div S} = 0 \rightarrow \frac{dw_e}{dt} + \frac{dw_m}{dt} + \text{div S} = 0$$

$$* \quad w = w_e + w_m = \frac{1}{2} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$$

$$* \quad \frac{dw_m}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H} \cdot \mathbf{H} \right) = \dot{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{H}$$

$$\text{donc } \frac{dw_m}{dt} = \dot{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{H}$$

$$\begin{aligned} * \quad \text{div S} &= -\mathbf{E} \cdot \text{rot H} + \mathbf{H} \cdot \text{rot E} \\ &= -\mathbf{E} \frac{d\mathbf{D}}{dt} + \mathbf{H} \cdot \frac{d\mathbf{B}}{dt} \dots \text{éq. Maxwell} \\ &= -\mathbf{E} \frac{d\mathbf{D}}{dt} - \dot{\mathbf{B}} \cdot \mathbf{H} \end{aligned}$$

$$\text{div S} = -\mathbf{E}_j \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot \dot{\mathbf{E}}_j - \frac{dw_m}{dt} \dots (*1) \quad \text{avec } D_i = [\epsilon]_{ij} \cdot E_j$$

$$\begin{aligned} * \quad \frac{dw_e}{dt} &= \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot \mathbf{E}_i \cdot D_i \right) \\ &= \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \cdot \mathbf{E}_i \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot E_j \right) \\ &= \frac{1}{2} \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot (E_i \cdot \dot{\mathbf{E}}_j + \dot{\mathbf{E}}_i E_j) \dots (*2) \end{aligned}$$

En reportant (*1) et (*2) dans l'équation de la conservation d'énergie électromagnétique $\frac{dw}{dt} + \text{div S} = 0$, on obtient :

$$\frac{1}{2} \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot (E_i \cdot \dot{\mathbf{E}}_j + \dot{\mathbf{E}}_i E_j) - E_j \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot \dot{\mathbf{E}}_j = 0$$

$$\text{Soit : } \frac{1}{2} \cdot [\epsilon]_{ij} \cdot (E_i \cdot \dot{\mathbf{E}}_j - \dot{\mathbf{E}}_i E_j) = 0$$

$$\text{Ou bien encore : } \frac{1}{2} \cdot E_i \cdot \dot{\mathbf{E}}_j \cdot ([\epsilon]_{ij} - [\epsilon]_{ji}) = 0$$

$$\text{Ce qui implique : } [\epsilon]_{ij} = [\epsilon]_{ji}$$

$[\epsilon]$ est donc symétrique réel.

En plus d'être symétrique, le tenseur de permittivité relative $[\varepsilon]$ ne dépend que de six (6) paramètres indépendants (dans une base quelconque).

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

Au moyen d'un changement d'axe, il est possible de transformer un tenseur symétrique réel en un tenseur diagonal réel exprimé dans un système de coordonnées cartésiennes aussi appelé repère propre du milieu matériel. Les axes de coordonnées de ce repère sont les axes propres ou principaux du milieu considéré. La relation (3) devient :

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad \text{III-13}$$

La recherche d'un tel repère est facilitée par les éléments de symétrie de la structure cristalline du matériau. Trois (3) coefficients ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$) sont ainsi nécessaires pour la caractérisation d'un milieu anisotrope, et leurs valeurs relatives permettent une classification des milieux optiques.

Une fois le tenseur diagonalisé et par analogie avec les milieux isotropes, nous pouvons introduire les indices de réfraction n_x, n_y, n_z reliés aux permittivités par la relation $\varepsilon_i = n_i^2$ ($i=x,y,z$). Ces indices sont appelés « indices de réfraction principaux » du milieu optique considéré. Leur comportement, lorsque le milieu est soumis à un champ électrique, est primordial pour le développement d'un capteur optique de champ électrique.

Donc, il est important de bien caractériser les relations qui unissent ces indices au champ électrique c'est ce qui nous amène à définir l'Ellipsoïde des indices. [22]

2.2 Ellipsoïde des indices

En l'absence de champ électrique, l'ellipsoïde des indices est décrit par l'équation générale suivante : [22]

$$\sum_{ij} \eta_{ij} x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-14}$$

$\eta_{ij} = \frac{1}{\varepsilon_{ij}}$... tenseur d'imperméabilité électrique.

i, j : coordonnées cartésiennes x, y, z

indice de réfraction généralisé : n_{ij} tel que : $n_{ij}^2 = \varepsilon_{ij}$

$$\text{(III-14) devient :} \quad \sum_{ij} \frac{1}{n_{ij}^2} \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-15}$$

Dans l'espace propre, (III-15) devient :

$$\frac{x^2}{n_{11}^2} + \frac{y^2}{n_{22}^2} + \frac{z^2}{n_{33}^2} = 1 \quad \text{III-16}$$

En utilisant la notation contractée de Voigt qui permet de transformer les couples d'indices i, j en indice simple p :

(i, j)	(1, 1)	(2, 2)	(3, 3)	(2, 3) (3, 2)	(1, 3) (3, 1)	(1, 2) (2, 1)
P	1	2	3	4	5	6

Nous avons alors :

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1 \dots \implies \frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad \text{III-17}$$

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 (indicatrice) permet une représentation géométrique simple des propriétés optiques des cristaux anisotropes, ainsi qu'une détermination des indices de réfraction suivant une direction de propagation bien définie d'une onde lumineuse.

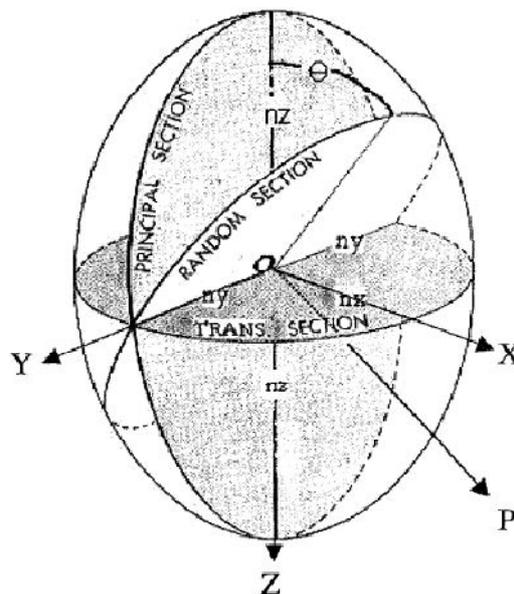


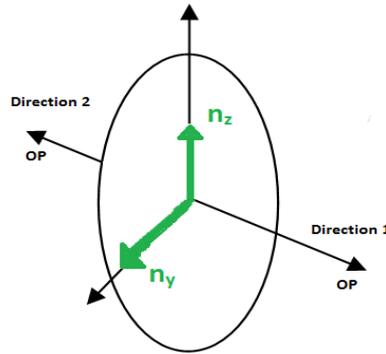
Figure III-1 : Ellipsoïde des indices

La figure précédente représente l'ellipsoïde des indices de façon générale. Les axes principaux X, Y, Z ont pour longueurs : $2n_x, 2n_y, 2n_z$.

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

Lorsque la direction de propagation \vec{op} coïncide avec un des axes principaux de l'ellipsoïde (par exemple OX), les deux indices de réfraction n_y et n_z sont donnés par les longueurs des deux autres axes.

De façon générale, il existe deux directions particulières \vec{op} pour lesquelles les intersections du plan normal à \vec{op} avec l'ellipsoïde sont des cercles.



Ces deux directions définissent les axes optiques du cristal. Si ces deux directions sont distinctes, nous avons affaire à un cristal biaxe, c'est-à-dire possédant des indices n_x, n_y, n_z différents. Si ces directions sont confondues, c'est un cristal uniaxe possédant deux indices de réfraction identiques (c'est ce que nous allons voir).

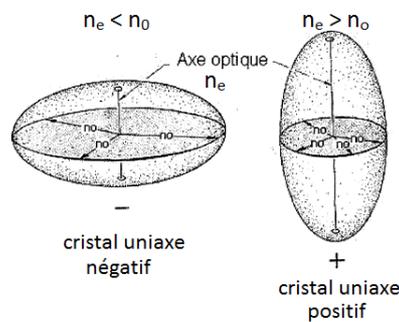
Dans le cas des cristaux uniaxes, nous avons un ellipsoïde de révolution autour de l'axe OZ qui est l'axe optique du cristal. L'équation générale (III-17) de l'ellipsoïde devient :

$$\frac{x^2 + y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \tag{III-18}$$

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.

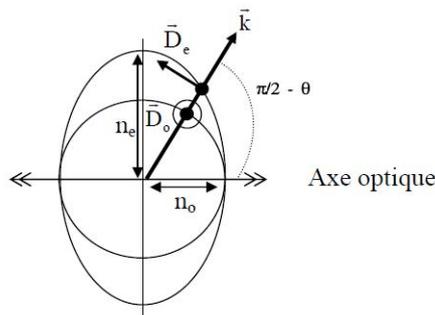


Figure III-2 : cas général

Le plan d'onde coupe l'ellipsoïde suivant une ellipse ayant pour longueur de demi-axe l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ dans le plan de l'axe d'incidence, et l'indice ordinaire n_o dans une direction perpendiculaire.

Du fait de la symétrie de révolution, on peut dire que quelque soit l'angle d'inclinaison θ , on a toujours l'indice n_o correspondant à l'état de polarisation ordinaire.

La direction de l'état de polarisation extraordinaire est donnée par la projection de l'axe optique sur le plan d'onde et il lui est associé l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ qui est déterminé comme suit :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{(\cos \theta)^2}{n_e^2} + \frac{(\sin \theta)^2}{n_o^2} \quad \text{III-19}$$

- 2- La direction de propagation est parallèle à l'axe optique OZ ($\theta = \pi/2$), l'ellipse section se réduit à un cercle de rayon n_o . Il est clair que le milieu se comporte de la même façon qu'un corps isotrope. Il n'y a pas de biréfringence naturelle dans cette direction, $\Delta n = 0$. Donc, n'importe quel état de polarisation se propage le long de l'axe optique sans subir de déformation.
- 3- La direction de propagation est perpendiculaire à l'axe optique $\theta = 0$. L'indice extraordinaire correspond alors à l'indice extraordinaire principale n_e . L'état de polarisation extraordinaire est parallèle à l'axe optique alors que l'état de polarisation ordinaire lui est perpendiculaire. Nous sommes dans la direction de propagation où nous maximisons l'effet de la biréfringence naturelle du cristal sur l'état de polarisation de l'onde lumineuse qui le traverse.

Voici une figure généralisant les trois cas pour un cristal de structure hexagonale :

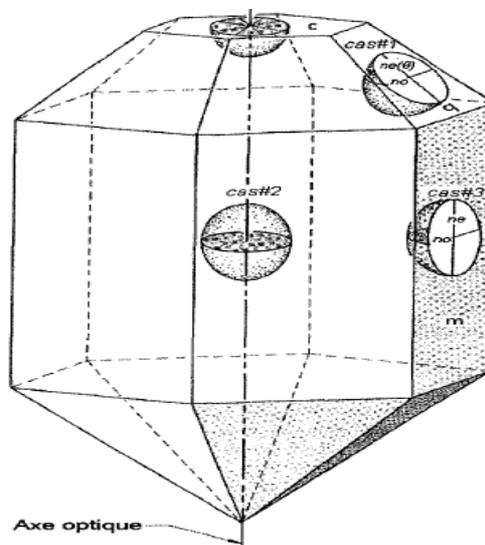


Figure III-3 : représentation de l'ellipsoïde des indices sur un cristal de structure hexagonale.

L'ellipsoïde des indices représente la surface indicatrice de tenseur $[\epsilon]$. Il permet une détermination simple des états propres de propagation. Il apparaît comme la surface fondamentale dans l'étude des anisotropes induites par des champs extérieurs. En effet, l'ellipsoïde des indices se modifie légèrement sous l'action d'un champ électrique et les nouvelles propriétés optiques du cristal sous contraintes peuvent en être déduites.

3- Effet Electro-optique

Nous savons que l'application d'un champ électrique \vec{E} sur un cristal provoque une modification de ses propriétés optiques, c'est « l'effet électro-optique » ou « effet Pockels ».

Les raisons physiques de ces modifications tiennent dans le changement de la polarisation dû à une redistribution des charges et une déformation de la maille cristalline, sous l'action d'un champ électrique. Il est clair que suivant la direction du champ \vec{E} appliqué et suivant la nature de la structure cristalline, les effets sur le cristal seront différents. Une théorie tensorielle est donc nécessaire pour traiter ces derniers. Comme un milieu optique dépourvu de pouvoir rotatoire est totalement décrit sur le plan macroscopique par son ellipsoïde des indices, l'action du champ électrique \vec{E} , en modifiant la polarisation dans le cristal et donc le tenseur de permittivité $[\varepsilon]$, va modifier les caractéristiques de cet ellipsoïde, ce qui se traduit par le changement d'orientation de ses axes et la variation des indices principaux. [22]

Les propriétés principales de l'effet électro-optique (E/O) sont les suivantes :

- C'est un effet linéaire, c'est-à-dire que les déformations de l'ellipsoïde des indices sont proportionnelles au champ électrique appliqué.
- Du fait de son origine électronique, la constante de temps d'établissement de l'effet E/O est très brève et toujours de l'ordre de la picoseconde.
- Cet effet est inexistant dans les milieux Centro-symétriques.

3.1 Déformation de l'Ellipsoïde des indices

L'application d'un champ électrique provoque une déformation de l'ellipsoïde des indices qui se traduit par une variation δn_{ij} des indices n_{ij} . [20] Nous obtenons ainsi une nouvelle expression de l'ellipsoïde des indices qui en fait définit l'effet E/O :

$$\sum_{ij} \left[\frac{1}{n_{ij}^2} + \partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) \right] \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-20}$$

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

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad \text{III-21}$$

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 :

$$\sum_k \left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ijk} \cdot E_k \right) \cdot x_i \cdot x_j = 1 \quad \text{III-22}$$

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

$$\partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = \frac{-2 \cdot n_{ij} \cdot \partial n_{ij}}{n_{ij}^4} \text{ d'où} \quad \partial \left(\frac{1}{n_{ij}^2} \right) = -2 \frac{\delta_{n_{ij}}}{n_{ij}^3} \quad \text{III-23}$$

de III-21 et III-23, on obtient :

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

$$\text{d'où} \quad \delta_{n_{ij}} = -\frac{1}{2} \cdot n_{ij}^3 \cdot \sum_k r_{ijk} \cdot E_k \quad \text{III-24}$$

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

$$\delta_{n_p} = -\frac{1}{2} \cdot n_p^3 \cdot \sum_k r_{pk} \cdot E_k \quad \text{III-25}$$

3.2 Déphasage

Une onde se propageant dans une direction quelconque peut se décomposer en deux ondes planes indépendantes et perpendiculaires ayant des modes de propagation d'onde linéaire. La différence de phase Γ_{ij} exprimée en radian entre ces deux composantes de polarisation est pour un cristal anisotrope : [20]

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_i - \Gamma_j = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot (n_i - n_j) \quad \text{III-26}$$

Avec $\Delta n_{ij} = n_i - n_j$

l : longueur du trajet de l'onde dans le cristal

λ : longueur de l'onde de la lumière dans le vide

Δn_{ij} : biréfringence naturelle du cristal dans le plan ij

n_i et n_j : les deux indices principaux vus par les deux composantes principales de l'onde.

Les cristaux anisotropes sont très utilisés en optique pour induire un déphasage quelconque entre les composantes perpendiculaires de la lumière afin d'obtenir un état de polarisation spécifique.

Le mica et le quartz sont utilisés, par exemple, pour la fabrication de lames quartz d'onde ($\lambda/4$) qui produisent un déphasage de $\pi/2$ entre les composantes.

Par exemple une onde avec une polarisation rectiligne à $\pi/4$, c'est-à-dire sans déphasage entre les composantes perpendiculaires, chacune des composantes ayant de plus la même amplitude, qui traverse une lame quart d'onde, en ressort avec un déphasage de $\pi/2$ ce qui correspond à une polarisation circulaire dont voici la représentation : [22]

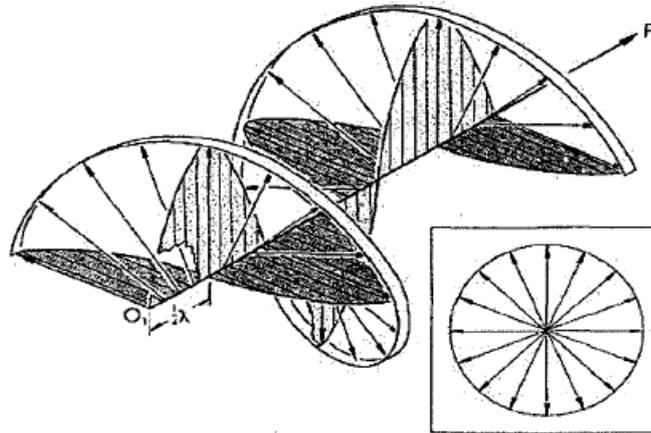


Figure III-4 : polarisation circulaire de la lumière

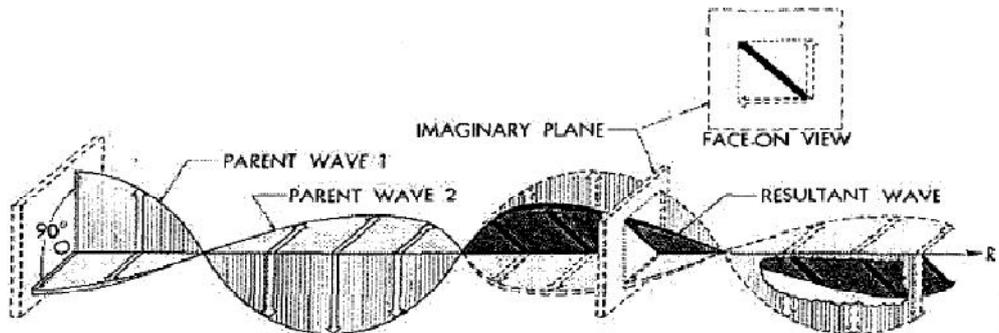


Figure III-5 : polarisation rectiligne de la lumière

En présence d'un champ électrique, la relation (III-26) s'écrira :

$$\Gamma_{ij} + \Gamma_{ij}(0) = \Gamma_{ij}(E) \quad \text{III-27}$$

$\Gamma_{ij}(0)$ 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

Avec :

$$\Gamma_{ij}(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot [\delta(n_i) - \delta(n_j)] \quad \text{III-28}$$

3.3 Les matériaux Electro-optiques

Les matériaux présentant un effet électro-optique linéaire les plus utilisés sont ceux qui ont des coefficients E/O r_{pk} les plus grands possibles et dont les autres caractéristiques sont compatibles avec l'utilisation qui en est faite. [22]

Dans les matériaux ferroélectriques, il existe une température T_c (température de Curie) en dessous de laquelle il y a existence d'une polarisation spontanée, c'est-à-dire d'un déplacement des charges qui persiste, même sans champ électrique extérieur. En général, ces matériaux possèdent une susceptibilité diélectrique plus importante que les autres matériaux (para-électriques), d'où des coefficients E/O plus importants.

Dans leur phase ferroélectrique, tous ces matériaux présentent un effet E/O linéaire dans la mesure où ils appartiennent à l'une des dix classes de symétrie non Centro-symétrique. La polarisation spontanée peut être inversée par l'application d'un champ électrique.

Les matériaux ferroélectriques sont composés de plusieurs régions appelées « domaines ferroélectriques » dans lesquelles la polarisation est uniforme. On distingue différents arrangements de ces domaines. Lorsque les directions de polarisation de domaines adjacents sont perpendiculaires, ce sont des domaines à 90° . Si les deux directions de polarisation sont parallèles mais de sens opposé, on a des domaines à 180° .

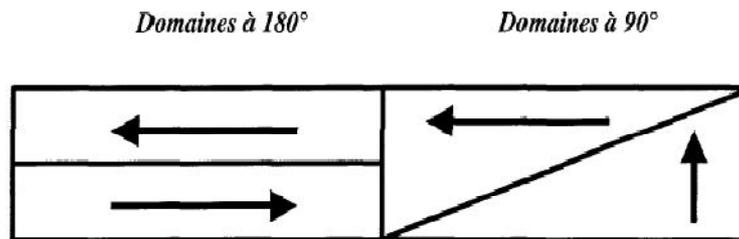


Figure III-6 : Domaine dans les cristaux ferroélectriques

Ces domaines sont préjudiciables, car les grandeurs mesurées (par exemple les coefficients E/O) dépendent de l'orientation relative, de la direction de propagation et de la polarisation de la lumière par rapport aux axes cristallographiques. De plus, les parois des domaines, en diffractant la lumière, perturbent la transmission de la lumière à travers l'échantillon. Il est possible de rendre les matériaux mono-domaines en appliquant un champ électrique adapté à la taille de l'échantillon (environ 2 kv/cm) lorsque celui-ci est porté à sa température de transition. Le cristal est ensuite refroidi lentement jusqu'à la température ambiante. [23]

Le cristal utilisé pour la fabrication de ce capteur optique de champ électrique sera le Niobate de Lithium. Il possède des caractéristiques essentielles pour ce genre d'applications. D'ailleurs, son usage est très fréquent dans la technologie des dispositifs guidant optiques comme les diviseurs de faisceau, les modulateurs d'amplitude et de phase, les convertisseurs de polarisation, les commutateurs et les multiplexeurs en longueur d'onde (WDM),...

4- Conclusion

Donc l'étude du capteur se base essentiellement sur la compréhension de l'effet électro-optique induit par le champ électrique appliqué au cristal. Pour comprendre cela, nous avons étudié les cristaux anisotropes biréfringents notamment l'Ellipsoïde qui présente les relations qui lie les indices de réfraction au champ électrique appliqué. L'application de champ provoque une modification des indices de réfraction qui se traduit par la déformation de la rotation de l'Ellipsoïde des indices.

Dans le chapitre qui suit, nous verrons en détail les principales caractéristiques d'un matériau anisotrope biréfringent qui est le Niobate de Lithium et comment utiliser ces propriétés à bon escient afin d'optimiser le capteur.

Chapitre IV
Matériaux et Technologie :
Niobate de Lithium

1- Introduction

Cette partie a pour but de rappeler l'essentiel des propriétés du Niobate de Lithium LiNbO_3 et de justifier l'intérêt qu'il présente pour l'optique intégrée.

2- Généralités et applications

➤ Définitions :

Le niobate de lithium s'est imposé comme le substrat de choix pour la réalisation de dispositifs de haute technologie. Ses applications sont nombreuses grâce à l'association de ses propriétés physiques (électro-optique, photo-élastique, piézoélectrique et optique non linéaire). En effet, outre le fait de posséder des coefficients électro-optique élevés ($r_{33} = 30.8$ pm/V), d'avoir un axe optique correspondant à l'axe ferroélectrique, d'être transparent dans une gamme de longueurs d'onde variant de 0.4 μm à 4.5 μm , le niobate de lithium peut être un milieu où quelques métaux peuvent être diffusés par des moyens relativement simple pour réaliser des guides d'onde. [24]

Le niobate de lithium est un cristal biréfringent uniaxe. Il possède des propriétés non linéaires, ferroélectriques, pyro-électriques, électro-optiques, photo-élastiques, piézoélectrique uniques, combinées avec une bonne stabilité mécanique et chimique.

Du point de vue mécanique, souvent, les plaquettes de LiNbO_3 ont une épaisseur d'environ 1mm et une surface de quelques cm^2 . Suffisamment peu fragile pour les manipuler, la moindre rayure sur la surface polie peut causer des pertes importantes (nuisance au rendement). Ses propriétés (transparence, non linéarité, dommage optique, effet kerr,...) correspondent aux principaux critères requis pour la réalisation de composants non linéaires (la croissance cristalline du LiNbO_3 et les techniques de dopage sont bien maîtrisées. De plus, ce matériau est facile à polir mais cette étape reste assez délicate).

➤ Biréfringence :

La biréfringence est une propriété qu'ont certains matériaux transparents vis-à-vis de la lumière. Leur effet principal est de diviser en deux un rayon lumineux qui les pénètre. C'est une double réfraction. Elle s'explique par l'existence de deux indices de réfraction différents selon la polarisation de la lumière (indices ordinaire et extraordinaire). [24]

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

La distinction uniaxe/biaxe peut être étendue à la plupart des autres matériaux biréfringents. Par exemple, les cristaux liquides sont parfois biréfringents.

- D'après l'optique non-linéaire, la biréfringence peut aussi être créée par un champ électrique :
 - On parle **d'effet Pockels**, ou effet électro-optique du premier ordre lorsque la biréfringence est proportionnelle au champ électrique appliqué. Cet effet se produit dans les cristaux non Centro-symétriques.
 - Si la biréfringence est proportionnelle au carré du champ électrique on parle **d'effet Kerr**. Cet effet peut intervenir pour des gaz et des liquides. Pour les cristaux, il est généralement négligeable devant l'effet Pockels qui est beaucoup plus fort, sauf pour les cristaux ferroélectriques proches de la température de Curie.
 - L'effet Kerr s'observe également à très haute fréquence, il peut être produit par le champ électrique même du rayon lumineux. On parle alors **d'effet Kerr optique**, et l'indice de réfraction varie linéairement avec l'intensité lumineuse.
- La biréfringence peut être induite par un champ magnétique :
 - **L'effet Faraday** est une biréfringence circulaire ou pouvoir rotatoire qui apparaît si on applique un champ magnétique statique ou de basse fréquence parallèlement à la direction de propagation du rayon lumineux. La biréfringence créée est proportionnelle au champ magnétique. On parle alors de biréfringence magnétique circulaire. Cet effet est utilisé dans les isolateurs de Faraday, ou diodes optiques en télécom.
 - **L'effet Cotton-Mouton**, appelé aussi parfois effet Voigt exhibe une biréfringence créée par un champ magnétique perpendiculaire à la direction de propagation. La biréfringence est alors proportionnelle au carré du champ appliqué. Il s'agit d'une biréfringence linéaire et non circulaire.
 - **L'effet Kerr magnéto-optique** s'observe par réflexion sur une surface d'un matériau soumis à un champ magnétique. Ces effets sont proportionnels au champ magnétique, comme l'effet Faraday mais ne s'apparentent pas à la biréfringence. Une application bien connue est celle des disques et lecteurs magnéto-optiques.

Les cristaux soumis à des contraintes mécaniques peuvent présenter une biréfringence : on parle de **photoélasticité**. Lorsque le matériau est transparent, cet effet permet de visualiser les contraintes par interférométrie. Les liquides peuvent également présenter une biréfringence sous contrainte mécanique. Les contraintes étant généralement observées en régime d'écoulement stationnaire, on parle de **biréfringence d'écoulement**.

➤ Température :

La mesure de la température de Curie T_C , sensible aux écarts de composition, est aussi un indicateur de qualité. On rappelle ainsi qu'au dessus de T_C , les atomes de Lithium reviennent dans une position de symétrie par rapport aux plans des atomes d'oxygène. C'est la phase para-électrique caractérisée par une polarisation diélectrique spontanée nulle. A température ambiante, ce matériau est au contraire dans une phase ferroélectrique orientée, c'est-à-dire qu'il possède une polarisation spontanée réversible résultant d'un décalage entre les barycentres des charges positives et des charges négatives du cristal. [24]

Ce matériau possède donc un cycle d'hystérésis électrique remarquable qui décrit le comportement non linéaire de la polarisation et son inversion en fonction du champ électrique appliqué où P_S est la polarisation spontanée ($P_S=71 \text{ uC/cm}^2$) et E_C est me champ coercitif (21kv/mm) (champ électrique nécessaire pour annuler la polarisation spontanée).

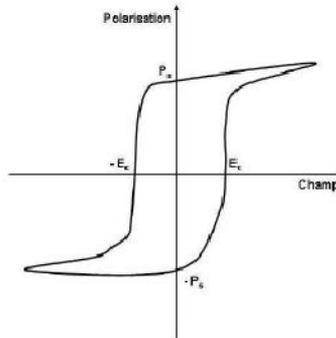


Figure IV-1 : Représentation du cycle d'hystérésis (courbe polarisation ou déplacement en fonction du champ électrique) d'un cristal ferroélectrique.

➤ Structure :

Sa structure cristalline est décrite comme un empilement de plans composés chacun de trois atomes d'oxygène, deux plans formant un octaèdre. L'arrangement des cations au sein des octaèdres se présente sous la forme d'une séquence de Niobium (Nb), libre.

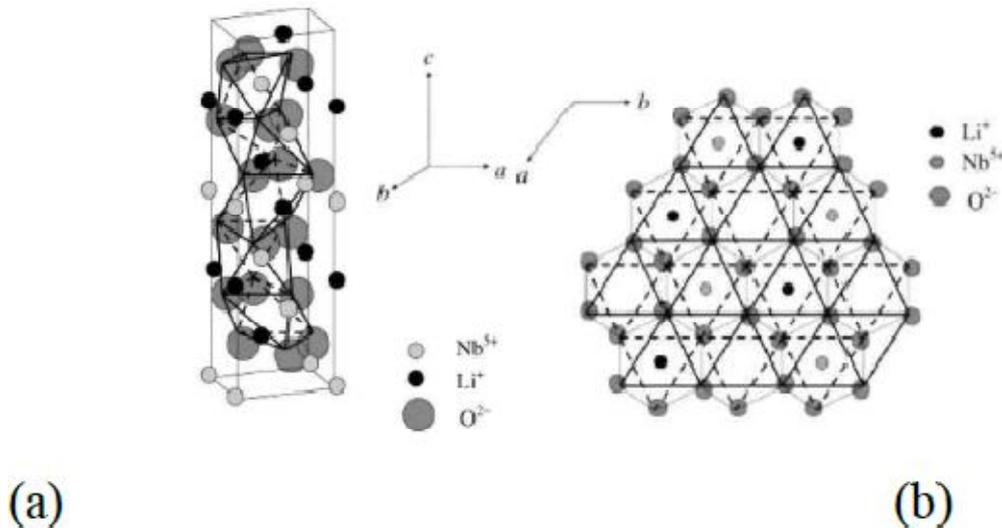


Figure IV-2 : structure cristallographique du LiNbO_3
 a) : vue suivant l'axe c (notation cristallographique sera appelé par la suite axe z) d'une cellule unitaire
 b) : vue dans le plan ab

Dans la phase para-électrique où la température est au dessus de T_C (1210 °C), les atomes de Lithium sont dans une position symétrique par rapport aux plans sur lesquels se placent les atomes d'oxygène, donc la polarisation spontanée (P_S) du cristal est nulle. Le déplacement des ions Nb^{5+} et Li^+ avant et après la transition de phase électrique est montrée comme suit :

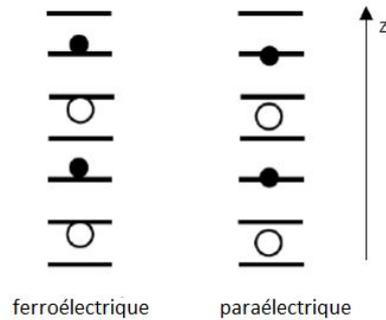


Figure IV-3 : plans oxygène et cations dans les deux phases ferroélectrique et para-électrique du LiNbO_3

Les principales caractéristiques optiques des cristaux du LiNbO_3 sont exposées dans le tableau suivant. [29] Nous remarquons en particulier les valeurs des forts coefficients non linéaires d_{33} et électro-optique r_{33} .

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
Dommage 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	$n_o^2(\lambda) = 4.9048 + \left[\frac{0.11768}{\lambda^2 - 0.04750} \right] - 0.027169 \lambda^2$ $n_e^2 = 4.5820 + \left[\frac{0.099169}{\lambda^2 - 0.04443} \right] - 0.021950 \lambda^2$
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 : Quelques propriétés physiques et optiques du LiNbO_3

➤ Propagation de la lumière à travers un milieu soumis à un champ électrique externe :

Tout matériau soumis à l'action d'une onde électromagnétique est le siège d'une polarisation induite qui détermine entièrement la réponse d'un milieu à l'excitation du rayonnement. Les fortes intensités lumineuses émises par les Lasers produisent des champs électriques dont l'ordre de grandeur s'approche de celui du champ électrique assurant la cohésion des électrons : ceci est à l'origine de la non linéarité optique des milieux diélectriques.

De façon générale, quand un champ électromagnétique est appliqué à un milieu, il en perturbe les propriétés diélectriques. Dans un milieu isotrope, une biréfringence est induite ; dans un milieu anisotrope, la biréfringence est modifiée (ou altérée). [24]

L'effet électro-optique se traduit par une variation des constantes diélectriques et une rotation des axes diélectriques d'un cristal, sous l'action d'un champ électrique. Le champ électrique induit donc une déformation de l'Ellipsoïde d'indice du cristal.

3- Propriétés du Niobate de Lithium

3.1 Caractéristiques fondamentales

Le niobate de lithium est un matériau ferroélectrique à octaèdre d'oxygène. Il possède une seule transition de phase structurale à la température $T_C \approx 1200$ °c. Au-delà de T_C , dans sa phase para-électrique, il est centro-symétrique. En dessous de T_C et à température ambiante, il est ferroélectrique avec la symétrie rhomboédrique (trigonale) $C_{3v} = 3m$. L'axe polaire est d'ordre 3. Il est fabriqué pour qu'il soit mono-domaine. [25]

C'est un matériau uniaxe négatif $n_e < n_o$. Il possède une grande valeur pour la polarisation spontanée $P_S = 70$ uC/cm². Cette forte polarisation conduit le LiNbO₃ à être fortement piézoélectrique, pyroélectrique et bien sûr électro-optique. De plus, il a l'avantage du point de vue expérimental de ne pas avoir de pouvoir rotatoire (rotation de la polarisation du faisceau lumineux en sortie du cristal).

3.2 Système de coordonnées pour les propriétés tensorielles

Le système de coordonnées (X,Y,Z) utilisé pour décrire les propriétés physiques tensorielles du LiNbO₃ est cartésien : [24]

- L'axe Z est choisi parallèle à l'axe optique.
- L'axe X est choisi de façon à coïncider avec n'importe lequel des axes équivalents perpendiculaires aux plans miroirs.
- L'axe Y est choisi tel que le repère ox, oy, oz soit orthogonal, c'est pourquoi il doit être placé dans un plan miroirs.

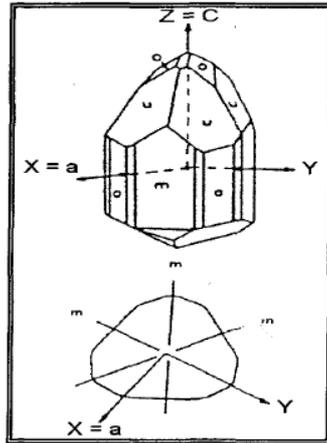


Figure IV-5 : convention standard d'orientation pour les axes principaux X, Y, Z par rapport au cristal massif.

3.3 Tenseur électro-optique et Ellipsoïde des indices

Le tenseur E/O r_{pk} possède 18 éléments $[6 \times 3]$: [24]

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

De nombreux éléments sont nuls, opposés ou égaux. La détermination de ces relations se fait en partant de l'invariance du tenseur sous l'action des opérations de symétrie du cristal. A température ambiante, les propriétés E/O du LiNbO_3 (structure trigonale $C_{3v} = 3m$) sont décrites par le tenseur E/O linéaire r_{pk} , représenté dans son repère propre [Oxyz] par :

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

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

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

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 LiNbO_3 en considérant un champ électrique appliqué dans une direction particulière peut prendre une des trois formes suivantes :

- Champ dans la direction X :

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

- Champ dans la direction Y :

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

- Champ dans la direction Z :

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

3.4 Influence des facteurs géométriques

La disposition du cristal de niobate de lithium dans une distribution quelconque de champ électrique a une influence majeure sur sa propre distribution de champ intense. Dans un premier temps, il nous faudra déterminer l'influence de la distribution du champ électrique appliqué par rapport à la position du cristal. Dans un deuxième temps, la forme géométrique de l'échantillon devra être choisie afin de permettre une distribution du champ interne la plus uniforme possible pour une mesure précise du champ électrique. [24]

3.4.1 Influence de la permittivité du cristal sur la distribution du champ électrique

Le cristal du LiNbO_3 est un matériau anisotrope. Ce qui implique qu'il possède des valeurs de permittivité relative très différentes d'une direction à l'autre.

Rappelons que tous les cristaux ferroélectriques, possédant de bonnes caractéristiques E/O, ont des valeurs de permittivité relative élevées. Cela aura pour conséquence une diminution appréciable du champ électrique dans le cristal.

Prenons exemple d'un champ électrique produit par l'application d'une tension sur des électrodes planes parallèles.

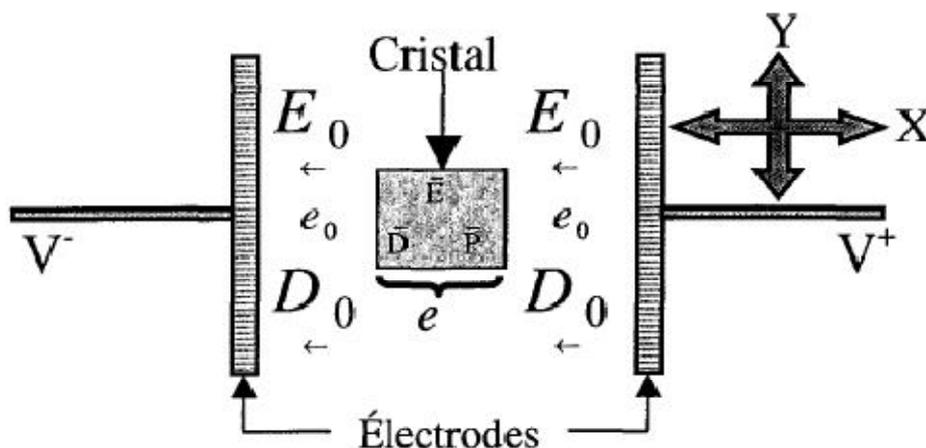


Figure IV-6 : configuration avec des électrodes planes parallèles

En supposant que les lignes de champ à l'intérieur du cristal soient parallèles à l'axe X et que $V = V^+ - V^-$, nous avons :

- Sans cristal :

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

- 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, $\epsilon_0 E_0 = \epsilon_r E$ soit $E_0 = \epsilon_r . E$, d'où le potentiel :

$$V = - \int E . dx = -(2.e_{0r} E_{in} + e E_{in})$$

et finalement :

$$E = \frac{-V}{2e_{0r} + e} \quad \text{IV-7}$$

Avec : e_0 : distance entre une électrode et le cristal

e : épaisseur du cristal

ϵ_r : permittivité relative du cristal dans la direction considérée

V : la 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 ($(\frac{E(Z)}{E(X-Y)} \approx 2.17)$).

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

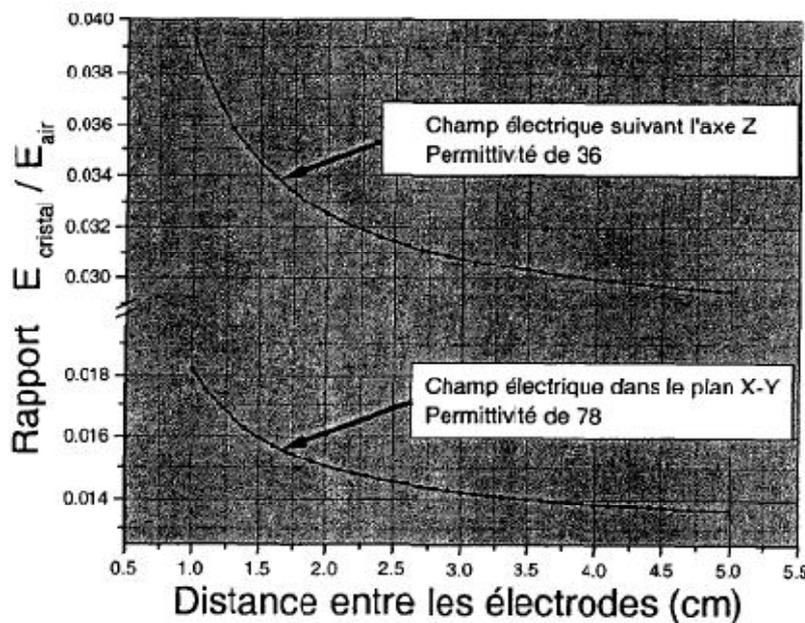


Figure IV-7 : rapport du champ électrique dans le cristal sur le champ dans l'air en fonction de la distance entre les électrodes.

Ceci met en évidence le fait que nous pouvons privilégier une direction pour l'application du champ électrique puisque l'effet E/O sera d'autant plus important tant que le champ dans le cristal sera élevé. Ainsi, nous devons prendre en considération ce facteur dans le choix de la configuration appropriée pour le développement du capteur.

Toutefois, il faut savoir que d'autres facteurs éventuellement plus importants pour le choix final de la direction du champ électrique appliqué sur le cristal devront être pris en considération. Effectivement, l'intensité de l'effet E/O se manifeste très différemment d'une direction à l'autre. D'ailleurs, une petite partie sera consacrée sur l'étude des différentes configurations offertes par le niobate de lithium.

C'est à partir de cette étude que nous serons en mesure d'effectuer un choix éclairé sur la façon dont devra être disposé le cristal dans une distribution de champ électrique.

3.4.2 Influence de la forme géométrique du cristal

La forme du cristal peut jouer un rôle déterminant sur la distribution interne du champ électrique. Nous allons prendre exemple sur une modélisation, qui a été faite dans le cadre d'une étude sur les capteurs EO [25], par la méthode des éléments finis avec le logiciel ANSYS et qui a permis de déterminer parmi deux cristaux de section différente celui dont la distribution interne du champ électrique se rapprocherait autant que possible d'un cristal de section circulaire. Ceci est nécessaire pour voir s'il est important d'investir dans un équipement de polissage cylindrique ou non. Il s'agit d'une modélisation en deux dimensions dans laquelle le champ électrique dans le cristal est modélisé pour une distribution de champ produite par des électrodes planes parallèles.

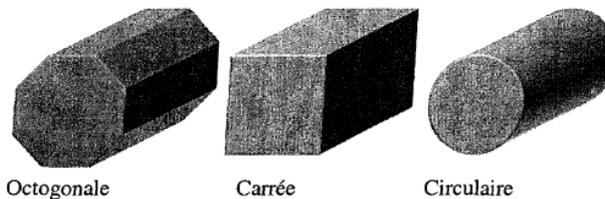


Figure IV-8 : représentation de cristaux de sections différentes.

La simulation 2D du dispositif inclue :

- Cristal de section $\left. \begin{array}{l} - \text{carrée} \\ - \text{octogonale} \end{array} \right\} 3\text{mm} * 3\text{mm}$
- Electrodes rectangulaires
- Air

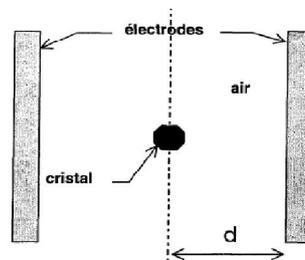


Figure IV-9 : Dispositif pour la modélisation 2D

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

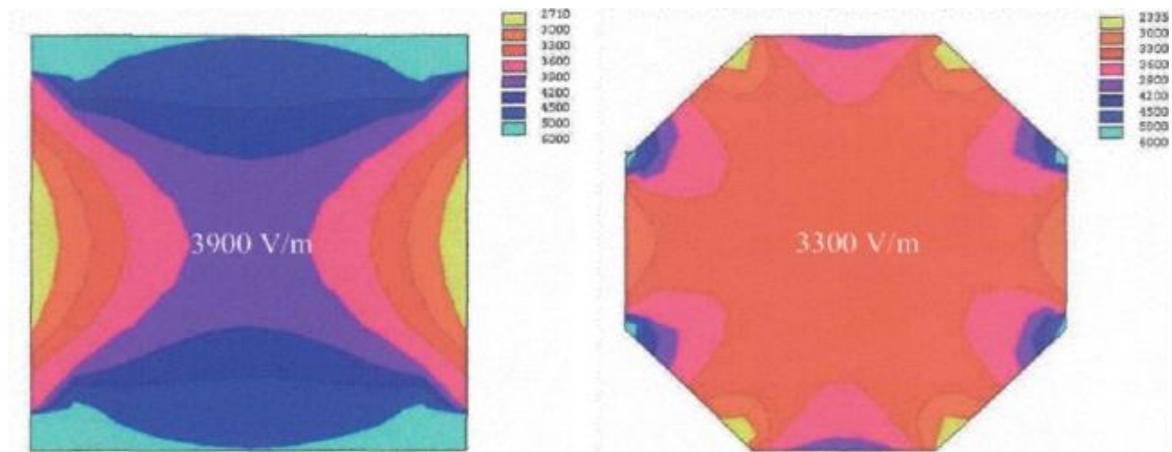


Figure IV-10 : Distribution du champ électrique dans le cristal pour les sections carrée et octogonale produite par l'application d'une tension de 1kv sur des électrodes planes parallèles distantes de 8 mm

Les différentes couleurs représentent l'intensité locale du champ électrique dans le cristal. A partir des résultats obtenus par la modélisation, nous sommes maintenant en mesure de déterminer la section de cristal appropriée pour notre application.

Notre choix se porte sur la section octogonale puisqu'elle présente une excellente homogénéité du champ électrique et des effets de pointe réduits comparativement à la section carrée. Par contre, la section octogonale offre une intensité du champ électrique de 23% inférieure à la section carrée dans la partie centrale. Cela indique évidemment une plus faible sensibilité à l'effet E/O pour cette forme de cristal.

La figure suivante montre la forme et les dimensions d'un échantillon de niobate de lithium. Il est important de rappeler que la longueur du cristal intervient dans le déphasage entre les composantes perpendiculaires de l'onde lumineuse produit par l'application d'un champ électrique (chap. précéd.). Ainsi, la longueur du cristal est déterminée de façon à obtenir un excellent compromis entre l'éventuelle sensibilité du capteur et la possibilité de miniaturisation de celui-ci.

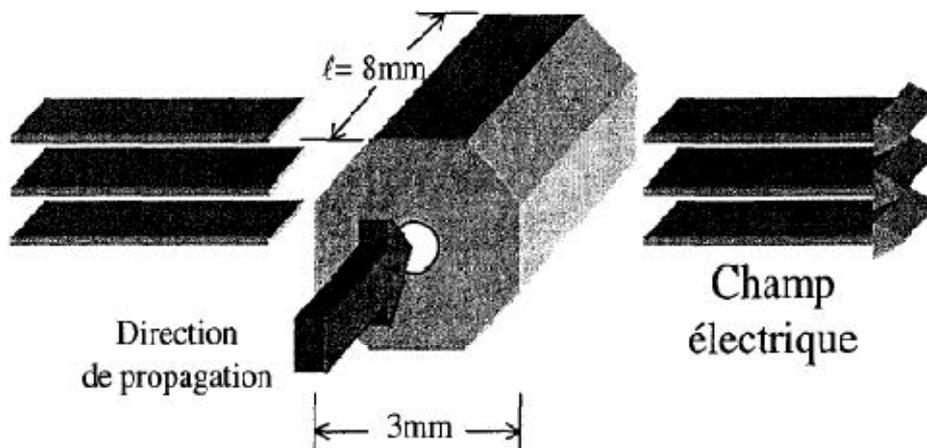


Figure IV-11 : forme et dimensions choisies pour le cristal de niobate de lithium

De plus, cette figure montre la direction de propagation de l'onde lumineuse dans le cristal ainsi que la direction du champ électrique dans le cristal. Ainsi, pour minimiser les perturbations du champ électrique dans le cristal, il est recommandé que le champ appliqué soit perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde puisque tous les éléments optiques se retrouveront suivant cet axe.

La partie qui suit étudiera les différentes configurations offertes par le LiNbO_3 et permettra de définir les axes de coupe du cristal et bien sûr de nous informer également sur la disposition du cristal dans une distribution de champ électrique.

4- Etude des différentes configurations appliquées au cristal

4.1 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Z

Nous avons vu (2.4.1) que c'est dans cette direction que la valeur du champ électrique dans le LiNbO_3 est le plus intense en raison de la valeur plus faible de sa permittivité relative. En plus, les coefficients électro-optiques qui interviennent sont élevés. [24] Voici l'équation représentant l'ellipsoïde des indices pour un champ électrique appliqué dans la direction Z :

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

D'un point de vue optique, pour éviter que les composants optiques du capteur tels que lame quart d'onde, polariseurs et fibre optique ne perturbent considérablement la valeur du champ à l'intérieur du cristal, il est préférable que la direction de propagation du faisceau lumineux ne soit pas celle du champ électrique mais lui soit perpendiculaire.

Dans ce cas, la direction de propagation du faisceau lumineux se fera suivant X ou Y, nous choisirons par exemple la direction X (2.3). L'ellipsoïde des indices vue par la polarisation du faisceau lumineux est définie par l'intersection de l'ellipsoïde avec le plan d'onde passant par l'origine des coordonnées de cette même ellipsoïde. Ainsi, dans l'équation précédente, on pose $x = 0$. L'ellipsoïde prend donc la forme suivante :

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

Nous sommes uniquement en présence de termes carrés ce qui n'implique pas de rotation des axes principaux de l'ellipsoïde. La variation d'indice s'écrit :

$$\left. \begin{aligned} \delta n_y &= -\frac{1}{2} n_o^3 \cdot r_{13} \cdot E_z & \text{où } r_{13} &= 9.6 \text{ pm/V} \\ \delta n_z &= -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_{33} \cdot E_z & \text{où } r_{33} &= 30.9 \text{ pm/V} \end{aligned} \right\} \quad \text{IV-9}$$

Nous alors l'expression de la biréfringence :

$$\delta n_z - \delta n_y = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot [r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13}] \cdot E_z = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_c E_z \quad \text{IV-10}$$

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

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

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot (\delta n_z - \delta n_y) \text{ d'où } \Gamma(E) = -\frac{\pi}{\lambda} \cdot l \cdot n_e^3 \cdot r_c \cdot E_Z \quad \text{IV-11}$$

Différents facteurs nous obligent à remettre en question le choix de cette configuration :

- Nous savons que ce capteur doit permettre de mesurer des champs électriques alternatifs de grandeur du kV/cm. Or, il se trouve que l'application d'un tel champ dans la direction de l'axe optique du cristal (direction de la polarisation) est dangereuse pour l'échantillon. En effet, ce champ peut faciliter l'apparition des domaines à 90° et 180° dont la présence est préjudiciable pour la valeur des coefficients E/O.
- Dans cette configuration, sans champ électrique, les deux composantes de la lumière à l'entrée du cristal ne voient pas le même indice de réfraction. Donc au repos, nous sommes en présence d'une biréfringence naturelle. Cela ne gêne pas a priori mais le problème est que ces deux indices de réfraction ne varient pas de la même façon avec la température (effet thermo-optique). Pour un écart de température 2°C, n_o varie de 1.10^{-4} et n_e de 1.10^{-5} . Cela signifie que cette variation avec la température de la biréfringence naturelle du cristal pour un écart d'environ 2°C est comparable à la biréfringence induite par un champ électrique extérieur de l'ordre du kV/cm.

4.2 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe Y

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

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

La direction de propagation du faisceau se fera suivant la direction 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 : [24]

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22} \cdot E_y\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22} \cdot E_y\right)y^2 = 1 \quad \text{IV-12}$$

En examinant cette équation on remarque deux choses :

- Sans champ appliqué, il n'y a aucune biréfringence naturelle, ce qui nous permet d'éliminer en majeure partie l'effet thermo-optique. De cette façon, l'ellipse des indices vue par le plan d'onde sans champ induit est donc un cercle puisqu'il n'y a que l'indice ordinaire qui intervient. Alors, le cristal se comporte comme un matériau isotrope.

- Du fait que les coefficients E/O pour X et Y sont les mêmes mais se sens opposé et qu'il n'y a aucune terme croisé, l'ellipse se déformera dans la direction de ses axes principaux. En voici la représentation :

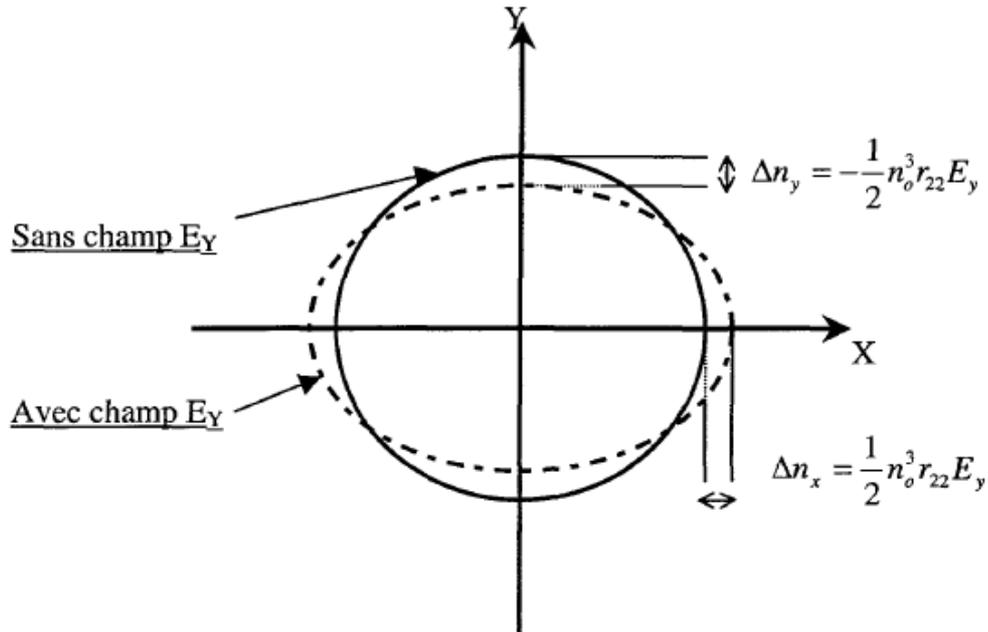


Figure IV-12 : déformation de l'ellipse vue par le plan d'onde XY

La biréfringence s'écrit :

$$\delta n_y - \delta n_x = -n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_y \tag{IV-13}$$

où $r_{22} = 6.8 \text{ pm/V}$

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

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi l}{\lambda} \cdot (\delta n_Y - \delta n_X) \text{ d'où } \Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot l \cdot n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_Y \tag{IV-14}$$

Les seuls inconvénients sont d'une part que la distribution du champ électrique dans le cristal suivant la direction Y est beaucoup diminuée en raison de la grande valeur de la permittivité relative $\epsilon_{YY} = 78$ et d'autre part, que la valeur du coefficient E/O effectif est relativement bas.

4.3 Cas d'un champ électrique appliqué suivant l'axe X

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

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

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

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2} - 2r_{22} \cdot y \cdot x \cdot E_x = 1 \tag{IV-15}$$

L'effet E/O ne se manifeste ici que par l'intermédiaire d'un terme croisé. Lorsque celui-ci existe dans l'équation de l'ellipsoïde, cela signifie la présence d'un champ électrique entraînant une rotation des axes de l'ellipsoïde vue par la polarisation du faisceau incident.

Dans ce cas-ci, puisque X^2 et Y^2 sont liés par le même indice de réfraction n_o , on obtient une rotation de $\pi/4$ pour l'ellipse quelle que soit l'amplitude du champ appliqué. On peut faire correspondre à cette rotation un nouveau système de coordonnées X' et Y' , tourné de $\pi/4$ par rapport aux axes X et Y comme montré 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 : $n'_y - n'_x = -r_{22} \cdot n_o^2 \cdot E_x$

$$\text{Et le déphasage dû au champ } E_x : \Gamma(E) = -\frac{2\pi}{\lambda} \cdot n_o^3 \cdot r_{22} \cdot E_x \quad \text{IV-16}$$

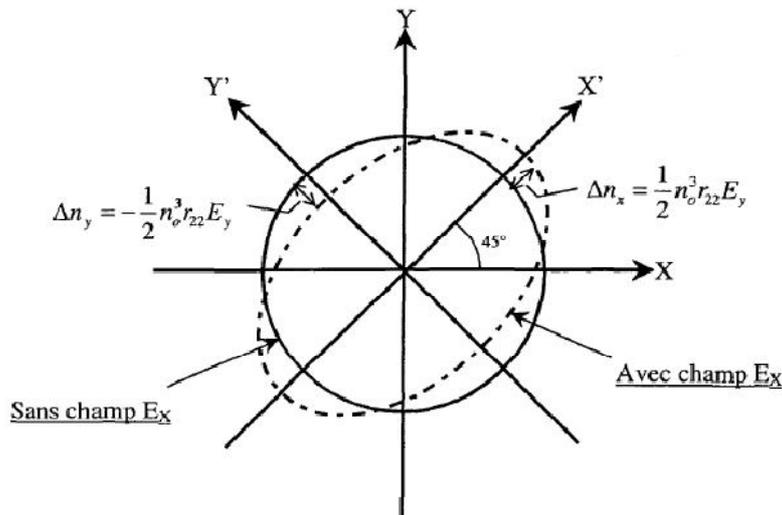


Figure IV-13 : Déformation de l'ellipsoïde vue par le plan d'onde XY avec E_x

Cette configuration produit le même effet E/O que la précédente. Elle élimine également l'effet thermo-optique et possède une forte permittivité relative ($\epsilon_{xx} = 78$) suivant la direction X . toutefois, elle diffère de la précédente car elle induit une rotation de l'ellipsoïde.

4.4 Cas d'un champ électrique appliqué dans le plan X-Y

Du fait que l'application d'un champ E_x induit une rotation de l'ellipsoïde des indices, il est nécessaire de déterminer l'influence d'un champ quelconque dans le plan X-Y sur la déformation et la rotation de l'ellipsoïde des indices.

De cette façon, nous pourrions estimer les variations de la réponse du capteur en fonction de sa position par rapport à la direction d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y. nous effectuerons ce calcul en deux étapes :

- Calculer le champ dans la direction Y ;
- En tenant compte de cet effet, calculer ensuite l'effet du champ suivant la direction X .

En se rapportant au §(3.2), nous avons vu que l'application d'un champ E_y produisant une déformation de l'ellipsoïde des indices et donc une variation des indices de réfraction.

En voici les résultats : [24]

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

IV-17

Faisons maintenant le calcul pour un champ E_x . Sans champ E_y , l'équation se rapportant à un champ E_x est :

$$\frac{x^2+y^2}{n_o^2} - 2r_{22} \cdot y \cdot x \cdot E_x = 1 \quad \text{IV-15}$$

Or, comme nous venons de le voir avec le résultat précédent, 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 :

$$\frac{X^2}{(n_o+\Delta\varphi)^2} + \frac{Y^2}{(n_o-\Delta\varphi)^2} - 2r_{22} \cdot X \cdot Y \cdot E_x = 1 \quad \text{IV-18}$$

Une rotation dans le plan X-Y est donc nécessaire pour éliminer le terme croisé. La transformation pour passer de l'ancien système X-Y au nouveau système X'-Y' est :

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

Par la suite, pour l'élimination du terme croisé, nous obtenons la condition suivante sur l'angle α qui correspond à l'angle de rotation de l'ellipsoïde des indices :

$$\alpha = \frac{1}{2} \cdot \tan^{-1} \left[\frac{-2 \cdot r_{22} \cdot E_x}{\frac{1}{(n_o+\Delta\varphi)^2} - \frac{1}{(n_o-\Delta\varphi)^2}} \right] \quad \text{IV-19}$$

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

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

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

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

A partir des deux équations précédentes, nous déduisons que l'application d'un champ électrique quelconque dans le plan X-Y provoque une rotation de l'ellipsoïde des indices. Cet angle de rotation dépendra du rapport entre les composantes \vec{E}_x et \vec{E}_y du champ électrique résultant.

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 $\alpha = \pi/8$

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

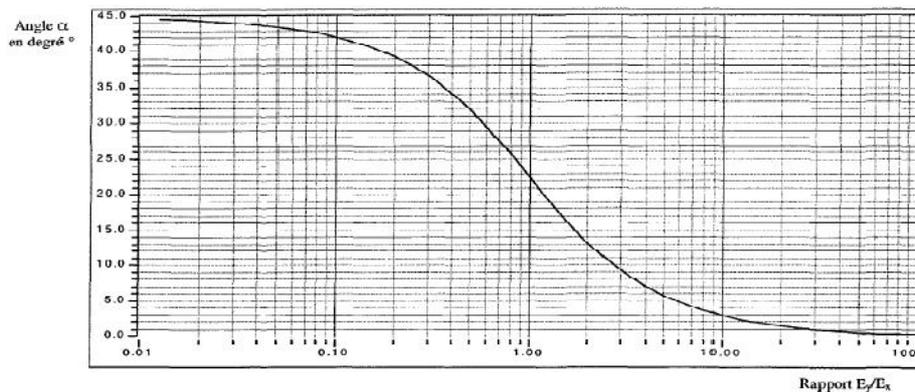


Figure IV-14 : Rotation de l'ellipsoïde des indices provoquée par un champ électrique dans le plan X-Y

En ce qui concerne la déformation de l'ellipsoïde ou plutôt la variation des indices de réfraction sous un champ électrique dans le plan X-Y (équation IV-20), on s'aperçoit qu'elles varient de la même façon quelle que soit la direction du champ. Ainsi, la variation absolue des indices de réfraction est sensible uniquement à l'intensité totale du champ électrique existant.

Revenons sur l'influence de la rotation de l'ellipsoïde pour des champs électriques dans le plan X-Y. puisque le capteur aura seulement la possibilité de faire la mesure d'un champ électrique unidirectionnel, il est très intéressant pour nous d'utiliser cette caractéristique du Niobate de Lithium face aux champs électriques dans le plan X-Y. en effet, lors du positionnement du capteur dans la distribution du champ électrique, nous aurons comme seule contrainte de s'assurer que la section du cristal et la direction du champ électrique se trouvent dans le même plan.

4.5 Choix de la coupe du cristal

La partie précédente nous a éclairés sur les différentes configurations offertes par le LiNbO_3 .

A première vue, la configuration avec un champ électrique dans la direction Z est la plus intéressante puisqu'elle offre le plus grand effet E/O en plus d'avoir une plus grande valeur de champ électrique dans le cristal due à sa faible permittivité relative. Par contre, sa dépendance à l'effet thermo-optique nous contraint malheureusement à la mettre de côté.

Pour ce qui est des configurations avec un champ électrique dans les directions X ou Y, elles offrent toutes les deux les mêmes possibilités à l'exception de la rotation de $\pi/4$ de l'ellipsoïde des indices (E_x) qui les différencie. Ce sont les configurations les plus intéressantes.

Finalement, nous opterons pour la configuration avec un champ quelconque dans le plan X-Y puisqu'elle utilise les caractéristiques des deux configurations précédentes et qu'elle facilitera l'utilisation pratique du capteur dans n'importe quelle distribution de champ électrique. La figure suivante schématise cette configuration. Alors, la propagation du faisceau lumineux se fera suivant l'axe optique du cristal. Cela aura comme avantage majeur d'éliminer la biréfringence naturelle du cristal et de minimiser l'effet thermo-optique. Ainsi la section du cristal parallèle au plan d'onde et sur laquelle sera appliqué le champ électrique se trouvera dans le plan X-Y. [9] [24]

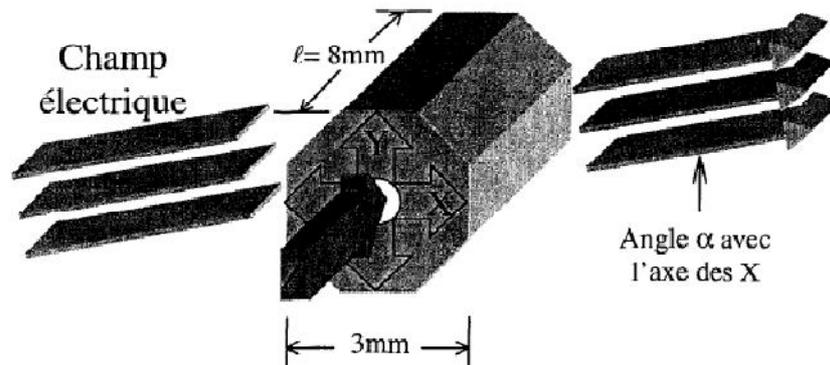


Figure IV-15 : configuration du cristal de LiNbO_3 dans une distribution de champ électrique

5- Capteur à réseaux de Bragg

Le niobate de lithium peut être dopé par l'oxyde de magnésium qui augmente sa résistance aux dommages optiques quand il est dopé au-delà d'un certain seuil. D'autres dopants possibles sont le fer, le zinc, le hafnium, le cuivre, le gadolinium, l'erbium, l'yttrium, le manganèse, et le bore, qui créent des sources optiques modulables par tubes à ondes progressives.

De tels monocristaux élaborés par le processus de Czochralski ont des propriétés électro-optiques, piézoélectriques, et de non-linéarité optique étonnantes. Ils sont utilisés dans le doublage de fréquence, les cellules à effet Pockels, les oscillateurs paramétriques optiques, les lasers déclenchés, des instruments acousto-optiques, etc. Ce sont aussi d'excellents matériaux pour la fabrication de guides d'onde optiques. Ce nombre impressionnant de propriétés en font un matériau de choix pour les applications en optoélectronique et en photonique, c'est pourquoi il est parfois comparé au silicium pour l'électronique. [1]

Le niobate de lithium est largement utilisé dans le marché des télécommunications comme les téléphones mobiles et les modulateurs optiques de type Mach-Zender. Il peut parfois être remplacé par le tantalate de lithium, LiTaO_3 .

Une autre application envisagée du niobate de lithium est le stockage holographique, basée sur l'endommagement optique réversible ou non du niobate de lithium, permettant ainsi de réaliser des mémoires holographiques de grandes capacités.

Afin d'exploiter au mieux les propriétés électro-optique du niobate de lithium pour réaliser un capteur de champ électrique, il est possible d'intégrer un miroir de Bragg à fort coefficients de réflexion.

Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'une fibre optique ou d'un guide d'onde optique consiste en la variation périodique, selon l'axe de la fibre optique ou du guide d'onde, de l'indice de réfraction.

5.1 Cavité optique

Une cavité (résonateur) optique est un dispositif dans lequel certains rayons lumineux sont susceptibles de rester confinés grâce à des miroirs sur lesquels ils se réfléchissent. Ces cavités sont indispensables aux lasers pour que leur lumière passe plusieurs fois dans leur milieu amplificateur. Elles sont parfois présentes dans des interféromètres et des oscillateurs paramétriques optiques. [26]

► Types de cavité optique

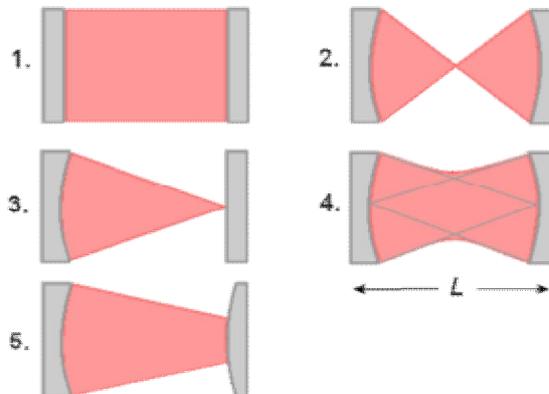


Figure IV-16 : Différentes cavités à deux miroirs : 1. Plane - 2. Concentrique - 3. Hémisphérique - 4. Confocale - 5. concave-convexe.

La façon la plus simple de réaliser une cavité optique est de placer deux miroirs plans ou sphériques face-à-face séparés d'une distance L . On retrouve cette configuration dans l'interféromètre de Fabry-Pérot, ainsi que dans de nombreux lasers de petite taille. Malgré sa simplicité, cette disposition est inutilisable dans le matériel de grande taille à cause de la difficulté d'alignement : les miroirs doivent être parallèles à quelques secondes d'arc près afin que la lumière ne s'échappe pas trop vite. Ce problème est plus facile à résoudre lorsque la cavité est de petite taille. On les retrouve ainsi dans les microcavités optiques et les lasers à semi-conducteurs.

Avec deux miroirs sphériques de rayons de courbure R_1 et R_2 , de nombreuses configurations de cavités peuvent être réalisées. Si les deux miroirs ont le même centre ($R_1 + R_2 = L$), cela forme une cavité concentrique. En remplaçant un des deux miroirs par un miroir plan placé au centre de l'autre, on obtient une cavité hémisphérique.

Une configuration importante et souvent utilisée est la cavité confocale, où les deux miroirs sont identiques et dont les rayons de courbure coïncident avec la longueur de la cavité ($R_1 = R_2 = L$). Ce type de cavité permet de produire des faisceaux les plus fins possibles.

Il existe aussi des cavités concave-convexes constituées de deux miroirs sphériques : un concave et un convexe. Cela permet de ne pas trop focaliser le faisceau, ce qui est parfois important dans les lasers de grande puissance pour ne pas détruire le milieu amplificateur.

➤ Modes de résonance :

La lumière réfléchi plusieurs fois par les miroirs peut interférer avec elle-même. Il en découle que seules quelques longueurs d'onde, et leurs ondes associées, peuvent être présentes dans la cavité. Ces ondes sont appelées les modes de résonance. Ils dépendent de la forme de la cavité.

On définit deux types de modes : les modes longitudinaux qui diffèrent par leur longueur d'onde, et les modes transverses qui diffèrent en plus par leur forme. Dans le cas général, on peut observer une superposition de ces modes.

Il existe aussi des cavités dans lesquelles toutes les longueurs d'onde sont possibles. Dans ce cas on ne définit pas de modes de résonance.

➤ Stabilité :

Une cavité constituée de deux miroirs ne peut confiner la lumière que dans certaines positions des miroirs. Dans ces cas, on dit que la cavité est stable. Si elle est instable, un rayon présent dans la cavité en sortira après quelques réflexions sur les miroirs, et sera perdu. Il est possible de calculer la condition de stabilité de telles cavités :

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

Les cavités vérifiant ce critère sont stables.

5.2 Interféromètre de Fabry-Pérot

L'interféromètre de Fabry-Perot est une cavité optique constituée de deux surfaces partiellement réfléchissantes planes à hauts coefficients de réflexion (souvent supérieurs à 95 %). Il doit son appellation à Charles Fabry et Alfred Perot. [27]

La lumière entrante effectue de multiples allers-retours à l'intérieur de cette cavité, et ressort partiellement à chaque réflexion. Les différents rayons lumineux sortants interfèrent entre eux, donnant lieu à une figure d'interférences à ondes multiples constituée d'anneaux concentriques fins.

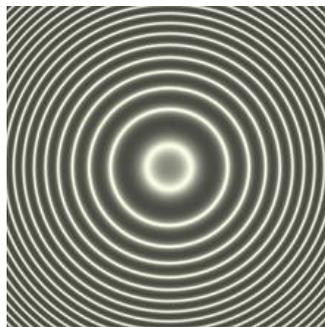


Figure IV-17 : figure d'interférences

➤ Principe de l'interféromètre pour une onde monochromatique

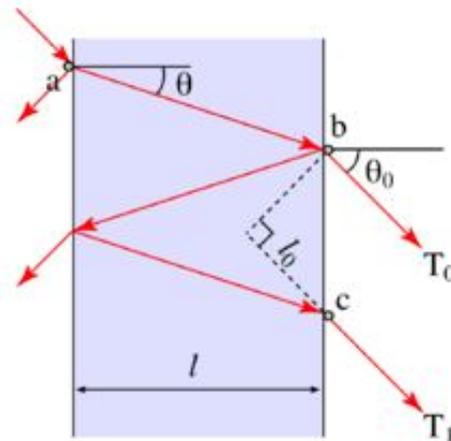


Figure IV-18 : Schéma de principe d'un interféromètre de Fabry-Perot : les rayons lumineux sont réfléchis à l'intérieur de la cavité, et en ressortent partiellement.

Pour simplifier l'étude, on suppose que l'interféromètre est éclairé par une source de lumière monochromatique. On peut représenter, comme sur la figure ci-contre, un rayon en particulier, et calculer sa contribution à la lumière sortante.

Les rayons lumineux sortant par la deuxième surface aux points b et c n'ont pas parcouru la même longueur de trajet (ou chemin optique). Ainsi, ils présentent un déphasage θ l'un par rapport à l'autre, dépendant de l'angle θ . Ces deux rayons interfèrent entre eux ainsi qu'avec tous les autres rayons qui auront été réfléchis plusieurs fois entre les deux surfaces réfléchissantes. On peut alors montrer que, selon la valeur de θ , le rayon est transmis ou pas.

On s'aperçoit en fait que seules quelques valeurs de θ permettent de transmettre la lumière du rayon incident. Chacune de ces valeurs peut être directement visualisée : elles correspondent à une série d'anneaux concentriques observés sur la figure d'interférence. En effet, en plaçant une lentille convergente à la sortie de l'interféromètre, tous les rayons faisant le même angle θ par rapport à l'axe central de la lentille formeront un anneau.

Dans ce cas, la transmittance s'écrit :

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

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.

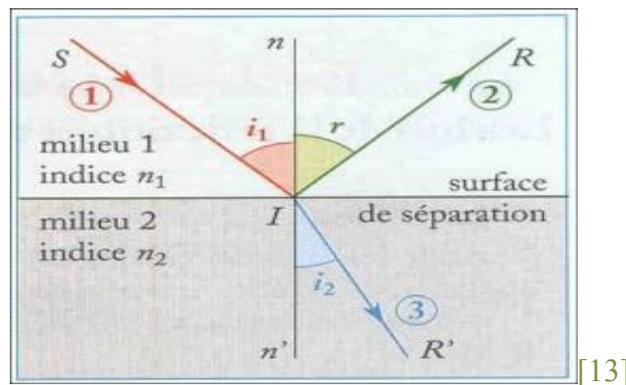
5.3 Guidage de la lumière

➤ Principe

La propagation des ondes est un phénomène physique associé à l'évolution et à la progression d'une onde au sein d'un milieu.

On distingue généralement deux catégories: la propagation dans l'espace libre (vide, air, milieu massif comme le verre, etc.) et la propagation guidée (fibre optique, guide d'onde, les coupleurs directionnels etc.)

Ces propagations sont régies par la loi de Snell-Descartes ($n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$) qui formule la dépendance entre l'angle de réflexion r et l'angle de réfraction (i_2) d'un rayon incident (i_1) à l'interface de deux milieux d'indices de réfraction respectivement n_1 et n_2 .



Ainsi un milieu diélectrique entouré d'un second milieu d'indice de réfraction plus faible forme un piège pour la lumière: c'est le principe du confinement de la lumière.

Les propriétés du guidage de la lumière se propageant dans un milieu sont décrites par l'optique géométrique d'une façon approximative.

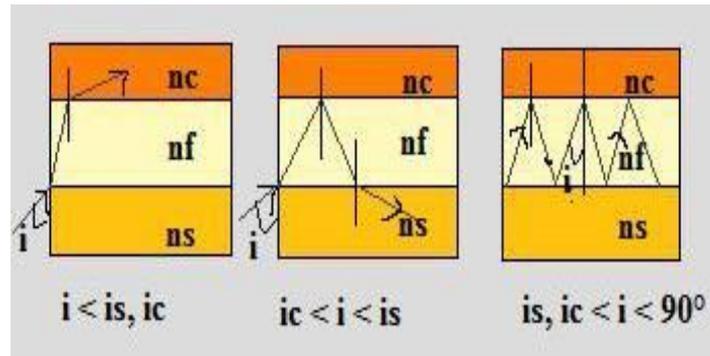
Pour guider les ondes optiques, le dispositif est généralement constitué au moins de deux matériaux différents provoquant un saut d'indice, ou bien d'un seul matériau dans lequel un gradient d'indice a été créé par implantation dans le cristal d'atomes ou d'ions, par diffusion thermique ou par échange protonique.

Les guides d'onde optiques à saut d'indice ou à gradient d'indice sont des structures à trois couches d'indices de réfraction permettant le piégeage et la propagation de l'onde dans une direction bien déterminée, par confinement de l'onde dans la couche guidante (couche centrale), ce piégeage se fait par réflexion totale successive sur les deux interfaces de séparation (n_1-n_2) et (n_1-n_3).

L'optique géométrique est valide quand les dimensions d'un guide sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde considérée.

On se propose alors d'appliquer ce principe à un guide diélectrique planaire, avec une forme simplifiée, constitué d'une couche mince d'indice de réfraction n_f et entourée d'un substrat d'indice n_s .

La lumière est confinée par réflexion totale aux interfaces couche-guidante/substrat et couche-guidante/revêtement.



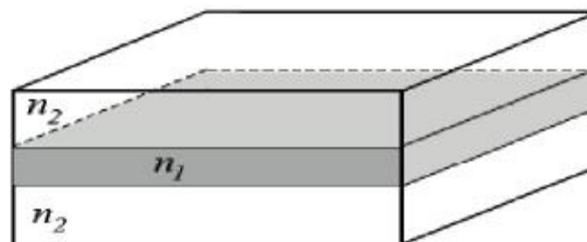
On peut voir sur les schémas précédents que si l'angle i est petit, $i < is$, alors ic le rayon lumineux est réfracté et s'échappe de la couche guidante à travers le revêtement, donc la lumière n'est pas confinée, de tels modes sont dits des modes de radiation. [28]

Alors que si $ic < i < is$ le rayon est réfracté par l'interface couche-guidante/substrat, puis entièrement réfléchi à l'interface couche-guidante/revêtement et enfin réfracté dans le substrat à travers lequel la lumière s'échappe de la structure.

En conclusion, pour les angles is , $ic < i < 90^\circ$ la lumière est confinée dans la couche guidante, suite à la réflexion totale aux deux interfaces, et se propage en forme de zigzag dans la couche guidante, de tels modes sont dits modes guidés.

➤ Guide d'onde

Un guide d'onde optique est une structure à trois couches permettant le confinement et la propagation de la lumière dans une direction bien déterminée à l'intérieur de la couche centrale. [26]



guide plan

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

Or on a vu précédemment que pour que la lumière se propage dans un guide, il faut que l'indice de réfraction de la couche guidante soit supérieur à ceux des deux couches environnantes.

Par conséquent, pour que la structure soit guidante, il faut microstructurer l'indice de réfraction pour créer une couche centrale dont l'indice sera supérieur à ceux des deux couches adjacentes. [29]

Donc l'onde ne peut être confinée dans la couche guidante que si on a une réflexion totale sur les interfaces de séparation, ce qui nous donne deux conditions nécessaires pour le guidage de l'onde :

- Une condition sur les indices de réfraction : $n_1 > n_2$.
- Une condition sur l'angle d'incidence $i > i_{\text{lim}}$ avec $i_{\text{lim}} = \text{Arcsin}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$

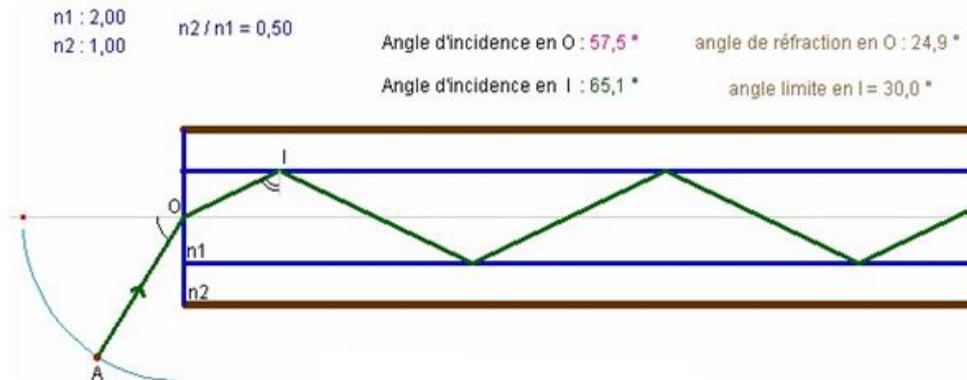


Figure IV-21 : exemple de propagation du signal – réflexion totale -satisfaction des conditions-

5.4 Réseaux de Bragg

La variation de l'indice de réfraction en fonction du champ électrique du cristal peut être mesurée en utilisant une micro cavité de Fabry-Pérot, qui produit une modulation d'amplitude du faisceau optique. Plus précisément, un faisceau (laser) est injecté dans le guide optique à l'entrée du dispositif. Sur le guide, un miroir est intégré appelé miroir de Bragg, qui se comporte comme un miroir semi-réfléchissant. La lumière effectue des allers-retours, une partie de la lumière sort de la cavité. De cette façon, la variation d'indice est cumulée sur plusieurs passages. Cette propriété est utilisée pour caractériser la réflexion du miroir de Bragg puis un miroir est collé en sortie de guide pour créer cavité Fabry-Pérot qui permettra une détection de champ électrique par variation de l'indice dans la cavité. Ce type de structure permet une bonne sensibilité à la variation d'indice du milieu. N'importe quelle modification de l'indice de réfraction du cristal induira un changement de la puissance du faisceau optique transmis et réfléchi par la sonde EO. Ainsi, la présence d'un champ électrique induit une variation d'indice qui se manifeste par une variation de l'intensité en sortie. [25]

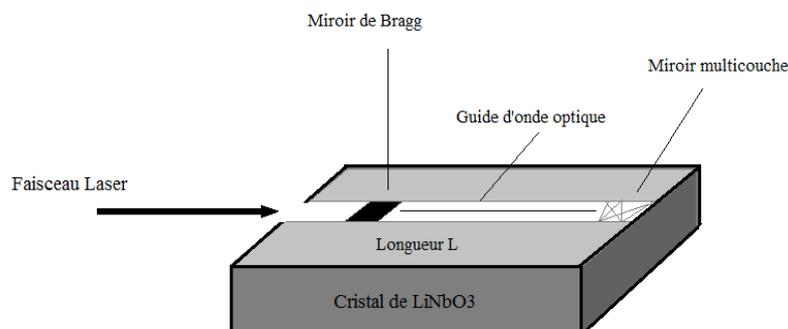


Figure IV-22 : schéma de principe du transducteur électro-optique en LiNbO₃ de type cavité Fabry-Pérot intégrée.

Un réseau de Bragg ou réflecteur de Bragg est un réflecteur de grande qualité utilisé dans des guides d'onde (fibre optique aussi). Il s'agit d'une structure dans laquelle alternent des couches de deux matériaux d'indice de réfraction différents, ce qui provoque une variation périodique de l'indice de réfraction effectif dans le guide.

➤ Principe

Un réseau de Bragg photo-inscrit dans le cœur d'un guide d'onde optique consiste en la variation périodique, selon l'axe du guide, de l'indice de réfraction du cœur du guide. Cette modulation d'indice réalise un filtre en longueur d'onde. En effet, les longueurs d'onde situées autour de la longueur d'onde de Bragg, λ_{Bragg} , vérifiant la relation suivante : $\lambda_{\text{Bragg}} = 2.n_{\text{eff}}.\Lambda$, sont partiellement réfléchies par le réseau ; les autres sont transmises. Dans cette relation, Λ désigne la période de modulation d'indice et n_{eff} l'indice de réfraction effectif du mode fondamental.

Structurellement, les réseaux sont caractérisés par la variation d'indice moyen photo-inscrit $\Delta n_{\text{mod}}(Z)$ selon l'axe du guide et le pas Λ . Dans le cas des réseaux uniformes, Λ est constant, tandis que dans le cas de réseaux à pas variable, Λ varie linéairement selon l'axe du guide. Pour des réseaux apodisés (tache de diffraction restructurée et réduction de l'intensité gênante), c'est l'amplitude de modulation qui varie. [30]

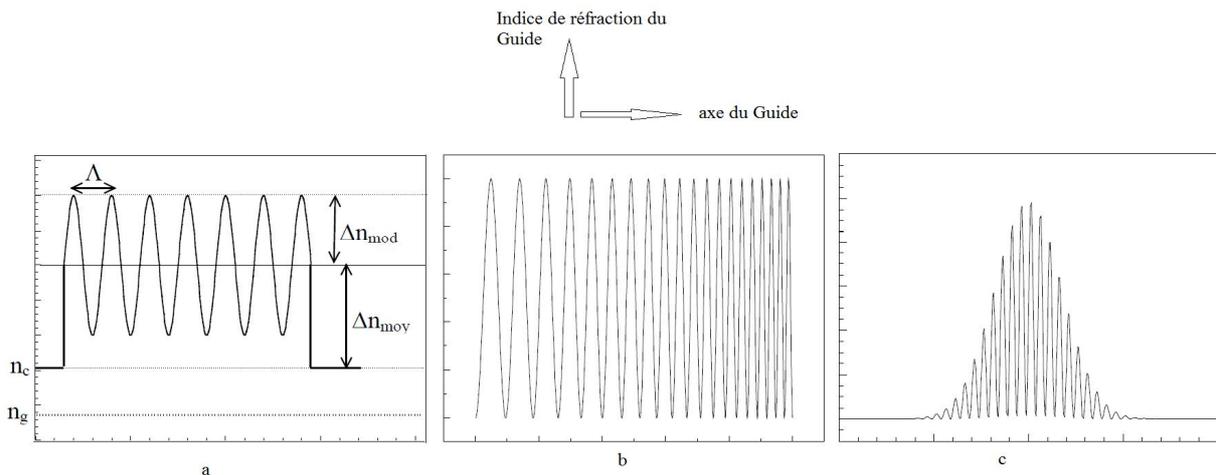


Figure IV-23 : Réseaux de Bragg à profil a) uniforme, b) à pas variable, c) apodisé.

➤ Méthodes de fabrication des réseaux de Bragg

L'inscription d'un réseau de Bragg résulte de la création d'une modulation d'indice induite dans le guide d'onde optique. L'aspect important dans la réalisation de ce dispositif est l'inscription de cette modulation d'indice caractérisée par la période Λ . [31]

Pour la fabrication d'un réseau de Bragg on a le choix entre plusieurs méthodes, mais souvent ce choix est restreint à cause des difficultés rencontrées (profondeur et dimension de gravure, période et longueur de réseau,...). Donnant l'exemple de la période Λ qui est un paramètre essentiel pour la fabrication d'un tel dispositif, selon son ordre de grandeur on peut envisager plusieurs techniques de fabrication, mais dès qu'elle devient petite (de l'ordre de 500nm ou plus court) elle pousse certaines techniques vers les limites technologiques liées aux très hautes résolutions, mais qui peuvent souffrir de la complexité accrue, des coûts opérationnels élevés et de l'ajustement discordant laborieux de la période.

Parmi les méthodes les plus utilisées pour la fabrication des réseaux de Bragg on trouve :

- La gravure sèche RIE (reactive ion etching : gravure ionique réactive) est en réalité une technique de gravure plasma dans laquelle interviennent à la fois les effets de bombardement par des ions et la réaction chimique. C'est une méthode de transfert soustractive, où les réseaux de Bragg fabriqués sont obtenus par un enlèvement de matière du guide d'onde optique via les ouvertures d'un masque.
Cette attaque chimique et/ou physique des parties de la surface non protégée par le masque peut être réalisée en milieu liquide (gravure humide) ou en milieu gazeux (gravure sèche par plasma ou faisceau d'ions). Ce type de réseaux a été plusieurs fois réalisé. Il a donné de bons résultats mais les inconvénients principaux de cette méthode sont la difficulté de réalisation du processus. La gravure difficile à maîtriser provoque une augmentation de la rugosité de surface avec pour conséquences l'augmentation des pertes et l'apparition de pics de réflexion parasites.
- L'ablation laser consiste à retirer une couche d'épaisseur réduite de matériau via l'interaction d'une lumière cohérente, et focaliser de la lumière issue d'un laser pulsé intense. Le faisceau focalisé à la surface de l'échantillon à analyser placé dans une chambre à ablation provoque la vaporisation puis l'éjection des premières strates du matériau. Cette technique a été mise en œuvre pour la première fois avec des réseaux de Bragg en 2001. L'ablation laser n'est pas jugée complètement satisfaisante car il est relativement difficile d'obtenir une gravure uniforme du substrat.
- La méthode photoréfractive résulte de l'association de plusieurs phénomènes de base de la physique, il s'agit de l'absorption d'une petite partie de la lumière qui entrainera l'apparition de porteurs libres. Ces porteurs vont se déplacer sous l'action d'un phénomène de transport (diffusion et l'effet photovoltaïque). En se déplaçant, ces charges font apparaître des zones chargées positivement ou négativement. Le champ électrique (il faut un champ lumineux très intense) introduit, par effet pockels, une variation d'indice de réfraction. Cette technique a été beaucoup utilisée pour la fabrication des réseaux de Bragg.
- L'échange protonique consiste à faire une réaction chimique de substitution dans un milieu acide (où baigne le guide d'onde) entre les ions Li^+ de LiNbO_3 et les ions H^+ . Cette technique a été mise en œuvre pour la première fois au laboratoire LOPMD de Besançon. Elle a donné de bons résultats (réflectivité de l'ordre de 90%) qui sont très adaptés à la fonction de filtrage spatiale.
- La gravure par faisceau d'ions focalisé FIB est une méthode complémentaire des techniques lithographiques classiques. La différence essentielle provient du fait que dans ce cas la structuration s'effectue directement sans aucun intermédiaire (résine ou masque) du matériau cible sous l'impact d'un faisceau d'ions métalliques. La structuration peut s'effectuer au choix soit par injection de dégâts, soit par implantation d'ions, soit par gravure directe, ceci en contrôlant la dose ionique incidente pour chaque point balayé selon le degré de sensibilité de la cible et de l'effet recherché. L'inconvénient principal de cette technique est qu'elle ne convient pas pour des réseaux longs (réseau de longueur 100 μm composé de 100 périodes de 1 μm chacune, 10h sont nécessaires).

6- Modélisation Comsol Multiphysics

6.1 Définitions

COMSOL Multiphysics est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis. Ce logiciel permet de simuler de nombreuses physiques et applications en ingénierie, et tout particulièrement les phénomènes couplés ou simulation multi-physiques.

Ce logiciel et la société correspondante furent créés en 1986 par des étudiants de Germund Dahlquist, dans la suite de son cours consacré à la simulation numérique à l'institut royal de technologie à Stockholm en Suède. La première version de COMSOL Multiphysics est sortie en 1998.

L'utilisateur définit ses couplages ou sélectionne les interfaces prédéfinies. Les différentes étapes du processus de modélisation - définir la géométrie, les propriétés matériaux, le maillage, choisir la ou les physiques, résoudre et afficher les résultats - sont intégrées dans une seule interface. Des modules d'applications optionnels offre des interfaces spécialisées notamment en mécanique linéaire et non-linéaire, acoustique, écoulement, transfert de chaleur, génie chimique, géophysique, électromagnétisme basse et haute fréquence, corrosion, plasma, suivi de particules, optimisation, MEMS, ainsi qu'avec les logiciels de CAO et Matlab.

Ce logiciel est multiplateforme (Windows, Mac, Linux). En plus des physiques précitées, COMSOL Multiphysics autorise l'utilisateur à définir ses propres systèmes d'équations aux dérivées partielles (EDP), soit sous forme différentielle, soit sous formulation faible. Les couplages avec des équations aux dérivées ordinaires (EDO) et des équations algébro-différentiels (EAD) sont également possibles.

Le Comsol comporte plusieurs modules complémentaires qui sont :

AD/DC Module	Electrodeposition Module	LiveLink for Pro/ENGINEER	Optimization Module
Acoustics Module	Fatigue Module	LiveLink for Matlab	Multibody Dynamics Module
Batteries and Fuel cells Module	File Import for CATIA V5	LiveLink for SolidWorks	Nonlinear Structural Materials Module
CAD import Module	Geomechanics Module	LiveLink for Solid Edge	Particle Tracing Module
Chemical Reaction Engineering Module	Heat Transfer Module	LiveLink for SpaceClaim	Pipe Flox Module
Corrosion Module	LiveLink for AutoCAD	Material Library	Plasma Module
ECAD Import Module	LiveLink for Creo Parametric	MEMS Module	RF Module
Electrochemistry Module	LiveLink for Excel	Microfluidics Module	Semiconductor Module
CFD Module	LiveLink for Inventor	Molecular Flow Module	Structural Mechanics Module
			Subsurface Flow Module
			Wave optics Module

6.3 Résultats de la Simulation du capteur électro-optique avec le COMSOL

Dans cette partie, nous allons présenter quelques résultats obtenus par le logiciel COMSOL en tenant compte de l'étude faite dans ce chapitre et le chapitre précédent.

➤ Première configuration

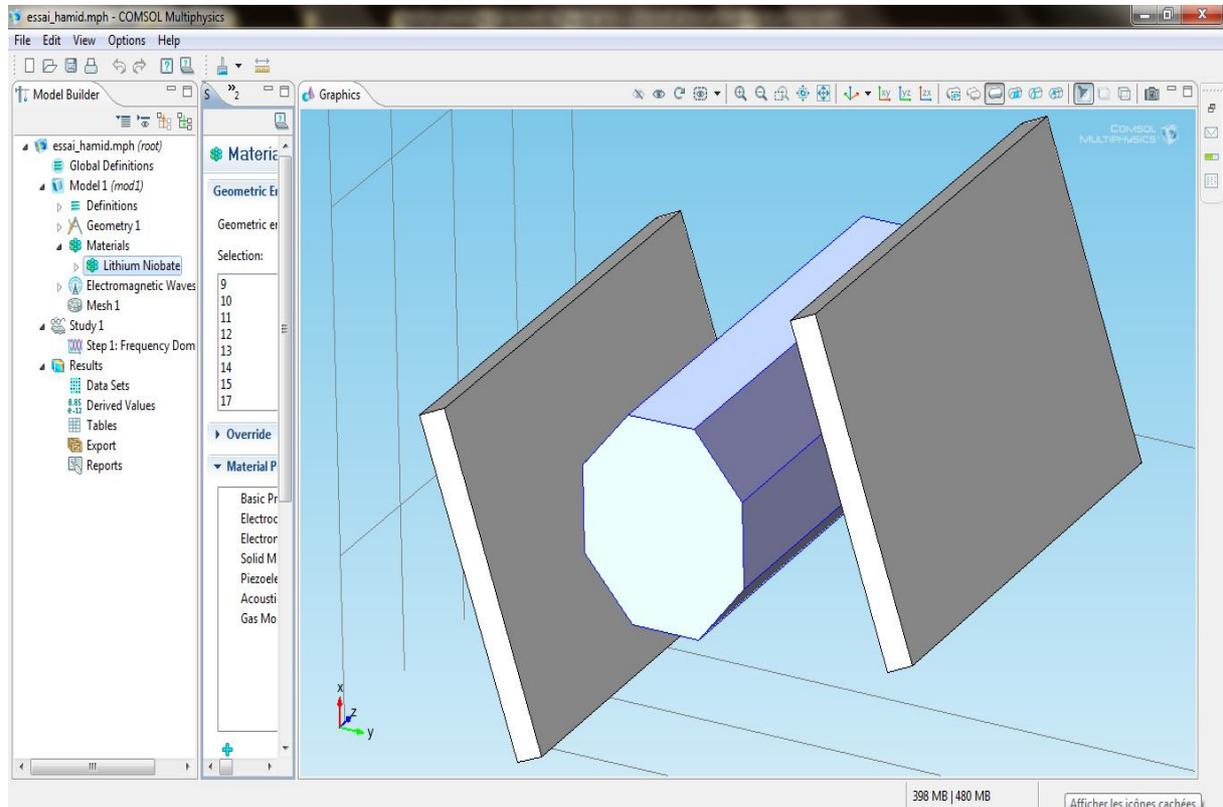


Figure IV-25: Capteur optique de champ électrique

Le cristal de Niobate de Lithium est en forme octogonale et est orienté de façon à ce que l'onde électromagnétique se propage suivant l'axe optique qui est l'axe Z. Les deux électrodes produisent un champ électrique suivant le plan XY (les deux électrodes font un angle α avec l'axe Y).

➤ Deuxième configuration

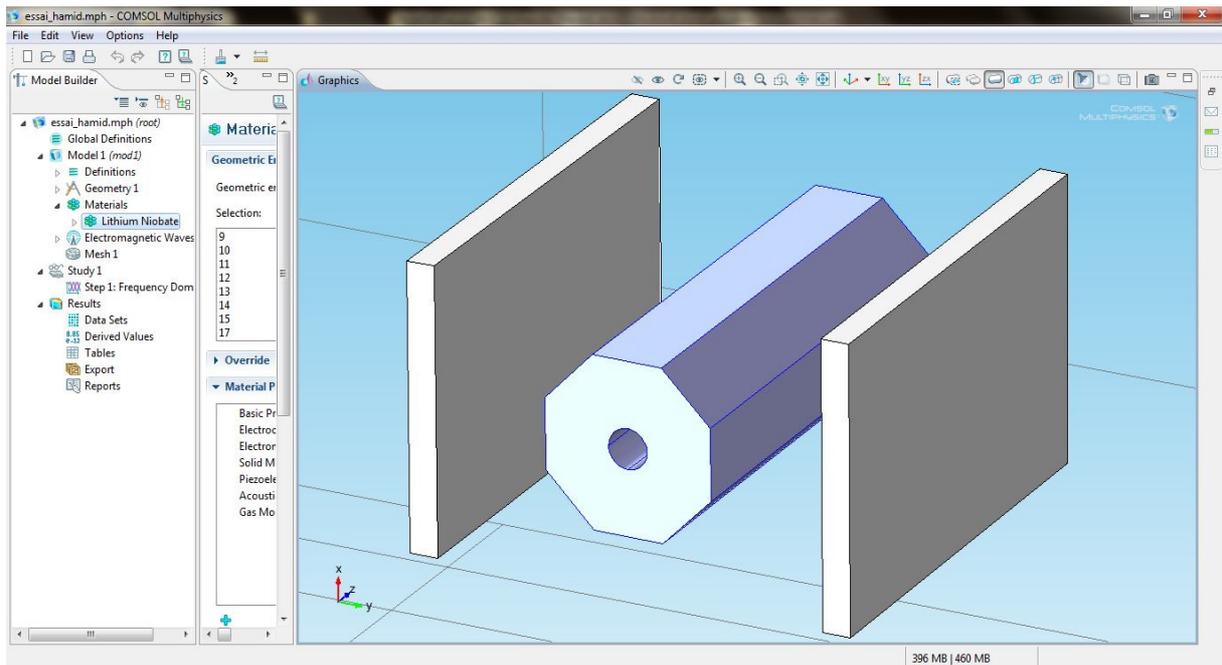


Figure IV-26: Capteur optique à guide d'onde/à réseau de Bragg

Dans cette configuration, le cristal comporte soit un guide d'onde simple soit un guide d'onde comportant un réseau de Bragg :

- Pour les guides d'onde simple, le milieu diélectrique entouré d'un second milieu d'indice de réfraction plus faible forme un piège pour la lumière: c'est le principe du confinement de la lumière. Expérimentalement, La procédure se fait par photo-inscription en propagation longitudinale. Dans ce cas un faisceau peut produire le long de sa propagation à travers le cristal un soliton spatial (*onde solitaire* qui se propage sans se déformer dans un milieu), c'est à dire un faisceau qui crée son propre guide optique.
- Le réseau de Bragg est une structure périodique formée par une modification de l'indice de réfraction du guide d'onde. Cette structure se comporte pratiquement comme un miroir pour une bande spectrale autour d'une longueur d'onde caractéristique $\lambda_B = 2 \cdot n_e \cdot \Lambda$ ($2 \cdot$ indice effectif \cdot pas de modulation). Elle reste transparente pour les autres longueurs d'onde différentes de λ_B . Dans ce cas là, le capteur devient sélectif en termes de longueur d'onde. Aussi, lorsqu'un réseau de Bragg est soumis une variation de température, il se dilate ou se contracte, ce qui modifie son pas (on peut utiliser ce principe pour la mesure de la température).

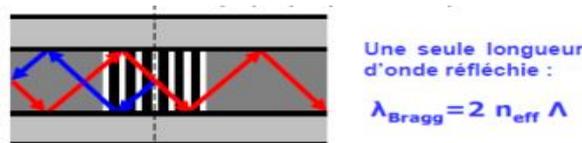


Figure IV-27: Propagation dans un réseau de Bragg

Expérimentalement, la procédure se fait photo-inscription en illumination transversale. Un faisceau illumine la surface du matériau et donne lieu à une sorte de photolithographie dynamique.

➤ Troisième configuration

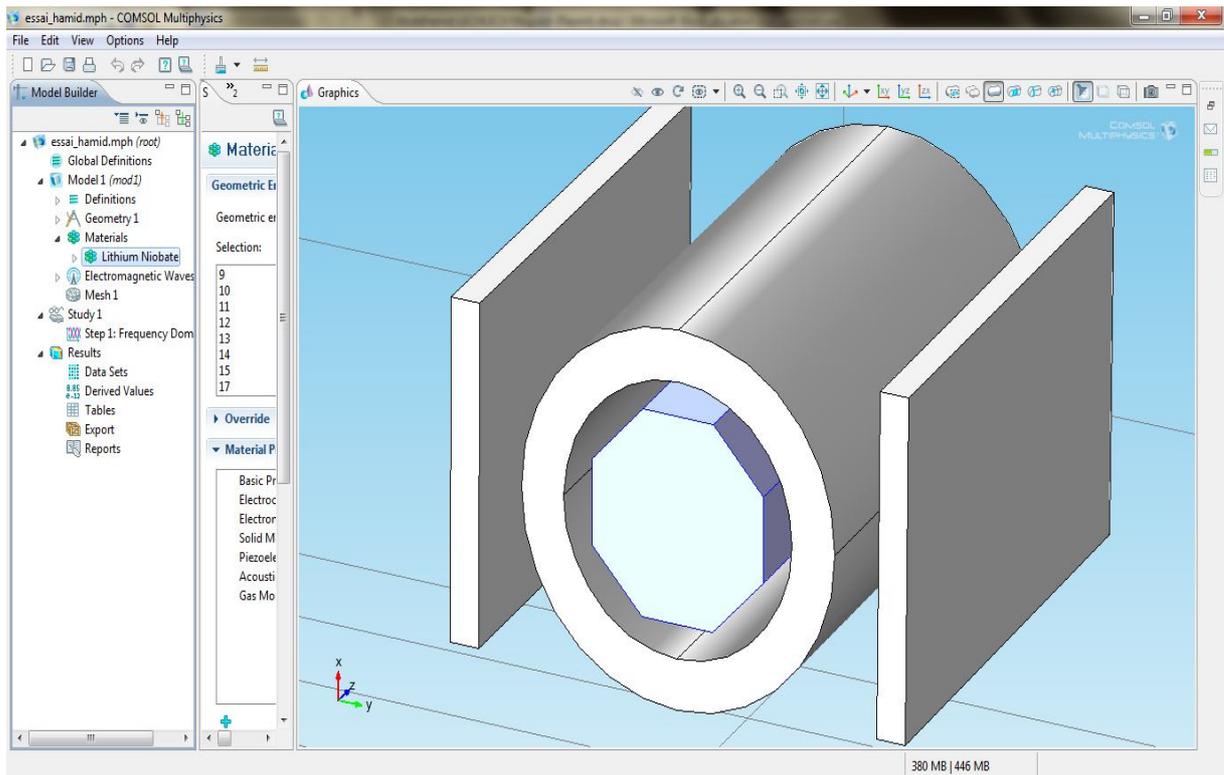


Figure IV-27: Ajout d'une gaine pour le Capteur optique

L'ajout d'une bague de protection (en téflon) autour du cristal peut améliorer le signal ou plutôt la propagation de l'onde électromagnétique tout au long du cristal. C'est le principe de la canalisation. Mais, cette bague étant en téflon, bloque la distribution du champ électrique, induit par les électrodes, dans le cristal. Pour remédier à ce problème, on peut tout simplement proposer une gaine perforée au niveau des surfaces. Cela améliore le signal sans pour autant enlever l'influence des fameuses électrodes.

➤ Quatrième configuration

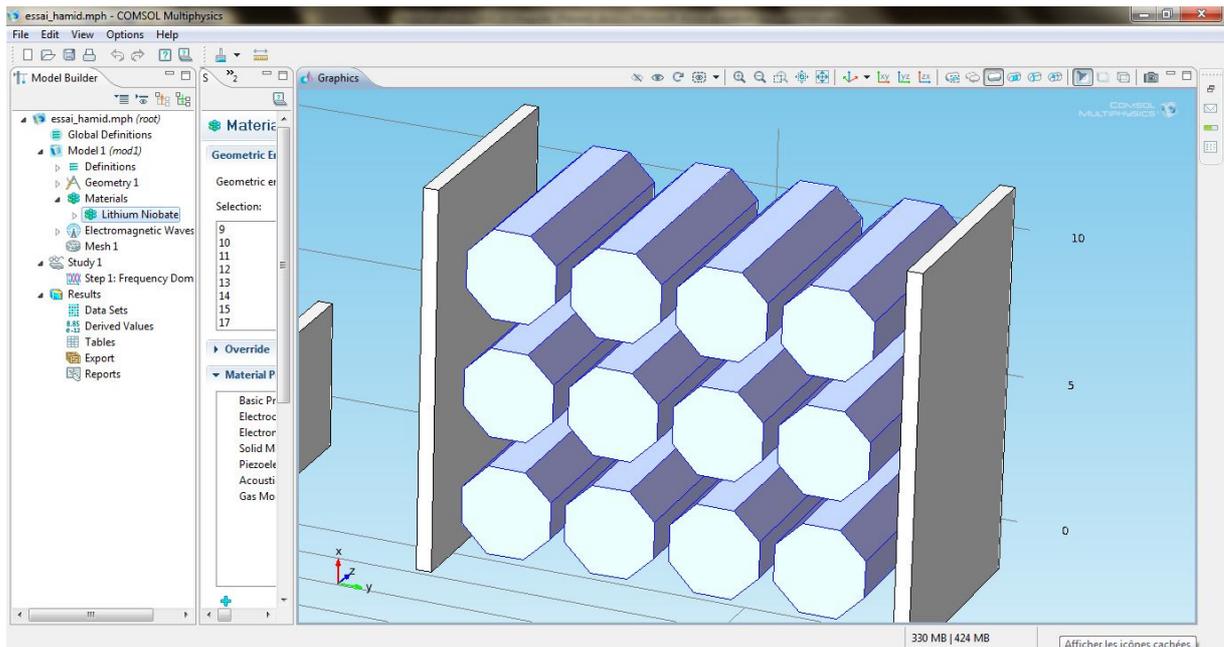


Figure IV-28: Empilement de cristaux

La figure précédente présente un empilement de cristaux de Niobate de Lithium. L'idée, est de balayer un ensemble de longueurs d'onde puisque chaque cristal est disposé, par rapport aux deux électrodes, de façon différente par rapport aux autres cristaux. Dans cette configuration, plusieurs facteurs sont à prendre en considération notamment l'influence du champ électrique sur chaque cristal qui provoquera, par l'intermédiaire de l'interaction entre les cristaux avoisinants, une perturbation du champ électrique à l'intérieur de ce même cristal.

Le travail réalisé par COMSOL 4.2 n'a pas pu aboutir car cette version là, est la seule version craquée disponible sur le marché et elle ne contient pas de module électro-optique. Ce module là existe sur la version 4.3 b et la version 4.4 ; en espérant que le laboratoire se l'approprie. Néanmoins, l'utilisation du COMSOL s'est avérée primordiale car ce Logiciel comporte une grande matériathèque (plus de 3.000 matériaux sont présents dans ce logiciel) et c'est le seul logiciel qui permet de simuler plusieurs phénomènes physiques en même temps et en temps réel... ce qui justifier son intérêt pour notre travail.

7- Conclusion

En plus des propriétés électro-optiques, d'autres paramètres peuvent intervenir dans l'étude du capteur. Dans un premier temps, nous avons étudié la distribution du champ électrique suivant différents axes et en tenant compte des résultats nous avons choisi la distribution suivant le plan XY... Ensuite, nous avons pris en compte l'influence des facteurs géométriques tel que la permittivité relative du cristal et sa forme géométrique, etc... Aussi, l'utilisation des réseaux de Bragg photo-inscrits sur des guides d'onde optiques améliore considérablement la propagation des ondes électromagnétiques le long du cristal.

Conclusion Générale

Lorsque l'on souhaite traduire une grandeur physique en une autre grandeur, on fait appel à ce que l'on nomme classiquement « capteur ». Son rôle est d'interpréter un phénomène physique de manière à pouvoir l'intégrer dans un processus plus vaste. La déduction de ces phénomènes macroscopiques se fait de plus en plus grâce à l'étude microscopique des matériaux. Des moyens de détection de plus en plus précis sont donc nécessaires pour l'obtention de résultats qui doivent l'être tout autant.

Actuellement, la technologie optique joue un rôle important dans le domaine des nanotechnologies. La maîtrise croissante de la fabrication des composants optiques rend actuellement possible la réalisation de tels capteurs simples d'utilisation, précis et stables. Le travail effectué au cours de ce mémoire s'inscrit dans le cadre d'un nouvel axe de recherche dans le domaine de l'optique intégrée. Ce travail a porté sur l'étude théorique d'un capteur optique basé sur l'effet électro-optique induit par le Niobate de Lithium. Pour cela, nous avons tout d'abord présenté quelques méthodes d'élaboration de nanostructures et plusieurs méthodes de caractérisation. Ceci nous a permis de comprendre comment identifier un matériau de manière à pouvoir l'introduire dans quelque application.

Ensuite, nous avons présenté une méthode de réalisation d'un capteur optoélectronique, nous nous sommes intéressés au phénomène physique qui est la détection d'une onde électromagnétique et nous avons défini plusieurs grandeurs radiométriques.

Au-delà de ces grandeurs et de l'onde électromagnétique, d'autres facteurs interviennent dans la réalisation du capteur. Dans ce contexte, nous avons étudié l'effet électro-optique ou l'effet Pockel induit par les matériaux anisotropes biréfringents, ce qui a suscité l'intérêt de choisir le cristal du Niobate de Lithium. Un matériau dont les propriétés, à l'échelle nanométrique, se révèlent fascinantes.

La nanotechnologie est souvent décrite comme potentiellement révolutionnaire en termes d'impact possible sur les méthodes de production industrielle. Elle apporte des solutions possibles à toute une série de problèmes actuels par le biais de matériaux, composants et systèmes plus petits, plus légers, plus rapides et plus efficaces. Ces possibilités ouvrent de nouvelles perspectives pour la création de richesse et l'emploi. La nanotechnologie devrait également apporter une contribution essentielle à la résolution de problèmes environnementaux mondiaux en réalisant des produits et des processus destinés à un usage plus spécifique, en économisant des ressources et en réduisant le volume des déchets et des émissions.

Ce travail a été réalisé dans le but de mener une étude de conception théorique de nanostructures sur Niobate de Lithium (LiNbO_3) et de mettre en avant certaines de ses propriétés optiques.

Ainsi, ce matériau biréfringent est utilisé comme substrat de choix pour la réalisation de dispositifs optiques ; par exemple comme les capteurs optoélectroniques, dont les domaines d'application sont très nombreux (spatial, télécommunication, photographie numérique, médical, ...) et qui permettent la détection d'un signal électrique.

Ce travail d'approche m'a permis de m'initier au domaine de la recherche afin de pouvoir continuer dans cette même thématique. Les perspectives de ce travail portent sur la conception et la réalisation d'un capteur optoélectronique utilisant un matériau biréfringent comme le Niobate de Lithium LiNbO_3 .

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] Initiation à la Microélectronique intégrée - Elaboration des nanostructures
Pr. Olivier Bonnaud : Club EEA : Association des Enseignants et des Chercheurs en EEA.
http://www.microelectronique.univ-rennes1.fr/fr/index_chap3.htm
(consulté en Aout 2013)
- [5] Caractérisation des matériaux et composants
Patrick Lévêque CNRS-InESS
- [6] Méthodes de Caractérisation des Matériaux
Jean-Luc Dellis : Université de Picardie Jules Verne
<http://www.u-picardie.fr/~dellis/>
(consulté en Aout 2013)
- [7] Présentation des principaux capteurs électriques
Institut Universitaire de Technologie Louis-Pasteur de Schiltigheim- IUT Strasbourg
- [8] Capteurs et électronique associée
ESIEE Paris, Olivier Français, 2000
- [9] Physique des capteurs
Facultés Universitaires Notre-Dame de la Paix, Namur, Pr. S. Lucas, 2006-2007
- [10] 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>
(consulté en Février 2013)
- [11] Définition des grandeurs de la radiométrie Géométrique.
Ludovic Grossard Département Mesures Physiques, IUT du Limousin Université de Limoges
- [12] Instruments optiques
<http://www.larousse.fr/archives/grande-encyclopedie/page/7121>
(consulté en Mai 2013)
- [13] 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/)
(consulté en Aout 2013)

- [14] Physique et Ingénierie des surfaces.
A. Cornet et J.-P. Deville. – France 1998
- [15] Electronique et optoélectronique organiques
André Moliton – France 2011
- [16] Analyse et traitement des signaux : méthode et applications au son et à l'image.
Etienne Tisserand, Jean François Pautex, Patrick Schweitzer : 2e édition 2008
- [17] Traitement des signaux et acquisition de données
Francis Cottet : 3e édition – Paris 2009
- [18] Principes d'électronique.
Max Marty, Daniel Dixneuf, Delphine Garcia Gilabert – Paris 2005
- [19] Micro et Nano-électronique : bases, composants, circuits
Hervé Fanet – Paris 2006
- [20] Physique des semiconducteurs et des composants électroniques.
Henry Mathieu, Hervé Fanet : 6e édition. – Paris 2009
- [21] M. S. Birman and M. Z. Solomyak, L2-theory of the Maxwell operator in arbitrary domains, Russian Mat. Surveys, (1987), pp. 75-96.
- [22] Optique anisotrope
F. Treussart, 2008
- [23] L'Electronique de A à Z
Tahar Neffati – Paris 2006
- [24] Roger Grousson : Propriétés photoréfractives du niobate de lithium et leurs applications au traitement d'image
Thèse PhD, université Pierre et Marie Curie- PARIS 6, 2012
- [25] E. F. Weller. Lithium niobate - a new type of ferroelectrics : growth, structure and properties. Elsevier, Amesterdam, 1967.
- [26] Micro-ondes ; lignes, guides et cavités
Pr. Paul François Combes – Paris 1996
- [27] François Bondu and Olivier Debieu, "Accurate measurement method of Fabry-Perot cavity parameters via optical transfer function," Appl. Opt. 46, 2611-2614 (2007).
- [28] I. M. White and X. Fan, "On the performance quantification of resonant refractive index sensors," Opt. Express 16, 1020–1028 (2008).
- [29] A. W. Snyder, J. D. Love, "Optical waveguide theory", Sec. 12, Chapman & Hall (1983), London.

- [30] L.Poladian, "Understanding the spectral response of fiber grating", Oral communication, OFC2000.
- [31] Caractérisation des réseaux de Bragg
publié par : Anne-Françoise Obaton. CNRS France

Résumé

Le développement des nanotechnologies recèle un potentiel considérable d'avancées des connaissances et de transformations positives dans notre vie quotidienne : nouveaux outils de diagnostic médical, médicaments mieux ciblés notamment pour combattre les tumeurs cancéreuses ou d'autres maladies, saut technologique porteur de percées nouvelles dans les technologies de l'information et de la communication, matériaux à la fois plus solides, plus résistants et mieux formables ou déformables, ouverture à des progrès substantiels dans le domaine des économies d'énergie et des énergies nouvelles qui conditionneront notre futur, etc., sont quelques exemples des bienfaits qu'elles peuvent apporter.

Le but de ce travail a été de mettre en évidence certaines propriétés du niobate de lithium. Un matériau biréfringent s'imposant comme substrat de choix pour la réalisation des capteurs optiques et des guides d'onde optiques.

Mots clefs : Nanotechnologie, Niobate de Lithium, Biréfringence, Capteurs optiques

Abstract

The development of nanotechnology holds a considerable potential for an advanced knowledge and positive changes in our daily lives: new medical diagnostic tools, better targeted drugs to fight cancer tumors or other diseases, technological leap bearer new breakthroughs in technologies of information and communication, materials both stronger, more resilient and better formability or deformable, open to substantial progress in the field of energy saving and new energy that will determine our future, etc.. are a few examples of the benefits they can bring.

The aim of this work was to highlight certain properties of lithium niobate. A birefringent material, imposing itself as the substrate of choice for the realization of optical sensors and optical waveguides.

K. W.: Nanotechnology, Lithium Niobate, Birefringent Material, Optical Sensors

ملخص

تطوير تكنولوجيا النانو لديها إمكانات كبيرة يحمل تغييرات المعرفة وإيجابية متقدمة في حياتنا اليومية : أدوات التشخيص طبية جديدة، بما في ذلك الأدوية أفضل تستهدف مكافحة الأورام السرطانية أو أمراض أخرى، قفزة تكنولوجية حامل اختراقات جديدة في تكنولوجيات المواد المعلومات والاتصالات على حد أقوى والمواد أكثر مرونة وأفضل القابلية للتشكيل أو تشوهه، مفتوحة لتقدم كبير في مجال توفير الطاقة والطاقة الجديدة التي ستحدد مستقبلنا، الخ... هي أمثلة قليلة من الفوائد التي يمكن ان تحققه .

وكان الهدف من هذا العمل لتسليط على خصائص معينة للضوء من نيوبات الليثيوم. مادة ثنائية الانكسار، نفسها على أنها الركيزة المفضل لتجسيد أجهزة الاستشعار البصرية والدليل الموجي البصري .
