



**HAL**  
open science

# Développement d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques

Pierre Jarrige

► **To cite this version:**

Pierre Jarrige. Développement d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques. Optique [physics.optics]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : . tel-00958666

**HAL Id: tel-00958666**

**<https://theses.hal.science/tel-00958666>**

Submitted on 13 Mar 2014

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Optique et Radiofréquence**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Pierre JARRIGE**

Thèse dirigée par **Lionel DUVILLARET** et  
codirigée par **Gwenaël GABORIT**

préparée au sein du **Laboratoire IMEP-LAHC**  
dans l'**École Doctorale EEATS**

# Développement d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques

Thèse soutenue publiquement le **24 Mai 2013**,  
devant le jury composé de :

<b>M. Pierre BENECH</b> Professeur, IMEP-LAHC, Grenoble	Président
<b>M. Jacques FELBLINGER</b> Professeur à la faculté de médecine de Nancy	Rapporteur
<b>Mme Nadège BODIN-COURJAL</b> Maître de Conférences à FEMTO-ST- Besançon	Rapporteur
<b>Mme Anne PERRIN</b> Chercheur, IRBA-CRSSA , La Tronche	Examineur
<b>M. Philippe POULIGUEN</b> Ingénieur, DGA, Rennes	Examineur
<b>M. Jean-Louis LASSERRE</b> Ingénieur, CEA-DAM, Gramat	Invité
<b>M. Gwenaël GABORIT</b> Maître de Conférences à l'Université de Savoie	Co-directeur de thèse
<b>M. Lionel DUVILLARET</b> Professeur à l'INP, Grenoble	Directeur de thèse







# Remerciements

Cette thèse CIFRE-Défense est le fruit d'un partenariat entre l'entreprise Kapteos, société instigatrice d'une technologie électro-optique dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et de la température, et la Délégation Générale pour l'Armement (DGA). Elle s'est déroulée au sein du laboratoire IMEP-LAHC (Institut de Microélectronique, Electromagnétisme et Photonique, Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation), sur le site du Bourget du Lac. Je voudrais donc remercier, dans un premier temps, l'ensemble des protagonistes associés à ces différentes entités.

Mes premiers remerciements sont adressés à M. Lionel Duvillaret, dirigeant de la société Kapteos et directeur de ces travaux de thèse. Son érudition et ses qualités humaines ont rendu ces trois années de recherche à la fois captivantes et enrichissantes. Le parcours doctoral peut parfois ressembler à une quête laborieuse et moralement éprouvante, sa disponibilité et sa bienveillance m'ont épargné bien des tracas.

Je voudrais également vivement remercier M. Gwenaël Gaborit, directeur scientifique de la société Kapteos, maître de Conférences au laboratoire IMEP-LAHC et co-directeur de cette thèse. Merci pour le temps infini que tu m'as consacré ainsi que pour ton soutien tant scientifique qu'humain. J'ai appris tant de choses à tes côtés, des fondements de la modulation électro-optique à l'art de choisir la plus savoureuse des bières !

Je tiens ensuite à remercier M. Philippe Pouliguen, ingénieur à la DGA, responsable du domaine « ondes acoustiques et radioélectriques » à la MRIS, pour l'examen minutieux de ces travaux de thèse et pour les avoir suivis avec intérêt durant ces trois années. Je remercie également M. Jean-Louis Lasserre, ingénieur au CEA Gramat, pour son soutien indéfectible, sa confiance et sa bienveillance tacite.

J'exprime ma profonde gratitude à Mme Nadège Bodin-Courjal, maître de Conférences au laboratoire FEMTO-ST, ainsi qu'à M. Jacques Felblinger, professeur à la faculté de médecine de Nancy, pour avoir assumé avec diligence leur rôle de rapporteurs.

Mes plus sincères remerciements vont à M. Pierre Benech, professeur et directeur de Grenoble INP-Phelma, pour avoir accepté de présider ce jury de thèse ainsi que pour son rôle d'examinateur. Je remercie également Mme Anne Perrin, ICT-DGA au CRSSA à La Tronche, d'avoir accepté d'examiner les travaux consignés dans le présent manuscrit.

Un grand merci à M. Jean-Louis Coutaz, directeur de l'IMEP-LAHC sur le site du Bourget du Lac, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire. Je tiens également à remercier toute l'équipe des permanents : Frédéric Garet, Jean-François Roux, Bernard Fléchet, Pascal Febvre, Maxime Bernier, Emilie Hérault, Philippe Artillan, Thierry Lacrevez, Cédric Bermont, Florent Lorne, Sylvain Montagny, Magali Astic, Cindy Armand et Fernanda dos Reis. J'ai passé de très bons moments en votre compagnie, faits de science, de rires, de pauses déjeuners et parfois même de métaphysique.

Je salue chaleureusement tous les doctorants du labo, compagnons de fortune et d'infortune et qui, de près ou d'un peu plus loin, ont enchanté le réel!!! Un merci particulier à Damien Armand, première lanterne amicale de mon aventure doctorale : j'ai découvert, derrière le personnage fantasque, un être formidable. Un immense merci à Yann et Ludo, mes deux compagnons de route, pour leur aide et leur soutien de tous les instants ; je n'oublierai pas nos débats enflammés et notre amour partagé pour la chartreuse (la liqueur des dieux). Merci également à Benjamin Patin, admirateur comme moi de H.D. Thoreau : « *Lorsque nous amenons dans le monde ce qui dormait en nous, des miracles se produisent* », je suis ravi que tu aies gardé le cap. J'adresse également une salve de remerciements à Jonathan alias « Odin », Elie, Mélanie, Sébastien (mélange savamment dosé de sagesse et d'hédonisme), Romain (ne lâche rien!!!), Julie et Maher.

Je souhaite également remercier M. Philippe Léveque et Mme Liliana Délia Arnaud-Cormos de l'équipe du département Ondes et Systèmes Associés (OSA) du laboratoire Xlim à Limoges, pour m'avoir accueilli à deux reprises au sein de leur équipe. Une grande partie des résultats présentés dans ce manuscrit est le fruit de cette collaboration. J'en profite pour saluer vivement Sophie Kohler et Nicolas Ticaud, les deux doctorants limougeauds avec qui j'ai oeuvré : merci pour votre gentillesse et votre motivation.

Je désire à présent rendre un hommage bien mérité à toute l'équipe de la société Kapteos, avec qui j'ai partagé des instants fabuleux. Tout d'abord, merci à Mickael, alias Mick, alias Rocman, créature mi-homme, mi-rocher, fils du vent et de la montagne. Plus qu'un collègue, qu'un moniteur d'escalade, qu'un sportif né, il est un ami. Soit remercié pour tout ce que tu m'as apporté. Merci également à Mathilde, alias Bouls (je ne suis pas convaincu de l'orthographe), pour sa gentillesse : il me tarde de festoyer à votre mariage !

Un grand merci à Fred, alias Tazman, alias Federico di Porno, un des seuls qui, par son humour aiguisé, a réussi le prodige de me terrasser de rire, à en être littéralement perclus de convulsions joyeuses (souvenir d'une soirée bien arrosée sous le signe du bousier, animal emblématique s'il en est ; belle entrée en matière monsieur Lecoche!!!).

J'exprime ensuite mon amitié la plus sincère à un joli trio d'hurluberlus : Jean, alias Juan, (merci pour ta gentillesse, ton écoute et la qualité de ton taboulé libanais!), Guillaume, alias Chgros, alias Fawley (nous finirons bien par faire de la musique ensemble!!) et Thibaud, alias, Fawley (pas de distinctions avec Guillaume, c'est une seule et même âme dans deux corps distincts). Ces trois là ont la gentillesse chevillée au corps et l'amitié en bandoulière : je vous aime les gars !

Un grand merci à Marjorie et à Laurane qui font preuve d'une patience inouïe et d'une douceur à toute épreuve.

Merci également à Eric, alias Erich, pour sa sympathie et son aide (je suis ton padawan sous HFSS). Heureux que tu rempiles !

Je n'oublie évidemment pas mes amis de toujours, Manu, alias le Turbare, Auré, alias la Goule, Pierre, alias le Fleuron, Romain, alias Rominou, Lahib, alias le Hibou, Nathalie et tous les autres. Malgré la distance, vous m'êtes indispensables.

Je voudrais également remercier les membres de ma famille, dont le soutien sans faille et la ferveur incandescente m'ont permis de tenir bon. Je pense particulièrement à ma petite soeur Elodie (qui n'a de petit que son statut tant sa gentillesse est grande et son amour m'est précieux), à Guillaume (je ne suis pas assez démonstratif avec toi mais je t'aime énormément et accessoirement, tu as du talent Michel!!), à ma grand-mère Lucille (si proche de l'idée que je me fais de la sagesse). Un grand merci à Marion (garde la main sur la plume), Virgile et Carole (il est splendide votre petit Mael, chérissez-le!), Marine (Msou), Claire, Victor, Ariane et Daniel, Henri et Jackie, Jeanine et Lydia.

Je remercie ma mère et mon oncle, qui ne sont plus, mais dont l'héritage indélébile fabrique ce que je suis. En moi, votre flamme jamais ne vacillera.

Pour finir, je voudrais rendre hommage à mon épouse ainsi qu'à mon fils.

Marine, sois assurée, en dépit des écueils du quotidien, de la sincérité et de la vivacité de mes sentiments. Ton amour est un trésor inestimable. J'espère en être toujours digne.

Tristan, mon petit crapaud, que ta route soit constellée d'étoiles, « Alta alatis patent ».

*à Marie-Christine et Patrick Jarrige*

*à Marine et Tristan*

*Voir le monde dans un grain de sable,  
Et le Paradis dans une fleur sauvage,  
Tenir l'infini dans la paume de nos mains,  
Et l'éternité dans une heure*

*William Blake*



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>3</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Contexte de l'étude : vers une sonde dédiée au bioélectromagnétisme</b>	<b>5</b>
1.1 Les domaines d'application visés . . . . .	5
1.1.1 La dosimétrie radiofréquence . . . . .	5
1.1.1.1 Un paramètre de quantification : le débit d'absorption spécifique	5
1.1.1.2 Les normes d'exposition relatives aux ondes radiofréquences . . .	6
1.1.1.3 Les systèmes d'exposition . . . . .	7
1.1.1.4 La dosimétrie numérique . . . . .	9
1.1.1.5 La dosimétrie expérimentale . . . . .	10
1.1.2 L'électroporation cellulaire . . . . .	11
1.1.2.1 Généralités . . . . .	11
1.1.2.2 Natures des signaux à mesurer . . . . .	14
1.2 Interactions ondes électromagnétiques/vivant : influence des propriétés diélec- triques des milieux biologiques . . . . .	16
1.2.1 Conductivité électrique et permittivité diélectrique des milieux biologiques	16
1.2.2 Phénomènes de relaxations diélectriques : les différents modèles associés .	17
1.2.2.1 Le formalisme de Debye . . . . .	18
1.2.2.2 Le modèle de Cole-Cole . . . . .	20
1.2.3 Spectre diélectrique : tendance générale et valeurs disponibles dans la lit- térature . . . . .	22
1.2.3.1 Les principaux constituants d'influence des milieux biologiques .	22
1.2.3.2 Spectre diélectrique caractéristique des milieux biologiques . . .	23
1.2.3.3 Valeurs disponibles dans la littérature . . . . .	24
1.3 État de l'art de l'instrumentation dédiée au bioélectromagnétisme . . . . .	27
1.3.1 Les sondes pour la mesure du champ électrique . . . . .	27
1.3.1.1 Préambule : les grandeurs d'intérêt associées à la mesure du champ électrique . . . . .	27
1.3.1.2 Les sondes de champ électrique constituées d'antennes dipôles actives . . . . .	29
1.3.1.3 Les sondes basées sur l'effet électro-optique . . . . .	32
1.3.1.4 Comparaison entre les deux technologies . . . . .	33

1.3.2	Les capteurs de température . . . . .	34
1.3.2.1	La thermographie infrarouge . . . . .	34
1.3.2.2	La calorimétrie . . . . .	36
1.3.2.3	Les sondes de température . . . . .	37
1.3.2.4	Comparaison entre les différentes technologies . . . . .	40
<b>2</b>	<b>Fondements théoriques des capteurs électro-optiques développés</b>	<b>41</b>
2.1	Effet électro-optique et vecteur sensibilité . . . . .	41
2.2	Les différentes techniques de modulation électro-optique dédiées à la mesure du champ électrique . . . . .	42
2.2.1	La modulation d'état de polarisation . . . . .	42
2.2.2	La modulation d'amplitude . . . . .	43
2.2.3	La modulation de phase . . . . .	44
2.3	Mesure simultanée d'une composante du champ électrique et de la température .	45
2.3.1	Modulation d'état de polarisation dans un cristal anisotrope . . . . .	45
2.3.2	Principe de la mesure en température : de l'effet parasite à l'émergence d'une fonctionnalité supplémentaire . . . . .	49
2.4	Mesure simultanée de deux composantes du champ électrique . . . . .	52
2.4.1	Modulation d'état de polarisation dans un cristal isotrope . . . . .	52
2.4.2	Réalisation d'une sonde fibrée . . . . .	54
2.5	Définition des grandeurs caractéristiques des sondes développées . . . . .	58
2.5.1	Sensibilité . . . . .	58
2.5.2	Champ maximal mesurable et dynamique . . . . .	60
2.5.3	Réponse fréquentielle . . . . .	62
<b>3</b>	<b>Choix et caractérisation des cristaux électro-optiques</b>	<b>65</b>
3.1	Détermination des candidats potentiels . . . . .	65
3.1.1	Critères de sélection . . . . .	65
3.1.2	Établissement d'une figure de mérite pour la mesure du champ électrique	66
3.1.3	Établissement d'une figure de mérite pour la mesure de la température . .	72
3.1.4	Présentation des cristaux retenus . . . . .	73
3.1.4.1	Le tantalate de lithium : $\text{LiTaO}_3$ . . . . .	73
3.1.4.2	L'oxyde de bismuth et de silicium : BSO . . . . .	76
3.2	Indices de réfraction et coefficients thermo-optiques . . . . .	79
3.2.1	Description du montage expérimental . . . . .	79
3.2.2	Extraction des indices de réfraction . . . . .	81
3.2.3	Extraction des coefficients thermo-optiques . . . . .	83
3.3	Effet électro-optique : analyse et techniques de caractérisation fréquentielle . . . .	86
3.3.1	Les différentes contributions à l'effet électro-optique . . . . .	86
3.3.2	Méthodes de mesure de l'effet électro-optique et extraction des coefficients	88
3.3.2.1	Influence de la classe de symétrie cristalline sur l'extraction des coefficients électro-optiques . . . . .	88
3.3.2.2	Description des dispositifs expérimentaux utilisés . . . . .	92

3.3.3	Résultats expérimentaux . . . . .	97
3.3.3.1	Visualisation de la figure d'interférence et détermination du point de fonctionnement optimal . . . . .	97
3.3.3.2	Extraction des coefficients électro-optiques et comportement fréquentiel . . . . .	100
3.4	Bilan des résultats et conclusion . . . . .	104
<b>4</b>	<b>Caractérisation d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée de deux composantes du champ électrique.</b>	<b>107</b>
4.1	Linéarité, sensibilité et dynamique . . . . .	107
4.1.1	Linéarité . . . . .	108
4.1.2	Dynamique de mesure . . . . .	109
4.2	Sélectivité . . . . .	110
4.3	Résolution spatiale de la sonde électro-optique et cartographie 1D du champ électrique . . . . .	111
4.3.1	Résolution spatiale . . . . .	111
4.3.2	Cartographie 1D du champ électrique en propagation guidée . . . . .	112
4.4	Perturbation induite . . . . .	114
4.4.1	Simulations électromagnétiques 2D . . . . .	114
4.4.2	Mesure par réflectométrie temporelle . . . . .	116
4.5	Stabilité . . . . .	117
<b>5</b>	<b>Métrologie en milieu biologique</b>	<b>119</b>
5.1	Mesure en régime fréquentiel : cas du débit d'absorption spécifique . . . . .	119
5.1.1	Montage expérimental . . . . .	119
5.1.2	Caractéristiques de la sonde électro-optique dans les milieux biologiques . . . . .	121
5.1.2.1	Mesures de linéarité . . . . .	121
5.1.2.2	Mesures de sélectivité . . . . .	122
5.1.2.3	Simulations électromagnétiques 3D . . . . .	124
5.1.3	Caractérisation des effets thermiques . . . . .	126
5.1.4	Evaluation duale du Débit d'Absorption Spécifique . . . . .	128
5.2	Mesures en régime temporel : expérimentations en électroporation cellulaire . . . . .	130
5.2.1	Montage expérimental . . . . .	130
5.2.2	Mesure <i>in situ</i> des nanopulses . . . . .	132
5.2.2.1	Visualisation . . . . .	132
5.2.2.2	Mesure de linéarité . . . . .	135
5.2.3	Effets thermiques des nanopulses . . . . .	136
	<b>Conclusion générale</b>	<b>139</b>
	<b>Annexes</b>	<b>141</b>
	<b>Annexe A : Transduction électro-optique basé sur l'effet Pockels</b>	<b>143</b>

<b>Annexe B : Autres cristaux électro-optiques d'intérêt</b>	<b>153</b>
<b>Annexe C : Élaboration et caractérisation d'une cellule TEM DC - 8 GHz</b>	<b>163</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>166</b>
<b>Valorisation référencée</b>	<b>179</b>

# Introduction générale

Le développement massif des systèmes de télécommunications s'est accompagné d'une interrogation légitime concernant l'impact des ondes électromagnétiques sur les organismes vivants. Les radiofréquences (RF) constituent, à ce titre, une gamme fréquentielle très exploitée qui, *de facto*, cristallise à la fois de grandes attentes technologiques et de vives inquiétudes quant à leur impact sanitaire. L'exemple le plus édifiant concerne la téléphonie mobile. Avec près de 6 milliards d'abonnements dénombrés en 2011 (selon l'Union Internationale des Télécommunications), ce secteur, est d'une part, un vivier intarissable d'innovations technologiques, et d'autre part, il est à l'origine d'une exposition aux ondes RF toujours plus prégnante. En parallèle, de nouveaux moyens de communications sans fil ont émergé : Wifi, Bluetooth, ..., plongeant l'utilisateur au cœur d'un environnement multi-sources. Outre les différents standards de communication associés à la téléphonie mobile et à l'utilisation d'internet, les radiofréquences couvrent une vaste bande fréquentielle (3 kHz - 300 GHz) utilisée notamment par la télévision et la radio. Les champs électromagnétiques (EM) associés à ces fréquences s'inscrivent dans une gamme plus large de rayonnements qualifiés de non ionisants. Ces derniers doivent leur appellation au fait qu'ils sont insuffisamment énergétiques pour ioniser la matière, c'est à dire provoquer l'éjection d'électrons. Bien que non ionisants, il est nécessaire d'étudier les effets sanitaires des rayonnements RF afin de conclure quant à leur éventuelle innocuité. A ce titre, il est nécessaire de distinguer d'une part les études épidémiologiques, dont l'objectif est d'évaluer la fréquence d'apparition de pathologies liées à l'exposition aux ondes RF sur des échelles de temps variables, et la recherche expérimentale d'effets biologiques induits (études *in vivo* ou *in vitro*). Dans le cas des micro-ondes, le seul effet biologique avéré est un effet thermique, correspondant à une élévation de la température des tissus exposés. Cette élévation est directement liée à l'absorption de l'énergie due aux interactions entre le champ EM interne et les constituants du milieu biologique. C'est le débit d'absorption spécifique (DAS), admis comme le paramètre dosimétrique de référence, qui permet de quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques. Ce dernier dépend à la fois du champ électrique au sein du milieu biologique et de l'élévation de température induite par l'exposition. Outre l'effet thermique associé aux rayonnements radiofréquences, le champ électrique, de nature impulsionnelle, peut provoquer d'autres types d'effets, à l'échelle cellulaire cette fois-ci. En effet, des impulsions électriques de forte amplitude permettent d'initier la perméabilisation des membranes cellulaires par exemple. Selon les paramètres des impulsions électriques utilisées (forme, durée, amplitude, taux de répétition), ce phénomène d'électroporation peut être transitoire ou bien irréversible, conduisant dans chaque cas à des champs d'applications spécifiques, dans le domaine médical (électrochimiothérapie, ablation tumorale, électrotransfert de gènes) ou bien industriel (procédés de stérilisation).

Ainsi, connaître les processus interactionnels et les grandeurs physiques mises en jeu, quantifier précisément les effets résultant d'une exposition à une source de champ électromagnétique, développer des instruments de mesure adéquats, sont autant d'enjeux auxquels se doivent de répondre les différents protagonistes de la recherche dans le domaine interdisciplinaire du bio-électromagnétisme. Mes travaux de doctorat s'inscrivent précisément dans cette problématique puisqu'ils visent au développement d'une sonde permettant la mesure du champ électrique et de la température au sein des milieux biologiques soumis à des rayonnements micro-ondes. Cette thèse est le fruit d'une collaboration entre l'entreprise Kapteos, société instigatrice d'une technologie électro-optique brevetée pour la mesure simultanée du champ électrique et de la température, et la Délégation Générale pour l'Armement (DGA), pour qui le bioélectromagnétisme, et plus spécifiquement la capacité à gérer un armement électromagnétique à létalité maîtrisée (marge entre la capacité à perturber l'électronique et le risque de nuire à l'humain) sont des enjeux décisifs. Ce partenariat se traduit par un cofinancement Cifre-Défense. Cette thèse a d'ailleurs été menée en partenariat avec le CEA-DAM, et plus particulièrement le centre d'études de Gramat. Une grande partie des travaux rapportés dans le présent manuscrit ont été réalisés à l'Institut de Microélectronique, Électromagnétisme et Photonique et au Laboratoire d'Hyperfréquences et de Caractérisation (IMEP-LAHC), sur le site du Bourget du Lac.

La première partie de ce manuscrit est consacrée à la présentation des deux principaux domaines d'application visés : la dosimétrie radiofréquence et l'électroporation cellulaire. Les enjeux inhérents à ces domaines sont ainsi explicités et nous définissons du même coup les besoins métrologiques associés à la mesure du champ électrique et de la température pour chacun d'eux. Par ailleurs, la connaissance des propriétés diélectriques des milieux biologiques est une étape préliminaire indispensable à la conception d'une sonde de mesure vouée à la mesure *in situ*. Ces propriétés sont décrites et les modèles permettant de définir leur comportement en fréquence sont également introduits. Ce chapitre se clôt sur une présentation des différentes techniques de mesures usuellement employées dans le cadre des études dosimétriques expérimentales. Cet état de l'art permet de comparer leurs performances respectives et ainsi, de statuer sur la pertinence de la sonde électro-optique en tant qu'instrument métrologique.

Le second chapitre établit le socle théorique indispensable à la bonne compréhension du fonctionnement des sondes électro-optiques. Il est ainsi rappelé le principe de l'effet Pockels et des différentes techniques de modulation qui permettent d'en tirer parti. Deux configurations optiques retiennent particulièrement notre attention. La première est basée sur la modulation d'état de polarisation d'un faisceau laser sondant un cristal anisotrope. Cette technique autorise la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température. La seconde configuration retenue correspond à l'emploi d'un cristal isotrope en tant que modulateur d'état de polarisation. Dans ce cas de figure, les sondes développées sont sensibles simultanément à deux composantes du champ électrique. Les fondements théoriques qui sous-tendent le fonctionnement des systèmes de mesure afférant à chacune de ces techniques sont présentés et les différentes caractéristiques permettant de quantifier leurs performances sont également abordées.

Le troisième chapitre concerne le choix et la caractérisation des cristaux électro-optiques, éléments de transduction centraux des capteurs. Une étape préliminaire consiste donc à définir des figures de mérite destinées à choisir les cristaux électro-optiques les plus adaptés à la mesure du champ électrique et des variations de la température en milieu biologique au regard des applications visées. Sur la base d'une large étude bibliographique, deux cristaux sont retenus en vertu de leurs mérites respectifs : le tantalate de lithium (LT) et l'oxyde bismuth et de silicium (BSO). Ils font ensuite l'objet d'une campagne de mesure visant à caractériser leurs propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques d'intérêt.

Le chapitre quatre présente les résultats associés à l'utilisation d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique, réalisée à partir du cristal de BSO caractérisé précédemment. La linéarité de la réponse électro-optique vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique est ainsi analysée, permettant du même coup d'extraire la sensibilité et la dynamique de mesure du système développé. Le caractère vectoriel de la mesure est également étudié à travers la détermination du taux de réjection associé à chacune des deux composantes transverses du champ électrique mesuré. De plus, les performances de la sonde sont également évaluées en terme de résolution spatiale, de perturbations induites ou encore de stabilité de mesure.

Le dernier chapitre présente les premiers résultats obtenus en bioélectromagnétisme à l'aide d'une sonde dédiée à la mesure simultanée du champ électrique et des variations de la température, dont le transducteur est un cristal de LT. Ils sont issus de deux campagnes de mesures effectuées au sein du laboratoire Xlim, en collaboration avec l'équipe du département Onde et Systèmes Associés (OSA), dédiée aux études en bioélectromagnétisme. La première a permis de caractériser les performances de la sonde en régime fréquentiel au sein d'une solution biologique exposée à un signal CW de type GSM. Une étude dosimétrique complète est ensuite conduite sur la base d'une évaluation expérimentale duale du DAS (mesure simultanée du champ électrique et des variations de la température) et d'une simulation numérique 3D. La seconde campagne concerne la mesure d'impulsions nanosecondes de forte amplitude au sein d'une cuve d'électroporation cellulaire. Tirant parti de la résolution temporelle du capteur électro-optique et de son système de traitement associé, une caractérisation *in situ* des impulsions est réalisée. Là encore, l'élévation de température induite par le champ électrique impulsionnel est mesurée simultanément.



# Chapitre 1

## Contexte de l'étude : vers une sonde dédiée au bioélectromagnétisme

### 1.1 Les domaines d'application visés

#### 1.1.1 La dosimétrie radiofréquence

L'étude dosimétrique a pour vocation d'évaluer l'impact des rayonnements électromagnétiques sur le vivant en quantifiant le niveaux des champs EM ainsi que les puissances absorbées. Elle peut se conduire à la fois de manière expérimentale, nécessitant alors la mise en place de systèmes d'exposition spécifiques et l'utilisation de capteurs dédiés, et par la simulation numérique. Le paramètre de quantification communément utilisé est le débit d'absorption spécifique (DAS). Il permet d'évaluer la puissance absorbée par les tissus de deux manières : soit par la détermination du champ électrique *in situ*, soit par la caractérisation de l'élévation de température induite par l'exposition RF. Les études dosimétriques sont également essentielles pour définir et actualiser les normes et recommandations nationales et internationales liées à l'utilisation des technologies de radio-télécommunication.

##### 1.1.1.1 Un paramètre de quantification : le débit d'absorption spécifique

A l'interface entre le milieu biologique et le milieu extérieur, une partie de l'onde électromagnétique rayonnée est transmise au sein des tissus. Devant la difficulté à corréler de façon formelle les champs électriques et magnétiques extérieurs avec les effets biologiques engendrés, la quantification de l'énergie absorbée par les tissus se révèle être la démarche la plus cohérente pour l'étude des interactions ondes-milieux biologiques. Le débit d'absorption spécifique (DAS) est le paramètre adéquat pour quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques. Il se définit rigoureusement comme la dérivée temporelle de la quantité d'énergie absorbée  $dW$  par un élément de masse tissulaire  $dm$  contenu dans un élément de volume tissulaire  $dV$  de densité volumique  $\rho$  connue :

$$DAS = \frac{d}{dt} \left( \frac{dW}{dm} \right) = \frac{d}{dt} \left( \frac{dW}{\rho dV} \right) \quad (1.1)$$

Pour remonter à la puissance totale absorbée, il faut alors effectuer l'intégration suivante :

$$P = \int_M DAS \, dm \quad (1.2)$$

où  $M$  est la masse totale des tissus exposés (éventuellement le corps entier). Pour enrichir l'expression du DAS, il est nécessaire de connaître les grandeurs physiques mises en jeu dans les phénomènes d'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu biologique. Le champ électrique au sein des tissus a pour effet de provoquer un échauffement du milieu. Ainsi le DAS peut être exprimé de deux autres manières :

- par le champ électrique *in situ* :

$$DAS = \frac{\sigma E^2}{\rho} \quad (1.3)$$

où  $\rho$  et  $\sigma$  sont respectivement la masse volumique et la conductivité électrique du milieu et  $E$  la valeur efficace du champ électrique.

- par l'élévation de la température au sein des tissus :

$$DAS = C \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.4)$$

où  $\partial T$  est l'élévation de température (en degrés Kelvin) pendant le temps d'exposition  $\partial t$  (en seconde) et  $C$  la capacité calorifique massique du tissu en  $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Le DAS peut s'appréhender sous deux formes :

- le DAS "corps entier" : il est alors moyenné sur la totalité du corps et correspond à des expositions corps entier (cas des stations de base par exemple)
- le DAS "localisé" : il est, dans ce cas, moyenné sur 10 g et correspond à des expositions localisées (cas des téléphones portables par exemple)

Il est important de préciser que le DAS est le paramètre dosimétrique de référence sur une plage de fréquence de 1 MHz à 10 GHz. Au-delà, les champs radiofréquence sont absorbés au niveau de la peau et ne pénètrent que très peu dans les tissus : la densité de puissance (en  $\text{W.m}^{-2}$ ) est alors le paramètre de quantification adéquat. En dessous de 1 MHz, les champs ne produisent pas d'élévation de température mais induisent des courants dans les tissus : la densité de courant est alors le critère de référence dosimétrique.

### 1.1.1.2 Les normes d'exposition relatives aux ondes radiofréquences

De nombreuses recommandations et normes ont été établies afin de régir l'exposition des personnes aux rayonnements électromagnétiques. En 1998, l'ICNIRP (International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection) préconise dans ses directives [1] des valeurs limites d'exposition sur un spectre s'étendant jusqu'à 300 GHz (courbes 1.1).

Ces niveaux de références ont servi de socle à la définition de la recommandation européenne 1999/519/CE [2] du 12 juillet 1999 (fixant la limite d'exposition du public aux champs électromagnétiques) et la directive 2004/40/CE [3] du 24 avril 2004 concernant les prescriptions minimales de sécurité et de santé relatives à l'exposition des travailleurs. Le CENELEC (Comité Européen de Normalisation ELECTronique) a également repris ces valeurs en normalisation [4]. Aux Etats-Unis, l'organisme IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers) a lui-même publié

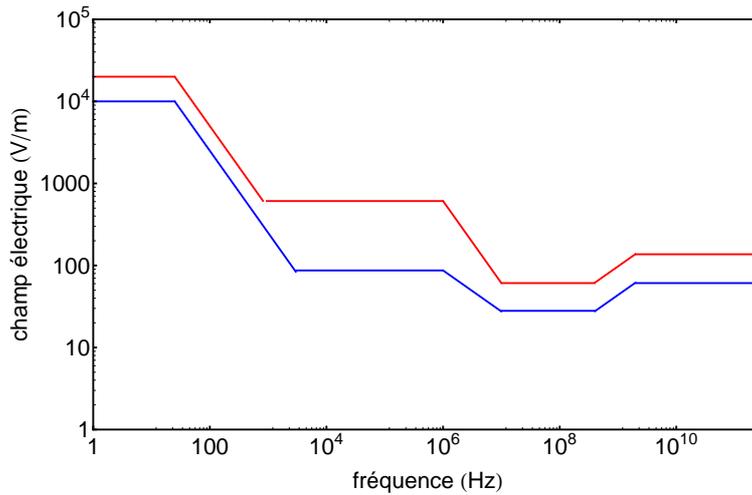


FIGURE 1.1 – Niveaux de référence pour le champ électrique fournis par l’ICNIRP [1] pour le public (courbe bleue) ainsi que pour les travailleurs (courbe rouge).

plusieurs standards [5, 6, 7]. Ces niveaux de référence (valeurs limites de champs électriques et magnétiques pour la protection des usagers aux effets néfastes des rayonnements non ionisants) garantissent la conformité aux restrictions de base (valeurs de DAS limites). Les restrictions de base préconisées par l’ICNIRP sont présentés dans le tableau 1.1. Les recommandations européennes sont identiques. Ces valeurs limites sont établies sur la base du seul effet thermique avéré des micro-ondes et sont accompagnées d’une marge de sécurité pour les travailleurs et le public. Par exemple, concernant le DAS corps entier, des effets critiques sont notables à partir de 4 W/kg. Les restrictions de base sont définies en appliquant un facteur 10 de réduction pour les travailleurs et un facteur d’abattement supplémentaire de 5 (facteur 50 au total) pour le public.

	fréquence	DAS corps entier	DAS localisé (tête et tronc)	DAS localisé (membres)
travailleurs	100 kHz - 10 GHz	0,4	10	20
public	100 kHz - 10 GHz	0,08	2	4

TABLE 1.1 – Valeurs de DAS limites (restrictions de base) fournies par l’ICNIRP [1].

### 1.1.1.3 Les systèmes d’exposition

Pour valider et assurer la répétabilité des études expérimentales traitant de l’incidence des champs électromagnétiques sur le vivant, il est fondamental de maîtriser les systèmes d’exposition. Les paramètres influençant la mise en place d’un système d’exposition sont nombreux [8] : facteurs environnementaux (stérilité, température, accessibilité,...), facteurs liés à des considérations électromagnétiques (distribution du champ électrique homogène, signal bien défini en fréquence, modulation, puissance, niveau de bruit, bonne compatibilité électromagnétique, ...), ... Toutes les conditions requises pour établir la dosimétrie d’un système d’exposition et les étapes de développement de ce système ont notamment été présentées par N. Kuster et F. Schönborn

[9].



FIGURE 1.2 – Représentation tridimensionnelle d'une cellule TEM ouverte.

Abordons dans un premier temps les systèmes d'exposition *in vitro*. Ces derniers permettent de soumettre aux rayonnements RF des cellules placées dans un milieu biologique (contenues dans une boîte de Pétri ou un flacon par exemple). De nombreux paramètres peuvent influencer sur la valeur du DAS des cellules exposées : propriétés diélectriques des cellules, quantité de solution biologique, dimensions et forme des boîtes de Pétri ou des flacons, types de système d'exposition. La polarisation de l'onde incidente a également une grande importance sur le couplage et l'homogénéité du champ électrique interne. D'autre part, une attention particulière doit être apportée au contrôle de la température dans ce type de dosimétrie. De nombreux systèmes d'exposition *in vitro* ont été employés :

- la cellule TEM [10, 11, 12] (figure 1.2)
- la chambre anéchoïque [13, 14, 15]
- les guides d'ondes [16, 17, 18, 19]
- la cellule fil-plaque [20]
- la ligne transmission radiale [21]

Les expérimentations *in vitro* fournissent des renseignements précieux sur les effets des ondes électromagnétiques sur le vivant mais doivent être complétées par des études *in vivo*. Les systèmes d'exposition *in vivo* doivent répondre à des contraintes supplémentaires qui engendrent une inhomogénéité de l'exposition (comme par exemple le déplacement du sujet). Différents systèmes d'exposition ont été développés afin de mieux comprendre les interactions des ondes avec le vivant : dispositifs "corps entiers", "tête seule" ou "local". Les dispositifs "corps entier" les plus utilisés sont :

- le Ferris-wheel [22, 23, 24]
- les guides d'ondes (radiaux [25] ou cylindriques [26, 27])
- la cellule TEM [28, 29]
- la chambre HF [30]

Les systèmes d'exposition "localisés" ont été mis en place pour permettre l'étude des effets des ondes émises par les téléphones portables sur le cerveau. Pour évaluer l'efficacité d'un système "localisé", on évalue le rapport du DAS moyen dans le cerveau sur le DAS moyen dans le corps entier (plus ce rapport est élevé, plus le système est efficace). Les dispositifs d'exposition "localisée" les plus utilisés sont :

- le carrousel [31, 32]
- l'antenne boucle [33, 34, 35] (figure 1.3)



FIGURE 1.3 – Exposition localisée d’un rat réalisée à l’aide d’une antenne boucle [35].

#### 1.1.1.4 La dosimétrie numérique

L’enjeu de la dosimétrie numérique est la modélisation numérique des systèmes d’exposition et des milieux biologiques exposés aux ondes RF. Des méthodes numériques ont ainsi été élaborées pour résoudre les équations de Maxwell dans les milieux biologiques en utilisant les propriétés électriques des tissus ou sur la base de modèles numériques d’êtres vivants affublés de ces propriétés.

Les modèles numériques d’êtres vivants sont pour la plupart construits sur la base d’images IRM. Les images ainsi recueillies sont segmentées pour délimiter le plus grand nombre de structures anatomiques ou fonctionnelles. L’intérêt d’isoler ces structures dans les images IRM est double :

- assigner d’une part les paramètres physiques pertinents (valeurs de la conductivité et de la permittivité issues de la littérature) à chacune de ces structures
- mesurer l’intensité des champs électriques et magnétiques au sein de chaque structure (à l’aide d’une des méthodes de calcul numérique présentées plus bas)

Les images IRM sont pertinentes car elles permettent d’obtenir des représentations 3D des milieux d’études avec une résolution millimétrique et une bonne différenciation des tissus. Les résultats de la segmentation fournissent alors des maillages (décomposition en volumes élémentaires appelées voxels) facilement adaptables aux méthodes de résolution numériques comme la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD). Des modèles numériques réalistes ont ainsi été développés dans différents laboratoires : modèles de têtes d’homme ou de rat pour le projet COMOBIO comprenant 10 tissus (peau, os, muscle, liquide céphalo-rachidien,...), modèle de rat avec 48 tissus différents proposé par la Brooks Air Force Base. De nombreux autres modèles de corps humain ou d’animaux ont été créés : [36, 37, 38, 39, 40, 41].

Depuis la fin des années 1970, les méthodes de calcul numérique se sont développées rapidement, présentant un intérêt majeur dans la modélisation de l’anatomie humaine et animale. L’une d’entre elle est la méthode des moments (MoM) dans laquelle le corps humain est parcellisé en blocs contenant chacun des propriétés électriques propres [42, 43]. Cette méthode fut largement utilisée dans les années 1980 pour l’évaluation numérique du DAS "corps entier" moyen. Depuis les années 1990, elle est supplantée par la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), initiée pour la première fois par *Kane Yee* en 1966 [44]. Elle permet, en tout point de l’espace discrétisé, de calculer les composantes du champ électromagnétique à un instant  $t$  à

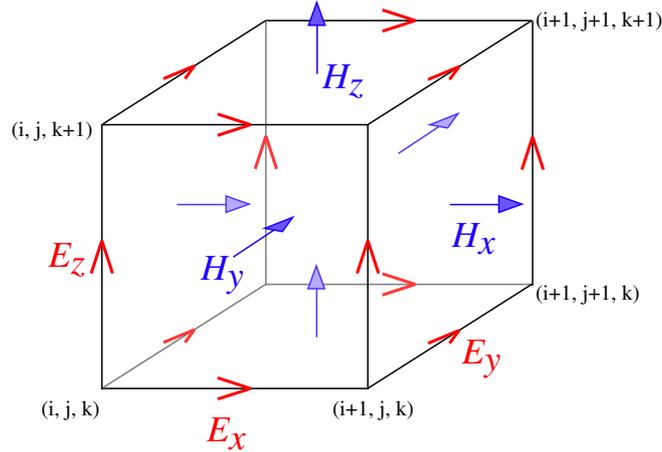


FIGURE 1.4 – Cellule élémentaire dédiée à la mesure des champ électriques et magnétiques.

partir de celles calculées au pas précédent aux points voisins (voir figure 1.4). Les avantages de cette méthode sont une formulation relativement simple, un algorithme robuste et une capacité de résolution sur une large bande fréquentielle. Cette méthode permet de modéliser à la fois les sources d'exposition et la propagation des ondes électromagnétiques dans le vide ou dans les matériaux complexes (comme les milieux biologiques) dans le domaine temporel et spatial. L'approche spatiale implique donc la possibilité de déterminer le DAS en tout point d'une structure à partir des composantes du champ électrique calculées dans chaque maille et des paramètres diélectriques (conductivité électrique et permittivité diélectrique) des tissus étudiés ou des modèles numériques d'êtres vivants pour les expérimentations *in vivo*. Il existe également d'autres méthodes d'évaluation du DAS basées sur l'hybridation de la méthode FDTD (combinaison avec le "ray tracing" [45] ou la méthode des moments [46]).

De nombreux logiciels permettent de cartographier numériquement le DAS au sein d'une structure biologique : à titre d'exemple, citons le logiciel HFSS (High frequency Structure Simulator) de la société ANSOFT (basé sur la méthode des éléments finis) ou encore le logiciel CST Microwave Studio (basé sur la méthode TLM : Transmission Line Matrix).

### 1.1.1.5 La dosimétrie expérimentale

La dosimétrie expérimentale est complémentaire de la dosimétrie numérique. Néanmoins l'approche expérimentale rencontre des difficultés liées à la mesure *in vivo* : problèmes éthiques liés à l'implantation d'un instrument de mesure dans un organisme vivant d'une part et forte hétérogénéité des tissus d'autres part. Les expérimentations *in vitro*, quant à elles, ne rencontrent pas ces difficultés. Pour l'évaluation locale du DAS, il existe deux types de méthodes : la mesure du champ électrique et la mesure de la température. L'instrumentation requise à la mesure du champ électrique et de la température pour l'évaluation du DAS sera présentée ultérieurement dans un état de l'art. Afin d'assurer une bonne répétabilité des mesures et face à la difficulté d'utiliser des méthodes de mesure non invasives, des fantômes ont été développés. Ces fantômes sont remplis de liquides ou substances gélifiées simulant les propriétés électriques du corps humain. Ces dernières dépendent du type de tissus et de la fréquence d'étude. De nombreuses recherches ont permis d'établir des formules de composition adéquates pour la fabrication des matériaux

utilisés dans ces fantômes. Ces matériaux sont référencés dans les standards internationaux sur la dosimétrie RF [6, 47]. Les solutions contenues dans ces fantômes sont généralement constituées de liquides de haute permittivité (comme l'eau) auxquels sont adjoints des liquides de plus faible permittivité (comme des alcools). La valeur de la conductivité  $\sigma$  est ensuite ajustée grâce à l'ajout de sel (NaCl). L'avantage de ce type de dispositif réside dans la possibilité d'implanter une sonde de mesure du champ électrique (voir figure 1.5) ou de température. De nombreuses évaluations expérimentales ont été menées sur des fantômes : [48, 49, 50]. Les fantômes réalisés sont majoritairement homogènes car il est ardu de fabriquer des structures hétérogènes à base de substances liquides ou gélifiées. Cependant, certaines réalisations hétérogènes ont vu le jour, utilisant notamment des matériaux solides pour les os et des liquides pour les tissus contenant beaucoup d'eau : [51, 52].



FIGURE 1.5 – Mesure du champ électrique sur un fantôme (photographie issue d'un document technique de la société Satimo).

### 1.1.2 L'électroporation cellulaire

Cette partie s'attachera à établir le socle scientifique adéquat à la compréhension des interactions entre les impulsions électriques et les cellules vivantes. Il s'agit là d'un prérequis indispensable pour définir le cahier des charges d'une sonde électro-optique autorisant la mesure *in situ* des impulsions et de leur éventuel effet thermique. Ainsi, les caractéristiques physico-chimiques du milieu d'étude, la nature précise des signaux à mesurer (amplitude, forme et durée) et les caractéristiques des systèmes d'exposition mis en oeuvre sont autant d'éléments qui conditionnent le développement d'une instrumentation dédiée.

#### 1.1.2.1 Généralités

L'électroporation correspond à la perméabilisation de la membrane cytoplasmique d'une cellule sous l'effet d'une impulsion électrique, autorisant ainsi une diffusion entre milieux intra et extracellulaire. La membrane cytoplasmique constitue une barrière physiologique, garantissant l'intégrité du contenu cellulaire et régissant également les échanges avec le milieu extracellulaire (perméabilité sélective à certaines molécules indispensables à son bon fonctionnement). D'un

point de vue chimique elle est composée d'une bicouche lipidique où chaque brique phospholipidique est constituée d'une tête hydrophile et d'une queue hydrophobe (figure 1.6).

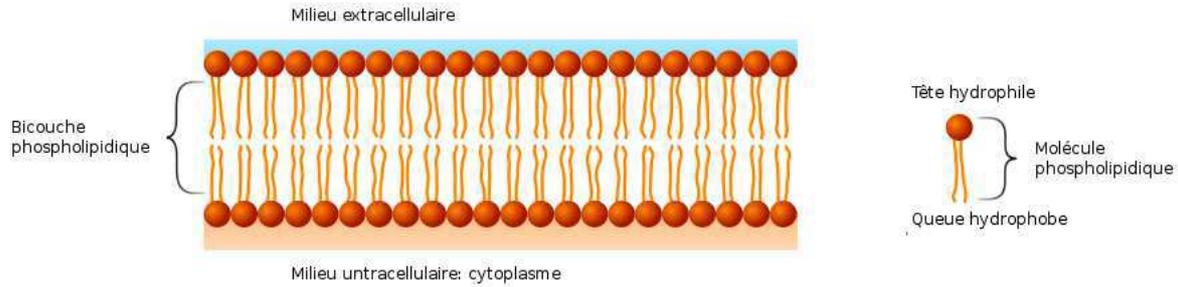


FIGURE 1.6 – Structuration en bicouche lipidique de la membrane cytoplasmique.

D'un point de vue électrique, la membrane se comporte comme un diélectrique et la présence de pompes et de canaux protéiques en son sein permet de maintenir des concentrations ioniques différentes entre milieux intra et extracellulaires. Ce déséquilibre est à l'origine d'une différence de potentiel, nommé potentiel transmembranaire de repos  $\Delta V_0$  (de l'ordre de quelques dizaines de milliVolts selon le type de cellule). Lorsqu'une cellule est soumise à l'action d'un champ électrique, les charges contenues dans les milieux intra et extracellulaire migrent par électrophorèse et s'accumulent de part et d'autre de la membrane cytoplasmique, produisant une différence de potentiel transmembranaire induite  $\Delta V_i$  qui vient s'ajouter à  $\Delta V_0$ . A l'aide d'un modèle de cellule simplifié (voire figure 1.7), il est possible d'établir la relation liant la différence de potentiel transmembranaire induit à l'amplitude du champ électrique appliqué.

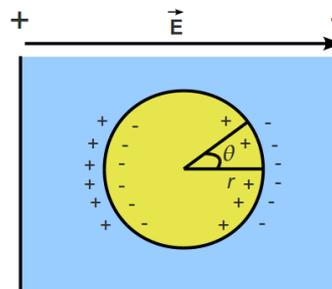


FIGURE 1.7 – Représentation schématique d'une cellule soumise à des impulsions électriques.

En considérant, d'une part, la cellule comme une sphère creuse, et d'autre part, la membrane comme un diélectrique d'épaisseur négligeable, il vient pour  $\Delta V_0$  [53] :

$$\Delta V_0 = p(\sigma) \frac{3}{2} r E \cos \theta (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (1.5)$$

où  $p(\sigma)$  est un paramètre dépendant des conductivités et des permittivités de la membrane et des milieux intra et extracellulaire (égal à 1 pour un diélectrique pur).  $r$  est le rayon de la cellule,  $\theta$  est l'angle entre la direction du champ électrique appliqué d'amplitude  $E$  et la normale à la tangente en un point de la membrane, et  $\tau$  constitue le temps de charge associé à la capacité de la membrane (de l'ordre de la microseconde). Dans le cas d'impulsions dont la durée est supérieure à la microseconde et en émettant l'hypothèse que la membrane est un isolant parfait (*i.e.* de

conductivité nulle), la formule précédente peut se réécrire ainsi :

$$\Delta V_0 = \frac{3}{2} r E \cos \theta \quad (1.6)$$

Nous assistons donc à une amplification du champ électrique extérieur au niveau de la membrane. Ces considérations ne sont valables qu'en dessous du seuil de perméabilisation  $\Delta V_S$  qui correspond à la somme des différences de potentiel  $\Delta V_0$  et  $\Delta V_i$ . Cette notion de seuil est capitale puisqu'elle détermine l'amplitude minimale du champ électrique à partir de laquelle la membrane devient perméable. Cette valeur seuil  $\Delta V_S$  est à peu près identique pour toutes les cellules (200-250 mV) et implique l'application de champs électriques dont l'amplitude varie de quelques dizaines de kV/m à quelques MV/m selon le type de cellules [54]. Par ailleurs, de nombreux paramètres peuvent influencer la perméabilisation :

- la nature des impulsions (monopolaires, bipolaires, rectangulaires, ...)
- l'amplitude et la durée des impulsions
- le nombre et la fréquence de répétition des impulsions
- la composition du milieu

L'ensemble de ces paramètres jouent un rôle sur l'efficacité de la perméabilisation (en augmentant notamment la surface membranaire perméabilisée, la densité et la taille des pores, ainsi qu'en abaissant la valeur de  $\Delta V_S$ , ...).

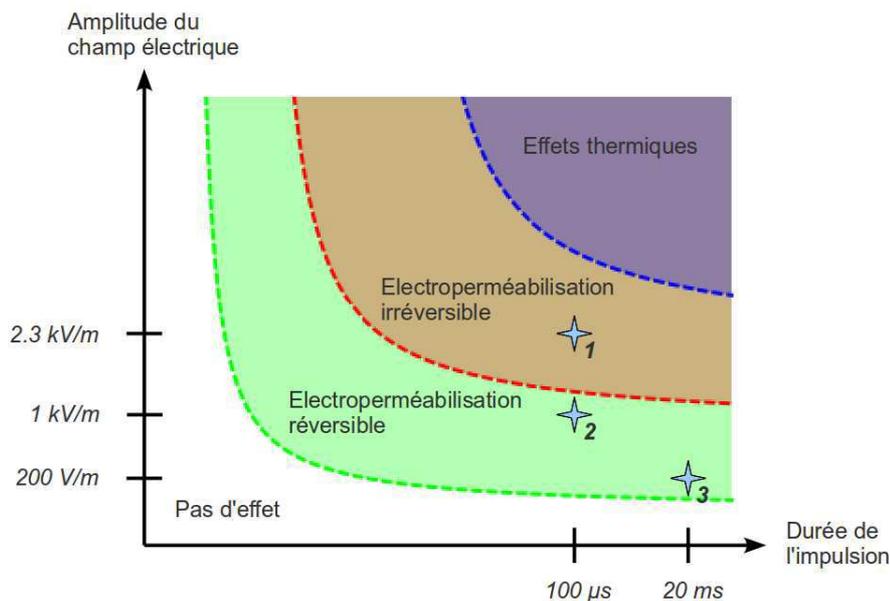


FIGURE 1.8 – Représentation schématique des différents stade de perméabilisation obtenus sur une cellule soumise à une impulsion électrique en fonction de l'amplitude et de la durée de cette impulsion [55]. Des applications médicales de l'électroperméabilisation sont également représentées avec les valeurs standards d'amplitude et de durée des impulsions : 1. Electroporation irréversible dédiée à l'ablation tumorale, 2. Electrochimiothérapie pour la vectorialisation de médicaments anti-tumoraux, 3. Electrotransfert de gènes.

Les effets combinés de l'amplitude du champ électrique appliqué et de la durée des impulsions peuvent conduire à un état de perméabilisation irréversible, caractérisé par la destruction définitive de la cellule, ou mort cellulaire. En dessous de ce seuil critique, la perméabilité de la membrane cytoplasmique est transitoire : elle est qualifiée de réversible. La cellule retourne à son état initial et conserve ainsi son intégrité physiologique. Au delà, il existe encore un troisième

seuil, correspondant à l'apparition d'effets thermiques, liés à l'effet Joule. La figure 1.8 illustre la hiérarchie des différents effets possibles en ne tenant compte que de l'amplitude du champ électrique et de la durée de l'impulsion. Cette hiérarchie est pour partie qualitative, dans la mesure où les différentes frontières représentées dépendent du type de cellule considéré. Elle permet néanmoins d'introduire les principales applications associées à l'électroperméabilisation cellulaire. L'électrochimiothérapie constitue, à ce titre, une application thérapeutique majeure. Elle consiste à induire une perméabilisation membranaire contrôlée et réversible afin de faire pénétrer au sein du milieu intracellulaire un médicament anti-tumoral (comme la bléomycine) [56, 57]. La perméabilisation autorise alors le passage de molécules non perméantes habituellement. Cette propriété est également utilisée pour introduire des gènes au sein du contenu intracellulaire (comme des gènes suppresseurs de tumeurs par exemple) : il s'agit de l'électrotransfert de gènes qui constitue une nouvelle approche dans la thérapie génique. En outre, le caractère possible-ment irréversible de l'électroperméabilisation a fait émerger de nouvelles techniques d'ablation tumorale [58, 59] : l'application d'impulsions électriques de forte amplitude peut entraîner une rupture irréversible de la membrane ou des dysfonctionnements métaboliques conduisant à la mort cellulaire. Par ailleurs, d'autres applications ont pu voir le jour comme la décontamination bactérienne [60] ou encore la mise en place de processus d'extraction et de stérilisation dans le domaine de l'agroalimentaire [61].

### 1.1.2.2 Natures des signaux à mesurer

Il a été fait mention précédemment de l'importance des paramètres caractéristiques des impulsions auxquelles sont soumises les cellules lors des processus d'électroperméabilisation. Ce paragraphe a pour vocation de définir et de quantifier ces paramètres d'intérêt afin de mieux cerner la nature précise des impulsions que la sonde électro-optique sera amenée à mesurer. Ainsi la durée, la nature ou encore l'amplitude des impulsions utilisées dans les protocoles expérimentaux conditionnent les performances attendues de la sonde en termes de sensibilité, de dynamique ou encore de bande passante.

De manière générale, une impulsion peut se définir à l'aide des paramètres suivants :

- sa durée calculée comme l'extension temporelle de l'impulsion à 50 % de son amplitude maximale
- son amplitude
- ses temps de montée et de descente définis respectivement comme les temps nécessaires pour que l'amplitude passe de 10 à 90 % (et de 90 à 10 %) de sa valeur maximale
- sa forme temporelle (gaussienne, rectangulaire, monopolaire ou bipolaire, ...)

Chacune de ses caractéristiques joue un rôle dans le processus interactionnel entre la cellule et le champ électrique. A ce titre, la forme temporelle de l'impulsion a un impact notable sur la réponse du milieu exposé. Ainsi, dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous avons utilisé deux types d'impulsions monopolaires : gaussienne et rectangulaire. Comme le montre la figure 1.2, chacune d'elle présente un spectre fréquentiel spécifique, correspondant à une distribution fréquentielle de l'énergie qui lui est propre. Il est également important de prendre en compte les propriétés diélectriques du milieu exposé, à savoir la permittivité diélectrique et la conductivité électrique. Ces deux grandeurs, permettant de caractériser le champ

électrique produit au sein du milieu exposé, varie en fonction de la fréquence. La définition de ces propriétés et leur dépendance fréquentielle seront abordées au cours de la partie suivante. Il est néanmoins aisé, à ce stade, d'envisager que la réponse du milieu dépend conjointement de la forme temporelle de l'impulsion ainsi que de ses propriétés diélectriques. D'autre part,

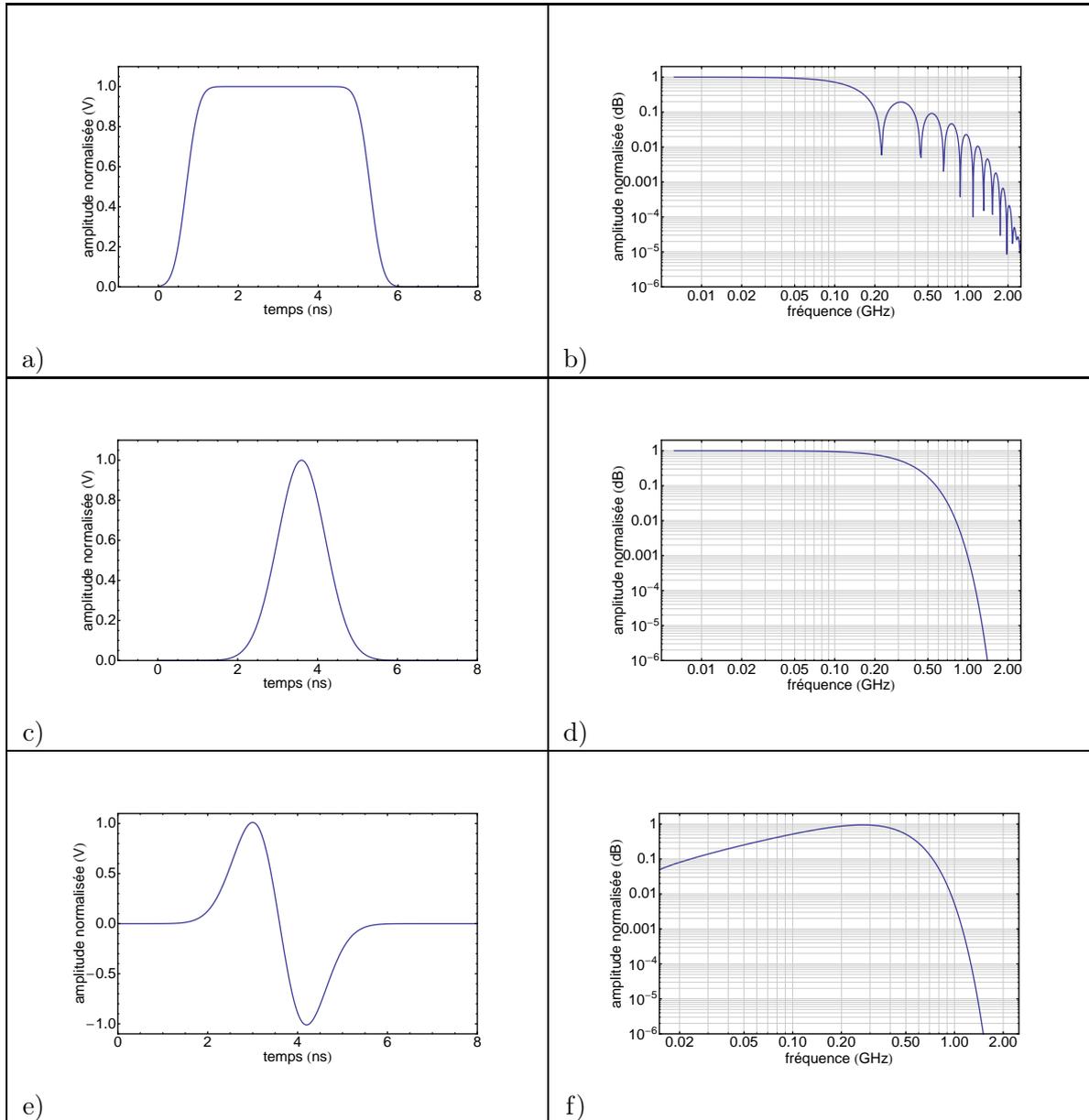


TABLE 1.2 – Représentation graphique de trois différentes formes temporelles d'impulsions électriques employées en électropéabilisation (a) rectangulaire, c) gaussienne, e) bipolaire et leur spectre fréquentiel respectif b), d), f).

l'amplitude et la durée de l'impulsion sont également des données importantes, dans la mesure où elles permettent, de façon coordonnée, d'atteindre le seuil de perméabilisation membranaire et de contrôler l'ouverture et la dimension des pores. Chaque couple de valeurs prises par ces deux grandeurs définissent ainsi un niveau d'énergie apportée au milieu. En outre, La durée de l'impulsion est à comparer à la constante de temps de charge de la membrane cellulaire. En effet, dans le cas d'impulsions courtes (typiquement quelques dizaines de nanosecondes), la membrane n'a plus le temps de se charger (la migration des charges aux interfaces n'est plus efficace) et

le processus d'électroperméabilisation ne se produit pas. L'impulsion franchit alors la membrane cytoplasmique et le processus de perméabilisation s'effectue sur les structures intracellulaires de plus petites dimensions (les organelles ou le noyau par exemple). L'utilisation de ces impulsions plus courtes, également appelées nanopulses, est récente. Elle ouvre la voie à de nouvelles applications, principalement médicales, comme l'électromanipulation d'éléments intracellulaire ou encore l'avènement de nouveaux protocoles de traitements anti-tumoraux.

## 1.2 Interactions ondes électromagnétiques/vivant : influence des propriétés diélectriques des milieux biologiques

### 1.2.1 Conductivité électrique et permittivité diélectrique des milieux biologiques

Pour connaître avec précision les champs produits par une source électromagnétique dans les milieux biologiques, il est fondamental de connaître les caractéristiques électriques (permittivité relative  $\epsilon_r$  et conductivité totale  $\sigma$ ) de ces milieux. Les milieux biologiques possèdent à la fois des charges libres et des charges liées qui, sous l'effet d'un champ électrique appliqué, sont à l'origine de courants de conduction et de polarisation. Le comportement électromagnétique de ces milieux est mixte : amagnétique, conducteur ionique et diélectrique à pertes.

Le corps humain est globalement considéré comme amagnétique en ce qui concerne l'étude des champs électromagnétiques induits : la perméabilité magnétique des milieux biologiques est donc assimilée à celle du vide  $\mu_0$ . Dans les tissus biologiques, les charges libres susceptibles de créer un courant de conduction sont de nature ionique. Ces ions sont plus ou moins libres de se déplacer sous l'effet d'un champ électrique appliqué et sont soumis à des forces de frottements et des contraintes dues à la structure du milieu. Leur mobilité est fonction de la fréquence du champ électrique appliqué. La présence de molécules polaires de taille différentes, soumises également à des forces de frottement, confère aux milieux biologiques un comportement de diélectrique à pertes.

Tentons à présent de formaliser ce comportement protéiforme sur la base conjointe des caractéristiques générales des milieux diélectriques à perte et des milieux conducteurs. Ce comportement mixte est l'apanage de nombreux matériaux, au rang desquels se situent les milieux biologiques. A ce titre, l'exemple d'une solution ionique composée d'eau et de chlorure de sodium (solution que nous avons d'ailleurs employée pour réaliser nos études dosimétriques) est édifiant : elle présente d'une part une conductivité ionique liée à la présence d'ions libres de se déplacer sous l'effet d'un champ électrique appliqué et d'autre part, elle est le siège de mécanismes de polarisation du fait de la nature polaire des molécules d'eau pouvant s'orienter en présence d'un champ. Avec les variations du champ électrique, des phénomènes de relaxation conduisent à des pertes diélectriques du milieu biologique. Dans le formalisme qui suit, les quantités scalaires sont soulignées lorsqu'elles représentent des grandeurs complexes. La densité de courant globale  $\vec{J}$ , dans de tels matériaux peut s'écrire comme la somme de deux contributions :

$$\vec{J} = \vec{J}_c + \vec{J}_d \quad (1.7)$$

où  $\vec{J}_c$  est le courant de conduction dû aux déplacements des charges libres et  $\vec{J}_d$  le courant de déplacement dû à l'oscillation des dipôles. Le courant de conduction  $\vec{J}_c$  traduit l'aptitude du matériau à conduire l'électricité en réponse à un champ électrique appliqué. Il est régi par la loi d'Ohm :

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (1.8)$$

Dans un diélectrique, les charges ne sont pas libres de se déplacer mais l'application d'un champ électrique peut leur permettre un déplacement local. Si le champ appliqué est alternatif, les dipôles se mettent à osciller, engendrant un courant électrique local. Le courant de déplacement  $\vec{J}_d$  est donc la résultante du déplacement alternatif des charges liées. Il s'exprime comme suit :

$$\vec{J}_d = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = j\omega \vec{D} = j\omega \underline{\epsilon}(w) \epsilon_0 \vec{E} \quad (1.9)$$

avec  $\vec{D}$  le déplacement électrique relié au champ électrique  $\vec{E}$  (dans un milieu diélectrique à pertes) par la relation :

$$\vec{D} = \underline{\epsilon}(w) \epsilon_0 \vec{E} \quad (1.10)$$

où  $\underline{\epsilon}(w)$  est la permittivité relative complexe du matériau à la pulsation  $w$  :  $\underline{\epsilon}(w) = \epsilon' - j\epsilon''$ . La partie réelle  $\epsilon'$  correspond à la permittivité réelle du matériau (aptitude du matériau à se polariser sous l'application d'un champ). La partie imaginaire  $\epsilon''$ , appelée facteur de pertes, traduit les pertes énergétiques liées aux différents mécanismes de relaxation (tous caractérisés par un temps de relaxation propre). L'expression de la densité de courant globale  $\vec{J}$  devient alors :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + j\omega \epsilon_0 \underline{\epsilon}(w) \vec{E} = \underline{\sigma}(w) \vec{E} \quad (1.11)$$

où  $\underline{\sigma}(w)$  est la conductivité complexe pour un milieu mixte. En explicitant la permittivité complexe, la conductivité complexe peut se reformuler ainsi :

$$\underline{\sigma}(w) = \sigma + \sigma_d(w) + j\omega \epsilon_0 \epsilon'(w) = \sigma' - j\sigma'' \quad (1.12)$$

Cette expression fait apparaître la partie réelle de la permittivité complexe comme l'ensemble des pertes dans le matériau : pertes ohmiques par le paramètre  $\sigma$  et pertes diélectriques par le paramètre  $\sigma_d$  ( $\sigma_d = w\epsilon_0\epsilon''$ ). La partie imaginaire représente le courant de déplacement dans le milieu lié à la polarisabilité du matériau. Permittivité et conductivité complexes étant interdépendantes, l'expression générale de la permittivité complexe  $\underline{\epsilon}_{eff}(w)$  pour un matériau mixte conducteur-diélectrique à pertes peut s'écrire :

$$\underline{\epsilon}_{eff}(w) = \epsilon' - j\left(\frac{\sigma}{w\epsilon_0} + \epsilon''\right) \quad (1.13)$$

### 1.2.2 Phénomènes de relaxations diélectriques : les différents modèles associés

Les mécanismes de polarisation résultant de l'application d'un champ électrique au sein d'un milieu ont des origines diverses. Ils n'ont également pas les mêmes temps caractéristiques (certains sont quasiment instantanés tandis que d'autres s'établissent sur des temps plus longs). Dans

les diélectriques, l'évolution de la permittivité en fonction de la fréquence du champ électrique appliqué se traduit par des phénomènes de relaxation. Chaque mécanisme de polarisation se manifeste sur une portion particulière du spectre. Ainsi, plus la fréquence augmente, plus le nombre de mécanismes entrant en jeu dans la polarisation du milieu diminue. De nombreux modèles ont été développés afin de prédire le comportement fréquentiel de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique des tissus biologiques. Ces derniers permettent de visualiser les phénomènes de relaxation sur l'ensemble de la bande fréquentielle choisie.

### 1.2.2.1 Le formalisme de Debye

Ce formalisme a été conçu pour décrire les phénomènes de relaxation dipolaire (liés à l'orientation des molécules polaires) dans les matériaux. Il permet néanmoins d'appréhender de façon simple les divers phénomènes de relaxation diélectrique dans les matériaux [62], notamment dans les milieux biologiques. Plus concrètement, suite à l'application d'une marche de Heaviside de champ électrique sur le matériau, la polarisation de ce dernier s'établit selon la relation :

$$P(t) = P_\infty + (P_S - P_\infty)(1 - \exp(-t/\tau)) \quad (1.14)$$

où  $\tau$  est la constante de temps de relaxation,  $P_\infty$  la polarisation instantanée (traduction des mécanismes de polarisation agissant très rapidement à l'apparition du champ électrique : polarisation des nuages électronique par exemple) et  $P_S$  la polarisation statique (nouvelle polarisation totale établie à l'équilibre). La réponse en fréquence du milieu s'obtient par transformée de Laplace de l'expression précédente. Il vient alors :

$$\underline{P}(w) = P_\infty + \frac{(P_S - P_\infty)}{1 + jw\tau} \quad (1.15)$$

Par suite, il est possible d'exprimer la permittivité :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_\infty)}{1 + jw\tau} \quad (1.16)$$

où  $\tau$  est la constante de temps de relaxation associée à  $w_c$ , la fréquence caractéristique de relaxation.  $\epsilon_S$  est la permittivité statique (permittivité pour  $w \ll w_c$ ) et  $\epsilon_\infty$  la permittivité atteinte pour  $w \gg w_c$ . L'équation de Debye traduit le phénomène de relaxation dans un diélectrique pur. Or, il peut exister un courant de conduction dans le matériau.

Pour rendre compte du comportement mixte des milieux biologiques (évoqué dans le paragraphe précédent), la précédente équation se modifie alors, intégrant ainsi la contribution de la conductivité statique  $\sigma_S$  :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_\infty)}{1 + jw\tau} - j \frac{\sigma_S}{w\epsilon_0} \quad (1.17)$$

En séparant partie réelle et partie imaginaire, nous obtenons les expressions respectives de la permittivité réelle  $\epsilon'$  et du facteur de pertes  $\epsilon''$  :

$$\epsilon'(w) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_S - \epsilon_\infty}{1 + (w\tau)^2} \quad (1.18)$$

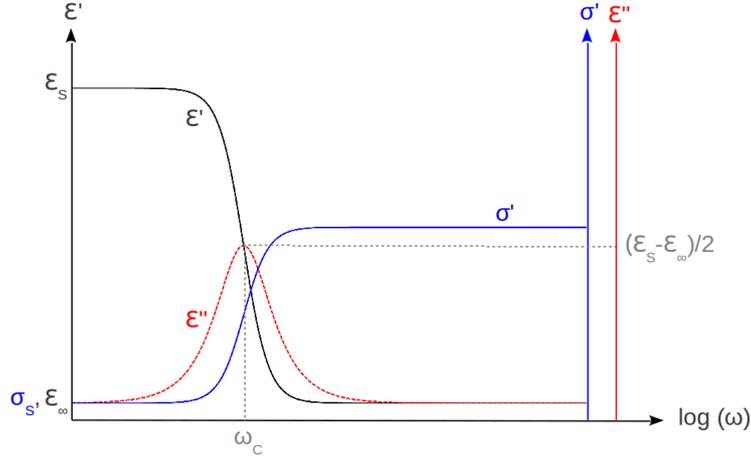


FIGURE 1.9 – Représentation de Debye : comportement de la permittivité (partie réelle et imaginaire) et de la conductivité électrique d'un milieu biologique illustrant un phénomène de relaxation.

$$\epsilon''(w) = (\epsilon_S - \epsilon_\infty) \frac{w\tau}{1 + (w\tau)^2} + \frac{\sigma_S}{w\epsilon_0} \quad (1.19)$$

Quant à la conductivité électrique totale  $\sigma$ , elle s'écrit :

$$\sigma = w\epsilon_0\epsilon'' = \sigma_S + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_\infty)\epsilon_0 w^2 \tau}{1 + (w\tau)^2} \quad (1.20)$$

La formule 1.20 illustre bien la relation de dépendance entre permittivité et conductivité. Dans le cas de figure d'une relaxation diélectrique, le modèle de Debye met ainsi en évidence qu'à une chute la permittivité réelle  $\epsilon'$  est associée une augmentation de la conductivité  $\sigma$  (cf figure 1.9). Dans les milieux biologiques, plusieurs types de molécules polaires et de processus d'interaction peuvent coexister, induisant plusieurs phénomènes de relaxation différents, associés chacun à un temps caractéristique. Pour prendre en compte ces différents phénomènes de relaxation, l'équation de Debye peut se mettre sous la forme :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_\infty + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\epsilon_i}{1 + jw\tau_i} + \frac{\sigma_S}{w\epsilon_0} \quad (1.21)$$

Comme le montre la figure 1.10, chaque relaxation est ici caractérisée par sa chute de permittivité ( $\Delta\epsilon_i$ ) et sa constante de temps de relaxation ( $\tau_i$ ).

En pratique, l'approche de Debye, basée sur l'utilisation d'une seule constante de temps par phénomène de relaxation, est souvent insuffisante pour décrire fidèlement les répercussions engendrées sur l'évolution fréquentielle de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique des matériaux (notamment les milieux biologiques). En effet, ces phénomènes semblent se caractériser par des dispersions s'étendant sur une plus large gamme de fréquence. Plusieurs modèles empiriques ont d'ailleurs été proposés pour décrire cette distribution des constantes de temps de relaxation.

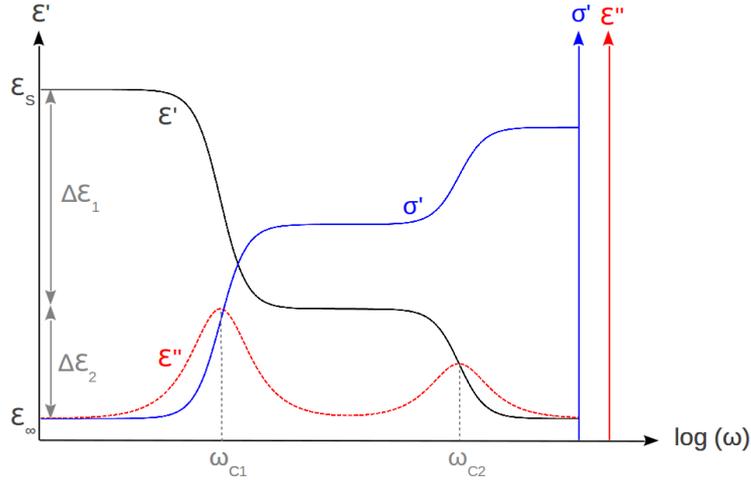


FIGURE 1.10 – Représentation de Debye : comportement de la permittivité (partie réelle et imaginaire) et de la conductivité électrique d'un milieu biologique illustrant deux phénomènes de relaxation.

### 1.2.2.2 Le modèle de Cole-Cole

Un des modèles les plus utilisés fut développé par les frères *Cole* [63, 64]. La permittivité complexe exprimée dans l'équation de Cole-cole, est une version modifiée de l'équation de Debye par l'ajout du paramètre de distribution  $\alpha$  :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{1 + (jw\tau)^{(1-\alpha)}} - j \frac{\sigma S}{w\epsilon_0} \quad (1.22)$$

avec  $0 < \alpha < 1$ . Les parties réelle et imaginaire de la permittivité diélectrique sont extraites de la relation 1.22 :

$$\epsilon'(w) = \epsilon_{\infty} + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_{\infty})[1 - (w\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)]}{1 + (w\tau)^{2(1-\alpha)} + 2(w\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)} \quad (1.23)$$

$$\epsilon''(w) = \frac{(\epsilon_S - \epsilon_{\infty})(w\tau)^{1-\alpha} \cos(\alpha\pi/2)}{1 + (w\tau)^{2(1-\alpha)} + 2(w\tau)^{1-\alpha} \sin(\alpha\pi/2)} \quad (1.24)$$

La fonction de distribution des temps de relaxation associée au modèle de Cole-Cole s'écrit :

$$p(t/\tau) = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(\alpha\pi)}{\cosh[(1-\alpha)\ln(t/\tau)] - \cos(\alpha\pi)} \quad (1.25)$$

Le paramètre  $\alpha$  caractérise la largeur de la distribution des temps de relaxation autour de la valeur centrale  $\tau$ . Pour  $\alpha=0$ , nous retrouvons l'expression de Debye correspondant à une constante de temps unique. Lorsque  $\alpha$  augmente, la distribution des temps de relaxation s'élargit entraînant un élargissement de la dispersion dans le domaine fréquentiel.

A l'instar de la relation 1.21, l'expression de Cole-Cole peut décrire plusieurs phénomènes de relaxation. Elle s'écrit alors pour  $n$  régions de dispersions :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_{\infty} + \sum_{i=1}^n \frac{\Delta\epsilon_i}{1 + (jw\tau_i)^{(1-\alpha_i)}} + \frac{\sigma}{jw\epsilon_0} \quad (1.26)$$

où  $\Delta\epsilon_i$ ,  $\tau_i$ ,  $\alpha_i$  sont respectivement la variation de permittivité, la constante de temps et le paramètre de Cole-Cole pour la relaxation  $i$ .

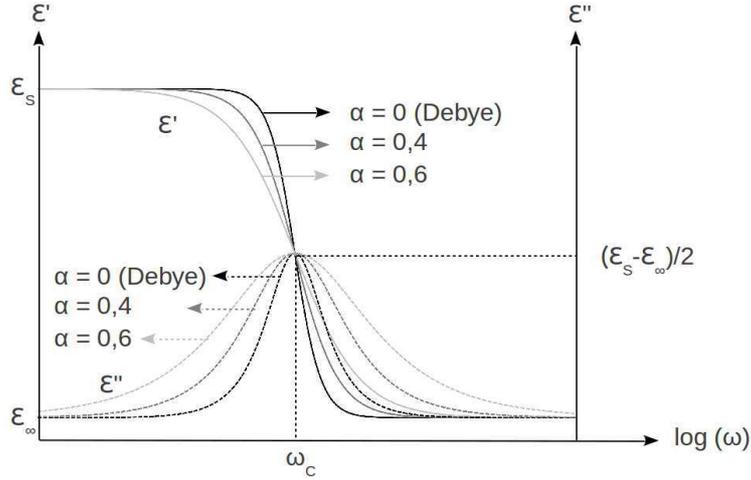


FIGURE 1.11 – Représentation de Cole-Cole : comportement de la permittivité (parties réelle et imaginaire) pour différentes valeurs de  $\alpha$ , correspondant à des largeurs de la distribution des temps de relaxation différentes.

Dans les études de spectroscopie diélectrique au sein des milieux biologiques, un modèle de Cole-Cole établi sur 4 régions de dispersion est très souvent utilisé et permet une meilleure représentation des valeurs mesurées. Ces 4 phénomènes de dispersion seront explicités ultérieurement : ils sont spécifiques aux milieux biologiques et se traduisent par des chutes de la partie réelle de la permittivité.

En 1951, *Cole et Davidson* [65] ont proposé une autre variante de l'équation de Debye où l'ensemble du dénominateur est soumis à l'exposant  $\beta$  :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{(1 + jw\tau)^{\beta}} - j \frac{\sigma_S}{w\epsilon_0} \quad (1.27)$$

avec  $0 < \beta < 1$ . La fonction de distribution des temps de relaxation du modèle de Cole-Davidson s'écrit :

$$p(t/\tau) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{t}{\tau - t} \right)^{\beta} \sin(\beta\pi) \quad (1.28)$$

Lorsque  $\beta=1$ , nous retrouvons comme précédemment l'expression de Debye.

En 1966, *Havriliak et Negami* [66] ont proposé une expression combinant les contributions de Cole-Cole et de Cole-Davidson :

$$\underline{\epsilon}(w) = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_S - \epsilon_{\infty}}{(1 + (jw\tau^{(1-\alpha)}))^{\beta}} - j \frac{\sigma_S}{w\epsilon_0} \quad (1.29)$$

La fonction de distribution des temps de relaxation correspondant au modèle d'Havriliak-Negami s'écrit :

$$p(t/\tau) = \frac{1}{\pi} \frac{(t/\tau)^{\beta(1-\alpha)} \sin(\beta\theta)}{(t/\tau)^{2(1-\alpha)} + 2(t/\tau)^{(1-\alpha)} (\cos(\pi(1-\alpha)) + 1)^{(\beta/2)}} \quad (1.30)$$

avec  $\theta = \arctan [(\sin(1-\alpha)\pi)/((t/\tau) + \cos(1-\alpha)\pi)]$ . Tous ces modèles sont empiriques et permettent d'ajuster les résultats expérimentaux issus des mesures de spectroscopie d'impédance réalisées dans les milieux biologiques. Ils ont pour vocation de transcrire au mieux le comportement fréquentiel de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique.

### 1.2.3 Spectre diélectrique : tendance générale et valeurs disponibles dans la littérature

#### 1.2.3.1 Les principaux constituants d'influence des milieux biologiques

Les tissus biologiques sont des milieux hétérogènes contenant de l'eau, des molécules organiques dissoutes, des ions et des constituants insolubles. Tous ces composants sont structurés à différentes échelles (cellulaire et sub-cellulaire). Les espèces ioniques sont des contributeurs prépondérants dans la définition des propriétés électriques des tissus. Les mouvements des charges ioniques créent des courants de conduction et sont également à l'origine de mécanismes de polarisation (via des phénomènes d'accumulation de charges aux interfaces des structures concernées). Dans cette partie, nous établirons une liste des principaux constituants qui influencent les propriétés électriques des milieux biologiques.

#### L'eau

Une grande partie des propriétés physiques de l'eau sont dues à son asymétrie moléculaire, sa nature polaire et sa capacité à se lier à l'hydrogène. Les propriétés diélectriques de l'eau ont été très largement étudiées et sont très présentes dans la littérature [67, 68, 69]. Jusqu'à 100 GHz, ses propriétés électriques répondent de manière quasi-parfaite au modèle de Debye avec des paramètres bien définis ( $\epsilon_s = 80$ ,  $\tau \simeq 9,4$  ps,  $\epsilon_\infty = 5$  à 20°C). D'autres modèles ont été proposés pour coller plus précisément aux valeurs (modèle de Cole-Cole, modèle de Debye à deux zones de dispersions). Dans les milieux biologiques, l'eau joue le rôle de solvant pour d'autres constituants (protéines, sels, acides nucléiques et molécules de petite taille) : c'est pourquoi il est important de connaître les effets des espèces dissoutes sur sa réponse diélectrique.

#### Les protéines et autres macromolécules

Les protéines sont décrites comme des bio-polymères, chaque molécule étant une séquence d'acides aminés assemblés en une structuration tridimensionnelle spécifique et fonctionnelle. Des groupes hydrophiles à leur surface leur permettent de se lier aux molécules d'eau environnantes. Dans un milieu aqueux, beaucoup de macromolécules biologiques (dont les protéines) agissent comme des molécules polaires avec des moments dipolaires induits ou permanents. La spectroscopie diélectrique a permis d'étudier les propriétés diélectriques de ces molécules [70] : typiquement, la région de dispersion d'une protéine se situe aux alentours du MHz, ce qui correspond à une constante de temps de l'ordre de la microseconde. Une solution aqueuse de protéines présente, quant elle, deux régions de dispersion correspondant aux polarisations des protéines et des molécules d'eau.

#### Les électrolytes

Les électrolytes sont des substances conductrices qui contiennent des ions mobiles. Ces substances jouent un rôle capital dans les milieux biologiques. De nombreux processus vitaux dépendent de l'équilibre subtil des concentrations en électrolytes des milieux intra et extra-cellulaires. La membrane cellulaire constitue une barrière presque infranchissable pour les espèces ioniques présentes de part et d'autre. Les électrolytes ont deux effets notables en terme de propriétés diélectriques :

- un premier effet direct concerne la production d'un courant de conduction et de pertes d'énergie d'origine ohmique dans le milieu. Cette partie de la puissance dissipée par effet

Joule est indépendante de la fréquence : elle est liée à la conductivité statique qui dépend de la concentration et de la mobilité ionique.

- un second effet indirect concerne la contribution des charges ioniques à la polarisation du milieu biologique. Un premier mécanisme de polarisation (relaxation interfaciale de Maxwell-Wagner) est provoqué par les accumulations de charges aux interfaces des structures qui sont imperméables aux ions (comme la membrane cellulaire). Par ailleurs, un autre mécanisme de polarisation est dû à la diffusion des ions du milieu extra-cellulaire au niveau de la surfaces chargée des cellules (relaxation des contre-ions).

### 1.2.3.2 Spectre diélectrique caractéristique des milieux biologiques

Bien que chaque tissu possède ses spécificités propres, il est possible de dégager une tendance générale du comportement diélectrique d'un milieu biologique. A basse fréquence, la conductivité statique (de nature ionique) ne dépend principalement que du milieu extra-cellulaire (les cellules sont considérées isolantes). Elle augmente ensuite de façon significative aux fréquences micro-ondes du fait de la relaxation diélectrique de l'eau. La permittivité est quant à elle très élevée aux basses fréquences et lorsque la fréquence augmente, quatre régions principales de dispersion vont concourir à la faire progressivement chuter. Ces dispersions sont appelées respectivement  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$  selon la terminologie employée par *Schwan* [71].

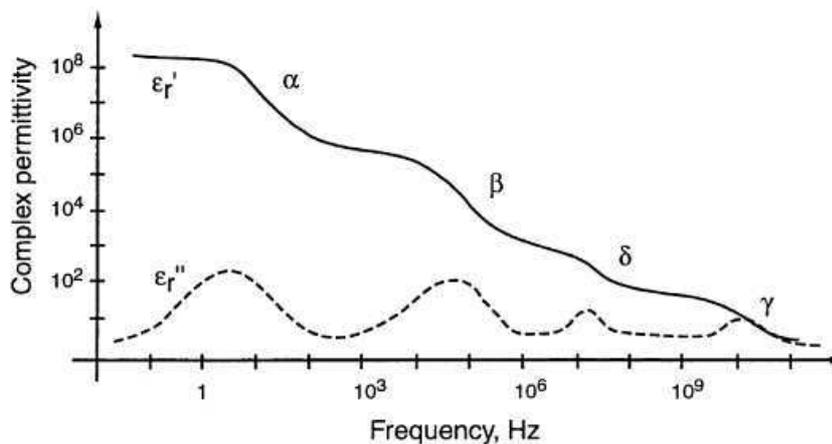


FIGURE 1.12 – Spectre diélectrique d'un milieu biologique, tendances générales [71].

#### La dispersion $\alpha$

Elle est observable à basse fréquence ( $f < 1$  kHz) et se traduit par une chute importante de la permittivité. Elle fut découverte par Schwan en 1948 [72]. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de cette dispersion, le plus évoqué étant celui de la diffusion des contre-ions dans les doubles couches adjacentes aux surfaces chargées des cellules. Ce phénomène de relaxation des contres-ions est décrit par la thorie de Schwartz [73].

#### La dispersion $\beta$

La dispersion  $\beta$  intervient dans une gamme fréquentielle intermédiaire (de 100 kHz à 20 MHz) et fut analysée pour la première fois par *H. Fricke* et *K.S Cole* [74]. Elle est principalement due

à la relaxation interfaciale associée à l'effet capacitif des membranes plasmiques. Lorsque la fréquence augmente, la conductivité augmente de concert et devient représentative à la fois des milieux intra et extra-cellulaire. La polarisation membranaire n'a pas le temps de s'établir, ce qui occasionne une chute de permittivité. Ces phénomènes sont expliqués par la théorie des mélanges de Maxwell-Wagner. D'autres dispersions plus faibles peuvent se superposer à la dispersion  $\beta$  : ce sont des phénomènes liés à des effets de type Maxwell-Wagner à l'échelle des organelles dans les cellules où à la relaxation dipolaire des protéines.

### la dispersion $\gamma$

La dispersion  $\gamma$  traduit la relaxation dipolaire des molécules d'eau. Elle apparaît à des fréquences proches de 20 GHz et engendre une chute de permittivité associée à une augmentation conséquente de la conductivité. Les membranes sont alors électriquement transparentes et le milieu adopte un comportement électrolytique. Cette dispersion peut facilement être modélisée à l'aide de la relation 1.22, de Cole-Cole. la conductivité est ici de nature ionique et résulte également des mécanismes de polarisation ayant lieu à basse fréquence.

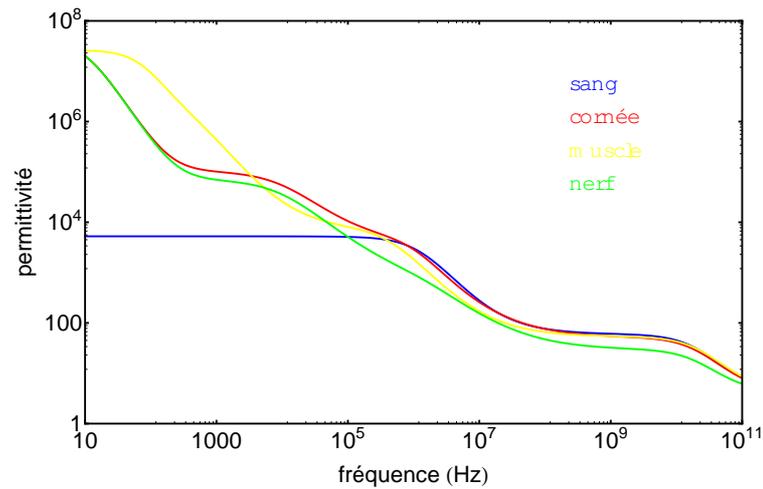
### La dispersion $\delta$

Il existe dans les milieux biologiques une autre dispersion (invisible dans l'eau pure), nommée  $\delta$ , qui intervient sur une plage fréquentielle comprise entre 100 MHz et 3 GHz. Elle est de plus faible amplitude que ses voisines et concerne notamment la relaxation des molécules d'eau liées à des protéines.

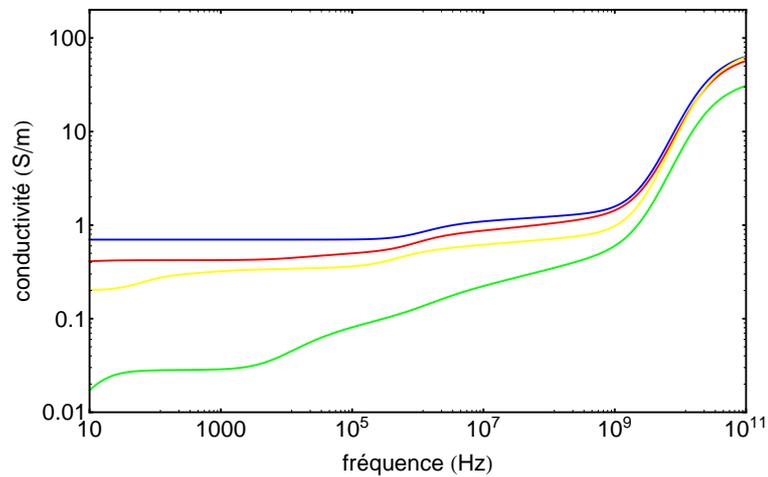
#### 1.2.3.3 Valeurs disponibles dans la littérature

Depuis 1950, de nombreuses mesures de caractérisation diélectrique des milieux biologiques ont été réalisées. *C. et S. Gabriel* ont répertorié une grande partie des valeurs de conductivité et de permittivité des milieux biologiques publiées avant 1996 [76, 77]. D'éminents contributeurs, au rang desquels *Foster et Schwan* [53], *Stuchly et al.* [78], *Pethig* [79], ont précédemment participé à la compréhension du comportement diélectrique des milieux biologiques. Des travaux plus récents fournissent également des valeurs : *V. Raicu* a mesuré des valeurs de permittivité et de conductivité du foie [80] et de la peau [81] entre 1 kHz et 100 MHz ; d'autres études récentes (*Bao et al.* [82], *Schmid et al.* [83, 84]), aux fréquences micro-ondes, ont permis d'obtenir de nouvelles valeurs de permittivité pour la matière grise ; *Alabaster* fournit des valeurs de la permittivité complexe de la peau humide et sèche autour de 60 GHz [85]... A titre d'exemple, les courbes 1.13 permettent de visualiser le spectre de la permittivité diélectrique et de la conductivité électrique de quelques milieux biologiques (sang, cornée, muscle et nerf) de 10 Hz à 100 GHz. Ces résultats ne constituent qu'un faible échantillon de l'ensemble des mesures effectuées par *C. Gabriel* [75]. En effet, les valeurs répertoriées et mesurées par *Gabriel* demeurent, aujourd'hui encore, une base de données de référence. *Gabriel* a réalisé des mesures sur plus de 30 tissus différents, caractérisant ainsi leurs propriétés électriques sur une gamme de fréquences comprise entre 10 Hz et 20 GHz à l'aide d'une sonde coaxiale [86].

La courbe 1.14 présente la partie réelle de la permittivité pour les quatre mêmes tissus que précédemment sur un domaine fréquentiel correspondant correspondant aux applications



a)



b)

FIGURE 1.13 – Permittivité relative et conductivité électrique de différents tissus sur la plage de fréquence 10 Hz - 100 GHz. Ces courbes sont réalisées à partir du modèle de Cole-Cole qui a servi d’ajustement théorique aux mesures réalisées par Gabriel [75].

visées dans le cadre de cette thèse (100 MHz - 10 GHz). Les valeurs des permittivités des tissus s’étendent globalement sur une plage de 30 à 100 sur cette bande de fréquence. Cette information est très importante dans la mesure où elle constitue un critère de sélection décisif dans le choix d’un cristal électro-optique (problématique d’harmonisation de la permittivité du cristal avec celle du milieu biologique étudié). Ces considérations seront abordées ultérieurement.

La conductivité électrique et la permittivité diélectrique des milieux biologiques ne dépendent pas uniquement de la fréquence. De nombreux paramètres physiques ou physiologiques peuvent en effet influencer leur évolution :

- le taux d’hydratation et d’irrigation
- la température [87, 88]
- l’état physiologique [89]
- l’âge du sujet [90, 91]

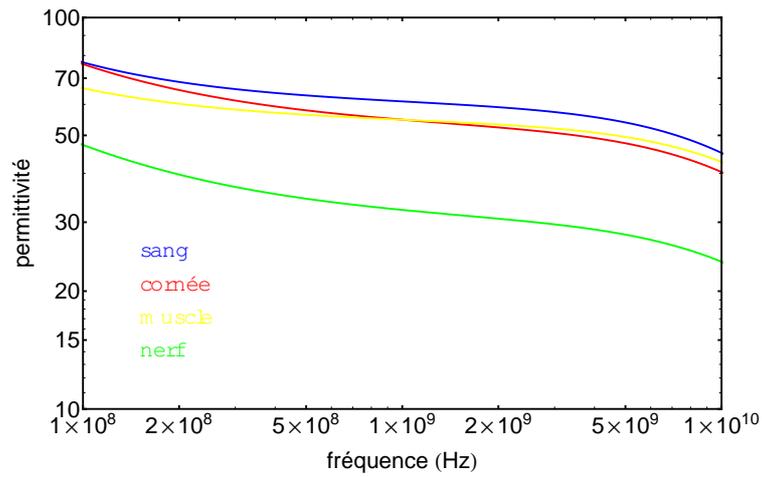


FIGURE 1.14 – Permittivité relative et conductivité électrique de différents tissus sur la plage de fréquence 100 MHz - 10 GHz [75].

En conclusion, la connaissance des propriétés diélectriques des milieux biologiques est un pré-requis essentiel à l'élaboration d'une sonde dédiée à la mesure du champ électrique *in situ*. En effet, le cristal électro-optique, constituant l'élément transducteur de ces sondes, est un matériau possédant ses propres caractéristiques diélectriques. Ces dernières peuvent perturber le champ électrique au sein de la solution lorsque le cristal est immergé. C'est pourquoi il est nécessaire d'apporter un soin tout particulier au choix d'un cristal électro-optique adapté aux contraintes de la mesure en milieu biologique. Cette étape clé constitue le fil conducteur du chapitre 3.

## 1.3 État de l'art de l'instrumentation dédiée au bioélectromagnétisme

La dosimétrie permet la quantification des puissances absorbées par les tissus soumis à des rayonnements radiofréquences. La distribution du Débit d'Absorption Spécifique est relativement difficile à caractériser dans la mesure où elle dépend de nombreux paramètres : la fréquence, l'amplitude, la polarisation du champ électrique et sa distribution spatiale, la nature des tissus exposés et leurs propriétés électriques, la position du sujet exposé ... Les progrès effectués dans la dosimétrie numérique sont considérables mais ne modifient en rien la nécessité d'un protocole expérimental : une bonne correspondance entre les deux approches, avec une incertitude relativement basse, est inhérente à la validité d'une étude dosimétrique. Les dix dernières années ont vu une évolution rapide de l'instrumentation dédiée à la dosimétrie expérimentale. Cette partie a pour objectif de dresser un état de l'art des différentes technologies associées à la mesure du DAS (via des capteurs de champ électrique ou de température). Il est important de préciser qu'il n'existe pas, à l'heure actuelle, de technologie adaptée à la mesure du champ électrique *in situ* dans le cadre des expérimentations en électroporation cellulaire. La métrologie associée à ce type de mesure ne permet de discriminer les signaux temporels qu'en amont (impulsion incidente) et en aval (impulsion transmise) du dispositif d'exposition. Au regard des faibles dimensions de ces dispositifs et des valeurs très élevées des tensions utilisées (plusieurs kV sur quelques mm), les capteurs traditionnels (et notamment les antennes) sont à la fois trop volumineux et extrêmement perturbatifs vis-à-vis du champ électrique à mesurer.

### 1.3.1 Les sondes pour la mesure du champ électrique

L'évaluation du DAS peut s'effectuer via la mesure du champ électrique dans les tissus exposés à un rayonnement radiofréquence. Les sondes de champ électrique prévues à cet effet se décomposent principalement en deux grandes familles : les antennes dipôles actives et les sondes basées sur l'effet électro-optique. Au cours de cette partie, nous ferons la lumière sur ces deux types de capteurs dédiés à la mesure du champ électrique en milieu biologique.

#### 1.3.1.1 Préambule : les grandeurs d'intérêt associées à la mesure du champ électrique

Il est utile, à ce stade, d'offrir au lecteur une définition mathématique plus rigoureuse des grandeurs caractéristiques associées à la métrologie dans le domaine de la caractérisation du champ électrique. Ainsi, tout système de mesure de signaux électriques se compose d'un transducteur qui permet de convertir le champ électrique associé à une onde électromagnétique en une grandeur électrique directement utilisable : une tension ou un courant électrique. Cette transduction est généralement le résultat d'une cascade de conversions de grandeurs physiques intermédiaires et la fonction de transfert qui lui est associée est qualifiée de réponse (en champ électrique) du transducteur :  $\mathfrak{R}(E)$ . Cette réponse se décline indifféremment dans le domaine temporel (réponse impulsionnelle du système :  $\mathfrak{R}(E, t)$ ) et dans le domaine fréquentiel ( $\mathfrak{R}(E, f) = TF(\mathfrak{R}(E, t))$ ). Concrètement, la détermination précise de  $\mathfrak{R}(E)$  est très problématique. Dès lors, la connaissance d'un transducteur passe par la mesure de quelques caractéristiques pertinentes de cette réponse :

- la bande passante  $\Delta f_{-3dB}$  (exprimée en Hz), définie par les fréquences de coupure basse  $f_{min}$  et haute  $f_{max}$  à -3 dB de la réponse fréquentielle  $\Re(E, f)$  :

$$\Delta f_{-3dB} = f_{max} - f_{min} \quad (1.31)$$

- la résolution temporelle  $t_{min}$  (exprimée en s), liée au temps de réponse du transducteur. Elle s'exprime comme l'écart type de la réponse temporelle impulsionnelle du transducteur (en énergie) et peut également s'obtenir par transformée de Fourier de la réponse fréquentielle :

$$t_{min} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(E, t)^2 \times (t - \bar{t})^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(E, t)^2 dt}} \quad \text{avec :} \quad \bar{t} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(E, t)^2 \times t dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(E, t)^2 dt} \quad (1.32)$$

- la sensibilité, définie comme le champ électrique minimum mesurable  $E_{min}$  (exprimé en  $V.m^{-1}.Hz^{-1/2}$ ) possédant la même amplitude efficace que le bruit intégré sur la bande d'analyse du système de mesure (à la fréquence où  $\Re(E, f)$  est maximale) :

$$\bar{V}_{eff}(E_{min}) = \sigma(V_{eff}(E_{min})) \quad (1.33)$$

- le champ maximal mesurable  $E_{max}$  (exprimé en  $V.m^{-1}$ ), défini comme la valeur du champ électrique entraînant une compression de 1 dB de la réponse du transducteur (à la fréquence où  $\Re(E, f)$  est maximale) :

$$\frac{E_{max}}{V_{eff}(E_{max})} \left. \frac{\partial V_{eff}}{\partial E} \right|_{E=0} = 10^{1/20} \quad (1.34)$$

- la dynamique  $Dyn$ , définie comme le rapport entre  $E_{max}$  et  $E_{min}$  :

$$Dyn = 20 \log_{10} \frac{E_{max}}{E_{min}} \quad (1.35)$$

- la sélectivité  $S_{E_{\parallel}}$ , liée à la dépendance de la réponse du transducteur avec l'orientation du champ électrique. Plus concrètement, elle permet, lors de la mesure d'une composante spécifique du champ électrique, de quantifier l'aptitude du capteur à exclure les composantes transverses. Une grande sélectivité est garante de la qualité du caractère vectoriel de la mesure du champ électrique. Elle s'exprime en dB et s'écrit ainsi :

$$S_{E_{\parallel}} = 20 \log_{10} \left( \min \left[ \frac{\Re(E_{\parallel})}{\Re(E_{\perp})} \right] \right) \quad (1.36)$$

- la résolution spatiale  $x_{min}, y_{min}, z_{min}$ , définie par l'écart-type de la réponse spatiale du

transducteur (en énergie). Elle est liée aux dimensions du capteur et s'exprime en m :

$$x_{min} = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(A_{eff}, x)^2 \times (x - \bar{x})^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \Re(A_{eff}, x)^2 dx}} \quad (1.37)$$

- la perturbation induite par le capteur sur le champ électrique à mesurer.

### 1.3.1.2 Les sondes de champ électrique constituées d'antennes dipôles actives

Les sondes de mesures les plus répandues pour la mesure du champ électrique en milieu biologique sont basées sur l'utilisation d'antennes dipôles actives. Ces dernières se composent de cinq éléments majeurs :

- une antenne dipôle
- un détecteur non linéaire (diode Schottky ou thermocouple dont le principe de fonctionnement est explicité plus loin)
- un éventuel réseau de filtrage
- une ligne de transmission basse fréquence hautement résistive
- l'instrumentation liée au traitement du signal recueilli

La figure 1.15 représente le schéma simplifié d'un transducteur actif ainsi que les circuits équivalents.

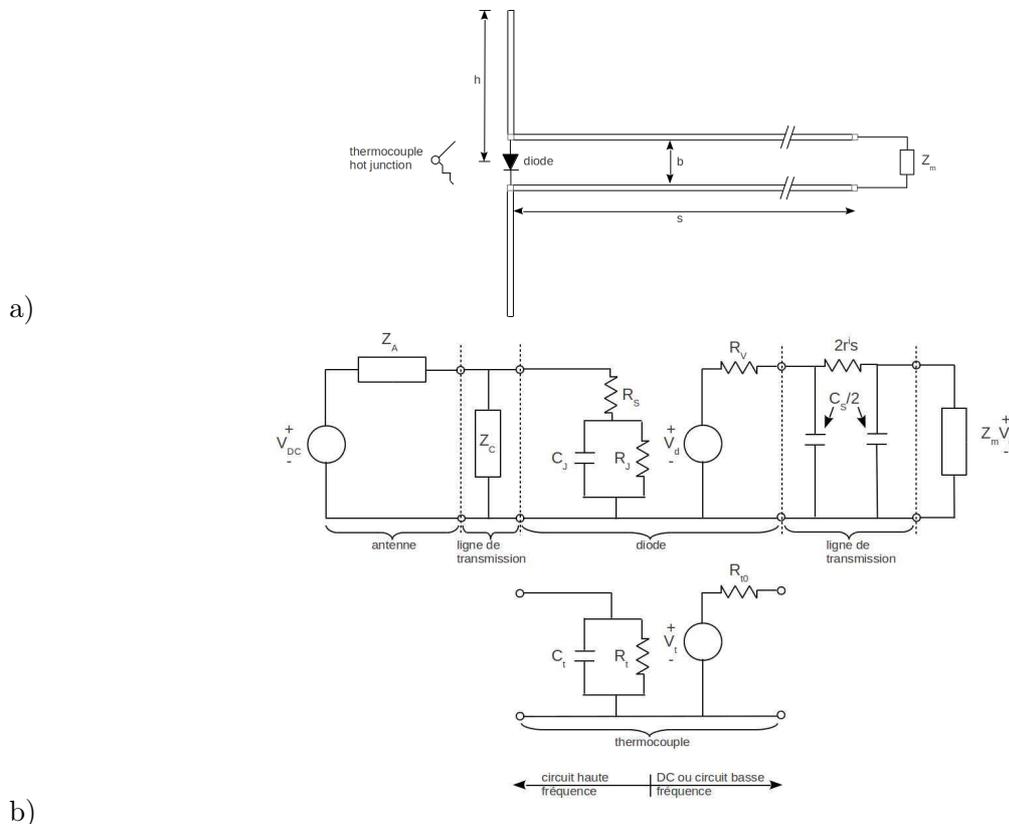


FIGURE 1.15 – a) Schéma de principe basique d'une antenne dipolaire active. b) Circuits équivalents correspondant respectivement à l'utilisation d'une diode et d'un thermocouple [92].

La théorie régissant le principe de fonctionnement de ces sondes a été détaillée par *Bassen et Smith* [92]. Ce type de transducteur est donc basé sur l'utilisation conjointe, au sein du même dispositif, d'une antenne dipolaire et d'un élément redresseur. Ainsi, l'antenne dipolaire convertit le champ électrique en une tension alternative appliquée aux bornes du détecteur non linéaire (diode ou thermocouple). Ce dernier délivre un signal redressé dont l'amplitude évolue de manière quadratique avec l'amplitude du champ électrique à mesurer. Notons dès lors que le contenu spectral associé au signal est définitivement perdu. Ce signal est ensuite filtré puis acheminé à l'instrumentation à l'aide d'un ligne de transmission à haute impédance. L'association d'une antenne et d'un élément redresseur présente l'avantage de permettre un premier traitement du signal au plus près du capteur (ici l'antenne dipolaire), conférant au système de mesure une bande passante beaucoup plus large que dans le cas des systèmes passifs. Cela permet également d'éliminer les problèmes inhérents à l'utilisation des guides d'onde hyperfréquence : perturbations induites sur le champ électrique à mesurer, pertes, problèmes d'adaptation d'impédance. Ces guides sont ici remplacés par des lignes de transmission basse fréquence hautement résistives, n'engendrant que peu de perturbations. Dans le cas d'un transducteur utilisant une diode, la tension  $V_d$  délivrée par cette dernière est proportionnelle à la puissance moyenne  $P_d$  qu'elle reçoit :

$$V_d = \gamma_d P_d \quad (1.38)$$

où  $\gamma_d$  est le coefficient de proportionnalité relatif à l'efficacité de la diode. Il est néanmoins important de préciser que la réponse de la diode devient linéaire dans le cas de signaux de fortes amplitudes. La tension redressée est alors proportionnelle à l'amplitude du champ électrique à mesurer. Ce changement de régime de la diode entre petits et forts signaux limite donc directement la dynamique de mesure du capteur. En ce qui concerne le thermocouple, il est constitué d'une jonction chaude de résistance  $R_t$  et d'une jonction froide (à température  $T_f$ ). Le courant électrique radiofréquence dissipe dans la résistance  $R_t$  une puissance  $P_t$ , ayant pour conséquence d'augmenter la température  $T_c$  de la jonction chaude et de produire ainsi une tension thermo-électrique  $V_t$  :

$$V_t = \alpha(T_C - T_F) \approx \gamma_t P_t \quad (1.39)$$

Notons qu'il est également possible de réunir les fonctions d'antenne et de détection en réalisant un thermocouple dont les éléments de la couche assurent des fonctions d'antennes. Ainsi, la réponse en tension d'un transducteur actif  $V_m$  est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique à mesurer :

$$|V_m| = C \|\vec{E}_i(0, w)\|^2 \quad (1.40)$$

où  $C$  est un paramètre qui dépend des caractéristiques du montage et du type de détecteur utilisé (diode ou thermocouple).

Les dispositifs élémentaires, présentés jusqu'à maintenant, ne permettent d'extraire qu'une seule composante du champ électrique. Afin de répondre aux exigences d'isotropie liées à la mesure du champ électrique, la conception de ces sondes inclut en réalité trois sondes élémentaires, composées chacune d'un dipôle et de son élément de détection. Leur disposition tridimensionnelle doit permettre de recréer une base orthogonale dans laquelle chaque composante du champ

électrique sera détectée (par projection du vecteur  $\vec{E}$  dans cette base) :

$$\sum_i |V_m|_i = C \sum_i \|\vec{E}_i(0, w)\|^2 = C \|\vec{E}(0, w)\|^2 \quad (1.41)$$

Il existe plusieurs configurations spatiales qui permettent d'obtenir un capteur dédié à la mesure des trois composantes du champ électrique : "*I - beam*", " *$\Delta$  - beam*", "*X - Y - Z - beam*" (figure 1.16)

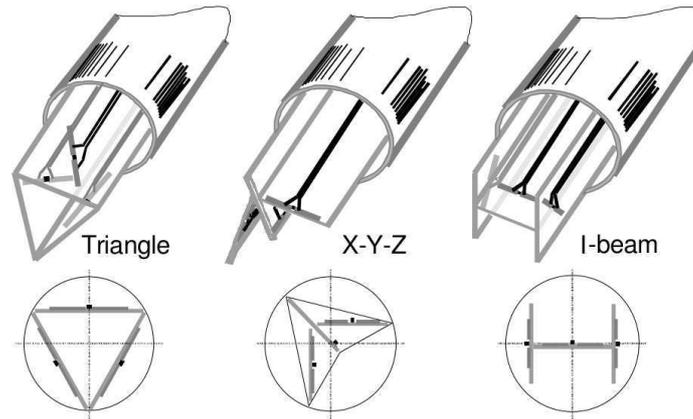


FIGURE 1.16 – Exemples de configurations spatiales des dipôles permettant une mesure isotropique du champ électrique.

Le principe de la mesure est valide si le champ électrique radiofréquence ne varie pas sur l'espace occupé par le capteur. Il est donc essentiel que les dipôles utilisés soient très petits devant la longueur d'onde. De manière générale, lorsque la taille du dipôle diminue, la résolution spatiale s'améliore et la sensibilité se dégrade. Cette considération dimensionnelle est d'autant plus importante dans le cas des études dosimétriques expérimentales, qui nécessitent des sondes de petite taille (le moins invasives possible vis-à-vis des milieux d'immersion). De plus, les sondes ainsi réalisées sont isolées dans une gaine de protection (une gaine thermo-rétractable par exemple) afin de s'affranchir de tout contact direct des éléments de transduction avec les milieux biologiques et ainsi éviter les phénomènes de corrosion. La sensibilité de mesure de ces transducteurs actifs est liée d'une part à la sensibilité de l'antenne et d'autre part à la sensibilité de l'élément redresseur. Par ailleurs, la réjection des composantes transverses à l'axe du dipôle est assurée par l'antenne, garantissant des performances identiques à celles obtenues par les transducteurs passifs. L'étalonnage des capteurs est une étape capitale pour valider les niveaux de champs mesurés. Plusieurs méthodes sont envisageables et complémentaires :

- étalonnage en espace libre : la sonde "baigne" dans un champ électrique connu (parfaitement déterminé en amplitude, en polarisation et en fréquence) créé par un guide d'onde, une cellule TEM ou un dipôle de référence.
- étalonnage de la sonde immergée : la sonde est placée dans un liquide simulant les propriétés diélectriques d'un milieu biologique afin de s'assurer de la cohérence de sa réponse vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique, de déterminer son isotropie dans le liquide et d'établir le facteur de conversion relatif au milieu d'étude.

De nombreuses expérimentations dosimétriques ont été menées à l'aide de ce type de sonde : *Cleveland et Athey* [93] ont utilisé une sonde avec trois dipôles orthogonaux pour caractériser le DAS dans un fantôme simulant les propriétés diélectriques d'une tête humaine. *Balzano et al.* [94], *Kuster et al.* [95], ont également réalisé, à l'aide de ce type de sonde, une cartographie du DAS au sein d'un fantôme simulant une tête humaine, exposé au rayonnement d'un téléphone portable. La technologie de ces sondes, bien qu'éprouvée, doit s'adapter aux exigences des protocoles de mesure du DAS spécifiées dans les différents standards (CENELEC [96], IEEE [7, 97]). Par ailleurs, de nombreuses sondes présentant une bonne isotropie ainsi qu'une réponse plate sur une grande bande fréquentielle sont commercialisées, notamment par la société SPEAG. Parallèlement, des études sont menées pour améliorer les performances de ces sondes, que ce soit en terme de sensibilité [98], d'isotropie [99] (figure 1.17), de perturbations induites [100], de réponse fréquentielle ou encore de dynamique [101].

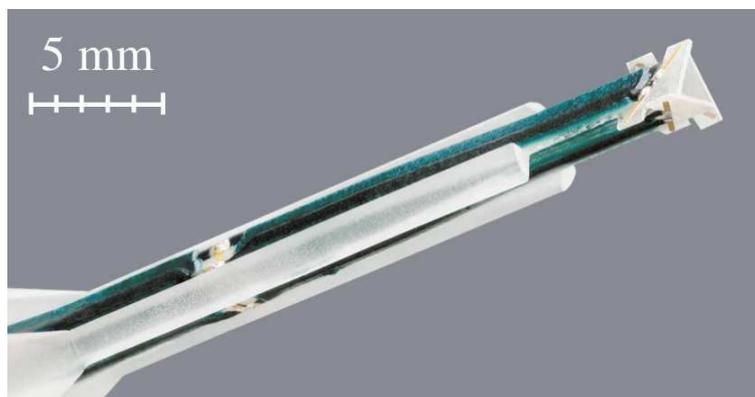


FIGURE 1.17 – Exemple d'une sonde isotropique dédiée à la dosimétrie radio-fréquence [99].

### 1.3.1.3 Les sondes basées sur l'effet électro-optique

Nous avons abordé, au paragraphe précédent, les sondes basées sur l'utilisation de transducteurs actifs (dipôle complété d'un élément actif redressant le signal électrique reçu). Les sondes basées sur l'effet électro-optique (effet Pockels), permettent de déterminer l'amplitude, la phase et la direction du champ électrique, conduisant ainsi à une mesure vectorielle. L'effet Pockels se traduit par la dépendance linéaire de l'indice de réfraction d'un cristal non-centrosymétrique avec le champ électrique appliqué. Un faisceau laser sonde traversant un cristal électro-optique voit ainsi ses propriétés physiques (amplitude, phase, état de polarisation) modulées sous l'application du champ électrique. Les considérations théoriques relatives à l'effet Pockels et au principe de fonctionnement de ces sondes sont abordées au chapitre suivant. L'utilisation de l'effet électro-optique dans la conception de sondes dédiées à la mesure du DAS est très récente. A l'heure actuelle, il n'existe pas, outre les instruments développés par la société Kapteos, de dispositifs disponibles commercialement pour les applications dosimétriques.

*Wust et al.* [102] ont réalisé un capteur électro-optique, en configuration d'interféromètre de Mach-Zehnder, intégré sur niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Le capteur présente une dynamique de 100 dB et une incertitude de mesure inférieure à 1%.

Plus récemment, *Togo et al.* [103] ont développé une sonde électro-optique munie à son ex-

trémité d'un cristal de CdTe de  $1 \text{ mm}^3$  (voir figure 1.18). Le principe de fonctionnement du capteur est basé sur la modulation d'état de polarisation du faisceau laser sonde, configuration d'emploi majoritaire dans les sondes électro-optiques dédiées à la mesure du champ électrique. Cette sonde a permis de caractériser le champ électrique dans un fantôme exposé à un signal radiofréquence émis par une antenne dipolaire. Ces mesures ont permis d'établir une cartographie du DAS (utilisation d'un capteur en configuration longitudinale et d'un capteur en configuration transverse pour accéder successivement aux composantes du champ électrique). Le champ minimum mesurable a été évalué à  $0,6 \text{ V.m}^{-1}$ . Le capteur présente, par ailleurs, une dynamique supérieure à 45 dB, une réponse plate de 1,95 à 20 GHz et une sélectivité supérieure à 45 dB.

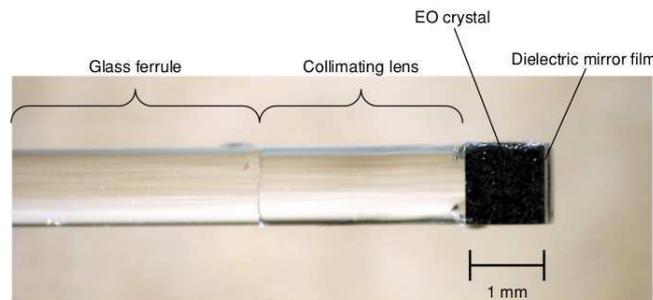


Fig. 2. Tip of EO probe.

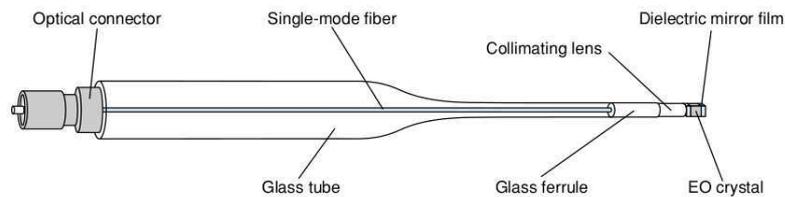


FIGURE 1.18 – Sonde électro-optique développée par *Togo et al.* [103].

En 2009, *Kiminami et al.* [104] ont réalisé une sonde contenant 3 cristaux de CdTe de forme cubique, sensibles chacun à une des trois composantes du champ électrique à mesurer (voir figure 1.19). Les mesures ont été effectuées sur un fantôme exposé comme précédemment à une antenne dipolaire. Le dispositif développé présente une bonne linéarité sur une plage de mesure du DAS s'étalant de 0,01 à 100 W/kg. Le DAS minimum mesuré est de 0,002 W/kg. De plus, une sélectivité de plus de 30 dB a été obtenue.

#### 1.3.1.4 Comparaison entre les deux technologies

A l'heure actuelle, la technique la plus employée pour mesurer le champ électrique au sein d'un fantôme est l'antenne dipolaire redressée. Ces sondes, composées de trois dipôles orthogonaux complétés de diodes ou de thermocouples autorisent une mesure de chaque composante du champ électrique avec une très bonne sensibilité et sur une large bande fréquentielle. Néanmoins, la présence d'un élément redresseur implique que le contenu spectral du signal recueilli est irrémédiablement perdu. De plus, ce type de sonde est intrinsèquement perturbatrice vis-à-vis du champ électrique à mesurer.

Les sondes électro-optiques permettent, quant à elle, une mesure vectorielle complète du champ électrique. Leur réponse est linéaire avec le champ électrique (contrairement aux trans-

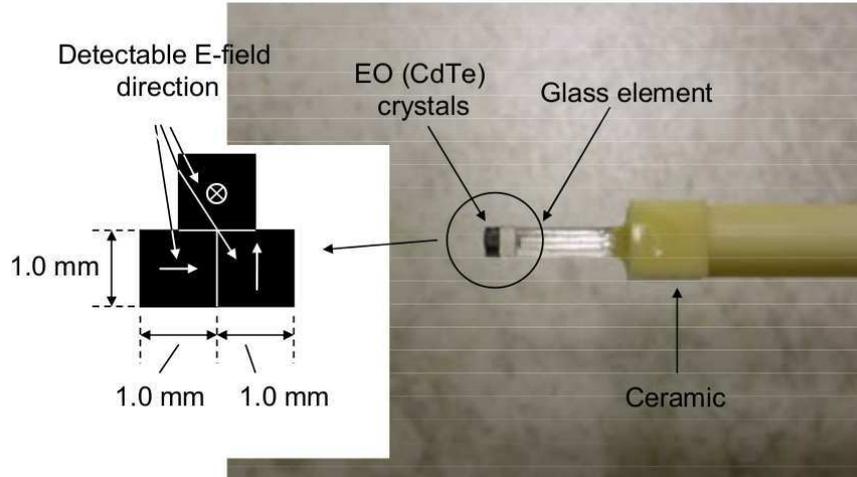


FIGURE 1.19 – Sonde électro-optique développée par *Kiminami et al.* [104].

ducteurs actifs, dont la réponse en champ électrique est quadratique). Elles ne possèdent aucun élément métallique susceptible de perturber le champ électrique à mesurer. De plus, la faible dimension des cristaux électro-optiques permet la réalisation de sondes miniatures très faiblement invasives. D'autre part, les capteurs basés sur l'effet Pockels fonctionnent en espace libre et peuvent s'adapter à la mesure du champ dans un milieu biologique. Il est à noter également que ces capteurs sont fibrés, autorisant un déport du banc de mesure ainsi qu'une meilleure immunité au rayonnement électromagnétique. Le seul point limitant est leur sensibilité puisqu'en terme de bande passante, de sélectivité, de résolution spatiale ou de dynamique, ces capteurs présentent des performances au moins équivalentes aux autres types de sondes.

### 1.3.2 Les capteurs de température

Le débit d'absorption spécifique peut également être déterminé par le biais de la mesure des variations de la température. Des techniques spécifiquement adaptées aux applications en bioélectromagnétisme, ont été développées. Elles se déclinent principalement en trois grandes catégories : la thermographie infrarouge, la calorimétrie et les sondes de température.

#### 1.3.2.1 La thermographie infrarouge

La thermographie infrarouge permet la mesure de la température de surface du sujet d'étude. Tout corps dont la température est supérieure au zéro absolu absorbe et émet du rayonnement : l'énergie émise est d'autant plus grande que la température est élevée. Le corps noir est le modèle de référence pour l'établissement des lois théoriques du rayonnement infrarouge : il absorbe tout le rayonnement incident quelle que soit sa longueur d'onde et émet à son tour des radiations à toutes les longueurs d'onde. *Max Planck* a établi la relation donnant le flux de puissance électromagnétique émis par un corps noir de température  $T$  à la longueur d'onde  $\lambda$  :

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1)} \quad (1.42)$$

où  $k$  est la constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Le maximum d'émission radiative se produit à une longueur d'onde qui dépend de la température de surface du sujet et correspond à la loi de Wien. Cette relation s'obtient par dérivation de la loi de Planck :

$$\lambda_{max}T = 2898 \mu m.K \quad (1.43)$$

La courbe d'émission du corps noir est représentée sur la figure 1.20 pour différentes températures de ce dernier : ainsi, lorsque la température croît, le maximum d'énergie émis se déplace vers de plus faibles longueurs d'onde. Le flux total de puissance émis par un corps noir est donné par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$W = \sigma T^4 \quad (1.44)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann. Le corps noir est un corps parfait : il émet un maximum de puissance de rayonnement à une température donnée. Or le flux de puissance du rayonnement d'un objet observé est différent de celui du corps noir. C'est pourquoi la notion d'émissivité a été introduite : elle est définie comme le rapport entre le flux de puissance émis à une longueur d'onde par un corps réel porté à la température  $T$  et le flux de puissance qui serait émis à la même longueur d'onde par un corps noir porté à une température identique. L'émissivité dépend de la nature et de l'état de surface du matériau observé, de la longueur d'onde (les bandes spectrales de travail des caméras IR sont étroites et l'émissivité de l'objet observé peut alors être assimilée à une constante) et de l'angle d'observation : il est donc fondamental de connaître l'émissivité du corps à étudier avec une grande précision avant d'effectuer une mesure par thermographie infrarouge.

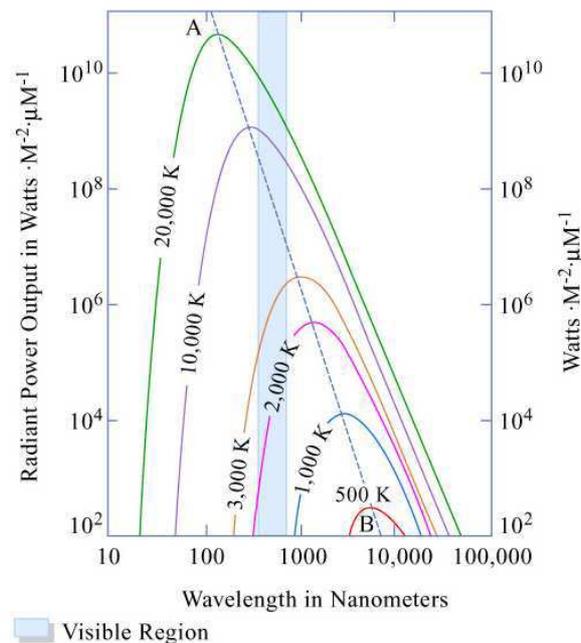


FIGURE 1.20 – Distribution de Planck : spectre d'émission du corps noir à différentes températures.

La caméra infrarouge capte le rayonnement IR et la puissance de ce rayonnement est convertie en données numériques ou analogiques qui sont ensuite transcrites par un ordinateur en valeurs

de température faisant l'objet d'un thermogramme. Les détecteurs à l'œuvre dans une caméra IR sont constitués de semi-conducteurs : l'absorption des photons incidents provoquent la libération et le transfert d'électrons à l'origine du courant de détection. La visualisation d'une "scène thermique" est réalisée par transcription des rayonnements IR suivant des échelles de couleurs relatives aux intensités des rayonnements. L'intensité thermique en chaque point du thermogramme est accessible par l'étalonnage préalable du système de détection (réalisé sur un corps noir de référence) et par la prise en compte par le calculateur des grandeurs d'influence. Il est à noter que ces caméras travaillent dans les plages spectrales 3-5  $\mu\text{m}$  et 8-12  $\mu\text{m}$  afin de minimiser l'atténuation des rayonnements par la vapeur d'eau et le  $\text{CO}_2$  contenus dans l'air. L'utilisation des caméras infrarouge sur des fantômes pour la détermination du DAS a été développée très tôt par *Guy* [105] et *Cetas et al.* [106, 107]. Plus récemment, cette technique a été employée pour caractériser le DAS résultant de l'exposition au rayonnement d'un téléphone portable, dans un fantôme [108, 109, 110].

### 1.3.2.2 La calorimétrie

Le DAS moyen "corps entier" peut être calculé à l'aide de méthodes calorimétriques. Ces méthodes ont été utilisées sur de petits animaux ou sur leurs modèles [111, 112] mais également sur un modèle de corps humain [113]. Deux types de calorimètres sont employés pour les expérimentations dosimétriques.

Le calorimètre à vase Dewar est un moyen relativement simple de déterminer le DAS moyen "corps entier" d'animaux de petites tailles [111, 114]. Pour évaluer la température corporelle moyenne, il est nécessaire d'immerger le cadavre de l'animal dans un milieu tel que l'eau à une température connue. Le DAS est calculé comme suit :

$$DAS = C \frac{T_{exposition} - T_{controle}}{\Delta t} \quad (1.45)$$

avec  $\Delta t$  le temps d'exposition et  $C_s$  la chaleur spécifique du sujet exposé. La température  $T$  du sujet lors de l'insertion dans le calorimètre est donnée par :

$$T = \frac{(\mu + M_e)C_e(T_f - T_i)}{M_s C_s} + T_f \quad (1.46)$$

avec :

$M_s$  la masse du sujet (en kg)

$M_e$  la masse de l'eau dans le calorimètre (en kg)

$C_s$  la chaleur spécifique du sujet (en J/(kg.K))

$C_e$  la chaleur spécifique de l'eau (en J/(kg.K))

$T_i$  la température du calorimètre avant insertion du sujet (en K)

$T_f$  la température finale du calorimètre (en K)

$\mu$  la contribution du calorimètre (ou appelé "valeur en eau" du calorimètre)

Le calorimètre à vase Dewar est un instrument de mesure peu coûteux, relativement facile à mettre en œuvre, de calibration simple et permettant d'effectuer des mesures rapides avec une précision de quelques pourcents.

Un autre type de calorimètre utilisé pour les mesures de température en dosimétrie est le calorimètre différentiel (ou twin-well) [115, 24]. Il est constitué de deux cylindres métalliques assez spacieux pour accueillir le sujet (plusieurs tailles sont disponibles). Chaque cylindre est équipé de plusieurs thermocouples reliés entre eux en série. Les séries de thermocouples de chaque cylindre sont ensuite connectées entre elles en inversant leur polarité (les tensions sont soustraites). Ainsi, lorsque les deux cylindres sont à la même température, la tension de sortie est nulle. La mesure consiste à placer deux cadavres d'animaux récemment tués et de même masse dans le calorimètre et d'équilibrer leur température. L'un des cadavres est alors exposé à un rayonnement radiofréquence tandis que l'autre sert de référence. Les cadavres sont alors placés dans leur calorimètre respectif et les variations de températures dues à l'exposition RF sont mesurées en relevant la tension de sortie en fonction du temps (mesure étalée habituellement sur une dizaine d'heures). L'appareil peut être étalonné avec une quantité connue de glace à 0°C ou en transférant une quantité de chaleur connue sur l'un des deux corps identiques dans le calorimètre. Le calorimètre différentiel est plus précis que le calorimètre à vase Dewar mais présente néanmoins l'inconvénient majeur d'un temps de mesure très long.

### 1.3.2.3 Les sondes de température

Les sondes de température sont dédiées à l'évaluation du DAS localisé pour des expérimentations *in vitro* (au sein de milieux cellulaires) ou sur des fantômes. Ces sondes répondent à des contraintes expérimentales spécifiques : elles doivent être de petite taille (afin d'avoir une faible inertie thermique), constituées de matériaux non métalliques et non absorbants, avoir un très faible niveau de bruit (afin d'être sensible à de très faibles variations de température) et un temps de réaction très court (puisque l'élévation de température n'est liée au DAS qu'en l'absence de phénomènes de diffusion thermique). Les sondes employées pour la mesure de température dans les expérimentations dosimétriques reposent principalement sur le fonctionnement de thermistances ou sur des effets thermo-optiques.

Les capteurs de température utilisant des thermistances sont très utilisés en électronique. Ils reposent sur le phénomène de variation de la résistance d'oxydes métalliques avec la température. Il existe deux types de thermistances : les CTN (coefficient de température négatif) dont la résistance diminue de façon uniforme avec la température et les CTP (coefficient de température positif) dont la résistance augmente dans une plage de température donnée (typiquement de 1 à 100°C) mais s'effondre en dehors. Les thermistances présentent de nombreux avantages (dimensions réduites, précision, fiabilité, faible coût) mais ont néanmoins l'inconvénient rédhibitoire d'être composées de parties métalliques qui perturbent la mesure en température en interagissant avec le champ électrique. Une solution a été d'abord proposée par *Bowman* [116] afin de développer des sondes de température pour la mesure du DAS : il s'agit de réduire ces interactions en utilisant des thermistances hautement résistives connectées à l'électronique de lecture par des lignes de haute impédance. *Burkhardt et al.* [117] ont développé une sonde composée d'une thermistance commercialisée par la société VITEK. Cette sonde présente un niveau de bruit de 5 mK, une sensibilité de 5 mK/s, un diamètre à son extrémité de 1 mm et un temps de réponse relativement long de 240 ms. Plus récemment, *Schuderer et al.* [118] ont réalisé une sonde intégrant des thermistances : la partie sensible du capteur est composée d'une couche hautement

résistive de germanium amorphe déposée sur un substrat en verre ou en silicium et reliée aux plots de connections par des lignes de haute impédance afin de conserver une grande immunité aux champs RF. Cette sonde présente une résolution spatiale de  $0.02 \text{ mm}^3$ , un niveau de bruit de 4 mK, une sensibilité de 0.5 mK/s et un temps de réponse de seulement 10 ms.

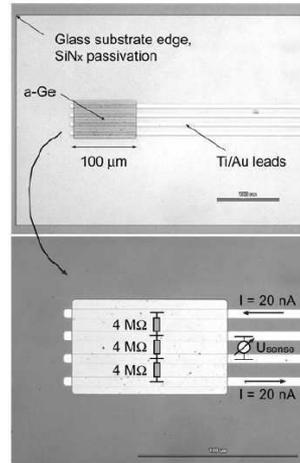


FIGURE 1.21 – Partie sensible de la sonde développée par Schuderer et al. [118]

Concernant les capteurs de températures basés sur des effets thermo-optiques, il en existe plusieurs types. Ils tirent avantages du fait que les fibres optiques, étant des diélectriques à faibles pertes, ne sont pas directement chauffées par le champ électromagnétique et ne le perturbent que très faiblement.

Des sondes basées sur l'utilisation de cristaux liquides cholestériques ont été développées [119, 120]. La thermographie par cristaux liquides utilise le phénomène de réflexion sélective des ondes électromagnétiques dans un cholestérique. Dans le cas de ces sondes, un rayonnement monochromatique est émis par une LED sur une couche de cristaux liquides (positionnée à l'extrémité de la sonde) dont la réflexion pour la longueur d'onde de fonctionnement varie avec la température. Ces systèmes présentent quelques inconvénients : des problèmes de stabilité chimique qui nécessitent des calibrations régulières ainsi qu'un diamètre un peu large (de 1.5 à 2 mm à l'extrémité de la sonde). Une méthode récente de thermographie par cristaux liquides, développée par *Suzuki et al.* [121], a permis une cartographie en 3 dimensions de la température. Des cristaux liquides encapsulés ont été uniformément placés en suspension dans un gel simulant les propriétés électriques des tissus et la température a été mesurée par évaluation de la réflexion d'un rayonnement laser balayant la zone d'étude. Ces méthodes présentent des résolutions en température relativement modestes puisqu'elles sont de l'ordre de 0.1 K.

La thermométrie fluoroptique est basée sur le temps de décroissance du signal fluorescent émis par une couche de terres rares phosphoriques excitée par le rayonnement d'une source lumineuse [122]. Ainsi, une couche de terres rares phosphoriques déposée à l'extrémité de la sonde est excitée par le rayonnement d'une LED (type UV). Les atomes excités émettent alors par fluorescence un rayonnement dont la bande spectrale se situe dans le proche infra-rouge. Le temps nécessaire à la décroissance du signal fluorescent est fortement dépendant de la température. La société Luxtron développe et commercialise ce type de capteur. Les sondes Luxtron sont actuellement les plus utilisées dans les applications de thermométrie biomédicale. Elles présentent une résolution en

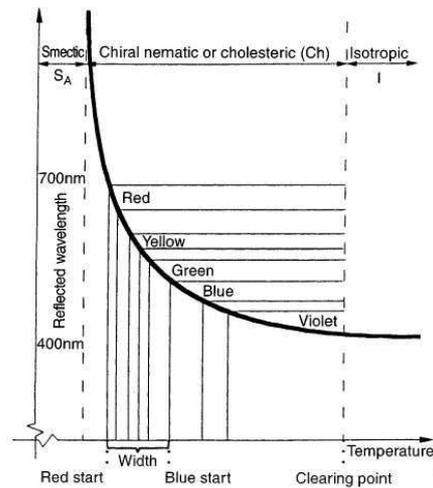


FIGURE 1.22 – Phénomène de réflexion sélective des ondes électromagnétiques dans les cristaux liquides cholestériques

température de 10 mK, un temps de réponse de 250 msec, une plage de mesure s'étendant de 0 à 120°C, un diamètre à l'extrémité de la sonde de l'ordre de 0.5 mm et une forte immunité aux champs électromagnétiques.

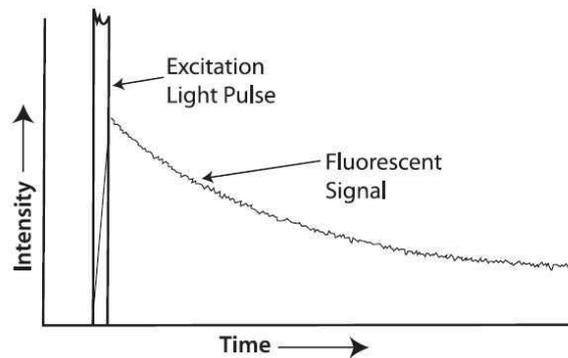


FIGURE 1.23 – Décroissance du signal fluorescent utilisé en thermométrie fluoroptique (source : document technique Luxtron)

D'autres méthodes ont été développées. *Cetas et al.* [123] ont mis en place un capteur de température basé sur la variation de la biréfringence de cristaux de  $\text{LiNbO}_3$  et de  $\text{LiTaO}_3$  en fonction de la température. Un faisceau sonde monochromatique polarisé est envoyé sur un cristal placé entre un analyseur et un polariseur optimalement orientés, se réfléchit sur un miroir diélectrique puis est renvoyé sur une photodiode. Toute variation de température entraîne une variation de la biréfringence du cristal, modifiant alors le signal de la photodiode. Ce capteur a permis d'atteindre des résolutions en température de l'ordre de 0.1 K et d'effectuer des mesures sur une plage de 12.5 à 65°C. La sonde électro-optique développée par Kapteos utilise également cette propriété de dépendance en température de la biréfringence des cristaux électro-optiques mais le principe de la mesure est sensiblement différent puisqu'il fait intervenir un système d'asservissement en température.

#### 1.3.2.4 Comparaison entre les différentes technologies

La thermographie infrarouge permet d'obtenir une cartographie 2D instantanée de la température de surface avec une grande sensibilité ainsi qu'une bonne résolution spatiale. Certains désavantages sont cependant à noter : la sensibilité est limitée comparativement aux sondes de température, les mesures sont circonscrites en surface, l'émissivité des matériaux doit être déterminée avec une grande précision, des phénomènes d'évaporation ou de convection peuvent fausser la mesure et l'angle de prise de vue choisi pour la caméra influe sur les résultats. La calorimétrie permet d'obtenir des mesures de température avec une bonne précision. Néanmoins, il n'est possible d'accéder qu'à la température moyenne du sujet donc seul le DAS moyen "corps entier" est mesurable. Les sondes de températures diffèrent tant par la technologie employée que par les performances atteintes. Les thermistances, bien que présentant de bonnes caractéristiques en terme de résolution spatiale, de sensibilité et de temps de réponse, génèrent cependant de légères perturbations. La méthode thermo-optique la plus utilisée dans les mesures de températures pour des applications bio-médicales est la thermométrie fluoroptique (sonde Luxtron). A titre de comparaison, la sonde actuellement développée par Kapteos présente une résolution accrue d'au moins un ordre de grandeur et les futures améliorations sur le système de stabilisation de la mesure permettront d'augmenter sensiblement la fréquence d'échantillonnage (actuellement de 4 Hz, équivalente à celle de la sonde Luxtron) et d'obtenir une très bonne stabilité de mesure.

## Chapitre 2

# Fondements théoriques des capteurs électro-optiques développés

### 2.1 Effet électro-optique et vecteur sensibilité

L'effet électro-optique se traduit par une modification des indices propres d'un cristal non centrosymétrique sous l'action d'un champ électrique appliqué  $\vec{E}_\Omega$ , de pulsation  $\Omega$ . Cette variation d'indice  $\delta n_\pm$  est tirée de la résolution des équations de Maxwell, associée à un formalisme tensoriel adapté aussi bien aux milieux isotropes qu'anisotropes. En effet, la polarisation induite dans ce type de cristaux peut s'écrire :

$$\vec{P}_w = \underbrace{\epsilon_0[\chi_1]\vec{E}_w}_1 + \underbrace{\epsilon_0[\chi_2]\vec{E}_w\vec{E}_\Omega}_2 \quad (2.1)$$

où  $[\chi_i]$  est le tenseur de susceptibilité du matériau et  $\vec{E}_w$  le champ électrique associé à l'onde optique. Nous considérons ici que le champ électrique appliqué est lentement variable par rapport à la pulsation de l'onde optique :  $w \gg \Omega$ . Le terme 1 traduit la réponse linéaire du matériau alors que le terme 2 traduit l'interaction entre le champ électrique de l'onde optique et le champ électrique à mesurer. Ce second terme correspond à l'effet Pockels : il s'agit d'un effet électro-optique linéaire en fonction du champ  $\vec{E}_\Omega$  appliqué. Le calcul analytique présenté en annexe A permet, grâce à l'équation précédente, de relier la variation d'indice au champ électrique  $\vec{E}_\Omega$ . Dans le cas de figure d'un cristal électro-optique anisotrope, cette variation s'écrit :

$$\delta n_\pm = \vec{K}_\pm \cdot \vec{E}_\Omega \quad (2.2)$$

où  $\vec{K}_\pm$  est le vecteur sensibilité associé à l'indice propre de réfraction  $\delta n_\pm$  [124]. Ce vecteur, permet à la fois de déterminer la sensibilité de mesure (via son module, exprimé en  $\text{pm.V}^{-1}$ ) et l'orientation de la composante du champ électrique qui sera mesurée (de par la nature vectorielle de l'équation 2.2). Il dépend d'une part du cristal électro-optique utilisé et d'autre part de l'orientation du vecteur d'onde optique  $\vec{k}_w$  par rapport aux axes cristallins. Plusieurs configurations d'utilisation du cristal existent et permettent de mesurer un champ électrique longitudinal ou transverse. Dans le cadre de ces travaux, les capteurs électro-optiques développés présentent

un vecteur sensibilité orienté à  $\pi/2$  du vecteur d'onde optique (capteurs sensibles au champ électrique transverse). Ils sont ainsi mieux adaptés aux mesures en espace libre ainsi qu'en propagation guidée (cf. Annexe A). Dans le cas d'un cristal isotrope, la variation de l'indice de réfraction fait intervenir deux vecteurs sensibilités, orthogonaux entre eux,  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$ . En effet, l'effet Pockels se traduit ici par l'apparition d'une anisotropie optique provoquée par le champ électrique appliqué  $\overrightarrow{E}_\Omega$  :

$$\Delta n(\overrightarrow{E}_\Omega) = \sqrt{(\overrightarrow{\Delta K}_a \cdot \overrightarrow{E}_\Omega)^2 + (\overrightarrow{\Delta K}_b \cdot \overrightarrow{E}_\Omega)^2} \quad (2.3)$$

Cette anisotropie dépend à la fois de l'amplitude et de la direction de  $\overrightarrow{E}_\Omega$ . L'utilisation de tels cristaux autorise la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique [125, 126].

## 2.2 Les différentes techniques de modulation électro-optique dédiées à la mesure du champ électrique

Quelque soit le type de cristal utilisé, la modification d'indice peut être exploitée de différentes manières dans la perspective de concevoir un transducteur dédié à la mesure du champ électrique :

- la modulation d'état de polarisation. La biréfringence induite par le champ électrique conduit à une modification de l'état de polarisation d'un faisceau laser sondant le cristal électro-optique
- la modulation d'amplitude, en utilisant le cristal électro-optique comme une cavité Fabry-Pérot. La modification d'indice de réfraction induite par effet Pockels se traduit par une variation de la puissance optique transmise (ou réfléchie)
- la modulation de phase au sein d'un dispositif interférométrique (de type Michelson ou Mach-Zehnder). L'indice modifié par le champ électrique induit un déphasage sur le faisceau laser sondant le cristal électro-optique

### 2.2.1 La modulation d'état de polarisation

L'application d'un champ électrique sur un cristal entraîne une modification de sa biréfringence par effet Pockels. Dans ce cas de figure, cette biréfringence induite engendre des variations de l'état de polarisation d'un faisceau laser venant sonder le cristal électro-optique. Ainsi, sous l'action du champ électrique, le déphasage induit entre les deux états propres de polarisation voyant respectivement les indices  $n_+$  et  $n_-$  dans le cristal s'écrit :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_E = \frac{2\pi L}{\lambda} (\Delta n(0) + \Delta n(\overrightarrow{E}_\Omega)) \quad (2.4)$$

où  $\Delta\varphi_0$  est le déphasage induit par la biréfringence naturelle  $\Delta n(0)$  (nulle dans le cas d'un cristal isotrope) et  $\Delta\varphi_E$  est un déphasage additionnel provoqué par la biréfringence induite par le champ électrique  $\Delta n(\overrightarrow{E}_\Omega)$ . Cette dernière s'exprime ainsi dans le cas d'un cristal anisotrope :

$$\Delta n(\overrightarrow{E}) = \overrightarrow{\Delta K} \cdot \overrightarrow{E}_\Omega \quad (2.5)$$

Dans le cas d'un cristal isotrope, la biréfringence induite par le champ électrique est donnée par la relation 5.44 énoncée précédemment.

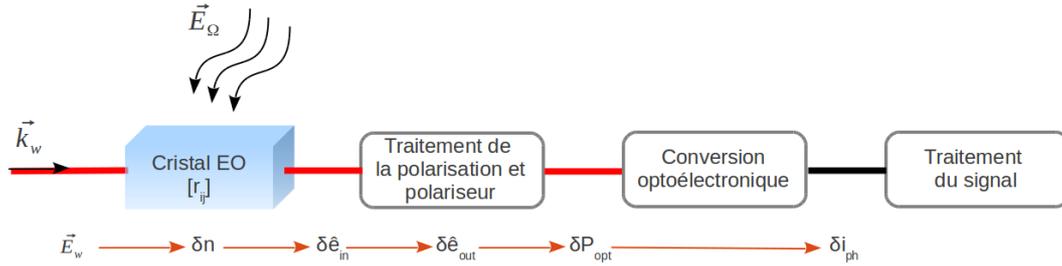


FIGURE 2.1 – Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d'un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation.  $n$  est l'indice de réfraction du cristal,  $\hat{e}$  correspond à l'état de polarisation de l'onde optique,  $P_{opt}$  est la puissance optique et  $I_{ph}$  représente le photo-courant produit par la photodiode.

La figure 2.1 représente la cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans un montage optique dédié à la modulation d'état de polarisation. Les montages optiques associés seront présentés ultérieurement, accompagnés des bases théoriques essentielles à leur compréhension.

### 2.2.2 La modulation d'amplitude

Dans le cas des dispositifs basés sur la modulation d'amplitude, le cristal est utilisé comme interféromètre de Fabry-Pérot. Pour cela, ses faces d'entrée et de sortie sont traitées pour obtenir des surfaces diélectriques hautement réfléchissantes.

Le coefficient de transmission du Fabry-Pérot présente des maxima pour les longueurs d'onde telles que :

$$\lambda_m = 2 \frac{nL}{m} \quad (2.6)$$

avec  $L$  la longueur de la cavité,  $n$  l'indice de réfraction et  $m$  l'ordre (ce dernier étant un nombre entier). L'application d'un champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  a pour effet de modifier l'indice de réfraction ce qui entraîne une variation du coefficient de transmission. Considérons la puissance optique transmise normalisée [127] :

$$I_t = \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n(E)L}{\lambda}\right)} \quad (2.7)$$

avec  $R$  le coefficient de réflexion en intensité des faces de la cavité.

Pour trouver le point de fonctionnement idéal du dispositif, il faut se placer dans une zone de la courbe représentative de  $I_t$  qui présente un maximum de linéarité (figure 2.2).

Ce point de fonctionnement correspond à une intensité transmise équivalente aux 3/4 de l'intensité maximale en l'absence de champ électrique appliqué et pour des valeurs de  $R$  proches de 1. La condition s'écrit :

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\frac{2\pi n_0 L}{\lambda}\right) = \frac{1}{3} \quad (2.8)$$

En ajustant la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  du laser, il est possible de se placer au point de fonctionnement optimal sur la courbe où la puissance optique atteint 75% de la puissance maximale. Tout champ électrique appliqué entraînera alors une modification de l'indice sondé par

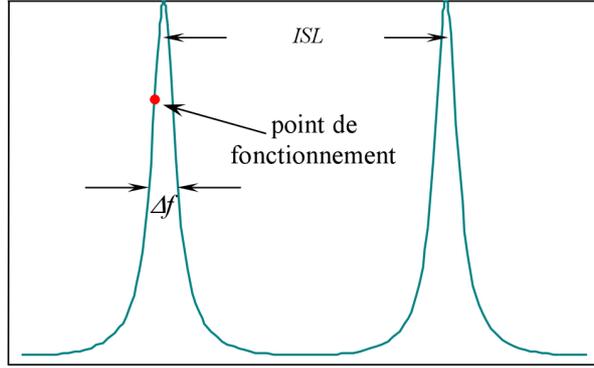


FIGURE 2.2 – Fonction de transmission d’un Fabry-Pérot et repérage du point de fonctionnement optimal [128].

l’onde optique, engendrant ainsi une variation de l’ISL de la cavité. L’intervalle spectral libre correspond à l’écart fréquentiel entre deux pics de transmission successifs :

$$ISL = \frac{c}{2n(E)L} \quad (2.9)$$

La variation d’ISL induite par l’application d’un champ électrique a pour effet de moduler la puissance optique transmise. Ce paramètre est, par ailleurs, directement relié à la température via le coefficient thermo-optique  $dn/dT$  associé à l’indice de réfraction sondé par le laser. Il est important de préciser que la méthode est également valide pour une configuration du FP en réflexion. La figure 2.3 illustre la cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans l’utilisation du cristal électro-optique comme cavité Fabry-Pérot.

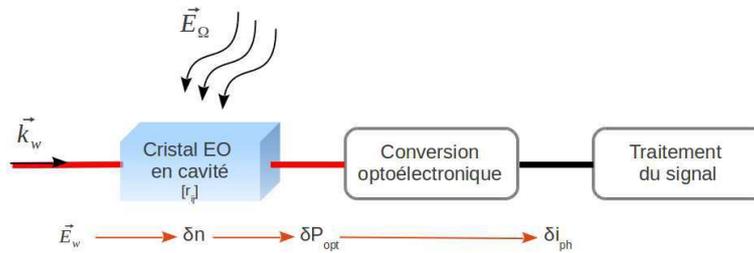


FIGURE 2.3 – Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d’un capteur basé sur la modulation d’amplitude.  $n$  est l’indice de réfraction du cristal,  $P_{opt}$  correspond à la puissance optique et  $I_{ph}$  représente le photo-courant produit par la photodiode.

### 2.2.3 La modulation de phase

La modulation de phase tire son principe du fait qu’un faisceau sonde traversant un cristal électro-optique subit un déphasage par rapport à un faisceau de référence n’ayant pas traversé le cristal. Ce déphasage est, pour partie, induit par le champ électrique appliqué. Une des techniques permettant de mesurer ce déphasage (et par là-même le champ électrique appliqué) consiste à faire interférer le faisceau sonde et le faisceau de référence à l’aide d’un dispositif interférométrique (de type Mach-Zehnder par exemple).

Le faisceau laser, présentant une polarisation rectiligne correctement orientée, sonde un des indices propres du cristal. Cet indice propre subit une modification induite par le champ électrique

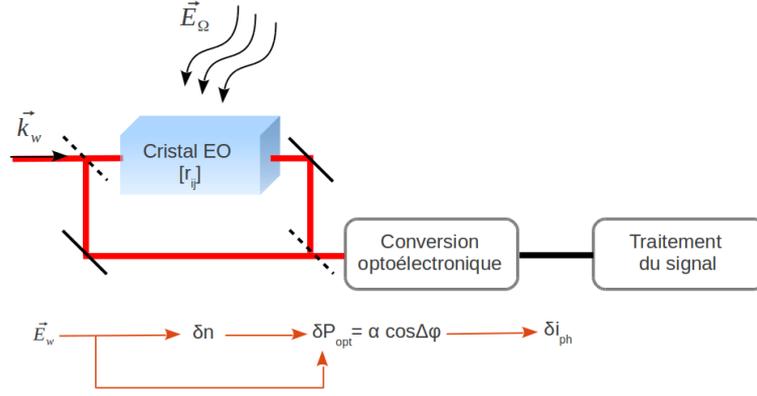


FIGURE 2.4 – Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans le cas de figure d’un capteur basé sur la modulation de phase.  $n$  est l’indice de réfraction du cristal,  $\Delta\varphi$  correspond au déphasage entre le faisceau optique de référence et celui traversant le cristal soumis à un champ électrique et  $I_{ph}$  représente le photo-courant produit par la photodiode.

qui, à son tour, va engendrer une variation de la phase du faisceau laser en sortie du cristal. Pour accéder au déphasage ainsi créé, il est nécessaire de faire interférer ce faisceau sonde avec le faisceau issu du bras de référence de l’interféromètre. Ce déphasage s’écrit alors :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi(n_{\pm} - 1)L}{\lambda} - \phi_0 \quad (2.10)$$

où  $L$  est la longueur du cristal traversé par le faisceau laser sonde et  $\phi_0$  un déphasage ajustable, lié à la différence de chemins optiques entre les deux bras de l’interféromètre en l’absence de cristal.  $\Delta\phi$  est ensuite converti en variations de puissance optique sur chacune des voies, elles-mêmes convertie en variations de photo-courant grâce à une photodiode. La figure 2.4 représente ainsi l’ensemble des conversions des grandeurs physiques mises en jeu dans l’utilisation d’un modulateur de phase dédié à la mesure du champ électrique.

## 2.3 Mesure simultanée d’une composante du champ électrique et de la température

### 2.3.1 Modulation d’état de polarisation dans un cristal anisotrope

L’application d’un champ électrique  $\vec{E}_{\Omega}$  sur un cristal électro-optique anisotrope a pour effet de modifier sa biréfringence naturelle par effet Pockels, ce qui entraîne une modulation de l’état de polarisation de l’onde optique en sortie du cristal. Concrètement, sous l’application d’un champ électrique, le déphasage total entre les deux états propres de polarisation du faisceau laser sonde voyant respectivement les indices  $n_+$  et  $n_-$ , est donné par la relation :

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{2\pi L}{\lambda}(n_+ - n_-) \\ &= \frac{2\pi L}{\lambda} \underbrace{[(n_+(\vec{E}_{\Omega}) - n_+(0)) - (n_-(\vec{E}_{\Omega}) - n_-(0))]}_{\Delta n_E(\vec{E})} + \frac{2\pi L}{\lambda} \underbrace{[n_+(0) - n_-(0)]}_{\Delta n_0} \end{aligned} \quad (2.11)$$

$\underbrace{\hspace{15em}}_{\Delta\varphi_E} \qquad \underbrace{\hspace{15em}}_{\Delta\varphi_0}$

avec  $\Delta\varphi_0$  et  $\Delta\varphi_E$  définis respectivement comme le déphasage induit par la biréfringence naturelle du cristal et le déphasage induit par effet Pockels. La figure 2.1 présentée précédemment illustre les différentes conversions de grandeurs physiques mises en jeu dans la mesure d'un champ électrique par un transducteur électro-optique basé sur la modulation d'état de polarisation. Le champ électrique induit, par effet Pockels, une variation de la biréfringence du cristal électro-optique, laquelle conduit à une variation de l'état de polarisation de l'onde optique. Cette modulation d'état de polarisation est alors convertie en modulation de puissance optique (à l'aide par exemple d'un polariseur ou d'un prisme de Wollaston) puis en variation de photo-courant à l'aide d'une photodiode. L'objectif est, à présent, de déterminer quel sont, d'une part, l'état de polarisation de l'onde optique incidente, et d'autre part, l'arrangement optique associé au système de détection, qui permettent, de manière combinée, d'obtenir la plus grande sensibilité de mesure (i.e. de maximiser la profondeur de modulation de la puissance optique détectée). *L. Duwillaret et al* [129] ont montré qu'il était possible d'atteindre cette configuration optimale à l'aide du montage présenté en figure 2.5.

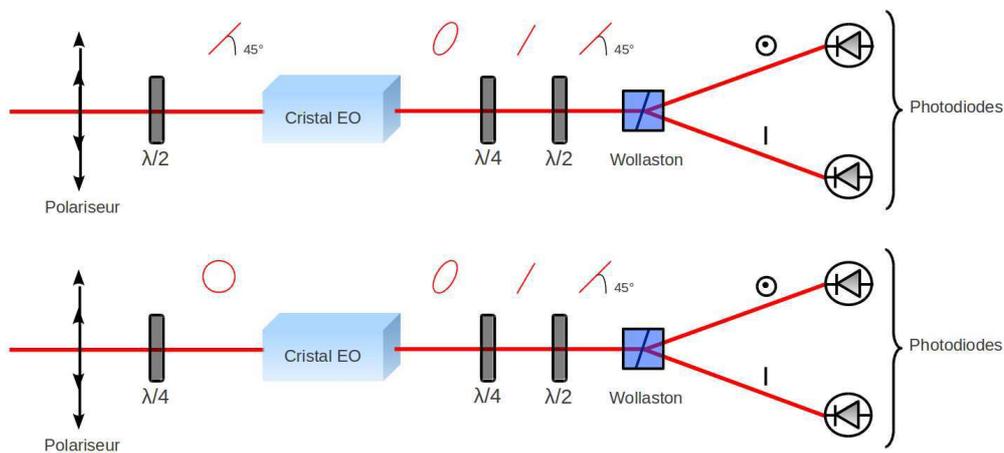


FIGURE 2.5 – Configurations expérimentales permettant de développer un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation dans un cristal anisotrope [129].

Disséquons ce montage pour comprendre son fonctionnement de manière qualitative, dans un premier temps. Ainsi, une première lame demi-onde permet d'orienter la polarisation linéaire incidente du faisceau laser sonde à  $45^\circ$  des axes diélectriques propres du cristal électro-optique. Cet angle n'est pas anodin puisqu'il permet de répartir la puissance optique incidente de façon équilibré sur chacun des deux états propres de polarisation au sein du cristal. Une autre configuration optique autorise l'obtention d'un résultat similaire : la lame demi onde peut être remplacée par une lame quart d'onde dont les axes sont orientés à  $45^\circ$  de la polarisation rectiligne incidente. Cela a pour effet de produire une polarisation circulaire à l'entrée du cristal électro-optique, qui sonde ainsi de manière équilibrée les indices propres du cristal. En l'absence de champ électrique appliqué, la biréfringence naturelle du cristal va, seule, induire un déphasage entre ces deux états de polarisation, se traduisant par l'émergence, à la sortie du cristal, d'un état de polarisation quelconque de l'onde optique. Les deux lames quart-d'onde et demi-onde placées en aval sont utilisées pour recréer une polarisation linéaire du faisceau laser, similaire à l'incidente (et de même orientation). L'effet de la biréfringence naturelle du cristal est alors annulée. Un sépara-

teur de polarisation, dont les axes diélectriques propres sont orientés à  $45^\circ$ , va alors convertir cette polarisation linéaire en deux polarisation croisées d'égales puissances, détectée chacune par une photodiode. Ainsi, tout champ électrique appliqué sur le cristal va provoquer, en première approximation, une rotation de la polarisation linéaire émergeant de la seconde lame demi-onde, et ainsi conduire à un déséquilibre des puissance optiques détectées par les photodiodes.

Considérons à présent le montage précédent non plus sous forme éclatée mais bien dans une configuration d'optique fibrée, cas réel d'une sonde électro-optique à deux ports (figure 2.6). Examinons dès lors l'aspect théorique qui lui est associé. A l'aide du formalisme de Jones, il est possible de déterminer l'expression des puissances optiques détectées respectivement sur chaque photodiode. Pour cela, il est nécessaire de déterminer, en premier lieu, l'expression du champ électrique  $\vec{E}_w$  de l'onde optique à l'issue de son trajet dans la sonde fibrée (comprenant les fibres à maintien de polarisation aller et retour, la lame quart d'onde ainsi que le cristal électro-optique en configuration de réflexion optique).

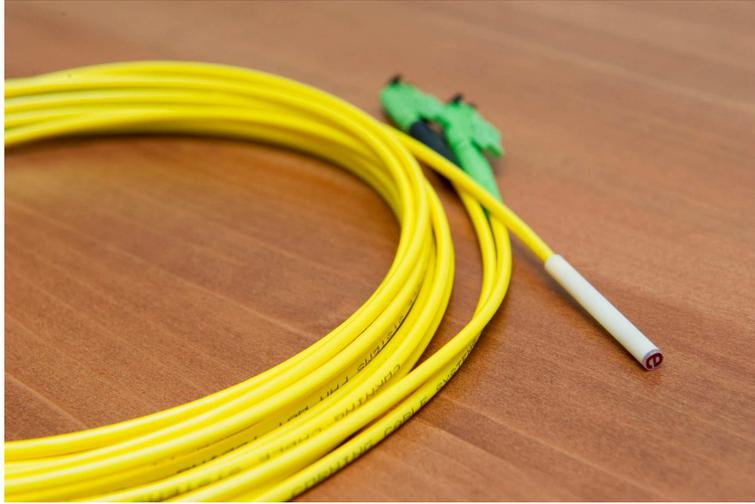


FIGURE 2.6 – Exemple de réalisation d'une sonde électro-optique fibrée à deux ports utilisant un cristal anisotrope.

Pour en faciliter l'expression, nous considérons une polarisation optique incidente linéaire et alignée selon l'un des deux axes de la fibre à maintien de polarisation aller, axes par ailleurs alignés avec ceux du référentiel principal  $\mathcal{R}$ . La matrice de Jones  $\mathcal{M}_s$  associée à l'ensemble de ce trajet s'écrit alors :

$$\mathcal{M}_s = \mathcal{M}_f \cdot \mathcal{P}_{\mathcal{R} \rightarrow \mathcal{R}_{\lambda/4}}^{-1} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \mathcal{P}_{\mathcal{R}_{\lambda/4} \rightarrow \mathcal{R}_c}^{-1} \cdot \mathcal{M}_c^2 \cdot \mathcal{P}_{\mathcal{R}_{\lambda/4} \rightarrow \mathcal{R}_c} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \mathcal{P}_{\mathcal{R} \rightarrow \mathcal{R}_{\lambda/4}} \quad (2.12)$$

avec  $\mathcal{M}_f$ ,  $\mathcal{M}_c$  les matrices de Jones associées respectivement à la fibre optique retour et au cristal électro-optique.  $\mathcal{R}_{\lambda/4}$  et  $\mathcal{R}_c$  correspondent aux repères dans lesquels sont respectivement définis les axes propres de la lame quart d'onde et du cristal. Dans ce cas de figure, les matrices associées aux relations de passage  $\mathcal{P}_{\mathcal{R}_a \rightarrow \mathcal{R}_b}$  sont de simples matrices de rotation  $Rot_\theta$ . Sachant que la polarisation linéaire émergeant de la fibre aller doit être orientée à  $45^\circ$  des axes de la lame quart d'onde pour produire une polarisation circulaire à l'entrée du cristal, l'expression

précédente peut donc se réécrire comme suit :

$$\mathcal{M}_s = \mathcal{M}_f \cdot \text{Rot}_{-\pi/4} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \text{Rot}_{(\pi/4-\alpha)} \cdot \mathcal{M}_c^2 \cdot \text{Rot}_{(\alpha-\pi/4)} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \text{Rot}_{\pi/4} \quad (2.13)$$

où  $\alpha$  désigne l'orientation du cristal dans le repère principal. Par ailleurs, le cristal électro-optique et la fibre à maintien de polarisation sont des éléments biréfringents dont les matrices de Jones s'écrivent :

$$\mathcal{M}_c = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} \end{pmatrix} \quad \mathcal{M}_f = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Delta\phi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Delta\phi}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

$\Delta\varphi$  et  $\Delta\phi$  sont les déphasages relatifs entre chaque composante du champ électrique de l'onde optique induits respectivement par la biréfringence du cristal et de la fibre à maintien de polarisation (FMP) retour. Il est à présent possible de déterminer l'expression du champ électrique émergeant de la fibre retour :

$$\vec{E}_w = \mathcal{M}_s \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Il vient alors, au regard de la relation 2.13 :

$$\vec{E}_w = E_0 \begin{pmatrix} \sin \Delta\varphi e^{-i\frac{\Delta\phi+2\alpha}{2}} \\ \cos \Delta\varphi e^{i\frac{\Delta\phi+2\alpha}{2}} \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

Cette expression correspond à un état de polarisation elliptique dont nous pouvons définir l'ellipticité  $\xi$  et l'orientation  $\psi$  dans le référentiel principal :

$$\begin{cases} \xi = \sqrt{\frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2 2\Delta\varphi \cos^2(2\alpha + \Delta\phi)}}{1 + \sqrt{1 - \sin^2 2\Delta\varphi \cos^2(2\alpha + \Delta\phi)}}} \\ \tan 2\psi = \tan 2\Delta\varphi \sin(2\alpha + \Delta\phi) \end{cases} \quad (2.17)$$

Un prisme de Wollaston placé en aval, permet alors de séparer spatialement chacune des composantes du champ électrique de l'onde optique émergeant de la FMP retour. Les intensités optiques associées,  $I_1$  et  $I_2$  s'écrivent :

$$\begin{cases} I_1 = I_0 \sin^2 \Delta\varphi \\ I_2 = I_0 \cos^2 \Delta\varphi \end{cases} \quad (2.18)$$

où  $I_0$  correspond à l'intensité optique incidente.  $\Delta\varphi$  est le déphasage relatif total qui s'opère au sein du cristal, déjà introduit précédemment (relation 2.11). Il résulte de deux contributions : un déphasage  $\Delta\varphi_0$  lié à la biréfringence naturelle  $\Delta n_0$  du cristal et un déphasage  $\Delta\varphi_E$  lié à la biréfringence  $\Delta n_E$  induite par le champ électrique appliqué via l'effet Pockels. En considérant cette dernière comme très faible, il est possible de réécrire l'expression 2.18 des intensités optiques à l'aide d'un développement en série de Taylor à l'ordre 2 :

$$I_{\frac{1}{2}} \cong \frac{I_0}{2}(1 \mp \delta) \quad \text{avec} \quad \delta = (1 - 2\Delta\varphi_E^2) \cos 2\Delta\varphi_0 - 2\Delta\varphi_E \sin 2\Delta\varphi_0 \quad (2.19)$$

L'objectif est, à présent, de déterminer le point de fonctionnement optimal du système. Ce point garantit à la fois une modulation linéaire des puissances optiques avec le champ électrique à mesurer ainsi que la plus grande sensibilité des puissances optiques détectées au déphasage induit

par ce même champ électrique. Au regard de la relation 2.18, le point de fonctionnement optimal du système de mesure est atteint lorsque la condition  $\cos 2\Delta\varphi_0 = 0$  est remplie, autrement dit pour une valeur de  $\Delta\varphi_0$  de  $45^\circ$ . Cette valeur est obtenue à l'aide d'une lame demi-onde, placée à la sortie de la PMF retour, qui permet d'orienter la polarisation elliptique incidente à  $45^\circ$  des axes propres du prisme de Wollaston. Il est alors possible de réécrire les expressions des intensités optiques détectées par les photodiodes PD1 et PD2 au point de fonctionnement optimal du système :

$$I_{\frac{1}{2}} \cong \frac{I_0}{2}(1 \pm 2\Delta\varphi_E) = \frac{I_0}{2}\left(1 \pm \frac{8\pi L}{\lambda} \overrightarrow{\Delta K} \cdot \overrightarrow{E_\Omega}\right) \quad (2.20)$$

Cette dernière relation met en évidence le caractère à la fois vectoriel et linéaire de la mesure du champ électrique :

- le capteur est ainsi sensible à la seule composante du champ électrique colinéaire au vecteur sensibilité, les deux autres composantes étant accessibles en changeant la position de la sonde afin que les trois positions prises successivement par le vecteur sensibilité définissent une base orthogonale.
- la réponse du capteur est linéaire vis-à-vis de l'amplitude de chacune des composantes mesurées

### 2.3.2 Principe de la mesure en température : de l'effet parasite à l'émergence d'une fonctionnalité supplémentaire

L'objectif n'est pas ici d'offrir au lecteur une démonstration détaillée de la théorie qui sous-tend le principe de la mesure en température (car c'est précisément l'un des axes de la thèse de *M. Bernier* [130]), mais plutôt de lui fournir les informations essentielles à une bonne compréhension du capteur développé. Le paragraphe précédent a permis de mettre en lumière le principe de fonctionnement régissant la mesure du champ électrique par voie électro-optique. Il a ainsi été fait mention de l'importance de se situer au point de fonctionnement optimal, correspondant à un arrangement optique spécifique, seul garant de la plus grande sensibilité de mesure avec la plus grande linéarité de la réponse de la sonde électro-optique vis-à-vis du champ électrique à mesurer. Cette configuration n'assure malheureusement pas à elle seule une bonne reproductibilité des mesures. En l'état, nous assistons en effet à une dérive temporelle des performances du capteur, lié à une instabilité du point de fonctionnement. Cette instabilité provient de la dépendance intrinsèque en température des indices de réfraction du cristal électro-optique et de la PMF retour. L'expression générale du déphasage total induit par la traversée du cristal électro-optique peut ainsi se réécrire comme suit :

$$\Delta\varphi = \underbrace{\frac{2\pi L_{eff} \Delta n_0(\mathbf{T})}{\lambda}}_{\Delta\varphi_0} + \underbrace{\frac{2\pi L_{eff} \Delta n_E(\overrightarrow{E})}{\lambda}}_{\Delta\varphi_E} \quad (2.21)$$

Cette expression met en exergue la dépendance en température de la biréfringence naturelle du cristal  $\Delta n_0$ , affectant ainsi directement la stabilité de la valeur de  $\Delta\varphi_0$  correspondant au point de fonctionnement optimal du système. Il en va de même pour la PMF retour, dont la biréfringence naturelle est affectée par la température, impliquant alors une variation du déphasage  $\Delta\phi$  et donc un changement d'orientation et d'ellipticité de l'état de polarisation émergeant. Ces changements

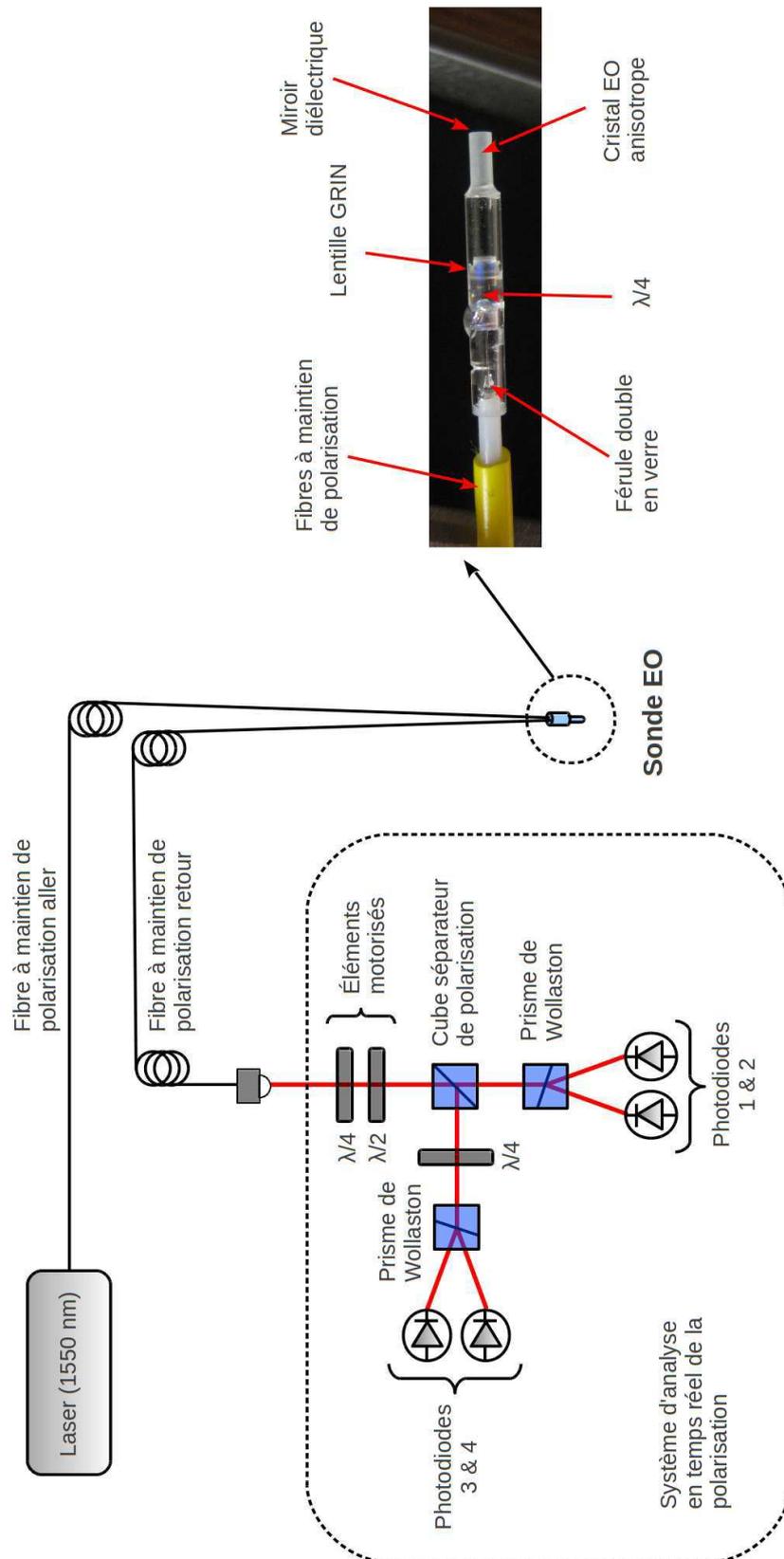


FIGURE 2.7 – Schéma du banc optique et de la sonde électro-optique dédiés à la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température.

entraînent, par suite, une dérive du point de fonctionnement optimal. Il s'agit, dès lors, de pouvoir à la fois quantifier et compenser ces dérives. Le processus de compensation permettra d'obtenir une très bonne stabilité du système pour la mesure du champ électrique (et donc une grande reproductibilité) tandis que la quantification permettra d'évaluer les variations de température à l'origine des dérives. M. Bernier a démontré que l'obtention conjointe d'un maximum de la réponse électro-optique avec la plus grande stabilité du point de fonctionnement optimal passait par la satisfaction des exigences suivantes :

- l'utilisation d'une polarisation constamment rectiligne en entrée du prisme de Wollaston et dont l'orientation est maintenue à  $45^\circ$  des axes de ce dernier. Cette double condition est remplie par la mise en place d'un jeu de deux lames d'onde motorisées : une lame quart-d'onde (pour maintenir une polarisation rectiligne) suivie d'une lame demi-onde (pour garantir l'orientation de cette dernière). Ces lames vont permettre de compenser en temps réel les variations d'orientation et d'ellipticité de l'état de polarisation de l'onde optique en sortie de PMF retour afin d'annuler les effets de la température sur la fibre et le cristal électro-optique.
- le maintien du déphasage induit par la PMF retour  $\Delta\phi$  à une valeur fixe, correspondant à un maximum de la réponse électro-optique (obtenu pour  $\Delta\phi + 2\alpha = 0$ ). Cette condition est remplie par la mise en place d'un asservissement en longueur d'onde d'émission du faisceau laser sonde.

Dans les capteurs électro-optiques développés, la température du cristal est déduite des paramètres d'asservissement utilisés pour stabiliser la réponse électro-optique et plus particulièrement grâce aux lames quart-d'onde et demi-onde motorisées qui maintiennent en permanence le système sur son point de fonctionnement optimal (garantissant à la fois la meilleure sensibilité de mesure et la plus grande linéarité de la réponse du système). Ainsi les variations de température induisant une dérive de ce point de fonctionnement peuvent être à la fois compensées et mesurées en contrôlant les orientations de ces deux lames motorisées. Grâce à la valeur de ces orientations, il est possible de connaître en temps réel la variation de température dans le cristal.

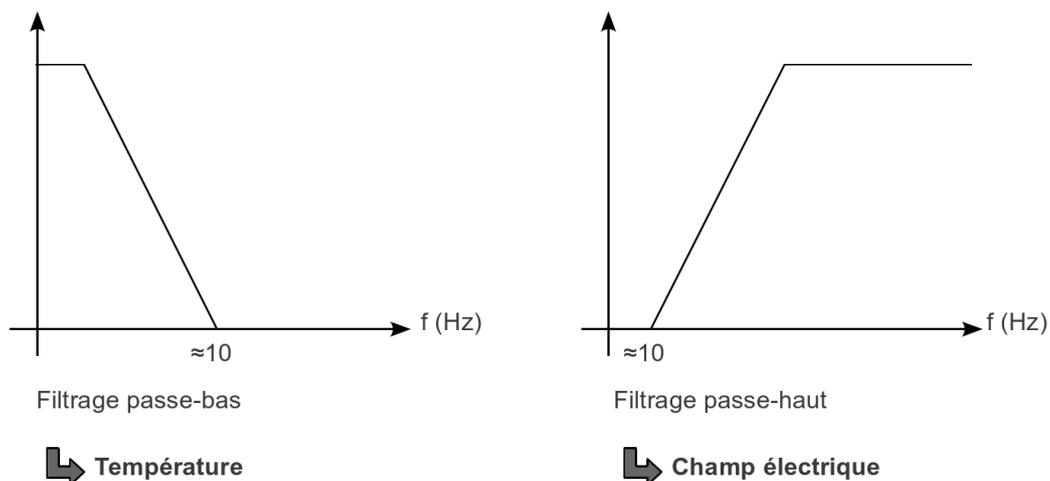


FIGURE 2.8 – Principe de la décorrélation des effets du champ électrique et de la température.

Il est également important de préciser que la décorrélation des effets du champ électrique et de la température est rendue possible par le fait que leurs caractéristiques associées sont très différents. Les variations de température peuvent en effet être assimilées à un phénomène lentement variable tandis que les champs électriques que nous souhaitons mesurer se situent sur une gamme fréquentielle s'étalant de quelques kHz jusqu'à plusieurs dizaines de GHz. Ainsi, comme le montre la figure 2.8, il est possible de remonter à la température par un filtrage passe-bas de la réponse du système (fréquence de coupure de quelques Hz) et de discriminer les effets du champ électrique par un filtrage passe-haut.

La relation reliant le déphasage en fonction de la température  $\partial\Delta\varphi_0/\partial T$  à la biréfringence du cristal en fonction de la température  $\partial\Delta n_0/\partial T$  s'écrit, pour une mesure en réflexion (la longueur effective du cristal  $L_{eff}$  valant deux fois sa longueur physique  $L$ ) :

$$\frac{\partial\Delta\varphi_0}{\partial T} = \frac{4\pi L}{\lambda_0} \frac{\partial\Delta n_0}{\partial T} \quad (2.22)$$

La connaissance de  $\Delta\varphi_0$  à partir des valeurs de l'orientation des lames quart-d'onde et demi-onde ne permet qu'une mesure relative de la température. En effet, la température du cristal est donnée par la relation :

$$T_{EO} = T_0 + \frac{\lambda_0}{4\pi L \frac{\partial\Delta n_0}{\partial T}} \Delta\varphi_0 \quad (2.23)$$

Ainsi pour une connaissance absolue de la température, il est nécessaire de connaître la température initiale du cristal  $T_0$  ainsi que le paramètre  $\partial\Delta n_0/\partial T$ , déduit des coefficients thermo-optiques du cristal à la longueur d'onde de travail. La caractérisation des coefficients thermo-optiques des cristaux sélectionnés pour le développement de sondes dédiées au bioélectromagnétisme constitue une partie du chapitre suivant.

## 2.4 Mesure simultanée de deux composantes du champ électrique

### 2.4.1 Modulation d'état de polarisation dans un cristal isotrope

Nous avons abordé précédemment la possibilité d'une mesure simultanée de deux composantes du champ électrique à l'aide d'un cristal électro-optique isotrope. Cette capacité est due à la présence de deux vecteurs sensibilités  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$ . En configuration de modulation d'état de polarisation, le déphasage total induit par la traversée d'un tel cristal s'écrit :

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_E = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\overrightarrow{E}_\Omega) L_{crist} \quad (2.24)$$

Par définition de l'isotropie optique, il n'y a pas, dans ces cristaux, de biréfringence naturelle. Seule opère la biréfringence induite par le champ électrique. Cette dernière s'écrit :

$$\Delta n(\overrightarrow{E}_\Omega) = \sqrt{(\overrightarrow{\Delta K}_a \cdot \overrightarrow{E}_\Omega)^2 + (\overrightarrow{\Delta K}_b \cdot \overrightarrow{E}_\Omega)^2} \quad (2.25)$$

Dans le cas d'un cristal en coupe  $\langle 111 \rangle$  (coupe retenue pour le développement des sondes "deux axes"), ces deux vecteurs sont d'égale amplitude et se situent dans le plan transverse au vecteur d'onde du faisceau laser sonde, traduisant ainsi une sensibilité identique à chacune des deux

composantes du champ électrique se situant dans ce plan. Définissons ainsi le champ électrique à mesurer comme la somme de deux contributions vectorielles :

$$\vec{E}_\Omega = \vec{E}_\perp + \vec{E}_\parallel \quad (2.26)$$

$\vec{E}_\parallel$  correspond à la contribution vectorielle du champ électrique parallèle au vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  du laser (autrement dit à la composante  $E_z$ ) tandis que  $\vec{E}_\perp$  correspond à la contribution vectorielle transverse (contenant à la fois  $E_x$  et  $E_y$ ). C'est précisément cette dernière qui induit une biréfringence au sein du cristal. Nous pouvons ainsi ré-exprimer la relation 2.25 de cette manière [124] :

$$\Delta n(\vec{E}_\Omega) = \kappa n_0^3 \quad \text{avec} \quad \kappa = \sqrt{2/3} r_{41} \|\vec{E}_\perp\| \quad (2.27)$$

où  $n_0$  et  $r_{41}$  sont respectivement l'indice de réfraction et l'unique coefficient électro-optique du cristal. Cette relation ne nous donne, à priori, aucune information sur la direction du champ électrique à mesurer. En effet, tout champ électrique situé dans le plan transverse au vecteur d'onde induira la même biréfringence tant que son amplitude reste constante (et ce, indépendamment de sa direction). Pour remonter à la direction du champ électrique, il est important de connaître son influence sur la direction des états propres de polarisation de l'onde optique au sein du cristal. Pour cela, nous devons définir dans un premier temps l'équation de l'ellipse correspondant à l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde des indices modifiée par l'application du champ électrique. Dans cette perspective, nous effectuons un changement de repère ( $\theta = 54.7^\circ$  et  $\varphi = 45^\circ$ ) afin de faire coïncider l'axe Z avec la direction  $\langle 111 \rangle$  (correspondant également à la direction de propagation du faisceau laser). La figure 2.9 illustre la configuration cristalline retenue et fait apparaître tous les paramètres d'intérêt.

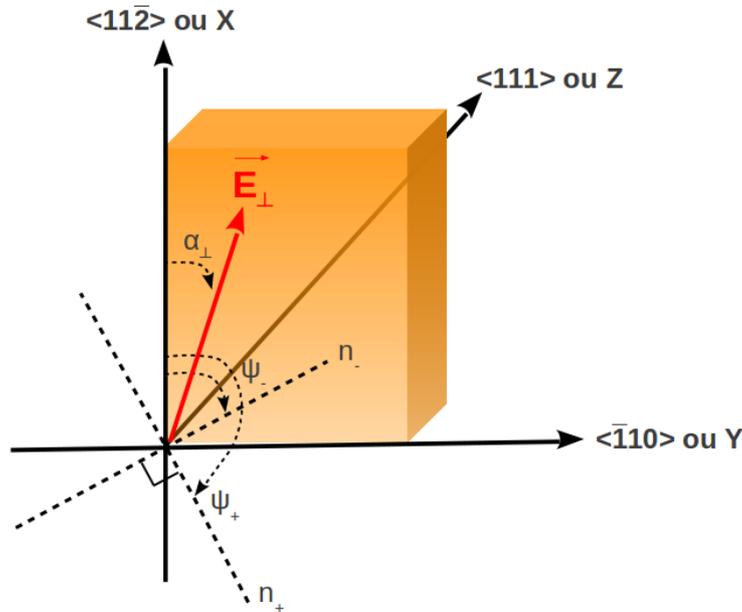


FIGURE 2.9 – Représentation du champ électrique et des axes diélectriques propres induits dans le nouveau repère défini par la coïncidence de l'axe Z avec la coupe cristallographique  $\langle 111 \rangle$ .

Nous pouvons, dès lors, utiliser les relations 5.37 et 5.38 afin de déterminer l'équation de

l'ellipse dans le nouveau repère (XYZ) :

$$X^2\left(\frac{1}{n_0^2} - \kappa \cos \alpha_\perp\right) + Y^2\left(\frac{1}{n_0^2} + \kappa \cos \alpha_\perp\right) + 2XY(\kappa \sin \alpha_\perp) = 1 \quad (2.28)$$

où  $\alpha_\perp$  correspond à l'angle entre la contribution vectorielle transverse  $\vec{E}_\perp$  du champ électrique et l'axe X. Le calcul des valeurs propres de la matrice associée à cette ellipse permet de déterminer les nouveaux indices propres  $n_+$  et  $n_-$  vus par les deux états propres de polarisation de l'onde optique dans le cristal. De ces indices, nous déduisons la biréfringence  $\Delta n(\vec{E}_\Omega)$  induite par le champ électrique appliqué (déjà explicitée dans la relation 2.27). Par la connaissance des vecteurs propres associés à cette matrice, nous pouvons également déduire les angles  $\Psi_\pm$  entre les deux états propres de polarisation dans le cristal soumis à un champ électrique et l'axe X du nouveau repère :

$$\Psi_\pm = (3 \pm 1)\frac{\pi}{4} - \frac{\alpha_\perp}{2}[\pi] \quad (2.29)$$

Les équations 2.27 et 2.29 font ainsi clairement apparaître que l'amplitude et la direction du champ électrique  $\vec{E}_\perp$  peuvent être déduits de la connaissance précise des deux états propres de polarisation au sein du cristal soumis à ce champ (autrement dit, par la caractérisation de l'état de polarisation de l'onde optique après sa traversée du cristal). Une première étape expérimentale menée par *G. Gaborit* [125] a permis de valider le principe de la mesure en configuration non fibrée. De manière analogue à la configuration expérimentale retenue pour les cristaux anisotropes, il s'agit ici de sonder le cristal isotrope à l'aide d'une polarisation circulaire produite par une lame quart d'onde. Après un aller-retour au sein du cristal soumis au champ électrique, le faisceau laser (dont la polarisation est alors d'une ellipticité quelconque) traverse un analyseur avant d'être focalisé sur une photodiode.  $\vec{E}_\perp$  et  $\alpha_\perp$  sont alors déduits de l'étude de la profondeur de modulation en fonction de l'orientation de l'analyseur, ce dernier permettant de reconstituer la polarisation de l'onde optique à la sortie du cristal.

#### 2.4.2 Réalisation d'une sonde fibrée

L'adjonction d'une fibre à maintien de polarisation complique néanmoins le traitement de l'état de polarisation de l'onde optique. En effet, comme tout élément optique biréfringent, elle induit un déphasage additionnel  $\Delta\phi$  présentant une dépendance en température. A l'instar des sondes fibrées utilisant un cristal anisotrope, il s'agit donc, d'une part, de définir l'arrangement optique correspondant au point de fonctionnement optimal du système de mesure et, d'autre part, de s'affranchir des variations de température affectant  $\Delta\phi$ . Les aspects liés à la résolution de ces problèmes sont largement évoqués dans la thèse de *Y. Gaeremynck* [126]. Il a ainsi été démontré que dans le cas d'une sonde fibrée, l'utilisation d'une polarisation circulaire à l'entrée du cristal isotrope ne permet pas de décorrélérer les effets de la fibre à maintien de polarisation de ceux du champ électrique à mesurer. Il a par ailleurs été démontré [125] qu'une polarisation circulaire était une condition indispensable à l'obtention du point de fonctionnement optimal du système en l'absence de fibre optique. A l'aune de ce paradoxe, il paraît inévitable de trouver un compromis viable. La solution apportée consiste à désorienter légèrement la lame quart d'onde à l'entrée du cristal, afin de produire une polarisation quasi-circulaire. Ainsi, l'écart à l'arrangement

optique garantissant le point de fonctionnement optimal reste marginal et l'introduction d'une légère ellipticité permet de décorréler les effets du champ électrique et ceux de la PMF retour. Il sera alors possible de mettre en place un asservissement permettant de fixer le déphasage induit par la PMF à une valeur correspondant à un maximum de la réponse électro-optique en s'affranchissant des effets de la température. Cet asservissement est réalisé en contrôlant la longueur d'onde d'émission du faisceau laser. Observons à présent plus en détails le principe de fonctionnement du banc optique asservi dédié à la mesure "deux axes" fibrée. La figure 2.10 présente un schéma détaillé du système de mesure développé. Un faisceau laser de polarisation rectiligne émerge de la PMF aller et traverse une lame quart d'onde dont les axes sont orientés à  $\pi/4 + \delta$ , produisant une polarisation quasi-circulaire. Cette dernière va sonder de manière quasiment équilibrée les indices propres du cristal isotrope soumis au champ électrique. Après réflexion sur un miroir diélectrique, le faisceau laser est réinjecté dans la PMF retour. L'expression de la matrice de Jones associée à ce trajet est la suivante :

$$\mathcal{M}_s = \mathcal{M}_f \cdot \text{Rot}_{-\pi/4-\delta} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \text{Rot}_{(\delta-\alpha)} \cdot \mathcal{M}_c \cdot \text{Rot}_{(\alpha-\delta)} \cdot \mathcal{M}_{\lambda/4} \cdot \text{Rot}_{\pi/4+\delta} \cdot \mathcal{M}_f \quad (2.30)$$

Le système d'analyse de l'état de polarisation du faisceau laser en sortie de la PMF retour est constitué de deux voies, respectivement nommées X et Y. Ainsi, le faisceau laser émergent de la PMF retour est séparé physiquement en deux faisceaux à l'aide d'un cube séparateur non polarisant, chacun d'eux étant dédié à l'une des deux voies d'analyse. La voie X est constituée d'une lame quart d'onde orientée à  $45^\circ$  (dans le référentiel du laboratoire) qui précède un prisme de Wollaston. Ce dernier va séparer le faisceau laser en deux faisceaux de polarisations rectilignes croisées, détectés respectivement par les photodiodes PD1 et PD2. La voie Y est, quant à elle, constituée d'une lame demi-onde orientée à  $22,5^\circ$  puis d'un prisme de Wollaston qui va permettre une séparation du faisceau incident en deux faisceaux de polarisations croisées, détectées par les photodiodes PD3 et PD4. A l'aide du formalisme de Jones, il est possible de déterminer la puissance optique normalisée reçue par chacune des quatre photodiodes :

$$\begin{aligned} P_1 &= \frac{1}{2}(1 - \sin 4\delta \sin \Delta\phi) + \frac{\Delta\varphi}{2}(\cos 2\delta \cos \alpha_\perp \cos \Delta\phi + \cos 4\delta \sin \alpha_\perp \sin \Delta\phi) \\ P_2 &= \frac{1}{2}(1 + \sin 4\delta \sin \Delta\phi) - \frac{\Delta\varphi}{2}(\cos 2\delta \cos \alpha_\perp \cos \Delta\phi + \cos 4\delta \sin \alpha_\perp \sin \Delta\phi) \\ P_3 &= \frac{1}{2}(1 + \sin 4\delta \cos \Delta\phi) + \frac{\Delta\varphi}{2}(\cos 2\delta \cos \alpha_\perp \sin \Delta\phi - \cos 4\delta \sin \alpha_\perp \cos \Delta\phi) \\ P_4 &= \frac{1}{2}(1 - \sin 4\delta \cos \Delta\phi) - \frac{\Delta\varphi}{2}(\cos 2\delta \cos \alpha_\perp \sin \Delta\phi - \cos 4\delta \sin \alpha_\perp \cos \Delta\phi) \end{aligned} \quad (2.31)$$

Au regard de la très faible valeur de la biréfringence induite par le champ électrique (et par là même du déphasage  $\Delta\varphi$ ), ces puissances ont été calculées à l'aide d'un développement en série de Taylor à l'ordre 2. Nous constatons alors qu'en fixant la valeur du déphasage induit par la PMF retour  $\Delta\phi$  à  $0[\pi]$  et pour une très faible désorientation de la lame quart d'onde en entrée du cristal ( $\delta \rightarrow 0$ ), les couples de puissances  $P_1$  et  $P_3$  sont respectivement proportionnelles à  $\Delta\varphi \cos \alpha_\perp$  et  $\Delta\varphi \sin \alpha_\perp$ , autrement dit aux composantes  $E_X$  et  $E_Y$  du champ électrique à mesurer. Pour s'affranchir de la composante continue du signal optique reçue sur chaque photodiode, il est

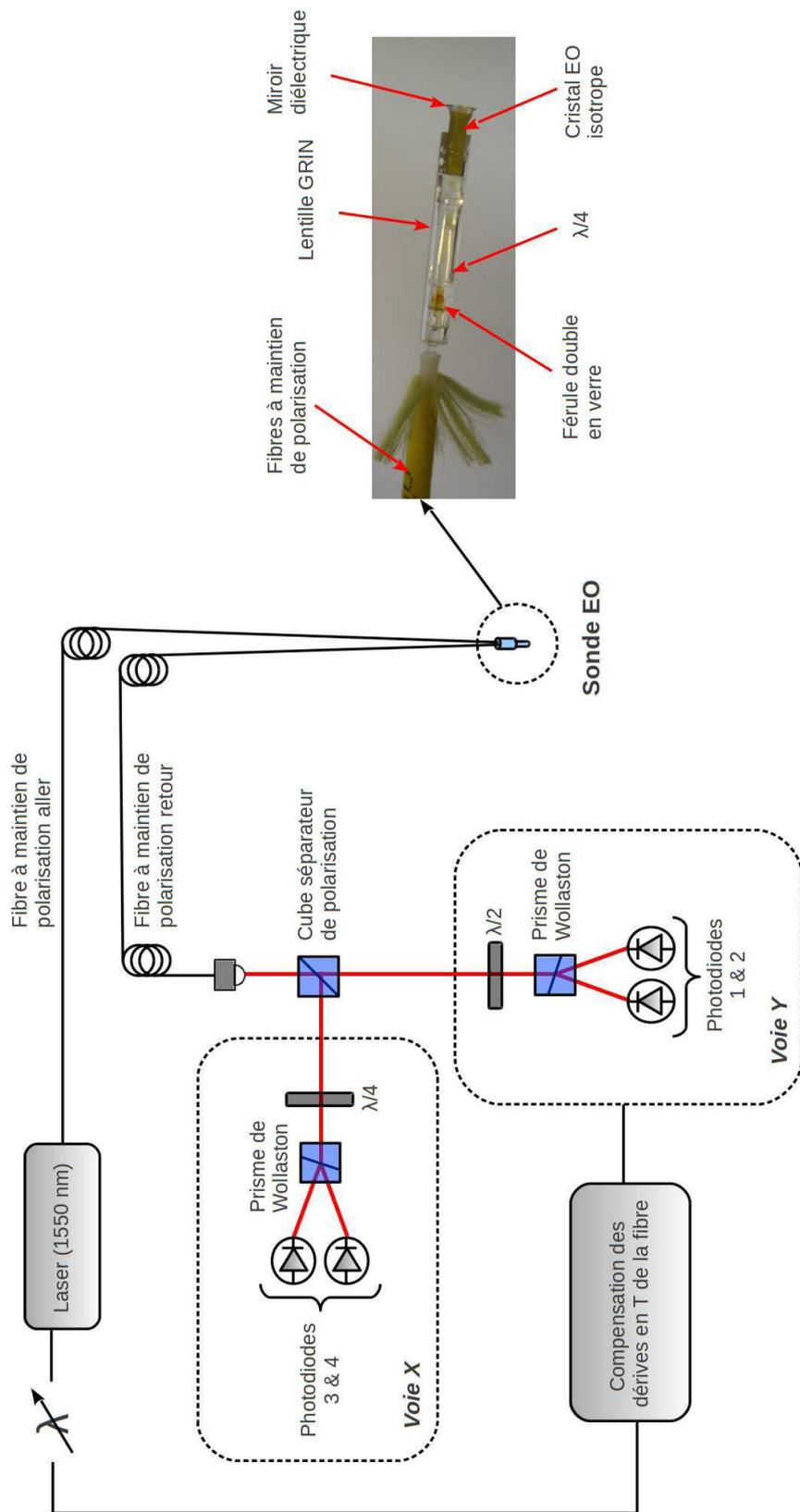


FIGURE 2.10 – Schéma du banc optique et de la sonde électro-optique dédiés à la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique.

possible d'exprimer les différences entre chaque couple de puissances optiques comme suit :

$$\begin{aligned} P_X = P_1 - P_2 = \Delta\varphi \cos \alpha_{\perp} &= \frac{4\pi L_{crist}}{\lambda} \sqrt{2/3} n_0^3 r_{41} \mathbf{E}_X \\ P_Y = P_3 - P_4 = \Delta\varphi \sin \alpha_{\perp} &= \frac{4\pi L_{crist}}{\lambda} \sqrt{2/3} n_0^3 r_{41} \mathbf{E}_Y \end{aligned} \quad (2.32)$$

Ces relations font ainsi clairement apparaître la faisabilité d'une mesure des deux composantes transverses du champ électrique, de manière simultanée, en un même point de l'espace et à l'aide d'un seul cristal électro-optique et d'un unique faisceau sonde. Elles mettent également en exergue plusieurs points cruciaux quant à la marche à suivre pour stabiliser le système de mesure sur son point de fonctionnement optimal et ainsi s'affranchir des effets de la température sur la PMF retour :

- il est fondamental de désorienter la lame quart d'onde afin de ne pas produire une polarisation circulaire parfaite en entrée du cristal électro-optique. En effet, l'introduction d'un angle  $\delta$  permet d'établir une dépendance des puissances optiques détectées par les photodiodes avec le déphasage induit par la PMF retour. Il s'agit donc d'un prérequis indispensable au contrôle des effets de la température sur la fibre.
- l'angle  $\delta$  doit rester très faible, seule condition pour accéder aux composantes transverses  $E_x$  et  $E_y$  du champ électrique avec un minimum d'erreur (sans quoi les approximations effectuées dans la relation 2.32 deviendraient caduques).
- comme dans le cas des sondes basées sur l'utilisation de cristaux anisotropes, le point de fonctionnement optimal du système se traduit par l'égalité respective des couples de puissances optiques  $P_1/P_2$  et  $P_3/P_4$  en l'absence de champ électrique. Cette égalité s'obtient pour  $\Delta\phi = 0[\pi]$ . Afin de garantir cette condition quelque soit les variations de température subies par la PMF retour, il est nécessaire de mettre au point un asservissement.

Ce dernier point est essentiel puisqu'il autorise une mesure stable et reproductible du champ électrique. Le déphasage induit par la traversée de la PMF retour dépend conjointement de la biréfringence de la fibre  $\Delta n_f$  (variant avec la température par effet thermo-optique), de la longueur  $L$  du cristal (paramètre fixe) ainsi que de la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  du faisceau laser :

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_f(T) L \quad (2.33)$$

Il existe donc toujours une valeur de  $\lambda$  permettant de compenser l'effet thermo-optique à l'œuvre au sein de la fibre. Le mécanisme de compensation consiste alors à piloter la longueur d'onde du faisceau laser afin de stabiliser la valeur du déphasage de la PMF retour à  $0[\pi]$ . Plus concrètement, un paramètre de contrôle  $S_{err}$  est défini, correspondant à la différence des puissances optiques  $P_1$  et  $P_2$  en l'absence de champ électrique :

$$S_{err} = P_1(\vec{E} = \vec{0}) - P_2(\vec{E} = \vec{0}) = \sin 4\delta \cos \Delta\phi \quad (2.34)$$

L'asservissement mis en place consiste donc à choisir la longueur d'émission du faisceau laser permettant d'annuler  $S_{err}$ . Par ailleurs, la qualité de cet asservissement est intimement lié à l'obtention d'un contraste satisfaisant sur l'amplitude des variations du paramètre  $S_{err}$  avec la température. Ce contraste est directement lié à  $\delta$ . Comme évoqué plus haut, un compromis sur

la valeur de  $\delta$  doit être trouvée. En effet, il faut le choisir suffisamment grand pour permettre la détection des variations induites par la température sur le paramètre de contrôle en gardant en mémoire qu'une valeur trop élevée conduit à un éloignement du point de fonctionnement optimal et revient donc à introduire une erreur sur la mesure des composantes du champ électrique. A titre d'exemple, il a ainsi été montré qu'une désorientation de la lame quart d'onde en entrée du cristal électro-optique de  $2^\circ$  n'entraînait qu'une très faible erreur (moins de 1%) sur la mesure des composantes  $E_X$  et  $E_Y$  [126].

## 2.5 Définition des grandeurs caractéristiques des sondes développées

L'objectif de cette partie concerne la définition des caractéristiques d'intérêt des capteurs électro-optique développés. Seules sont ici considérées les sondes basées sur la modulation d'état de polarisation. Les aspects théoriques sont d'ailleurs développés dans le cadre plus spécifique de l'utilisation d'un cristal anisotrope mais s'appliquent néanmoins de la même manière à un cristal isotrope.

### 2.5.1 Sensibilité

La sensibilité est définie comme la valeur minimale mesurable du champ électrique correspondant à l'amplitude efficace du bruit intégré sur la bande passante d'analyse du système de mesure. La recherche d'une grande sensibilité passe donc, dans un premier temps, par la discrimination des différentes sources de bruit et de leur impact respectif. Ces sources de bruit sont localisées de part et d'autre du système de mesure puisqu'elles concernent le laser et la chaîne de détection, les éléments optiques intermédiaires ne générant aucun bruit aux fréquences de travail ( $> \text{kHz}$  dans notre cas). La figure 2.11 représente ainsi, sur un schéma simplifié du système de mesure électro-optique, les différentes sources de bruit.

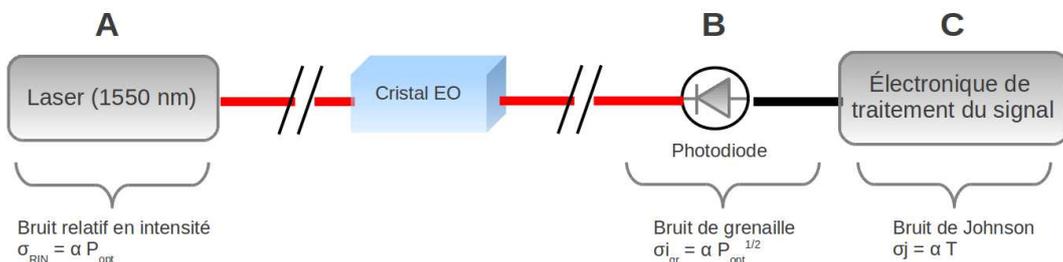


FIGURE 2.11 – Schéma d'identification des différentes sources de bruit dans un capteur électro-optique.

La première source de bruit (notée **A** sur la figure 2.11) provient de l'utilisation d'une diode laser. Celle-ci présente en effet un bruit relatif en intensité (appelé RIN pour "Relative Intensity Noise") qui correspond à un bruit proportionnel au signal. Dans une bande de fréquence  $\Delta f$

autour de la fréquence  $f$ , ce dernier s'écrit :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P} \Delta f}{\langle P \rangle} \quad (2.35)$$

où  $\langle P \rangle$  représentent la puissance optique moyenne du laser.  $S_{\delta P}$  est la densité spectrale de bruit. La valeur du RIN (exprimée en dB/Hz) dépend ainsi de la fréquence et s'intègre sur l'ensemble de la bande d'analyse. Il existe deux contributions à la densité spectrale de bruit d'une diode laser : un bruit en  $1/f$  se manifestant typiquement pour des fréquences inférieures à 100 kHz et un bruit lié à l'émission spontanée qui présente des valeurs faibles sur l'ensemble de la gamme fréquentielle (excepté au voisinage de la fréquence de résonance de la diode laser). Dans le cadre de nos applications, nous utilisons des sources laser très bas bruit, affectées d'un RIN dont les valeurs sont typiquement inférieures à -150 dB/Hz.

Reportons à présent notre attention sur la chaîne de détection, seconde source de bruit du système (notée **B** sur la figure 2.11). Celle-ci est constituée, dans un premier temps, d'une photodiode. Cette dernière permet de convertir la puissance optique incidente  $P_{opt}$  en photo-courant  $i_{ph}$ . La relation reliant ces deux grandeurs est la suivante :

$$i_{ph} = \mathfrak{R} P_{opt} \quad (2.36)$$

où  $\mathfrak{R}$  est la réponse de la photodiode exprimée en A/W. Le bruit associé au fonctionnement des photodiodes s'appelle le bruit de grenaille. Le courant photo-créé résulte d'une série d'événements discrets, à savoir le passage d'électrons individuels en bande de conduction liée à l'absorption un à un des photons incidents. Ces événements surviennent de manière aléatoire et sont donc régis par une approche statistique. La variance du bruit de grenaille s'écrit :

$$\sigma_{igr}^2 = 2e i_{ph} \Delta f \quad (2.37)$$

où  $e$  est la charge de l'électron et  $\Delta f$  constitue la bande d'analyse. Le bruit de grenaille est un bruit parfaitement blanc, donc indépendant de la fréquence. Ce dernier, sur lequel on ne peut agir, est considéré ici comme la limite théorique à atteindre. Il existe, par ailleurs, un autre type de bruit (noté **C** sur la figure 2.11) à l'œuvre au sein de la chaîne de détection : le bruit thermique ou bruit de Johnson. Ce dernier est lié aux éléments résistifs du premier étage d'amplification (comme par exemple la résistance de charge du photo-détecteur ou encore l'électronique associé à l'analyseur de spectre). L'agitation thermique des porteurs de charge est un phénomène aléatoire qui engendre des fluctuations de tension aux bornes de la charge et par là-même de la tension de sortie. Ce bruit, d'origine thermique, existe même en l'absence de tout courant électrique. Il s'exprime par la relation suivante :

$$\sigma_J = 4k_B R T \Delta f \quad (2.38)$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $R$  la résistance du matériau,  $T$  la température et  $\Delta f$  la bande d'analyse. Il s'agit là encore d'un bruit blanc.

Pour l'étude du champ électrique minimal mesurable, nous devons sommer les puissances re-

latives à chacun de ces bruits, moyennant l'hypothèse qu'ils ne sont pas corrélés les uns aux autres. Néanmoins, nous ne considérons par la suite que le bruit de grenaille afin de déterminer la sensibilité théorique ultime du système de mesure. Nous nous plaçons, par ailleurs, dans le cas de la modulation d'état de polarisation décrit précédemment. Ainsi, le photo-courant délivré par la photodiode de la voie de détection s'écrit :

$$i_{ph} = \frac{\Re P_{opt}}{2} \left( 1 + \frac{2\pi L \overrightarrow{\Delta K} \cdot \overrightarrow{E}_\Omega}{\lambda} \right) \quad (2.39)$$

Comme évoqué plus haut, nous définissons le champ électrique minimal mesurable  $E_{min}$  comme la valeur minimale du champ électrique appliqué induisant une déviation égale à l'amplitude efficace du bruit (ici le bruit de grenaille). En se plaçant dans la situation où  $\overrightarrow{\Delta K}$  et  $\overrightarrow{E}_\Omega$  sont colinéaires (configuration pratique correspondant à un maximum de la réponse électro-optique), il vient l'égalité suivante :

$$\sqrt{e \Re P_{opt} \Delta f} = \frac{P_{opt} \Re \pi L \|\overrightarrow{\Delta K}\| E_{min}}{\lambda} \quad (2.40)$$

De là, nous pouvons extraire la valeur du champ électrique minimal mesurable :

$$E_{min} = \frac{\lambda}{\pi L \|\overrightarrow{\Delta K}\|} \sqrt{\frac{e \Delta f}{\Re P_{opt}}} \quad (2.41)$$

Cette expression est particulièrement importante dans la mesure où elle fournit de précieuses informations pour optimiser la sensibilité du système de mesure. L'obtention d'une meilleure sensibilité passe donc, d'une part, par la gestion de certains paramètres expérimentaux (comme la puissance optique  $P_{opt}$  ou encore la bande d'analyse  $\Delta f$ ), et d'autre part, par le choix judicieux de certains paramètres du cristal électro-optique utilisé (en l'occurrence sa longueur  $L$  et l'amplitude de son vecteur sensibilité  $\|\overrightarrow{\Delta K}\|$ ). Les aspects concernant les propriétés optiques et électro-optiques des cristaux feront l'objet d'une double étude (à la fois bibliographique et expérimentale) au cours du chapitre suivant. Ils sont en effet fondamentaux pour élaborer une figure de mérite permettant de statuer sur l'adéquation des cristaux avec les applications visées.

## 2.5.2 Champ maximal mesurable et dynamique

Une autre donnée d'intérêt concernant le système de mesure est le champ électrique maximal mesurable. Sa valeur constitue la borne supérieure de la dynamique de mesure (bornée inférieurement par  $E_{min}$ ). Dans l'expression 2.40 du photo-courant délivré par la photodiode, nous nous sommes placés dans l'approximation des petits déphasages, permettant une simplification du paramètre  $\sin \varphi_E$  en  $\varphi_E$ . Cette approximation nous a permis de définir une relation linéaire entre le champ électrique à mesurer et le photo-courant. Le champ électrique maximal mesurable  $E_{max}$  s'obtient en se positionnant à la limite de la zone de linéarité, définie conventionnellement à 1 dB de compression (se traduisant par un écart de 1 dB entre la courbe réelle, qui correspond à une sinusoïde, et la droite représentant la linéarité de la réponse de la photodiode vis-à-vis de

$\varphi_E$  et donc du champ électrique appliqué) :

$$\frac{\sin \varphi_{E_{max}}}{\varphi_{E_{max}}} = \frac{1}{10^{1/20}} \quad (2.42)$$

La résolution de cette équation conduit à l'expression du champ électrique maximal mesurable :

$$E_{max} = 0,41 \frac{\lambda}{\pi L \|\Delta \vec{K}\|} \quad (2.43)$$

Des expressions respectives de  $E_{min}$  et  $E_{max}$ , il est à présent possible de déduire l'expression de la dynamique de mesure  $Dyn$  :

$$Dyn = 20 \log_{10} \left( \frac{E_{max}}{E_{min}} \right) \quad (2.44)$$

En exploitant les relations 2.41 et 2.43, il vient alors :

$$Dyn = 20 \log_{10} \left( 0,41 \sqrt{\frac{\Re P_{opt}}{e \Delta f}} \right) \quad (2.45)$$

Il est important de noter que la dynamique ne dépend d'aucune des caractéristiques de l'élément de transduction ni de la longueur d'onde du laser. Elle est principalement liée aux paramètres de la chaîne de détection, qui sont donc déterminants pour obtenir une grande dynamique de mesure. La gamme des amplitudes de champs électriques accessibles est liée quant à elle aux propriétés du transducteur électro-optique. Ainsi, comme le résume la figure 2.12, la dynamique de mesure ne varie pas d'un cristal à un autre. Seules les valeurs des champs électriques  $E_{min}$  et  $E_{max}$  seront affectées par le choix du cristal électro-optique : un cristal présentant un vecteur sensibilité de grande amplitude permettra d'obtenir une grande sensibilité de mesure tandis qu'un cristal moins performant permettra de mesurer des champs électriques de plus forte amplitude.

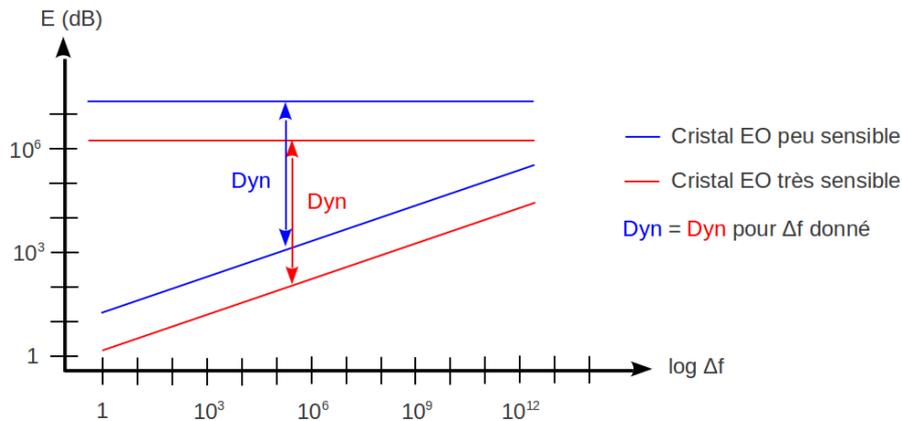


FIGURE 2.12 – Courbes qualitatives représentant les champs électriques minimum et maximum mesurables au sein du cristal électro-optique en fonction de la bande passante. Les tendances sont données pour un cristal très sensible (courbes rouges) et pour un cristal peu sensible (courbes bleues).

### 2.5.3 Réponse fréquentielle

Nous nous proposons à présent d'étudier le comportement fréquentiel de la réponse du système électro-optique. Il s'agit, pour cela, de définir les différents éléments influant sur la bande passante globale du capteur. Les limitations sur la bande passante ont principalement trois origines :

- la bande passante de la chaîne de détection
- la bande passante liée au temps de vie des photons dans le cristal électro-optique
- le temps caractéristique de l'effet électro-optique

La bande passante de la chaîne de détection est principalement limitée par celle de la photodiode utilisée. Le comportement fréquentiel de cette dernière est comparable à celui d'un filtre passe-bas du premier ordre. Il existe, à l'heure actuelle, des modèles commerciaux présentant des fréquences de coupure de plus de 70 GHz (exemple des photodiodes  $U^2T$  XPDV3120R), excédant ainsi largement les gammes fréquentielles des applications visées dans le cadre de cette thèse. Outre le photo-détecteur, l'emploi d'un éventuel amplificateur peut également conduire à des limitations dans la gamme fréquentielle d'utilisation de l'appareil.

D'autre part, une seconde limitation forte est liée à la bande passante correspondant au temps de vie des photons au sein du cristal électro-optique. Cette bande passante s'obtient par transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du cristal. Dans le cas d'un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation, cette dernière s'apparente à un créneau temporel correspondant au temps de traversée effectif du cristal par les photons :

$$\tau = \frac{2nL}{c} \quad (2.46)$$

La fréquence de coupure associée se détermine donc par transformée de Fourier de ce créneau temporel. Il vient alors :

$$f_c = \frac{0,443c}{2nL} \quad (2.47)$$

Remarquons que dans la zone plate de la réponse fréquentielle, le champ électrique à mesurer peut être considéré comme quasi-statique au regard du temps de parcours de l'onde optique au sein du cristal. Il est également nécessaire de mettre l'accent sur le fait que la bande passante est inversement proportionnelle à la longueur du cristal. Or, nous avons souligné précédemment le rapport de proportionnalité entre la sensibilité et la longueur du cristal. Ainsi, un cristal dont la longueur serait doublée verrait sa sensibilité accrue d'un facteur deux tandis que la bande passante serait divisée par deux. A partir de ces considérations, il est d'ailleurs possible de définir une longueur optimale du cristal telle que :

$$L_{opt} = \frac{0,443c}{2nf_c} \quad (2.48)$$

Cette longueur, permet alors de définir, à partir des expressions 2.41 et 2.43, les champs optimaux extrêmes mesurables :

$$E_{min}^{opt} = \frac{2nf_c\lambda}{\pi\|\Delta\vec{K}\|_0, 443c} \sqrt{\frac{e\Delta f}{\Re P_{opt}}} \quad (2.49)$$

$$E_{max}^{opt} = 0,82 \frac{nf_c\lambda}{\pi\|\Delta\vec{K}\|_0, 443c}$$

La figure 2.13 présente l'évolution de la sensibilité optimale de mesure en fonction de la bande passante, pour des bandes d'analyse respective de 1 Hz (cas des signaux CW) ou prise égale à la bande passante ( $\Delta f = f_c$ , cas des signaux temporels).

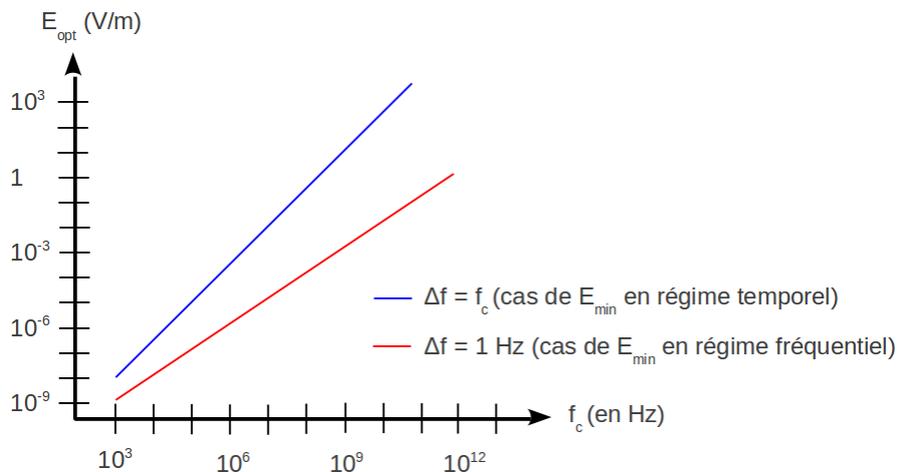
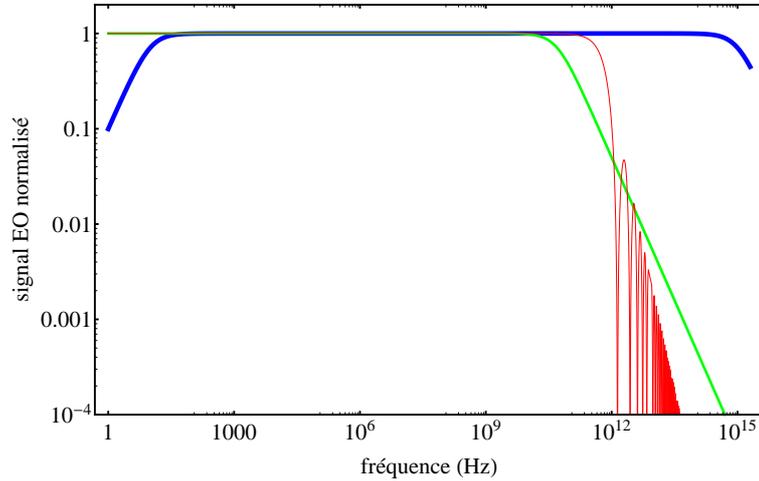


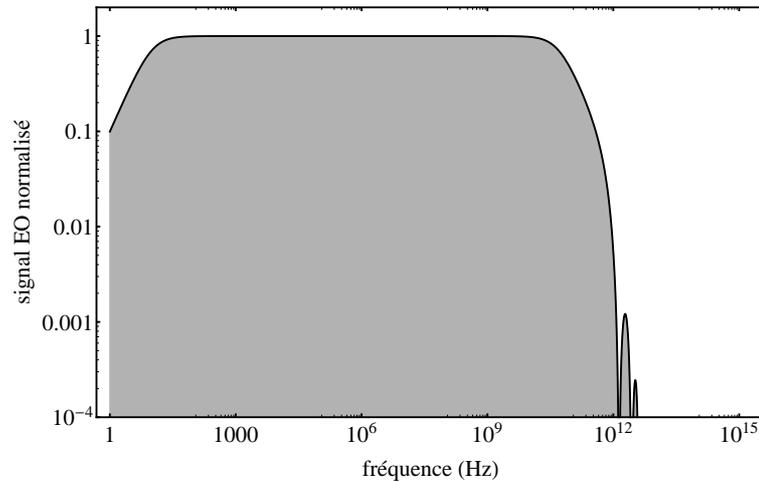
FIGURE 2.13 – Courbes représentant la sensibilité optimale de mesure en fonction de la bande passante, pour des bandes d'analyse de 1 Hz (courbes rouges) ou prise égale à la bande passante (courbes bleues).

Le dernier facteur d'influence de la bande passante globale du système de mesure est lié au temps caractéristique de l'effet Pockels. Celui-ci ne présente pas de limitations pénalisantes pour les applications visées puisque la fréquence de coupure qui lui est associée est de l'ordre d'une dizaine de Téraherz. Il présente également une fréquence de coupure basse située entre quelques Hz et plusieurs kHz selon les cristaux, traduisant une dégradation des performances électro-optiques à basse fréquence. Cette coupure basse est liée à la présence de zones de charges d'espace dues à des impuretés chargées au sein du cristal. Selon leur densité et leur mobilité intrinsèque, ces impuretés peuvent écranter de manière plus ou moins conséquente le champ électrique à mesurer.

La figure 2.14 présente, à partir des bandes passantes associées à chacun des facteurs précédemment évoqués, la bande passante globale du système de mesure. Nous avons jusqu' alors considéré un cas idéal, où la réponse en fréquence du capteur électro-optique est plate sur l'ensemble de sa gamme fréquentielle d'utilisation. Cette supposition est valide dans le cas de cristaux non piézoélectriques. Néanmoins, une majorité d'entre eux sont le théâtre de phénomènes de résonances piézoélectriques survenant dans une bande fréquentielle de quelques centaines de kHz à plusieurs MHz selon leurs dimensions. Ces résonances se traduisent par une exaltation des coefficients électro-optiques, impliquant ainsi une sensibilité de mesure accrue à certaines fréquences bien précises. Ces aspects seront abordés plus en détails au cours du chapitre suivant.



a)



b)

FIGURE 2.14 – Bande passante théorique d'un système de mesure électro-optique basé sur la modulation d'état de polarisation. a) Bande passante de chaque facteur limitant : bande passante lié au temps d'établissement de l'effet Pockels (courbe bleue, présentant une fréquence de coupure basse de 10 Hz et une fréquence de coupure haute de  $10^{15}$  Hz), bande passante de la photodiode (courbe verte, présentant une fréquence de coupure de 50 GHz), bande passante liée au temps de vie des photons au sein du cristal électro-optique (courbe rouge, établie pour un cristal d'une longueur de  $100\ \mu\text{m}$  et dont l'indice de réfraction vaut 2,18). b) Bande passante globale du système de mesure, déduite des trois précédentes.

## Chapitre 3

# Choix et caractérisation des cristaux électro-optiques

### 3.1 Détermination des candidats potentiels

#### 3.1.1 Critères de sélection

La mesure du champ électrique et de la température au sein d'un milieu biologique impose que le choix du cristal électro-optique soit une étape capitale dans la réalisation d'une sonde dédiée à des expérimentations en bioélectromagnétisme. Il doit répondre d'une part, aux contraintes spécifiques des milieux biologiques et d'autre part, il doit permettre une mesure précise et non perturbatrice. En ce qui concerne la mesure du champ électrique, il doit être non absorbant, autrement dit présenter une plage de transparence large autour de la longueur d'onde de travail. Sa variation d'indice avec le champ électrique à mesurer doit être significative, ce qui implique des coefficients électro-optiques élevés. En effet, la recherche d'une meilleure sensibilité de mesure passe par l'efficacité électro-optique du cristal (se traduisant par un vecteur sensibilité de grande amplitude et donc par une profondeur de modulation des indices de réfraction plus importante). D'autre part, la sonde ne doit pas présenter d'éléments métalliques afin de ne pas perturber le champ électrique à mesurer. À ce titre, les capteurs actuellement développés par la société Kapteos sont entièrement diélectriques. La permittivité du cristal est également un paramètre crucial. Le contraste de permittivité entre le milieu biologique et le cristal entraîne une réduction ou une concentration du champ dans le cristal (champ mesuré) relativement au champ extérieur (champ que l'on souhaite mesurer). La permittivité du cristal doit être la plus proche possible de celle du milieu biologique d'étude afin de minimiser la déviation des lignes de champ à l'interface entre le capteur et le milieu et, par voie de conséquence, d'obtenir une mesure de très faible invasivité. La compréhension du comportement diélectrique des milieux biologiques et la discrimination de ses paramètres pertinents (permittivité et conductivité) prend alors tout son sens. Les courbes trouvées dans la littérature, présentant les permittivités des différents tissus sur un large spectre de fréquences, fournissent des renseignements précieux quant au choix du cristal le plus adapté. Le premier chapitre s'est attaché à décrire le comportement diélectrique des milieux biologiques et à fournir quelques courbes illustrant son évolution fréquentielle. À titre d'exemple, le tantalate de lithium ( $\text{LaTiO}_3$ ) possède une permittivité de 42, valeur assez proche

de la permittivité des solutions ioniques utilisées dans les fantômes pour les expérimentations *in vivo*, ou dans les boîtes de Pétri, dans le cas des expérimentations *in vitro*.

Dans le cas de la mesure en température, le cristal électro-optique doit présenter une bonne sensibilité en température. En d'autres termes, sa variation d'indice en fonction de la température doit être élevée. Les paramètres d'intérêt pour optimiser la sensibilité en température des sondes sont donc les coefficients thermo-optiques des cristaux électro-optiques. De plus, afin d'être adaptée à la mesure en milieu biologique et d'avoir la plus faible inertie thermique, la sonde doit présenter de très faibles dimensions.

L'ensemble de ces caractéristiques permettront de choisir, parmi les candidats potentiels, les cristaux offrant les meilleures performances pour les applications visées. Les cristaux retenus seront ensuite validés expérimentalement : détermination des indices de réfraction et de leur coefficient thermo-optique associé et caractérisation des coefficients électro-optiques d'intérêt sur une large bande fréquentielle. Des montages spécifiques seront réalisés pour établir chacun de ses paramètres sur une grande plage de fréquence (de quelques Hz jusqu'à quelques GHz) correspondant à la plage d'utilisation des sondes. Outre la simple nécessité de contrôler ces paramètres d'intérêt, la littérature ne fournit pas toujours une liste de valeurs exhaustive, à haute fréquence et pour une longueur d'onde de travail centrée à 1550 nm. Le tableau 3.1 fournit la liste des cristaux électro-optiques présélectionnés (isotropes et anisotropes), sur la base d'une large investigation bibliographique.

Cristaux isotropes	Cristaux anisotropes
CdTe	LiTaO <sub>3</sub>
ZnTe	LiNbO <sub>3</sub>
BSO	SBN :61
BGO	BaTiO <sub>3</sub>
InP	Sn <sub>2</sub> P <sub>2</sub> S <sub>6</sub>
GaAs	BNN

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des différents cristaux (isotropes et anisotropes) présélectionnés.

### 3.1.2 Établissement d'une figure de mérite pour la mesure du champ électrique

La formalisation d'une figure de mérite pertinente pour la mesure du champ électrique débute par la discrimination préalable des grandeurs physiques qui interviennent dans le processus de transduction. Dans le cas d'une sonde électro-optique, les deux aspects majeurs à prendre en compte sont l'efficacité électro-optique, définie par le vecteur sensibilité, et la relation existant entre les permittivités diélectriques respectives des milieux en regard (en l'occurrence le cristal et le milieu biologique). Nous ne nous intéressons donc ici qu'aux seuls paramètres intrinsèques aux cristaux électro-optiques. Les paramètres extrinsèques (comme la longueur du cristal) ne sont donc pas pris en compte.

Abordons, dans un premier temps, l'influence des permittivités diélectriques du cristal et des milieux biologiques sur la mesure du champ électrique. Il est utile de rappeler que le champ

électrique réellement mesuré est celui qui règne à l'intérieur du cristal et non le champ électrique extérieur en l'absence de sonde (l'objet de la mesure). Deux paramètres influent principalement sur l'existence de ce ratio champ interne/champ externe à mesurer : la géométrie du capteur d'une part et le contraste de permittivité entre le cristal et le milieu ambiant d'autre part. En ce qui concerne la géométrie du cristal, les travaux menés par G. Gaborit lors de sa thèse [128] ont montré, sur la base de calculs d'électrostatique dans les milieux diélectriques, l'importance conjointe d'utiliser un cristal très fin (afin de minimiser les perturbations induites sur le champ électrique à mesurer) et de forme cylindrique (forme optimale qui garantit une conservation de la direction du champ électrique et permet également de s'affranchir des effets de pointes inhérents à l'utilisation de géométries cubiques). Afin d'appréhender au mieux les effets du ratio entre le champ électrique interne au cristal et le champ électrique externe à mesurer, nous nous plaçons dans le cas simple d'un cristal électro-optique de forme cylindrique et de longueur infinie placé entre deux électrodes planes. L'équation de Poisson, dans le cas d'un milieu sans charge, s'écrit :

$$\Delta V = 0 \quad (3.1)$$

La résolution de cette équation, dans le cas d'un cristal de forme cylindrique, peut se restreindre à un simple problème dont la symétrie de révolution autorise un traitement analytique en deux dimensions. Dans un repère cylindro-polaire, la solution générale d'une telle équation peut s'exprimer ainsi :

$$V(r, \theta) = (Br + \frac{A}{r}) \cos \theta \quad (3.2)$$

Le champ électrique dérive du potentiel  $V$  :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}} V \quad (3.3)$$

En injectant 3.2 dans 3.3 et en résolvant les équations de continuité du champ à l'interface entre le cristal électro-optique et le milieu biologique [131], il vient alors :

$$\vec{E}_{crist} = \frac{2\varepsilon_{bio}}{\varepsilon_{bio} + \varepsilon_{crist}} \vec{E}_{bio} \quad (3.4)$$

où  $\vec{E}_{crist}$  et  $\vec{E}_{bio}$  désignent respectivement le champ électrique au sein du cristal et du milieu biologique.  $\varepsilon_{crist}$  et  $\varepsilon_{bio}$  sont les permittivités diélectriques associées à chaque milieu. L'obtention de la plus grande sensibilité de mesure associée à l'exigence d'une sonde non perturbatrice conduit à rechercher l'égalité entre  $\vec{E}_{crist}$  et  $\vec{E}_{bio}$ . Au regard de la relation 3.4, cette condition est remplie lorsque  $\varepsilon_{crist} = \varepsilon_{bio}$ . Trois cas sont à considérer :

- $\varepsilon_{crist} > \varepsilon_{bio}$  : nous assistons alors à une déformation des lignes de champ qui contournent le cristal électro-optique conduisant à l'inégalité  $\vec{E}_{crist} < \vec{E}_{bio}$
- $\varepsilon_{crist} < \varepsilon_{bio}$  : les lignes de champ convergent au sein du cristal, créant un renforcement du champ électrique intra-cristal, mais engendrant du même coup une déplétion du champ électrique ambiant.
- $\varepsilon_{crist} = \varepsilon_{bio}$ , les lignes de champ traversent le cristal sans aucune déformation, ce dernier est parfaitement "transparent" d'un point de vue diélectrique (cas idéal)

Afin de prendre en compte l'exigence d'une minimisation des perturbations engendrées par le cristal électro-optique sur le champ électrique à mesurer, nous redéfinissons le ratio entre  $\vec{E}_{crist}$  et  $\vec{E}_{bio}$  par la fonction  $f(\varepsilon_{crist})$  :

$$f(\varepsilon_{crist}) = \frac{2 \min[\varepsilon_{crist}, \varepsilon_{bio}]}{\varepsilon_{crist} + \varepsilon_{bio}} \quad (3.5)$$

Nous nous proposons, pour élaborer une figure de mérite réaliste, de fixer à 40 la valeur de la permittivité associée aux milieux biologiques. Cette valeur n'est pas anodine puisqu'elle correspond à la permittivité des solutions biologiques utilisées dans les fantômes anthropomorphiques dédiés aux expérimentations en dosimétrie radiofréquence. La figure 3.1 confronte l'évolution de la fonction  $f$  avec le ratio réel entre  $\vec{E}_{crist}$  et  $\vec{E}_{bio}$ .

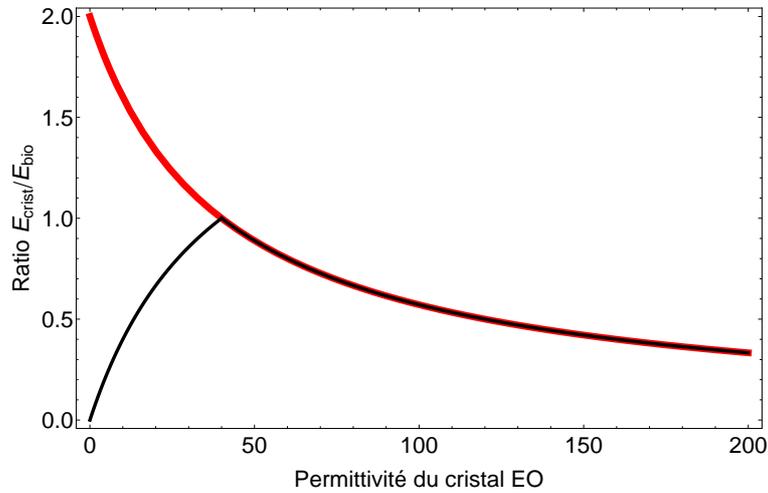


FIGURE 3.1 – Profil du rapport théorique champ électrique intra-cristal/champ ambiant (courbe rouge) accompagné d'une modification destinée à prendre en compte les perturbations engendrées sur le champ électrique à mesurer.

La courbe noire intègre ainsi la notion de "contraste diélectrique minimum", par inversion de la courbe théorique rouge sur la portion correspondant au renforcement du champ électrique au sein du cristal électro-optique.

La seconde étape nécessaire à l'élaboration d'une figure de mérite dédiée à la mesure du champ électrique concerne l'évaluation de l'efficacité électro-optique des cristaux. Il s'agit plus précisément d'étudier les directions privilégiées pour lequel le vecteur sensibilité présente un maximum d'amplitude. Les calculs sont conduits à partir des valeurs des indices de réfraction et des coefficients électro-optiques disponibles dans la littérature. Ainsi, pour chaque cristal présélectionné sur la base d'une recherche bibliographique, une représentation en trois dimensions du vecteur sensibilité est effectuée. Chaque figure fait apparaître à la fois l'amplitude de ce vecteur et, par ailleurs, l'angle  $\Lambda$  entre le vecteur d'onde de l'onde optique  $\vec{k}_w$  et le vecteur sensibilité  $\vec{\Delta K}$ . L'angle  $\Lambda$  est tracé sous la forme de courbes de niveaux s'étalant de 0 à 90°, définies par une échelle de couleurs spécifique. Trois configurations particulières sont alors mises en lumière :

- la couleur violette est employée pour désigner  $\Lambda = 0^\circ$  : il est possible d'accéder à la

- composante du champ électrique colinéaire au vecteur d'onde  $\vec{k}_w$
- la couleur rouge est utilisée pour visualiser l'égalité  $\Lambda = 90^\circ$  : il est possible d'accéder aux deux composantes du champ électrique transverses au vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  par une rotation de  $90^\circ$  du cristal électro-optique
- la couleur verte correspond à l'égalité  $\Lambda = 54,74^\circ$  : il est alors possible d'accéder aux trois composantes du champ électriques (par rotations successives de  $60^\circ$  du cristal) qui forment chacune un angle de  $54,74^\circ$  avec le vecteur d'onde  $\vec{k}_w$ .

L'épaisseur des traits de couleurs utilisés pour représenter chaque configuration particulière désigne l'étendue de surface occupée entre les courbes de niveaux  $\Lambda - 2^\circ$  et  $\Lambda + 2^\circ$ . Ce paramètre est important dans la mesure où une épaisseur conséquente traduira une faible dépendance de la sensibilité de mesure aux erreurs d'orientation (écarts aux valeurs nominales des coordonnées  $\theta$  et  $\varphi$  utilisées pour définir la coupe cristalline).

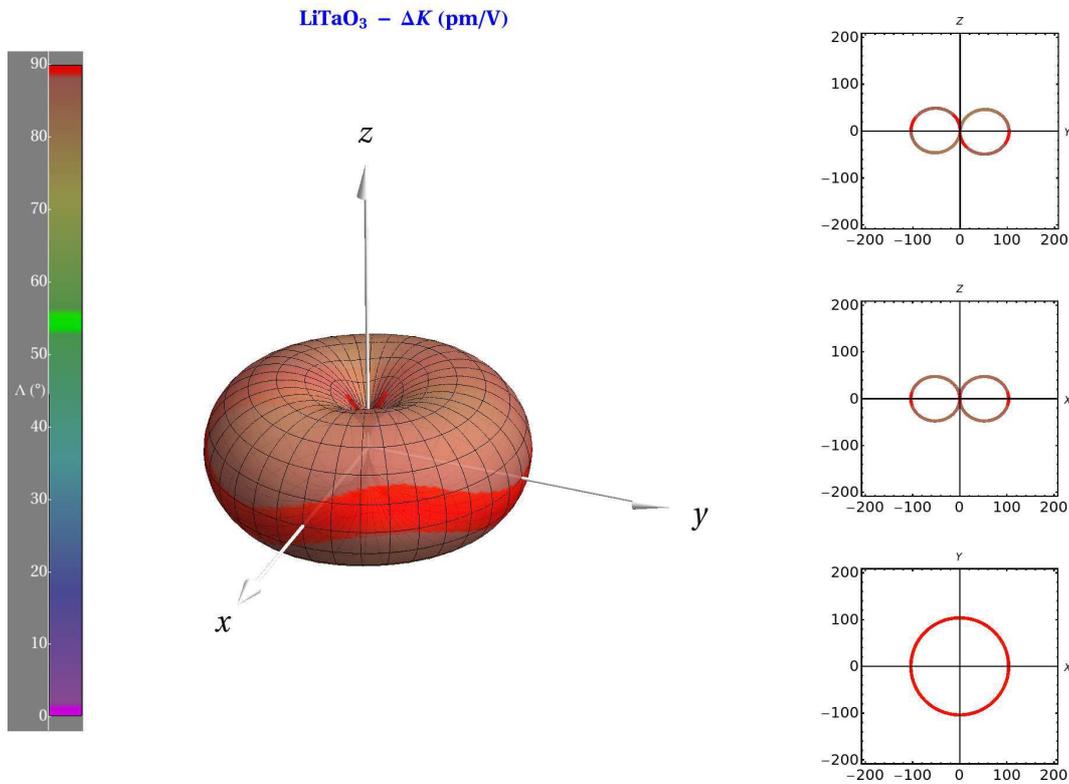


FIGURE 3.2 – Représentation tridimensionnelle de l'amplitude du vecteur sensibilité  $\Delta\vec{K}$  du LiTaO<sub>3</sub> et de l'angle  $\Lambda$  qu'il forme avec le vecteur d'onde  $\vec{k}_w$ . Les coupes dans les plans principaux sont également présentées. L'amplitude du vecteur sensibilité est exprimée en  $\text{pm.V}^{-1}$ .

Ces figures peuvent se décliner selon trois versions : deux d'entre elles dédiées respectivement aux vecteurs  $\vec{K}_+$  et  $\vec{K}_-$ , associés aux indices  $n_+$  et  $n_-$  (cas de figure où le cristal électro-optique est employé comme modulateur d'amplitude ou de phase) et une troisième dédiée au vecteur  $\Delta\vec{K}$ , associé à la différence d'indices de réfraction  $n_+ - n_-$  (cas de figure où le cristal est utilisé comme modulateur d'état de polarisation). Nous ne nous intéressons par la suite qu'à cette dernière configuration puisque nous avons fait le choix de développer un capteur basé sur la modulation d'état de polarisation. L'objectif principal consiste alors à rechercher les coupes cristallines de coordonnées  $(\theta, \varphi)$  pour lesquelles nous obtenons l'une des trois valeurs particulières de  $\Lambda$  avec la plus grande

amplitude du vecteur sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}$  associé. Il est, par ailleurs, important de privilégier des coupes cristallines où le maximum du vecteur sensibilité correspond à une zone topologique non pointue des courbes représentatives, afin de s'affranchir au mieux des effets relatifs aux possibles erreurs d'orientation. La figure 3.2 illustre la représentation 3D du vecteur sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}$  du tantalate de lithium. Elle laisse entrevoir une utilisation intéressante du cristal lorsque  $\Lambda = 90^\circ$ . En effet, dans ce cas de figure, nous obtenons un maximum d'amplitude du vecteur sensibilité dans une zone large présentant une importante insensibilité aux erreurs d'orientation de coupe cristalline. Ainsi, pour une direction du faisceau laser selon l'axe x (correspondant à la direction  $\langle 100 \rangle$  du cristal de  $\text{LiTaO}_3$ ), le vecteur sensibilité est orthogonal au vecteur d'onde de l'onde optique : le cristal est alors sensible aux deux composantes du champ électrique (situées dans le plan transverse ( $yOz$ )) par rotation de  $90^\circ$  de la sonde autour de son axe de symétrie de révolution. Les représentations tridimensionnelles relatives aux autres cristaux présélectionnés sont présentées en annexe. Pour effectuer les calculs nécessaires à ces représentations, nous avons utilisé les valeurs des indices de réfractifs à 1550 nm, longueur d'onde d'émission des diodes lasers employées dans les capteurs développés. Les coefficients électro-optiques ont été choisis à cette même longueur d'onde et nous avons, par ailleurs, privilégié les valeurs à haute fréquence (valeurs prises aux fréquences supérieures à celles des résonances piézoélectriques du cristal) lorsqu'elles étaient disponibles dans la littérature. La figure 3.3 présente, pour chaque cristal, les différentes valeurs de l'amplitude du vecteur sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}$  associé aux trois configurations d'intérêt ( $\Lambda = 0, 54,74$  et  $90^\circ$ ).

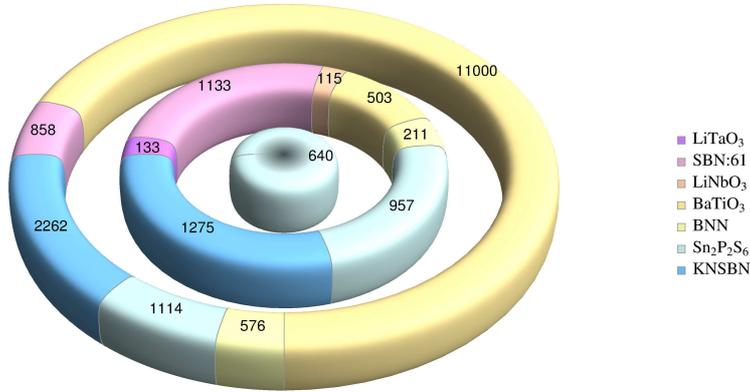


FIGURE 3.3 – Amplitude du vecteur sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}$  pour  $\Lambda = 0^\circ$  (disque central),  $\Lambda = 90^\circ$  (premier anneau) et  $\Lambda = 54,74^\circ$  (second anneau). Les valeurs sont exprimées en  $\text{pm.V}^{-1}$ .

Pour analyser les mérites respectifs de chacun de ces cristaux, il est nécessaire d'établir une relation permettant de quantifier leur aptitude à mesurer le champ électrique avec une grande sensibilité. Cette figure de mérite doit prendre en compte l'amplitude du vecteur sensibilité ainsi que la notion de contraste diélectrique entre le cristal et les milieux biologiques étudiés :

$$FM_{EO}(w, \lambda) = \|\overrightarrow{K}^+(w, \lambda) \frac{2 \min[\varepsilon_{bio}(w), \varepsilon_{cristal}^+(w)]}{\varepsilon_{cristal}^+(w) + \varepsilon_{bio}(w)} - \overrightarrow{K}^-(w, \lambda) \frac{2 \min[\varepsilon_{bio}(w), \varepsilon_{cristal}^-(w)]}{\varepsilon_{cristal}^-(w) + \varepsilon_{bio}(w)}\| \quad (3.6)$$

où  $\overrightarrow{K}^+(w, \lambda)$  et  $\overrightarrow{K}^-(w, \lambda)$  sont les vecteurs sensibilité, associés aux indices  $n_+$  et  $n_-$ .  $\varepsilon_{cristal}^+(w)$  et  $\varepsilon_{cristal}^-(w)$  sont les valeurs de permittivité extraites du tenseur et associées aux indices  $n_+$  et

$n_-$ . Cette figure de mérite n'est applicable qu'aux cristaux anisotropes. À ce stade, de nombreux cristaux semblent pertinents. Néanmoins, certains ont été écartés. Le  $\text{BaTiO}_3$ , malgré un vecteur sensibilité d'une amplitude remarquable, présente deux désavantages majeurs. Tout d'abord, il possède une anisotropie diélectrique très importante, augurant d'une déformation du champ électrique à mesurer à l'interface avec le milieu biologique. Par ailleurs, il est le siège d'une transition de phase tétragonale  $\rightarrow$  orthorhombique vers  $10^\circ\text{C}$ , très proche de la température d'utilisation du capteur. Ce changement de phase implique un changement de tenseur  $[r_{ij}]$ , et donc de la figure de mérite électro-optique du cristal. Certains cristaux, à l'instar du BNN, du KNSBN ou du  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , ne sont pas disponibles commercialement, impliquant des processus de croissance cristallographique peu maîtrisés et, par voie de conséquence, des performances électro-optique peu reproductibles. Deux cristaux sont encore en lice : le niobate de lithium et le tantalate de lithium. Le calcul de leur figure de mérite donne respectivement 102 et 134  $\text{pm}\cdot\text{V}^{-1}$ . Au regard de ces valeurs, le tantalate de lithium semble être plus performant que le niobate de lithium. De plus, il présente une très faible anisotropie diélectrique aux hautes fréquences (LT :  $\varepsilon_a = 42,6$ ,  $\varepsilon_c = 42,8$ ; LN :  $\varepsilon_a = 43$ ,  $\varepsilon_c = 28$ ).

Nous n'avons considéré jusqu'à maintenant que des cristaux anisotropes. Dans le cas des cristaux isotropes, la représentation tridimensionnelle des vecteurs sensibilités  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$  est grandement simplifiée. En effet, en raison de l'unicité du tenseur électro-optique associé à ces cristaux, les courbes sont toutes semblables, à un facteur d'amplitude près. La figure 3.4 illustre les formes tridimensionnelles générales associées à chacun des deux vecteurs sensibilités.

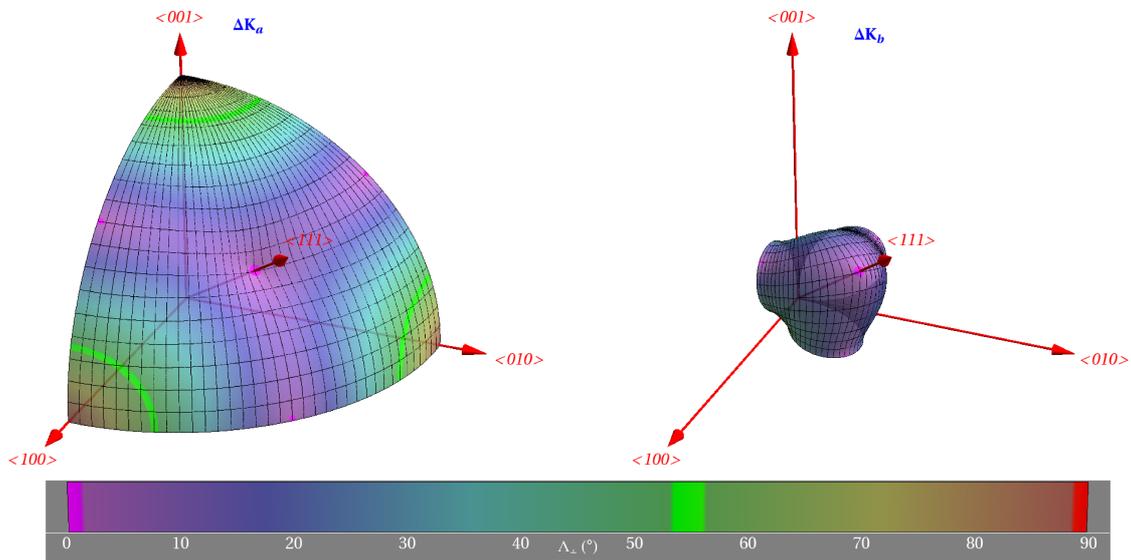


FIGURE 3.4 – Représentation tridimensionnelle des vecteurs sensibilités  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$  définis pour tous les cristaux isotropes.

Conformément aux considérations théoriques évoquées au cours du chapitre précédent, nous constatons l'égalité  $\|\overrightarrow{\Delta K}_a\| = \|\overrightarrow{\Delta K}_b\|$  dans le cas d'une coupe  $\langle 111 \rangle$ , traduisant ainsi la faculté du cristal à mesurer simultanément les composantes transverses du champ électrique avec la même sensibilité. Dans ce cas particulier, il est possible de définir la figure de mérite électro-

optique comme suit :

$$FM_{EO} = \frac{2 \min[\varepsilon_{crist}, \varepsilon_{bio}]}{\varepsilon_{bio} + \varepsilon_{crist}} \|\overrightarrow{\Delta K_a}\| = \frac{2\sqrt{2/3}n_o^3r_{41} \min[\varepsilon_{crist}, \varepsilon_{bio}]}{\varepsilon_{bio} + \varepsilon_{crist}} \quad (3.7)$$

Suite à une recherche bibliographique importante, le cristal retenu est le BSO (Oxyde de Bismuth et de Silicium). Comme le montre la figure 3.5, c'est celui dont la valeur de la figure de mérite est la plus grande. Par ailleurs, il est parfaitement transparent à 1550 nm et ses caractéristiques physico-chimiques sont parfaitement adaptées à celles des milieux biologiques (insolubilité, non toxicité, ...). Tout comme le tantalate de lithium, il sera présenté plus en détails au cours de ce chapitre.

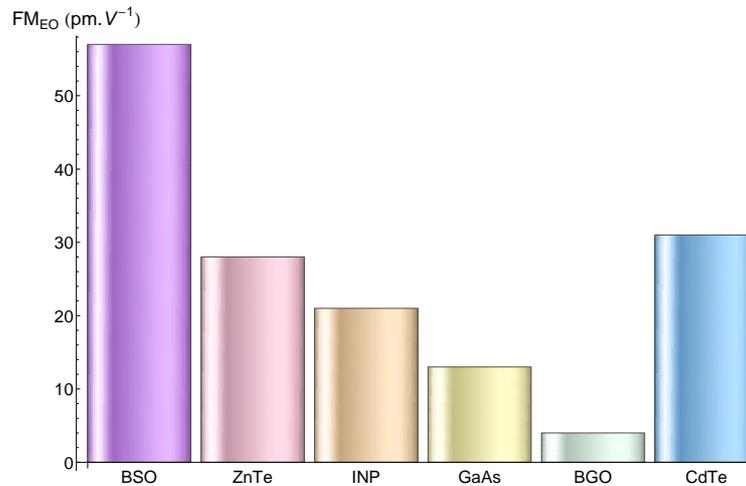


FIGURE 3.5 – Comparaison des différentes figures de mérite des cristaux électro-optiques isotropes.

### 3.1.3 Établissement d'une figure de mérite pour la mesure de la température

Nous ne nous intéressons qu'aux seuls cristaux anisotropes pour établir une figure de mérite en température. Il a en effet été démontré précédemment que les cristaux isotropes utilisés en configuration de modulation d'état de polarisation étaient insensibles aux effets de la température. Deux facteurs sont prépondérants dans le choix d'un cristal en tant qu'élément de transduction d'une sonde dédiée à la mesure de la température :

- la sensibilité de la biréfringence du cristal aux variations de la température. Elle doit être maximisée et passe donc par la recherche d'un cristal présentant une valeur du paramètre thermo-optique  $\partial\Delta n/\partial T$  la plus élevée possible
- le temps de réponse du cristal vis-à-vis des variations de la température.

En attribuant la même importance à ces deux aspects, la figure de mérite en température peut alors s'écrire :

$$FM_T(\lambda) = \frac{1}{\rho C_m} \frac{\partial |\Delta n_{ij}(\lambda)|}{\partial T} \quad (3.8)$$

où  $\Delta n_{ij}$  correspond à la biréfringence naturelle entre les axes diélectriques  $i$  et  $j$  et  $\rho C_m$  traduit la capacité calorifique volumique du cristal ( $\rho$  étant la densité et  $C_m$  la capacité calorifique massique

du cristal). Le terme  $1/\rho C_m$  est donc lié au temps de réponse en température du cristal : plus il est grand, plus l'inertie thermique du cristal est faible et plus le temps de réponse en température du cristal est court. La figure 3.6 fait apparaître les différentes figures de mérite en température des cristaux électro-optiques présélectionnés.

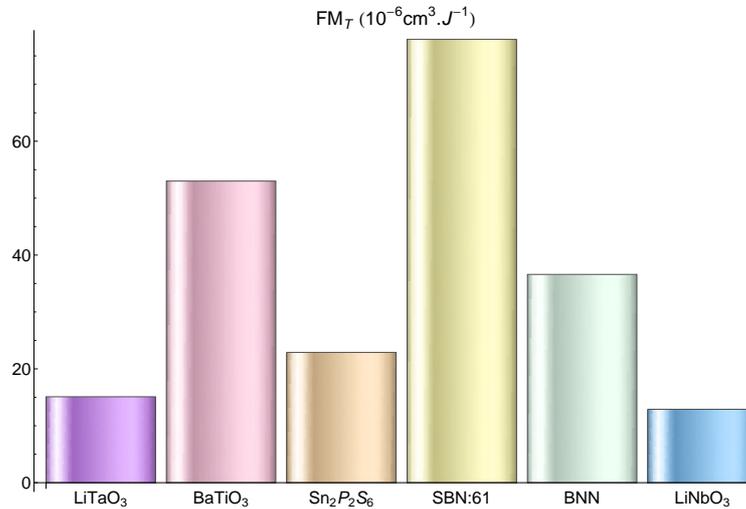


FIGURE 3.6 – Comparaison des différentes figures de mérite en température des cristaux électro-optiques présélectionnés.

Les capacités calorifiques volumiques des cristaux sont globalement équivalentes (comprises entre 2 et 3  $\text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$ ), traduisant une inertie thermique variant peu. A contrario, le coefficient thermo-optique associé à la biréfringence est beaucoup plus variable d'un cristal à l'autre. C'est donc principalement ce dernier critère qui influe sur la valeur des différentes figures de mérites calculées. Le SBN :61 est ici en pôle position, suivi de près par le BaTiO<sub>3</sub> et le BNN. Ils présentent des figures de mérite augmentées respectivement d'un facteur 5, 3 et 2 par rapport au LiTaO<sub>3</sub> actuellement utilisé dans les sondes. Malheureusement, ses cristaux ont été écartés pour les raisons évoquées précédemment.

### 3.1.4 Présentation des cristaux retenus

La partie suivante est le fruit d'un travail bibliographique correspondant à la compilation de nombreuses données d'intérêt sur les deux cristaux électro-optiques retenus : le LiTaO<sub>3</sub> (cristal anisotrope couramment utilisé dans les applications électro-optiques) et le BSO (cristal isotrope).

#### 3.1.4.1 Le tantalate de lithium : LiTaO<sub>3</sub>

##### Structure cristallographique et propriétés générales

A température ambiante, le tantalate de lithium possède un système cristallin trigonal, de classe 3m. Sa structure peut être représentée par un réseau d'octaèdre d'oxygène distordu s'articulant autour de l'axe de la polarisation spontanée (axe polaire selon  $c$ ). L'occupation des sites octaédriques suit la séquence suivante : Li, Ta, site vacant (voir figure 3.7). Ces arrangements cationiques expliquent les valeurs élevées de la polarisation spontanée et de la température de

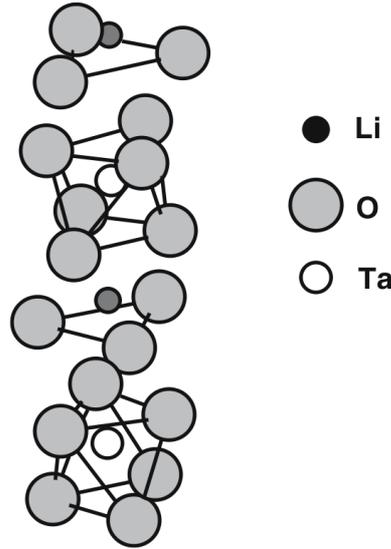


FIGURE 3.7 – Structure du  $\text{LiTaO}_3$  à température ambiante.

Curie ( $T_c = 874\text{-}880$  K pour un cristal congruent et  $T_c = 960\text{-}963$  K pour un cristal stœchiométrique [132]) et sont donc à l'origine de la ferroélectricité dans le tantalate de lithium. Les paramètres de maille sont  $a = 5.143$  Å et  $c = 13.756$  Å [133]. Son point de fusion élevé (1923 K) lui garantit une bonne stabilité thermique. Il est également insoluble dans l'eau et présente une bonne stabilité chimique. Par ailleurs, il possède une dureté de 6 Mohs [134] et une densité de  $7.454$  g/cm<sup>3</sup> [135].

### Propriétés diélectriques

La température de Curie du tantalate de lithium étant assez élevée, contrairement à certains cristaux comme le titanate de baryum ou le SBN :61. La permittivité diélectrique du cristal à température ambiante se situe assez loin de son pic de transition de phase. Le tableau 3.2 répertorie les valeurs des constantes diélectriques mesurées à basse fréquence (en-dessous des résonances piezoélectriques, cas du cristal "non contraint") et celles mesurées à haute fréquence (au-dessus des résonances piezoélectriques, cas du cristal "contraint"). Il est important de souligner le carac-

	$\epsilon_a$	$\epsilon_c$	Ref
Cristal "non contraint"	53.6	43.4	[136]
Cristal "contraint"	42.6	42.8	[136]

TABLE 3.2 – Tableau récapitulatif des différentes valeurs des constantes diélectriques pour un cristal de  $\text{LiTaO}_3$  à basse et haute fréquences.

terè diélectrique faiblement anisotrope du tantalate de lithium (surtout à haute fréquence) qui constitue un avantage certain pour la mesure du champ électrique. Cette caractéristique permet en effet de limiter les déformations du champ électrique au passage de l'interface avec le milieu ambiant.

### Propriétés optiques et électro-optiques

A température ambiante le tantalate de lithium est un cristal uniaxe positif :  $n_e > n_o$ . Son

domaine de transparence s'étend sur la plage 0.28-5.5  $\mu\text{m}$ . Le tableau 3.7 donne les valeurs expérimentales des indices ordinaires et extraordinaires du tantalate de lithium en fonction de la longueur d'onde de travail [137]. Il est possible de trouver dans la littérature des relations de

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$n_o$	$n_e$
0.45	2.2420	2.2468
0.50	2.2160	2.2205
0.60	2.1834	2.1878
0.70	2.1652	2.1696
0.80	2.1538	2.1578
0.90	2.1454	2.1493
1.00	2.1391	2.1432
1.20	2.1305	2.1341
1.40	2.1236	2.1273
1.60	2.1174	2.1213
1.80	2.1120	2.1170
2.00	2.1066	2.1115

TABLE 3.3 – Valeurs expérimentales des indices ordinaires et extraordinaires pour un cristal de  $\text{LiTaO}_3$  [137].

dispersion (équations de Sellmeier) dépendant de la température :

–  $\text{LiTaO}_3$  stoechiométrique [138] :

$$n_e^2(\lambda, T) = 4.502483 + \frac{0.007294 + 3.483933 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - [0.185087 + 1.607839 \cdot 10^{-8} T^2]^2} + \frac{0.073423}{\lambda^2 - 0.199595^2} + \frac{0.001}{\lambda^2 - 7.99724^2} - 0.02357 \lambda^2 \quad (3.9)$$

–  $\text{LiTaO}_3$  congruent [139] :

$$n_e^2(\lambda, T) = 4.514261 + \frac{0.011901 + 1.82194 \cdot 10^{-8} T^2}{\lambda^2 - [0.110744 + 1.5662 \cdot 10^{-8} T^2]^2} + \frac{0.076144}{\lambda^2 - 0.195596^2} - 0.02323 \lambda^2 \quad (3.10)$$

Ces équations sont définies pour  $0.39 \mu\text{m} < \lambda < 4.1 \mu\text{m}$  et  $303 \text{ K} < T < 473 \text{ K}$ . Par ailleurs, dans le cadre des applications liées à la mesure en température, il est nécessaire de connaître les coefficients thermo-optiques du tantalate de lithium afin de connaître la sensibilité de ses indices de réfraction à la température. Le tableau 3.4 récapitule les valeurs de ces coefficients thermo-optiques. Le tenseur électro-optique du tantalate de lithium correspond à celui des cristaux

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	T (K)	$dn_o/dT * 10^{-6} (\text{K}^{-1})$	$dn_e/dT * 10^{-6} (\text{K}^{-1})$
0.468	298	62	12
0.546	298	58	7
0.644	298	52	5
1.55	293		1.1

TABLE 3.4 – Valeurs des coefficients thermo-optiques pour un cristal de  $\text{LiTaO}_3$  [140]

électro-optiques de groupe ponctuel 3m et s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

En ce qui concerne les coefficients électro-optiques  $r_{ij}$ , il faut veiller à distinguer les valeurs déterminées à basse fréquence (en dessous des résonances piezoélectriques, cas du cristal "non contraint") des valeurs déterminées à haute fréquence (au dessus des résonances piezoélectriques, cas du cristal "contraint"). Les deux tableaux 3.5 et 3.6 listent les valeurs des coefficients  $r_{ij}$  pour ces deux cas de figures. Dans le cadre de notre étude, seules les valeurs haute fréquence sont importantes puisque la sonde est destinée à mesurer des champs électriques dans la gamme fréquentielle des micro-ondes.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$r_{13}^T$ (pm/V)	$r_{22}^T$ (pm/V)	$r_{33}^T$ (pm/V)	$r_{51}^T$	Ref
0.6328	$8.4 \pm 0.9$	$\approx 0$	$30.5 \pm 0.9$		[141]
		$0.1 \pm 0.01$			[142]
3.3913	4.5	0.3	27	15	[143]

TABLE 3.5 – Valeurs des coefficients électro-optiques pour un cristal de  $\text{LiTaO}_3$  "non contraint" (valeurs basse fréquence)

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$r_{13}^S$ (pm/V)	$r_{22}^S$ (pm/V)	$r_{33}^S$ (pm/V)	$r_{51}^S$	Ref
0.6328	6.2	$\approx 0$	28.5	8.4	[144]
0.6328	7		30.3		[144]
		$1 \pm 0.1$			[142]
1.1523	5.2	$\approx 0$	26.7	8.9	[142]
3.3913	4.4		25.2	7	[144]

TABLE 3.6 – Valeurs des coefficients électro-optiques pour un cristal de  $\text{LiTaO}_3$  "contraint" (valeurs haute fréquence)

### 3.1.4.2 L'oxyde de bismuth et de silicium : BSO

#### Structure cristallographique et propriétés générales

A température ambiante, l'oxyde de bismuth et de silicium (BSO) cristallise dans une structure cubique centrée et appartient au groupe d'espace  $I23$ . La technique de croissance la plus employée s'appuie sur le procédé de Czochralski à partir d'un mélange stoechiométrique d'oxyde de bismuth  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  et d'oxyde de silicium  $\text{SiO}_2$  dans un rapport molaire de 6/1. Sa structure cristalline est la même que des cristaux comme le  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  (BGO) ou encore le  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  (BTO) avec lesquels ils partagent des propriétés optiques et électroniques très similaires. Tous ces composés, de type  $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$  ( $M = \text{Si, Ge, Ti, Pb, Mn, ...}$ ) appartiennent à la famille des sillénites. Concernant le BSO, son paramètre de maille est  $a = 10.104 \text{ \AA}$ . Son point de fusion est

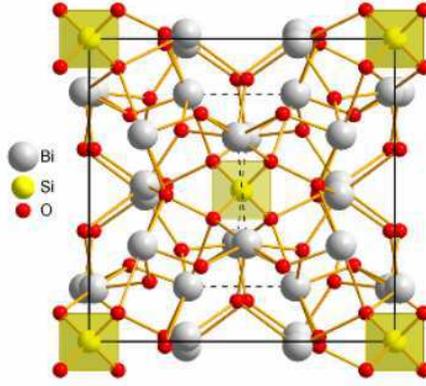


FIGURE 3.8 – Structure du  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  à température ambiante.

relativement élevé (1163K). Il est de plus insoluble dans l'eau et présente des caractéristiques physico-chimiques compatibles avec celles des milieux biologiques d'intérêt. Il possède également une dureté de 5 Mohs ainsi qu'une densité de  $9.15 \text{ g/cm}^3$ .

### Propriétés diélectriques

Tout comme pour le tantalate de lithium, il est important de distinguer les valeurs de la constante diélectrique du BSO mesurées à basse fréquence (en dessous des fréquences de résonances piézo-électriques) de celles mesurées à haute fréquence. Le tableau 3.7 fournit des valeurs trouvées dans la littérature. A haute fréquence, la permittivité du BSO est très proche de celle des milieux bio-

	$\epsilon$	Ref.
Cristal "non contraint"	50-60	[145][146]
Cristal "contraint"	40-45	[146]

TABLE 3.7 – Tableau récapitulatif des différentes valeurs de la constante diélectrique pour un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  à basse et haute fréquences.

logiques, ce qui garantit une très bonne continuité des lignes de champ à l'interface cristal/milieu biologique.

### Propriétés optiques et électro-optiques

A température ambiante (dans sa phase paraélectrique), le BSO est un cristal isotrope. Son domaine de transparence s'étend sur une grande plage de longueur d'onde :  $0.4\text{-}6 \mu\text{m}$ . La variation de son indice de réfraction avec la longueur d'onde de travail est donnée par l'équation de Sellmeier. Cette relation de dispersion, déterminée empiriquement, est extraite de la littérature [147] :

$$n^2 = 2.75488 + \frac{2.96265}{1 - 0.07484/\lambda^2} + \frac{2.56788}{1 - 210/\lambda^2} \quad (3.12)$$

La figure 3.9, représentation graphique de l'équation 3.12, permet de visualiser la dispersion de l'indice avec la longueur d'onde sur la plage  $0.6\text{-}2.4 \mu\text{m}$ . Relativement aux applications de thermométrie, il est également fondamental de connaître le comportement en température de l'indice de réfraction. Le tableau 3.8 récapitule les différentes valeurs du coefficient thermo-optique du BSO trouvées dans la littérature.

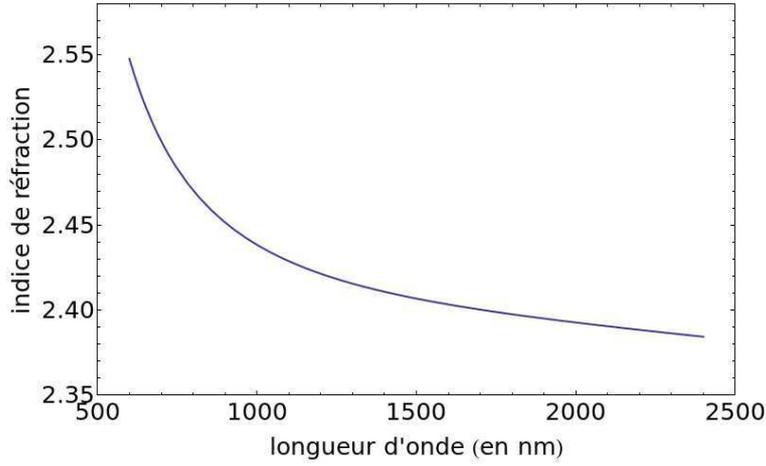


FIGURE 3.9 – Evolution de l'indice de réfraction du  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  avec la longueur d'onde de travail.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	T (K)	$dn/dT * 10^{-6}$ ( $\text{K}^{-1}$ )	Ref
0.514	298	34.5	[148]
0.750	298	34.4	[148]

TABLE 3.8 – Valeurs du coefficient thermo-optique pour un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$

Le tenseur électro-optique du BSO est le suivant :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Ce dernier ne comporte qu'un seul coefficient, le  $r_{41}$ . Là encore, il est nécessaire d'effectuer une distinction entre valeurs du coefficient à l'état libre (pour des fréquences inférieures aux fréquences de résonances piézoélectriques) et à l'état contraint (fréquence supérieures à la plage

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$r_{41}^T$ (pm/V)	Ref
0.633	5	[149]
0.633	4.21	[150]
0.850	3.78	[150]

TABLE 3.9 – Valeurs du coefficient électro-optique pour un cristal de  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  à l'état libre.

des résonances piézoélectriques). Le tableau 3.9 liste les différentes valeurs trouvées dans la littérature. A notre connaissance, la littérature ne présente aucune valeur du coefficient  $r_{41}$  du BSO à l'état contraint (haute fréquence).

## 3.2 Indices de réfraction et coefficients thermo-optiques

Sur la base d'une étude bibliographique, nous avons sélectionné les deux cristaux présentés précédemment, à savoir le  $\text{LiTaO}_3$  stoechiométrique ainsi que le BSO. Nous avons ainsi fait l'acquisition de deux échantillons dont les dimensions sont les suivantes :

- 10 mm  $\times$  10 mm  $\times$  5,07 mm pour le BSO
- 4,75 mm  $\times$  20 mm  $\times$  5,3 mm pour le SLT

La caractérisation des propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques des cristaux est une nécessité à plus d'un titre. En effet, ces dernières peuvent légèrement varier selon de procédé de croissance cristallographique employé. Il est donc impératif pour l'entreprise Kapteos de vérifier la qualité des cristaux fournis en procédant à une comparaison des valeurs mesurées avec celles tirées de la littérature (lorsqu'elles existent). Une première campagne de mesures a donc été réalisée afin de discriminer précisément les indices de réfraction des cristaux retenus ainsi que les coefficients thermo-optiques qui leur sont associés.

### 3.2.1 Description du montage expérimental

Afin de déterminer d'une part les indices de réfraction des cristaux et d'autre part leurs coefficients thermo-optiques, nous utilisons le cristal comme une cavité Fabry-Pérot de faible finesse. La figure 3.10 représente le banc optique mis en place.

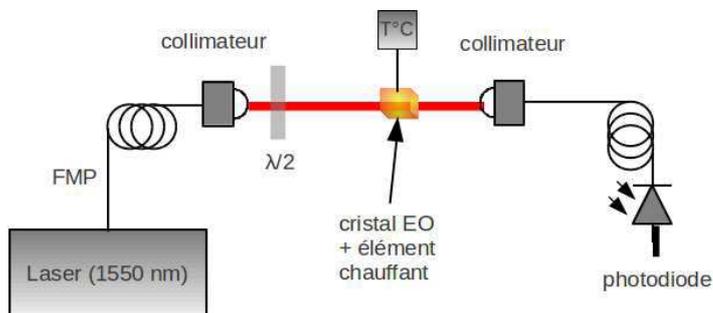


FIGURE 3.10 – Banc optique dédié à la caractérisation des indices de réfraction et des coefficients thermo-optiques associés.

Un faisceau laser, dont la longueur d'onde d'émission est de 1550 nm, traverse une première lame demi-onde afin d'orienter sa polarisation rectiligne incidente de façon à sonder l'indice ordinaire  $n_o$  ou l'indice extraordinaire  $n_e$  du tantalate de lithium. Dans le cas du BSO, la lame demi-onde est inutile du fait de l'isotropie du cristal et de l'incidence normale du faisceau optique polarisé. Le faisceau traverse ensuite le cristal, qui agit comme une cavité Fabry-Pérot. Ce dernier est, quant à lui, accolé à un élément chauffant (module Peltier) afin de pouvoir faire varier sa température, laquelle est relevée à l'aide d'une sonde de température. La puissance optique transmise est ensuite injectée dans une fibre optique puis convertie en photo-courant par une photodiode. Cette dernière est connectée à un oscilloscope permettant de visualiser la puissance optique transmise par la cavité FP. L'expression de la transmission d'une telle cavité est régie par la fonction d'Airy :

$$I_{FP}(T) = A \frac{1}{1 + m \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} n(T) L\right)} \quad (3.14)$$

avec :

$$\begin{cases} A = \frac{(1-R)^2}{(1-Re^{-2\alpha L})^2} \\ m = \frac{4Re^{-2\alpha L}}{(1-Re^{-2\alpha L})^2} \end{cases} \quad (3.15)$$

Le paramètre  $A$  correspond au maximum de l'intensité optique transmise.  $R$  est le coefficient de réflexion en intensité de la cavité. Il peut s'exprimer en fonction de l'indice de réfraction sondé par le faisceau laser :

$$R = \left( \frac{n(T) - 1}{n(T) + 1} \right)^2 \quad (3.16)$$

En considérant l'absorption  $\alpha$  comme nulle, les relations 3.15 deviennent :

$$\begin{cases} A = 1 \\ m = \frac{4R}{(1-R)^2} \end{cases} \quad (3.17)$$

Les indices de réfraction des cristaux électro-optiques dépendent de la température. Cette dépendance s'exprime par la présence d'un coefficient thermo-optique  $\partial n / \partial T$ , associé à chaque indice. Ce coefficient traduit la sensibilité de l'indice aux variations de la température :

$$n(T) = n(T_0) + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T \quad (3.18)$$

Il est alors évident que l'intensité optique transmise par la cavité FP dépend de la température. Ainsi, en connaissant d'une part la valeur de l'indice de réfraction sondé, et d'autre part l'évolution de la température au sein du cristal, il devient possible de discriminer la valeur du coefficient thermo-optique. Le protocole de mesure est donc défini par deux étapes expérimentales successives :

- la première séquence consiste à extraire l'indice de réfraction du cristal en pilotant la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  de la diode laser. Il s'agit plus précisément d'appliquer une rampe de tension à l'élément Peltier intégré à la diode laser pour faire varier la température du laser (et donc la longueur d'onde d'émission). Le signal de transmission de la cavité est alors simultanément enregistré sur l'oscilloscope. Ces opérations se déroulent à température constante de manière à découpler l'effet de la longueur d'onde de l'effet thermo-optique. Le laser est préalablement étalonné, de manière à connaître l'évolution de sa longueur d'onde d'émission  $\lambda$  en fonction du courant d'alimentation  $I$  de la diode et de la thermistance  $R_{th}$  intégrée à cette diode laser.
- la seconde étape consiste à fixer la longueur d'onde d'émission du laser et à faire varier la température du cristal à l'aide d'un module Peltier. L'intensité optique transmise est enregistrée simultanément sur l'oscilloscope. Grâce à la connaissance conjointe de l'indice de réfraction sondé et de l'évolution de la température au sein du cristal, il est possible de remonter à la valeur du coefficient thermo-optique.

### 3.2.2 Extraction des indices de réfraction

Comme évoqué précédemment, il s'agit d'appliquer une rampe de tension afin de faire varier la thermistance du laser et ainsi piloter la longueur d'onde d'émission. La discrimination des caractéristiques d'accordabilité de la source laser est une étape indispensable en préambule à la caractérisation de l'indice de réfraction. La source utilisée est une diode laser DFB à 1550 nm accordable sur 5 nm grâce à un élément Peltier intégré au laser et à son contrôleur TEC (modulation lente  $< 0,1$  Hz). Une modulation sur 0,5 nm est également possible avec l'alimentation en courant régulé LDC de la diode (modulation rapide  $> 10$  Hz). À l'aide d'un analyseur de spectre optique, nous avons relevé les longueurs d'ondes des pics d'émission en faisant varier à la fois la température (relevée grâce à  $R_{th}$ , valeur de la thermistance) et le courant de la diode laser. La figure 3.11 illustre ainsi les caractéristiques d'accordabilité de la diode laser employée pour cette campagne de mesure.

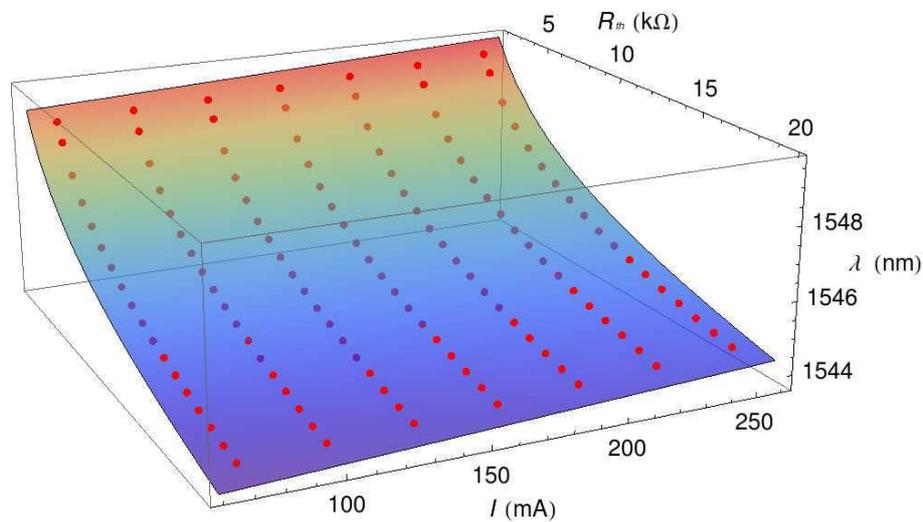


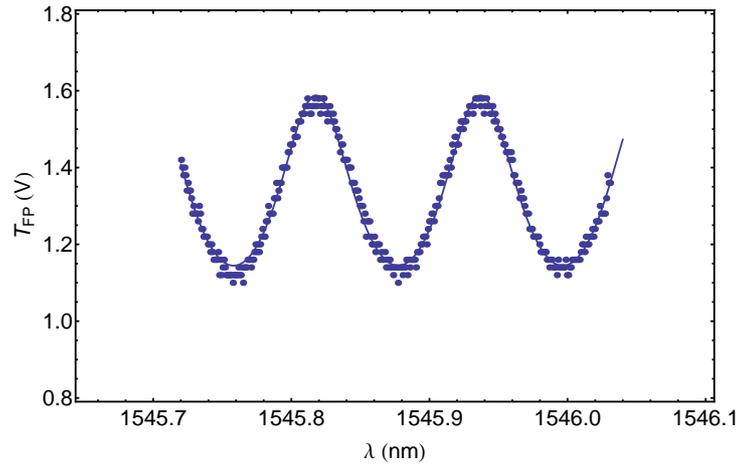
FIGURE 3.11 – Longueur d'onde  $\lambda$  (nm) de la diode laser en fonction de la valeur de la thermistance  $R_{th}$  (k $\Omega$ ) et du courant de la diode laser  $I$  (mA).

La courbe obtenue est décrite par l'équation suivante :

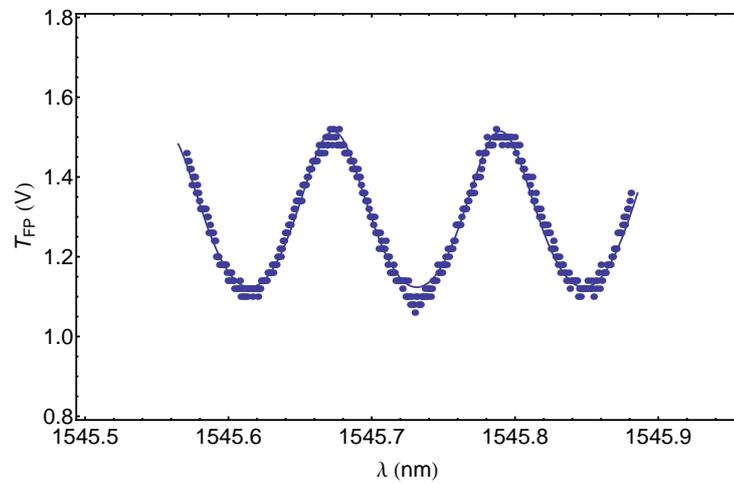
$$\lambda = \lambda_0 + aR_{th} + bI + cR_{th}I + dI \log(e + R_{th}) \quad (3.19)$$

où les coefficients  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  et  $e$  de la nappe d'ajustement phénoménologique sont spécifiques à chaque diode laser. Il est donc possible, désormais, de relier la plage de longueurs d'onde balayée à l'intensité optique transmise par la cavité.

Dans le cas du cristal de SLT, deux acquisitions ont été réalisées successivement, respectivement pour l'indice ordinaire  $n_o$  et l'indice extraordinaire  $n_e$  du cristal. Pour les cristaux anisotropes, la polarisation linéaire incidente doit être soigneusement orientée afin de sonder chacun des indices. C'est le rôle de la lame demi-onde positionnée en amont du cristal. La figure 3.12 représente l'intensité optique transmise  $I_{FP}$  pour chaque indice sondé, en fonction de la longueur d'onde d'émission  $\lambda$  de la diode laser.



a)



b)

FIGURE 3.12 – Intensité optique transmise par la cavité FP (constituée par le cristal de SLT) mesurée à l’oscilloscope  $I_{FP}$  (V), en fonction de la longueur d’onde d’émission de la diode laser  $\lambda$  (nm) pour les indices a)  $n_e$  et b)  $n_o$ . Les ajustements théoriques respectifs sont tracés en lignes continues.

Les indices de réfraction sont extraits à partir de l’ajustement théorique défini par la relation 3.14. Nous obtenons ainsi pour  $n_e$  et  $n_o$  les valeurs respectives de  $2,045 \pm 0,03$  et  $2,003 \pm 0,03$ . Ces valeurs sont cohérentes vis-à-vis de celles déterminées à l’aide des équations de Sellmeier disponibles dans la littérature [138] : les indices extraordinaire et ordinaire ainsi calculés à 1550 nm valent respectivement 2,122 et 2,119. Une autre méthode consiste à mesurer l’écart en longueur d’onde entre deux pics successif de transmission de la cavité. Cet écart  $\Delta\lambda$  est relié à l’indice de réfraction par la relation suivante :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (3.20)$$

De la même manière, nous avons placé le cristal de BSO au sein du dispositif de caractérisation. Nous avons également retiré la lame demi-onde puisque l’orientation de la polarisation linéaire incidente n’a plus d’importance dans le cas d’un cristal isotrope. La figure 3.13 illustre ainsi l’intensité optique transmise par la cavité en fonction de la longueur d’onde.

Là encore, à partir de l’ajustement théorique, nous avons pu extraire la valeur de l’indice de

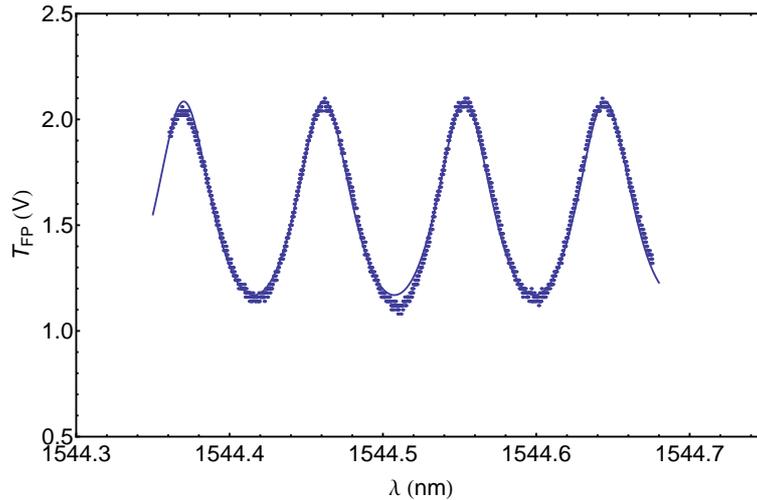


FIGURE 3.13 – Transmission de la cavité FP (constituée par le cristal de BSO) mesurée à l’oscilloscope en fonction de la longueur d’onde d’émission de la diode laser (mesure : points, ajustement théorique : ligne continue).

réfraction du BSO, évalué à  $2,459 \pm 0,023$ . Là encore, cette valeur est en cohérence avec celle calculée à partir des équations de Sellmeier disponibles dans la littérature, à savoir 2,41 [147].

### 3.2.3 Extraction des coefficients thermo-optiques

Après avoir caractérisé les indices de réfractions à température ambiante, abordons désormais leur dépendance aux variations de température. Pour extraire le coefficient thermo-optique, nous faisons varier la température du cristal. Cette opération est réalisée à l’aide d’un module Peltier. Les variations de température au sein du cristal sont enregistrées périodiquement à l’aide d’une sonde tandis que les oscillations de l’intensité optique transmise sont relevées simultanément sur l’oscilloscope. Pour simplifier le protocole expérimental ainsi que le traitement des résultats, nous avons choisi d’effectuer la mesure durant la phase de décroissance de la température du cristal. En effet, cette dernière est relativement simple à formaliser, dans la mesure où elle correspond à un processus de thermalisation de type décroissance mono-exponentielle. Dans le cadre de cette mesure, nous maintenons la longueur d’onde d’émission de la diode laser à une valeur constante. La figure 3.14 illustre d’une part la variation relative (en valeur absolue) de la température au sein du cristal et, d’autre part, l’intensité optique transmise par la cavité FP relevée à l’oscilloscope.

Afin de décrire l’évolution des variations relatives de la température au sein du cristal, nous avons utilisé un profil de thermalisation mono-exponentiel (représentatif de la thermalisation d’un corps hors équilibre thermique), décrit par l’équation :

$$\Delta T = C e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (3.21)$$

où  $\tau$  correspond à la constante de temps de thermalisation du cristal. Par ailleurs, l’équation 3.14 fait apparaître une périodicité de la transmission avec la température. Cette périodicité est d’ailleurs corroborée par la courbe b) de la figure 3.14. Nous y observons une distorsion de cette périodicité dû au au profil de l’évolution de la température qui n’est pas linéaire mais exponentiel.

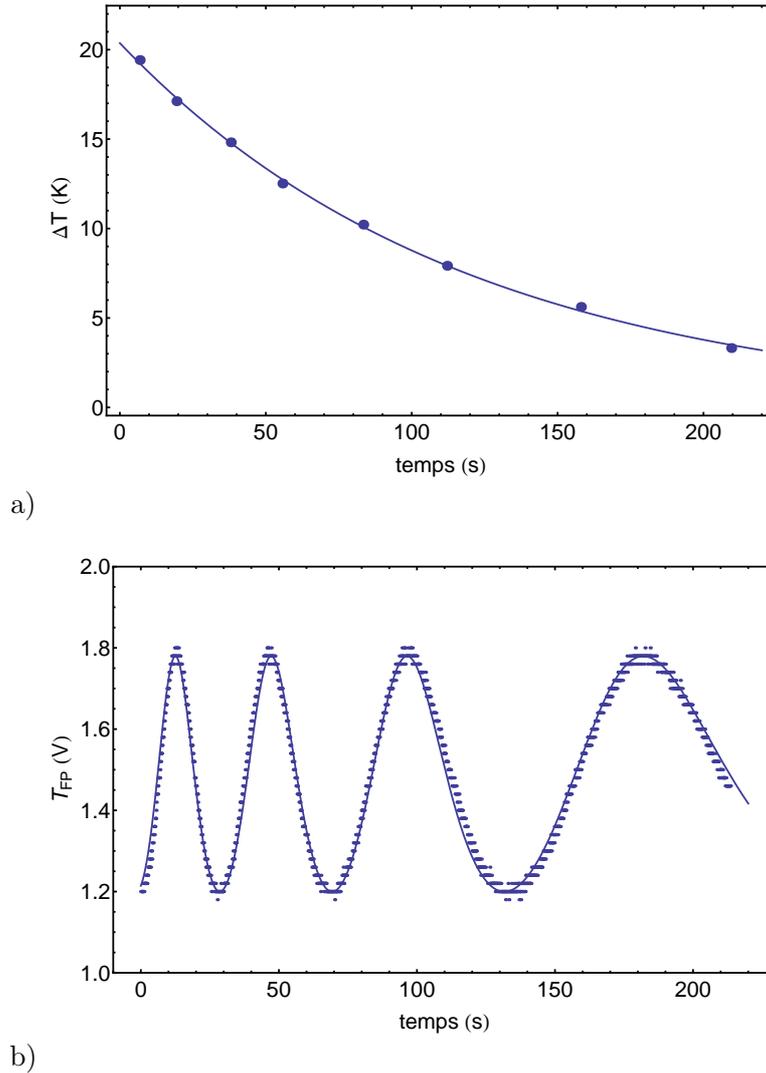


FIGURE 3.14 – Relevés simultanés de a) l'écart de température relativement à l'équilibre thermique du cristal et de b) l'intensité optique transmise par la cavité. Les ajustements théoriques sont tracés en lignes continues.

Malgré tout, il est possible de relier le coefficient thermo-optique du cristal avec la variation de température  $\Delta T_\pi$  engendrant un déphasage de  $\pi$  radians :

$$\frac{\partial n}{\partial T} = \frac{\lambda}{2L\Delta T_\pi} \quad (3.22)$$

La synchronisation rigoureuse du relevé de la température avec celui de l'intensité optique transmise permet une mesure précise de  $\Delta T_\pi$  (entre deux pics de transmission de la cavité par exemple). Nous avons alors pu extraire, pour le cristal de BSO, un coefficient thermo-optique de  $31,5 \pm 0,5 \times 10^6 \text{ K}^{-1}$ . Cette valeur, déterminée à 1550 nm, est relativement proche de celle mesurée par Gesualdi et al. [148], évaluée à  $34,4 \times 10^6 \text{ K}^{-1}$  à 750 nm. Elle est également plus faible, comme attendue.

En ce qui concerne le cristal de SLT, nous avons mis au point un montage optique différent. Le principe de la mesure reste néanmoins identique puisqu'il s'agit d'enregistrer simultanément

l'évolution de la température et l'intensité de la réponse optique (liée à la nature du montage). La figure 3.15 représente le banc optique mis en œuvre pour caractériser l'effet thermo-optique au sein du cristal de SLT.

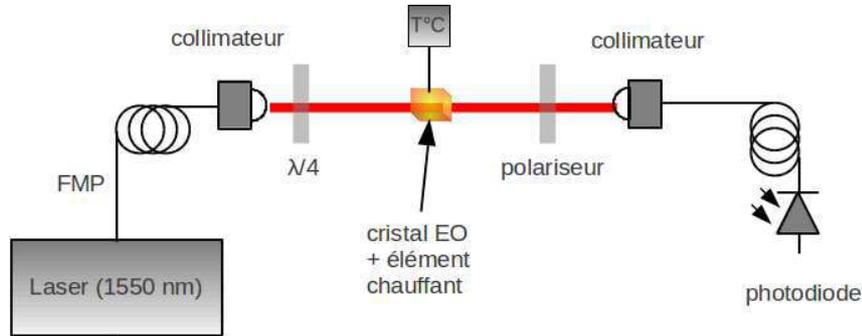


FIGURE 3.15 – Banc optique dédié à la caractérisation du paramètre  $\partial\Delta n/\partial T$  pour le cristal de SLT.

Le montage précédent est basé sur l'utilisation du cristal comme une cavité Fabry-Pérot de faible finesse. Celui-ci est un montage polarimétrique permettant de remonter à la variation de biréfringence en fonction de la température  $\partial\Delta n/\partial T$  :

$$\frac{\partial\Delta n}{\partial T} = \frac{\partial n_e}{\partial T} - \frac{\partial n_o}{\partial T} \quad (3.23)$$

Nous avons vu auparavant que le terme  $\partial\Delta n/\partial T$  était le paramètre de référence pour statuer quant à la pertinence d'un cristal anisotrope en tant qu'élément de transduction d'une sonde dédiée à la mesure de la température. Ce montage permet donc une extraction directe (donc soumise à moins d'incertitude) de ce paramètre, évitant ainsi une détermination préalable des deux coefficients thermo-optiques associés aux indices  $n_o$  et  $n_e$ . Une lame quart d'onde, traversée par une polarisation incidente linéaire orientée à  $45^\circ$  des ses axes propres, produit une polarisation circulaire en entrée du cristal. Cette polarisation permet de sonder de façon équilibrée les indices  $n_o$  et  $n_e$ . Un polariseur, placé en aval, transforme alors les variations de l'état de polarisation du faisceau laser (dus à la température) en variations de puissances optiques détectées par la photodiode. Le formalisme de Jones permet d'exprimer l'intensité optique détectée par la photodiode :

$$I = I_0 \sin^2\left(\frac{2\pi\Delta n(T)L}{\lambda}\right) \quad (3.24)$$

La démarche expérimentale reste identique à celle que nous avons employée pour le cristal de BSO : les variations de température sont relevées grâce à une sonde tandis que l'intensité optique est simultanément enregistrée sur l'oscilloscope. Nous avons ainsi pu extraire pour  $\partial\Delta n/\partial T$  une valeur de  $19,3 \pm 0,5 \times 10^6 \text{ K}^{-1}$ . Nous n'avons pas trouvé de valeur extraite de la littérature, permettant une comparaison à 1550 nm.

### 3.3 Effet électro-optique : analyse et techniques de caractérisation fréquentielle

#### 3.3.1 Les différentes contributions à l'effet électro-optique

Il a été évoqué, dans le chapitre précédent, le lien de causalité entre l'application d'un champ électrique sur un cristal électro-optique et la variation de ses indices de réfraction. L'effet électro-optique, responsable de cette transduction, peut se manifester sous deux formes :

- l'effet Kerr : indépendant de la classe de symétrie cristalline, il se traduit par une dépendance quadratique des indices de réfraction du cristal avec le champ électrique appliqué.
- l'effet Pockels : ne concerne que les cristaux non centrosymétriques (cristaux dépourvus de centres de symétrie) et correspond à une variation linéaire des indices de réfraction avec le champ électrique appliqué.

Ainsi, la perturbation de l'ellipsoïde des indices engendrée par l'application d'un champ électrique peut s'écrire :

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}^E - \eta_{ij}^0 = r_{ij,k}E_k + R_{ij,kl}E_kE_l \quad (3.25)$$

$i,j,k,l=1,2,3$  (indices des trois coordonnées dans le repère cartésien)

$\eta_{ij}$  : tenseur d'imperméabilité

$E_k$  :  $k^{me}$  composante du champ électrique appliqué

$r_{ij,k}$  : coefficients électro-optiques linéaires

$R_{ij,kl}$  : coefficients électro-optiques quadratiques

L'équation de la nouvelle ellipsoïde des indices, résultant de l'application du champ électrique sur le cristal et traduisant l'effet électro-optique s'écrit :

$$\left(\frac{1}{n_{ij}^2} + r_{ij,k}E_k + R_{ij,kl}E_kE_l\right)x_ix_j = 1 \quad (3.26)$$

Dans les milieux non centrosymétriques, cas des cristaux présentés plus haut, l'effet électro-optique linéaire est prédominant, et l'effet Kerr peut alors être considéré comme négligeable.

Par ailleurs, dans la perspective d'une mesure du champ électrique, il est également fondamental de connaître le comportement fréquentiel de l'effet électro-optique linéaire. Concernant les cristaux non centrosymétriques, trois contributions coexistent :

- une contribution acoustique  $r_{ij,k}^a$  correspondant à une variation d'indice dépendant des effets piézoélectrique et élasto-optiques.
- une contribution ionique  $r_{ij,k}^i$  correspondant à une variation d'indice engendrée par la déformation du nuage électronique causée par le mouvement des ions sous l'action d'un champ électrique.
- une contribution électronique  $r_{ij,k}^e$  correspondant à une variation d'indice engendrée par la déformation du nuage électronique causée par le mouvement des électrons sous l'action d'un champ électrique.

La figure 3.16 illustre les différentes contributions à l'effet électro-optique sur une grande plage fréquentielle, mettant également en exergue les différentes résonances associées. Il est nécessaire de distinguer deux cas de figure : l'état libre et l'état contraint.

**L'état libre** implique que le cristal est libre de se déformer. Cet état correspond à l'absence

de contraintes mécaniques ou à l'application d'un champ électrique basse fréquence (les déformations du réseau cristallin, occasionnées par effet piézoélectrique inverse, peuvent alors suivre la fréquence du champ appliqué). Concrètement, le champ électrique appliqué cause, par effet piézoélectrique inverse, une déformation qui engendre par effet élasto-optique une variation des indices de réfraction du cristal : il s'agit de la contribution acoustique  $r_{ij,k}^a$ . En dessous des fréquences de résonances piézoélectriques (situées typiquement entre 100 kHz et 10 MHz selon les dimensions, les propriétés élastiques et les modes de vibrations de l'échantillon), les trois contributions évoquées précédemment se superposent et le coefficient électro-optique associé, noté  $r^T$ , s'écrit :

$$r^T = r^a + r^i + r^e \quad (3.27)$$

**L'état contraint** implique que le cristal n'est plus libre de se déformer. Cet état correspond à une immobilisation mécanique du cristal ou à l'application d'un champ électrique haute fréquence (fréquence supérieure à celle des résonances piézoélectriques où les déformations du réseau cristallin ne peuvent plus suivre la fréquence du champ appliqué). Le coefficient électro-optique associé, noté  $r^S$  s'écrit alors :

$$r^S = r^i + r^e = r^T - r^a \quad (3.28)$$

Dans le cadre de nos applications, l'objectif affiché est une caractérisation des coefficients électro-optiques sur une plage fréquentielle comprise entre 10 Hz et 2 GHz. Dans cette gamme de fréquences, il est possible de déterminer les valeurs des coefficients à l'état libre  $r_{ij,k}^T$  ainsi qu'à l'état contraint  $r_{ij,k}^S$  et d'extraire par ailleurs la contribution acoustique  $r_{ij,k}^a$ .

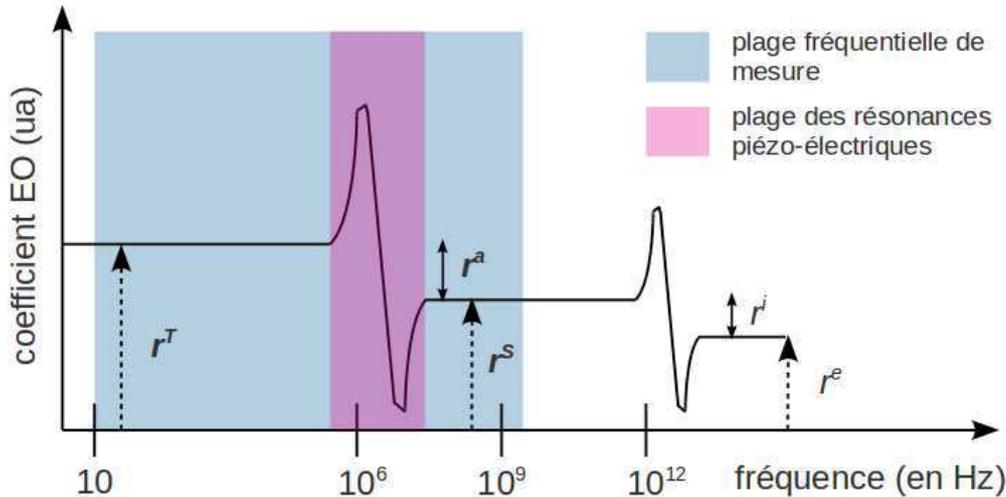


FIGURE 3.16 – Les différentes contributions à l'effet électro-optique.

D'un point de vue théorique, cette contribution provient de l'effet photo-élastique. La superposition de cet effet à l'effet électro-optique entraîne une modification du tenseur d'imperméabilité :

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}^E - \eta_{ij}^0 = r_{ij,k}^S E_k + p_{ij,mn} S_{mn} \quad (3.29)$$

où  $p_{ij,mn}$  est le tenseur photo-élastique et  $S_{mn}$  le tenseur des déformations. ce dernier peut s'exprimer ainsi :

$$S_{mn} = d_{mn,k}E_k + s_{mn,kl}T_{kl} \quad (3.30)$$

où  $d_{mn,k}$  et  $s_{mn,kl}$  sont respectivement les coefficients du tenseur piézoélectrique et du tenseur des déformations élastiques.  $E_k$  et  $T_{kl}$  correspondent au champ électrique et aux contraintes mécaniques appliquées. A l'état libre, en dessous des fréquences de résonances piézoélectriques, les contraintes mécaniques sont inexistantes et les déformations sont uniquement induites par l'effet piézoélectrique :

$$S_{mn} = d_{mn,k}E_k \quad (3.31)$$

La variation du tenseur d'imperméabilité s'écrit finalement :

$$\Delta\eta_{ij} = (r_{ij,k}^S + p_{ij,mn}d_{mn,k})E_k \quad (3.32)$$

L'équation de l'ellipsoïde des indices, à basse fréquence et en ne considérant que l'effet électro-optique linéaire, s'écrit donc :

$$\left(\frac{1}{n_{ij}^2} + (r_{ij,k}^S + p_{ij,mn}d_{mn,k})E_k\right)x_ix_j = 1 \quad (3.33)$$

La contribution acoustique peut donc être identifiée comme suit :

$$r_{ij,k}^a = p_{ij,mn}d_{mn,k} \quad (3.34)$$

Les coefficients électro-optiques d'intérêts (ceux qui participent à l'établissement de la figure de mérite des sondes dédiées à la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et de la température ou bien à la mesure simultanée de deux composantes du champ électrique) des deux cristaux retenus, le LiTaO<sub>3</sub> et le BSO, seront ainsi caractérisés sur la plage fréquentielle 10 Hz - 2 GHz. Pour chaque coefficient, la contribution acoustique sera également déterminée.

### 3.3.2 Méthodes de mesure de l'effet électro-optique et extraction des coefficients

Ce paragraphe a pour vocation de décrire l'effet électro-optique pour chacun des cristaux retenus. Il s'agit de décrire les différentes configurations expérimentales permettant l'extraction des coefficients électro-optiques d'intérêt. A partir de l'expression de l'ellipsoïde des indices en présence d'un champ électrique, il est possible de définir l'orientation requise du champ électrique ainsi que la direction de propagation du faisceau laser sonde, la nature et la direction de sa polarisation, nécessaire à l'extraction du coefficient électro-optique recherché.

#### 3.3.2.1 Influence de la classe de symétrie cristalline sur l'extraction des coefficients électro-optiques

##### Cas du SLT

A température ambiante le tantalate de lithium appartient au groupe ponctuel 3m tout

comme le niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ). Leur tenseur électro-optique s'écrit :

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.35)$$

L'ellipsoïde des indices déformée par l'application d'un champ électrique  $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$  devient, dans le repère propre du cristal  $(x, y, z)$  :

$$\begin{aligned} x^2\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y + r_{13}E_z\right) + y^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y + r_{13}E_z\right) + z^2\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right) + \\ 2yzr_{51}E_y + 2x zr_{51}E_x - 2xyr_{22}E_x = 1 \end{aligned} \quad (3.36)$$

où  $n_o$  et  $n_e$  sont respectivement les indices ordinaires et extraordinaires du cristal. Pour extraire les coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$ , seuls coefficients à contribuer à la figure de mérite d'une sonde transverse, il est nécessaire d'appliquer le champ électrique selon  $z$ . L'équation 3.36 devient alors :

$$x^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right) + y^2\left(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z\right) + z^2\left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z\right) = 1 \quad (3.37)$$

Les nouveaux indices de réfraction associés s'écrivent :

$$\frac{1}{n_x^2} = \frac{1}{n_y^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E_z \quad \text{et} \quad \frac{1}{n_z^2} = \frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_z \quad (3.38)$$

L'effet électro-optique étant très faible (coefficients électro-optiques de l'ordre de  $10^{-12}$  à  $10^{-10}$  pm.V $^{-1}$ ), il est possible, à l'aide d'un développement limité, d'exprimer ces nouveaux indices :

$$n_x = n_y = n_o - \frac{1}{2}n_o^3r_{13}E_z \quad \text{et} \quad n_z = n_e - \frac{1}{2}n_e^3r_{33}E_z \quad (3.39)$$

Ainsi, l'utilisation d'une coupe cristalline selon l'axe  $x$  ou  $y$  permet d'extraire les coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$ . Deux configurations expérimentales sont envisageables :

- une polarisation linéaire orientée selon  $y$  ou  $x$  (sondant donc l'indice  $n_o$ ) permettra l'extraction du coefficient  $r_{13}$
- une polarisation linéaire orientée selon  $z$  (sondant donc l'indice  $n_e$ ) permettra l'extraction du coefficient  $r_{33}$

Dans ce cas de figure, un montage interférométrique à deux ondes autorise l'utilisation de polarisations rectilignes pour véhiculer la modulation électro-optique induite sur un seul des axes diélectriques propres du cristal. En revanche les montages à une onde (de type polarimétriques) ne permettent généralement pas de découpler les coefficients électro-optiques. A ce titre, dans le cas du  $\text{LiTaO}_3$  en coupe  $x$  soumis à un champ électrique orienté selon l'axe  $z$ , une onde polarisée circulairement ou à  $45^\circ$  des axes diélectriques propres du cristal, sonde de façon équilibrée les indices  $n_o$  et  $n_e$ . La biréfringence observée en présence du champ électrique s'exprime alors comme

la somme de la biréfringence naturelle  $\Delta n_{yz}(0)$  et de la biréfringence induite par l'application d'un champ électrique  $\Delta n_{yz}(E_z)$  :

$$\Delta n_{yz} = \underbrace{n_o - n_e}_{\Delta n_{yz}(0)} - \underbrace{\frac{1}{2}(n_o^3 r_{13} - n_e^3 r_{33})}_{\Delta n_{yz}(E_z)} E_z = n_o - n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_c E_z \quad (3.40)$$

avec :

$$r_c = r_{33} - \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^3 r_{13} \quad (3.41)$$

où  $r_c$  est un coefficient effectif.

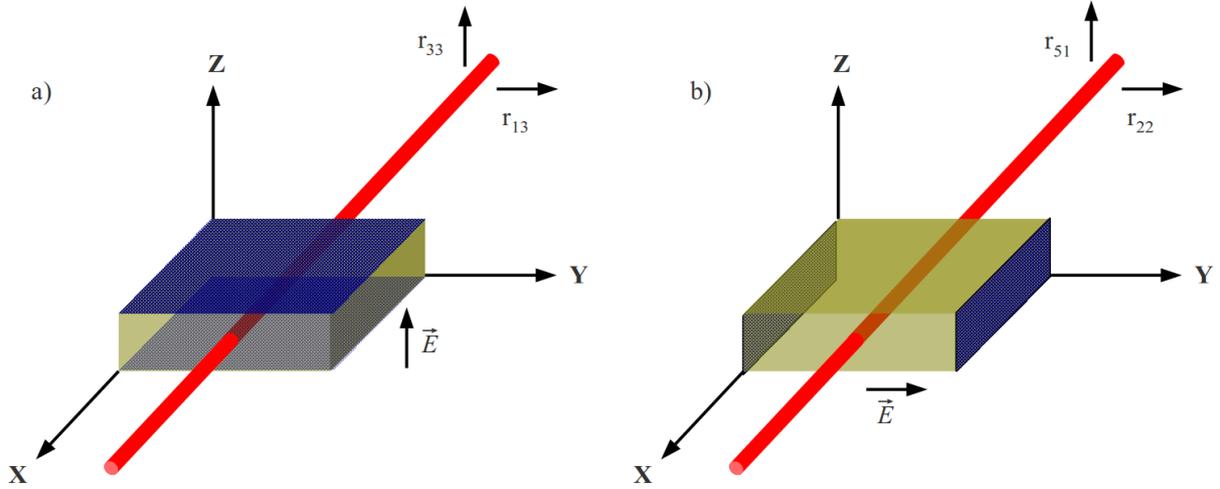


FIGURE 3.17 – Configurations expérimentales requises pour la détermination des coefficients électro-optiques : a)  $r_{13}$  et  $r_{33}$ , b)  $r_{22}$  et  $r_{51}$  dans le cas d'un faisceau laser se propageant selon l'axe  $x$ . Les flèches associées aux coefficients électro-optiques correspondent aux différentes directions de la polarisation optique requises pour la mesure de ces coefficients.

Dans un souci de clarté et de concision, les autres configurations conduisant à la détermination des coefficients électro-optiques  $r_{22}$  et  $r_{51}$  pour une propagation du faisceau laser selon l'axe  $x$ , sont présentées dans le schéma 3.17. Ce dernier est accompagné du tableau 3.3.2.1 récapitulant toutes les valeurs des indices de réfraction du cristal soumis à un champ électrique orienté selon chacun des axes du repère cartésien et ce, pour un faisceau laser se propageant selon chacune des trois directions du repère avec une polarisation verticale et horizontale.

$E_i$ \ Cryst. axis $i$	$x$ -cut	$y$ -cut	$z$ -cut
$\vec{E}_x$		$n_o + \frac{E_x^2 n_o^5 n_e^2 r_{51}^2}{2n_o^2 - 2n_e^2}$	$n_x + \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_x$
		$n_e - \frac{E_x^2 n_o^2 n_e^5 r_{51}^2}{2n_o^2 - 2n_e^2}$	$n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{22} E_x$
$\vec{E}_y$	$n_o - \frac{1}{2} E_y n_o^3 r_{22}$		$n_o + \frac{1}{2} E_y n_o^3 r_{22}$
	$n_e - \frac{E_y^2 n_o^2 n_e^5 r_{51}^2}{2n_o^2 - 2n_e^2}$		$n_o - \frac{1}{2} E_y n_o^3 r_{22}$
$\vec{E}_z$	$n_o - \frac{1}{2} E_z n_o^3 r_{13}$	$n_o - \frac{1}{2} E_z n_o^3 r_{13}$	
	$n_e - \frac{1}{2} E_z n_e^3 r_{33}$	$n_e - \frac{1}{2} E_z n_e^3 r_{33}$	

TABLE 3.10 – Différentes configurations d'utilisation du cristal de SLT pour la caractérisation distincte des coefficients électro-optiques.

### Cas du BSO

A température ambiante, l'oxyde de bismuth et de silicium présente un tenseur électro-optique représentatif des cristaux isotropes :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

Ce tenseur ne fait intervenir qu'un seul coefficient,  $r_{41}$ . A l'instar du tantalate de lithium, exprimons l'ellipsoïde des indices déformée par l'application d'un champ électrique  $\vec{E}(E_x, E_y, E_z)$  :

$$\frac{x^2}{n^2} + \frac{y^2}{n^2} + \frac{z^2}{n^2} + 2y z r_{41} E_x + 2x z r_{41} E_y + 2x y r_{41} E_z = 1 \quad (3.43)$$

Lorsqu'il est soumis à un champ électrique, un cristal isotrope devient anisotrope. Tout faisceau laser venant sonder le cristal se décompose alors selon les deux seuls états de polarisation linéaires permis au sein du cristal. Dans le cas de figure d'une coupe  $\langle 111 \rangle$ , chacun de ses états de polarisation voit respectivement les indices propres :

$$n_{\pm} = n_0 \pm \frac{n_0^3}{\sqrt{6}} r_{41} \|\vec{E}_{\perp}\| \quad (3.44)$$

A ce stade, il est possible d'envisager, comme pour le SLT, l'utilisation d'un montage interférométrique. Néanmoins, cette technique tire sa légitimité de sa capacité à décorrélérer chaque coefficient électro-optique du tenseur électro-optique. Or, dans le cas du BSO, et plus généralement pour

tous les cristaux isotropes, le tenseur électro-optique n'est composé que d'un seul coefficient,  $r_{41}$ . C'est pourquoi nous avons choisi un montage polarimétrique, qui présente une mise en œuvre expérimentale plus aisée. L'objectif est alors de sonder la biréfringence du cristal, induite par le champ électrique appliqué. Cette biréfringence s'écrit :

$$\Delta n = n_+ - n_- = \sqrt{\frac{2}{3}} n_0^3 r_{41} \|\vec{E}_\perp\| \quad (3.45)$$

Ainsi pour caractériser le coefficient  $r_{41}$  du BSO, nous utilisons une polarisation incidente circulaire. L'étude du déphasage induit par la traversée du cristal (soumis à champ électrique connu) permet alors de remonter à la valeur du coefficient électro-optique. Le principe de fonctionnement du montage sera explicité ultérieurement.

### 3.3.2.2 Description des dispositifs expérimentaux utilisés

Dans le cas du  $\text{LiTaO}_3$ , nous avons utilisé un montage interférométrique afin de décorrélérer les coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$ . La grandeur physique d'accès est alors le retard de phase entre les deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder induit par la présence du cristal électro-optique dans l'un de ses bras. La figure 3.18 est une représentation détaillée du banc optique mis en place.

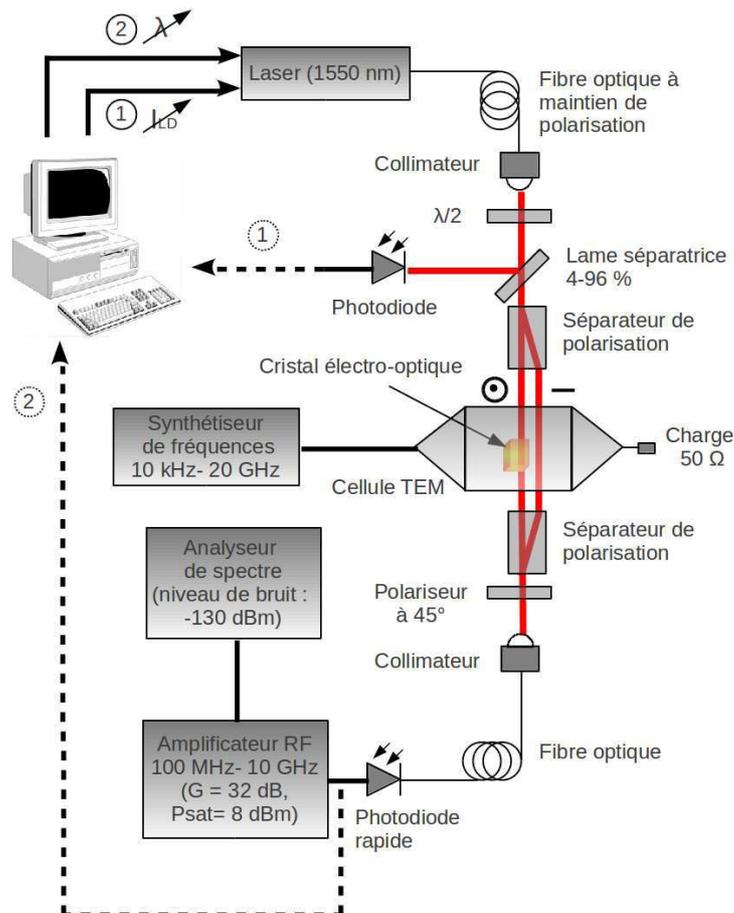


FIGURE 3.18 – Interféromètre de Mach-Zehnder dédié à la caractérisation des coefficients électro-optiques du  $\text{LiTaO}_3$  : structure détaillée incluant la mise en place de deux boucles d'asservissement pour stabiliser le système de mesure sur son point de fonctionnement optimal.

L'onde optique émise par la diode laser traverse une lame demi-onde afin d'orienter sa pola-

risation rectiligne incidente à  $45^\circ$  des axes d'un premier séparateur de polarisation, produisant en sortie de ce dernier, deux faisceaux parallèles, séparés de 4 mm et de polarisations rectilignes croisées. L'une de ces deux polarisations traverse alors le cristal électro-optique soumis à un champ électrique tandis que l'autre fait office de faisceau de référence. Elles traversent alors un second séparateur de polarisation, de même longueur que le premier, afin d'être spatialement recombinaées. Un polariseur, orienté à  $45^\circ$  des deux polarisations croisées, permet ensuite aux deux faisceaux d'interférer. Le signal optique modulé est alors converti en photo-courant grâce à une photodiode rapide et amplifié à l'aide d'un amplificateur radiofréquence pour être finalement mesuré par un analyseur de spectre. L'intensité  $I$  du signal optique d'interférence est, quant à elle, relevée aux bornes de la photodiode rapide. Ce montage permet, sur la base d'une configuration expérimentale précise, une extraction distincte des coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$  sur la plage fréquentielle d'intérêt. L'expression de l'intensité lumineuse  $I$  régissant la figure d'interférence s'écrit :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi_0(T) + \Delta\varphi_E) \quad (3.46)$$

avec :

$$\Delta\varphi_E = \frac{-\pi L}{\lambda} n_i^3 r_{i3} E_z \quad (3.47)$$

où  $\Delta\varphi_0(T)$  et  $\Delta\varphi_E$  sont respectivement le déphasage lié à la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre et le déphasage additionnel induit par le champ électrique (effet Pockels).  $L$  est la longueur du cristal,  $n_i$  est l'indice sondé par la polarisation du faisceau laser et  $r_{i3}$  le coefficient électro-optique correspondant. La présence d'une lame demi-onde en sortie du premier collimateur permet d'équilibrer très précisément les puissances optiques sur chaque bras de l'interféromètre, garantissant la condition  $I_1 = I_2 = I_0/2$ . La relation 3.46 devient alors :

$$I = I_0[1 + \cos(\Delta\varphi_0(T) + \Delta\varphi_E)] \quad (3.48)$$

En préambule à toute mesure, il est primordial de définir précisément et de discriminer le point de fonctionnement optimal du système de mesure. Ce point de fonctionnement est obtenu grâce à un arrangement optique spécifique qui garantit :

- la plus grande profondeur de modulation, définie comme le rapport de l'intensité du signal optique modulé sur l'intensité moyenne du signal d'interférence
- la plus grande sensibilité de mesure
- la plus grande linéarité de l'amplitude du signal de modulation avec l'amplitude du champ électrique appliqué

Cet optimum est obtenu pour des valeurs particulières de  $(\Delta\varphi_0(T))$  qui correspondent aux zones de plus grande pente et de plus grande linéarité du signal d'interférence (figure 3.19).

Pour chacune de ces valeurs ( $\pi$ -périodiques), toute modulation (engendrée par le champ électrique) du déphasage autour de sa valeur optimale entraîne une modulation maximale de l'intensité optique. Cette condition est remplie pour :

$$I = \frac{I_{max} + I_{min}}{2} \implies \cos \Delta\varphi_0(T) = 0 \quad (3.49)$$

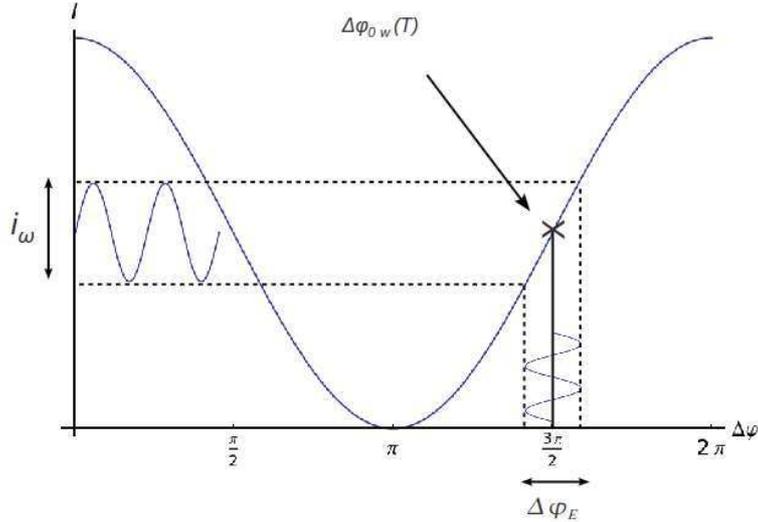


FIGURE 3.19 – Intensité de la figure d’interférence en fonction du déphasage ( $\Delta\varphi_0(T)$ ) : principe de la modulation de phase induite par le champ électrique et visualisation du point de fonctionnement optimal ( $\Delta\varphi_{0w}(T)$ )

Autrement dit :

$$\Delta\varphi_{0w}(T) = \frac{(2k + 1)\pi}{2} \quad \text{avec : } k \in \mathbb{N} \quad (3.50)$$

Il est important de noter que la recherche de ce point de fonctionnement optimal est un prérequis essentiel à chaque mesure, assurant ainsi toutes les conditions d’une mesure reproductible et parfaitement exploitable. Par ailleurs, les premières mesures effectuées ont révélé l’existence de deux problèmes majeurs : une fluctuation de la puissance d’émission du faisceau laser ainsi qu’une dérive en température du point de fonctionnement optimal. Cette dernière est liée à la dépendance en température des indices du cristal occasionnant un effet thermo-optique parasite sur ( $\Delta\varphi_{0w}(T)$ ). Pour résoudre ce problème et stabiliser le système de mesure sur ce point de fonctionnement optimal, deux boucles d’asservissement ont été mises en place :

- la première (numérotée 1 sur la figure 3.18) permet de stabiliser la puissance d’émission du faisceau laser. Pour cela, une partie du faisceau incident (4%) est prélevé grâce à une séparatrice et convertie en photo-courant par une photodiode. Ce signal est contrôlé par un programme Labview qui permet de compenser ses variations en pilotant le courant d’alimentation de la diode laser.
- la seconde (numérotée 2 sur la figure 3.18) permet de s’affranchir des dérives de la figure d’interférence (ie du point de fonctionnement) liées aux variations de température. Pour cela, l’intensité du signal d’interférence est stabilisée sur sa valeur médiane (correspondant au point de fonctionnement). Cette stabilisation est obtenue en pilotant la longueur d’onde d’émission du laser (par l’intermédiaire de l’élément Peltier intégré à la diode laser).

Ainsi, ces deux boucles d’asservissement vont permettre d’accroître sensiblement la précision de mesure en compensant les différentes dérives.

La figure 3.18 fait apparaître une cellule TEM comme dispositif d’application du champ électrique sur le cristal. En réalité, deux configurations d’application du champ ont été mises place. De 10 Hz à 10 MHz, des électrodes adhésives cuivrées alimentées par un générateur basse

fréquence (GBF) ont été disposées sur les faces en regard du cristal (configuration d'application d'un champ électrique selon l'axe  $z$ ). Le signal est alors relevé sur un oscilloscope à transformée de Fourier (pour les fréquences inférieures à 10 kHz) et sur un analyseur de spectre au-delà (bande passante : 9 kHz-30 GHz; niveau de bruit à -130 dBm dans une bande d'analyse de 10 Hz). De 10 MHz à 2 GHz, une cellule TEM est utilisée comme structure de propagation du champ électrique (ce dispositif fait l'objet d'une présentation détaillée en annexe). Le cristal est alors disposé sur le septum, au sein du volume d'essai. La cellule TEM présente l'avantage certain de produire en son sein un champ électrique connu (polarisé verticalement et uniforme). De plus, les dimensions de la structure, définies pour produire une impédance caractéristique standard de 50  $\Omega$ , sont modulables et peuvent ainsi être adaptées à la taille de l'échantillon à caractériser. Une série de mesure préalable a permis d'évaluer les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  (transmission et réflexion) de la structure à vide ou contenant le cristal (figure 3.20). Les paramètres  $S$  de la cellule à vide indiquent une très bonne adaptation de la structure jusqu'à 8 GHz ( $S_{11} < 25$  dB), fréquence d'apparition du premier mode d'ordre supérieur. L'introduction du cristal entraîne une modification de la permittivité effective vue par l'onde radiofréquence influant ainsi notablement sur l'amplitude des paramètres  $S$  de la cellule. Il est également à noter un décalage significatif de l'apparition des premiers modes d'ordre supérieurs vers des fréquences plus basses ( $> 4$  GHz), validant néanmoins le principe d'une mesure des coefficients électro-optiques jusqu'à 2 GHz.

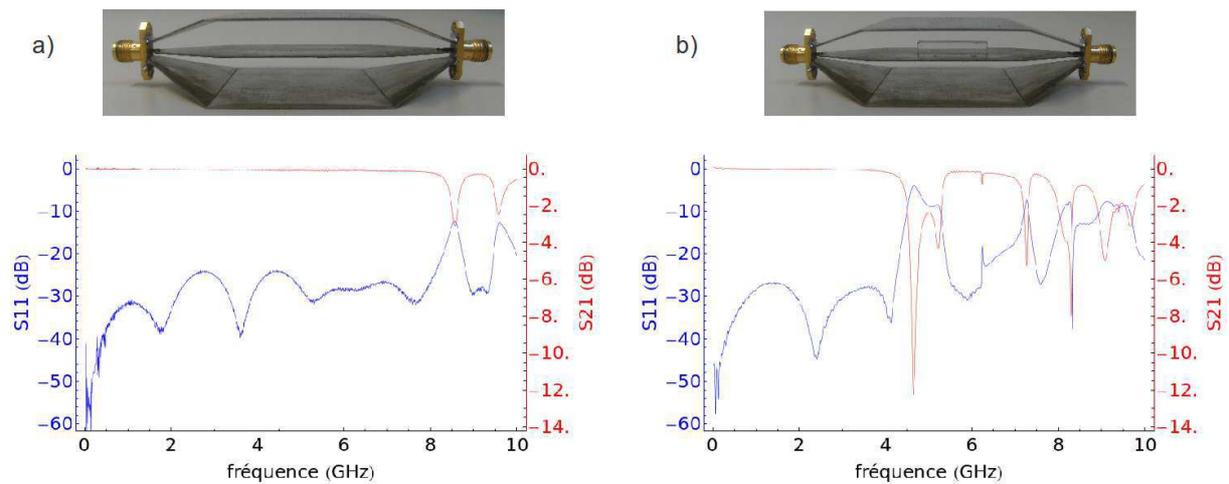


FIGURE 3.20 – Paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  de la cellule TEM : a) à vide, b) contenant le cristal de SLT

Concernant le BSO, nous utilisons un montage à une onde, qualifié de polarimétrique. Ce montage est plus simple à mettre en œuvre que le précédent. Il est, de plus, bien adapté au cas de figure des cristaux isotropes, pour lesquels seul un coefficient électro-optique est à déterminer. La figure 3.21 fournit un schéma détaillé du banc optique dédié à la caractérisation du coefficient électro-optique  $r_{41}$  du BSO.

Le faisceau laser traverse une lame quart d'onde dont les axes sont orientés à  $45^\circ$  de la polarisation rectiligne incidente, produisant ainsi une polarisation circulaire en entrée du cristal électro-optique. Ce dernier est soumis à un champ électrique dont la fréquence varie de 10 Hz à 2 GHz. Les dispositifs d'application du champ électrique sont d'ailleurs les mêmes que pour le montage interférométrique. Dans le cas d'un cristal isotrope et en l'absence de champ électrique

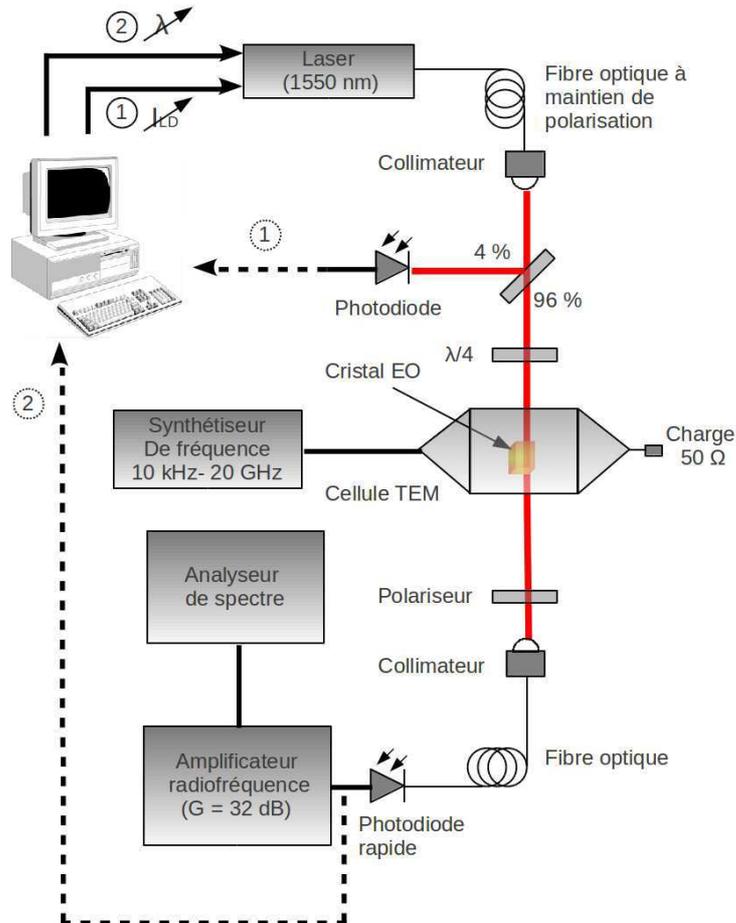


FIGURE 3.21 – Montage polarimétrique dédié à la caractérisation du coefficient électro-optique  $r_{41}$  du BSO : structure détaillée incluant la mise en place des deux mêmes boucles d’asservissement que le montage précédent.

appliqué, l’état de polarisation du faisceau laser reste inchangé en sortie du cristal (circulaire). Cependant, lorsqu’un champ électrique est appliqué, une biréfringence est induite au sein du cristal. Cette dernière a pour effet de changer l’état de polarisation de l’onde optique après la traversée du cristal. Il est alors possible, à l’aide d’un polariseur de convertir cette modulation d’état de polarisation en une modulation de puissance optique, détectée ensuite par une photodiode rapide. L’expression de l’intensité lumineuse détectée par la photodiode rapide est la suivante :

$$I = \frac{I_0}{2}(1 - \sin \Delta\varphi_E) \quad (3.51)$$

Dans le cadre d’un tel montage, le point de fonctionnement optimal du système de mesure est simplement garanti par l’utilisation d’un état de polarisation circulaire en entrée du cristal électro-optique. Afin d’assurer la plus grande stabilité de ce point de fonctionnement optimal, les deux boucles d’asservissement décrites précédemment dans le montage interférométriques sont ici maintenues.

### 3.3.3 Résultats expérimentaux

#### 3.3.3.1 Visualisation de la figure d'interférence et détermination du point de fonctionnement optimal

La première étape expérimentale dans la caractérisation fréquentielle des coefficients électro-optiques est la détermination du point de fonctionnement optimal du système de mesure. Pour cela, nous stabilisons la puissance d'émission du laser à l'aide de la première boucle d'asservissement. Ainsi, dans le cas du SLT, l'objectif initial est l'obtention simultanée de la figure d'interférence et du signal associé à la modulation électro-optique. Plus concrètement, une rampe de tension est appliquée pour faire varier la température du laser, et donc la longueur d'onde d'émission. Le pilotage de la longueur d'émission a pour but de faire évoluer le signal d'interférence, relevé au bornes de la photodiode rapide. L'amplitude du signal de modulation électro-optique est simultanément relevée à l'analyseur de spectre. A titre d'exemple, la figure 3.22 présente l'évolution de la figure d'interférence et du signal de modulation en fonction de la longueur d'onde d'émission du laser.

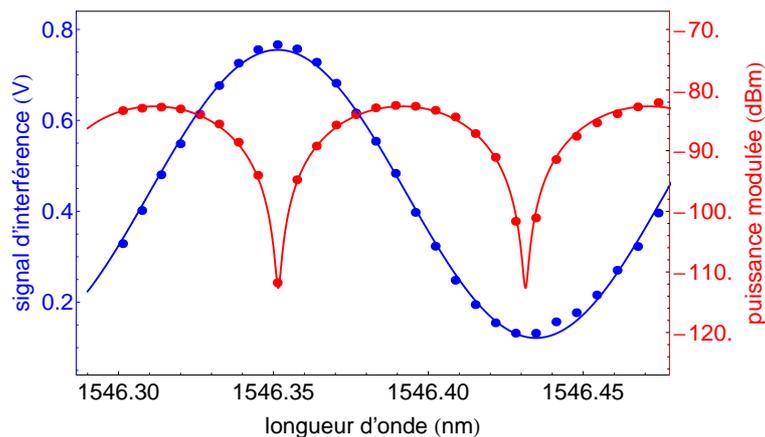


FIGURE 3.22 – Mesure expérimentale de la figure d'interférence et signal de modulation électro-optique (fréquence de modulation = 1 GHz) en fonction de la longueur d'onde d'émission de la diode laser. Les ajustements théoriques correspondant sont tracés en lignes pleines.

Les deux courbes sont obtenues pour une configuration expérimentale dédiée à la caractérisation du coefficient électro-optique  $r_{33}$  (polarisation linéaire du faisceau laser orientée selon l'axe  $z$ ) du SLT. La puissance en entrée de la cellule TEM est fixée à 13,35 dBm (le champ électrique auquel est soumis le cristal de SLT sera déterminé ultérieurement à l'aide d'une simulation électromagnétique). Conformément à la théorie, la figure 3.22 fait clairement apparaître que les maxima du signal de modulation électro-optique correspondent à des plages périodiques de longueurs d'onde où le signal d'interférence présente une pente maximale avec la meilleure linéarité. Pour déterminer plus précisément le point de fonctionnement optimal, il est pratique de représenter directement l'amplitude du signal de modulation en fonction de l'amplitude du signal d'interférence (cf figure 3.23). Cette représentation a l'avantage de permettre une visualisation directe du point de fonctionnement optimal. Ce dernier est mentionné sur la courbe par

le point  $M_0$  dont la coordonnée en abscisse  $(V_{max} + V_{min})/2$  est la valeur du signal d'interférence correspondant à un signal de modulation d'amplitude maximale. Un autre atout de ce type de représentation est la possibilité d'accéder simplement à la dynamique de mesure. Le plancher de bruit, dans ce cas de figure, est situé à -112 dBm, tandis que l'amplitude maximale du signal de modulation, associé à la caractérisation du coefficient  $r_{33}$ , vaut -82 dBm. Nous disposons donc d'une dynamique de mesure de 30 dB. Une fois le point de fonctionnement optimal caractérisé avec précision, il s'agit, pour la suite des mesures, de s'y maintenir.

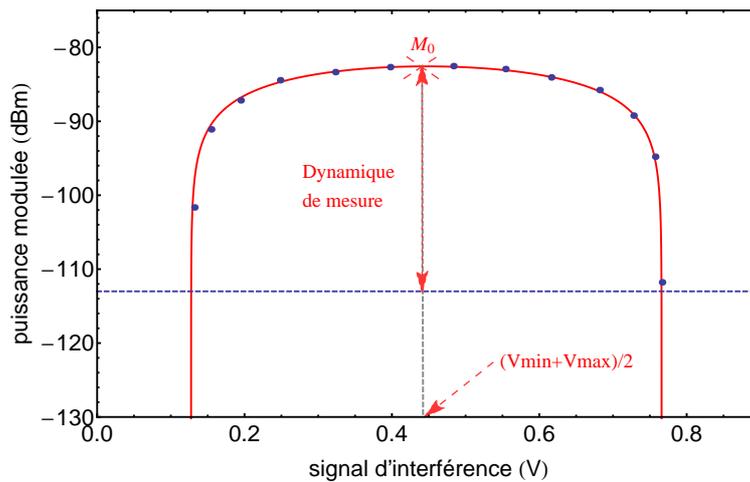


FIGURE 3.23 – Amplitude du signal de modulation en fonction de l'amplitude du signal d'interférence : courbe de repérage du point de fonctionnement optimal du système de mesure. L'ajustement théorique est tracé en rouge et le plancher de bruit en pointillés bleus.

Pour cela, la seconde boucle d'asservissement est mise en route : elle permet de maintenir l'amplitude du signal d'interférence à  $(V_{max} + V_{min})/2$  (valeur de la consigne) en pilotant la longueur d'onde d'émission de la diode laser. Ainsi, toutes les dérives occasionnées par les variations de la température sur le cristal électro-optique seront compensées. Dans le cas du montage dédié à la caractérisation du coefficient  $r_{41}$  du cristal de BSO, l'obtention du point de fonctionnement idéal passe simplement par l'utilisation d'un état de polarisation circulaire à l'entrée du cristal. Cette configuration permet en effet de sonder de façon équilibrée les indices propres  $n_+$  et  $n_-$  lorsque le cristal est soumis à un champ électrique. L'absence de biréfringence naturelle simplifie alors la procédure de stabilisation du point de fonctionnement. Nous avons, pour chaque montage, donné les expressions des puissances optiques détectées. Il est possible de réécrire ces dernières lorsque le système est stabilisé sur son point de fonctionnement optimal. Dans le cas du SLT, ce point de fonctionnement est atteint lorsque le déphasage naturel est maintenu à une valeur de  $(2k + 1)\pi/2$ . La formule 3.48 régissant l'intensité de la figure d'interférence peut alors s'exprimer ainsi :

$$I = I_0[1 + \sin \Delta\varphi_E] \quad (3.52)$$

En se plaçant dans l'approximation des petits déphasages, hypothèse valide compte tenu de

l'ordre de grandeur de l'effet Pockels, l'expression précédente devient :

$$I = I_0[1 + \Delta\varphi_E] = I_0[1 + \alpha E_z] \quad (3.53)$$

avec  $\alpha = -\pi L n_i^3 r_{i3} / \lambda$ . Cette expression traduit la relation de linéarité entre l'amplitude du signal de modulation et le champ électrique appliqué. Pour illustrer expérimentalement le caractère linéaire de cette relation, nous avons fait varier la puissance du synthétiseur de fréquence et nous avons relevé simultanément l'amplitude du signal de modulation à l'analyseur de spectre. Les résultats sont présentés dans la figure 3.24.

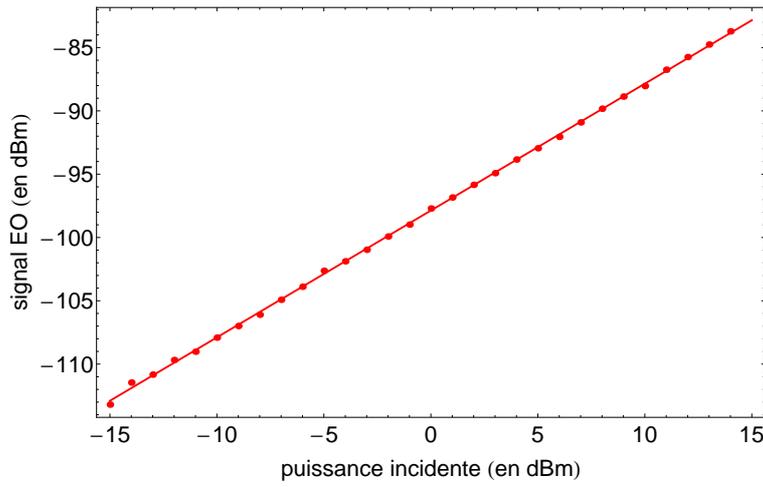


FIGURE 3.24 – Amplitude du signal de modulation en fonction de la puissance délivrée par le synthétiseur de fréquence. L'ajustement théorique est tracé en ligne continue. La mesure a été conduite en appliquant un champ électrique dont la fréquence est 1 GHz.

L'ajustement théorique appliqué aux points de mesure est une droite dont la pente est de  $1,002 \pm 0,005$ , traduisant une très bonne proportionnalité entre l'amplitude du signal RF injecté dans la cellule TEM et l'amplitude du signal de modulation produit par le coefficient  $r_{33}$  du SLT. Nous avons réalisé la même démarche avec le cristal de BSO. Ainsi, la précédente expression de la puissance optique 3.51 reçue par la photodiode rapide dans le cas du montage polarimétrique peut se simplifier comme suit :

$$I = \frac{I_0}{2}(1 - \Delta\varphi_E) = \frac{I_0}{2}(1 - \gamma E_{\perp}) \quad (3.54)$$

avec  $\gamma = 2\pi L \sqrt{2/3} n_0^3 r_{41} / \lambda$ . Là encore, nous constatons, au point de fonctionnement optimal, une modulation linéaire de l'amplitude du signal de modulation avec le champ électrique appliqué. Dans le cas du cristal de BSO, nous avons réalisé une mesure de linéarité à 100 kHz. Une différence de potentiel est ainsi appliquée entre les électrodes adhésives cuivrées, disposées de part et d'autre du cristal, et l'amplitude du signal de modulation est relevée à l'analyseur de spectre pour chaque incrément de tension. La figure 3.25 présente les résultats obtenus. Le constat est le même que précédemment : une très bonne linéarité de la réponse électro-optique vis-à-vis du champ électrique appliqué est atteinte. La différence entre la mesure et l'ajustement théorique

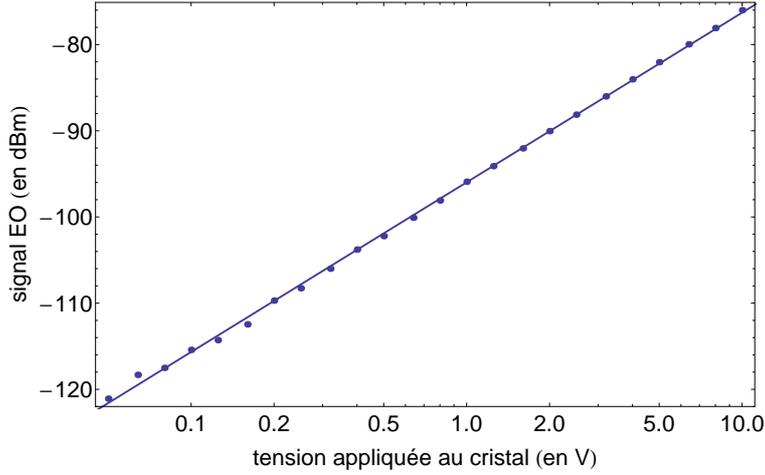


FIGURE 3.25 – Amplitude du signal de modulation en fonction de la tension appliquée aux bornes des électrodes cuivrées disposées sur les faces en regard du cristal de BSO. L’ajustement théorique est tracé en ligne continue.

conduit d’ailleurs à un écart type moyen de 0,38 dBm, valeur majoritairement dépendante des mesures à faible champ pour lesquelles le rapport signal sur bruit est plus faible.

### 3.3.3.2 Extraction des coefficients électro-optiques et comportement fréquentiel

Une fois positionné sur le point de fonctionnement optimal du système de mesure, les coefficients électro-optique du SLT et du BSO peuvent être déterminés à partir des équations 3.45 et 3.47 respectivement. Les liens entre ces coefficients et le taux de modulation  $\tilde{d}$  prennent alors les formes suivantes :

$$\text{SLT} \quad r_{13} = \frac{\lambda}{\pi n_o^3 L_{crist} E_z} \tilde{d} \quad (3.55)$$

$$\text{SLT} \quad r_{33} = \frac{\lambda}{\pi n_e^3 L_{crist} E_z} \tilde{d} \quad (3.56)$$

$$\text{BSO} \quad r_{41} = \sqrt{3/2} \frac{\lambda}{2\pi n_0^3 L_{crist} E_{\perp}} \tilde{d} \quad (3.57)$$

avec  $\tilde{d} = \frac{\tilde{P}}{\bar{P}}$ , où  $\tilde{P}$  et  $\bar{P}$  sont respectivement la puissance optique modulée et la puissance optique moyenne, directement mesurées sur le banc expérimental. Les valeurs utilisées pour les indices des cristaux sont celles que nous avons auparavant caractérisées (SLT :  $n_o = 2,003$  et  $n_e = 2,045$ ; BSO :  $n_0 = 2,46$ ). Comme évoqué précédemment et en vue d’une caractérisation ultra-large bande des coefficients électro-optiques, trois configurations expérimentales ont été utilisées selon la bande fréquentielle considérée :

- 10 Hz - 10 kHz : des électrodes cuivrées sont disposées sur les faces latérales du cristal et l’acquisition du signal électro-optique est effectuée sur un oscilloscope
- 10 kHz - 10 MHz : des électrodes cuivrées sont disposées sur les faces latérales du cristal et l’acquisition du signal électro-optique est effectuée sur un analyseur de spectre
- 10 MHz - 2 GHz : le cristal est placé au sein du volume d’essai d’une cellule TEM large bande et l’acquisition du signal électro-optique est effectuée sur un analyseur de spectre

Dans les deux premières configurations, le champ électrique appliqué  $\vec{E}_{ext}$  est égal au champ électrique intra-cristal  $\vec{E}_{int}$ . Dans le cas de la cellule TEM, le champ électrique réellement sondé par voie optique est déterminé par simulation dans la mesure où le cristal n'occupe pas tout l'espace inter-électrodes. Ainsi, la distribution spatiale du champ électrique au sein de la cellule TEM contenant le cristal de BSO est simulée à l'aide du logiciel Quickfield, lequel est basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD : Finite Difference Time Domain). Le résultat, pour une puissance incidente de 13,3 dBm (correspondant à une tension efficace appliquée entre le septum et les plans de masse de 1,034 V sur 50  $\Omega$ ), est présenté en figure 3.26.

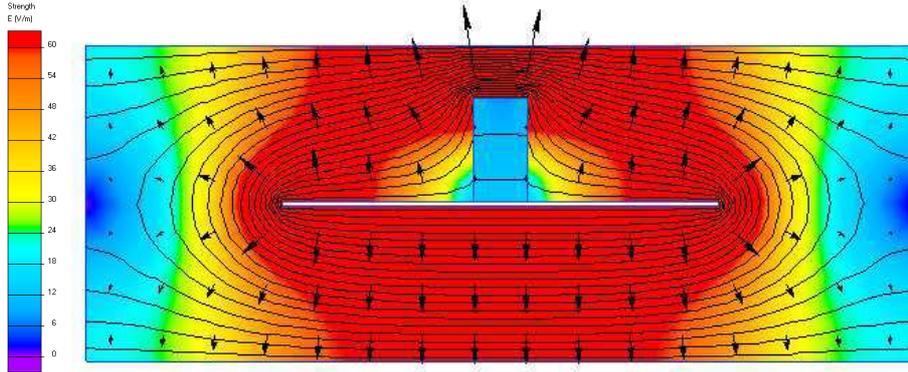


FIGURE 3.26 – Simulation FDTD : distribution du champ électrique transverse au sein de la cellule TEM contenant le cristal de BSO. Les équipotentielles sont représentées par des lignes noires et le champ électrique par des vecteurs.

En l'absence de cristal, le champ électrique au centre de la cellule est homogène et atteint une valeur de 69  $\text{V.m}^{-1}$ . L'introduction d'un cristal au sein de la structure simulée déforme les équipotentielles induisant une inhomogénéité du champ électrique. Son amplitude est ensuite intégrée sur le volume d'occupation de l'onde optique au sein du cristal et prend pour valeur moyenne  $\|\vec{E}_{int}\| = 11,25 \text{ V.m}^{-1}$ . Précisons que cette valeur de  $\|\vec{E}_{int}\|$  est très proche de la valeur de  $E_z$  (ou  $E_{\perp}$ ), composante du champ électrique induisant la modulation électro-optique. En effet, la contribution de la composante transverse ( $E_x$ ) ne dépasse pas ici  $2.10^{-3} \text{ V.m}^{-1}$ .

Les taux de modulation mesurés sont associés aux valeurs de champs électriques (calculées ou simulées) pour reconstruire l'évolution des coefficients électro-optiques sur l'ensemble de la bande fréquentielle d'intérêt. La figure 3.27 représente l'évolution fréquentielle du coefficient  $r_{41}$  du BSO.

En basse fréquence, l'imprécision sur les valeurs du coefficient électro-optique est majoritairement due à l'incertitude relative au signal électro-optique mesuré sur l'oscilloscope à FFT (1 dB). En haute fréquence, elle est due à l'incertitude sur la valeur du champ électrique issue de la simulation FDTD (estimée à 0,5  $\text{V.m}^{-1}$ , pour différentes positions du cristal au sein du volume d'essai de la cellule TEM). Cette courbe présente des profils fréquentiels conformes à la théorie : nous constatons ainsi que le coefficient électro-optique présente deux valeurs stables sur deux gammes fréquentielles distinctes correspondant respectivement à l'état libre (plage des basses fréquences jusqu'à 100 kHz) et à l'état contraint (plage des hautes fréquences à partir de

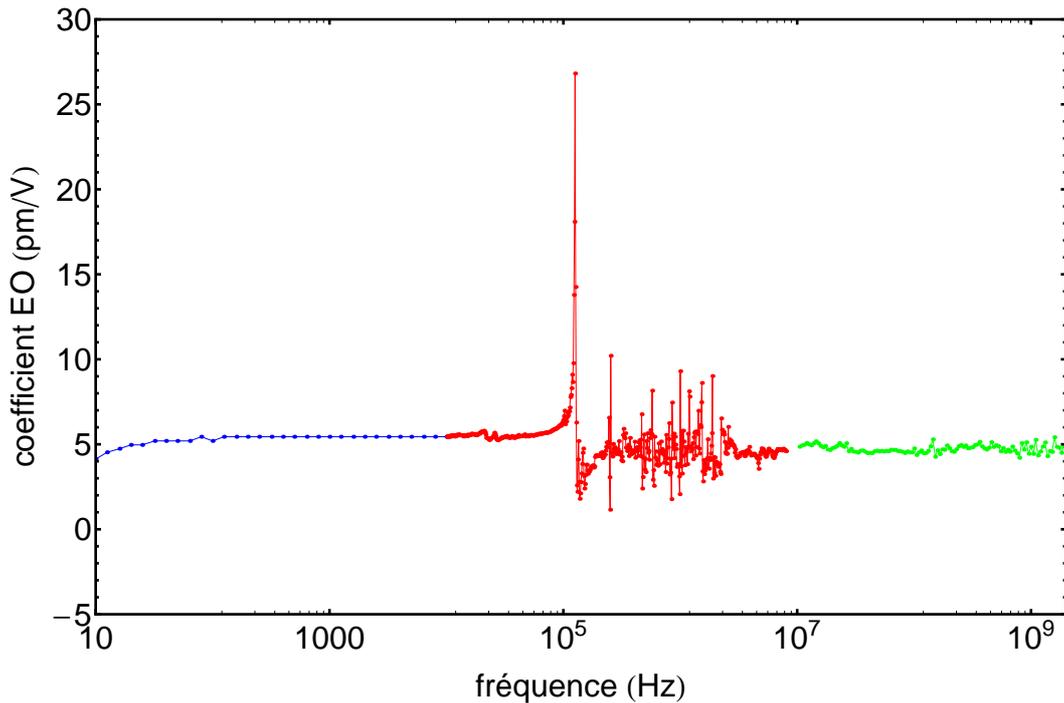


FIGURE 3.27 – Évolution du coefficient  $r_{41}$  du BSO en fonction de la fréquence. Les trois configurations expérimentales sont représentées en bleu, rouge et vert.

quelques MHz). Entre ces deux plateaux, des phénomènes de résonances piézoélectriques sont observables. Nous avons ainsi pu extraire les valeurs du coefficient électro-optique pour chacun des états du cristal. Ces valeurs sont consignées dans le tableau 3.11 accompagnées de leurs incertitudes respectives. A partir de ces valeurs, il est possible de déduire la contribution acoustique

BSO	$r_{41}$ (mesure)	$\Delta r_{41}$	$r_{41}$ (littérature)
Cristal "non contraint" (BF)	5,4	0,4	5 [149]
Cristal "contraint" (HF)	4,7	0,2	

TABLE 3.11 – Tableau récapitulatif des valeurs basse et haute fréquence du coefficient  $r_{41}$  du BSO. Les valeurs sont exprimées en  $\text{pm.V}^{-1}$ .

$r^a$  à l'effet électro-optique. Cette dernière résulte de la différence entre la valeur mesurée à basse fréquence (en dessous des résonances piézoélectriques) et celle mesurée à haute fréquence. Elle est ici de l'ordre de  $0,7 \text{ pm.V}^{-1}$ . Les résonances piézoélectriques sont directement liées aux dimensions du cristal et à la vitesse de propagation de l'onde acoustique dans la direction considérée. Ces résonances se traduisent par une exaltation du coefficient électro-optique. Ainsi, la première résonance, qui correspond à la dimension longitudinale du cristal (par rapport à la direction du champ électrique appliqué), induit une augmentation du coefficient  $r_{41}$  d'un facteur 5.

De la même manière, nous avons pu caractériser distinctement les coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$  du SLT. Le protocole d'extraction est identique : les trois configurations expérimentales décrites plus haut sont réutilisées et le découpage fréquentiel reste inchangé. Des simulations électroma-

gnétiques ont également été réalisées afin de connaître la valeur du champ électrique au sein du cristal de SLT disposé sur le septum de la cellule TEM. Par ailleurs, le passage d'un coefficient à l'autre s'opère expérimentalement par une simple rotation de  $90^\circ$  de la polarisation linéaire incidente de l'onde optique. Les taux de modulation ont ainsi été relevés pour chacun des coefficients électro-optiques sur l'ensemble de la bande fréquentielle (10 Hz - 2 GHz). La figure 3.28 illustre les profils fréquentiels des coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$ .

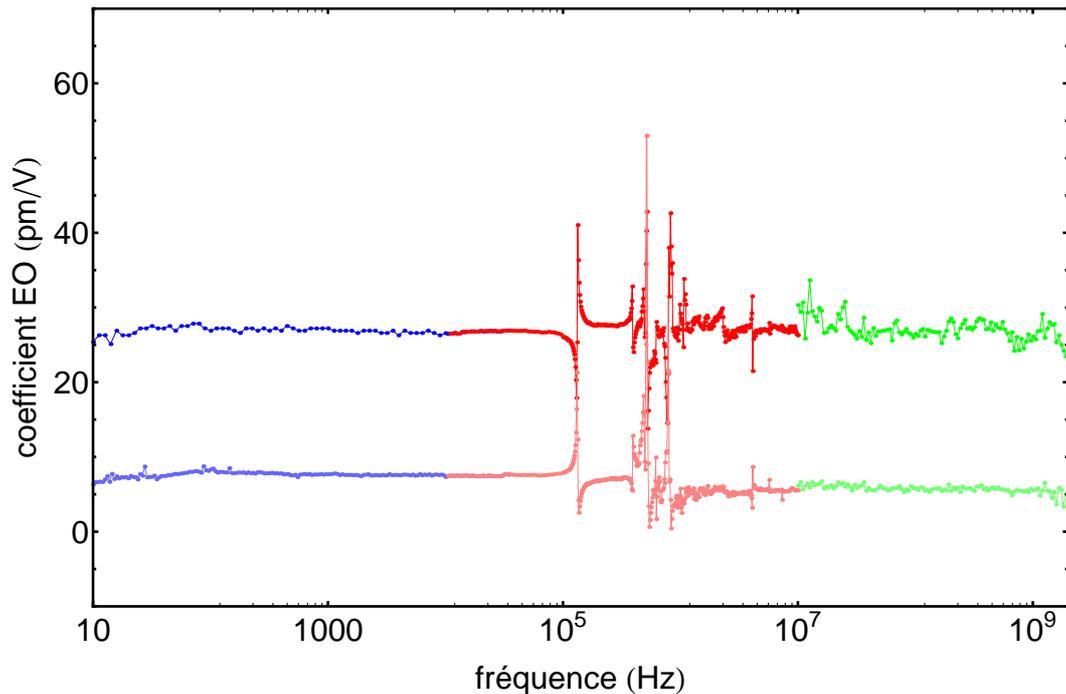


FIGURE 3.28 – Évolution des coefficients  $r_{13}$  (couleurs pâles) et  $r_{33}$  (couleurs vives) du SLT en fonction de la fréquence. Les trois configurations expérimentales sont représentées en bleu, rouge et vert.

Là encore, les profils obtenus sont cohérents vis-à-vis de la théorie et il est en effet possible d'en extraire les valeurs de chaque coefficient électro-optique à l'état libre ainsi qu'à l'état contraint. Ces dernières sont affichées dans les tableaux 3.12 et 3.13, accompagnées des incertitudes de mesures ainsi que des valeurs disponibles dans la littérature.

SLT	$r_{13}$ (mesure)	$\Delta r_{13}$	$r_{13}$ (littérature)
Cristal "non contraint" (BF)	7,6	0,4	6,9 [151]
Cristal "contraint" (HF)	5,7	0,5	5,2 [142]

TABLE 3.12 – Tableau récapitulatif des valeurs basse et haute fréquence du coefficient  $r_{13}$  du SLT. Les valeurs sont exprimées en  $\text{pm.V}^{-1}$ .

Des valeurs extraites à l'état libre et à l'état contraint, il est possible de déduire la contribution acoustique à l'effet électro-optique pour chacun des coefficients. Dans notre cas, elles valent  $1,9 \text{ pm.V}^{-1}$  pour le coefficient  $r_{13}$  et  $0,3 \text{ pm.V}^{-1}$  pour le coefficient  $r_{33}$ .

SLT	$r_{33}$ (mesure)	$\Delta r_{33}$	$r_{33}$ (littérature)
Cristal "non contraint" (BF)	26,8	0,4	26,7 [151]
Cristal "contraint" (HF)	27,1	1,5	27,4 [142]

TABLE 3.13 – Tableau récapitulatif des valeurs basse et haute fréquence du coefficient  $r_{33}$  du SLT. Les valeurs sont exprimées en pm.V<sup>-1</sup>.

### 3.4 Bilan des résultats et conclusion

A l'issue de cette campagne de caractérisation, de nombreuses données d'intérêt relatives aux cristaux électro-optiques ont été collectées expérimentalement : leurs indices de réfraction, les coefficients thermo-optiques qui leur sont associés et leurs coefficients électro-optiques. L'ensemble de ces données sont récapitulées dans le tableau 3.14. Concernant la mesure des indices

	Bi <sub>12</sub> SiO <sub>20</sub> (BSO)	LiTaO <sub>3</sub> stœchiométrique (SLT)
Photographie des échantillons testés		
Dimensions (en mm)	10 × 10 × 5,07	4,75 × 20 × 5,3
Indice de réfraction	$n_0=2,459 \pm 0,023$	$n_o=2,003 \pm 0,03$ $n_e=2,045 \pm 0,03$
Coefficient thermo-optique (10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	$\frac{\partial n}{\partial T}=31,5 \pm 0,5$	$\frac{\partial \Delta n}{\partial T}=19,3 \pm 0,5$
Figure de mérite en T (10 <sup>-6</sup> cm <sup>3</sup> .J <sup>-1</sup> )		15,1
Coefficient EO BF (en pm.V <sup>-1</sup> )	$r_{41}^T=5,4 \pm 0,3$	$r_{13}^T=7,6 \pm 0,4$ $r_{33}^T=26,9 \pm 0,4$
Coefficient EO BF (en pm.V <sup>-1</sup> )	$r_{41}^S=4,7 \pm 0,3$	$r_{13}^S=5,7 \pm 0,5$ $r_{33}^S=27,1 \pm 1,5$
Figure de mérite HF en E (en pm.V <sup>-1</sup> )	57,1	134

TABLE 3.14 – Tableau récapitulatif des valeurs issues de la campagne de caractérisation des propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques des cristaux retenus (BSO et de SLT). Ces valeurs ont été établies pour une longueur d'onde de 1550 nm.

de réfraction et des coefficients thermo-optiques, nous avons développé un banc de caractérisation spécifique, relativement simple à mettre en œuvre et garantissant à la fois une grande répétabilité ainsi qu'une bonne fiabilité dans les résultats obtenus. Ces résultats sont conformes à ceux qui sont issus de la littérature. Quant aux coefficients électro-optiques, nous avons développé un banc de mesure permettant une caractérisation large bande (plus de 8 décades), adapté aux cristaux isotropes (dans une configuration polarimétrique) et anisotropes (dans une configuration interférométrique). L'unique coefficient  $r_{41}$  du BSO a ainsi été extrait tant à l'état

libre qu'à l'état contraint. Il en va de même pour les coefficients  $r_{13}$  et  $r_{33}$  du SLT. Ce couple de coefficients permet de définir la sensibilité du cristal de SLT dans sa configuration  $x$ -cut, configuration idéale retenue pour l'élaboration d'une sonde dédiée à la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température. Le banc de caractérisation ainsi développé bénéficie, en sus, de deux boucles d'asservissement permettant de s'affranchir des dérives liées à la température ou aux fluctuations de la puissance du laser. La compensation de ces différentes dérives joue un grand rôle dans la stabilité de la mesure ainsi que sur la précision des résultats obtenus. Il a également été possible d'identifier les résonances piézoélectriques (tant en amplitude qu'en fréquence) à l'œuvre au sein des cristaux. Il est, par ailleurs, important de rappeler que l'ensemble des résultats ont été obtenus pour une longueur d'onde d'émission du laser de 1550 nm. Cette longueur d'onde correspond à celle des diodes laser employées dans les systèmes de mesure de la société Kapteos. De plus, il existe, à notre connaissance, de nombreuses lacunes bibliographiques concernant la caractérisation des propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques des cristaux à cette longueur d'onde. Ces propriétés sont essentielles pour quantifier les figures de mérite des différents cristaux et ainsi statuer sur leur pertinence en tant qu'élément de transduction des sondes électro-optiques développées ou à développer. Enfin, le contrôle des valeurs affichées par les fournisseurs est une nécessité pour l'entreprise, dans la mesure où elle doit garantir des performances conformes aux spécifications affichées.



## Chapitre 4

# Caractérisation d'une sonde électro-optique dédiée à la mesure simultanée de deux composantes du champ électrique.

Le chapitre précédent a permis d'exposer les résultats d'une caractérisation complète des propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques des cristaux les plus intéressants pour les applications visées. Les valeurs extraites de cette première campagne de mesure ont été utilisées pour confirmer les mérites respectifs des deux cristaux retenus : le SLT et le BSO. Des sondes ont alors été réalisées à l'aide de ces deux cristaux. Le présent chapitre s'articule plus précisément autour de la détermination des caractéristiques d'intérêt d'une sonde dédiée à la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique, réalisée à partir d'un cristal de BSO. La réponse de la sonde vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique sera donc abordée, en termes de linéarité et de dynamique de mesure. Le caractère vectoriel de la mesure sera ensuite investigué, au travers de la réponse angulaire de la sonde et d'autres aspects, comme la résolution spatiale ou encore la perturbation induite feront également l'objet d'une attention particulière.

### 4.1 Linéarité, sensibilité et dynamique

La première étape de cette campagne de mesure consiste à caractériser la réponse de la sonde électro-optique vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique appliqué. Pour ce faire, nous disposons la sonde au sein du volume d'essai d'une cellule TEM, entre l'un des deux plans de masse et le septum, distants de 15 mm. Cette cellule est connectée d'une part à un synthétiseur de fréquence délivrant un signal CW à 247 kHz, et d'autre part à une charge  $50 \Omega$ , pour des raisons d'adaptation d'impédance. La sortie du système électro-optique automatisé, véhiculant le signal mesuré, est connectée à un analyseur de spectre.

### 4.1.1 Linéarité

Pour chaque incrément de la puissance en entrée de la cellule TEM, l'amplitude du signal électro-optique est relevée à l'analyseur de spectre. Le résultat est représenté sur la figure 4.1.

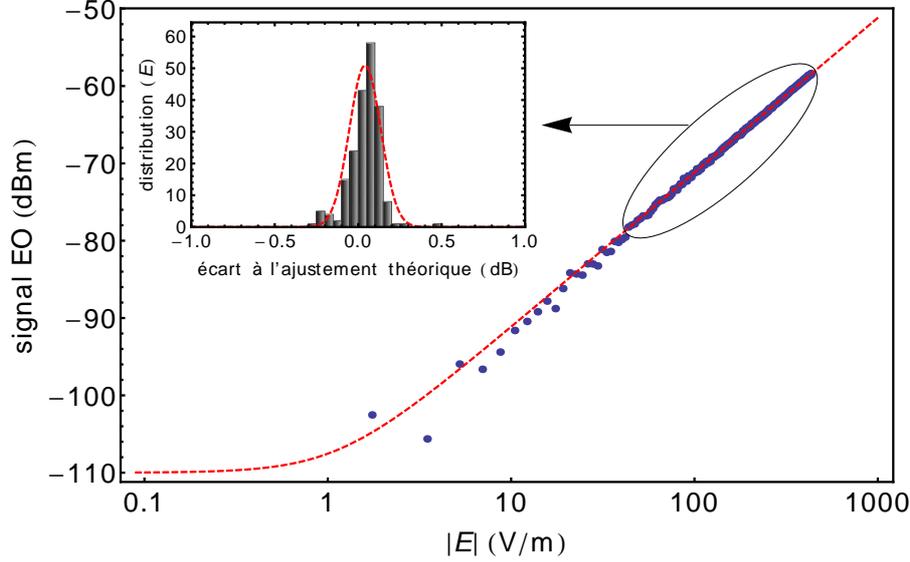


FIGURE 4.1 – Linéarité de la réponse de la sonde électro-optique (points bleus) accompagnée d'un ajustement théorique associé (courbe rouge en pointillés). La distribution d'erreurs et son profil gaussien théorique sont également tracés.

L'équation utilisée pour réaliser l'ajustement théorique est de la forme :

$$P_{EO} = 20 \log_{10} \sqrt{10^{\frac{P_{bruit}}{10}} + (\alpha E)^2} \quad (4.1)$$

avec :

$$\alpha = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{4\pi L_{crist} n_o^3 r_{41}}{\lambda} \eta \mathfrak{R} P_{opt} \quad (4.2)$$

où  $\mathfrak{R}$  est la réponse de la photodiode exprimée en A/W. Le niveau de bruit  $P_{bruit}$  relevé à l'analyseur de spectre est de -110 dBm. Il est important de rappeler que la sonde électro-optique mesure le champ électrique au sein du cristal et non celui que nous souhaitons mesurer, à savoir le champ électrique ambiant en l'absence du capteur. De part la nature diélectrique et la géométrie du cristal, il existe un ratio  $\eta$  entre ces deux valeurs qu'il est nécessaire de prendre en compte pour accéder à la valeur du champ électrique désiré. La pente, associée à l'ajustement théorique utilisé, est de  $\alpha = 2,76 \times 10^{-6} \text{ m.V}^{-1}$ , soit une valeur de 1,023 (en exprimant l'amplitude du signal électro-optique en fonction de la puissance incidente), dénotant ainsi d'une très bonne proportionnalité entre le signal hyperfréquence injecté dans la cellule TEM et le signal électro-optique mesuré. De plus, l'écart-type moyen associé à la mesure est de 0,59 dB et atteint même 0,1 dB dans la zone correspondant aux valeurs de champ électrique supérieures à  $85 \text{ V.m}^{-1}$ . Il est possible d'extraire de cette mesure la sensibilité de la sonde électro-optique. Pour rappel, cette dernière correspond au champ électrique minimum mesurable, engendrant un signal de même

amplitude efficace que le bruit intégré sur la bande d'analyse du système de mesure. Elle peut donc être calculée à partir de l'expression suivante :

$$E_{min} = \frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{10^{\frac{P_{bruit}}{10} - 3}}{\Delta f}} \quad (4.3)$$

Une valeur de sensibilité de  $200 \text{ mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$  a ainsi été obtenue dans l'air. Cette valeur, associée au choix d'un cristal dont la permittivité diélectrique est proche de celles des milieux biologiques, permet d'envisager de bonnes performances de la sonde dans le cadre d'expérimentations en bioélectromagnétisme.

#### 4.1.2 Dynamique de mesure

La courbe de linéarité, présentée sur la figure 4.1, fait apparaître que la sonde présente une réponse linéaire sur plus de 50 dB. Cette valeur, bien qu'élevée, est très éloignée de la valeur théorique (de l'ordre de 120 dB). La figure 4.2 présente une comparaison entre la réponse de la sonde en champ électrique issue de l'expérimentation (courbe extraite de la figure 4.1) et déduite de la théorie.

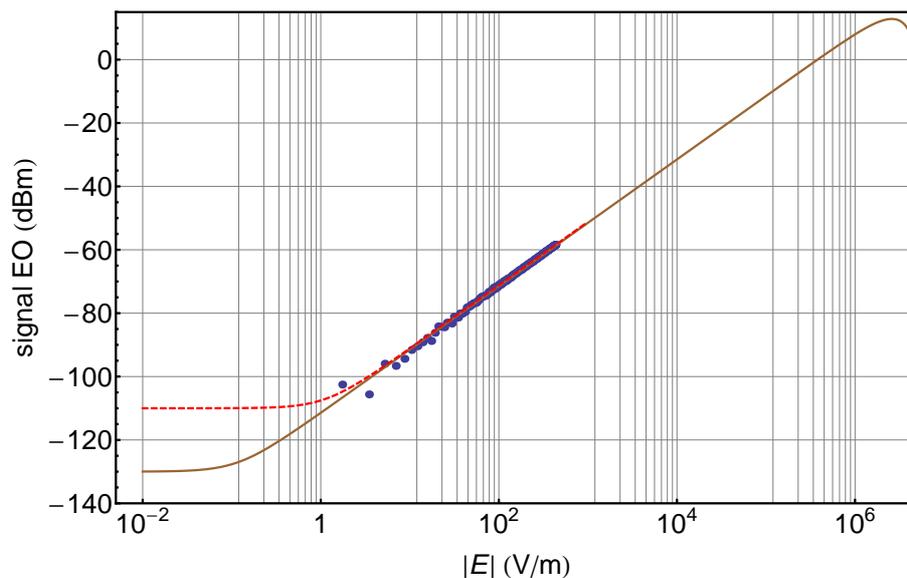


FIGURE 4.2 – Dynamique de mesure théorique associée au capteur développé (courbe marron) et dynamique réelle issue de la configuration expérimentale (points bleus et ajustement théorique en pointillés rouges 4.1).

Ces deux courbes révèlent un écart important, de 70 dB, entre la dynamique de mesure théorique et la valeur réelle. Cet écart provient des contraintes liées à l'environnement expérimental. La dynamique de mesure subit ainsi, dans le cadre de nos mesures, deux limitations fortes : elle est bornée inférieurement par le bruit de Johnson-Nyquist de l'analyseur de spectre utilisé pour visualiser le signal (-110 dBm pour une bande d'analyse  $\Delta f$  de 30 Hz), et présente également une borne supérieure liée à la tension maximale que peut délivrer le générateur basse fréquence

(10 Vpp dans notre cas). En théorie, la borne inférieure de la dynamique correspond au plancher de bruit minimal de l'analyseur de spectre (-130 dBm dans une bande d'analyse  $\Delta f$  de 10 Hz) et la borne supérieure est liée à la compression de la réponse électro-optique en champ fort. Cette compression est due à la réponse non linéaire du système optique d'analyse de l'état de polarisation : ce dernier contient notamment des prismes de Wollaston. Ces éléments, qui permettent de transformer toute variation d'état de polarisation en variation de puissance optique, ont une réponse sinusoïdale. Le point de fonctionnement optimal du système permet de se maintenir sur le point d'inflexion de cette réponse. Néanmoins, pour des champs électriques de très forte amplitude, la rotation de polarisation de l'onde optique est telle que l'on s'écarte de la zone de linéarité, entraînant alors une compression du signal mesuré (partie haute de la courbe marron sur la figure 4.2).

## 4.2 Sélectivité

Une seconde série de mesures a été réalisée afin de déterminer la réponse angulaire de la sonde électro-optique. Cette réponse permet d'appréhender un paramètre essentiel des capteurs de champ électrique : la sélectivité. Le caractère sélectif d'un transducteur s'évalue par la quantification du taux de réjection des composantes transverses du champ électrique. Autrement dit, il révèle l'aptitude de la sonde électro-optique à mesurer une composante du champ tout en excluant les deux autres. Dans le cas d'une sonde basée sur l'utilisation d'un cristal isotrope, nous sommes capables de mesurer simultanément les deux composantes du champ électrique se situant dans le plan orthogonal au vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  de l'onde optique. Cette aptitude s'explique par la présence de deux vecteurs sensibilités  $\vec{\Delta K}_a$  et  $\vec{\Delta K}_b$  perpendiculaires entre eux. Ces deux vecteurs forment ainsi un repère orthogonal dans lequel se projette le champ électrique à mesurer. Ces deux projections correspondent donc aux composantes transverses  $E_x$  et  $E_y$ , visualisables chacune sur une des deux voies de mesures du système électro-optique. Un maximum du signal électro-optique est obtenu sur une des deux voies de mesure lorsque le vecteur associé au champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  est colinéaire avec l'un des deux vecteurs sensibilités. Ce cas de figure correspond alors à un minimum du signal électro-optique sur la seconde voie de mesure (puisque  $\vec{E}_\Omega$  est orthogonal au second vecteur sensibilité).

Le montage expérimental reste le même que précédemment : la sonde électro-optique est insérée au sein du volume d'essai de la cellule TEM dans lequel règne un champ électrique de  $440 \text{ V.m}^{-1}$  et dont la fréquence est de 247 kHz. Le principe de la mesure consiste à relever à l'analyseur de spectre l'amplitude du signal électro-optique pour chaque rotation de  $1,5^\circ$  de la sonde autour de son axe longitudinal. Pour cela, la sonde est enchâssée sur une platine de rotation motorisée. Le résultat des mesures est visible sur la figure 4.3.

Ces résultats font apparaître deux courbes normalisées, respectivement associées à la mesure des composantes  $E_x$  (en rouge) et  $E_y$  (en bleu). Les équations des ajustements théoriques associés à chacune des mesures s'écrivent :

$$\begin{aligned} P_{EO}^X &= 20 \log_{10}(\sin \theta) \\ P_{EO}^Y &= 20 \log_{10}(\sin \theta + \pi/2) \end{aligned} \tag{4.4}$$

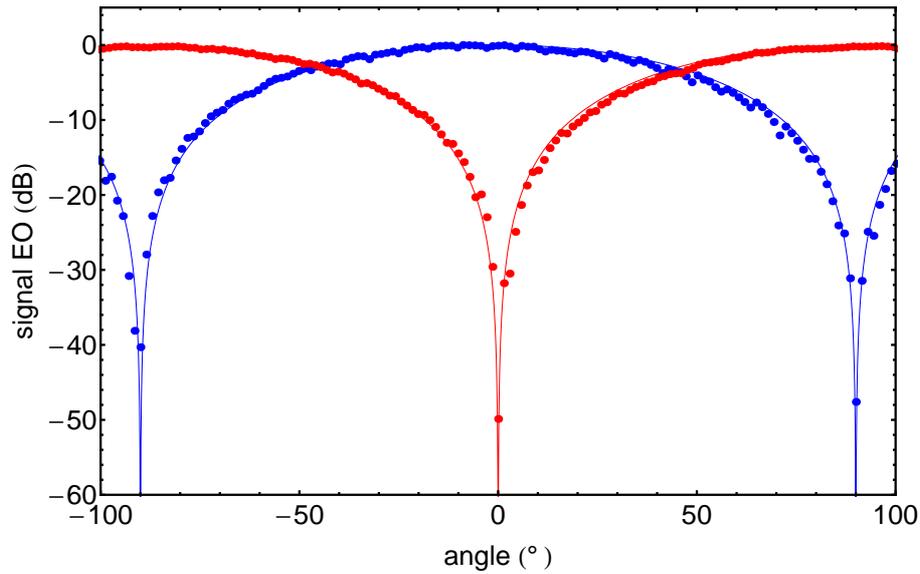


FIGURE 4.3 – Réponse angulaire normalisée de la sonde électro-optique pour chacune des composantes transverses du champ électrique ( $E_x$  en rouge et  $E_y$  en bleu).

Nous notons un très bon accord entre les points de mesure et les ajustements théoriques : les écarts-type moyens, associés à la mesure des composantes  $E_x$  et  $E_y$ , sont respectivement de 1,17 dB et de 1,62 dB (les points de mesure correspondant aux angles  $-90$ ,  $0$  et  $90$  ° sont exclus pour le calcul de l'écart-type moyen car leur valeur théorique est de  $-\infty$ ). Ces valeurs traduisent l'aptitude du capteur à mesurer avec précision chacune des composantes transverses du champ électrique. Cette capacité confère à la mesure électro-optique son caractère vectoriel, appuyé également par un taux de réjection des composantes orthogonales de plus de 40 dB pour chacune des deux composantes mesurées ( $E_x$  et  $E_y$ ). Cette valeur correspond à la différence entre l'amplitude maximale du signal électro-optique et le plancher de bruit. Elle est ici limitée par la tension maximale que peut délivrer par le GBF. Néanmoins, de telles performances dépassent de beaucoup celles qu'il est possible d'obtenir avec des antennes (sélectivité d'environ 20 dB).

## 4.3 Résolution spatiale de la sonde électro-optique et cartographie 1D du champ électrique

### 4.3.1 Résolution spatiale

La résolution spatiale du transducteur électro-optique est intimement liée au cristal et, de manière plus formelle, à la dimension de la zone d'interaction entre le champ électrique et le faisceau laser en son sein. Dans notre cas de figure, le cristal électro-optique est utilisé comme modulateur d'état de polarisation en réflexion, induisant un doublement de la longueur effective du cristal parcourue par l'onde optique. Une lentille GRIN (à gradient d'indice) est également utilisée afin de mettre en forme le faisceau laser au sein du cristal et d'obtenir conjointement la meilleure compacité du capteur. Cette lentille est caractérisée par sa longueur  $l$ , son indice

axial  $n_a$  et sa constante quadratique  $\sqrt{A}$ . Selon la valeur du produit  $\sqrt{A} l$ , elle peut adopter un comportement convergent ou divergent. Pour la valeur spécifique de  $\pi/2$ , elle transforme le faisceau laser issu d'une source ponctuelle sur sa face d'entrée (correspondant à la sortie de la fibre optique) en un faisceau collimaté à sa sortie (correspondant à la face d'entrée du cristal). Cette lentille est ainsi collée entre la lame quart d'onde et le cristal électro-optique. Plusieurs paramètres concourent donc au calcul de la résolution spatiale : l'ouverture numérique  $ON$  de la fibre optique, la longueur  $L_{crist}$  du cristal électro-optique et son indice de réfraction  $n_0$  ainsi que les caractéristiques de la lentille GRIN évoquées précédemment. Ce calcul est par ailleurs fortement dépendant de la configuration de montage des différents éléments optiques. Il peut être réalisé à l'aide du formalisme des faisceaux gaussiens et notamment par l'utilisation des matrices de transfert  $ABCD$ , qui permettent de déterminer le rayon de courbure du front d'onde et la taille du waist d'un faisceau gaussien au cours de sa propagation. Une autre méthode consiste à utiliser la simulation numérique. A ce titre, la figure 4.4 présente une simulation réalisée avec le logiciel OSLO (pour "Optics Software for Layout Optimisation").

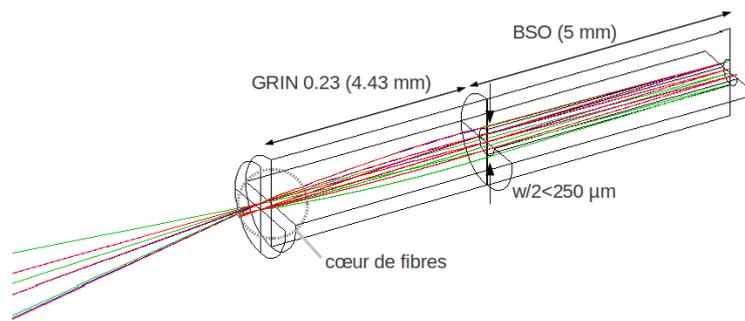


FIGURE 4.4 – Simulation réalisée sous OSLO.

Ce logiciel permet de simuler la propagation du faisceau laser à travers les différents composants optiques constituant la sonde électro-optique. Il est donc très utile pour optimiser les caractéristiques de chaque composant et définir leur arrangement spatial optimal. La figure 4.4 illustre ainsi la conception d'une sonde électro-optique bi-fibre basée sur l'utilisation d'un cristal de BSO de 5 mm de longueur. Les différents trajets des rayons lumineux permettent de connaître la forme et la taille du faisceau laser au sein de la sonde électro-optique. Il est important de distinguer la résolution spatiale longitudinale, définie par la longueur du cristal électro-optique (5 mm dans notre cas) et la résolution spatiale transverse, liée à la taille du waist du faisceau laser lors de sa propagation au sein du cristal ( $500 \mu\text{m}$ ).

### 4.3.2 Cartographie 1D du champ électrique en propagation guidée

Afin d'illustrer les performances de la sonde électro-optique en terme de résolution spatiale, une cartographie du champ électrique transverse au plus près d'une structure de propagation de type coplanaire a été réalisée. Cette structure est composée de trois lignes d'une largeur de 750

$\mu\text{m}$  espacées les unes des autres de  $750 \mu\text{m}$ . Une tension de 20 Vpp est appliquée entre la ligne centrale et les deux lignes latérales, qui font office de plans de masse. La sonde électro-optique est positionnée au dessus des lignes, à une centaine de  $\mu\text{m}$ . La mesure est réalisée en translatant la sonde le long de l'axe transverse à la propagation du champ électrique (correspondant à l'axe  $x$  sur la figure 4.5). Elle franchit alors les trois lignes sur leur largeur et permet de déterminer le profil de l'amplitude du champ électrique transverse (correspondant à la composante  $E_x$ ) le long de cet axe. Le résultat de cette mesure est présenté sur la figure 4.5.

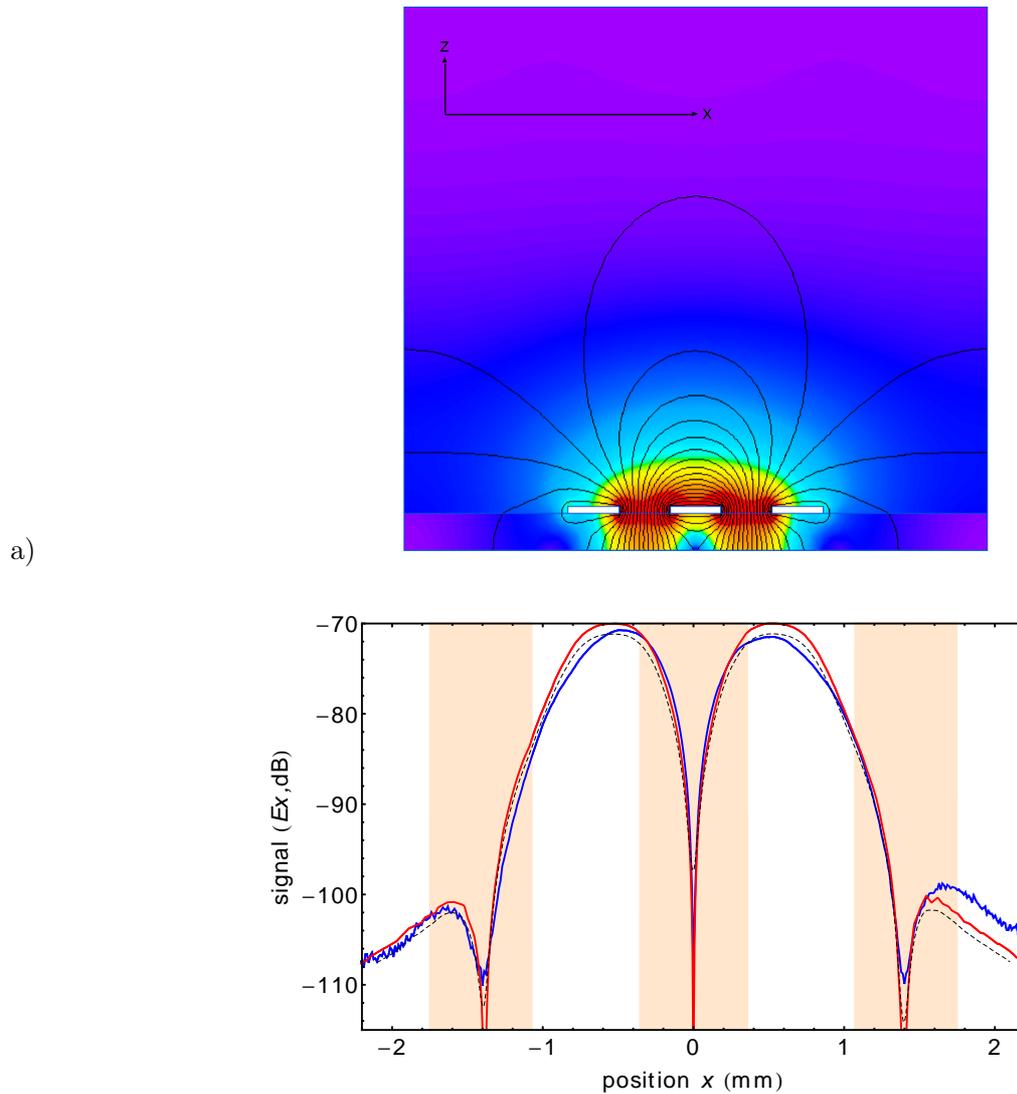


FIGURE 4.5 – a) Simulation électromagnétique 2D (réalisée sous QuickField) du champ électrique transverse rayonnée par la structure coplanaire d'étude. b) Mesure 1D du champ électrique effectuée par la sonde EO (courbe bleue) et simulée (courbe rouge). Les valeurs extraites du profil de simulation ont été convoluées par une gaussienne correspondant au profil du faisceau laser interne au cristal afin de rendre compte des limitations induites par la résolution spatiale de la sonde électro-optique (courbe en pointillés noirs).

Ce résultat est accompagné d'une simulation électromagnétique 2D du champ électrique transverse rayonné par la structure coplanaire. Cette cartographie a été réalisée à l'aide du logiciel QuickField. A partir de la représentation 2D, nous avons pu extraire une cartographie 1D correspondant aux mêmes conditions d'acquisition que la mesure réalisée avec la sonde électro-

optique. Les valeurs extraites de ce profil simulé ont ensuite été convoluées par une gaussienne traduisant le profil du faisceau laser au sein du cristal. Cela permet de prendre en compte les limitations sur l'amplitude du signal imputables à la résolution spatiale transverse de la sonde électro-optique. Les cartographies issues de la mesure et de la simulation sont ensuite comparées. Un très bon accord est observé. Nous constatons ainsi la présence de deux lobes principaux de forte amplitude, correspondant aux zones où le champ électrique transverse est confiné, puis de deux lobes secondaires de plus faible amplitude. Ces deux lobes secondaires, mesurés par la sonde, présentent des profils assez bruités du fait de la proximité du plancher de bruit (-110 dBm). Sur le profil extrait de la simulation, ils sont également légèrement bruités, mais pour des raisons différentes : le maillage de la structure est en effet plus lâche à ces endroits. Par ailleurs, la mesure électro-optique témoigne d'une dynamique de 40 dB, permettant de visualiser des profils présentant des contrastes d'amplitude du champ électrique importants. Elle est donc particulièrement bien adaptée pour la mesure en champ proche, et notamment pour le diagnostic de circuits électriques.

## 4.4 Perturbation induite

La perturbation induite par une sonde électro-optique sur le champ électrique à mesurer peut se quantifier par le volume de perturbation associé à la modification de permittivité effective du milieu de mesure. En effet, bien que les sondes électro-optiques soient entièrement diélectriques et de taille sub-centimétrique, nous observons une déformation locale des lignes de champ et un déphasage de l'onde électromagnétique lié à sa propagation au sein du cristal. Néanmoins, ces perturbations restent très faibles au regard de celles induites par les antennes.

### 4.4.1 Simulations électromagnétiques 2D

Nous procédons, dans un premier temps, à la quantification du volume des perturbations induites par la présence de la sonde EO. L'objectif est également de comparer ces résultats aux perturbations induites par un dipôle de taille millimétrique, semblable aux dispositifs utilisés dans les sondes dédiées au bioélectromagnétisme, présentées au cours du premier chapitre. Cette étude comparative est réalisée par simulation électromagnétique 2D, à l'aide du logiciel QuickField, basé sur la méthode FDTD. Ce dernier nous permet de pouvoir modéliser la structure suivante : un dispositif d'application du champ électrique (une cellule TEM dans notre cas) au sein duquel est disposé un cylindre de diamètre égal à celui du cristal de BSO et dont la permittivité est identique (fixée à 40). Dans un second temps, le cristal est remplacé par un dipôle de 2,4 mm possédant un gap de 400  $\mu\text{m}$ . En ce qui concerne les dimensions caractéristiques de la cellule TEM, la distance septum-plan de masse est de 1 cm et la longueur totale de la cellule est de 6 cm. Une tension de 1 Vpp est appliquée entre le septum (partie centrale de la cellule) et les deux plans de masse (conducteurs situés de part et d'autres du septum). Le résultat est présenté sur la figure 4.6

La première simulation représente la distribution d'amplitude du champ électrique au sein de la structure. Le milieu ambiant est constitué d'air. Le champ électrique interne au cristal

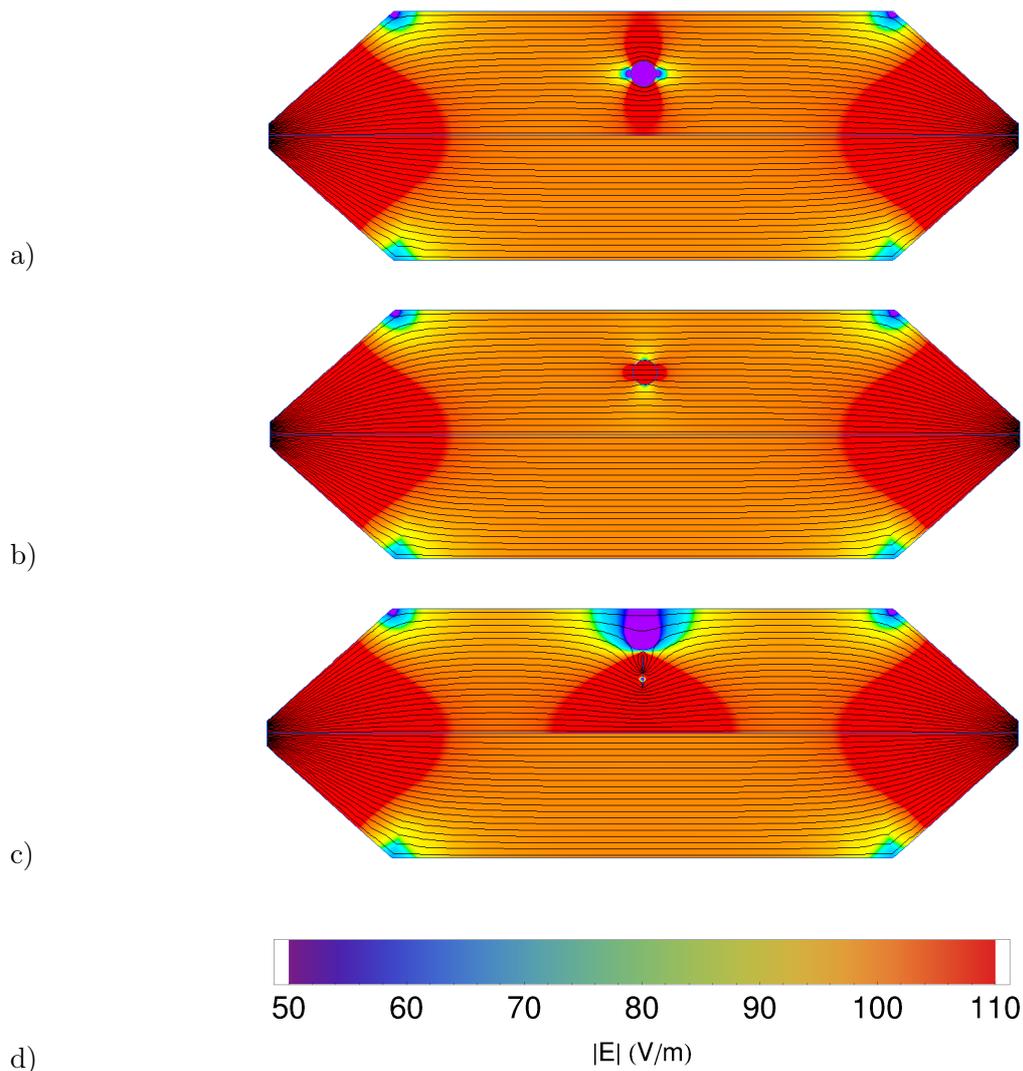


FIGURE 4.6 – Simulations électromagnétiques 2D représentant l'amplitude du champ électrique dans le plan longitudinal de la cellule TEM dans trois cas distincts : a) utilisation d'un cristal de BSO dans l'air b) utilisation d'un cristal de BSO dans l'eau c) utilisation d'un dipôle métallique de 2,4 mm dans l'eau (cas des sondes utilisant des dipôles redressés pour la mesure en milieu biologique). les équipotentielles sont indiquées par des lignes noires séparées de 50 mV.

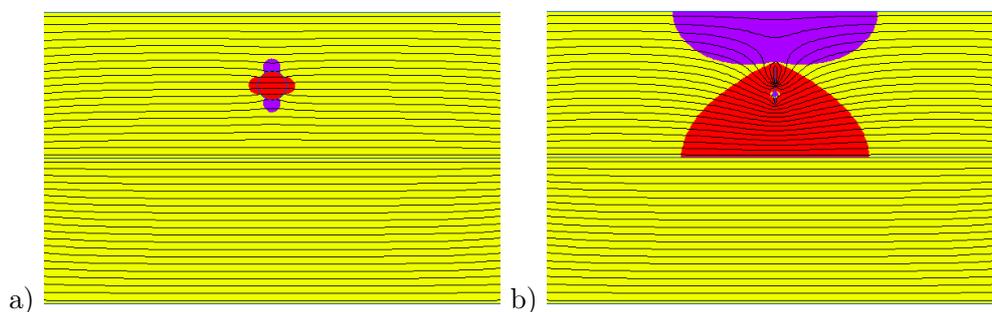


FIGURE 4.7 – Simulations électromagnétiques 2D représentant le volume de perturbations induites par la présence du capteur supérieures à 1 dB par rapport à l'amplitude du champ ambiant en l'absence du capteur. La simulation est effectuée en considérant comme milieu ambiant l'eau, dans laquelle est immergée a) un cristal de BSO puis b) un dipôle métallique de 2,4 mm. La couleur violette correspond aux zones de déplétion du champ électrique tandis que la couleur rouge correspond aux zones de renforcement du champ. La couleur jaune indique des perturbations du champ électrique inférieures à 1 dB.

est homogène avec une valeur de  $5,34 \text{ V.m}^{-1}$ . La valeur du champ électrique ambiant est de  $100 \text{ V.m}^{-1}$ , indiquant ainsi une diminution du champ d'un facteur proche du ratio théorique ( $2\epsilon_{air}/(\epsilon_{air} + \epsilon_{crist}) = 0,05$ ), présenté au cours du chapitre 3. La seconde simulation est conduite en remplaçant l'air par de l'eau, de permittivité 80. Dans ce cas, le champ interne au cristal atteint  $129 \text{ V.m}^{-1}$  témoignant d'un renforcement et donc d'une augmentation de la sensibilité de mesure. Là encore, ce renforcement est cohérent avec le ratio théorique ( $2\epsilon_{bio}/(\epsilon_{bio} + \epsilon_{crist}) = 1,33$ ). Nous observons également que les équipotentielles sont beaucoup moins déformées lorsque le cristal est immergé dans l'eau. La troisième simulation est réalisée en plaçant un dipôle millimétrique au sein de la structure remplie d'eau. Elle atteste d'une hétérogénéité très prononcée du champ électrique sur un volume significatif (bien plus conséquent que dans le cas du cristal électro-optique). Ces perturbations sont liées à la présence d'éléments métalliques au sein de la structure d'application. Des variations de  $10$  à  $700 \text{ V.m}^{-1}$  sont d'ailleurs relevées sur le pourtour du dipôle. Afin d'illustrer plus précisément ces phénomènes, la figure 4.7 présente une cartographie des perturbations supérieures à  $1 \text{ dB}$ . Cette dernière révèle les zones pour lesquelles l'introduction du capteur engendre une variation absolue de plus de  $1 \text{ dB}$  de la valeur du champ au sein de la structure à vide. Ces simulations mettent en évidence le caractère très faiblement invasif de la sonde par rapport au dipôle métallique. Les perturbations électromagnétiques engendrées par la sonde électro-optique sont d'autant plus localisées sur un faible volume que la permittivité du cristal est proche de celle du milieu d'immersion. Le cas de figure idéal correspond à l'immersion d'un cristal dont la permittivité diélectrique est égale à celle du milieu : le cristal est alors parfaitement transparent vis-à-vis du champ électrique à mesurer et ne le perturbe aucunement. Quant aux antennes, elles sont, de part leur constitution métallique, intrinsèquement très perturbatrices.

#### 4.4.2 Mesure par réflectométrie temporelle

La mesure par réflectométrie temporelle présente deux avantages : elle autorise, dans un premier temps, l'évaluation de l'impédance caractéristique d'une structure de propagation du champ électrique. Elle permet ensuite de visualiser l'impact d'un élément introduit au sein de cette structure sur son impédance. Dans notre cas, nous avons procédé à deux mesures successives : une mesure avec une cellule TEM à vide, puis une seconde avec la sonde électro-optique disposée entre le septum et l'un des plan de masse de cette cellule. Le résultat est visible sur la figure 4.8.

Une première remarque concerne l'impédance caractéristique de la cellule à vide. Cette dernière a été conçue pour présenter une impédance de  $50 \Omega$  (les éléments de calcul et de design de cette cellule sont présentés en annexe). L'impédance mesurée corrobore une bonne conception de la structure. Les deux pics visibles sur les courbes correspondent à des discontinuités d'impédance aux niveaux des connecteurs SMA et traduisent une transition brutale d'une géométrie à symétrie de révolution (câble coaxial) à une géométrie plane (cellule TEM).

La comparaison des deux courbes permet de visualiser l'impact de la sonde sur l'impédance de la structure. Nous remarquons, à ce titre, une variation locale de l'impédance à l'endroit où est disposé le cristal électro-optique. Il est, par ailleurs, possible de déduire la variation de permittivité effective occasionnée par l'introduction de la sonde au sein du volume d'essai de la cellule TEM. Cette variation est déduite du décalage temporel  $\Delta t$  de l'onde se propageant dans

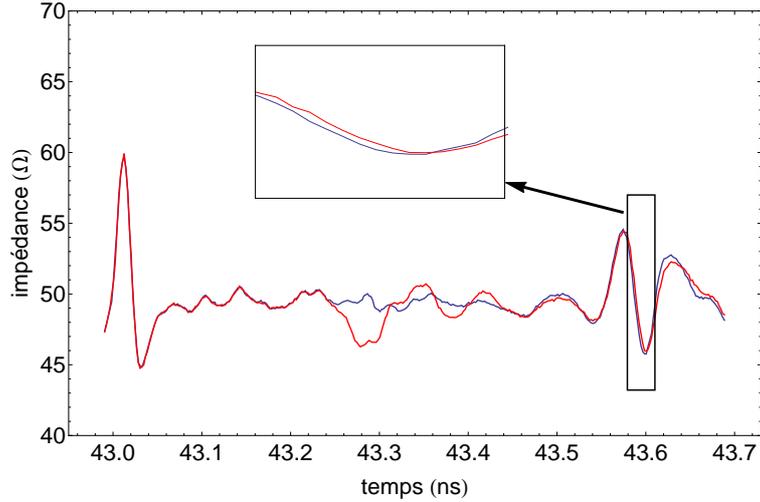


FIGURE 4.8 – Impédance de la cellule TEM à vide (courbe bleue) et en présence de la sonde (courbe rouge).

la structure chargée :

$$\frac{\Delta\varepsilon_{eff}}{\varepsilon_{eff}} = \frac{2\Delta t}{t_{prop}} \quad (4.5)$$

où  $t_{prop}$  est le temps de parcours de l'onde au sein de la cellule. Le décalage temporel induit par la présence de la sonde électro-optique est visible sur l'agrandissement des courbes précédentes dans une fenêtre temporelle d'intérêt. Une valeur de  $\Delta t$  de 3,5 ps a ainsi été extraite, correspondant à une variation de permittivité effective de 1,16 %. Cette variation reflète, là encore, la faible invasivité de la sonde électro-optique, qui constitue un instrument de mesure très faiblement perturbatif.

## 4.5 Stabilité

Il a été fait mention, au cours du second chapitre, de la nécessité de se maintenir sur le point de fonctionnement optimal du système de mesure. Ce point garantit l'obtention d'un maximum du signal de modulation avec la plus grande linéarité de la réponse électro-optique accompagnée de la plus grande dynamique de mesure.

Dans le cas des sondes basées sur l'utilisation d'un cristal isotrope, les variations de température affectant la fibre à maintien de polarisation occasionnent une dérive de ce point de fonctionnement optimal. Il est alors fondamental de compenser ces dérives afin de se maintenir sur ce point et ainsi garantir les conditions d'une mesure précise et reproductible du champ électrique. La compensation des effets de la température sur la fibre à maintien de polarisation est réalisée en pilotant la longueur d'onde d'émission de la diode laser. Nous avons montré précédemment que, pour chaque valeur du déphasage induit par la température sur l'état de polarisation de l'onde optique en sortie de fibre, il existe une valeur de la longueur d'onde d'émission qui permet de l'annuler. L'asservissement de la longueur d'onde du laser est entièrement automatisé à l'aide d'une routine développée sous Labview. La figure 4.9 représente une mesure de la stabilité. La sonde est placée au sein d'une cellule TEM alimentée par un signal CW d'amplitude

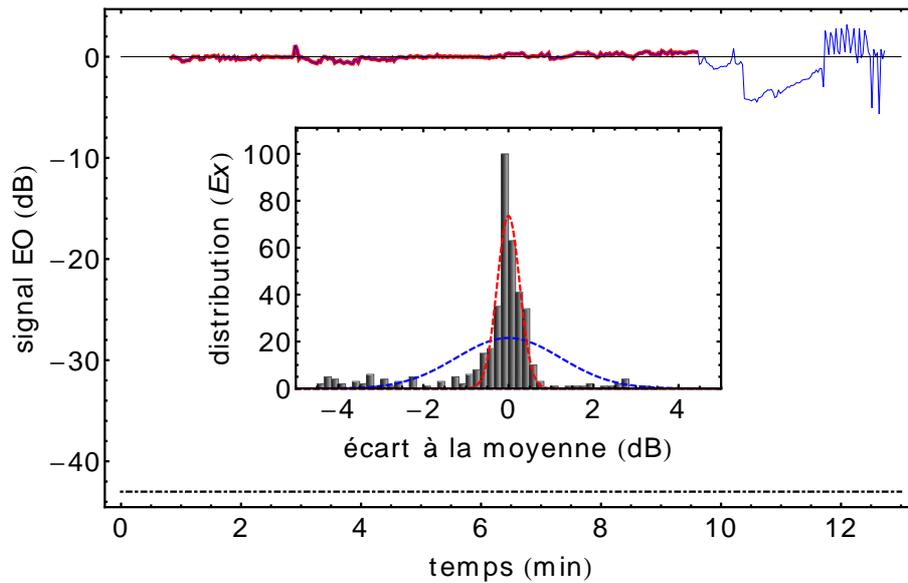


FIGURE 4.9 – Stabilité du signal électro-optique normalisé en fonction du temps : mesure avec asservissement (courbe rouge) jusqu'à  $t_o + 9$  min 40 s, puis sans asservissement (courbe bleue seule). Le niveau de bruit est tracé en pointillés noirs. Les distributions d'erreurs relatives à chaque mesure sont également représentées, accompagnées chacune de leur profil gaussien théorique respectif.

constante. Le champ électrique est mesuré en continu sur l'analyseur pendant un très long laps de temps. La mesure est, dans un premier temps, effectuée en présence de la boucle d'asservissement permettant de stabiliser le système de mesure sur le point de fonctionnement optimal (courbe rouge). Dans ce cas de figure, nous observons une très grande stabilité du signal électro-optique. L'écart-type moyen associé aux variations du signal n'est d'ailleurs que de 0,26 dB. Dans un second temps, à  $t_o + 9$  min 40 s, l'asservissement est coupé tandis que le signal électro-optique est toujours mesuré (courbe bleue seule). Nous constatons alors des variations beaucoup plus importantes du signal mesuré (avec des écarts de plus de 4 dB et un écart-type moyen de 1,22 dB) sur un temps plus court. Les effets relatifs aux variations de la température ne sont plus compensés et la stabilité de la réponse électro-optique est alors compromise.

## Chapitre 5

# Métrologie en milieu biologique

Les travaux présentés au cours de ce chapitre s'articuleront autour de deux domaines d'application majeurs du bioélectromagnétisme : la dosimétrie radiofréquence et l'électroporation cellulaire. Pour répondre aux contraintes spécifiques de ces deux domaines, nous avons employé une sonde électro-optique basée sur l'utilisation d'un cristal de LT en tant que modulateur d'état de polarisation. Conformément aux considérations théoriques du chapitre 2, cette sonde permet la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température. Ce caractère simultané est ainsi mis à profit d'une part en régime fréquentiel, pour procéder à une évaluation duale du débit d'absorption spécifique, et d'autre part en régime temporel, pour la mesure *in situ* d'impulsions électriques nanosecondes et la discrimination de leur éventuel effet thermique sur les milieux biologiques exposés. Ces travaux ont été menés en collaboration avec M. Philippe Lévêque et son équipe, au sein du laboratoire XLIM à Limoges.

### 5.1 Mesure en régime fréquentiel : cas du débit d'absorption spécifique

La première étape de nos investigations a consisté à mesurer le champ électrique et la température au sein d'une solution biologique exposée à un signal CW de fréquence 1,8 GHz, fréquence porteuse typique des signaux du système GSM associé à la téléphonie mobile. Ces deux grandeurs physiques mènent chacune au débit d'absorption spécifique (DAS), qui constitue le paramètre dosimétrique de référence pour quantifier l'absorption tissulaire des champs électromagnétiques. Nous avons donc utilisé la capacité de la sonde à mesurer simultanément le champ électrique et la température pour déterminer le DAS de deux manières différentes. Il s'agit, à notre connaissance, de la première expérimentation de ce type, conduite de manière simultanée avec un même capteur et rigoureusement au même endroit.

#### 5.1.1 Montage expérimental

La figure 5.1 décrit le montage expérimental utilisé. Un synthétiseur de fréquence délivre un signal CW à 1,8 GHz. Ce signal est alors amplifié grâce à un amplificateur radiofréquence présentant un gain de 40 dB. Afin de protéger le synthétiseur de toute réflexion parasite, un circulateur (suivi d'une charge d'impédance  $50 \Omega$ ) est inséré après l'amplificateur. Le dispositif destiné à

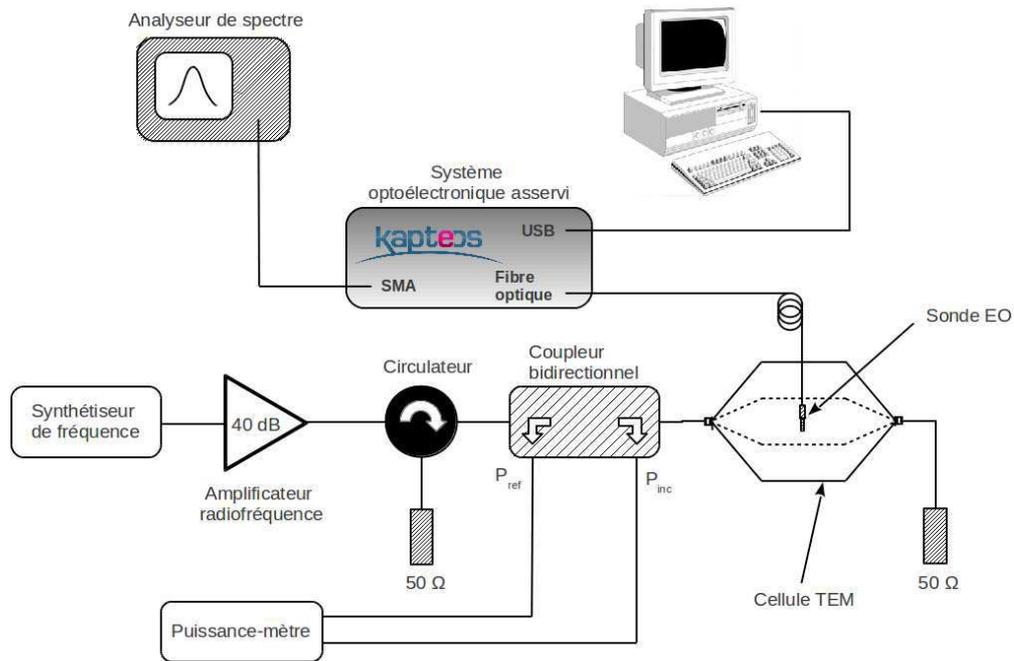


FIGURE 5.1 – Schéma du montage expérimental pour la mesure en régime CW

exposer le milieu biologique est une cellule TEM. Ses caractéristiques dimensionnelles d'intérêt sont les suivantes : la largeur de son septum est de 30 mm et les distances entre septum et plan de masse sont respectivement de 10 et 12 mm (il s'agit donc d'une cellule TEM dissymétrique). Ces dimensions ont été choisies de manière à produire une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  sur une large bande fréquentielle (apparition des premiers modes d'ordre supérieurs au-delà de 3 GHz). Par ailleurs, elles permettent l'introduction de conteneurs spécifiques pour recueillir le milieu biologique. Dans le cadre de nos travaux, nous en avons utilisé deux différents : une cuve parallélépipédique en Plexiglas de 12 mm  $\times$  12 mm  $\times$  44 mm (pour les mesures de champ électrique destinées à caractériser la réponse de la sonde électro-optique) ainsi qu'une boîte de Pétri de 36 mm de diamètre (dédiée aux mesures de température ainsi qu'aux mesures duales de DAS). Ces conteneurs sont placés entre le septum et le plan de masse, là où le champ électrique présente la plus grande homogénéité. Ils sont remplis d'une solution ionique de chlorure de sodium (NaCl) dont la conductivité électrique et la permittivité diélectrique sont respectivement de  $1,7 \text{ S.m}^{-1}$  et 77 à la fréquence de travail. Une charge d'impédance  $50 \Omega$  est également connectée sur le second port de la cellule TEM pour des raisons d'adaptation d'impédance (permettant ainsi d'éviter les réflexions parasites). A ce titre, un puissance-mètre est inséré entre l'amplificateur radiofréquence et la cellule TEM via un coupleur bidirectionnel. Ce dernier permet le contrôle des puissances injectées en entrée du dispositif d'exposition ainsi que des puissances réfléchies. Le système de mesure se compose de la sonde électro-optique qui est connectée au banc de mesure via une fibre optique, autorisant ainsi un déport important (5 m dans notre cas). La partie transductrice de la sonde se compose d'un cristal de tantalate de lithium congruent de 7,1 mm de long qui est immergé intégralement dans la solution. La sortie du système électro-optique est connectée à un analyseur de spectre. Ce dernier nous permet de relever l'amplitude du signal électro-optique et nous renseigne ainsi sur l'amplitude de la composante du champ électrique colinéaire au vecteur sensibilité du cristal de tantalate de lithium. L'évolution de la température, déduite des para-

mètres d'asservissement du système de traitement de la polarisation, est directement visualisable à l'aide d'une interface Labview dédiée.

### 5.1.2 Caractéristiques de la sonde électro-optique dans les milieux biologiques

Pour caractériser la réponse de la sonde, des mesures de linéarité et de sélectivité ont été menées à la fois dans l'air et dans la solution biologique. Pour faciliter la mise en oeuvre expérimentale, nous avons utilisé, pour ces mesures, la cuve parallélépipédique remplie de 3,4 ml de solution biologique (cf. figure 5.2).

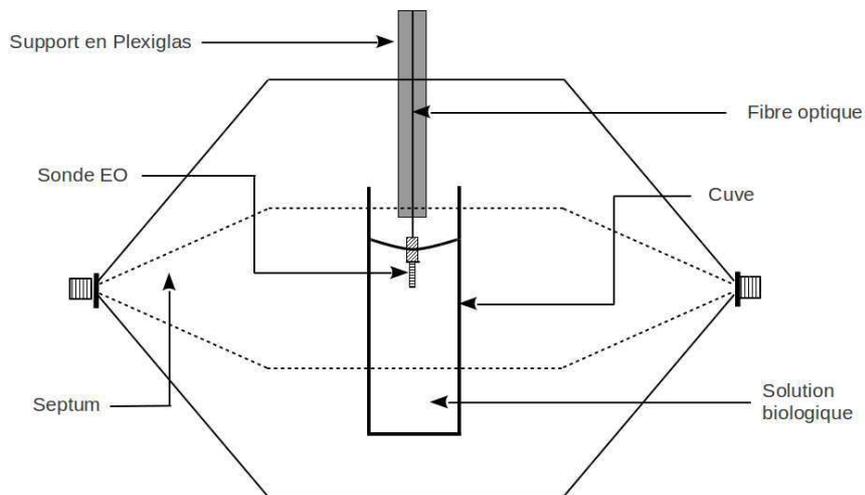


FIGURE 5.2 – Vue de face du système d'exposition utilisé : la sonde est immergée dans la solution biologique au sein d'une cuve soumise à un champ électrique CW de 1,8 GHz entre le septum et l'un des plans de masse de la cellule TEM

#### 5.1.2.1 Mesures de linéarité

Pour conduire cette mesure, le signal électro-optique a été relevé pour des valeurs de puissances en entrée de la cellule TEM variant de -40 dBm à +40 dBm. Comme le montre la figure 5.3, la réponse de la sonde est linéaire sur une plage de 60 dB dans l'air et de plus de 70 dB dans la solution.

Ces valeurs ne correspondent pas aux dynamiques de mesure réelles. Plus précisément, la borne inférieure correspond au plancher de bruit de l'analyseur de spectre (établi à -136 dBm), tandis que la borne supérieure est liée à la saturation de la réponse de l'amplificateur radiofréquence. En effet, au-delà d'une puissance  $P_{sat}$  donnée, nous assistons à une compression de sa réponse, se traduisant par un plafonnement de la puissance de sortie. Sans cela, la sonde pourrait théoriquement atteindre une dynamique de plus de 100 dB. Dans l'air, l'ajustement linéaire appliqué aux points de mesure conduit à une pente de  $1,004 \pm 0,0004$ . Dans la solution, il conduit à une pente de  $0,997 \pm 0,0007$ . Ces deux valeurs confirment une très bonne proportionnalité entre le signal électro-optique mesuré et le signal radiofréquence injecté dans la cellule TEM. Les écarts type moyens associés à chaque mesure sont d'ailleurs respectivement de 0,5 et 0,6 dB. La sensibilité de la sonde correspond au champ électrique minimal induisant un signal dont

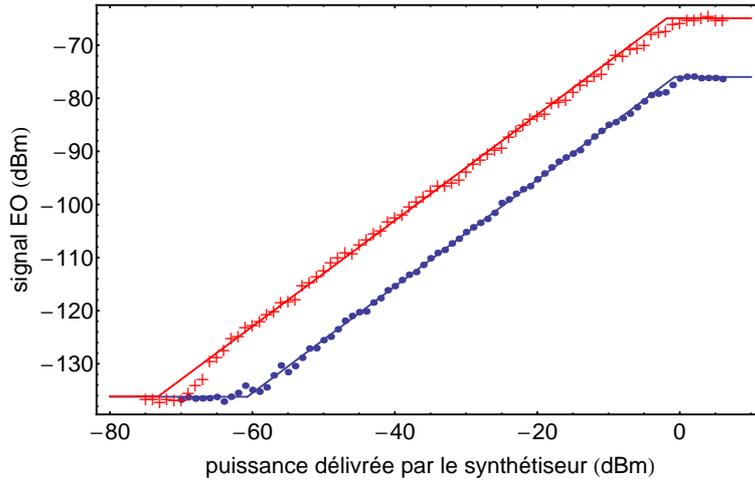


FIGURE 5.3 – Linéarité de la sonde électro-optique accompagnée des ajustements théoriques associés : mesures effectuées dans l'air (points bleus) et dans la solution (croix rouges).

l'amplitude équivaut au niveau de bruit moyen sur l'analyseur de spectre. Son expression, donnée pour une bande d'analyse de 1 Hz, s'écrit :

$$E_{min} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2R \cdot 10^{-3 + \frac{P_{min}[dBm]}{10}}}{\Delta f}} \quad (5.1)$$

où  $d$  est la distance inter-électrodes (dans notre cas  $d = 12$  mm),  $\Delta f$  est la bande d'analyse de l'analyseur de spectre (ici  $\Delta f = 10$  Hz) et  $P_{min}^{air}$  correspond à la puissance minimale injectée ( $P_{min}^{air} = -20,7$  dBm et  $P_{min}^{bio} = -33,2$  dBm). Les valeurs de sensibilité obtenues dans l'air et dans la solution biologique sont respectivement de 720 et 170  $mV \cdot m^{-1} \cdot Hz^{-1/2}$ . Nous observons un gain de sensibilité de 14 dB dans la solution biologique. Cette augmentation du champ interne au cristal lors de la mesure en milieu biologique sera expliqué dans le prochain paragraphe.

### 5.1.2.2 Mesures de sélectivité

Suite aux mesures de linéarité, nous avons caractérisé la réponse angulaire de la sonde et avons, pour cela, conduit des mesures de sélectivité. Le dispositif d'exposition (cellule TEM + cuve remplie de solution biologique) est disposé sur une platine de rotation. Pour chaque rotation de  $10^\circ$  de la cellule autour de la sonde (restée fixe), la valeur du signal électro-optique est relevée sur l'analyseur de spectre. Comme le montre la figure 5.4, la sonde présente une réponse angulaire correspondant à une sinusoïde  $\pi$ -périodique.

L'équation générale des ajustements théoriques utilisés est la suivante :

$$P_{out} = \frac{10 \log[(A \sin(\theta - \theta_{min}))^2]}{\log[10]} \quad (5.2)$$

Un très bon accord est trouvé entre les points de mesure et les ajustements théoriques. Les maximums des courbes correspondent à la direction du vecteur sensibilité du cristal de tantalate de lithium. Cette direction est également appelée axe de sensibilité de la sonde électro-optique.

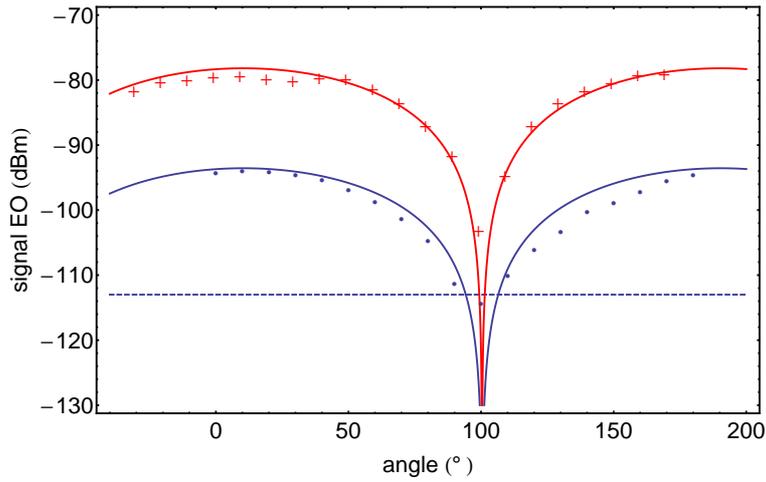


FIGURE 5.4 – Sélectivité de la sonde électro-optique et courbes théoriques : mesures effectuées dans l’air (courbe rouge) et dans la solution (courbe bleue).

Le maximum du signal est ainsi obtenu lorsque le champ électrique et le vecteur sensibilité sont colinéaires, autrement dit lorsque la direction du champ électrique coïncide avec l’axe de sensibilité de la sonde. Les mesures effectuées dans l’air et au sein de la solution biologique conduisent respectivement à des sélectivités de 20 et 35 dB. Ces valeurs sont limitées par le couplage électromagnétique direct (tracé en pointillés) entre le système de génération du signal (synthétiseur de fréquence + amplificateur radiofréquence) et le système de mesure (banc électro-optique + analyseur de spectre). Ce couplage correspond à un plancher de mesure équivalent à -113 dBm. En utilisant une cage de Faraday, il est théoriquement possible de gagner au moins 20 dB sur chaque valeur de sélectivité. Pour finir, nous observons un gain de 15 dB dans la solution biologique (très proche des 14 dB obtenus pour les mesures de linéarité). Cet accroissement de sensibilité dans le milieu biologique peut s’expliquer par la résolution des équations de continuité du champ électrique entre des milieux de permittivités différentes. En effet, nous avons déjà mis en évidence, au cours du chapitre 3, une relation théorique d’électrostatique entre le champ au sein du cristal électro-optique (de forme cylindrique) et le champ électrique ambiant en l’absence de cristal :

$$E_{int} = \frac{2\varepsilon_{ext}E_{ext}}{\varepsilon_{int} + \varepsilon_{ext}} \quad (5.3)$$

Dans le cas de l’interface cristal-air, la relation 5.3 devient :

$$E_{cristal} = \frac{E_{air}}{21} \quad (5.4)$$

Dans le cas de l’interface cristal-solution biologique, la relation 5.3 devient :

$$E_{cristal} = 1,3 E_{sol} \quad (5.5)$$

On observe donc une valeur du champ électrique dans le cristal augmentée d’un facteur 1,3 lorsque ce dernier est immergé dans la solution biologique, et diminuée d’un facteur 21 lorsqu’il

est placé dans l'air. Le gain théorique se déduit du rapport des valeurs respectives du champ électrique dans la solution et dans le cristal. Or, au regard de la configuration expérimentale, il est très difficile de calculer théoriquement la valeur du champ électrique dans la solution du fait de la présence de la cuve d'électroporation et d'une faible épaisseur d'air entre cette dernière et les électrodes de la cellule TEM. C'est pourquoi nous avons recours à des simulations électromagnétiques 3D afin de valider cette augmentation de sensibilité.

### 5.1.2.3 Simulations électromagnétiques 3D

Dans l'optique de parachever la caractérisation de la sonde électro-optique pour la mesure du champ électrique et valider les aspects d'accroissement de sensibilité au sein de la solution, il est indispensable de réaliser une étude numérique. C'est dans cette perspective que nous avons effectué des simulations électromagnétiques 3D à l'aide d'un code de calcul développé au laboratoire Xlim, basé sur la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD) [34]. Il s'agit, dès lors, d'étudier plusieurs configurations distinctes :

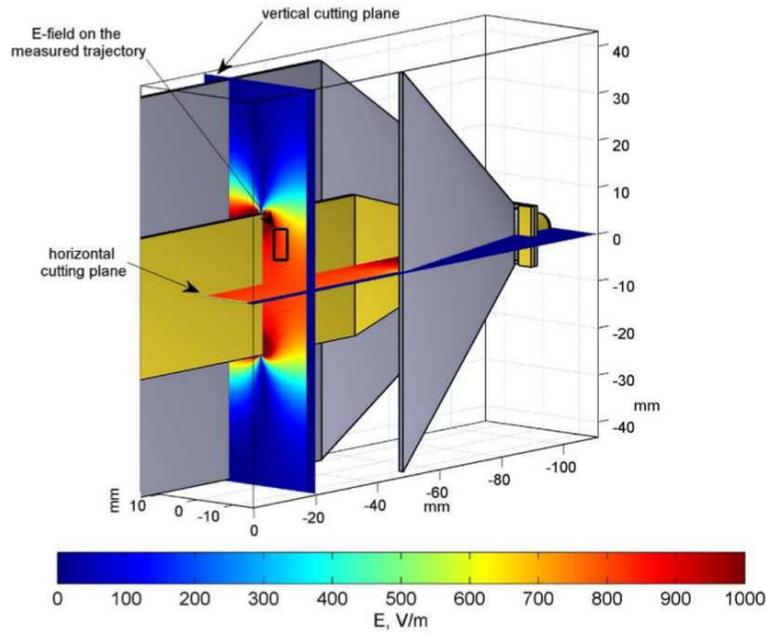
- déterminer, en l'absence de la sonde électro-optique, le champ électrique dans l'air (cellule TEM vide) et dans la solution biologique (cellule TEM + cuve + solution)
- déterminer le champ électrique au sein du cristal lorsque celui-ci est immergée dans la cellule TEM vide et lorsqu'il est plongé dans la solution biologique

L'approche numérique permet une modélisation complète de la structure en prenant en compte les aspects propagatifs ainsi que les phénomènes de résonances. Les simulations sont conduites pour une fréquence de travail de 1,8 GHz. La cellule TEM est modélisée en considérant ses plans de masse et son septum comme des conducteurs parfaits. La permittivité de la cuve a été fixée à 2,2 tandis que les valeurs de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique de la solution biologique ont été calquées sur les valeurs expérimentales. La structure générale est uniformément maillée avec une maille élémentaire de 0,2 mm × 0,2 mm × 0,2 mm. Les conditions aux limites ont été établies à l'aide de la technique des couches parfaitement adaptées (PML) [152].

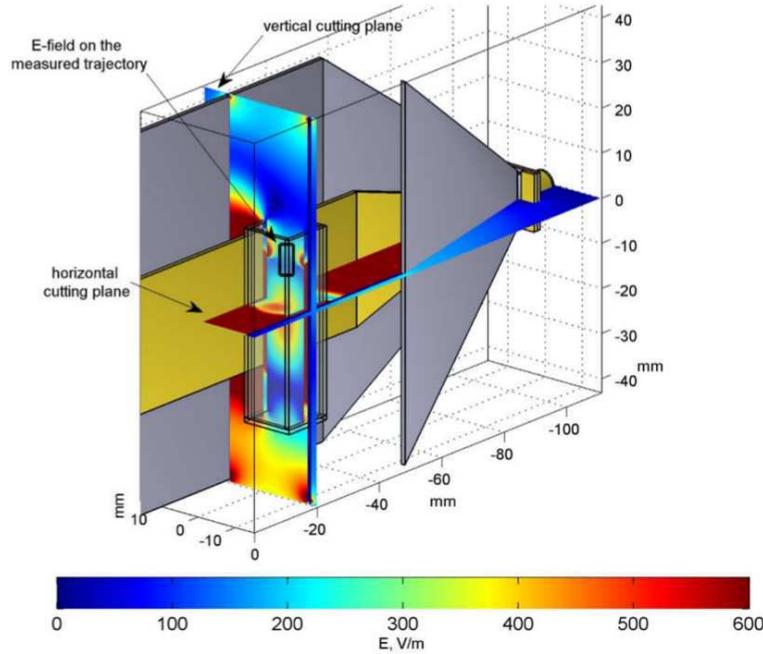
La figure 5.5 présente la distribution du champ électrique au sein du dispositif d'exposition sans la présence de la sonde électro-optique. Dans la configuration de la cellule TEM vide, nous constatons que le champ électrique est uniforme dans la zone d'essai. Il atteint une valeur de  $810 \pm 3 \text{ V.m}^{-1}$  pour une puissance incidente de 1 W. Cette dernière est très proche de celle ( $833 \text{ V.m}^{-1}$ ) que nous pouvons calculer à l'aide de la relation théorique simplifiée :

$$E = \frac{1}{d} \sqrt{2PZ} \quad (5.6)$$

où  $d$  est la distance septum-plan de masse (12 mm),  $P$  est la puissance incidente et  $Z$  correspond à l'impédance caractéristique de la cellule. Dans la configuration où la cellule TEM contient la cuve remplie de solution, nous avons pu extraire une valeur de champ électrique de  $204 \pm 44 \text{ V.m}^{-1}$ . Du fait d'une forte hétérogénéité du champ électrique dans la solution, cette valeur a été obtenue en moyennant le champ électrique sur un faible volume correspondant à celui du cristal électro-optique. D'autres simulations ont ensuite été conduites, incluant le cristal. Ces simulations sont d'autant plus importantes que le champ électrique réellement mesuré par la



a)



b)

FIGURE 5.5 – Simulations 3D (plans de coupe) du champ électrique au sein de la cellule TEM en présence d'air (a) et de la solution biologique (b), en l'absence de la sonde électro-optique [153].

sonde correspond au champ électrique au sein du cristal et non celui du milieu d'étude. Nous avons ainsi obtenu une valeur de  $46 \pm 10 \text{ V.m}^{-1}$  dans le cristal immergé dans l'air et de  $262 \pm 40 \text{ V.m}^{-1}$  lorsqu'il est placé dans la solution biologique. Ces deux derniers résultats permettent de mettre en valeur un gain de sensibilité de 15,1 dB, conforme aux valeurs de 14 et 15 dB obtenus expérimentalement (lors des mesures de linéarité et de sélectivité respectivement). Par ailleurs, il est possible de déterminer, pour chaque milieu, un facteur de calibration  $\alpha$  (en  $\text{V.m}^{-1}.\text{W}^{-1/2}$ ). Ce paramètre  $\alpha$  relie la valeur du champ électrique à mesurer dans le milieu d'étude et l'amplitude

du signal électro-optique de la manière suivante :

$$\alpha = \frac{\|\vec{E}\|}{\sqrt{P_{EO}}} \quad (5.7)$$

Ainsi, le facteur de calibration vaut  $1,45 \times 10^7 \text{ V.m}^{-1}.\text{W}^{-1/2}$  dans l'air et  $8,6 \times 10^5 \text{ V.m}^{-1}.\text{W}^{-1/2}$  au sein de la solution biologique. Ce paramètre doit être caractérisé pour chaque milieu car il dépend des propriétés diélectriques des milieux d'étude.

### 5.1.3 Caractérisation des effets thermiques

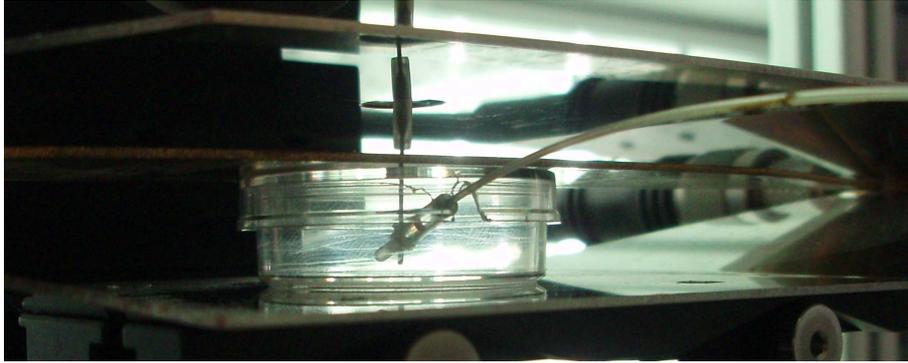


FIGURE 5.6 – Système d'exposition utilisé pour la mesure de la température d'une solution biologique exposée à un signal radiofréquence de 1,8 GHz : la sonde Kapteos est insérée horizontalement tandis que la sonde Luxtron est immergée verticalement dans la boîte de Pétri, au sein du volume d'essai de la cellule TEM.

Ce paragraphe présente les mesures de température effectuées au sein d'une solution biologique soumise à un champ électrique radiofréquence à 1,8 GHz. Le dispositif expérimental reste identique. En revanche, la cuve a été remplacée par une boîte de Pétri insérée horizontalement dans la cellule TEM (photo 5.6). Une comparaison a été menée entre la sonde électro-optique Kapteos et une sonde optique standard basée sur la technologie fluoroptique (dépendance de la décroissance d'un signal fluorescent avec la température), commercialisée par la société Luxtron.

La figure 5.7 représente l'évolution de la température d'une solution biologique exposée à un signal radiofréquence. L'exposition a débuté à  $t_1 = 300 \text{ s}$  et s'est arrêtée à  $t_2 = 2440 \text{ s}$ . Les mesures effectuées avec les deux sondes sont en parfait accord. Nous notons cependant une sensibilité fortement accrue dans le cas de la sonde Kapteos. Dans le but de quantifier les sensibilités respectives des deux sondes, nous avons défini un ajustement théorique bâti sur des profils classiques de courbes de thermalisation mono-exponentielles avec ajout d'une dérive linéaire pour tenir compte de l'évolution lente de la température de la pièce. L'expression de l'ajustement utilisé s'écrit sous la forme :

$$T(t) = T_0 + [A_1(1 - e^{-\frac{t-t_1}{\tau_1}}) + a(t - t_1)]H(t - t_1) + [A_2(1 - e^{-\frac{t-t_2}{\tau_2}})]H(t - t_2) \quad (5.8)$$

où  $H$  représente la fonction d'Heaviside,  $t_1$  et  $t_2$  sont respectivement les temps de début et de fin de l'exposition micro-onde et  $\tau_{1,2}$  sont les constantes de temps de thermalisation du milieu biologique. Le terme  $a(t - t_1)$  traduit une lente dérive linéaire de la température ambiante (dans notre cas, elle a été évaluée à 0,95 K/h). Un très bon accord entre les mesures et l'ajustement

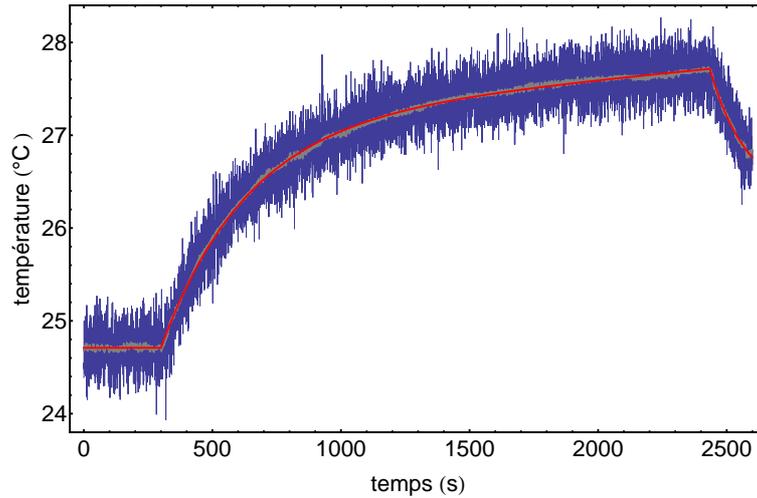


FIGURE 5.7 – Evolution de la température d’une solution biologique exposée à un signal CW à 1,8 GHz relevée par la sonde Luxtron (courbe bleue) et par la sonde Kapteos (courbe grise). Un ajustement théorique (courbe rouge) est également tracé.

théorique est ainsi obtenu.

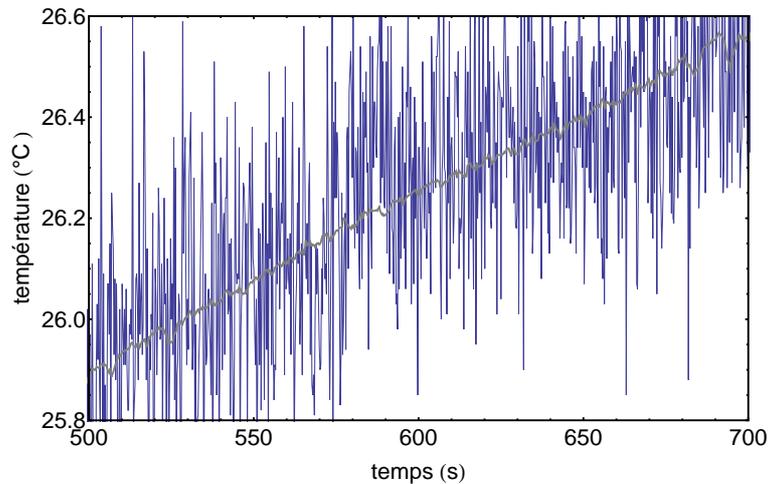


FIGURE 5.8 – Evolution de la température d’une solution biologique exposée à un signal CW à 1,8 GHz relevée par la sonde Luxtron (courbe bleue) et par la sonde Kapteos (courbe grise). Zoom de la courbe de la figure 5.7.

Nous avons également pu extraire la constante de temps de thermalisation du milieu biologique (évalué à  $\tau_1 = 333$  s) ainsi que l’amplitude de l’élévation en température  $A_1$  dû à la source thermique micro-onde (évaluée à 2,45 K). Une grande différence de sensibilité est également observée. La figure 5.8 correspond à un agrandissement localisé sur une portion de la courbe précédente et permet de mieux rendre compte de cet écart de sensibilité en température entre les deux sondes. La distribution d’erreur entre ajustement théorique et mesures a également été tracée pour chaque sonde (fig. 5.9). Nous obtenons une distribution d’erreur prenant la forme d’une gaussienne avec un écart-type moyen de 197 mK pour la sonde Luxtron et de seulement

22 mK pour la sonde Kapteos.

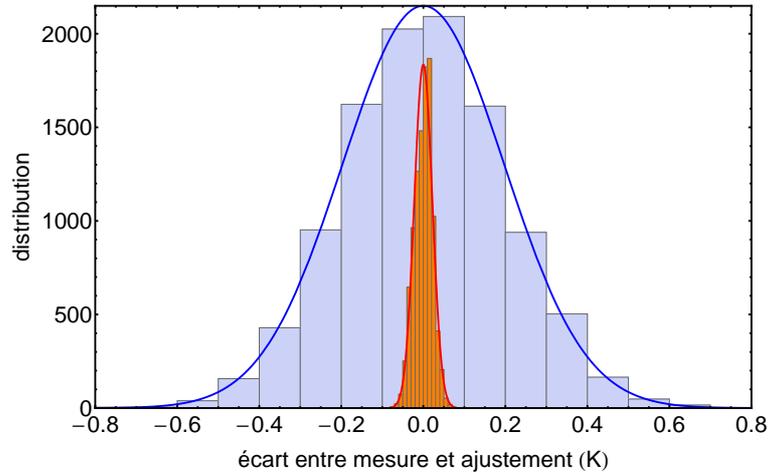


FIGURE 5.9 – Ecarts entre la mesure et l’ajustement théorique : sonde Kapteos (courbe et histogramme oranges) et sonde Luxtron (courbe et histogramme bleus).

#### 5.1.4 Evaluation duale du Débit d’Absorption Spécifique

Les résultats précédents ont démontré la capacité de la sonde électro-optique développée à mesurer distinctement le champ électrique et les variations de la température avec une grande précision. Il s’agit à présent de mettre à profit le caractère simultané de ces mesures pour évaluer le débit d’absorption spécifique d’une solution biologique soumise à un champ électrique radio-fréquence. Ce dernier est considéré comme le paramètre dosimétrique de référence concernant l’exposition du vivant aux rayonnements RF. Comme évoqué au cours du premier chapitre, le DAS est relié, d’une part, au champ électrique au sein du milieu biologique exposé et, d’autre part, à la variation de température consécutive à l’exposition :

$$\begin{aligned}
 DAS_E &= \frac{\sigma E^2}{\rho} \\
 DAS_T &= C \frac{\partial T}{\partial t}
 \end{aligned}
 \tag{5.9}$$

où  $\rho$ ,  $\sigma$  et  $C$  sont respectivement la masse volumique, la conductivité électrique ainsi que la capacité calorifique massique du milieu biologique. Nous procédons alors à une série de mesures simultanées du champ électrique et des variations de température induites. Le montage expérimental reste inchangé : une boîte de Pétri, contenant une solution biologique dont les caractéristiques diélectriques ont été mentionnées précédemment, est disposée au sein du volume d’essai de la cellule TEM. La solution est exposée à un signal CW à 1,8 GHz. Le champ électrique est déduit du signal électro-optique relevé à l’analyseur de spectre tandis que l’évolution des variations relatives de la température est relevée simultanément à l’aide du logiciel d’acquisition développé sous Labview. Les mesures sont répétées pour quatre puissances incidentes différentes. Les valeurs  $DAS_E$  et  $DAS_T$  associées sont représentées sur la figure 5.10.

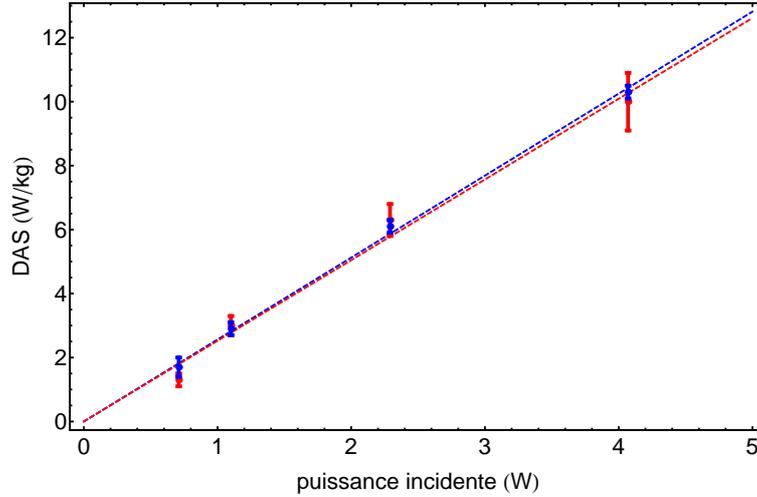


FIGURE 5.10 – Profils de  $DAS_E$  (en rouge, DAS calculé via la mesure *in situ* du champ électrique) et  $DAS_T$  (en bleu, DAS calculé via la variation de température induite par l'exposition) en fonction de la puissance incidente. Les ajustements théoriques associés sont tracés en pointillés [154].

D'un point de vue pratique, les valeurs de  $DAS_T$  sont évaluées à partir de la pente à l'origine des courbes représentant l'élévation de température relative à l'exposition RF, afin de s'affranchir des transferts de chaleurs qui se produisent entre le milieu biologique et le milieu ambiant. La figure 5.10 révèle une très bonne concordance des profils de  $DAS_E$  et  $DAS_T$ . Afin de confronter les résultats issus des deux méthodes de mesure, il est pratique d'introduire le DAS normalisé, défini pour une puissance incidente de 1 W. Ce paramètre correspond à la pente de chacune des courbes expérimentales. A partir des mesures *in situ* du champ électrique, nous avons obtenu un DAS normalisé moyen de  $2,44 \pm 0,42 \text{ W.kg}^{-1}.\text{W}^{-1}$ . Concernant les mesures de température, nous avons calculé un DAS moyen normalisé de  $2,56 \pm 0,12 \text{ W.kg}^{-1}.\text{W}^{-1}$ . Les incertitudes associées à ces deux valeurs proviennent principalement des erreurs de positionnement de la sonde au sein du milieu biologique, où le champ électrique est peu homogène à la fréquence de travail (1,8 GHz). Néanmoins, l'écart relatif entre ces deux valeurs n'est que de 5%, traduisant l'aptitude de la sonde électro-optique à réaliser une mesure simultanée du champ électrique et de la variation de température en un même point du milieu biologique.

Dans un second temps, les résultats expérimentaux sont confrontés à ceux d'une simulation électromagnétique tridimensionnelle. Cette dernière est conduite à l'aide du code de calcul évoqué plus haut, basé sur la méthode FDTD. La cartographie du DAS est réalisée à partir des valeurs du champ électrique calculées numériquement. La structure d'analyse est composée de la cellule TEM (dont les parties métalliques sont considérées comme des conducteurs électriques parfaits) et de la boîte de Pétri fabriquée en Plexiglas (dont la permittivité diélectrique est fixée à 2,5). Cette dernière est remplie de 3 mL de solution biologique, dont les paramètres diélectriques ont été calqués sur les valeurs expérimentales ( $\sigma = 1,86 \text{ S.m}^{-1}$ . et  $\varepsilon = 76$ ). La structure est uniformément maillée avec une maille élémentaire de  $0,2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$ . La figure 5.11 présente la distribution du DAS dans le volume occupé par la solution biologique.

Le DAS normalisé moyen, calculé sur l'ensemble de la solution biologique, a été évalué à 3,4

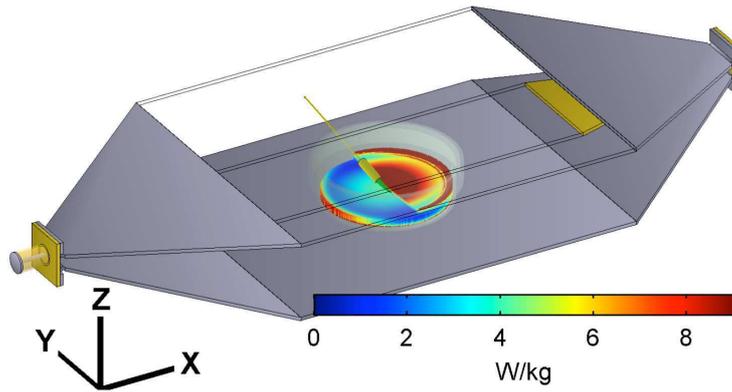


FIGURE 5.11 – Cartographie du DAS dans la solution biologique. Pour accéder à la distribution de DAS au sein du cristal, un quart du volume total a été retiré.

$\pm 4,4 \text{ W.kg}^{-1}.\text{W}^{-1}$ . Afin de pouvoir effectuer une comparaison avec les valeurs expérimentales, une autre valeur de DAS normalisé moyen est calculée sur un volume de  $20 \text{ mm}^3$  correspondant au cristal électro-optique. Cette dernière vaut  $2,65 \pm 2 \text{ W.kg}^{-1}.\text{W}^{-1}$ . Les écarts type relatifs à chaque valeur illustrent bien l'inhomogénéité du DAS au sein des volumes considérés. Nous obtenons néanmoins un bon accord avec les valeurs expérimentales issues de la mesure du champ électrique et des variations de la température. Cette étape de simulation est capitale pour valider les mesures et statuer sur la pertinence de la sonde électro-optique comme outil de dosimétrie expérimentale. Il s'agit là, à notre connaissance, de la première évaluation duale du DAS, basée sur une mesure simultanée du champ électrique et des variations de la température, effectuée à l'aide d'un unique capteur.

## 5.2 Mesures en régime temporel : expérimentations en électroporation cellulaire

La seconde étape de nos investigations a consisté à caractériser la sonde électro-optique dans le domaine temporel. Le principal domaine d'application visé est l'électroporation cellulaire. Il s'agit d'un phénomène biophysique qui se traduit par la perméabilisation de la membrane cellulaire sous l'action d'impulsions électriques. Grâce à sa bande passante intrinsèque, la sonde paraît donc être un candidat de choix pour déterminer et contrôler avec précision le profil temporel (forme, amplitude et durée) des impulsions au sein d'une solution biologique. À l'aide d'un montage expérimental dédié aux expérimentations en électroporation cellulaire, nous avons donc, d'une part, mesuré *in situ* des impulsions kV de quelques nanosecondes, et d'autre part, discriminé les effets de ces impulsions sur la température du milieu biologique exposé.

### 5.2.1 Montage expérimental

La figure 5.12 décrit le montage expérimental utilisé. Deux types d'impulsions sont utilisées, délivrées par deux générateurs dédiés. Le premier générateur est développé par la société FID. Son impédance de sortie est de  $50 \Omega$  et il permet de produire des impulsions rectangulaires de 10 ns avec des fronts de montée d'une durée de 1 ns. L'amplitude des impulsions est réglable de

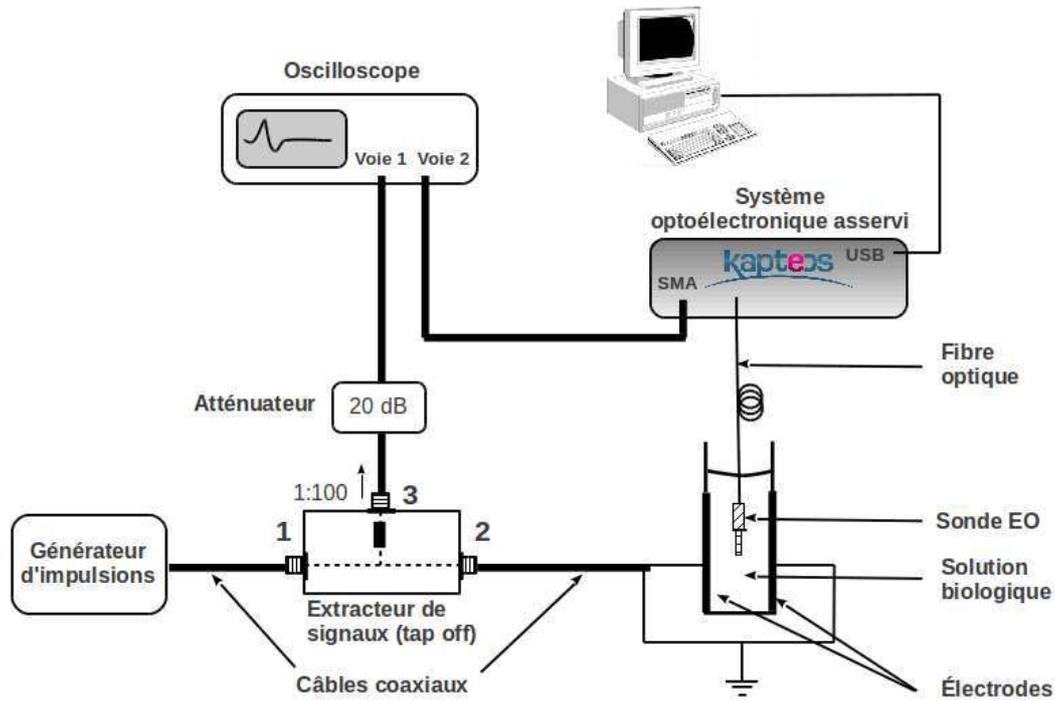


FIGURE 5.12 – Montage expérimental utilisé pour la caractérisation de la sonde électro-optique en régime temporel

4,5 à 10 kV. Le second générateur (Horus HT) a été développé au sein du laboratoire Xlim. Les impulsions sont ici générées par voie optoélectronique (photo-déclenchées par une source laser impulsionnelle). Son impédance de sortie est là encore de  $50 \Omega$  et il génère des impulsions de profil gaussien d'une durée de 2,6 ns avec des temps de montée de 800 ps. Leur amplitude peut varier jusqu'à 4 kV. Ces différentes impulsions sont envoyées sur un extracteur de signaux (tap-off en anglais). il s'agit d'un dispositif à trois accès. L'impulsion incidente pénètre dans l'extracteur par l'accès 1. L'impédance entre les accès 1 et 2 est de  $4950 \Omega$ , permettant ainsi d'extraire un signal dont l'amplitude correspond à  $1/100$  de l'amplitude de l'impulsion incidente. Ce signal, issu du second accès de l'extracteur, est ensuite visualisé sur la première voie d'un oscilloscope. Un atténuateur de 20 dB est également utilisé afin de ne pas dépasser les niveaux de tensions préconisés pour ne pas endommager l'oscilloscope. L'impédance entre les accès 1 et 3 est de  $50 \Omega$ . Ce dernier accès permet de véhiculer l'impulsion incidente jusqu'à la cuve d'électroporation via un câble coaxial (de type N) se terminant par deux électrodes en cuivre. L'applicateur consiste donc en une cuve dont les caractéristiques dimensionnelles sont les suivantes : sa forme générale correspond à un parallélépipède de  $44 \text{ mm} \times 12 \text{ mm} \times 12 \text{ mm}$ , la distance inter-électrodes  $d$  est de 4 mm et la surface des électrodes en regard  $S$  est de  $2,52 \text{ cm}^2$  ( $2,1 \text{ cm} \times 1,2 \text{ cm}$ ). Une solution ionique de chlorure de sodium (NaCl) est employée en guise de milieu biologique. Une caractérisation préalable, réalisée à l'aide d'une sonde coaxiale commerciale (Agilent, ref. 85070E), a permis de déterminer les propriétés diélectriques de cette solution (conductivité électrique  $\sigma_{sol}$  et permittivité diélectrique  $\epsilon_{sol}$ ) qui permettent de produire une impédance caractéristique  $Z_c$  de  $50 \Omega$  à basse fréquence. L'expression de cette impédance est la suivante :

$$Z_c = \frac{d}{S(\sigma_{sol} + j\omega\epsilon_0\epsilon_{sol})} \quad (5.10)$$

Nous avons ainsi pu ajuster les valeurs de la conductivité électrique et de la permittivité diélectrique de la solution à des valeurs respectives de  $0,31 \text{ S.m}^{-1}$  et 78 à basse fréquence, afin de minimiser au maximum les réflexions des impulsions au niveau de la cuve, dues à la désadaptation d'impédance entre le générateur et la cuve remplie de solution. La sonde électro-optique est insérée verticalement dans la cuve (immersion du cristal, partie transductrice du capteur). La sortie du système de mesure Kapteos est alors connectée à une seconde voie de l'oscilloscope, permettant la visualisation du signal électro-optique. Les impulsions sont donc mesurées en amont de la cuve d'électroporation, grâce à un extracteur, et directement au sein de la solution, à l'aide de la sonde électro-optique. Les signaux sont visualisés sur un oscilloscope monocoup à mémoire numérique dont l'impédance d'entrée est de  $50 \Omega$  et la bande passante de 12 GHz.

## 5.2.2 Mesure *in situ* des nanopulses

### 5.2.2.1 Visualisation

Les deux formes d'impulsions citées précédemment sont étudiées [155]. La figure 5.13 représente ainsi, dans le cas des impulsions rectangulaires, une mesure du signal temporel en amont de la cuve d'électroporation et une mesure *in situ*.

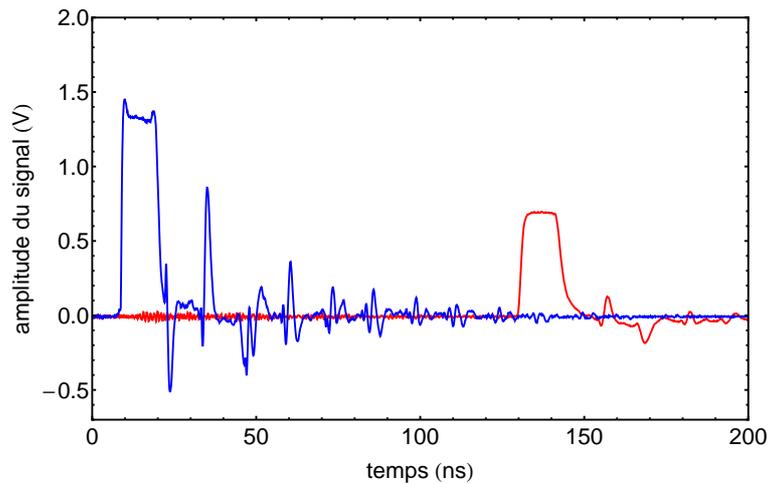


FIGURE 5.13 – Profils des impulsions nanosecondes rectangulaires, mesurées en amont de la cuve d'électroporation (courbes bleues) et *in situ* par la sonde électro-optique (courbes rouges).

Nous constatons, dans un premier temps, un décalage temporel entre les impulsions mesurées en amont et celles mesurées au sein de la cuve par la sonde électro-optique. Ce décalage provient simplement de la différence de trajet parcourue par les impulsions sur les deux voies de mesure. Les impulsions mesurées en amont ne traversent qu'une seule longueur de câble coaxial supplémentaire (du tap-off à la première voie de l'oscilloscope). Quant aux impulsions mesurées par la sonde électro-optique, elles subissent un retard lié aux temps de parcours des différents trajets parcourus. En effet, elles traversent une longueur supplémentaire de câble coaxial (celui connectant le tap-off aux électrodes cuivrées). Après conversion électro-optique au niveau du cristal, l'onde optique, portant l'information relative à l'amplitude des impulsions à mesurer, traverse

une fibre optique (d'une longueur de 5 m dans notre cas) puis un banc optique permettant le traitement de son état de polarisation. Suite à une dernière conversion optoélectronique, opérée par une photodiode rapide, le signal électrique est ensuite conduit jusqu'à la seconde voie de l'oscilloscope.

A l'instar de la mesure précédente, la figure 5.14 permet la visualisation d'impulsions nanosecondes, de profil approximativement gaussien cette fois-ci.

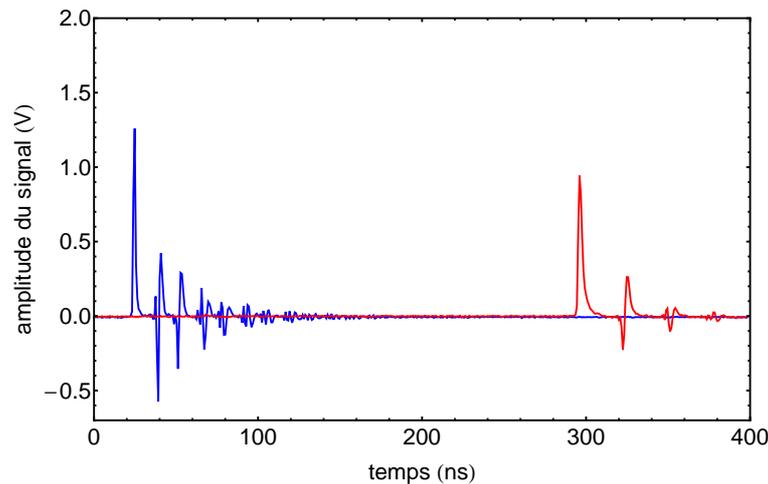


FIGURE 5.14 – Profils des impulsions nanosecondes monopolaires, mesurées en amont de la cuve d'électroporation (courbes bleues) et *in situ* par la sonde électro-optique (courbes rouges).

Là encore, nous observons un décalage temporel entre les impulsions mesurées en amont et celles mesurées *in situ*. L'utilisation d'un câble coaxial de longueur différente pour relier la sortie du système électro-optique à la seconde voie de l'oscilloscope permet d'expliquer la différence du décalage temporel entre les deux types d'impulsions étudiées (rectangulaires et gaussiennes).

Outre le profil temporel des impulsions, nous constatons également, sur chaque voie de mesure de l'oscilloscope, la présence d'"échos", prenant la forme d'impulsions secondaires d'amplitudes décroissantes. Ces "échos" correspondent en réalité à des réflexions parasites au niveau de la cuve d'électroporation et du générateur. En observant les profils des impulsions issue de l'extracteur, nous décelons la présence d'une impulsion réfléchi à la suite de l'impulsion incidente délivrée par le générateur. L'écart temporel entre ces deux impulsions est de 13 ns. Il correspond au temps d'un trajet aller retour entre l'extracteur et la cuve. Ce temps  $T$  peut également se calculer en utilisant la formule suivante :

$$T = \frac{2L\sqrt{\epsilon_r}}{c} \quad (5.11)$$

où  $L$  est la longueur du câble coaxial reliant l'extracteur aux électrodes cuivrées (1,3 m) et  $\epsilon_r$  sa permittivité relative (2,2 dans notre cas). Par le calcul, nous obtenons une valeur de 12,8 ns, conforme à celle relevée sur les courbes. Cette première impulsion réfléchi au niveau de la cuve d'électroporation n'est donc visible que sur le signal issu de l'extracteur. Il est important de signaler que l'impulsion transmise au sein de la solution biologique (mesurée par la sonde électro-optique) résulte de la différence entre les impulsions incidentes et réfléchies. La réflexion

des impulsions est liée à un phénomène de désadaptation d'impédance. En effet, lorsque l'impédance caractéristique du générateur ( $50 \Omega$  dans notre cas) est égale à l'impédance de la cuve (remplie de la solution biologique), les coefficients de réflexion en tension sont nuls, correspondant alors à une situation où la transmission de l'impulsion au sein de la solution est complète. La cuve d'électroporation a été conçue pour produire une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  jusqu'à  $70 \text{ MHz}$  [156]. Ainsi, pour des impulsions électriques dont le contenu spectral excède cette valeur, nous assistons à une déformation des fronts de montée, ces derniers correspondant aux composantes hautes fréquences du spectre. C'est précisément ce qui est montré dans le tableau 5.1.

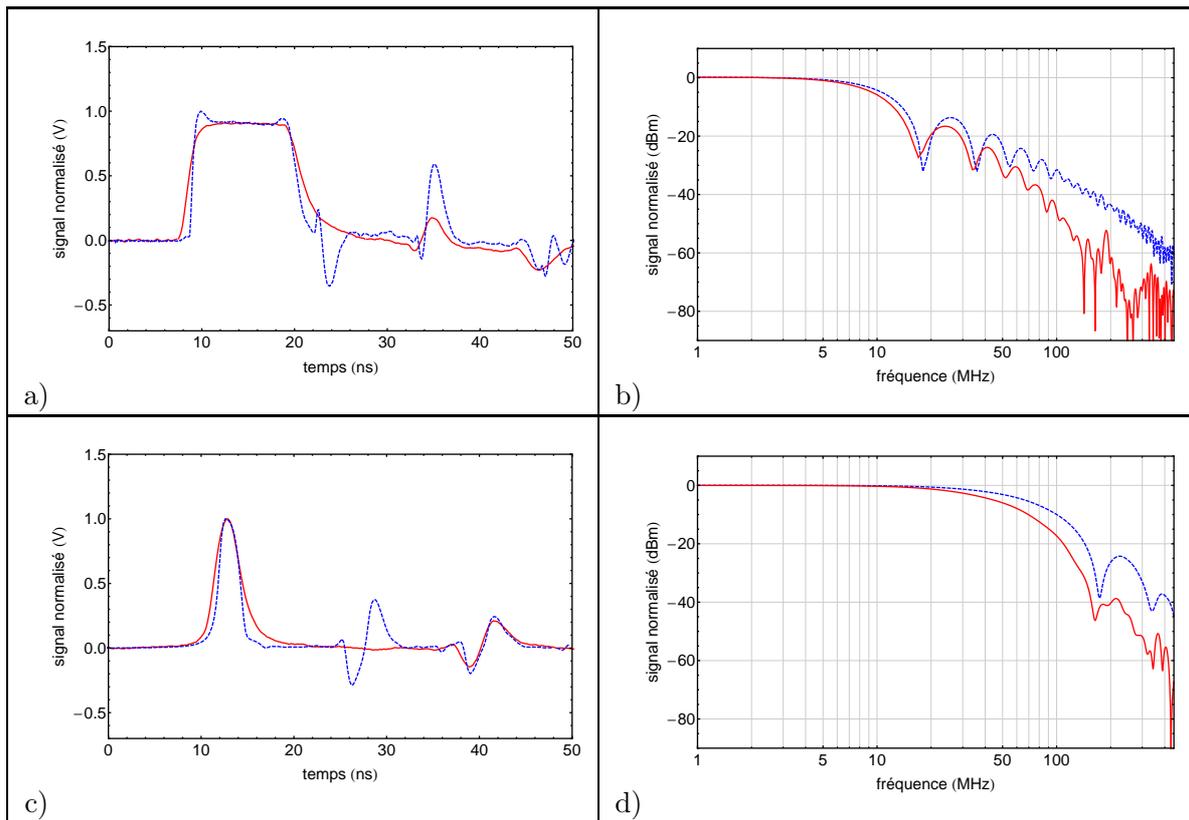


TABLE 5.1 – Comparaison de l'amplitude normalisée des impulsions mesurées en amont de la cuve d'électroporation à l'aide de l'extracteur (courbe pointillées bleues) et mesurées *in situ* à l'aide de la sonde électro-optique (courbes pleines rouges). Les mesures ont été réalisées pour les impulsions a) rectangulaires et c) gaussiennes. Leurs spectres fréquentiels respectifs b) et d) sont également tracés.

Les effets de la désadaptation d'impédance concernent donc principalement les fronts de montée des impulsions. Nous observons sur les courbes une augmentation des temps de montée et de descente des impulsions mesurées par la sonde électro-optique au sein de la solution biologique. Cette dispersion temporelle des impulsions se répercute sur leurs transformées de Fourier respectives. Une fréquence de coupure plus basse est en effet constatée dans le cas des impulsions mesurées *in situ*, traduisant une dégradation des composantes hautes fréquences. Par ailleurs, les impulsions gaussiennes subissent une perte plus importante de leur contenu spectral que les impulsions rectangulaires. L'impulsion réfléchi au niveau de la cuve est ensuite renvoyée vers le générateur. Une partie est alors absorbée tandis qu'une autre est renvoyées vers la cuve. Ce phénomène de rebond secondaire permet d'expliquer la raison pour laquelle nous dénombrons

deux fois plus d'impulsions sur les courbes représentant la mesure en amont de la cuve par rapport aux courbes issues de la mesure *in situ* réalisée par la sonde électro-optique. En effet, outre l'impulsion incidente, la sonde électro-optique n'autorise que la mesure des rebonds secondaires au niveau du générateur. Ils sont également mesurés sur la voie de mesure issue de l'extracteur, en amont. C'est d'ailleurs uniquement sur cette voie que sont mesurées les impulsions réfléchies au niveau de la cuve, ces dernières n'étant pas mesurables par la sonde électro-optique.

### 5.2.2.2 Mesure de linéarité

En utilisant le même dispositif expérimental que précédemment, nous avons caractérisé la linéarité de la réponse de la sonde électro-optique en régime impulsionnel. Pour cela, nous avons fait varier la tension appliquée entre les électrodes en cuivre de part et d'autre de la cuve d'électroporation sur une plage de 0 à 3200 V crête et nous avons enregistré les profils des impulsions mesurées par la sonde électro-optique.

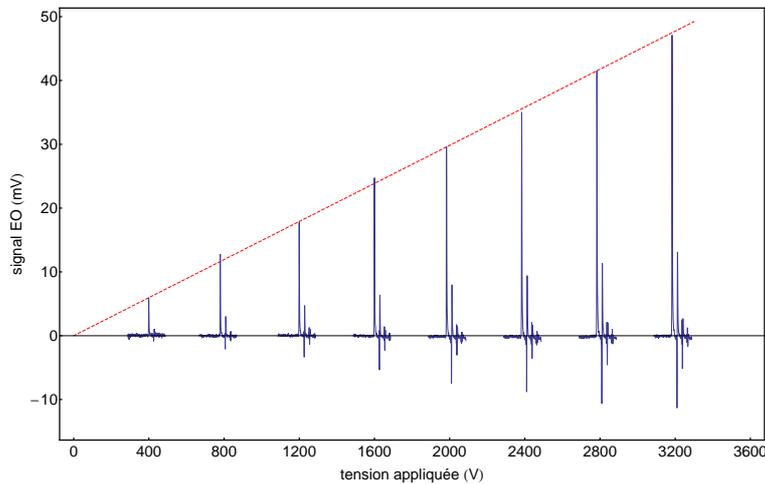


FIGURE 5.15 – Linéarité de la réponse électro-optique en régime temporel : impulsions mesurées *in situ* (courbes bleues), ajustement théorique (droite en pointillés rouges).

La figure 5.15 représente cette mesure de linéarité : le signal électro-optique a été relevé pour chaque incrémentation de 400 V de la tension appliquée entre les électrodes. A l'instar de la mesure en régime fréquentiel, la sonde électro-optique présente une excellente linéarité sur la plage d'intérêt. Un coefficient de corrélation  $R^2$  d'une valeur de 0,9993 a d'ailleurs été obtenu. La différence entre l'amplitude des impulsions mesurées et l'ajustement théorique conduit à un écart-type moyen de 0,54 mV. Par ailleurs, l'expression de la sensibilité de la sonde en régime temporel peut s'écrire ainsi :

$$E_{min} = \alpha \frac{V_{EOmin}}{d} \quad (5.12)$$

où  $d$  correspond à la distance inter-électrodes,  $V_{EOmin}$  est le niveau de bruit moyen du signal électro-optique mesuré et  $\alpha$  correspond à la pente de la droite d'ajustement. Cette relation a permis d'extraire un champ minimum mesurable de 2,663 kV.m<sup>-1</sup> dans une bande d'analyse de 12 GHz. Il est nécessaire de préciser que cette sensibilité a été obtenue avec un niveau de

bruit correspondant à un signal électro-optique moyenné sur 200 impulsions. En considérant que le niveau de bruit décroît comme la racine carrée du nombre d'impulsions moyennées, il vient alors pour la sensibilité de la sonde en régime temporel :  $E_{min} = 343,8 \text{ mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$ . Cette sensibilité est toutefois légèrement différente du résultat attendu (valeur supérieure à celle trouvée en régime fréquentiel). Cela peut s'expliquer par une mauvaise orientation de la sonde, son axe de sensibilité ne coïncidant pas pleinement avec la direction du champ entre les électrodes en cuivre.

### 5.2.3 Effets thermiques des nanopulses

La sonde électro-optique a montré ses aptitudes à mesurer des impulsions kilovolts de quelques nanosecondes au sein d'un milieu biologique. Nous l'avons également employée pour discriminer les effets thermiques de ces impulsions sur ce même milieu. Le dispositif expérimental reste identique. Afin d'obtenir un effet thermique notable, 10 000 impulsions ont été générées et envoyées au sein de la solution biologique. Avec une fréquence de répétition de 10 kHz, le temps d'exposition du milieu aux impulsions nanosecondes est donc de 10 s. La sonde, positionnée *in situ*, a ainsi pu permettre de relever l'évolution de la température de la solution avant, pendant et après l'exposition. La figure 5.16 décrit cette évolution.

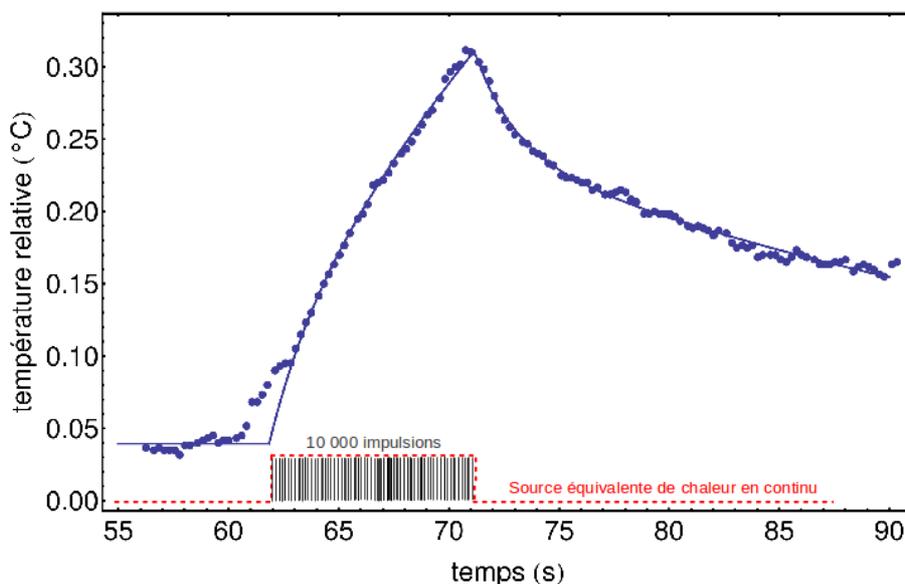


FIGURE 5.16 – Évolution de la température d'une solution biologique exposée à 10 000 impulsions kiloVolts

Dans le souci d'étalir un modèle thermique d'ajustement cohérent, nous avons fait deux hypothèses. Nous avons considéré dans un premier temps que l'air ambiant jouait le rôle de thermostat pour la solution biologique et que cette dernière jouait le même rôle vis-à-vis du cristal électro-optique. Nous avons également considéré que les 10 000 impulsions agissaient comme une source de chaleur continue sur la fenêtre temporelle d'exposition de 10 s. L'équation de

l'ajustement théorique a été obtenu en résolvant le système d'équations différentielles suivantes :

$$\begin{cases} C_b T_b'(t) = -\lambda_b(T_b(t) - T_e) + P_b \\ C_c T_c'(t) = -\lambda_c(T_c(t) - T_b(t)) + P_c \end{cases} \quad (5.13)$$

Ces équations régissent respectivement l'évolution de température au sein de la solution biologique et dans le cristal. Leur résolution conduit, dans le cas du cristal, à un ajustement théorique se subdivisant en trois parties : avant, pendant et après l'exposition :

$$T_c = \begin{cases} T_e & t < t_1 \\ T_e + B + C + e^{\frac{-t+t_1}{\tau_b}} B\alpha_2 + e^{\frac{-t+t_2}{\tau_b}} (B\alpha_1 - C) & t_1 < t < t_2 \\ T_e + (B\alpha_1 - C) e^{\frac{-t}{\tau_c}} [e^{t_1} + e^{t_2}] + B\alpha_2 e^{\frac{-t}{\tau_b}} [e^{t_2} - e^{t_1}] & t > t_2 \end{cases} \quad (5.14)$$

avec :

$$\begin{cases} B = \frac{P_b \tau_b}{C_b} \\ C = \frac{P_c \tau_c}{C_c} \\ \alpha_1 = \frac{\tau_c}{\tau_b - \tau_c} \\ \alpha_2 = \frac{\tau_b}{\tau_b - \tau_c} \end{cases} \quad (5.15)$$

où  $C_i$ ,  $\tau_i$  et  $P_i$  correspondent respectivement à la capacité calorifique, la constante de temps de thermalisation et la puissance reçue par le milieu  $i$ . Un très bon accord entre ajustement théorique et mesures est observé. La distribution d'erreurs entre l'ajustement théorique et la mesure a été tracée (fig. 5.17) et nous obtenons une gaussienne avec un écart-type moyen de seulement 3,6 mK.

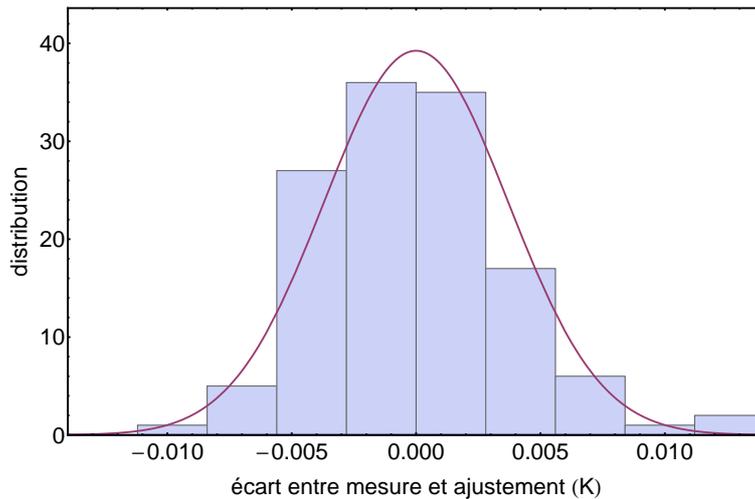


FIGURE 5.17 – Ecarts entre la mesure et l'ajustement théorique

Par ailleurs, nous avons pu extraire, à partir du modèle, les constantes de temps de thermalisation du cristal  $\tau_c$  et de la solution biologique  $\tau_b$ , respectivement établies à 1,8 s et 33 s. Ces

deux valeurs mettent en lumière la capacité de la sonde à pouvoir suivre l'évolution de la température dans le milieu biologique. La réduction du temps de réponse de la sonde passe d'ailleurs par la réduction des dimensions du cristal, afin de permettre une thermalisation plus rapide de ce dernier.

# Conclusion

Le travail réalisé au cours de cette thèse s'est orienté sur la réalisation et la caractérisation de deux types de capteurs diélectriques fibrés : le premier est dédié à la mesure simultanée d'une composante du champ électrique et des variations de la température tandis que le second permet une mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique. Chacun d'eux est basé sur la modulation d'état de polarisation d'un faisceau laser venant sonder un cristal électro-optique (anisotrope ou isotrope). Ils permettent une mesure vectorielle du champ électrique sur une large bande fréquentielle. Le présent manuscrit s'est attaché à démontrer leur aptitude à réaliser des mesures en milieu biologique en répondant aux contraintes des domaines d'applications adressés.

Nous avons, dans un premier temps, défini le contexte général de cette étude. Les deux domaines d'application visés, la dosimétrie radiofréquence et l'électroporation cellulaire, ont été présentés en précisant la nature des différents signaux mis en jeu et les besoins métrologiques associés. Dans un second temps, il a été fait mention des propriétés diélectriques des milieux biologiques, dans lesquels la sonde est immergée. Un état de l'art concernant l'instrumentation dédiée à la dosimétrie a ensuite été réalisé. Il a permis de mettre en évidence le potentiel de la sonde comparativement aux autres types de technologie couramment utilisées. Après avoir évoqué les aspects théoriques liés à l'effet Pockels ou ceux afférant au principe de fonctionnement des différents capteurs électro-optiques développés, nous avons introduit les grandeurs caractéristiques permettant de quantifier les performances de ces capteurs. Par la suite, nous avons défini des figures de mérites destinées à choisir les cristaux électro-optiques les plus pertinents pour les applications visées. Deux cristaux ont alors été retenus : le tantalate de lithium stoechiométrique (SLT) ainsi que l'oxyde de bismuth et de silicium (BSO). Ils ont ensuite été caractérisés afin de connaître avec précision leurs propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques. Pour cela, nous avons mis en oeuvre plusieurs bancs de caractérisation. Concernant la mesure des indices de réfraction des cristaux et des coefficients thermo-optiques associés, un seul et même banc a permis d'extraire leurs valeurs avec une grande précision. Quant aux coefficients électro-optiques, nous avons mis en place deux configurations expérimentales : un montage polarimétrique permettant d'extraire le seul coefficient électro-optique du cristal de BSO et un montage interférométrique autorisant la mesure distincte de tous les coefficients d'intérêt du SLT. Des boucles d'asservissement ont été mises en place afin de compenser les fluctuations parasites de la température ou de la puissance du laser, garantissant ainsi une très grande stabilité de la mesure. La mesure ultra large bande, sur plus de 8 décades, de ces coefficients a permis d'une part de visualiser les résonances piézoélectriques et d'autre part d'extraire les valeurs à l'état libre, à l'état contraint et ainsi de déterminer la contribution acoustique de chaque échantillon.

Des sondes électro-optiques ont ensuite été réalisées à partir des cristaux caractérisés. Une première sonde utilisant un cristal de BSO a fait l'objet d'une campagne de mesure visant à quantifier ses performances. Cette dernière a permis la mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique avec une sensibilité de  $200 \text{ mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$  et des taux de réjection des composantes orthogonales de plus de 40 dB. La linéarité de sa réponse vis-à-vis de l'amplitude du champ électrique appliqué a ensuite été mise en évidence sur une plage de 50 dB (valeur comparée à la dynamique théorique de mesure de 120 dB). Les aspects concernant la résolution spatiale de la sonde (évaluée à  $0,5 \times 0,5 \times 5 \text{ mm}^3$ ) ou la stabilité de mesure ont également été abordés. Nous avons, par ailleurs, présenté une étude en deux étapes des perturbations induites par la sonde électro-optique sur le champ électrique à mesurer. Dans un premier temps, une cartographie numérique 2D du volume des perturbations induites a permis de montrer la faible invasivité de notre capteur comparativement à un dipôle millimétrique classiquement employé lors des études dosimétriques. Par la suite, nous avons quantifié, par réflectométrie temporelle, la variation de la permittivité effective d'une structure TEM contenant la sonde.

Une seconde sonde, dont le transducteur est un cristal de tantalate de lithium, a ensuite été utilisée pour réaliser deux campagnes de mesures en bioélectromagnétisme. La première a consisté à évaluer les performances de la sonde électro-optique lors de mesures distinctes du champ électrique et de la température au sein d'une solution biologique exposée à un signal radiofréquence de type GSM. Nous avons atteint une sensibilité en champ de  $170 \text{ mV.m}^{-1}.\text{Hz}^{-1/2}$  et une dynamique de mesure de plus de 70 dB. Une mesure comparative de température, effectuée avec une sonde commerciale communément utilisée pour des applications biomédicales, a permis de mettre en exergue la grande sensibilité en température de la sonde : une valeur de 20 mK a ainsi été extraite. Par la suite, nous avons réalisé une étude dosimétrique sur la base d'une mesure simultanée du champ électrique *in situ* et des variations de la température engendrées par l'exposition radiofréquence. Les valeurs de DAS associées ont ensuite été validées en les comparant à celles issues d'une simulation numérique 3D réalisée à l'aide d'un code de calcul basé sur la FDTD. Il s'agit, à notre connaissance, de la première mesure duale de DAS réalisée de manière simultanée, rigoureusement au même endroit et à l'aide d'un seul capteur. La deuxième campagne de mesure nous a permis de réaliser des mesures d'impulsions nanosecondes de forte amplitude au sein d'une cuve d'électroporation cellulaire. Il s'agit, là encore, de la première mesure réalisée *in situ*, donnant accès au profil réel de l'impulsion au sein du milieu biologique exposé. Des mesures de températures ont également été effectuées simultanément, de manière à caractériser les éventuels effets thermiques de ces nanopulses. Grâce à une qualité optimale des asservissements utilisés pour stabiliser la réponse de la sonde, une sensibilité en température de seulement 3,6 mK a été atteinte.

En conclusion, nous avons conçu et réalisé, au cours de ces travaux, un instrument de métrologie adapté aux contraintes spécifiques de la mesure en milieu biologique. Les performances des sondes développées ont pu être caractérisées puis mises à profit pour répondre aux besoins des deux applications majeures du bioélectromagnétisme que sont la dosimétrie radiofréquence et l'électroporation cellulaire. Par ailleurs, les développements en cours, dédiés au bioélectromagnétisme, concernent également la réalisation de sondes endoluminales pour l'imagerie par résonance magnétique [157].

# Annexes



# Annexe A : Transduction électro-optique basé sur l'effet Pockels

## Propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope : ellipsoïde des indices

Dans le cas des transducteurs électro-optiques, nous nous intéressons à la propagation d'un faisceau laser sonde au sein d'un cristal électro-optique (considéré comme un matériau diélectrique non magnétique et sans charge libre). Pour comprendre les phénomènes de propagation d'une onde électro-magnétique dans un milieu anisotrope, il est nécessaire de résoudre les équations de Maxwell dans ce milieu et de définir les équations constitutives du matériau :

$$\vec{D}_w = \epsilon_0[\epsilon_r]\vec{E}_w \quad (5.16)$$

La relation 5.16 introduit le tenseur de la permittivité diélectrique relative  $[\epsilon_r]$  qui relie le champ électrique  $\vec{E}_w$  associé à l'onde optique au vecteur déplacement électrique  $\vec{D}_w$ . Il est pratique d'introduire le tenseur inverse, appelé tenseur d'imperméabilité  $[\eta]$  :

$$\epsilon_0\vec{E}_w = [\eta]\vec{D}_w = \begin{pmatrix} \eta_{xx} & \eta_{xy} & \eta_{xz} \\ \eta_{yx} & \eta_{yy} & \eta_{yz} \\ \eta_{zx} & \eta_{zy} & \eta_{zz} \end{pmatrix} \vec{D}_w \quad (5.17)$$

Les tenseurs  $[\epsilon_r]$  et  $[\eta]$  sont symétriques ( $\eta_{ij} = \eta_{ji}$ ) et donc diagonalisables. Les axes diélectriques principaux du cristal sont alors définis par la base propre orthonormée d'axes  $x$ ,  $y$  et  $z$ , dans laquelle les coefficients non diagonaux sont nuls. Dans ce repère propre, les éléments diagonaux  $\eta_{ii}$  (avec  $i = x, y, z$ ) sont liés aux trois indices principaux  $n_i$  par la relation :

$$\eta_{ii} = \frac{1}{n_i^2} \quad (5.18)$$

où  $n_i$  est l'indice vu par une onde polarisée selon l'axe  $i$ .

Il est important de rappeler que les éléments diagonaux  $\eta_{ii}$  ne sont pas nécessairement égaux, ce qui implique que les vecteurs  $\vec{E}_w$  et  $\vec{D}_w$  ne sont pas toujours colinéaires. Le tenseur  $[\eta]$  étant symétrique, il est possible de l'écrire sous sa forme contractée ( $xx = 1, yy = 2, zz = 3, zy = yz =$

4,  $zx = xz = 5, yx = xy = 6$ ) :

$$[\eta] = \begin{pmatrix} \eta_1 & \eta_6 & \eta_5 \\ \eta_6 & \eta_2 & \eta_4 \\ \eta_5 & \eta_4 & \eta_3 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

Dans le domaine fréquentiel, les équations de Maxwell dans un milieu diélectrique, amagnétique et sans charge libre s'écrivent :

$$\begin{cases} \vec{k}_w \times \vec{E}_w = w\vec{B} \\ \vec{k}_w \times \vec{H} = -w\vec{D}_w \\ \vec{k}_w \cdot \vec{B} = 0 \\ \vec{k}_w \cdot \vec{D}_w = 0 \end{cases}$$

De là, il vient :

$$\begin{aligned} \vec{k}_w \times (\vec{k}_w \times \vec{E}_w) &= -w^2 \mu \vec{D}_w \\ &= \vec{k}_w (\vec{k}_w \cdot \vec{E}_w) - \vec{k}_w^2 \vec{E}_w \end{aligned}$$

Ce qui conduit à :

$$\vec{k}_w^2 \vec{E}_w - w^2 \mu [\epsilon] \vec{E}_w = \vec{k}_w (\vec{k}_w \cdot \vec{E}_w) \quad (5.20)$$

d'où :

$$\epsilon_0 [\epsilon_r] n^2 w^2 \vec{E}_w = \vec{D}_w \implies (\mathbb{1} - \frac{n^2}{[\epsilon_r]}) \cdot \vec{D}_w = \vec{0} \quad (5.21)$$

L'équation 5.21 peut se réécrire :

$$\hat{D}_w \cdot (n^2 [\eta]) \cdot \hat{D}_w = 1 \quad (5.22)$$

où  $\hat{D}_w$  est un vecteur unitaire aligné selon le vecteur déplacement électrique  $\vec{D}_w$ . En posant  $\vec{OM} = n \hat{D}_w$ , il vient :

$$\vec{OM} \cdot ([\eta] \cdot \vec{OM}) = 1 \quad (5.23)$$

Cette relation est l'équation de l'ellipsoïde des indices, notion fondamentale pour l'étude des milieux optiques anisotropes. Comme nous l'avons souligné précédemment, dans le référentiel propre du cristal, le tenseur  $[\eta]$  s'écrit :

$$[\eta] = \begin{pmatrix} \frac{1}{n_x^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{n_y^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{n_z^2} \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

La relation 5.23 donne alors l'équation de la surface de l'ellipsoïde dont les axes principaux, de longueurs respectives  $n_x, n_y$  et  $n_z$ , sont orientés respectivement selon les vecteurs de base  $\vec{e}_x, \vec{e}_y$  et  $\vec{e}_z$  :

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (5.25)$$

Une représentation de cette ellipsoïde des indices est donnée en figure 5.18.

Selon la nature du milieu, on distingue plusieurs cas de figure :

- les trois indices principaux sont égaux : l'ellipsoïde des indices est alors une sphère et le

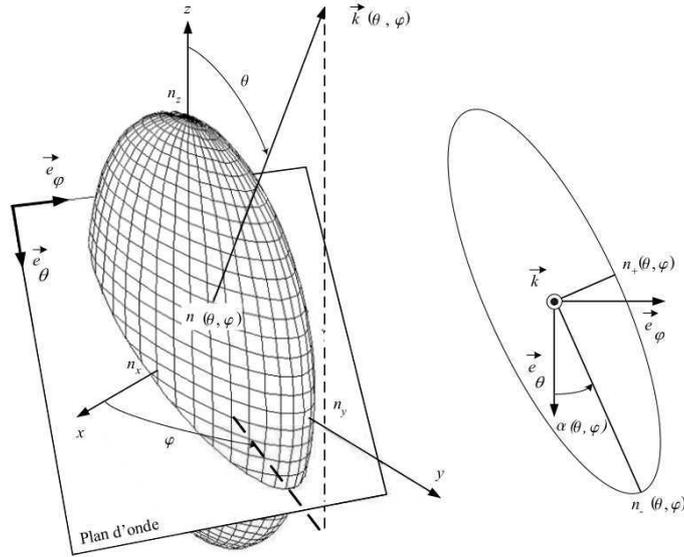


FIGURE 5.18 – Ellipsoïde des indices non déformée vue par l'onde optique incidente [130]

matériau est optiquement isotrope.

- deux indices principaux sont égaux : l'ellipsoïde des indices est alors de révolution autour du troisième axe principal (axe optique du milieu). Le milieu est dit uniaxe. Nous posons  $n_x = n_y = n_o$  et  $n_z = n_e$ . Si  $n_o > n_e$ , le milieu est dit uniaxe négatif et réciproquement, si  $n_o < n_e$ , le milieu est uniaxe positif. Pour un milieu positif, les polarisations propres associées à une direction de propagation de l'onde optique sont dites ordinaire (polarisation orthogonale à l'axe optique et à la direction de propagation, qui voit l'indice  $n_-$ ) et extraordinaire (polarisation orthogonale la précédente et à la direction de propagation, qui voit l'indice  $n_+$  dont la valeur dépend de l'angle entre l'axe optique et la direction de propagation)
- les trois indices principaux sont différents :  $n_x \neq n_y \neq n_z$ . Le milieu est alors biaxe.

## L'effet Pockels

L'effet électro-optique se traduit par une modification de l'ellipsoïde des indices du matériau sous l'action d'un champ électrique appliqué  $\vec{E}_\Omega$  de pulsation  $\Omega$ . Le vecteur déplacement électrique  $\vec{D}_w$  est relié au champ électrique  $\vec{E}_w$  et à la polarisation du matériau  $\vec{P}_w$  par la relation :

$$\vec{D}_w = \epsilon_0 \vec{E}_w + \vec{P}_w \quad (5.26)$$

La polarisation induite dans le matériau dépend à la fois du champ électrique de l'onde optique et du champ extérieur appliqué :

$$\vec{P}_w = \underbrace{\epsilon_0[\chi_1] \vec{E}_w}_1 + \underbrace{\epsilon_0[\chi_2] \vec{E}_w \vec{E}_\Omega}_2 \quad (5.27)$$

où  $\chi_i$  est la susceptibilité du matériau. Nous considérons ici que le champ électrique appliqué est lentement variable par rapport à la pulsation de l'onde optique :  $w \gg \Omega$ . Le terme 1

traduit la réponse linéaire du matériau alors que le terme 2 traduit l'interaction entre le champ électrique de l'onde optique et le champ électrique à mesurer. Ce second terme correspond à l'effet Pockels : il s'agit d'un effet électro-optique linéaire en fonction du champ  $\vec{E}_\Omega$  appliqué, qui induit une modification de l'ellipsoïde des indices du matériau. Cette modification se traduit par un changement dans l'expression du tenseur de la permittivité relative (donc du tenseur d'imperméabilité). Ainsi, en ne tenant compte que de l'effet Pockels, le vecteur déplacement électrique peut s'écrire :

$$\vec{D}_w = \epsilon_0 \underbrace{[\mathbb{1} + [\chi_1] + [\chi_2]\vec{E}_\Omega]}_{[\epsilon_r]} \vec{E}_w \quad (5.28)$$

Ce nouveau tenseur de permittivité relative  $[\epsilon_r]$  peut s'écrire ainsi :

$$[\epsilon_r] = \begin{pmatrix} n_x^2 + \chi_{xxi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{xyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{xzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \\ \chi_{yxi}^{(2)} E_{\Omega_i} & n_y^2 + \chi_{yyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{yzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \\ \chi_{zxi}^{(2)} E_{\Omega_i} & \chi_{zyi}^{(2)} E_{\Omega_i} & n_z^2 + \chi_{zzi}^{(2)} E_{\Omega_i} \end{pmatrix} \quad (5.29)$$

Cette matrice est diagonalisable et inversible : le nouveau tenseur d'imperméabilité permet de définir l'ellipsoïde des indices du matériau soumis au champ électrique  $\vec{E}_\Omega$ . Ainsi, en considérant des susceptibilités d'ordre 2 très faibles et en inversant le tenseur 5.29, la relation 5.23 peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \frac{x^2}{n_x^2} \left(1 - \frac{\chi_{xxi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2}\right) + \frac{y^2}{n_y^2} \left(1 - \frac{\chi_{yyi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_y^2}\right) + \frac{z^2}{n_z^2} \left(1 - \frac{\chi_{zzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_z^2}\right) \\ - 2 \frac{\chi_{xyi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2 n_y^2} xy - 2 \frac{\chi_{xzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_x^2 n_z^2} xz - 2 \frac{\chi_{yzi}^{(2)} E_{\Omega_i}}{n_y^2 n_z^2} yz \cong 1 \end{aligned} \quad (5.30)$$

Les déformations au niveau de la longueur et de l'orientation des axes de l'ellipsoïde sont fonction des composantes du champ électrique appliqué, exprimées dans le référentiel propre du cristal en régime linéaire. Le tenseur  $[r]$  quantifie l'aptitude qu'ont les cristaux électro-optiques à voir leur caractéristiques optiques évoluer sous l'application d'un champ électrique. Afin d'introduire les coefficients électro-optiques, écrivons l'expression du tenseur d'imperméabilité modifié par l'application d'un champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  :

$$[\eta(\vec{E}_\Omega)] = [\eta(\vec{E}_\Omega = 0)] + [\Delta\eta] \quad (5.31)$$

avec :

$$[\Delta\eta] = [r] \vec{E}_\Omega \quad (5.32)$$

En d'autres termes :

$$\Delta\eta_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (5.33)$$

avec :  $r_{ijk} = -\frac{\chi_{ijk}}{n_i^2 n_j^2}$

Le tenseur  $[\eta]$  étant symétrique en  $i$  et  $j$ ,  $[r]$  l'est aussi. Il peut donc s'exprimer sous sa forme

contractée (passage de 27 à 18 composantes) :

$$\begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \quad (5.34)$$

Dans le repère des axes principaux avant perturbation, l'équation de l'ellipsoïde des indices perturbée s'écrit :

$$\begin{aligned} x^2 \underbrace{[1/n_x^2 + \Delta\eta_1]}_{\alpha} + y^2 \underbrace{[1/n_y^2 + \Delta\eta_2]}_{\beta} + z^2 \underbrace{[1/n_z^2 + \Delta\eta_3]}_{\gamma} \\ + 2 \underbrace{\Delta\eta_4}_{\delta} yz + 2 \underbrace{\Delta\eta_5}_{\epsilon} xz + 2 \underbrace{\Delta\eta_6}_{\kappa} xy = 1 \end{aligned} \quad (5.35)$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha &= (n_x)^{-2} + r_{11} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{12} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{13} \vec{E}_{\Omega_z} \\ \beta &= (n_y)^{-2} + r_{21} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{22} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{23} \vec{E}_{\Omega_z} \\ \gamma &= (n_z)^{-2} + r_{31} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{32} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{33} \vec{E}_{\Omega_z} \\ \delta &= r_{41} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{42} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{43} \vec{E}_{\Omega_z} \\ \epsilon &= r_{51} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{52} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{53} \vec{E}_{\Omega_z} \\ \kappa &= r_{61} \vec{E}_{\Omega_x} + r_{62} \vec{E}_{\Omega_y} + r_{63} \vec{E}_{\Omega_z} \end{aligned} \quad (5.36)$$

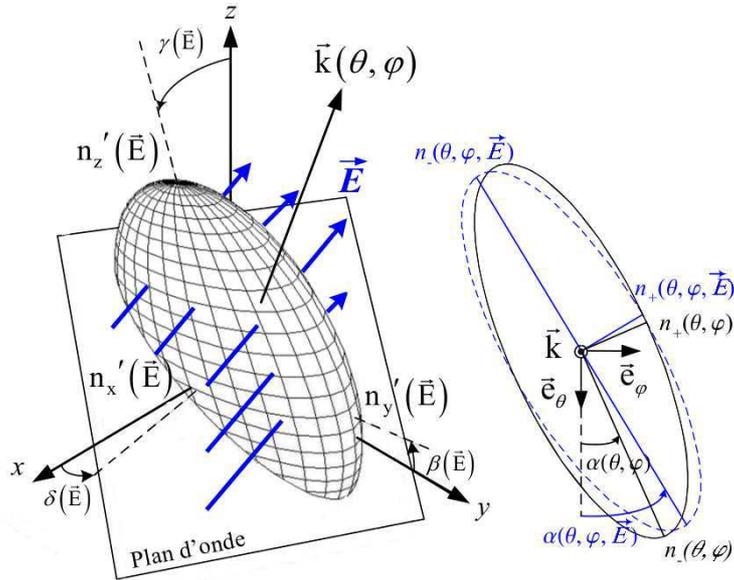


FIGURE 5.19 – Ellipsoïde des indices déformée par l'application d'un champ électrique (effet Pockels) [130]

Dans l'optique de définir les nouveaux indices propres du cristal soumis au champ électrique  $\vec{E}_{\Omega}$ , plutôt que d'écrire l'équation de l'ellipsoïde sous sa forme canonique, il est plus judicieux de déterminer l'ellipse formée par l'intersection de cette ellipsoïde avec le plan d'onde de l'onde optique (figure 5.19). Ainsi, pour toute direction du vecteur d'onde  $\vec{k}_w$ , les deux polarisations

propres de l'onde optique se déterminent en cherchant les axes de cette ellipse.

Introduisons  $\theta$  et  $\varphi$ , les angles sphériques donnant la direction de  $\vec{k}_w$  par rapport au repère  $x, y, z$ . Il s'agit d'effectuer un changement de repère : passer du repère  $x, y, z$  (repère propre du cristal en l'absence de champ électrique appliqué  $\vec{E}_\Omega$ ) au repère  $X, Y, Z$  (repère dont l'axe  $OZ$  est parallèle à la direction du vecteur d'onde  $\vec{k}_w$ ). Ce changement de repère s'effectue en deux étapes successives :

- rotation d'angle  $\varphi$  autour de  $z$
- rotation d'angle  $\theta$  autour du nouvel axe  $OY$

La matrice associée à l'ellipsoïde perturbée s'écrit alors dans le repère  $X, Y, Z$  :

$$(\mathcal{R}_{\theta/y'=Y}) \cdot (\mathcal{R}_{\varphi/z=z'}) \cdot \begin{pmatrix} \alpha & \kappa & \epsilon \\ \kappa & \beta & \delta \\ \epsilon & \delta & \gamma \end{pmatrix} \cdot (\mathcal{R}_{-\varphi/z=z'}) \cdot (\mathcal{R}_{-\theta/y'=Y}) = \begin{pmatrix} A & F & E \\ F & B & D \\ E & D & C \end{pmatrix} \quad (5.37)$$

Pour obtenir l'équation de l'ellipse, définie comme l'intersection du plan d'onde avec l'ellipsoïde des indices, il suffit de se placer en  $Z = 0$ . Il vient alors :

$$AX^2 + BY^2 + 2FGY = 1 \quad (5.38)$$

avec :

$$\begin{cases} A = (\alpha \cos^2 \varphi + \beta \sin^2 \varphi + \kappa \sin 2\varphi) \cos^2 \theta + \gamma \sin^2 \theta - (\epsilon \cos \varphi + \delta \sin \varphi) \sin 2\theta \\ B = \alpha \sin^2 \varphi + \beta \cos^2 \varphi - \kappa \sin 2\varphi \\ F = [(\beta - \alpha)/2] \sin 2\varphi + \kappa \cos 2\varphi \cos \theta - (\delta \cos \varphi - \epsilon \sin \varphi) \sin \theta \end{cases}$$

De cette relation, nous pouvons à présent déterminer les valeurs des deux demi-axes de l'ellipse représentant les valeurs des deux indices de réfraction  $n_+$  et  $n_-$  associés aux deux états propres de polarisation de l'onde optique dans le cristal. Ces deux indices sont déduits des valeurs propres de la matrice associée à l'ellipse d'équation 5.38 :

$$n_{\pm} = \sqrt{\frac{2}{A + B \pm \sqrt{(A - B)^2 + 4F^2}}} \quad (5.39)$$

Ces deux valeurs dépendent conjointement de la direction du vecteur d'onde de l'onde optique  $\vec{k}_w$ , des coefficients électro-optiques du cristal et du champ électrique appliqué  $\vec{E}_\Omega$ . Nous nous attacherons, dans le paragraphe suivant, à expliquer le principe de la mesure du champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  sur la base des variations qu'il induit sur ces deux indices  $n_+$  et  $n_-$ , en introduisant le concept de vecteur sensibilité.

# Vecteur sensibilité d'un cristal électro-optique

## Cas des cristaux anisotropes

La variation des indices de réfraction induite par le champ électrique appliqué  $\vec{E}_\Omega$  est très faible en valeur relative et peut, par conséquent, être traitée comme une perturbation. Les axes propres de l'ellipsoïde des indices se raccourcissent ou s'allongent sous l'effet de  $\vec{E}_\Omega$  mais ne subissent pas, au premier ordre, de rotation. Cette approximation d'invariance de la direction des axes propres de l'ellipsoïde tire sa légitimité des valeurs très faibles des coefficients électro-optiques mis en jeu (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de pm.V<sup>-1</sup>). Ainsi, même dans le cas de valeurs conséquentes du champ électrique, la variation d'indice reste très faible. Cette variation d'indice s'écrit :

$$\delta n_\pm(\vec{E}_\Omega) = n_\pm(\vec{E}_\Omega) - n_\pm(\vec{0}) \quad (5.40)$$

Il est possible d'exprimer la variation d'indice induite par le champ électrique appliqué à l'aide de l'opérateur gradient :

$$\delta n_\pm(\vec{E}_\Omega) = \vec{\nabla} n_\pm(\vec{E}_\Omega) \Big|_{\vec{E}_\Omega=0} \cdot \vec{E}_\Omega = \vec{K}_\pm \cdot \vec{E}_\Omega \quad (5.41)$$

Le vecteur  $\vec{K}$  (appelé vecteur sensibilité) est introduit ici comme un gradient d'indice par rapport au champ électrique appliqué. La variation d'indice propre n'est due qu'à la composante du champ électrique appliqué colinéaire au vecteur sensibilité. Elle est donc maximale lorsque  $\vec{K}$  et  $\vec{E}_\Omega$  sont colinéaires. Par ailleurs, le module de  $\vec{K}$  traduit directement la sensibilité de variation des indices propres du cristal avec la composante du champ électrique concernée. Le vecteur sensibilité est donc un outil vectoriel très intéressant pour la conception des sondes électro-optiques : la recherche d'une grande sensibilité de mesure (donc d'une grande amplitude de modulation des indices du cristal) passe par l'étude des orientations privilégiées du cristal qui offrent un vecteur sensibilité optimal (en termes de direction et d'amplitude). Il est commode pour cela d'introduire l'angle  $\Lambda$  entre le vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  et le vecteur sensibilité  $\vec{K}$ . Cet angle met en lumière la composante du champ électrique appliqué qui induit la variation d'indice mesurée, au regard du vecteur d'onde du faisceau sonde. Cet angle s'écrit :

$$\cos\Lambda = |\vec{k} \cdot \vec{K}| = \frac{|K_x \sin\theta \cos\varphi + K_y \sin\theta \sin\varphi + K_z \cos\theta|}{\|\vec{K}\|} \quad (5.42)$$

avec  $\vec{k} = (\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$ . Il existe trois techniques usuelles de modulation électro-optique employées pour la mesure du champ électrique :

- la modulation d'amplitude (le cristal électro-optique fait office de cavité Fabry-Pérot)
- la modulation de phase (le cristal est inséré dans l'un des deux bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder)
- la modulation d'état de polarisation (le cristal est placé entre un analyseur et un polariseur croisés)

Le principe de fonctionnement de chacune de ces techniques sera abordé plus en détails au cours de ce chapitre. Dans les deux premières configurations, le faisceau laser ne sonde qu'un seul des

deux indices propres  $n_+$  ou  $n_-$ , ne faisant intervenir qu'un seul des deux vecteurs sensibilité associés (respectivement  $\vec{K}_+$  ou  $\vec{K}_-$ ). Dans le cas de la modulation d'état de polarisation, le faisceau laser incident sonde les deux indices propres du cristal, induisant alors un déphasage proportionnel à  $n_+ - n_-$ . Le vecteur sensibilité associé s'écrit donc :

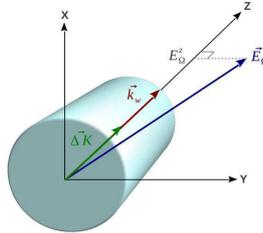
$$\vec{\Delta K} = \vec{K}_+ - \vec{K}_- \quad (5.43)$$

Dans le cadre de cette thèse, les sondes développées sont basées sur la modulation d'état de polarisation. Ainsi, par souci de clarté, nous n'évoquerons par la suite que le vecteur  $\vec{\Delta K}$ . Quelque soit la technique de modulation retenue, deux paramètres sont essentiels pour conclure quant à la pertinence d'un cristal électro-optique :

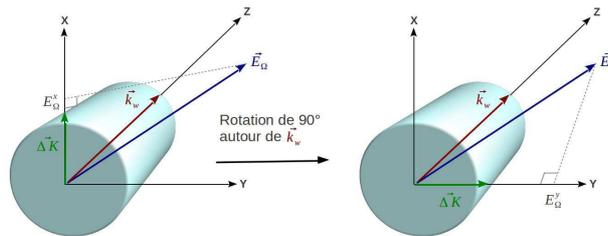
- le module du vecteur sensibilité, qui permet de quantifier l'efficacité de l'effet électro-optique dans la configuration géométrique retenue
- l'angle  $\Lambda$  entre le vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  de l'onde optique et le vecteur sensibilité, qui permet de connaître les configuration géométriques d'intérêt du cristal

Concernant ce dernier point, trois valeurs spécifiques de  $\Lambda$  conduisent à des configurations géométriques d'utilisation pertinentes pour les capteurs électro-optiques :

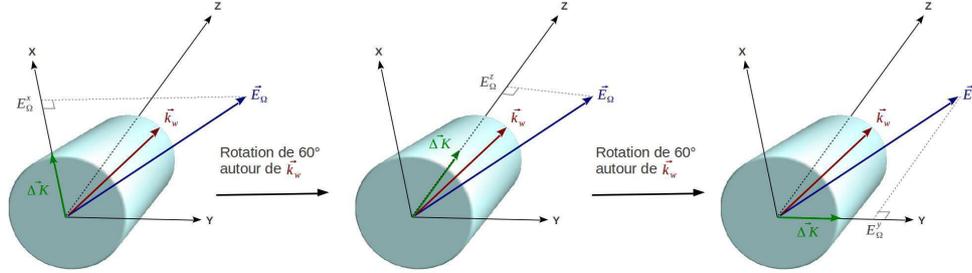
$\Rightarrow \Lambda = 0^\circ$  : capteur en configuration longitudinale ( $\vec{\Delta K}$  selon l'axe de propagation du faisceau sonde).  $\vec{k}_w$  et  $\vec{\Delta K}$  sont colinéaires : le capteur n'est alors sensible qu'à la seule composante du champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  qui est orientée selon la direction de propagation du faisceau sonde. Si  $\vec{k}_w$  et  $\vec{\Delta K}$  sont orientés selon l'axe  $z$ , la seule composante sondée du champ électrique sera donc  $E_\Omega^z$ .



$\Rightarrow \Lambda = \pi/2$  : Capteur en configuration transverse ( $\vec{\Delta K}$  perpendiculaire à l'axe de propagation).  $\vec{k}_w$  et  $\vec{\Delta K}$  sont orthogonaux : le capteur est alors sensible aux deux composantes du champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  qui sont perpendiculaires à l'axe de propagation du faisceau sonde. La mesure n'est pas simultanée : il faut tourner la sonde de  $90^\circ$  autour de son axe pour accéder à la seconde composante ( $\vec{\Delta K}$  passe alors de l'axe  $x$  à l'axe  $y$ ).



$\Rightarrow \underline{\Lambda} = \arccos(1/\sqrt{3}) = 54,74^\circ$  : capteur en configuration de "coin de cube" ( $\overrightarrow{\Delta K}$  à  $54,74^\circ$  de l'axe de propagation du faisceau sonde).  $\vec{k}_w$  est dirigé selon la diagonale principale du coin de cube formé par le repère des axes diélectriques principaux du cristal : la capteur est alors sensible aux trois composantes du champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  par rotation successive de la sonde de  $60^\circ$  autour de l'axe de propagation du faisceau sonde.



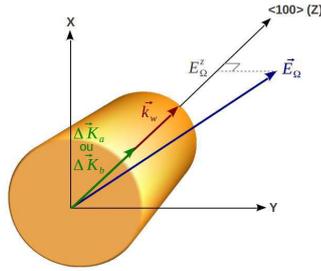
## Cas des cristaux isotropes

Dans le cas des cristaux anisotropes, la variation d'indice est traitée comme une perturbation qui évolue linéairement avec le champ électrique appliqué. En termes géométriques, la direction du champ appliqué n'a pas d'incidence sur la direction des déformations subies par l'ellipsoïde des indices dont seule la longueur des axes principaux est affectée. La situation est différente dans le cas des cristaux isotropes. Par définition de l'isotropie, l'indice de réfraction vu par une onde traversant le cristal étant la même dans toutes les directions, l'ellipsoïde des indices non perturbée est une sphère. Lors de l'application d'un champ électrique, la déformation de cette sphère se fait selon une direction qui est fortement dépendante de la direction du champ appliqué. Nous ne pouvons alors plus traiter la biréfringence induite comme une perturbation. Dans ce cas de figure, *L. Duwillaret et al.* [124] ont mis en exergue la nécessité de définir un couple de vecteurs sensibilité ( $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$ ) orthogonaux entre eux. La variation d'indice induite s'écrit alors :

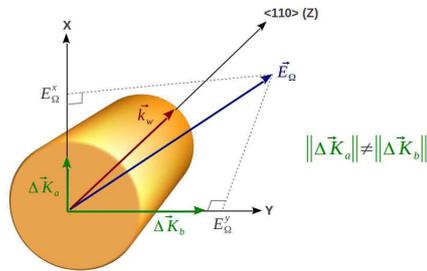
$$\Delta n(\vec{E}_\Omega) = \sqrt{(\overrightarrow{\Delta K}_a \cdot \vec{E}_\Omega)^2 + (\overrightarrow{\Delta K}_b \cdot \vec{E}_\Omega)^2} \quad (5.44)$$

Plutôt que de définir les angles entre le vecteur d'onde  $\vec{k}_w$  du faisceau sonde et les vecteurs sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  et  $\overrightarrow{\Delta K}_b$ , il est plus judicieux de n'introduire qu'un seul angle  $\Lambda_\perp$  entre  $\vec{k}_w$  et un vecteur unitaire  $\vec{e}_\perp$ , qui représente la seule composante du champ électrique  $\vec{E}_\Omega$  auquel le capteur n'est pas sensible. Selon l'orientation du vecteur  $\vec{k}_w$  dans le repère cristallographique, le comportement des vecteurs sensibilité change et le capteur permet alors de sonder une ou plusieurs composantes du champ électrique appliqué :

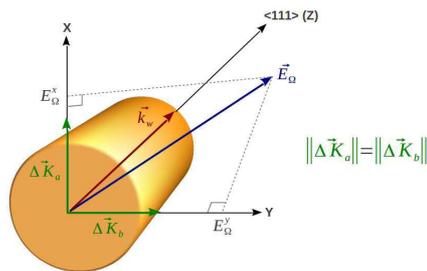
$\Rightarrow \vec{k}_w // (100)$  : il ne subsiste qu'un seul vecteur sensibilité  $\overrightarrow{\Delta K}_a$  ou  $\overrightarrow{\Delta K}_b$  qui est colinéaire à  $\vec{k}_w$ . Dans ce cas de figure, le capteur n'est alors sensible qu'à la seule composante du champ  $\vec{E}_\Omega$  parallèle au vecteur d'onde (configuration longitudinale).



$\Rightarrow \vec{k}_w // (110)$  : dans ce cas de figure,  $\vec{\Delta K}_a$  et  $\vec{\Delta K}_b$  sont orthogonaux à  $\vec{k}_w$  et le capteur est alors simultanément sensible aux deux composantes de  $\vec{E}_\Omega$  qui sont transverses à l'axe de propagation du faisceau sonde (configuration transverse). En revanche, les deux vecteurs sensibilités ne possédant pas la même amplitude, le capteur présente une sensibilité différente vis-à-vis de chacune des deux composantes du champ électrique.



$\Rightarrow \vec{k}_w // (111)$  : ce cas de figure est identique au précédent mais présente, en sus, l'atout majeur d'utiliser deux vecteurs sensibilité de même amplitude, conduisant *in fine*, à une mesure simultanée des deux composantes transverses du champ électrique avec une sensibilité identique.



# Annexe B : Autres cristaux électro-optiques d'intérêt

## L'hypothiodiphosphate : $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

Nom usuel	SPS
<b>Structure cristallographique</b>	
Formule chimique	$\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$
Système cristallin	Monoclinique
Groupe ponctuel	$m$ (à température ambiante)
Paramètres de maille (Å) [158]	$a = 9.378$ ; $b = 7.448$ ; $c = 6.513$ ( $\beta = 91.15^\circ$ )
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^{-3}$ ) [158]	3.54
<b>Propriétés diélectriques</b> [159]	
$\epsilon_{11}^T$	230-300
<b>Propriétés optiques</b>	
Transparence ( $\mu\text{m}$ )	0.53-8
Coefficient d'absorption $\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.1 (à 1064 nm)
Type de cristal	biaxe
Indices de réfraction (à 1550 nm) [160]	$n_1=2.7808$ ; $n_2=2.7085$ ; $n_3=2.8107$
Equations de Sellmeier [160]	$n_x^2 = 1 + \frac{76*0.292^2}{1-(0.292/\lambda)^2}$ $n_y^2 = 1 + \frac{75*0.284^2}{1-(0.284/\lambda)^2}$ $n_z^2 = 1 + \frac{68*0.313^2}{1-(0.313/\lambda)^2}$
Coeff. thermo-optiques $*10^{-6}$ ( $\text{K}^{-1}$ ) [160]	$dn_1/dT=36$ ; $dn_2/dT=17$
Tenseur EO	$\begin{pmatrix} r_{11} & 0 & r_{13} \\ r_{21} & 0 & r_{23} \\ r_{31} & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & r_{53} \\ 0 & r_{62} & 0 \end{pmatrix}$
Coeff. EO (pm/V) (cristal non contraint) [161]	$r_{11}^T=174$ ; $r_{21}^T=92$ ; $r_{31}^T=140$ ; $r_{51}^T=-25$
Coeff. EO (pm/V) (cristal contraint) [161]	$r_{11}^S=50$ ; $r_{21}^S=11$ ; $r_{31}^S=42$ ; $r_{51}^S=-11$
<b>Propriétés diverses</b>	
Température de Curie (K) [162]	338
Conductivité thermique ( $\text{J}/\text{smK}$ )	0.5

$\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6 - \Delta K$  (pm/V)

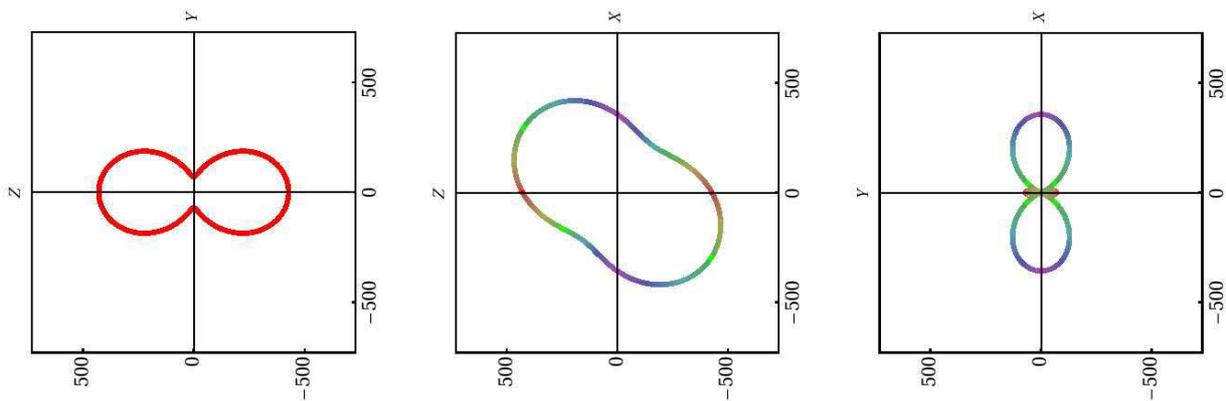
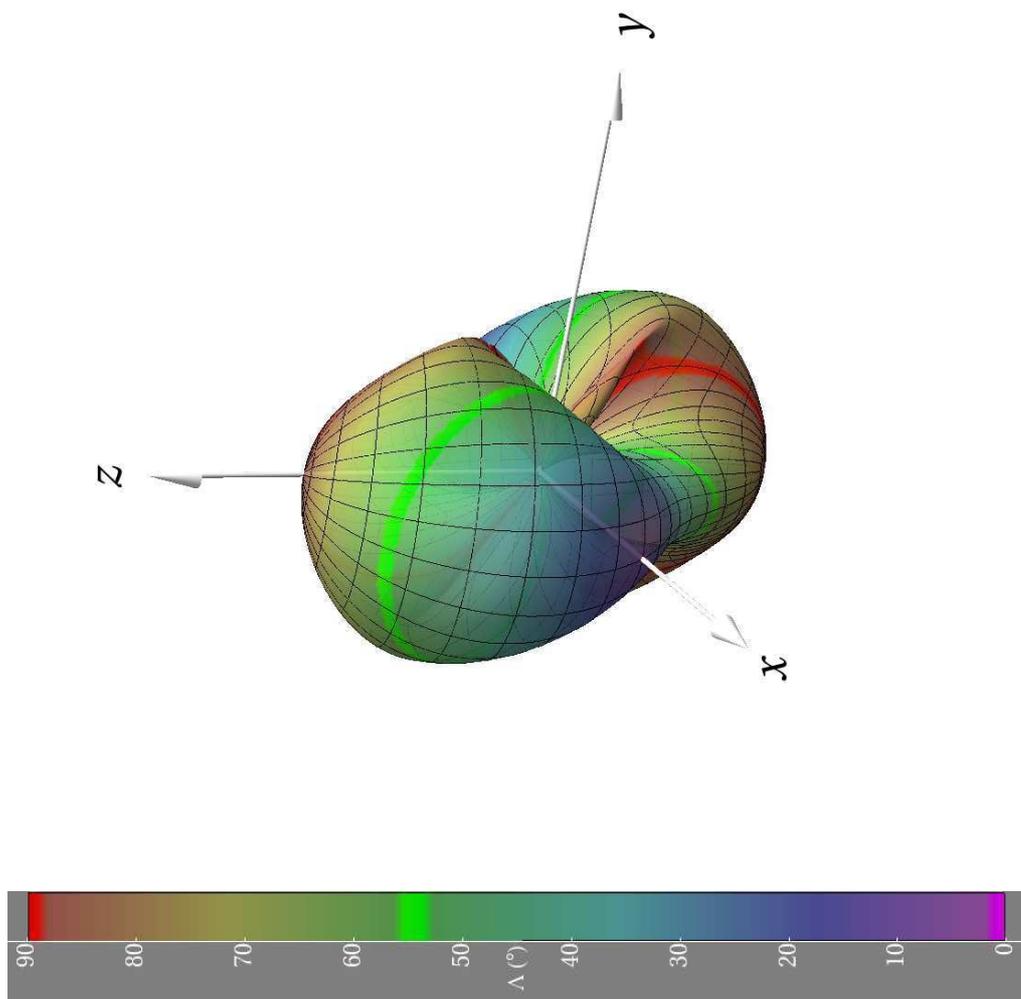


FIGURE 5.20 – Diagramme du vecteur sensibilité du  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ .

## Le Niobate de Strontium et Barium : $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$

Nom usuel	SBN :61
<b>Structure cristallographique</b>	
Formule chimique	$\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$
Système cristallin	Tetragonal
Groupe ponctuel	$4mm$ (à température ambiante)
Paramètres de maille (Å) [163]	$a = 12.459$ ; $c = 3.936$
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^{-3}$ ) [164]	5.4
<b>Propriétés diélectriques [165]</b>	
$\epsilon_{11}$	470
$\epsilon_{33}$	880
<b>Propriétés optiques</b>	
Transparence ( $\mu\text{m}$ )	0.35-6
Coefficient d'absorption $\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.3 (à 440 nm)
Type de cristal	uniaxe
Indices de réfraction (à 532 nm) [166]	$n_o=2.358$ ; $n_e=2.325$
Equations de Sellmeier [167]	$n_o^2 = 5.002 + \frac{0.1272}{\lambda^2 - 0.35^2} - 0.052\lambda^2$ $n_e^2 = 4.8866 + \frac{0.1187}{\lambda^2 - 0.35^2} - 0.048\lambda^2$
Coeff. thermo-optiques $\cdot 10^{-6}$ ( $\text{K}^{-1}$ ) [168]	$dn_e/dT=300$ ; $dn_o/dT=100$
Tenseur EO	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{42} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Coeff. EO (pm/V) (cristal non contraint) [169]	$r_{13}^T=46$ ; $r_{33}^T=235$ ; $r_{42}^T=30$
<b>Propriétés diverses</b>	
Dureté (Mohs)	5.5
Température de fusion (K)	1773
Température de Curie (K) [167]	338
Conductivité thermique ( $\text{W}/\text{cmK}$ )	0.006

**SBN:61 –  $\Delta K$  (pm/V)**

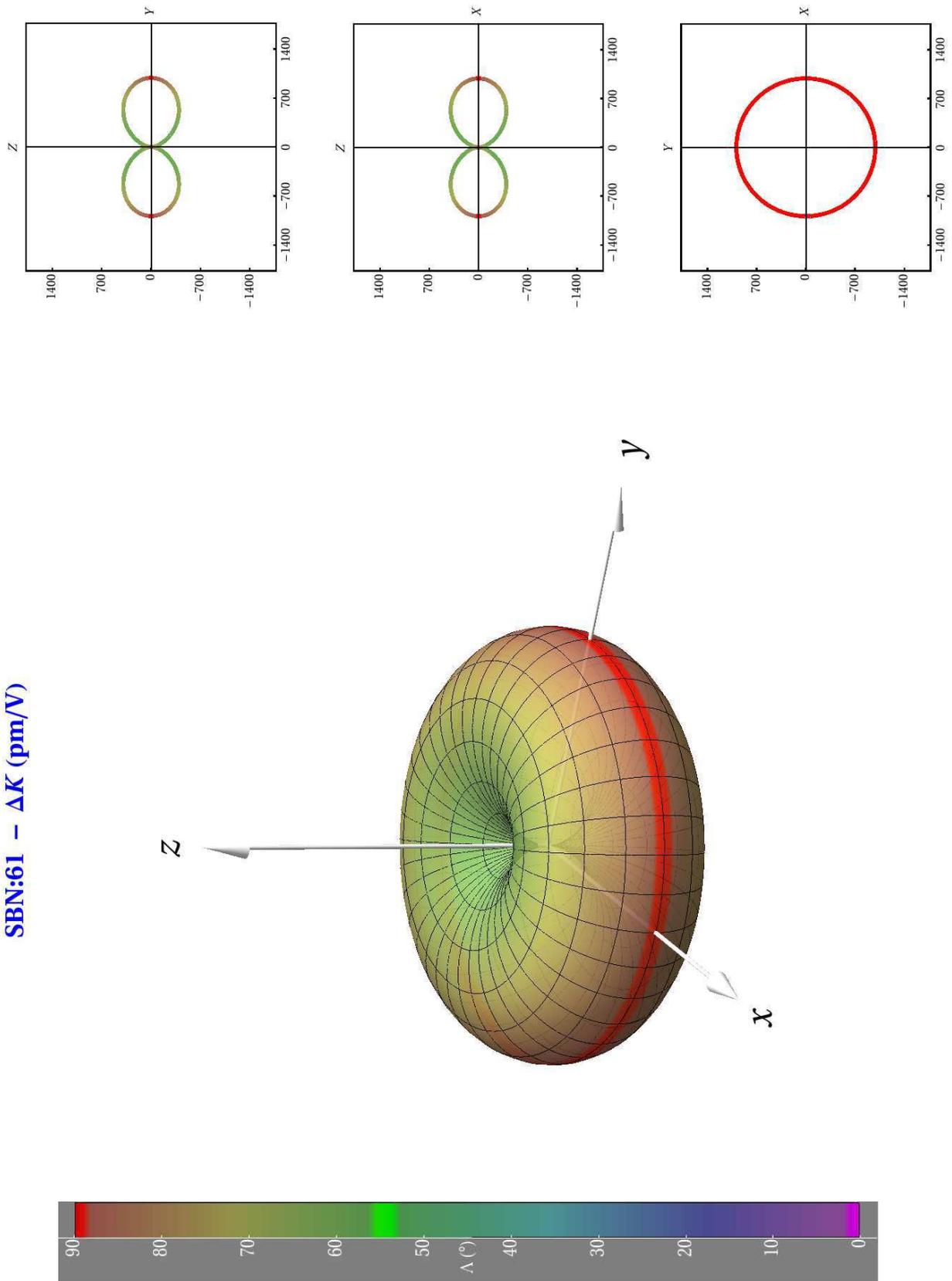


FIGURE 5.21 – Diagramme du vecteur sensibilité du  $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ .

## Le Niobate de Lithium : $\text{LiNbO}_3$

Nom usuel	LN congruent
<b>Structure cristallographique</b>	
Formule chimique	$\text{LiNbO}_3$
Système cristallin	Trigonale
Groupe ponctuel	$3m$
Paramètres de maille (Å) [170]	$a = 5.14829$ ; $c = 13.8631$
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^{-3}$ ) [170]	4.617
<b>Propriétés diélectriques</b> [171]	
$\varepsilon_{11}^T$	78
$\varepsilon_{33}^T$	32
$\varepsilon_{11}^S$	43
$\varepsilon_{33}^S$	28
Tangente de perte $\delta$	0.0006 (axe x); 0.001 (axe y)
<b>Propriétés optiques</b>	
Transparence ( $\mu\text{m}$ )	0.4-5
Coefficient d'absorption $\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0.0017-0.0044 (à 1318,8 nm)
Type de cristal	uniaxe
Indices de réfraction (à 632,82 nm) [172]	$n_o=2.28647$ ; $n_e=2.2024$
Equations de Sellmeier [173]	$n_o^2 = 4.9048 + \frac{0.11768}{\lambda^2 - 0.0475} - 0.02195\lambda^2$ $n_e^2 = 4.582 + \frac{0.099169}{\lambda^2 - 0.044432} - 0.027169\lambda^2$
Coeff. thermo-optiques $\cdot 10^{-6}$ ( $\text{K}^{-1}$ ) [174]	$dn_e/dT=37$ ; $dn_o/dT=3.3$
Tenseur EO	$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Coeff. EO (pm/V) (cristal non contraint) [?]	$r_{13}^T=10$ ; $r_{22}^T=6.8$ ; $r_{33}^T=32.2$ ; $r_{51}^T=32$
Coeff. EO (pm/V) (cristal contraint) [175]	$r_{13}^S=8.6$ ; $r_{22}^T=3.4$ ; $r_{33}^S=30.8$ ; $r_{51}^S=28$
<b>Propriétés diverses</b>	
Dureté (Mohs)	5
Température de fusion (K)	1513
Température de Curie (K) [176]	1418
Conductivité thermique ( $\text{W}/\text{cmK}$ )	0.04
Capacité calorifique massique ( $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	0.633

**LiNbO<sub>3</sub> – ΔK (pm/V)**

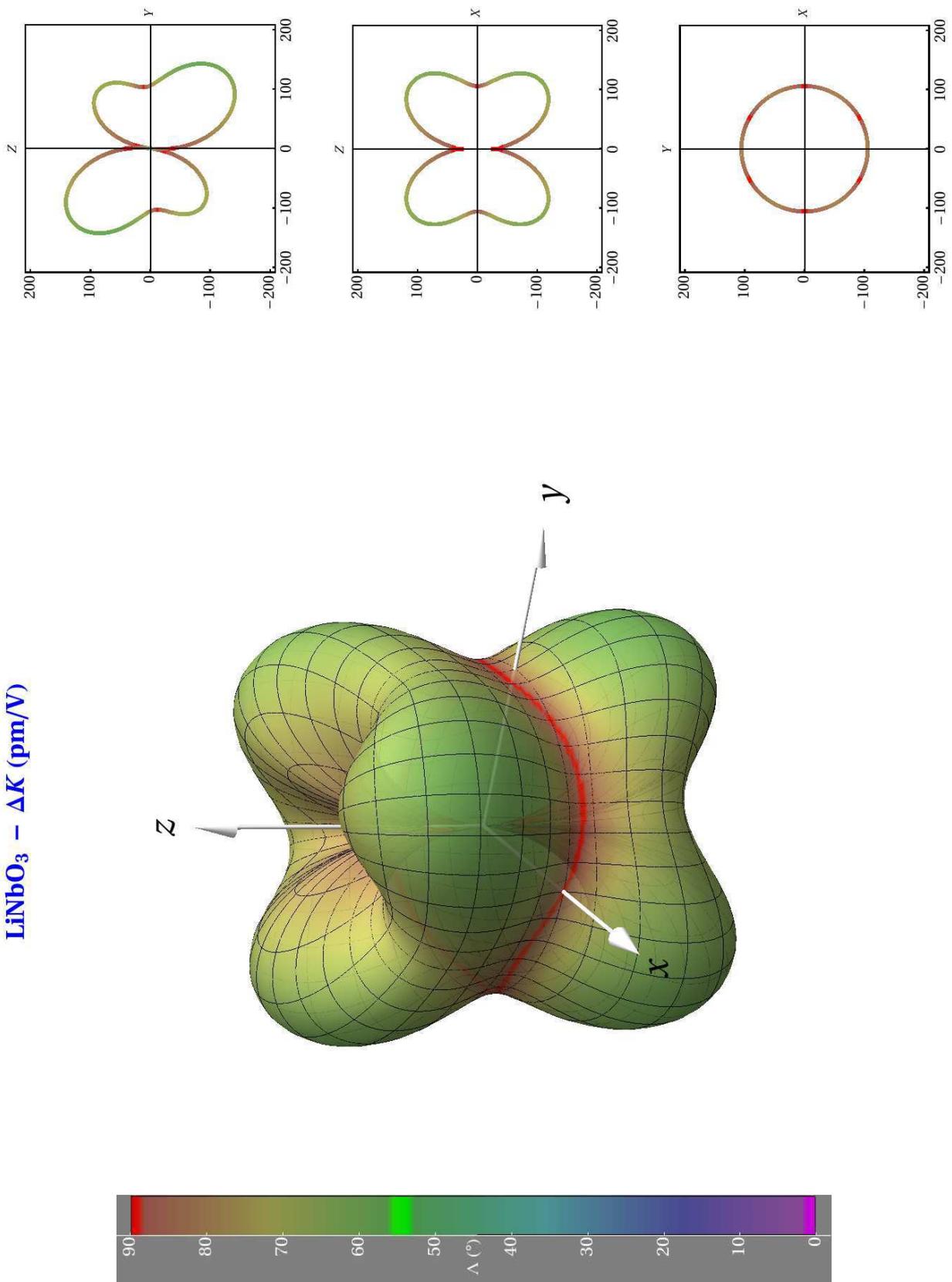


FIGURE 5.22 – Diagramme du vecteur sensibilité du LiNbO<sub>3</sub>.

## Le Niobate de Baryum et de Sodium : $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$

Nom usuel	BNN (ou Banana)
<b>Structure cristallographique</b>	
Formule chimique	$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$
Système cristallin	Orthorombique
Groupe ponctuel	$mm2$
Paramètres de maille (Å) [177]	$a = 17.626$ ; $b = 17.592$ ; $c = 3.995$
Densité ( $\text{g}/\text{cm}^{-3}$ ) [178]	5.4
<b>Propriétés diélectriques</b> [179]	
$\epsilon_{11}^T$	235
$\epsilon_{22}^T$	247
$\epsilon_{33}^T$	51
$\epsilon_{11}^S$	205
$\epsilon_{22}^S$	215
$\epsilon_{33}^S$	20
<b>Propriétés optiques</b>	
Transparence ( $\mu\text{m}$ )	0.37-5
Coefficient d'absorption $\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ ) [180]	$<0.003$ (à 1064,2 nm)
Type de cristal	biaxe
Indices de réfraction (à 632,82 nm) [181]	$n_x=2.3222$ ; $n_y=2.3205$ , $n_z=2.2177$
Equations de Sellmeier [181]	$n_x^2 = 1 + \frac{3.9495\lambda^2}{\lambda^2 - 0.04038894}$ $n_y^2 = 1 + \frac{3.9495\lambda^2}{\lambda^2 - 0.04014012}$ $n_z^2 = 1 + \frac{3.6008\lambda^2}{\lambda^2 - 0.03219871}$
Coeff. thermo-optiques $\times 10^{-6}$ ( $\text{K}^{-1}$ ) [181]	$dn_x/dT = -25$ ; $dn_y/dT \approx 0$ ; $dn_z/dT = 80$ (à 1064 nm)
Tenseur EO	$\begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$
Coeff. EO (pm/V) (cristal non contraint) [181]	$r_{13}^T=15$ ; $r_{23}^T=13$ ; $r_{33}^T=48$ ; $r_{42}^T=92$ ; $r_{51}^T=90$
<b>Propriétés diverses</b>	
Dureté (Mohs)	5.5
Température de fusion (K)	1703
Température de Curie (K) [178]	833
Capacité calorifique massique ( $\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ )	0.53

$\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15} - \Delta K \text{ (pm/V)}$

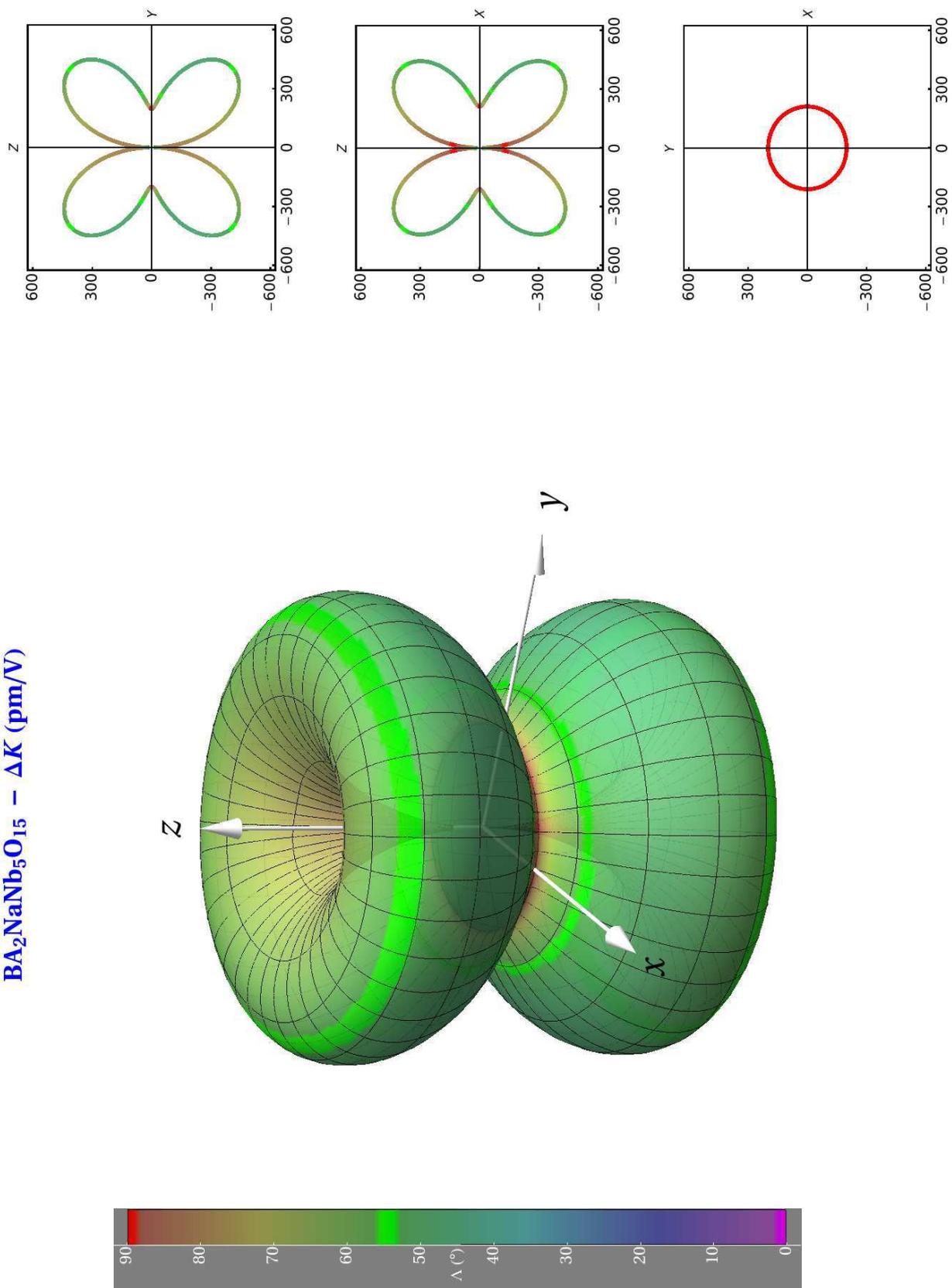


FIGURE 5.23 – Diagramme du vecteur sensibilité du  $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ .



# Annexe C : Élaboration et caractérisation d'une cellule TEM DC - 8 GHz

La cellule TEM est une structure de propagation du champ électromagnétique reposant sur le principe d'une ligne de transmission triplaquée. Elle a été présentée pour la première fois par M.L. Crawford [10] en 1974. Elle est constituée de deux plans de masse entre lesquels est disposé un conducteur central appelée septum. La figure 5.24 propose deux vues en coupe de la cellule TEM, permettant d'apprécier la géométrie typique de ce type de structure ainsi que les dimensions caractéristiques qui lui sont associées.

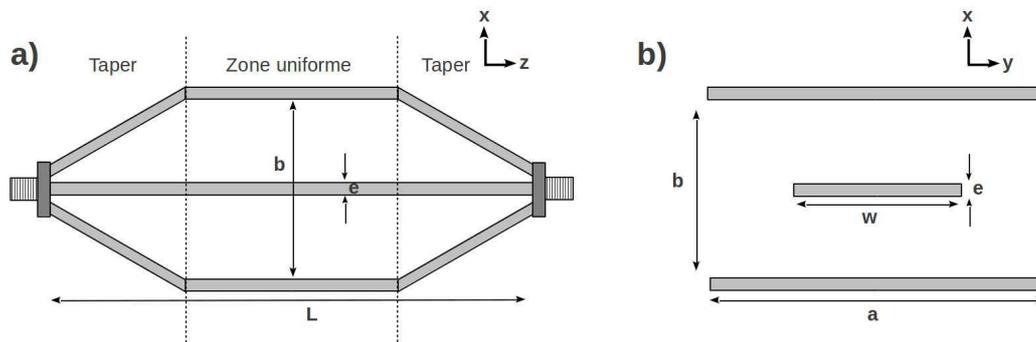


FIGURE 5.24 – Vues a) longitudinale et b) en coupe de la cellule TEM, accompagnée de ses dimensions caractéristiques.

La cellule TEM présente de nombreux avantages. Elle permet ainsi de produire un champ électrique uniforme au sein de sa partie centrale (appelé volume d'essai) du DC jusqu'à une fréquence de coupure déterminée par ses dimensions transverses. Par ailleurs, sa géométrie est adaptable vis-à-vis des dispositifs de test à insérer et ses accès la rendent compatible avec les appareils d'analyse (analyseur de spectre ou encore analyseur de réseaux vectoriel). Ses dimensions sont choisies pour produire une impédance caractéristique de  $50 \Omega$  sur toute sa longueur. L'expression qui régit l'impédance caractéristique d'une telle structure est la suivante :

$$Z_0 = \frac{30\pi}{\sqrt{\epsilon_r} \left[ \frac{w}{b-t} + \frac{C'_f}{0,0885\epsilon_r} \right]} \quad (5.45)$$

où  $\epsilon_r$  est la permittivité relative du milieu ambiant (de l'air dans notre cas).  $w$  et  $t$  sont respec-

tivement la largeur et l'épaisseur du septum et  $b$  correspond à la distance entre les deux plans de masse.  $C'_f$  est une capacité additionnelle liée à la géométrie latérale de la structure (associée à la différence de largeur entre le septum et les deux plans de masse). Le passage d'un connecteur coaxial au volume d'essai de la cellule se fait par deux zones de transition appelées taper. Ces zones sont également conçues pour produire une impédance caractéristique de  $50 \Omega$ , en maintenant le rapport  $w/(b-t)$  constant (impliquant alors une adaptation progressive de la largeur du septum sur l'ensemble du taper).

Le champ électrique produit au sein du volume d'essai est uniforme et polarisé verticalement. Il est donné par la formule :

$$E = \frac{2\sqrt{PZ_0}}{b} \quad (5.46)$$

où  $P$  est la puissance incidente. Cette configuration correspond à la propagation du mode TEM (mode fondamental). Le bon fonctionnement de la cellule TEM est altéré dès l'apparition des premiers modes d'ordre supérieurs. La distribution des lignes de champ est ainsi perturbée. Les fréquences de coupure, associées à ces modes, sont déterminées par la relation :

$$fc_{m,n} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2} \quad (5.47)$$

Les fréquences de résonance de ces modes dans la cellule TEM sont déterminées par la formule suivante :

$$f_r = \sqrt{fc_{m,n}^2 + \left(\frac{pc}{2l}\right)^2} \quad (5.48)$$

où  $l$  est la longueur résonante de la cellule.

Au regard des applications visées au cours de la thèse, il est rapidement devenu nécessaire de disposer d'un système de propagation du champ électrique permettant de caractériser les sondes électro-optiques jusqu'à des fréquences de plusieurs GHz. C'est pourquoi nous avons opté pour la réalisation d'une cellule TEM. Cette dernière a été conçue pour fonctionner jusqu'à plus de 8 GHz. Les dimensions de la structure ont ainsi été calculées en prenant en considération plusieurs éléments :

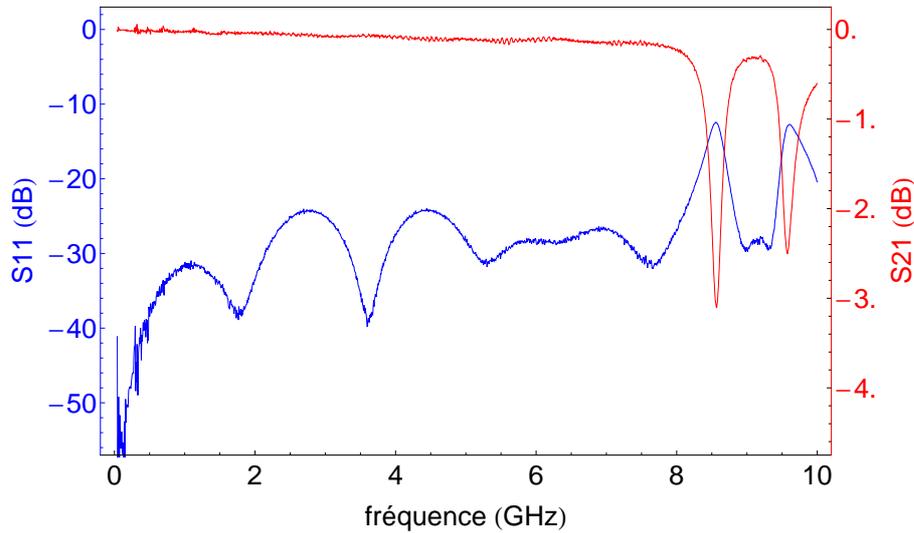
- son volume d'essai doit être suffisamment grand pour pouvoir accueillir la sonde électro-optique sans trop perturber ses caractéristiques
- sa fréquence de coupure doit excéder 8 GHz
- son impédance caractéristique doit être de  $50 \Omega$

Par ailleurs, nous avons choisi de réaliser cette cellule à partir de plaques de maillechort de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

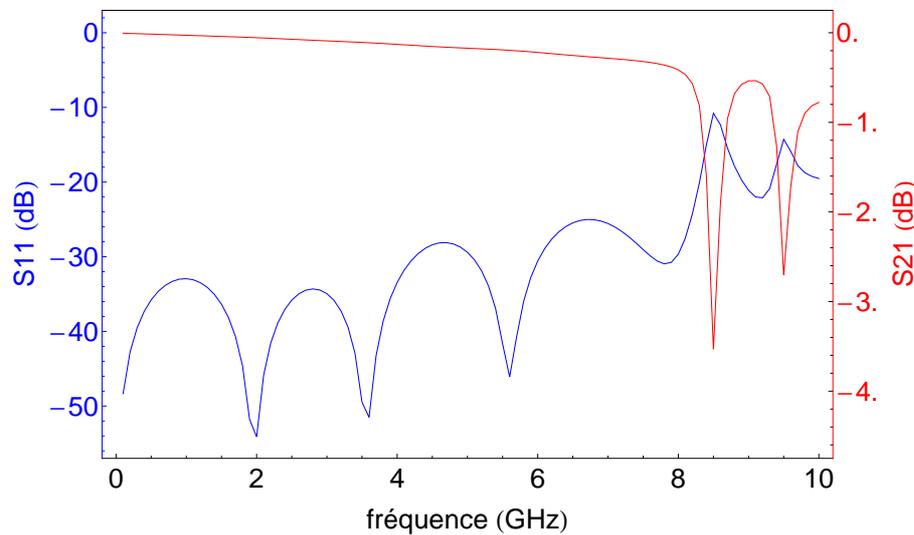


FIGURE 5.25 – Photographie de la cellule TEM réalisée.

Ce métal est relativement simple à usiner, possède une conductivité électrique très élevée et présente l'avantage de très peu s'oxyder. La figure 5.25 présente la cellule TEM fabriquée. Sa longueur est de 80 mm et la largeur du septum au niveau de la partie centrale est de 25 mm (la largeur des plans de masse est de 50 mm). La distance entre les plans de masse est de 19,5 mm.



a)



b)

FIGURE 5.26 – Paramètres  $S_{11}$  (courbe bleue) et  $S_{21}$  (courbe rouge) de la cellule TEM : a) résultats de la mesure expérimentale réalisée à l'analyseur de réseaux vectoriel sur la structure TEM fabriquée, b) résultats issus de la structure simulée sous HFSS.

Afin de vérifier que la cellule réalisée est conforme à nos exigences, nous procédons à une mesure des paramètres  $S$  à l'analyseur de réseaux vectoriel. En parallèle, la structure est également modélisée à l'aide du logiciel HFSS et ses paramètres  $S$  sont calculés par la simulation. Les

résultats issus de la mesure expérimental et de la simulation sont confrontés sur la figure 5.26. Nous notons un très bon accord. Par ailleurs, la fréquence de coupure, associée à l'apparition du premier mode d'ordre supérieur, est parfaitement visible sur la courbe représentant la paramètre  $S_{21}$  et se situe à 8,6 GHz, en conformité avec nos attentes. L'amplitude du paramètre  $S_{11}$  révèle une très bonne adaptation d'impédance de la structure jusqu'à sa coupure.

# Bibliographie

- [1] ICNIRP. Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). *Health Phys.*, 74 :494–522, 1998.
- [2] Recommandation 1999/519/CE. La Recommandation du Conseil du 12 juillet 1999 relative à la limitation de l'exposition du public aux champs électromagnétiques (0 Hz à 300 GHz). Juillet 1999.
- [3] Directive 2004/40/CE. Directive 2004/40/CE du Parlement européen et du Conseil concernant les prescriptions minimales de sécurité et de santé relatives à l'exposition des travailleurs aux risques dus aux agents physiques. Avril 2004.
- [4] CENELEC. Human exposure to electromagnetic fields. *European Prestandard 50166-1 and 50166-2*, Brussels, 1995.
- [5] IEEE. Standard C95-1. Standard for safety levels with respect to human exposure to radio frequency electromagnetic fields, 3 kHz to 300 GHz. 1999.
- [6] IEEE. Standard C95.1-2005. IEEE standard for safety levels with respect to human exposure to radiofrequency electromagnetic fields, 3 kHz to 300 GHz. *IEEE*, 2005.
- [7] IEEE. Standard C95.3-2002. IEEE recommended practice for measurements and computations of radiofrequency electromagnetic fields with respect to human exposure to such fields, 100 kHz-300 GHz. 2002.
- [8] A. Collin. *Dosimétrie de systèmes d'exposition pour l'étude in vivo ou in vitro des interactions des ondes électromagnétiques décimétriques et centimétriques avec le vivant*. PhD thesis, Faculté des sciences et techniques de Limoges, 2007.
- [9] N. Kuster and F. Schönborn. Recommended minimal requirements and development guidelines for exposure setups of bio-experiments addressing the health risk concern of wireless communications. *Bioelectromagnetics*, 21 :508–514, 2000.
- [10] M.L. Crawford. Generation of standard EM fields using TEM transmission cells. *IEEE Trans. Elec. Comp.*, 16 :189–195, 1974.
- [11] D.A. Hill. Human whole-body radiofrequency absorption studies using TEM cell exposure system. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 30 :1847–1854, 1982.
- [12] N. Nikoloski, J. Fröhlich, T. Samaras, J. Schuderer, and N. Kuster. Reevaluation and improved design of the TEM Cell in vitro exposure unit for replication studies. *Bioelectromagnetics*, 26 :215–224, 2005.

- [13] P. Gos, B. Eicher, J. Kohli, and H.D. Heyer. Extremely high frequency electromagnetic fields at lower power density do not effect the division of exponential phase *Saccharomyces cerevisiae* cells. *Bioelectromagnetics*, 18 :142–155, 1997.
- [14] F. Schönborn, K. Pokovic, M. Burkhardt, and N. Kuster. Basis for optimization of in vitro exposure apparatus for health hazard evaluations of mobile communications. *Bioelectromagnetics*, 22 :547–559, 2001.
- [15] J. Zhao and Z. Wei. Numerical modeling and dosimetry of the 35 mm Petri dish under 46 GHz millimeter wave exposure. *Bioelectromagnetics*, 26 :481–488, 2005.
- [16] J. Schuderer, D. Spät, T. Samaras, W. Oesch, and N. Kuster. In vitro exposure systems for RF exposures at 900 MHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, 52 :2067–2075, 2004.
- [17] J. Schuderer, D. Spät, T. Samaras, W. Oesch, and N. Kuster. High peak SAR exposure unit with tight exposure and environmental control for in vitro experiments at 1800 MHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques*, 52 :2057–2066, 2004.
- [18] G.B. Gadjia, J.P. McNamee, A. Thansandote, S. Boonpanyarak, E. Lemay, and P.V. Bellier. Cylindrical waveguide applicator for in vitro exposure of cell culture samples to 1,9 GHz radiofrequency fields. *Bioelectromagnetics*, 23 :592–598, 2002.
- [19] A.G. Pakhomov, J. Doyle, B.E. Stuck, and M.R. Murphy. Effects of high power microwave pulses on synaptic transmission and long term potentiation in hippocampus. *Bioelectromagnetics*, 24 :174–181, 2003.
- [20] L. Laval, P. Lévéque, and B. Jecko. A new in vitro exposure device for the mobile frequency of 900 MHz. *Bioelectromagnetics*, 21 :255–263, 2000.
- [21] E. Moros, W. Straube, and W. Pickard. The radial transmission line as a broad-band shielded exposure system for microwave irradiation of large number of culture flasks. *Bioelectromagnetics*, 20 :65–80, 1999.
- [22] T.D. Utteridge, V. Gebiski, J.W. Finnie, B. Vernon-Roberts, and T.R. Kuchel. Long-term exposure of E-mu-Pim1 transgenic mice to 898,4 MHz microwaves does not increase lymphoma incidence. *Radiation Research*, 158 :357–364, 2002.
- [23] Q. Balzano, C.K. Chou, R. Cicchetti, A. Faraone, and R. Tay. An efficient RF exposure system with precise SAR estimation for in-vivo animal studies at 900 MHz. *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 48 :2040–2049, 2000.
- [24] A. Faraone, A. Ballen, G. Bit-Babik, A.V. Gessner, M.Y. Kanda, M.L. Swicord, and C.K. Chou. RF dosimetry for the Ferris-Wheel mouse exposure system. *Radiation Research*, 165 :105–112, 2006.
- [25] V. Hansen, J. Streckert, and A. Bitz. RF exposure of biological systems in radial waveguides. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 41 :487–493, 1999.
- [26] A.W. Guy, J. Wallace, and J.A. McDougall. Circularly polarized 2450 MHz waveguide system for chronic exposure of small animals to microwaves. *Radio Science*, 14 :63–74, 1979.

- [27] B. Wang and H. Lai. Acute exposure to pulsed 2450 MHz microwaves affects water-maze performance of rats. *Bioelectromagnetics*, 21 :52–56, 2000.
- [28] B.R.R. Persson, L.G. Salford, and A. Brun. Blood-brain permeability in rats exposed to electromagnetic fields used in wireless communications. *Wireless Networks*, 3 :455–461, 1997.
- [29] L. Ardoino, V. Lopresto, S. Mancini, C. Marino, R. Pinto, and G.A. Lovisolo. A radio-frequency system for in-vivo pilot experiments aimed at the studies on biological effects of electromagnetic fields. *Phys. Med. Biol.*, 50 :3643–3654, 2005.
- [30] B.W. Wilson, A. Faraone, D. Sheen, M. Swicord, W. Park, J. Morrissey, J. Creim, and L.E. Anderson. Space efficient system for small animal, whole-body microwave exposure ti 1,6 GHz. *Bioelectromagnetics*, 23 :127–131, 2002.
- [31] M. Swicord, J. Morrissey, D. Zakharia, M. Ballen, and Q. Balzano. Dosimetry in mice exposed to 1,6 GHz microwaves in a carrousel irradiator. *Bioelectromagnetics*, 20 :42–47, 1999.
- [32] F. Schönborn, K. Pokovic, and N. Kuster. Dosimetric analysis of the carrousel setup for the exposure of rats at 1,62 GHz. *Bioelectromagnetics*, 25 :16–26, 2004.
- [33] C.K. Chou, K.W. Chan, J.A. McDougall, and A.W. Guy. Development of a rat head exposure system for simulating human exposure to RF fields from handheld wireless telephones. *Bioelectromagnetics*, 20 :75–92, 1999.
- [34] A. Reineix P. Leveque and B. Jecko. Modeling of dielectric losses in microstrip patch antennas—Application of FDTD method. *Electron. Lett.*, 28 :539–541, 1992.
- [35] B. Veyret P. Leveque, C. Dale and J. Wiart. Dosimetric Analysis of a 900-MHz Rat Head Exposure System. *IEEE Trans. Mic. Theo. Tech.*, 52 :2076–2082, 2004.
- [36] P.J. Dimbylow. FDTD calculations of the whole-body averaged SAR in an anatomically realistic voxel model of the human body from 1 MHz to 1 GHz. *Phys. Med. Biol.*, 42 :479–490, 1997.
- [37] P.J. Dimbylow. Development of the female voxel phantom, NAOMI, and its application to calculation of induced current densities and electric field from applied low frequency magnetic and electric fields. *Phys. Med. Biol.*, 50 :1047–1070, 2005.
- [38] P.J. Dimbylow. Resonance behavior of whole-body averaged specific energy absorption rate (SAR) in the female voxel model, NAOMI. *Phys. Med. Biol.*, 50 :4053–4063, 2005.
- [39] T. Nagaoka, S. Watanabe, K. Sakurai, E. Kunieda, S. Watanabe, M. Taki, and Y. Yamanaka. Development of realistic high-resolution whole-body voxel models of Japanese adult males and females of average height and weight, and application of models to radio-frequency electromagnetic-field dosimetry. *Phys. Med. Biol.*, 49 :1–15, 2004.
- [40] T. Nagaoka, E. Kunieda, and S. Watanabe. Proportion-corrected scaled voxel models for Japanese children and their application to the numerical dosimetry of specific absorption rate for frequencies from 30 MHz to 3 GHz. *Phys. Med. Biol.*, 53 :6695–6711, 2008.
- [41] A. Lee, W.Y. Choi, M.S. Chung, H.D. Choi, and J.I. Choi. Development of korean male body model for computational dosimetry. *ERTI Journal*, 2, 2006.

- [42] D.E. Liversy and K.M. Chen. Electromagnetic fields induced inside arbitrary shaped biological bodies. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 22, 1974.
- [43] M.J. Hagmann, O.P. Gandhi, and C.H. Durney. Numerical calculation of electromagnetic energy deposition for a realistic model of man. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 27 :804–809, 1979.
- [44] K.S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwells equations in isotropic media. *IEEE Trans. Antennas Prop.*, 14 :302–307, 1966.
- [45] P. Bernardi, M. Cavagnaro, S. Pisa, and E. Piuzzi. Human exposure to radio base-station antennas in urban environment. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 48 :1996–2002, 2000.
- [46] S. Mochizuki, S. Watanabe, M. Taki, Y. Yamanaka, and H. Shirai. A new iterative MoM/FDTD formulation for simulating human exposure to electromagnetic waves : Wave technologies for wireless and optical communications. *IEICE Trans. Electron*, 87 :1540–1547, 2004.
- [47] IEC 62209-1-2005. Human exposure to radio frequency fields from hand-held and body-mounted wireless communication devices - Human models, instrumentation, and procedures - Part 1 : Procedure to determine the specific absorption rate (SAR) for hand-held devices used in close proximity to the ear (frequency range of 300 MHz to 3 GHz). *IEC*, 2005.
- [48] I.J. Youngs, A.S.Treen, G. Fixter, and S. Holden. Design of solid broadband human tissue simulant materials. *IEEE Proc. Science, Measurement and Technology*, 149 :323–328, 2002.
- [49] M. Lazebnik, E.L. Madsen, G.R. Frank, and S.C. Hagness. Tissue-mimicking phantom materials for narrowband and ultrawideband microwave applications. *Phys. Med. Biol.*, 50 :4245–4258, 2005.
- [50] C. Gabriel. Tissue equivalent material for hand phantoms. *Phys. Med. Biol.*, 52 :4205–4210, 2007.
- [51] M.A. Stuchly, A. Kraszewski, S.S. Stuchly, G.W. Hartsgrrove, and R.J. Spiegel. RF energy deposition in a heterogeneous model of man : near-field exposures. *IEEE Trans. Biomedical Eng.*, 34 :944–950, 1987.
- [52] Y. Okano, K. Ito, I. Ida, and M. Takahashi. The SAR evaluation method by a combination of thermographic experiments and biological tissue-equivalent phantoms. *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, 48 :2094–2103, 2000.
- [53] K.R. Foster and H.P. Schwan. Dielectric properties of tissues and biological materials : A critical review. *Critical reviews in Biomedical Engineering*, 17 :25–104, 1989.
- [54] M.P. Rols and J. Teissie. Electropemabilization of mammalian cells. Quantitative analysis of the phenomenon. *J. Biophys*, 58(5) :1089–1098, 1990.
- [55] A. Silve. *Nouveaux dispositifs pour l'application contrôlée d'impulsions électriques nanosecondes et pour la détection de leurs effets sur les cellules. Nouveaux résultats et hypothèses sur les paramètres contrôlant l'électropemabilisation des cellules biologiques.* PhD thesis, Université de Paris-Sud, 2011.

- [56] L.M. Mir A. Gothelf and J. Gehl. Electrochemotherapy results of cancer treatment using enhanced delivery of bleomycin by electroporation. *Cancer Treatment Reviews*, 29(5) :371–387, 2003.
- [57] M. Marty. Electrochemotherapy - an easy, highly effective and safe treatment of cutaneous and subcutaneous metastases : Results of ESOPE (European standard operating procedures of electrochemotherapy) study. *EJC Supplement*, 4 :3–13, 2006.
- [58] L.M. Mir R.V. Davalos and B. Rubinski. Tissue ablation with irreversible electroporation. *An. Biomed. Eng.*, 33(2) :223–231, 2005.
- [59] C. Bernat E. Connault P. Opolon R.V. Davalos B. Rubinski B. Al-Sakare, F. Andre and L.M. Mir. Tumor ablation with irreversible electroporation. *PloS One*, 2(11), 2007.
- [60] P.C. Wouters and J. Smelt. Inactivation of microorganisms with pulsed electric fields : Potential for food preservation. *Food Biotech.*, 11 :193–229, 1997.
- [61] S.H. Jayaram. Sterilization of liquid foods by pulsed electric fields. *IEEE Elec. Ins. Mag.*, 16 :17–25, 2000.
- [62] P. Debye. *Polar molecules*. The chemical catalog company, new-york edition, 1929.
- [63] K.S. Cole and R.H. Cole. Dispersion and absorption in dielectrics 1. Alternating current characteristics. *J. Chem. Phys.*, 9 :341–351, 1941.
- [64] K.S. Cole and R.H. Cole (1). Dispersion and absorption in dielectrics 2. Direct current characteristics. *J. Chem. Phys.*, 10 :98, 1942.
- [65] D.W. Davidson and R.H. Cole. Dielectric relaxation in glycerol, propylene glycol and n-propanol. *J. Chem. Phys.*, 19 :1484–1490, 1951.
- [66] S.J. Havriliak and S. Negami. A complete plane analysis of dispersion in some polymer systems. *J. Polym. Sci. Polym. Symp.*, 6 :99–117, 1966.
- [67] J.B. Hasted G.H. Haggis and T.J. Buchanan. The dielectric properties of water in solutions. *J. Chem Phys*, 20(9) :1452–1465, 1952.
- [68] K. Lamkaouchi W.J. Ellison and J. Moreau. Water : a dielectric reference. *J. Mol. Liq.*, 68 :171–279, 1996.
- [69] R.J. Sheppard H.P. Schwan and E.H. Grant. Complex permittivity of water at 25°C. *J. Chem. Phys.*, 66 :2257–2258, 1976.
- [70] C. Gabriel J.B. Bateman and E.H. Grant. Permittivity at 70 GHz of water in aqueous solutions of some amino acids and related compounds. *J. Chem. Soc. Faraday Trans.*, 86 :3577–3583, 1990.
- [71] K.R. Foster. Herman P. Schwan : A scientist and pioneer in biomedical engineering. *Ann. Rev. Biomed. Eng.*, 4 :1–27, 2002.
- [72] H.P. Schwan. Electrical properties of tissues and cell suspensions : mechanisms and models. In *Engineering in Medicine and Biology Society, 1994. Engineering Advances : New Opportunities for Biomedical Engineers. Proceedings of the 16th Annual International Conference of the IEEE*, pages A70–A71, 1994.
- [73] G. Schwarz. A theory for the low frequency dielectric dispersion of colloidal particles in electrolyte solution. *J. Phys. Chem.*, 66 :2636–2642, 1962.

- [74] K.S. Cole. *Membranes, Ions and Impulses : A chapter of classical biophysics*, volume 1, pages 120–122. University of California Press, Berkeley and Los Angeles, 1968.
- [75] C. Gabriel and S. Gabriel. Compilation of the dielectric properties of body tissues at RF and microwave frequencies. <http://niremf.ifac.cnr.it/docs/DIELECTRIC/Report.html>.
- [76] C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout. The dielectric properties of biological tissues : I. Litterature survey. *Physics in Medicine and Biology*, 41 :2231–2250, 1996.
- [77] C. Gabriel, S. Gabriel, and R.W. Lau. The dielectric properties of biological tissues : III. Parametric models for the dielectric spectrum of tissues. *Physics in Medicine and Biology*, 41 :2271–2294, 1996.
- [78] M.A. Stuchly and S.S. Stuchly. Dielectric properties of biological substances- Tabulated. *J. Microwave Power*, 15 :19–26, 1980.
- [79] R. Pethig. Dielectric properties of body tissues. *Clinical Physics and Physiological Measurement*, 8, 1987.
- [80] V. Raicu. Dielectric dispersion of biological matter : Model combining Debye-type and universal responses. *Physical review. E, Statistical physics, plasmas, fluids, and related interdisciplinary topics*, 60 :4677–4680, 1999.
- [81] V. Raicu, N. Kitagawa, and A. Irimajiri. A quantitative approach to the dielectric properties of the skin. *Phys. Med. Biol.*, 45, 2000.
- [82] J.Z. Bao, S.T. Lu, and W.D. Hurt. Complex dielectric measurement and analysis of brain tissues in the radio and microwave frequencies. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 45 :1730–1741, 1997.
- [83] G. Schmid, G. Neubauer, U.M. Illievich, and F. Alesch. Dielectric properties of porcine brain tissue in the transition from life to death at frequencies from 800 to 1900 MHz. *Bioelectromagnetics*, 24 :413–421, 2003.
- [84] G. Schmid and G. Neubauer P.R. Mazal. Dielectric properties of human brain tissue measured less than 10h post-mortem at frequencies from 800 to 2450 MHz. *Bioelectromagnetics*, 24 :423–430, 2003.
- [85] C.M. Alabaster. *The Microwave Properties of Tissue and Other Lossy Dielectrics*. PhD thesis, Cranfield University, 2004.
- [86] C. Gabriel, S. Gabriel, and R.W. Lau. The dielectric properties of biological tissues : II. Measurements in the frequency range 10 Hz to 20 GHz. *Physics in Medicine and Biology*, 41 :2251–2270, 1996.
- [87] M. Lazebnik, M.C. Converse, J.H. Booske, and S. Hagness. Ultrawideband temperature-dependent dielectric properties of animal liver tissue in the microwave frequency range. *Phys. Med. Biol.*, 51 :1941–1955, 2006.
- [88] F. Jaspard and M. Nadi. Dielectric properties of blood : an investigation of temperature dependence. *Physiological Measurement*, 23 :547–554, 2002.
- [89] F. Jaspard, M. Nadi, and A. Rouane. Dielectric properties of blood : an investigation of haematocrit dependence. *Physiological Measurement*, 24 :137–147, 2003.

- [90] C. Gabriel. Dielectric properties of biological tissue : Variation with age. *Bioelectromagnetics*, 26 :S12–S18, 2005.
- [91] A. Peyman, S.J. Holden, S.Watts, R.Perrott, and C. Gabriel. Dielectric properties of porcine cerebrospinal tissues at microwave frequencies : in vivo, in vitro and systematic variation with age. *Phys. Med. Biol.*, 52, 2007.
- [92] H.I. Bassen and G.S. Smith. Electric field probes- A review. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, AP-31 :710–718, 1983.
- [93] R.F. Cleveland and T.W. Athey. Specific absorption rate (SAR) in models of the human head exposed to hand-held UHF portable radios. *Bioelectromagnetics*, 10 :173–186, 1989.
- [94] Q. Balzano, O. Garay, and T.J. Manning. Electromagnetic energy exposure of simulated users of portable cellular telephones. *IEEE Trans. Vehicular Tech.*, 44 :390–403, 1995.
- [95] N. Kuster and Q. Balzano. Energy absorption mechanism by biological bodies in the near-field of dipole antennas about 300 MHz. *IEEE Trans. Vehicular Tech.*, 41 :17–23, 1992.
- [96] CENELEC. Norme de base relative à la mesure du débit d'absorption spécifique relatif à l'exposition des personnes aux champs électromagnétiques émis par les téléphones mobiles (300 MHz à 3 GHz). *ENV 50361*, Juin 2000.
- [97] IEEE. Standard 1528-2003. IEEE recommended practice for determining the peak spatial-average specific absorption rate (SAR) in the human head from wireless communications devices : measurement techniques. 2003.
- [98] A. Tran and M.C.E. Yagoub. Analyse de la sensibilité de sondes dosimétriques. In *OHD 2007 : 19ème colloque international "optique hertzienne et diélectrique"*, Septembre 2007.
- [99] K. Pokovic. *Advanced electromagnetic probes for near-field evaluations*. PhD thesis, Swiss Federal Institute of Technology, 1999.
- [100] C. Person, F. Le Penneç, and J. Luc. Design, modelisation and optimisation of high efficiency miniature E-field probes performed on 3D ceramic prisms for SAR evaluation. *Ann. Telecommun.*, 63 :43–53, 2008.
- [101] P. Bienkowski. Electromagnetic fields measurements- Methods and accuracy estimation. *Electromagnetic Field, Health and Environment*, pages 229–237, 2008.
- [102] P. Wust, T. Meier, M. Seebass, H. Fähling, K. Petermann, and R. Felix. Noninvasive prediction of SAR distributions with an electro-optical E-field sensor. *Int. J. Hyperthermia*, 11 :295–310, 1995.
- [103] H. Togo, N. Shimizu, and T. Nagatsuma. Tip-on-fiber electro-optic probe for near-field measurement. *NTT Technical review*, 4 :12–20, 2006.
- [104] K. Kiminami, T. Iyama, and T. Onishi. A three-axis electro-optic probe for specific absorption rate measurement. *IEICE Transactions on Communications*, E-92-B :1414–1417, 2009.
- [105] A.W. Guy. Analyses of electromagnetic fields induced in biological tissues by thermographic studies on equivalent phantom models. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 19 :205–215, 1971.

- [106] T.C. Cetas and W.G. Common. Thermometry considerations in localized hyperthermia. *Med. Phys. Biol.*, 5 :79–91, 1978.
- [107] T.C. Cetas. Practical thermometry with a thermographic camera-calibration, and emittance measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 49 :245–254, 1978.
- [108] T. Kobayashi, T. Nojima, K. Yamada, and S. uebayashi. Dry phantom composed of ceramics and its application to SAR estimation. *IEEE transactions on Microwave Theory and Techniques*, 41 :136–140, 1993.
- [109] T. Nojima, S. Nishiki, and T. Kobayashi. An experimental SAR estimation of human head exposure to UHF near field using dry-phantom models and a thermograph. *IEICE Transactions on Communications*, 77 :708–713, 1994.
- [110] A. Antolini and A. Leoni. Thermographic method for the determination of SAR caused by cellular phones. *CSELT*, 25 :131–137, 1997.
- [111] C.F. Blackman and J.A. Black. Measurement of microwave radiation absorbed in biological systems, 2. analysis of Dewar-Flask calorimetry. *Radio Sci.*, 12 :9–14, 1977.
- [112] S.J. Allen and W.D. Hurt. Calorimetric measurement of microwave energy absorption in mice after simultaneous exposure of 18 animals. *Radio Sci.*, 14 :1–4, 1979.
- [113] R.G. Olsen. Near-field radio wave dosimetry. *U.S. patent*, 1989.
- [114] S.P. Mathur, Y. Akyel, and S-T. Lu. Whole-body microwave dosimetry based on a single, gradient-layer calorimeter. *Bioelectromagnetics*, 13 :435–438, 2005.
- [115] R.G. Olsen and T.A. Griner. Outdoor measurement of SAR in a full-sized human model exposed to 29,9 MHz in the near field. *Bioelectromagnetics*, 10 :161–171, 1989.
- [116] R.R. Bowman. A probe for measuring temperature in radio frequency-heated material. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, MTT-24 :43–45, 1976.
- [117] M. Burkhardt, K. Kopovic, M. Gnos, T. Schmid, and N. Kuster. Numerical and experimental dosimetry of Petri dish exposure setups. *Bioelectromagnetics*, 17 :483–493, 1996.
- [118] J. Schuderer, T. Schmid, G. Urban, T. Samaras, and N. Kuster. Novel high-resolution temperature probe for radiofrequency dosimetry. *Phys. Med. Biol.*, 49 :N83–N92, 2004.
- [119] C.C. Johnson, O.P. Gandhi, and T.C. Rozzell. A proptotype liquid crystal fiberoptic probe for temperature and power measurement in RF fields. *Microwave J.*, 18 :55–59, 1975.
- [120] T.C. Rozzell, C.C. Johnson, C.H. Durney, J.L. Lords, and R.G. Olsen. A nonperturbing temperature sensor for measurements in electromagnetic fields. *J. Microwave Power*, 9 :241–249, 1974.
- [121] M. Baba, Y. Suzuki, M. Taki, K. Fukugana, and S. Watanabe. Three dimensional visualization of the temperature distribution in a phantom for the assessment of localized exposure to microwave. In *Bioelectromagnetic Society 2005 Annual Meeting*. Bioelectromagnetic Society, JUNE 2005.
- [122] K-A. Wickersheim and M-H. Sun. Fiberoptic thermometry and its application. *J. Microwave Power*, 22 :85–93, 1987.
- [123] T.C. Cetas. Birefringent crystal thermometer. *U.S. Patent*, 1979.

- [124] L. Duvillaret, S. Rialland, and J-L. Coutaz. Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2704–2715, 2002.
- [125] J-L. Coutaz G. Gaborit and L. Duvillaret. Vectorial electric field measurement using isotropic electro-optic crystals. *App. Phys. Let.*, 90, 2007.
- [126] L. Duvillaret M. Ruaro Y. Gaeremynck, G. Gaborit and F. Lecoche. Two electric field components measurements using a 2-port pigtailed electro-optic sensor. *App. Phys. Let.*, 99, 2011.
- [127] *Optique*. Ed. Masson, 1996.
- [128] G. Gaborit. *Caractérisation de champs électriques hyperfréquences par capteurs électro-optiques vectoriels fibrés*. PhD thesis, Université de Savoie, 2005.
- [129] L. Duvillaret, S. Rialland, and J-L. Coutaz. Electro-optic sensors for electric field measurements. I.Theoretical comparison among different modulation techniques. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19 :2692–2703, 2002.
- [130] M. Bernier. *Mesure vectorielle de champs électriques microondes et de température par transducteurs électro-optiques fibrés*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2008.
- [131] E. Durand. *Electrostatique Tome III : Méthodes de calcul diélectriques*. 1966.
- [132] M. Nakamura, S. Higuchi, S. Takekawa, K. Terabe, Y. Furukawa, and K. Kitamura. Refractive indices in undoped and MgO-doped near-stoichiometric LiTaO<sub>3</sub> crystals. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 41(4B) :465–467, 2002.
- [133] Y.S. Kuzminov. *Lithium Niobate and Lithium Tantalate. Materials for Non Linear Optics*. Nauka, Moscow, 1975.
- [134] A.A. Blistanov, V.S. Bondarenko, N.V. Perelomova, F.N. Strizhevskaya, V.V. Tchkalova, and M.P.Shaskolskaya. *Acoustic crystals*. Nauka, Moscow, 1982.
- [135] B.H.T. Chai. *CRC Handbook of Laser Science and Technology*, pages 3–65. 1995.
- [136] *Landolt Börnstein*, volume 3, chapter Table of relative dielectric constants, pages 69–71. Springer Materials.
- [137] W.L. Bond. Measurement of the refractive indices of several crystals. *J. Appl. Phys*, 36(5) :1674–1677, 1965.
- [138] S. Matsumoto, E.J. Lim, H.M. Hertz, and M.M. Fejer. Quasi-phase-matched second harmonic generation of blue light in electrically periodically-poled lithium tantalate waveguide. *Electron. Lett.*, 27 :2040–2042, 1991.
- [139] K.S. Abedin and H. Ito. Temperature-dependent dispersion relation of ferroelectric lithium tantalate. *J. Appl. Phys.*, 80 :6561–6563, 1996.
- [140] G. Ghosh. Thermo-optic coefficients of LiNbO<sub>3</sub>, LiIO<sub>3</sub>, LiTaO<sub>3</sub> and non linear crystals. *Opt. Let.*, 19 :1391–1393, 1977.
- [141] K. Onuki, N. Uchida, and T. Saku. Interferometric method for measuring electro-optic coefficients in crystals. *J. Opt. Soc. Am.*, 62 :1030–1032, 1972.

- [142] M. Abarkan, J.P. Salvestrini, M.D. Fontana, and M. Aillerie. Frequency and wavelength dependencies of electro-optic coefficients in inorganic crystals. *Appl. Phys. B*, 76 :765–769, 2003.
- [143] A. Yariv and P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*. John Wiley and Sons, 1986.
- [144] I.P. Kaminow. *CRC Handbook of Laser Science and Technology*, volume 3, chapter Tables of Linear Electrooptic Coefficients, pages 253–278. CRC Press, 1986.
- [145] J.G. Murillo and L.F. Magana. Effects of strong modulation on beam-coupling gain in photorefractive materials : application to BSO. *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 :2092–2098, 1998.
- [146] D. Petrova and M. Gospodinov. Dielectric and Optical Properties of BSO Crystals Doped with Zn and Cd and Co-Doped with P. *Ceram. Int.*, 22 :45–47, 1996.
- [147] S.L. Hou R.E. Aldrich and M.L. Harvill. Electrical and optical properties of Bi<sub>1</sub>2SiO<sub>2</sub>0. *J. Appl. Phys.*, 42 :493–494, 1971.
- [148] A.A. Andrade T. Catunda M.R.R. Gesualdi, C. Jacinto and M. Muramatsu. Thermo-optics parameters measurements in photorefractive sillenite Bi<sub>1</sub>2SiO<sub>2</sub>0 crystals by thermal lens technique. *J. Opt. Adv. Mat.*, 13 :643–647, 2011.
- [149] F. Vachss and L. Heeselink. Measurement of the electro-optic and electrogyrarory effects in BSO and BGO. *Opt. Comm.*, 62 :159–165, 1987.
- [150] M. McCall P. Bayvel and R. Wright. Continuous method for measuring the electro-optic coefficient in BSO and BGO. *Opt. Lett.*, 13 :27–29, 1988.
- [151] D.A. Scrymgeour R.K. Jain J.M. Robinso V. Gopalan J.L. Casson, K.T. Gahagan and R.K. Sander. Electro-optic coefficient of lithium tantalate at near-infrared wavelengths. *J. Opt. Soc. Am. B.*, 21 :1948–1952, 2004.
- [152] J. P. Berenger. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic-waves. *J. Comput. Phys.*, 114 :185–200, 1994.
- [153] N. Ticaud R.P. O’Connor G. Gaborit L. Duvillaret D. Arnaud-Cormos P. Jarrige, S. Kohler and P. Leveque. Electrooptic Probe Adapted for Bioelectromagnetic Experimental Investigations. *IEEE Trans. Inst. Meas.*, 61 :2051–2058, 2012.
- [154] P. Jarrige R.P. O’Connor G. Gaborit L. Duvillaret D. Arnaud-Cormos N. Ticaud, S. Kohler and P. Leveque. Specific Absorption Rate Assessment Using Simultaneous Electric Field and Temperature Measurements. *IEEE Ant. Wire. Prop. Lett.*, 11 :252–255, 2012.
- [155] N. Ticaud R.P. O’Connor G. Gaborit L. Duvillaret D. Arnaud-Cormos S. Kohler, P. Jarrige and P. Leveque. Simultaneous High Intensity Ultrashort Pulsed Electric Field and Temperature Measurements Using a Unique Electro-Optic Probe. *IEEE Mic. Wire. Comp. Lett.*, 22 :153–155, 2012.
- [156] M. Kenaan. *Développement d’applicateurs pour étudier le comportement des cellules biologiques soumises à des impulsions électromagnétiques ultracourtes*. PhD thesis, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, 2010.
- [157] P. Jarrige L. Duvillaret R. Sablong A. Perrier R. Ayde, G. Gaborit and O. Boeuf. Potentialities of an electro-optic crystal fed by nuclear magnetic resonant coil for remote and low-invasive magnetic field characterization. *IEEE Sens. Journ.*, 13 :1274–1280, 2013.

- [158] G. Dittmar and H. Schäffer. Die Struktur des Di-Zinn-Hexathiohypo-diphosphats Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub>. *Zeitschrift fuer a Naturforschung*, 29, 1974.
- [159] A. A. Grabar, I. V. Kedyk, I. M. Stoika, Yu. M. Vysochanskii, M. Jazbinsek, G. Montemezzani, and P. Günter. Enhanced photorefractive properties of Te-Doped Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub>. *OSA Trends in Optics and Photonics*, 87 :10–14, 2003.
- [160] D. Haertle, A. Guarino, J. Hajfler, G. Montemezzani, and P. Günter. Refractive indices of Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub> at visible and infrared wavelengths. *Opt. Express*, 13 :2047–2057, 2005.
- [161] D. Haertle, G. Caimi, A. Haldi, G. Montemezzani, P. Günter, A.A. Grabar, I.M. Stoika, and Yu.M. Vysochanskii. Electro-optical properties of Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub>. *Opt. Comm.*, 215 :333–343, 2003.
- [162] C.D. Carpentier and R. Nitsche. Vapour growth and crystal data of the thio(seleno)-hypodiphosphates Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>S<sub>6</sub>, Sn<sub>2</sub>P<sub>2</sub>Se<sub>6</sub>, Pb<sub>2</sub>P<sub>2</sub>Se<sub>6</sub> and their mixed crystals. *Materials Research Bulletin*, 9 :401–410, 1974.
- [163] M. Ulex. Züchtung und Charakterisierung von SBN-Kristallen im Bereich von 0.32<x<0.82. Technical report, Universität Osnabrück, 2004.
- [164] S. Podlozhenov, H. A. Graetsch, J. Schneider, M. Ulex, M. Wöhlecke, and K. Betzler. Structure of strontium barium niobate SBN in the composition range 0.32<x<0.82. *Acta Cryst.*, 62 :960–965, 2006.
- [165] S.M. Kaczmarek, M. Orłowski, T. Skibiński, A. Jasik, and L.I. Ivleva. Ferroelectric properties of relaxor type SBN single crystals pure and doped with Cr, Ni and Ce. *Rev. Adv. Mater. Sci.*, 23 :80–87, 2010.
- [166] D. Kip, S. Aulkemeyer, K. Buse, F. Mersch, R. Pankrath, and E. Krätzig. Refractive Indices of SBN :61 Single Crystals. *Phys. Stat. Sol.*, 154, 1996.
- [167] C. David, A. Tunyagi, K. Betzler, and M. Wöhlecke. Composition dependence of optical and vibrational properties of strontium barium niobate (SBN). *Phys. Stat. Sol.*, 244 :2127–2137, 2007.
- [168] W.C. Liu, C.L. Mak, and K.H. Wong. Thermo-optic properties of epitaxial SBN :60 waveguides and their application as optical modulator. *Opt. Express*, 17 :13677–13684, 2009.
- [169] S. Ducharme, J. Feinberg, and R. R. Neurgaonkar. Electro-Optic and Piezoelectric Measurements in Photorefractive BaTiO<sub>3</sub> and SBN. *IEEE J. Quant. Electron.*, 23, 1987.
- [170] D. Redfield and W.J. Burke. Optical absorption edge of LiNbO<sub>3</sub>. *J. Appl. Phys.*, 45 :4566–4571, 1974.
- [171] I. P. Kaminow, E. H. Turner, R. L. Barns, and J. L. Bernstein. Crystallographic and electro-optic properties of cleaved LiNbO<sub>3</sub>. *J. Appl. Phys.*, 51 :4379–4384, 1980.
- [172] D.S. Smith, H.D. Riccius, and R.P. Edwin. Refractive indices of lithium niobate. *Opt. Commun.*, 20, 1977.
- [173] G.J. Edwards and M. Lawrence. A temperature-dependent dispersion equation for congruently grown lithium niobate. *Opt. Quant. Electron.*, 16 :733–735, 1984.
- [174] D.H. Jundt, M.M. Fejer, and R.L. Byer. Optical properties of lithium-rich lithium niobate fabricated by vapor transport equilibration. *IEEE J. Quant. Electr.*, 26 :1351–138, 1990.

- [175] E.H. Turner. High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate. *Appl. Phys. Lett.*, 8 :303304, 1966.
- [176] K. Niwa, Y. Furukawa, S. Takekawa, and K. Kitamura. Growth and characterization of MgO doped near stoichiometric LiNbO<sub>3</sub> crystals as a new nonlinear optical crystal. *J. Cryst. Growth*, 208 :493500, 2000.
- [177] M. Ferriol. Crystal growth and structure of pure and rare-earth doped barium sodium niobate (BNN). *Progr. Cryst. Growth Character. Mater.*, 43 :221244, 2001.
- [178] L.G. van Uitert, J.J. Rubin, and W.A. Bonner. Growth of BNN single crystals for optical applications. *IEEE J. Quant. Electr.*, 4 :622627, 1968.
- [179] A.W. Warner and G.A. Coquin and J.L. Fink. Elastic and Piezoelectric Constants of BNN. *J. Appl. Phys.*, 40 :4353 – 4356, 1969.
- [180] J.D. Barry and C.J. Kennedy. Thermo-optical effects of intracavity BNN on a frequency-doubled Nd :YAG laser. *IEEE J. Quant. Electr.*, 11 :575579, 1975.
- [181] S. Singh, D. A. Draegert, , and J. E. Geusic. Optical and Ferroelectric Properties of Barium Sodium Niobate. *Phys. Rev. B*, 2 :27092724, 1970.

# Valorisation référencée associée aux travaux de thèse

## Publications dans des revues internationales avec comité de lecture

- [R1] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah, E. Duraz, C. Volat and L. Duvillaret, " Single Shot and Vectorial Characterization of Intense Electric Field in Various Environments With Pigtailed Electrooptic Probe ", *to be published in IEEE Trans. Plasma Sci.*, (2014).
- [R2] G. Gaborit, J. Dahdah, F. Lecoche, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, E. Duraz, and L. Duvillaret, "Non Perturbative Electro-Optic Sensor for In-Situ Electric Discharge Characterization", *IEEE Trans. Plasma Sci., Special Issue*, Vol.41, 10, pp. 2851-2857 (2013).
- [R3] R. Aydé, G. Gaborit, P. Jarrige, L. Duvillaret, R. Sablong, A.-L. Perrier and O. Beuf, "Electro-optic crystal as a transducer for remote and non-invasive characterization of NMR associated magnetic field", *IEEE Sens. J.*, Vol.13, 4, pp. 1274-1280 (2013).
- [R4] P. Jarrige, G. Gaborit, L. Duvillaret, S. Kohler, N. Ticaud, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "Electro-Optic Probe Devoted to Simultaneous Electric-Field and Temperature Measurements in Biological Media for Dosimetric Assessments", *Radio Science Bulletin*, No.342, pp. 5-15 (2012).
- [R5] P. Jarrige, N. Ticaud, S. Kohler, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "Electrooptic Probe Adapted for Bioelectromagnetic Experimental Investigations", *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, Vol. 99, pp. 1-8 (2012).
- [R6] S. Kohler, P. Jarrige, N. Ticaud, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "Simultaneous High Intensity Ultrashort Pulsed Electric Field and Temperature Measurements Using a Unique Electro-Optic Probe", *IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.*, Vol. 22, No. 3, pp. 153-155 (2012).
- [R7] N. Ticaud, S. Kohler, P. Jarrige, R.P. O'Connor, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "Specific Absorption Rate Assessment Using Simultaneous Electric

Field and Temperature Measurements", *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.*, Vol. 11, pp. 252-254 (2012).

## Participation à la rédaction d'ouvrage scientifique

[OS1] G. Gaborit, P. Jarrige, Y. Gaeremynck, A. Warzecha, M. Bernier, J.-L. Lasserre, and L. Duvillaret, "Pockels'Effect Based Probe for UWB and HPEM Measurements", *Ultra-Wideband, Short Pulse Electromagnetics 10 book*, By A. Kaelin, D.V. Giri, F. Rachidi and, F. Sabath, Springer (2014).

## Conférences internationales avec comité de lecture et publication des actes

### Communications orales

[CIO1] L. Duvillaret, P. Jarrige, F. Lecoche and G. Gaborit, "Single shot measurements of the E-field vector with pigtailed optical probes", *IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, San Francisco, USA, June 16-21, 2013.

[CIO2] P. Jarrige, G. Gaborit and L. Duvillaret, "Non perturbative sensor for in-situ pulsed power measurement", *Euro-Asian Pulsed Power Conference/International Conference on High Power Particle Beams (EAPPC/BEAMS)*, Karlsruhe, Germany, September 3rd-October 4th, 2012.

[CIO3] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, G. Chevrier-Gros, J. Dahdah, E. Duraz and L. Duvillaret, "High dynamic range vectorial sensor for high power microwaves", *Euro-Asian Pulsed Power Conference/International Conference on High Power Particle Beams (EAPPC/BEAMS)*, Karlsruhe, Germany, September 3rd-October 4th, 2012.

[CIO4] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, P. Jarrige, L. Duvillaret, F. Lecoche, M. Ruaro and Jean-Louis Lasserre, "High dynamics electro-optic transducer for HPEM characterization", *EUROEM*, Toulouse, France, July 2-6, 2012.

[CIO5] P. Jarrige, G. Gaborit, Y. Gaeremynck, L. Duvillaret, F. Lecoche, M. Ruaro, N. Ticaud, S. Kohler, D. Arnaud-Cormos, "Electro-optics for non-invasive UWB electric field sensing", *EUROEM*, Toulouse, France, July 2-6, 2012.

[CIO6] S. Kohler, N. Ticaud, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, P. Jarrige, G. Gaborit and L. Duvillaret, "Simultaneous temperature and vectorial electric field measurements with an electro-optic probe for bioelectromagnetic investigations", *International Conference on Microwave and High Frequency Heating (AMPERE)*, Toulouse, France, September 5-8, 2011.

- [CIO7] S. Kohler, N. Ticaud, P. Jarrige, L. Duvillaret, D. Arnaud-Cormos and P. Leveque, "An electro-optic probe for the simultaneous measurement of temperature and high-voltage pulsed electric fields", *Electroporation based Technologies and Treatments (EBTT)*, Ljubljana, Slovenie, 2011.
- [CIO8] S. Kohler, N. Ticaud, P. Jarrige, L. Duvillaret, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, "Vectorial Electric field measurements with an Electro-optic probe for bioelectromagnetic applications", *EBEA*, Rome, Italy, 2011.
- [CIO9] Y. Gaeremynck, P. Jarrige, L. Duvillaret, G. Gaborit and F. Lecoche, "Two-components Electric-field Sensor for Ultra Wide Band Polarimetric Measurements", *Progress In Electromagnetics Research Symposium(PIERS)*, Marrakesh, Maroco, March 20-23, 2011.
- [CIO10] P. Jarrige, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, G. Gaborit, P. Leveque and D. Arnaud Cormos, "Vectorial Electro-Optic Sensors for Microwave Dosimetric Applications", *Progress In Electromagnetics Research Symposium(PIERS)*, Marrakesh, Maroco, March 20-23, 2011.

### **Communications par affiches**

- [CIP1] G. Gaborit, A. Warzecha, Y. Gaeremynck, P. Jarrige and L. Duvillaret, "Electro-optics as a versatile technique for non-invasive vectorial sensing of electric fields", *XXXth URSI GAAS*, Istanbul, Turkey, August 13-20, 2011.
- [CIP2] N. Ticaud, S. Kohler, P. Jarrige, L. Duvillaret, D. Arnaud-Cormos, P. Leveque, "Specific Absorption Rate assessment using an Electro-Optic Probe", *EBEA*, Rome, Italy, 2011.

## **Conférences nationales avec comité de lecture et publication des actes**

### **Communications orales**

- [CNO1] G. Gaborit, P. Jarrige, F. Lecoche, J. Dahdah et L. Duvillaret, "Capteur Electro-Optique Vectoriel pour la Mesure In-Situ de Champ Electrique Intense", *Journées Nationales des Microondes (JNM)*, Paris, France, 15-17 Mai, 2013.
- [CNO2] Y. Gaeremynck, G. Gaborit, L. Duvillaret, A. Warzecha, P. Jarrige and F. Lecoche, "Sondes de mesure électro-optique pour le diagnostic vectoriel de champ électrique", *Colloque International sur la Compatibilité ElectroMagnétique (CEM2012)*, Rouen, France, 25-27 Avril, 2012.
- [CNO3] P. Jarrige, G. Gaborit, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, D. Arnaud-Cormos et P. Leveque, "Mesure dosimétrique par capteur electro-optique fibré", **Prix de la meilleure**

**présentation**, *URSI BIOEM, Champs électromagnétiques : de la dosimétrie à la santé humaine*, Paris, France, 3-4 Avril, 2012.

[CNO4] P. Jarrige, G. Gaborit, L. Duvillaret, M. Ruaro, Y. Gaeremynck et F. Lecoche, "Caractérisation large bande des coefficients électro-optiques de cristaux non-centrosymétriques", *Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM)*, Chambéry, France, 28-30 Mars, 2012.

### **Communications par affiches**

[CNP1] P. Jarrige, S. Kohler, N. Ticaud, L. Duvillaret, G. Gaborit, D. Arnaud-Cormos et P. Léveque, "Développement d'une sonde électro-optique pour la caractérisation du débit d'absorption spécifique", *Journées de Caractérisation Microondes et Matériaux (JCMM)*, Chambéry, France, 28-30 Mars, 2012.



## Résumé

Le bioélectromagnétisme, domaine de recherche se situant au carrefour de la biologie et de l'électromagnétisme, s'intéresse à l'étude des interactions entre les ondes électromagnétiques et le vivant. La finalité de ces travaux de thèse concerne le développement d'un capteur optique dédié à la mesure simultanée du champ électrique et de la température au sein de milieux biologiques exposés à un rayonnement radiofréquence. Il s'agit donc, plus spécifiquement, de réaliser une sonde électro-optique répondant aux différents besoins métrologiques des applications dosimétriques et qui soit, de plus, compatible avec les milieux d'étude. Une campagne de mesure préliminaire a été dédiée à la caractérisation des propriétés optiques, thermo-optiques et électro-optiques des cristaux d'intérêt (éléments de transduction de ces sondes). Un capteur fibré a ensuite été réalisé. Ce dernier a permis d'effectuer des mesures simultanées de champ électrique et de température dans le cadre d'expérimentations en dosimétrie radiofréquence, autorisant ainsi une caractérisation duale inédite du Débit d'Absorption Spécifique (DAS). Cette sonde, entièrement diélectrique, a également rendu possible une première discrimination du profil temporel d'impulsions nanosecondes de fortes amplitudes au sein d'une solution biologique, dans le cadre d'expérimentations en électroporation cellulaire.

Mots clés : Bioélectromagnétisme, Sonde électro-optique, Dosimétrie radiofréquence, Electroporation cellulaire, Cristaux électro-optiques

## Summary

Bioelectromagnetism is a research area lying at the intersection of biology and electromagnetism. This topic focuses on the study of interactions between electromagnetic waves and living tissues. The purpose of this work is the development of an optical sensor dedicated to the simultaneous measurement of electric field and temperature variations within biological media exposed to radiofrequency signals. It deals more specifically with the achievement an electro-optical probe, based on the Pockels effect, responding on one hand to the different metrology needs of dosimetric applications and, on the other hand, that is suited with the exposed media. Preliminary measurements concerns the analysis of the optical, thermo-optical and electro-optical properties of the different crystals of interest (which correspond to the transducing elements of these probes). Then, a pigtailed sensor has been developed and realized. This latter one allows to perform simultaneous measurements of electric field and induced heating, associated to RF dosimetry experiments. This property has led to an unprecedented dual assessment of the Specific Absorption Rate (SAR). Futhermore, thanks to its whole dielectric structure, this probe has also made possible a first *in situ* characterization of intense nanosecond pulsed electric fields (nsPEF), related to cellular electroporation experiments .

Keywords : Bioelectromagnetism, Electro-optic probe, Radiofrequency dosimetry, Cellular electroporation, Electro-optic crystals