



HAL
open science

Contribution à la conception d'un électromètre dual des magnétomètres de type fluxgate

Achille Junior Mbogol Touye

► **To cite this version:**

Achille Junior Mbogol Touye. Contribution à la conception d'un électromètre dual des magnétomètres de type fluxgate. Energie électrique. Normandie Université, 2021. Français. NNT : 2021NORMC221 . tel-03361229

HAL Id: tel-03361229

<https://theses.hal.science/tel-03361229v1>

Submitted on 1 Oct 2021

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,

OPTOELECTRONIQUE MICROONDES

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

**Contribution à la conception d'un électromètre dual des
magnétomètres de type fluxgate**

**Présentée et soutenue par
Achille Junior MBOGOL TOUYE**

**Thèse soutenue le 24/09/2021
devant le jury composé de**

M. PIERRE YVES JOUBERT	Professeur des universités, Université Paris 11 Paris-Sud	Rapporteur du jury
M. ALAIN SYLVESTRE	Professeur des universités, Université Grenoble 1 Joseph Fourier	Rapporteur du jury
M. Corentin JOREL	Maître de conférences, Université Caen Normandie	Membre du jury
M. Sylvain MARINEL	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Membre du jury
Mme MARIE-PAULE BESLAND	Directeur de recherche au CNRS, Institut des matériaux Jean Rouxel	Président du jury
M. Didier ROBBES	Professeur des universités, Université Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par Didier ROBBES, Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Remerciements

Un travail de thèse est avant tout un travail d'équipe, une avancée commune et un plaisir partagé. Pour cela, je tenais premièrement à remercier du fond de mon coeur mon directeur de thèse le Pr Didier Robbes et mon encadrant le Dr Corentin Jorel qui m'ont accompagnés tout ton long de cette thèse de doctorat pour leur soutien sans faille, un très grand merci. En seconde lieu, je tenais à remercier les membres du comité de suivi le Pr Gilles Lerondel de l'Université de Troyes et le Pr Mathieu Pouliquen de l'Université de Caen pour leurs critiques et leurs encouragements. Enfin, je tenais également à remercier toute l'équipe du laboratoire Greyc y compris les secrétaires pour leurs sympathies et leurs sérénités. J'adresse ma plus profonde gratitude au Pr Didier Robbes pour avoir guidé mon cheminement scientifique avec rigueur et particulièrement pour avoir contribué grandement à l'écriture de ce mémoire. Un grand merci pour m'avoir transmis son sens pratique de rigourosité et d'organisation. Un grand merci au Dr Corentin Jorel pour avoir grandement contribué à l'écriture de ce mémoire. Je remercie le Pr Pierre-Yves Joubert et le Pr Alain Sylvestre d'avoir accepté l'examen de ce mémoire et de donner leur temps et de leur enthousiasme pour apporter à ce travail sa touche finale. Je remercie également le Pr Marie-Paule Besland directrice de recherche au CNRS et le Pr Sylvain Marinel de l'Université de Caen d'avoir accepté de participer au jury de thèse au titre d'examinateur. J'adresse ma plus profonde gratitude et mon plus grand sourire à tous mes amis et à toute ma famille en particulier à mon papa Touye Raymond, à maman Ngo Ag Louise Touye qui depuis le Cameroun mon toujours encouragés tout long de cette thèse. Un merci à mon oncle Maxi Basile Nguini depuis l'Angleterre pour ses encouragements.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des figures	vii
Liste des tableaux	xv
Introduction générale	1
1 État de l'art sur les capteurs de champ électrique continu et à basse fréquence	5
1.1 Association hacheurs mécaniques de champ - électrodes de capture .	6
1.1.1 Moulin de champ électrique conventionnels	7
1.1.2 Moulin de champ électrique MEMS (Microsystème électro-mécanique)	11
1.2 Capteurs de champ électrique sans hacheur mécanique	14
1.2.1 Utilisation d'un cristal électro-optique	14
1.2.2 Utilisation d'un condensateur à effet de champ	15
1.2.3 Utilisation de condensateurs à isolant ferroélectrique	18
1.3 Synthèse avec tableau comparatif	21
1.4 Exposé court de la problématique de thèse	23
1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique	24
1.5.1 Réponse en fréquence des deux sondes de champ électrique	26
1.5.2 Mesure du champ électrique statique avec le moulin à champ électrique	28
1.5.3 Directivité de la sonde capacitive avec et sans moulin à champ électrique	30

2	Dualité et modélisation du fluxgate électrique à partir du fluxgate magnétique	33
2.1	Dualité	34
2.1.1	Remarques d'ordre général	34
2.1.2	Caractéristiques comparées de matériau ferromagnétique et ferroélectrique	37
2.2	Analyse comportementale des fluxgates magnétiques	40
2.2.1	Principe	40
2.2.2	Modélisation élémentaire du fluxgate magnétique	41
2.2.3	Fluxgates magnétiques conventionnels	44
2.2.4	Fluxgate en forme de barreau simple ou double barreau	45
2.2.5	Fluxgate en forme d'anneau ou de piste de course	45
2.2.6	Fluxgates magnétiques à saturation magnétique localisée	46
2.3	Du fluxgate magnétique au fluxgate électrique : Approche	46
2.3.1	Introduction	46
2.3.2	Fondamentaux sur les effets d'influences champ-circuit électrique conducteur	47
2.3.3	Problématique de la superposition de deux champs au sein d'un matériau magnétique ou diélectrique linéaire	49
2.4	Du fluxgate magnétique au fluxgate électrique : au pas à pas	52
2.4.1	Difficultés de correspondance	52
2.4.2	Correspondance par insertion de matériau aimanté ou polarisé	54
2.4.3	Correspondance par excitation à base de circuits conducteurs	54
2.4.4	Problématique de la superposition des champs	57
2.4.5	Problématique de la capture du signal résultant des champs superposés.	62
2.4.6	Problématique du comportement non linéaire.	67
2.4.7	Problématique de la faisabilité technologique.	69
3	Capteurs à réluctance variable	79
3.1	Du modèle de la réluctance magnétique à son équivalent électrique	80
3.2	Modèle de la réluctance diélectrique	81
3.3	Genèse de capteurs magnétiques ou électriques à réluctance variable	82
3.3.1	Exemple simple de circuit électrique	82
3.3.2	Analogie pour un circuit magnétique	82
3.3.3	Analogie/dual pour un circuit diélectrique	83
3.4	Conception du capteur magnétique à réluctance variable	84
3.5	Conception du capteur électrique à réluctance variable	89
3.5.1	Implémentation sous FEMM d'une caractéristique P(E) non linéaire	89
3.5.2	Estimation d'un effet de réluctance diélectrique variable	91

4 Résultats expérimentaux	95
4.1 Caractérisation magnétique de la ferrite de nickel-zinc doux HF70 . . .	96
4.1.1 Généralités sur les ferrites	96
4.1.2 Cycle d'hystérésis magnétique de la ferrite Ni-Zn doux HF70	96
4.2 Caractérisation électrique des matériaux ferroélectriques et multi-ferroïques	99
4.2.1 Montage Sawyer-Tower	100
4.2.2 Méthode directe	101
4.2.3 Choix des caractéristiques d'attaque	102
4.2.4 Caractéristiques des composants linéaires usuels	102
4.2.5 Méthode PUND	105
4.2.6 Mise en oeuvre de la méthode PUND sur des dispositifs connus	107
4.3 Capteur à réluctance variable	119
4.3.1 Capteur de champ magnétique à réluctance variable	119
4.3.2 Capteur de champ électrique à réluctance variable	125
4.3.3 Capteur de champ électrique à réluctance variable, concept simplifié	128
 Conclusion générale	 135
 Bibliographie	 137

Table des figures

1.1.1	Structure d'un moulin à champ électrique conventionnel : électrode de capture (sensing électrode), électrode d'écran mobile (Grounded rotor), distance entre les électrodes (gap distance) et le circuit de mesure (signal conditioning circuit). Extraite de [Cui 18]	7
1.1.2	Moulin à hélice commercial. a) Extraite de [Campbell 05] et b) Extraite de [Vaisala 06]	8
1.1.3	Structure d'un moulin à champ électrique à corps cylindrique : motor (moteur), champ (field), demi-cylindre (cylinder halves). Extraite de [Miles 09]	10
1.1.4	Moulin à corps cylindrique. Extraite de [Renno 08, Renno 13] . . .	11
1.1.5	Structure d'un moulin à champ électrique MEMS à vibration verticale. Extraite de [Gong 05]	12
1.1.6	Structure d'un moulin à champ électrique MEMS à vibration horizontale. Extraite de [Gong 05]	13
1.2.1	Principe de la sonde EO : Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu. 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. Extraite de [Jarrige 13].	15
1.2.2	Circuit de modulation à capacité variable du FGE, le condensateur variant dans le temps, $C_v(t)$ et le condensateur de capture C_c , plongé dans un champ électrique externe. R la résistance de charge . Extraite de [Cover 86]	17
1.2.3	a) réponse du FGE, et b) Courbe de l'efficacité de conversion en fonction de la résistance charge. Les petits cercles indiquent les valeurs mesurées. La ligne continue représente l'efficacité de conversion théorique. Extraite de [Cover 86]	17

1.2.4	(a) Schéma du dispositif, dans lequel la ligne en pointillés décrit le condensateur ferroélectrique dans lequel deux grandes électrodes de commande supérieures sont utilisées pour polariser le matériau ferroélectrique. La petite électrode au milieu est câblée à un collecteur de charges qui recueille les charges induites par le champ électrique externe. (b) Vue réelle des prototypes utilisés dans cette thèse, ainsi qu'une vue détaillée des couches de matériau. (c) Schéma de la stratégie collection charge. d) dispositif complet, y compris le circuit de conditionnement. Extraite de [Andò 09b].	19
1.2.5	Résultats expérimentaux extrait de [Andò 09b] et Illustration d'un signal modulé en amplitude via LTspice (c)	20
1.4.1	Photo du condensateur de capture (en noir) couplée à un électromètre. [Robbes 09]	23
1.5.1	Photo du dispositif expérimental complet de mesure.	26
1.5.2	Fonctions de transfert des deux sondes (au dessus la sonde capacitive et en dessous la sonde EO), les flèches représentent le sens du champ électrique appliqué croisant de 200 V/m à 8 kV/m pour la sonde capacitive et de 200 V/m à 40 kV/m pour la sonde EO . . .	27
1.5.3	Réponse des deux sondes en fonction du champ électrique (DC) (en rouge, la sonde capacitive (SCG) et en bleu, la sonde EO) et les courbes d'ajustements (bleu et rouge)	29
1.5.4	a) Amplitude de réponse normalisée en fonction de l'angle du champ électrique avec la normale aux électrodes de capture : sonde capacitive (SCG) seule (en vert), moulin en position écrantée (en rouge)(x10) , moulin en position exposée (en jaune), fonction de référence (cosinus) en bleu. b) Directivité de la sonde (SCG) avec le moulin à champ en rotation DC	31
2.1.1	Richesse du concept de dualité. Source : https://data.bnf.fr/fr/12269439/dualite_principe_de_mathematiques/	34
2.1.2	Exemple de circuit électrique dual et leur graphiques correspondants (a). Extraite de [Cuk 79] (b) Transformations duales	35
2.1.3	Cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques et ferroélectriques : (a) ferromagnétique, extraite de : https://www.ct-magnet.com/fr/docs-techniques/1-aimant (b) Structures de domaine dipolaire et ferroélectrique (au-dessus) et dépendance typique de la polarisation en fonction du champ électrique (en-dessous). Extraite de [Palneedi 18].	38
2.1.4	Modélisation simple des courbes d'aimantation et de polarisation des matériaux avec les unités classiques et adaptées.	39

2.2.1	a) Configuration de base du FGM en forme de barreau simple extraite de [Ripka 92] et sa caractéristique modélisée par une fonction de Langevin (b)	41
2.2.2	Caractéristique simple de la courbe d’aimantation	43
2.2.3	Types de fluxgates magnétiques parallèles conventionnels où P représente la bobine de capture et E la bobine d’excitation. Extraite de [Grosz 17]	45
2.2.4	Schéma du FGM de type rectangulaire : (1) Conception originale et (2) Conception modifiée, bobine d’excitation (EC) et bobine de capture (SC) [Sharafi 09].	46
2.3.1	Champs inducteurs \vec{H} et \vec{E} et induits \vec{B} et \vec{D} dans des barreaux de fort μ_r ou fort ε_r considérés en régime linéaire. Le caractère quasi homogène du champ interne est obtenu dans les deux cas. La ligne de couleur rouge précise le lieu d’évaluation des normes des vecteurs (Partie droite illustrant le barreau). En échelle de couleurs, les normes des vecteurs correspondant sont représentés dans une des deux configurations (électrique ou magnétique) les deux étant équivalentes	50
2.3.2	Champs induits par des excitations locales élémentaires voisines du centre du barreau. Le caractère non uniforme du champ interne associé est mis en évidence surtout dans le cas électrique. Les courbes sont tracé en $r=0$ pour les composantes verticales des champs induit (B et D) selon la ligne rouge des carte 2D colorées.	51
2.4.1	(a) En haut , la spire de courant s’approche relativement bien d’un dipôle. En bas , la paire de spire chargée ne convient pas pour induire un champ voisin de celui produit par le dipôle ci-dessus. (b) En haut , figure et profil longitudinal du champ induit par paires de spires dont les courants sont de sens contraire. En bas , figure profil longitudinal du champ induit par paires de spires dont les courants sont de même sens.	53
2.4.2	En haut : figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par matériau d’aimantation selon oz. En bas : figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par matériau polarisé suivant oz.	54
2.4.3	En haut : Figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par matériau d’aimantation selon oz (ligne rouge), avec faces séparées d’une distance égale au rayon. En bas : Figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par une paire de bobines en position de Helmholtz, assez proche du gabarit associé au morceau de matière aimantée.	55

2.4.4	En haut : Figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes chargées, séparées d'une distance égale à leur rayon par le même matériau relaxor. En bas : Figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes séparées d'une distance égale à leur rayon par un milieu vide ou de constante diélectrique relative voisine de 1. Dans ces deux simulations ces électrodes sont à charge totale imposée ($=\pm 10$ nC, menant à une ddp de l'ordre de 180 V)	56
2.4.5	Figure (droite) et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par une paire de spires parcourues par un même courant, en position de Helmholtz, avec milieu vide entre les spires (en noir). Figure (gauche) et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes séparées d'une distance égale à leur rayon par un milieu vide (en rouge)	57
2.4.6	A gauche : profil de champ électrique le long du rayon au centre des électrodes alimentées sous $\pm 3,5$ V et séparées de $h = 1$ mm. On obtient $E = V/h = 7000$ V/m A droite : Figure de champ induit E.	58
2.4.7	A gauche : figure de champ induit \vec{D} par la source lointaine lorsque les électrodes sont à charge totale nulle : le champ associé à la source lointaine est reporté dans l'espace inter-électrodes. A droite : figure de champ induit \vec{D} , lorsque les électrodes sont à potentiel nul : le champ associé à la source lointaine est absent de l'espace inter-électrodes	59
2.4.8	A gauche : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde à courant nul : champ concentré dans l'espace ferromagnétique. A droite : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde est à potentiel vecteur nul : champ absent dans l'espace ferromagnétique.	60
2.4.9	A gauche : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde à potentiel vecteur nul. A droite : profil de flux magnétique, de spire à spire, le long de la ligne rouge.	60
2.4.10	A gauche : droite, plan et point. A droite : barreau et disque se correspondant par dualité comme droite et plan \perp	61
2.4.11	A gauche : figure de champ induit \vec{D} : source lointaine et source locale, champs induits de même direction et de même intensité. A droite : figure de champ induit \vec{D} : source lointaine et source locale, champs induits de direction contraire et de même intensité.	63

2.4.12	Dénomination des électrodes, placement et orientation du court circuit dont le courant constitue le signal de sortie, que ce soit en régime linéaire ou non.	64
2.4.13	Champ induit par la source locale après charge à ± 10 nC respectivement sur d_{inf} et d_{sup} . L'encart indique Q_s^+ . Le contour rouge de tracé de Dn est peu visible, il suit le contour des électrodes depuis l'électrode supérieure + à $r=0$ jusqu'à l'électrode inférieure - à $r=0$	66
2.4.14	Profil de densité surfacique de charge associé au contour défini en figure 2.4.13, dont le signal de courant peut être déduit (voir corps de texte).	66
2.4.15	Profil de densité surfacique de charge associé au contour défini comme en figure 2.4.13, mais pour visualiser l'effet de la source lointaine. Les aires de couleurs colorées symbolisent les charges échangées à chaque renversement de la source lointaine.	67
2.4.16	Cycles d'hystérésis de l'échantillon Y5V-MLCC sous différentes tensions mesuré à température ambiante. Extraite de [Zhang 14] .	70
2.4.17	Schéma équivalent partiel associé aux équations un et trois du système 2.4.10 après simplification mentionnée dans le corps de texte. Les valeurs des paramètres sont celles données dans la ligne quatre de la table 2.8.	75
2.4.18	P(E) modélisée par trois segments de droite	76
2.4.19	Cycle d'hystérésis d'une céramique relaxor ferroélectrique PLZT de composition (5/63/35) à différentes tensions.	77
3.3.1	Circuit électrique (à gauche) et son analogue (à droite) en circuit magnétique. La zone hachurée symbolise une zone à réductance variable. Le bobinage central permet d'instaurer Φ_0 via un courant. L'autre bobinage permet de récupérer un signal de sortie $e_s = -\frac{d\Phi_1}{dt}$	83
3.3.2	Circuit diélectrique à réductance variable avec définition des symboles des flux (à gauche) et la possibilité de signal de sortie en courant $i_s = -\frac{dQ}{dt}$	84
3.4.1	Cycle Hystérésis de $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$ ($x = 0.5, 0.6, 0.7$) ferrite de nanoparticules. Extraite de [Hwang 20]	85
3.4.2	En haut : le flux associé au champ externe B se repartit en deux bras de façon équilibré (absence de la zone saturée). En bas : Modèle FEMM d'un tore de matériau HF70 modifié et équipé de bobinage de contrôle de la réductance. A droite, figure de champ dans le voisinage de cette zone.	86
3.4.3	Figure et profil principaux de l'induction : composante tangentielle de B autour du trou, composante normale de B à la section des petits bras et module de B le long d'un grand cercle.	87

3.4.4	l'évolution du pourcentage de flux magnétique au travers de la section médiane du bras gauche principal du tore soumis à une excitation externe en fonction du courant d'excitation	88
3.4.5	Photo du capteur de champ magnétique à réluctance variable à base de NiZn HF70 équipée de deux bobinages d'excitation de contrôle de la réluctance, et d'un bobinage principal de capture de signal de sortie.	88
3.5.1	Figure de champ induit D pour deux valeurs de constante diélectrique du secteur encadré par les segments de couleur bleue. A gauche avec ce secteur à forte réluctance, à droite avec une constante diélectrique uniforme.	92
3.5.2	Rapport du flux de D (associé à une source lointaine uniforme) évalué au milieu du bras gauche en fonction de la valeur de la constante diélectrique relative ϵ_r de la petite zone au centre du bras de droite	92
3.5.3	Figure et profil principaux de l'induction : composante normale de D à la section des petits bras et module de D le long d'un grand cercle	93
4.1.1	Schéma électrique de caractérisation du matériau ferromagnétique : ferrite de Ni-Zn doux HF70	97
4.1.2	Cycles d'hystérésis de la ferrite Ni-Zn doux HF70 à différentes fréquences (a) et la dérivée du cycle d'hystérésis à 10 Hz (b) . . .	99
4.2.1	Montage de Sawyer-Tower	101
4.2.2	Banc de caractérisation permettant de réaliser une mesure de la $Q(V)$ d'un échantillon (DUT)	102
4.2.3	Mesure (rouge) du cycle d'hystérésis d'une résistance de $50\text{ k}\Omega$ et son ajustement polynomial (rouge) (a) et sa dérivée (b)	104
4.2.4	Mesure (noir) du cycle d'hystérésis d'une résistance en parallèle avec une capacité 1 nF en restant en régime linéaire et son ajustement polynomial (rouge) (a) et sa dérivée (b)	105
4.2.5	Train de cinq impulsions PUND (a) et cycle PN seul (b)	106
4.2.6	Caractéristiques $Q(V)$ et $C(V)$ d'une résistance de $150\text{ k}\Omega$: a) et b) Train d'impulsion PUND avant et après traitement. c) cycle PN autour de 48 Hz et d) cycle PN dérivé	108
4.2.7	Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 de 1 nF obtenue via la méthode directe : a) et b) Train d'impulsion PUND avant et après traitement. c) et d) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz	110

4.2.8	Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 obtenue via la montage de Sawyer et Tower : a) et b) Train impulsion PUND avant et après traitement. c) et d) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz	111
4.2.9	Comparaison de la caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 obtenue via la montage de Sawyer et Tower et la méthode directe : a) cycle rémanent et b) cycle PN, via les deux approches. c) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz et d) cycle PN et rémanent dérivés.	113
4.2.10	Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ de la céramique piézoélectrique PZT5 : a) Train d'impulsion PUND brut b) Cycle rémanent à différentes tensions autour de 53 Hz. c) Comparaison du cycle PN avec le cycle rémanent et d) cycle PN et rémanent dérivés.	115
4.2.11	Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ d'un PZT : a) Train d'impulsion PUND brut b) Cycle rémanent à différentes tensions autour de 53 Hz, c) Comparaison du cycle PN avec le cycle rémanent et d) cycle PN et rémanent dérivés.	116
4.2.12	Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du multiferroïque $Ba_{0.5}Sr_{0.5}Nb_2O_6/CoCr_{0.4}Fe_{1.6}O_4$: a) et b) Signal d'excitation PUND brut avant et après traitement avec un temps de montée égale 4,5 ms, c) Cycle PN à différentes temps de montée, d) cycle PN dérivé.	118
4.2.13	Constitution de l'amplificateur de tensionTrek	119
4.3.1	Schéma synoptique du dispositif expérimental de mesure. La sonde M et le capteur magnétique à réluctance variable sont placés à l'intérieur d'une boîte métallique cylindrique (blindage magnétique : petite photo en dessous)	120
4.3.2	a) Sonde magnétique de référence	121
4.3.3	a) Fonction de transfert du capteur magnétique à réluctance variable et de la sonde magnétique de référence (sonde M) en fonction de la fréquence.	122
4.3.4	a) Le spectre de bruit magnétique du capteur magnétique à réluctance variable pour un courant d'excitation de 10 mA à une fréquence de 10 kHz, b) Le spectre de bruit magnétique de la sonde magnétique de référence	124
4.3.5	Schéma synoptique du dispositif expérimental de mesure.	126
4.3.6	Signaux temporels en sortie d'une spire de capture (a, b, et c), et de la paire de spire (d) en présence et en absence du champ électrique continu.	127
4.3.7	Mesure de l'amplitude de la 2f du signal capturé sur une spire de capture en fonction du champ électrique continu.	128

4.3.8	Excitation simplifiée de la zone à réluctance variable. Les constrictions augmentent localement la valeur de D. Les flux sont répartis de façon équitable entre les deux grands bras de l'anneau, en l'absence de signal entre les deux électrodes situées au milieu des petits bras.	130
4.3.9	Effet de l'excitation simplifiée : dans chacun des petits bras, une constriction sur deux peut être amenée au voisinage d'une valeur de l'induction se rapprochant de la saturation, au total la réluctance vue par les lignes de champ associées au champ externe augmente pour ce grand bras, et suivre préférentiellement l'autre grand bars de l'anneau.	130
4.3.10	Photographies de la seconde version du dispositif. A gauche, la capture de signal, de part et d'autre la constriction. A droite, électrodes de commande, située sur chacun des petits bras et entre une paire de constrictions.. . . .	131
4.3.11	Allure des signaux capturés pour deux configurations voisines. En haut, signal issu d'une électrode de capture réglé à amplitude minimale (trace verte). En bas, signaux des deux électrodes équilibrés et en opposition de phase. La trace de couleur rose est la somme des 2 autres.. . . .	132
4.3.12	Signal de capture démoduler en bleu, et signal sinusoïdal à la fréquence de 100 mHz appliqué sur les deux électrodes supplémentaires	134

Liste des tableaux

1.1	Informations détaillées sur les moulins à champ électrique à hélice commerciaux fournies par les fabricants. Extraite de [Bloemink 13]	9
1.2	Comparaisons de quelques capteurs de champ électrique continu et à basse fréquence avec hacheur mécanique	22
2.1	Système d'unités aidant l'analyse de liens par dualité entre grandeurs électriques et magnétiques. Les unités des grandeurs électriques et magnétiques s'y correspondent de façon évidente.	36
2.2	Transductions des grandeurs champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{H} en grandeurs électriques mesurables, différence de potentiel à vide e_{out} ou courant de court-circuit i_{out} et leur correspondance par dualité	48
2.3	Schémas symboliques de la théorie des circuits associables à la capture des champs électriques et magnétiques, mise en évidence des liens par dualité	48
2.4	Tableau de synthèse	61
2.5	Nomenclature choisie	65
2.6	Paramètres de performances. Extraite de [Constantinou 14]	71
2.7	Nomenclature choisie compte tenu des conditions d'attaque des électrodes. voir tableau 2.4.12 pour visualiser	73
2.8	Résultat FEMM	74
3.1	Correspondance de nature analogique entre grandeurs de l'électrostatique et celles de la conduction thermique	89
3.2	Résultat de calcul sous FEMM entre le problème d'électrostatique et le problème thermique	90

Introduction générale

Mes travaux de thèse ont été effectués dans l'équipe électronique du laboratoire GREYC (Groupe de recherche en informatique, image, automatique et instrumentation de Caen) sous la direction du Pr Didier Robbes, directeur de thèse, et du Dr Corentin Jorel, encadrant de thèse. Parmi les thèmes de recherche de l'équipe, les capteurs de champ électrique au continu (DC), et à basse fréquence (BF) sont au coeur de cette thèse.

Le champ électrique est une grandeur physique vectorielle créé par des particules électriquement chargées. L'intensité d'un champ électrique notée E est mesurée en Volt par mètre (V/m). De nombreuses expériences simples, permettent de le mettre en évidence et ainsi que son caractère vectoriel. Par exemple, l'application d'une différence de potentiel à l'aide d'un générateur de tension entre deux plaques métalliques planes disposées en regard l'une de l'autre, conduit à l'existence d'un champ entre les plaques orienté perpendiculairement à celle-ci. La mesure du champ électrique a une importance significative dans plusieurs domaines applications, en particulier dans le domaine du contrôle non destructif.

Les grandeurs champs électriques et champs magnétiques sont reliées entre elles, que ce soit dans le vide ou dans et au voisinage des matériaux, mais ne sont pour autant pas aussi faciles à mesurer l'une que l'autre. Pour le champ magnétique, un bon ouvrage est celui de Pavel Rispka [Ripka 92]. De nombreux dispositifs permettent de le mesurer, y compris au continu. En revanche, la grandeur champ électrique est loin d'être triviale à mesurer, pour une raison essentielle : tout matériau, quel qu'il soit, est sensible à l'action du champ électrique de manière telle que la réaction du matériau déforme, parfois de façon très importante, les lignes du champ dans son voisinage. Cette problématique de mesure difficile est particulièrement vraie pour les champs au continu et à basse fréquence. Pour mesurer cette grandeur, en particulier dans le domaine des basses fréquences, la méthode traditionnelle consiste à utiliser un condensateur de capture (paire d'électrodes métalliques séparées par une distance d) plongé dans un champ électrique externe à mesurer. Si un amplificateur de type « électromètre » de très haute impédance d'entrée est connecté au condensateur de capture, la mesure de la différence de potentiel aux bornes de la paire d'électrodes de capture permet de remonter à la

valeur du champ électrique si l'on connaît la distance d séparant les électrodes de capture. Par contre, ce dispositif ultra simple ne fonctionne pas au continu, avec le défaut de perdre progressivement sa sensibilité aux fréquences de plus en plus basse. Or, les toutes premières solutions qui ont été apportées dans la littérature pour surmonter cette difficulté, sont limitées à l'utilisation d'un dispositif mobile pour créer un pseudo champ alternatif détectable par une ou plusieurs électrodes de capture également connectées à un électromètre de très haute impédance d'entrée. Notre analyse de l'état de l'art sera présentée au chapitre 1.

Par ailleurs, le principe de mesure le plus simple du champ magnétique est une bobine de capture via les lois de l'induction magnétique. De plus, des travaux antérieurs au laboratoire (thèse de Maria Timofeeva chapitre 4 [Timofeeva 12] et dans l'article [Robbes 13]) ont établi clairement que le dispositif dual de la bobine de capture en circuit ouvert est le « yoyo » conducteur, c'est-à-dire une paire d'électrodes de capture en court-circuit. Ces deux dispositifs, entièrement liés par une transformation de dualité, lorsqu'ils sont conditionnés par un système intégrateur, fournissent un signal de sortie proportionnel au champ capturé par la boucle de capture ou la paire d'électrodes. Ce conditionnement, avec le fonctionnement selon la loi de Faraday ou sa loi duale, fait que le dispositif ne peut être sensible au continu. Comme le contournement de cette difficulté a été obtenu depuis les années 1930 par le fluxgate magnétique (FGM), poussé un raisonnement par dualité à partir du fluxgate magnétique doit logiquement mener à son dispositif dual, le fluxgate électrique (FGE), lequel devrait fonctionner également au continu.

Ce mémoire de thèse s'organise en quatre chapitres. Le premier chapitre sera consacré à l'état de l'art sur les capteurs de champ électrique continu et à basse fréquence avec et sans hacheurs mécaniques. Après une présentation générale des principes et des caractéristiques essentielles de ses capteurs, je présenterai une synthèse avec tableau comparatif des capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques, suivie d'un exposé court sur la problématique de thèse et pour finir, par présentation des résultats expérimentaux de comparaison directe entre un capteur électro-optique développé par l'entreprise Kapteos et le condensateur de capture développée antérieurement au laboratoire GREYC au moyen d'un moulin à champ électrique.

Le second chapitre sera consacré à la dualité et à la modélisation du fluxgate électrique à partir du fluxgate magnétique. Après avoir présenté la dualité électromagnétique entre grandeurs électriques et magnétiques, afin d'aboutir aux principes de mesure liés par transformations duales des fluxgates magnétiques (FGMs) et fluxgates électriques (FGEs), je présenterai quelques implémentations du principe du FGM pour guider la conception du fluxgate électrique FGE, en terminant par une analyse de la faisabilité technologique.

L'analyse de la faisabilité technologique du dual du fluxgate magnétique éta-

blissant que celle-ci ne nous était pas accessible, le troisième chapitre propose une seconde approche fondée sur la théorie des circuits magnétiques à réluctance variable, étendue aux circuits ferroélectriques. Leur conception, tant du côté magnétique que électrique, y est effectuée grâce à un outil de modélisation par élément fini.

Le quatrième chapitre sera consacré à la présentation des résultats expérimentaux. Dans cette partie, nous présenterons les résultats de caractérisations des matériaux ferroélectriques et ferromagnétiques utilisés pour la conception du capteur diélectrique et magnétique à réluctance variable respectivement. Et pour finir, les résultats de caractérisation du capteur magnétique à réluctance variable et son dispositif dual : le capteur diélectrique à réluctance variable . On notera que le capteur magnétique à réluctance variable développé et présenté ici n'avait pas vocation à devenir un instrument performant mais à guider la conception de son dual.

Chapitre 1

État de l'art sur les capteurs de champ électrique continu et à basse fréquence

La mesure du champ électrique continu et à basse fréquence a fait l'objet de nombreuses années d'études et de recherches à travers un ensemble de dispositifs développés dans les laboratoires et dans les industries. Ces dispositifs appelés capteurs de champ électrique conduisent à des instruments de mesure sans contact dédié à la mesure du champ électrique. En général, les capteurs de champ électrique sont constitués de deux parties : d'un élément sensible au champ électrique usuellement appelé la sonde, et d'un conditionneur de signal dont le rôle principal est l'amplification du signal délivré par la sonde. La complexité du conditionneur est fonction du principe de fonctionnement du capteur. Celle-ci, peut être un simple amplificateur ou bien une chaîne plus complexe d'amplification, de démodulation et de filtrage.

La mesure du champ électrique statique ou quasi statique a une importance significative pour diverses applications. Par exemple, des mesures précises effectuées à différentes altitudes par des capteurs de champ électrique fournissent des informations importantes dans l'étude des phénomènes météorologiques tels que des orages [Chubb 00, Raymond 90, Singye 05]. Ces informations exploitées par les services météorologiques, permettent de prévenir les populations d'un réel danger (alerte orage). D'autres applications intéressantes des capteurs de champ électrique sont dans le domaine médical, dans les systèmes de sécurité et de surveillance. Par exemple, les capteurs de champ électrique sont utilisés pour détecter l'activité électrique du cœur, afin de favoriser la détection précoce de diverses complications cardiaques [Sullivan 07]. Ils sont aussi utilisés pour identifier et contrôler les situations de décharge électrostatique dans les équipements électriques sen-

sibles lors de la fabrication, et l'assemblage des semi-conducteurs, des circuits imprimés afin d'éviter tout dommage du produit en cours de fabrication ou un dysfonctionnement des équipements de fabrication. Dans la surveillance des espaces de travail. En effet, les capteurs de champ électrique montés au-dessus ou proche des espaces de travail peuvent fonctionner comme des détecteurs de fumées c'est-à-dire, déclencher une alarme si le seuil de champ électrique est excédé [Ramirez-Vazquez 04, Peng 11, Kilić 99, Kirkham 02, Gong 05]. L'automobile utilise largement ces capteurs pour les systèmes de sécurité active et passive (telle que dans les Airbags, les accéléromètres..).

Dans la littérature, plusieurs techniques de mesure de champ électrique continu et à basse fréquence sont proposées, et la plupart mènent à la mesure de l'intensité du champ électrique. On distingue pour cela, deux grandes classes : la classe des capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques et la classe des capteurs de champ électrique sans hacheur mécanique. La première classe la plus connue, est composée des moulins à champ électrique à électrode tournante et des moulins à champ électrique MEMS (Microsystème électromécanique) à électrode vibrante. Quant à la seconde classe, très peu d'études sont réalisées dans cette direction à notre connaissance car, la conception et la réalisation de ces capteurs présentent encore une réelle difficulté.

La première partie de ce chapitre est consacrée à une brève analyse des principes de fonctionnement et des caractéristiques des capteurs de champ électrique avec et sans hacheurs mécaniques, suivie de la synthèse des capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques. La troisième partie, présentera un exposé court sur la problématique de thèse pour finir par la présentation des résultats expérimentaux de comparaison directe entre la sonde électro-optique et la sonde capacitive au moyen d'un moulin à champ électrique.

1.1 Association hacheurs mécaniques de champ - électrodes de capture

En général, les capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques, exploitent un dispositif mécanique mobile pour convertir un champ électrique statique ou quasi statique à mesurer en un champ électrique alternatif aisément mesurable par voie capacitive. Ce dispositif mécanique mobile, appelé généralement électrode d'écran (hacheur), est une petite plaque métallique tournante ou vibrante utilisée pour masquer et exposer périodiquement les électrodes de capture du champ électrique à mesurer. [Taylor 94, Taylor 01]. Les capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques de champ sont regroupés en deux grandes familles : la famille des moulins à champ électrique conventionnels, et la famille des

moulins à champ électrique MEMS (Microsystème électromécanique). La seconde famille basée sur les technologies MEMS offre de nombreux avantages comparés à la première famille du fait de leur faible volume (μm^3), faible encombrement, faible consommation en énergie, et surtout ils perturbent moins la configuration spatiale du champ électrique à mesurer.

1.1.1 Moulin de champ électrique conventionnels

Moulin à champ électrique à hélice

Cet instrument de mesure proposé par P.E Secker en 1975 et utilisé pour la première fois par Maruvada et al en 1983 pour contrôler les lignes électriques de haute tension continue (HVDC) [Secker 75, Maruvada 83, Johnston 89, Chubb 90, Cui 15], est le plus couramment utilisé des capteurs de champ électrique parce qu'il possède une sensibilité élevée. Il est composé d'une électrode d'écran mobile mise à la masse, d'une électrode de capture fixe liée à un circuit de mesure de très haute impédance d'entrée, et d'un actionneur (ici un moteur) utilisé pour exciter l'électrode d'écran [Gao 14, Cui 18, Miles 09, Renno 13]. La structure générale d'un moulin à champ électrique à hélice est illustrée sur la figure 1.1.1.

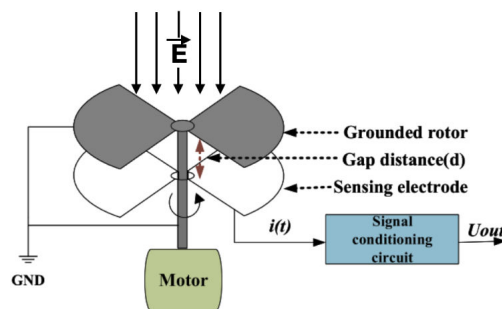


FIGURE 1.1.1 – Structure d'un moulin à champ électrique conventionnel : électrode de capture (sensing électrode), électrode d'écran mobile (Grounded rotor), distance entre les électrodes (gap distance) et le circuit de mesure (signal conditioning circuit). Extraite de [Cui 18]

Lorsque l'électrode de capture fixe est exposée au champ électrique E à un instant constant, la charge électrique Q qui apparaît à la surface de celle-ci est obtenue en utilisant le théorème de Gauss qui stipule que : Le flux du champ électrique sortant à travers une surface fermée S_G (ici autour de l'électrode capture) est égale à la charge totale Q enfermée divisé par la permittivité du vide $\epsilon_0 = 8,85$

pF/m.

$$Q = \int_{S_G} \overrightarrow{\varepsilon_0 E} d\overrightarrow{S} = \varepsilon_0 E S \quad (1.1.1)$$

L'intensité du champ électrique E , peut alors être mesurée directement en mesurant la charge induite Q , laquelle est proportionnelle au champ électrique à mesurer en vertu du théorème de Gauss. Cependant, une mesure directe du champ électrique n'est pas possible du fait de la non-variation du champ électrique. Finalement, la mesure du champ électrique est alors obtenue de manière indirecte, en modulant périodiquement le champ électrique à mesurer sur la surface de l'électrode de capture S , au moyen d'une électrode d'écran mobile tournant à vitesse de rotation constante ω , afin de changer périodiquement la valeur de la charge induite Q . Par conséquent, la surface $S(t)$ de l'électrode de capture sur laquelle la charge est induite, et la charge $Q(t)$ elle-même varie linéairement avec le temps :

$$Q(t) = \varepsilon_0 E S(t) \quad (1.1.2)$$

Un signal de courant alternatif $i(t)$ peut être mesuré à l'aide d'un circuit de mesure connecté sur l'électrode de capture [Tant 07, Fort 11], et ce courant est donné par :

$$i = \frac{dQ(t)}{dt} = \varepsilon_0 E \frac{dS(t)}{dt} \quad (1.1.3)$$

Les équations (1.1.2) et (1.1.3) montre que l'intensité du champ électrique E peut être déterminée par la mesure de la charge Q (amplificateur de charge), du courant i (amplificateur de transimpédance) ou de la tension induite (amplificateur de tension) à travers une impédance Z située entre l'électrode de capture et la masse. Il existe un certain nombre de fabricants qui fournissent des moulins à champ électrique à hélice, ils sont listés dans [Bloemink 13]. Deux exemples de moulins commerciaux et leurs performances sont représentés sur la figure 1.1.2 et sur la table 1.1



(a) Campbell Scientific (b) Vaisala EFM550.
CS110.

FIGURE 1.1.2 – Moulin à hélice commercial. a) Extraite de [Campbell 05] et b) Extraite de [Vaisala 06]

1.1 Association hacheurs mécaniques de champ - électrodes de capture

Campbell Scientific CS110		remarks
Type	Reciprocating shutter	
Measurement quantity	Electric field strength (V/m)	
Range of measurement quantity	± 22300 V/m	
Measurement accuracy	$\pm 5\%$ of reading + 8 V/m offset	
Measurement resolution	0.32 V/m (0 - 2200 V/m), 3.2 V/m (>2200 V/m)	2 input ranges
Drift/stability	drift negligible over a 2-year period	
Time resolution/averaging/response time	sample rate programmable, down to 5 Hz	
data output	CR1000 data logger required	data logger used for measurement and control functions, data processing and storage, user interface language, communications options
power supply	11 - 16 VDC	
power consumption	max 9 W	
Calibration	factory calibration, site correction interval between 1 - 3 years	
MTBF		
MTTR		
life time	5 - 10 years with regular maintenance/calibration	
maintenance	checks, cleaning, calibration	
maintenance interval	once per year	
Use in lightning warnings	Y	can be used with "strike guard" lightning detection
Available separately from lightning detection	Y	
Effective range for lightning warning		
POD for lightning warnings (CG)		
FAR for lightning warnings (CG)		
Refs for lightning warnings		
Price indication	4000 euro	
Users (for lightning warnings)		

(a) Campbell Scientific CS110.

Vaisala EFM550		remarks
Type	Rotating shutter	
Measurement quantity	atmospheric electric field	
Range of measurement quantity	± 10 kV/m	
Measurement accuracy	$\pm 5\%$ of reading	$\pm 10\%$ in manual, Vaisala is looking into this
Measurement resolution	1 V	
Drift/stability	not specified	
Time resolution/averaging/response time	time resolution 2 s, sample rate 10 Hz, response time 1 s	
data output	RS232, binary format	
power supply	110 - 240 VAC, or 20 - 30 VDC	
power consumption	2.3 W	
Calibration	factory service once/three years	
MTBF	25000 h (for electric motor)	
MTTR		
life time		
maintenance	factory service once/three years	
maintenance interval	cleaning once/6 months in harsh environments, less frequently in other see above	
Use in lightning warnings	Y	
Available separately from lightning detection	Y	
Effective range for lightning warning	about 5 km as an estimate	
POD for lightning warnings (CG)		
FAR for lightning warnings (CG)		
Refs for lightning warnings		
Price indication	USD 12360	
Users (for lightning warnings)		

(b) Vaisala EFM550.

TABLE 1.1 – Informations détaillées sur les moulins à champ électrique à hélice commerciaux fournies par les fabricants. Extraite de [Bloemink 13]

Moulin à champ électrique à corps cylindrique

Les moulins à champ électrique à corps cylindriques, sont aussi décrits dans littérature, mais moins exploités dans le commerce du fait que la plupart des capteurs de champ électrique conçus ne s'intéressent pas beaucoup à la mesure vectorielle du champ électrique, que permet plus facilement la disposition sur un cylindrique de la paire d'électrode en rotation (voir figure 1.1.3). En général, ils sont composés d'une paire d'électrodes de capture mobile (deux moitiés de cylindre) liée à un circuit de mesure, d'un moteur électrique utilisé pour faire tourner les deux moitiés dans le champ électrique à mesurer à vitesse angulaire constante ω , de sorte qu'elles deviennent alternativement exposées au champ électrique.

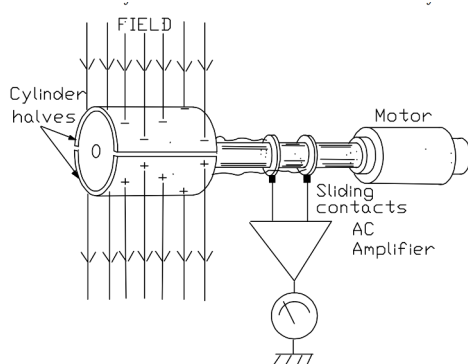


FIGURE 1.1.3 – Structure d'un moulin à champ électrique à corps cylindrique : motor (moteur), champ (field), demi-cylindre (cylinder halves). Extraite de [Miles 09]

Les charges induites sur les électrodes de capture varient périodiquement à cause de la rotation des électrodes de capture autour de l'axe du cylindre à une fréquence angulaire constante ω . Les expressions de la charge induite $q(t)$ et du courant $i(t)$ entre les deux électrodes de capture pour un cylindre de longueur L et de rayon r sont données par les deux équations extraite de [Renno 13, Miles 09, Johnston 89] :

$$q(t) = 4\varepsilon_0 r L E \sin(\omega t + \phi) \quad (1.1.4)$$

$$i(t) = 4\varepsilon_0 r L E \omega \cos(\omega t + \phi) \quad (1.1.5)$$

avec ϕ la phase du courant électrique entre les deux électrodes. Une version commerciale de moulin à champ électrique à corps cylindrique mesurant des champs électriques statiques dans la gamme de 10 V/m à 10 MV/m est représentée sur la figure 1.1.4.



FIGURE 1.1.4 – Moulin à corps cylindrique. Extraite de [Renno 08, Renno 13]

Il importe de souligner qu'il existe une différence importante entre le moulin à champ électrique à hélice, et le moulin à champ électrique à corps cylindrique. En effet, le moulin à champ électrique à corps cylindrique ne possède pas d'électrode d'écran mise à la masse, donc perturbe moins le champ électrique dans son voisinage que le moulin à champ électrique à hélice.

Le moulin à champ électrique à corps cylindrique a l'avantage d'être directionnel car, il est sensible aux composantes du champ électrique normale à son axe de rotation et donc il peut mesurer des vecteurs de champ dans deux dimensions. On peut l'exploiter pour indiquer la direction du champ électrique. Contrairement au moulin à champ électrique à hélice qui ne mesure que l'amplitude de la composante du champ électrique perpendiculaire à l'électrode de capture.

Les moulins à champ électrique conventionnels sont volumineux, encombrants, et consomment beaucoup d'énergie. Par conséquent, les capteurs miniatures basés sur les technologies MEMS (Microsystème électromécanique) proposés dans la littérature, offrent une approche alternative très prometteuse pour répondre à ces limitations du fait de leur faible volume (μm^3), faible encombrement et faible consommation en énergie, . Cet avantage offre également la possibilité d'étudier en détail la distribution spatiale du champ électrique.

1.1.2 Moulin de champ électrique MEMS (Microsystème électromécanique)

Moulin à champ électrique MEMS à Vibration verticale

Le principe de mesure est comparable au moulin à champ électrique conventionnel. La faisabilité d'une mesure de champ électrostatique par des capteurs MEMS a été démontrée, il s'agit de micro-résonateur mécanique permettant d'occulter de manière périodique le champ électrique comme le font les pales d'un moulin à champ électrique [Wijeweera 09, Riehl 03, Peng 06, Peng 10, Hsu 91, Chen 06, Yang 15].

Un exemple de structure de moulin à champ électrique de type MEMS à vibration verticale est montré sur la figure 1.1.5. Il est composé d'une électrode d'écran mise à la masse, d'une électrode de capture fixe liée à un circuit de mesure, et d'un actionneur (ici deux électrodes de commande). Les électrodes de commande sont

utilisées pour actionner les électrodes d'écrans vibrant dans la direction z . Ces dernières sont utilisées pour moduler le champ électrique à la surface des électrodes de capture, afin de changer périodiquement la valeur de la charge induite sur les électrodes de capture.

Lorsque la distance entre l'électrode d'écran et l'électrode de capture est suffisamment grande, l'électrode d'écran capture la majeure partie du champ électrique (comme illustré sur la figure 1.1.5d). Par conséquent, peu de charges sont induites sur l'électrode de capture. Lorsque la distance diminue, l'effet d'écrantage s'affaiblit et plus de champ électrique atteint l'électrode de capture (comme illustré sur la figure 1.1.5c). Par conséquent, plus de charges induites apparaissent sur l'électrode de capture. Si la distance change périodiquement, un signal de courant alternatif détectable sera généré dans le circuit connecté à l'électrode de capture, et ce courant peut constituer le principe de mesure.

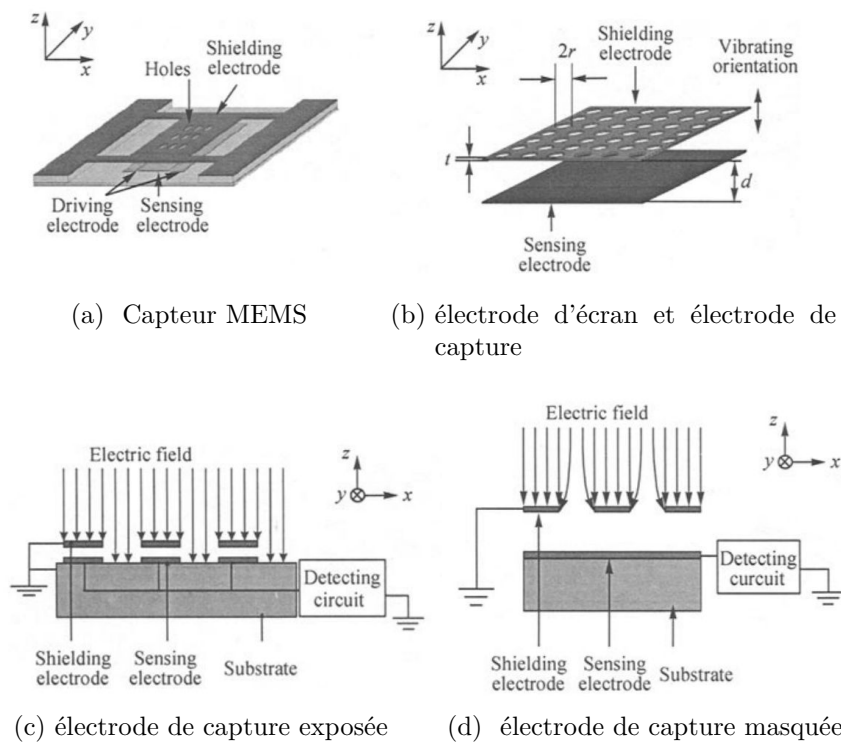


FIGURE 1.1.5 – Structure d'un moulin à champ électrique MEMS à vibration verticale. Extraite de [Gong 05]

Moulin à champ électrique MEMS à vibration horizontale

Un exemple de structure de moulin à champ électrique de type MEMS à vibration horizontale est également montré sur la figure 1.1.6. Il est composé d'une électrode d'écran mise à la masse, d'un ensemble d'électrodes de capture (réseau d'électrodes rectangulaires de même taille que les fentes rectangulaires) liée à un circuit de mesure, et de deux actionneurs (ici deux bras en peigne) utilisés pour actionner l'électrode d'écran se déplaçant dans la direction x . Lorsque l'électrode d'écran et l'électrode de capture sont superposées (comme illustrées sur la figure 1.1.6d). L'électrode d'écran capture la majeure partie du champ électrique, donc peu de charges induites apparaissent sur l'électrode de capture.

Lorsque l'électrode de capture et l'électrode d'écran sont décalées (comme illustrées sur la figure 1.1.6c), l'électrode de capture est exposée au champ électrique, donc la charge induite sur l'électrode de capture sera maximisée. Par conséquent, lorsque l'électrode d'écran effectue un mouvement périodique, un signal de courant alternatif détectable sera généré dans le circuit connecté à l'électrode de capture, et ce courant peut être utilisé pour mesurer le champ électrique.

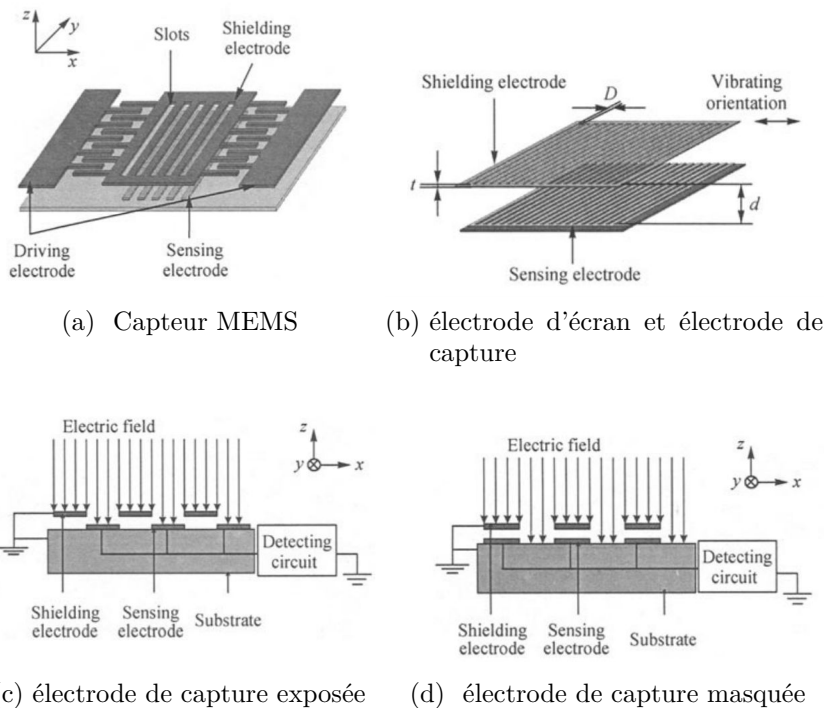


FIGURE 1.1.6 – Structure d'un moulin à champ électrique MEMS à vibration horizontale. Extraite de [Gong 05]

En général, il n'est pas simple d'utiliser les moulins à champ électrique conven-

tionnels, et MEMS pour mesurer les champs électriques sur le long terme dus à leur parties mécaniques mobiles qui s'accompagnent d'usure de pièces mécaniques mobiles (système de hachage). De plus, les moulins MEMS et les moulins à hélice sont incapables de fournir des informations sur la direction du champ électrique, et sont généralement mis à la masse donc, déforment le champ électrique lors de la mesure. Pour répondre à cette limitation, une solution très prometteuse est de développer des capteurs de champ électrique innovants sans partie mécanique mobile qui soient de plus directionnels.

1.2 Capteurs de champ électrique sans hacheur mécanique

Dans ce qui suit, nous présentons trois types de capteurs de champ électrique sans hacheur mécanique, que nous avons rencontrés dans la littérature durant notre recherche bibliographique. Le premier exploite les cristaux électro-optiques et l'effet Pockels, tandis que les deux autres, exploitent un condensateur à effet de champ, et un condensateur ferroélectrique en s'inspirant des effets de saturation des matériaux non linéaires.

1.2.1 Utilisation d'un cristal électro-optique

Les sondes électro-optiques (EO) sont entièrement diélectriques et de taille millimétrique, elles permettent une analyse complète (en amplitude et en phase) d'une composante du vecteur champ électrique sur la quasi-totalité du spectre radiofréquence. Ces capteurs de champ électrique ne comportent aucune partie métallique susceptible de perturber la mesure champ électrique, et n'ont pas besoin de potentiel de référence à la masse. Leur principe de mesure repose sur l'effet Pockels (effet électro-optique linéaire : interaction entre un champ électrique et un faisceau laser) observé dans les cristaux électro-optiques non centrosymétriques comme le niobate de lithium ($LiNbO_3$), ou l'oxyde de silicium de bismuth (BSO) par exemple.

Le schéma synoptique du principe de fonctionnement de sonde EO est représenté sur la figure 1.2.1. L'effet Pockels se traduit par une modification de l'indice de réfraction propre n d'un cristal EO résultant de l'application d'un champ électrique \vec{E}_Ω statique ou variable . Cette biréfringence (variation de l'indice de réfraction) induite par le champ électrique conduit à une modification de l'état de polarisation du faisceau laser traversant le cristal EO caractérisé par le vecteur d'onde \vec{k}_w . La modification de l'état de polarisation dû au champ électrique externe est estimée par un convertisseur optoélectronique dont le rôle est de convertir le signal optique à un signal électrique proportionnel à la composante du champ électrique

[Gaborit 15, Gaborit 13a, Jarrige 13, Gao 14, Miles 09].

Les considérations théoriques relatives à l'effet Pockels et au principe de fonctionnement de la sonde EO sont plus en détail dans [Jarrige 13, Duvillaret 02].

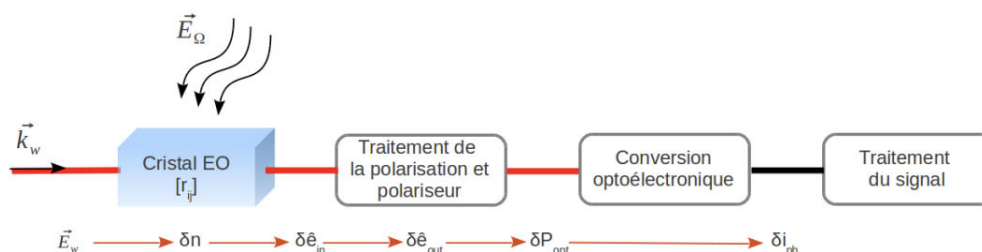


FIGURE 1.2.1 – Principe de la sonde EO : Cascade de conversions des grandeurs physiques mises en jeu. n est l'indice de réfraction du cristal, \hat{e} correspond à l'état de polarisation de l'onde optique, P_{opt} est la puissance optique et I_{ph} représente le photo-courant produit par la photodiode. Extraite de [Jarrige 13].

Les capteurs électro-optiques sont des dispositifs très sensibles, non-invasifs mais très coûteux de l'ordre de $25\text{ k}\epsilon$ par composante. En première analyse, leur principe devrait leur permettre de fonctionner au continu [Cecelja 01, Cecelja 02, Robertson, Miles 09] mais, certains auteurs pensent que cela n'est pas possible et que cela résulte en grande partie de la réponse intrinsèque des cristaux électro-optiques avec des effets d'écrantage du champ électrique en raison de charges d'espace liées à des impuretés au sein du cristal [Gao 14]. En effet, sous l'effet d'un champ électrique continu, les porteurs de charge libres dans le cristal commencent à dériver et à s'accumuler sur les frontières du cristal. La charge d'espace accumulée génère un champ électrique d'orientation opposée au champ électrique d'origine et qui l'écrante, rendant la mesure inutile.

1.2.2 Utilisation d'un condensateur à effet de champ

L'étude de la faisabilité d'un capteur de champ électrique basse fréquence, réalisée à base de condensateur non-linéaire MOS (métal-oxyde-semiconducteur) a été proposée par Keith Sean Cover lors de son stage d'étude à l'Université de Colombie-Britannique en octobre 1986. Ce capteur de champ électrique, baptisé de fluxgate électrique (FGE) par son auteur, est capable de mesurer les champs électriques basses fréquences de 0.1 mHz à 150 Hz avec une efficacité de conversion de l'ordre de 0,1 V/V soit pour une sensibilité de $0,8\text{ mV}/(\text{V}\cdot\text{m}^{-1})$ (pour

une résistance de charge $R = 1 \text{ M}\Omega$), et un niveau de bruit équivalent en champ électrique de l'ordre de $33 \text{ mV}\cdot\text{m}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ à 1 Hz [Cover 86].

On notera que, l'auteur avait tenté en premier lieu d'utiliser un condensateur ferroélectrique pour la réalisation de son prototype de FGE mais, il n'avait obtenu aucun résultat utile. Il conclut alors que les condensateurs ferroélectriques sont difficiles à fabriquer et nécessitent de très haute tension pour les conduire dans leur plage de non-linéarité. Finalement, il avait décidé d'utiliser les condensateurs non-linéaire MOS dans le prototype de son FGE pour un certain nombre de raisons, notamment leur résistance électrique extrêmement élevée ($10^{21} \Omega$) et leur relative facilité de fabrication [Cover 86].

L'approche mise oeuvre pour la conception de ce FGE, repose sur l'analogie par rapport au fluxgate magnétique (FGM) c'est-à-dire, sur la méthode de modulation du champ magnétique externe exploitée dans les FGMs qui est celle de la modulation de la perméabilité magnétique d'un noyau ferromagnétique doux. Pour ce FGE, la modulation du champ électrique externe est accomplie par le condensateur MOS. Au lieu de mesurer le champ électrique externe avec une paire d'électrodes de capture placée autour du condensateur CMOS, comme le fait une bobine de capture pour le champ magnétique dans les FGMs, la stratégie de détection utilisée par l'auteur consiste à mesurer la charge sur un condensateur de capture C_c , place en série avec le condensateur CMOS.

Le circuit de modulation de son FGE est composé d'un condensateur de capture C_c de capacité 15 pF , d'un condensateur variable $C_v(t)$ et d'une résistance de charge R , l'ensemble mises en série et plongé dans un champ électrique externe comme le montre la figure 1.2.2. L'équation décrivant le circuit de modulation est donnée par :

$$R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C_s(t)} = V_e \quad (1.2.1)$$

avec $C_s(t) = \frac{C_c \cdot C_v(t)}{C_c + C_v(t)}$ la capacité équivalente, V_e représente l'effet du champ électrique externe, et $q = q_c = q_v$ la charge du condensateur de capture et du condensateur variable qui sont égales d'après le principe de conservation de charge. Ainsi, la solution de cette équation dépend donc du choix de la capacité non-linéaire. Les résultats de caractérisation de son FGE après démodulation à la fréquence double sont présentés en figure 1.2.3. La courbe 1.2.3b compare le rendement de conversion théorique et celui mesuré par le FGE pour différentes résistances de charge. L'écart entre l'efficacité de conversion théorique et celui mesuré est discuté et détaillé dans [Cover 86]. La réponse de son FGE montre une réponse linéaire en fonction du champ électrique externe.

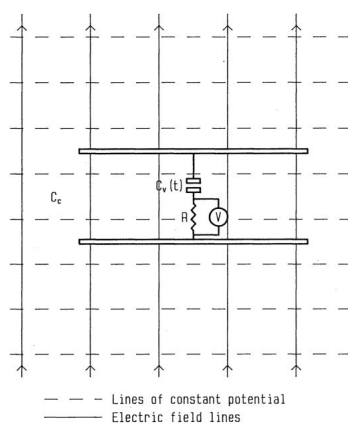


FIGURE 1.2.2 – Circuit de modulation à capacité variable du FGE, le condensateur variant dans le temps, $C_v(t)$ et le condensateur de capture C_c , plongé dans un champ électrique externe. R la résistance de charge. Extraite de [Cover 86]

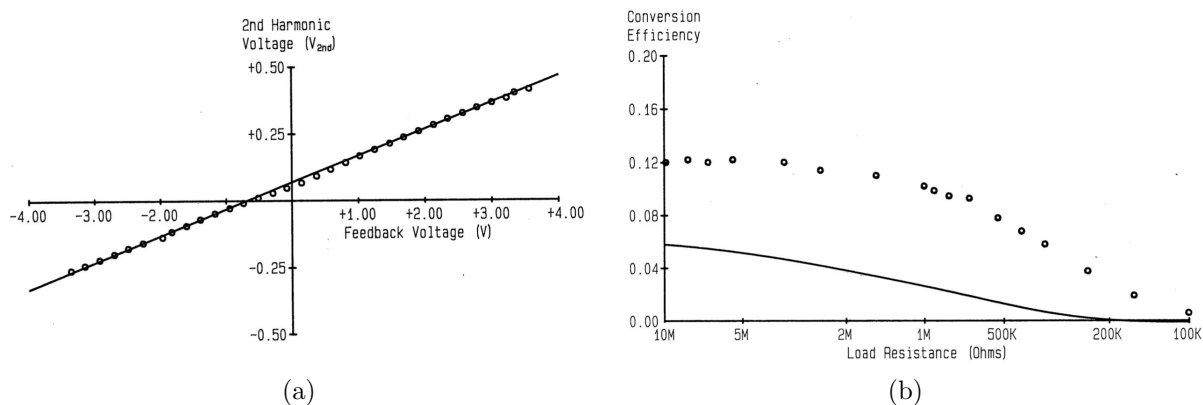


FIGURE 1.2.3 – a) réponse du FGE, et b) Courbe de l'efficacité de conversion en fonction de la résistance charge. Les petits cercles indiquent les valeurs mesurées. La ligne continue représente l'efficacité de conversion théorique. Extraite de [Cover 86]

1.2.3 Utilisation de condensateurs à isolant ferroélectrique

La thèse de Vincenzo Marletta publiée en mai 2010 sur l'approche dynamique non-linéaire pour le développement de dispositifs de mesure innovants, exploite le comportement dynamique non-linéaire des matériaux ferroélectriques, en mettant l'accent sur la réalisation d'un capteur de champ électrique quasi statique. Cette thèse examine une nouvelle stratégie de détection d'un faible champ électrique quasi statique. L'approche mise en oeuvre tout au long de cette thèse, repose sur l'utilisation d'un condensateur à isolant ferroélectrique dans lequel l'état de polarisation électrique du matériau est perturbé par un faible champ électrique quasi statique. Perturbation qui peut-être détectée et quantifiée via son effet sur la fréquence d'excitation du matériau ferroélectrique. Une description détaillée de l'approche se trouve dans [Andò 09b, Andò 12, Andò 09a, Marletta 11].

Cette thèse présente trois dispositifs de capteurs de champ électrique quasi statique, tous fondés sur la même approche. Le premier dispositif de mesure est en forme d'un barreau ferroélectrique, le second, en forme d'un disque ferroélectrique et le troisième, un couplage de trois dispositifs en forme disque ferroélectrique. Dans la suite, nous ne présenterons que le premier dispositif de mesure car, les deux autres dispositifs de mesure reposent sur un raisonnement similaire au le premier avec pour intérêt d'améliorer les performances du capteur (sensibilité, résolution et fluctuation). Pour plus de détail pour ces deux derniers dispositifs voir dans [Andò 09b, Andò 12, Andò 09a, Marletta 11].

Le premier dispositif de mesure utilisé dans ces travaux pour détecter un faible champ électrique quasi statique E_x est constitué de trois électrodes, d'une paire d'électrodes d'excitation, utilisée pour saturer la couche de matériau PZT ferroélectrique de $2.17 \mu m$ d'épaisseur, d'une électrode de capture fixe reliée à un collecteur de charge. Ce dernier a pour rôle de collecter les charges induites par le champ électrique externe et de la transférer vers l'électrode de capture fixe, afin d'amplifier la perturbation de l'état de polarisation du matériau.

Le schéma du dispositif complet, y compris le circuit de conditionnement est présenté sur la figure 1.2.4. La perturbation de l'état de polarisation du matériau PZT est directement liée au champ électrique externe, et cet effet est amplifié par le rapport entre les deux surfaces de l'électrode de capture S_2 et du collecteur de charge S_1 via l'équation donnée dans [Andò 09b] :

$$\Delta P = \varepsilon_0 \frac{S_1}{S_2} \Delta E_x \quad (1.2.2)$$

et la polarisation du matériau est liée au signal de sortie via la relation :

$$V_{out} = -\frac{A_{Fe}}{C_f} P \quad (1.2.3)$$

où A_{Fe} est la surface de l'électrode d'excitation du condensateur ferroélectrique, P la polarisation du matériau, et C_f le condensateur de rétroaction. La tension appliquée sur la paire d'électrodes d'excitation du condensateur ferroélectrique est liée au champ électrique d'excitation (de saturation) via l'équation :

$$V_{in} = E d_2 \quad (1.2.4)$$

ou d_2 est l'épaisseur du matériau PZT.

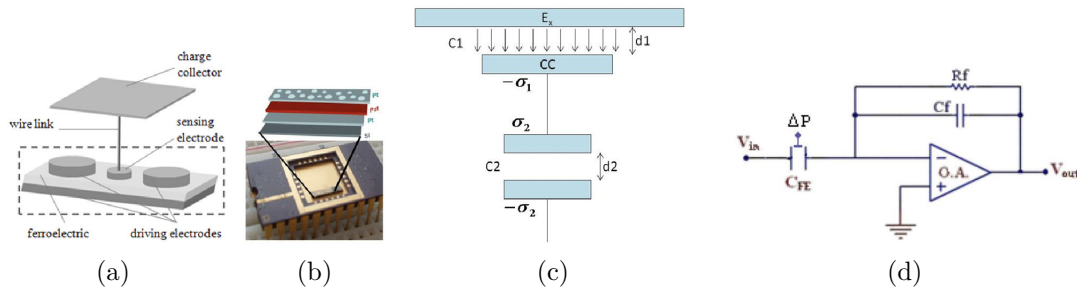
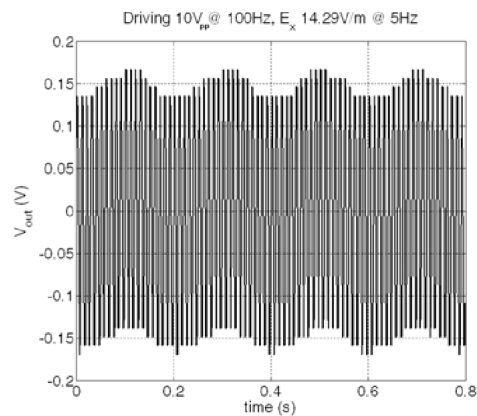
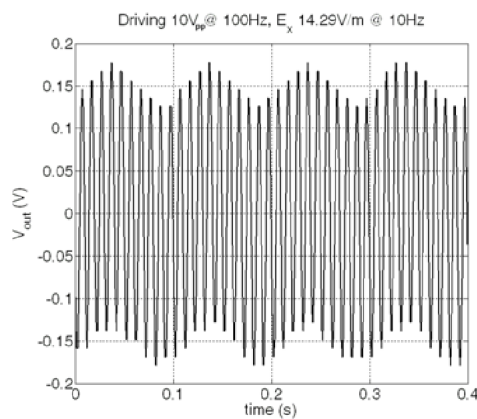


FIGURE 1.2.4 – (a) Schéma du dispositif, dans lequel la ligne en pointillés décrit le condensateur ferroélectrique dans lequel deux grandes électrodes de commande supérieures sont utilisées pour polariser le matériau ferroélectrique. La petite électrode au milieu est câblée à un collecteur de charges qui recueille les charges induites par le champ électrique externe. (b) Vue réelle des prototypes utilisés dans cette thèse, ainsi qu'une vue détaillée des couches de matériau. (c) Schéma de la stratégie collection charge. d) dispositif complet, y compris le circuit de conditionnement. Extraite de [Andò 09b].

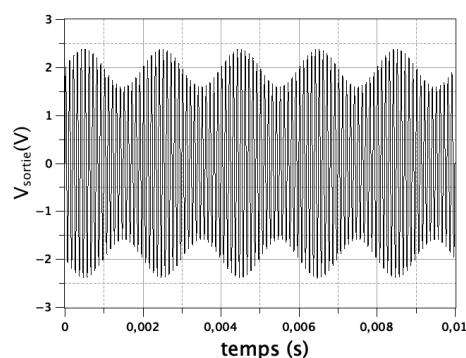
La figure 1.2.5 montre les résultats expérimentaux obtenus pour le dispositif en forme de barreau ferroélectrique lors de ces travaux. La légende de la figure 1.2.5a et 1.2.5b mentionnent une modulation d'amplitude par ses auteurs. Or, une illustration d'un signal modulé en amplitude via le logiciel LTspice est montrée sur la figure 1.2.5c . Comparé aux résultats de la figure 1.2.5a et 1.2.5b, nous pensons que l'interprétation des auteurs est probablement erronée, et que le dispositif ne fonctionne probablement pas au continu car, la légende de la figure 1.2.5a et 1.2.5b représentent la somme de deux signaux sinusoïdaux qui est seulement la somme de celui provoqué par la différence de potentiel entre les électrodes d'excitations et de celui provoqué par la perturbation. Le mécanisme de transfert est linéaire, car la non-linéarité amène du mélange, c'est-à-dire un produit des deux signaux au lieu d'une somme. Dans ces conditions le système fonctionne à basse fréquence, y compris pour d'assez faibles valeurs de champ électrique.



(a) Signaux de sortie du circuit ST commandé avec une amplitude de tension de $10 V_{pp}$ à 100 Hz et un champ électrique externe de $14,29 V/m$ à 5 Hz.



(b) Signaux de sortie de circuit ST commandé avec une amplitude de tension de $10 V_{pp}$ à 100 Hz et un champ électrique externe de $14,29 V / m$ à 10 Hz.



(c) Signal modulé en amplitude

FIGURE 1.2.5 – Résultats expérimentaux extrait de [Andò 09b] et Illustration d'un signal modulé en amplitude via LTspice (c)

1.3 Synthèse avec tableau comparatif

En définitive, l'état de l'art sur les capteurs de champ électrique continu, et à basse fréquence nous a montré l'existence de plusieurs techniques alternatives de mesure de champ électrique, exploitant un hacheur mécanique ou non mécanique. Rappelons brièvement que tous les capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques, fonctionnent sur un principe semblable au moulin à champ électrique conventionnel. Tandis que, ceux sans hacheur mécanique dépendent de la nature de l'approche mise en oeuvre et du choix du matériau utilisé. Le tableau 1.2 montre le bilan des caractéristiques essentielles de quelques capteurs de champ électrique continu, et à basse fréquence avec hacheurs mécaniques les plus couramment décrits dans la littérature.

Les caractéristiques essentielles présentées sont : la sensibilité, la résolution, la gamme de mesure, la gamme de fréquence et le bruit équivalent en champ électrique. D'après le vocabulaire de la métrologie internationale, nous pouvons définir ces grandeurs essentielles comme ci-dessous :

la sensibilité : représente la variation du signal de sortie (ici une tension) par rapport à la variation du signal d'entrée (ici un champ électrique). Elle s'exprime en $V/(V.m^{-1})$.

la résolution : représente la plus petite variation de champ électrique détectable par le capteur, exprimée en $(V.m^{-1})$.

l'étendue de mesure : représente l'intervalle de mesure pouvant être mesurée par le capteur, exprimée $(V.m^{-1})$.

la gamme de fréquence : représente l'intervalle de fréquence dans laquelle le capteur fonctionne bien, exprimé en Hz.

le bruit blanc en champ électrique : représente la densité spectrale des fluctuations ramenées à l'entrée du capteur, exprimé en $(V.m)^{-1}/\sqrt{Hz}$.

La plupart des modèles de moulins MEMS rencontrés dans la littérature possèdent des hacheurs se déplaçant horizontalement (plus utilisés) ou verticalement au-dessus des électrodes de captures [Riehl 03, Denison 07, Chen 14, Ghionea 13, Horenstein 01, Wijeweera 09, Chen 06, Chen 08]. D'autres modèles utilisent des hacheurs se déplaçant horizontalement sur le même plan que les électrodes de captures [Yang 15, Yang 11]. De plus, les actionneurs les plus couramment utilisés pour actionner ces électrodes sont les actionneurs thermiques et électrostatiques. Les actionneurs thermiques ont l'avantage de fournir une force motrice élevée et de grands déplacements à très basse tension. Tandis que, les actionneurs électrostatiques à des tensions assez élevées comparé aux actionneurs thermiques.

Bien que toutes les caractéristiques essentielles des capteurs de champ électrique avec hacheurs mécaniques ne soient pas présentées dans la littérature, on peut néanmoins remarquer que, la plupart des moulins MEMS utilisent des actionneurs

1.4 Exposé court de la problématique de thèse

Un dispositif capteur de champ électrique basse fréquence introduit antérieurement au laboratoire, a fait l'objet d'une protection intellectuelle et d'une valorisation sous forme de matériel pédagogique [Robbes 09, Robbes 10] est représenté sur la figure 1.4.1. Le dispositif de mesure est composé d'une paire d'électrodes de capture circulaire (condensateur de mesure) faite en cuivre, de taille millimétrique, répondant à l'influence du champ électrique et séparé par une ligne de base de 5 mm (en noir, à l'extrémité gauche de la figure 1.4.1), d'un conditionneur de signal de très haute impédance d'entrée. Son principe de mesure est basé sur les influences électrostatiques.

Le dispositif de mesure permet de réaliser des mesures sans contact de variations de potentiel électrique et d'une composante de son gradient projeté long d'un axe spécifié. L'évaluation de la composante z du gradient de potentiel est obtenue grâce à la mise en œuvre d'asservissements mixtes du mode différentiel et du mode commun, à deux sorties simultanées. En effet, le dispositif de mesure peut être conditionné pour ressortir l'image de variations de champ électrique. Le procédé est détaillé dans [Robbes 09]. Le dispositif de mesure peut mesurer des champs électriques jusqu'à 10 kV/m et fonctionne bien dans la gamme de fréquence allant de 10 mHz à 100 kHz avec une sensibilité ferme en sortie de champ électrique de $1 \text{ mV}/(\text{V}\cdot\text{m}^{-1})$ et un niveau de bruit équivalent en champ électrique de l'ordre de $1 \text{ mV}\cdot\text{m}^{-1}/\sqrt{\text{Hz}}$ avec une résolution de 10 mV/m.



FIGURE 1.4.1 – Photo du condensateur de capture (en noir) couplée à un électromètre. [Robbes 09]

Ce dispositif de mesure, ne fonctionne pas au continu et perd progressivement sa sensibilité aux fréquences de plus en plus basse en dessous de 10 mHz. Or dans la littérature, l'approche couramment mise en oeuvre pour répondre à cette difficulté consiste à développer des dispositifs de types moulins à champ électrique présentés précédemment. Ces derniers s'accompagnent d'usure de pièces mécaniques mobiles, d'encombrement et d'un fort caractère perturbateur du champ externe. D'où l'intérêt d'abandonner ou d'améliorer les moulins à champ électrique, dans le cas d'un abandon, il serait judicieux de trouver un moyen plus robuste de détection de champ électrique continu qui fera ses preuves.

Pour répondre efficacement à cette problématique, un regard dual côté magnétique sur le contournement de cette difficulté a été obtenu depuis les années 1930 par le fluxgate magnétique (FGM). De nombreux principes de mesure sont actuellement utilisés pour fabriquer divers capteurs magnétiques. Parmi eux, les FGMs sont considérés comme des capteurs de référence pour la mesure du champ magnétique continu et à basse fréquence, et l'intérêt des FGMs est de posséder des hautes performances (bas bruit, bonne sensibilité, bonne stabilité vis-à-vis de la température), et surtout un design simple et robuste (sans partie mécanique mobile) par rapport à ses concurrents (capteurs magnétorésistifs AMR, GMR..) pour un coût peu élevé.

Pour ces raisons, cette thèse se penche plutôt sur la conception d'un capteur de champ électrique innovant sans partie mécanique mobile de type fluxgate électrique (FGE) en fondant son raisonnement sur le principe de la dualité entre paires de grandeurs électriques et magnétiques. La méthodologie utilisée ici est basée sur des règles de dualité appliquées à la fois entre grandeurs physiques intervenants dans les principes de mesure utilisés et entre grandeurs de la théorie des circuits intervenants dans la conception des conditionneurs de signal. Parce que les bobines de capture construites autour de noyaux magnétiques sont les composants de base de FGM, les condensateurs de capture (paire d'électrodes de capture) construits autour de noyaux ferroélectriques devraient être les composants de base du dual FGM.

1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique

La comparaison directe entre la sonde capacitive gradiométrique (SCG) développée antérieurement au laboratoire et la sonde électro-optique (EO) développée par l'entreprise Kapteos a été réalisée dans le but de comparer un ensemble de me-

1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique

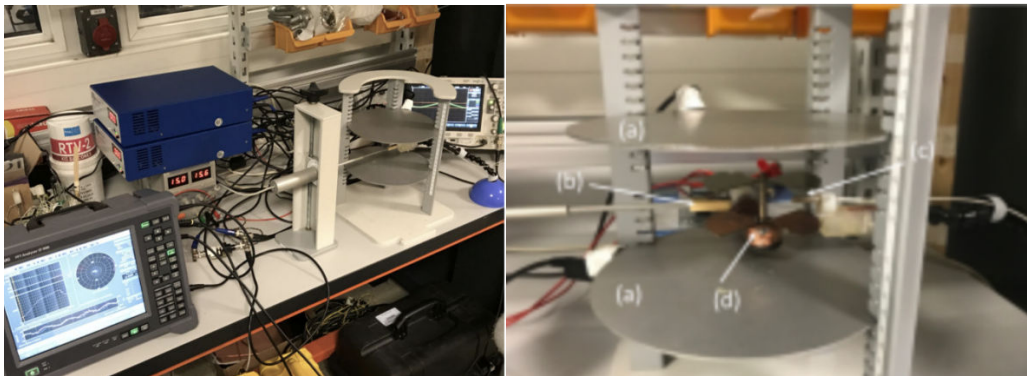
sures obtenu à partir de deux principes de mesure fort éloignés. Les deux sondes de champ électrique ne fonctionnent pas au continu mais, celles-ci sont rendues fonctionnelles au continu grâce à l'utilisation d'un moulin à champ électrique à double hélice.

Une comparaison directe entre la sonde SCG et sonde EO a été réalisée en alternatif (AC), et au continu (DC) au moyen du moulin à champ électrique à double hélice. Les performances de la sonde EO sont entièrement présentées dans [Gaborit 13a, Gaborit 15]. La bande passante intrinsèque de la sonde EO se situe entre 50 Hz et 70 GHz et plus [Yang 00b, Mertin 96]. La gamme dynamique de mesure en champ électrique peut excéder 130 dB par unité de bande passante avec une résolution en champ électrique en dessous de 1 V/m. Le champ maximal mesurable est plus grand que le champ disruptif de l'air [Zeng 11, Gaborit 13b]. La résolution spatiale de la sonde est plus grande que 500 μm et permet une cartographie du champ électrique avec précision [Yang 00a].

Ce paragraphe résume les travaux présentés par [Robbes 18]. Une comparaison directe réalisée dans les locaux de l'entreprise Kapteos est rendue possible grâce à :

- une bande de fréquences commune dans leur bande passante de fonctionnement,
- l'utilisation du moulin à champ a double hélice (voir photo 1.5.1b),
- la possibilité de soumettre les deux sondes à une même source de champ électrique alternative ou continue,
- l'utilisation en temps réel d'un analyseur de spectre CF-9400 Onosokki (voir photo 1.5.1a(noir)) à très haute dynamique, de 24 bits, multivoies (à 4 entrées analogiques) ayant une bande passante de 10 mHz à 100 kHz,
- l'utilisation de deux amplificateurs haute tension (Trek Model 2220) avec un gain fixe de 200 (voir photo 1.5.1a (bleu)),
- la possibilité de disposer simultanément les deux sondes dans une position relativement similaire dans le champ électrique.

La source de champ électrique utilisée pour délivrer un champ électrique uniforme sur une section décimétrique jusqu'à des valeurs de 100 kV/m est composée de deux disques métalliques conducteurs de 20 cm de diamètre, avec deux sources de tension antisymétriques relativement à la référence de potentiel située au centre des deux disques. L'axe de symétrie de rotation des disques est l'axe z, et la distance entre les disques est ajustable de 2 à 20 cm par pas de 1 cm. Une photo du dispositif expérimental complet est représentée sur la figure 1.5.1b.



(a) Photo du dispositif expérimental (b) (a) disques métalliques pour la source de champ électrique, (b) sonde capacitive, (c) sonde EO, (d) moulin à champ électrique

FIGURE 1.5.1 – Photo du dispositif expérimental complet de mesure.

1.5.1 Réponse en fréquence des deux sondes de champ électrique

La comparaison directe entre les deux sondes s'est faite en mode (AC) en soumettant les deux sondes à une même source de champ électrique alternative dans la gamme de 10 Hz à 100 kHz (bande passante commune). Deux amplificateurs haute tension (Trek Model 2220) de gain fixe sont utilisés pour générer le signal haute tension à partir d'un simple générateur basse fréquence ± 10 V. De plus, la bande passante des amplificateurs est limitée à 10 kHz en large signal. La sonde capacitive a été caractérisée avec des champs électriques croissants allant de 200 V/m à 8 kV/m en doublant le champ à chaque mesure, et la sonde EO avec des champs électriques croissant allant de 200 V/m à 40 kV/m en doublant également le champ à chaque mesure.

Les fonctions de transfert des deux sondes sont obtenues en temps réel grâce à l'utilisation de l'analyseur de signal Onosokki tout en faisant varier la fréquence dans la plage spécifiée. Les réponses des deux sondes en fonction de la fréquence sont représentées sur la figure 1.5.2. Les caractéristiques qui en découlent sont présentées ci-dessous :

- Une très grande différence de sensibilité dans la bande passante, autour de $6,4 \mu\text{V}/(\text{V}\cdot\text{m}^{-1})$ pour la sonde EO et $930 \mu\text{V}/(\text{V}\cdot\text{m}^{-1})$ pour la sonde capacitive.
- Une perturbation commune à haute fréquence dans la gamme de 20 kHz à 100 kHz due probablement à l'amplificateur de haute tension qui possède une bande passante limitée annoncée à 10 kHz.
- Les deux sondes ont une réponse quasiment plate dans la gamme de 1kHz à

1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique

10 kHz, mais on observe une pente résiduelle dans la bande passante d'environ 0,8 dB/décade pour la sonde EO due probablement à qualité des cristaux EO.

- Pour la sonde EO, en dessous de la fréquence de coupure 200 Hz, on observe une pente non conventionnelle d'environ 10 dB/décade à basse fréquence. Cela ne résulte pas en principe du conditionnement électronique du signal, mais pourrait être plutôt due à des effets d'écrantage du champ au continu et à basse fréquence en raison de la présence de charges d'espace au sein du cristal

- Pour la sonde capacitive, on observe une perte de sensibilité à fort champ électrique à 8 kV/m (courbe noire en dessous de $1 \text{ mV}/(\text{V}\cdot\text{m}^{-1})$), cela résulte en grande partie de l'électronique du conditionneur limitée par la saturation de son étage de sortie.

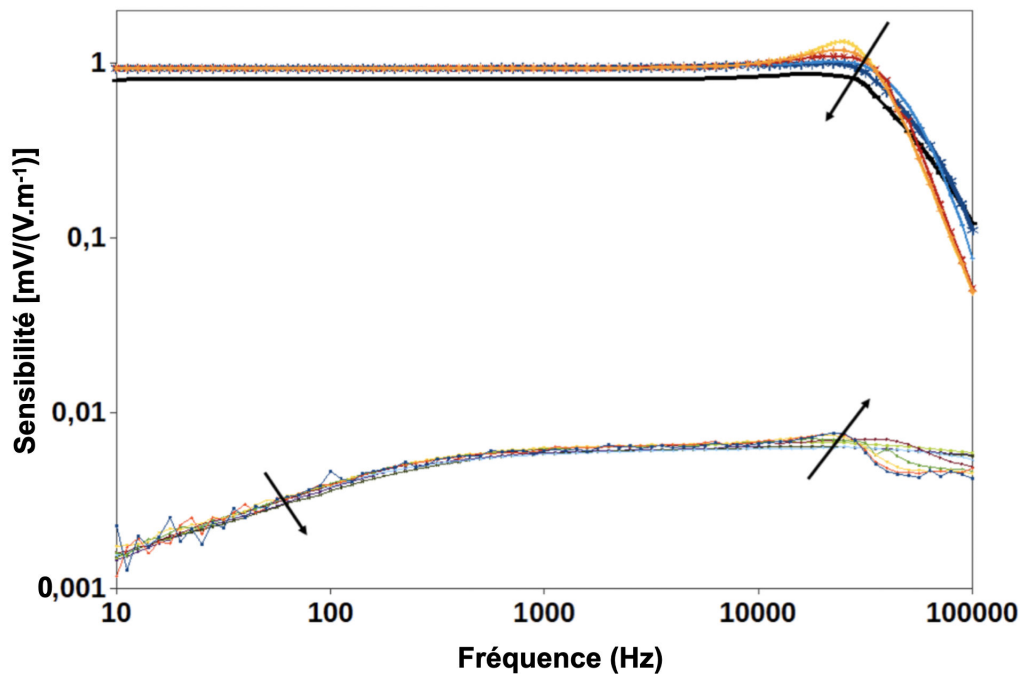


FIGURE 1.5.2 – Fonctions de transfert des deux sondes (au dessus la sonde capacitive et en dessous la sonde EO), les flèches représentent le sens du champ électrique appliqué croissant de 200 V/m à 8 kV/m pour la sonde capacitive et de 200 V/m à 40 kV/m pour la sonde EO .

1.5.2 Mesure du champ électrique statique avec le moulin à champ électrique

En mode DC, les disques métalliques du haut et du bas sont soumis à deux tensions continues opposées par rapport à leur référence commune située à mi-chemin entre les deux disques. De même, les deux amplificateurs haute tension sont utilisés mais cette fois-ci en entrée à l'aide d'un générateur de fonction standard en mode continu. Le moulin à champ électrique à double hélice est mis en mouvement à l'aide d'une l'alimentation continue autour de 8V pour obtenir 27 rotations par seconde, soit une fréquence de hachage de 54 Hz.

Le champ électrique statique maximal appliqué à la sonde capacitive est de 14 kV/m compte tenu des limites de distorsion du signal, et celui appliqué à la sonde EO est de 80 kV/m, limités par l'espacement entre les disques, et le champ électrique DC maximal atteignable est de 200 kV/m. La mesure du champ électrique statique avec les deux sondes est rendue possible au moyen de l'utilisation de ce moulin à champ électrique.

Le moulin à champ masque et expose périodiquement les deux sondes qui sont placées symétriquement au milieu de la source de champ électrique (voir figure 1.5.1b) . Il s'ensuit donc que le signal vu par les deux sondes est un signal alternatif à la fréquence de 54 Hz. Le calcul de la transformée de Fourier (FFT) en temps réel et les relevés des valeurs efficaces des raies sont alors disponibles simultanément grâce à l'analyseur de signal CF-9400 Onosokki, facilitant là encore grandement la comparaison directe des deux sondes.

Les résultats de mesures ainsi obtenus sont représentés sur la figure 1.5.3. Les caractéristiques qui en découlent sont présentées ci-dessous. Dans la partie linéaire de la figure 1.5.3, au-dessus de 100 V/m pour la sonde capacitive et de 1000 V/m pour la sonde EO, on peut extraire la sensibilité de chaque sonde. Les valeurs de sensibilité obtenues ont été multipliées par $\sqrt{2}$ puisque les valeurs obtenues lors la mesure sont en valeurs efficaces. Cela permet d'évaluer la valeur correcte de l'atténuation supplémentaire du moulin à champ.

- On observe toujours une très grande différence de sensibilité entre les deux sondes. La sonde capacitive possède une sensibilité au continu autour de $283 \mu V/(V.m^{-1})$ et celle de la sonde EO, une sensibilité autour de $0.73 \mu V/(V.m^{-1})$. Ces valeurs de sensibilité au continu permettent d'illustrer un inconvénient majeur du moulin à champ électrique : celui d'une atténuation supplémentaire du signal car, pour un hacheur idéal de signal DC, le signal vu par les deux sondes devrait être un signal carré, en raison de la forme de la partie masquée par les hélices par rapport à la forme de celle exposée. Pour un tel hacheur idéal, seule la moitié du signal est transmise en moyenne au système de mesures. Il s'ensuit que la sensibilité idéale au continu à travers le hacheur devrait atteindre au mieux la moitié de celle obtenue en mode (AC), soit par exemple $465 \mu V/(V.m^{-1})$ pour la sonde

1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique

capacitive or nous n'observons que $283 \mu V/(V.m^{-1})$ et soit $3.2 \mu V/(V.m^{-1})$ pour la sonde EO et nous n'observons que $0.73 \mu V/(V.m^{-1})$. Cela implique que notre moulin à champ électrique, présente une atténuation supplémentaire qui limite la transmission du champ électrique disponible à environ 59% de la valeur que l'on pourrait attendre.

- La sensibilité des deux sondes présente un écart par rapport au comportement idéal à faible champ, car une partie des courbes d'ajustements aux points expérimentaux (en rouge et en bleu) est horizontale sur la figure 1.5.3. Ceci est associé à la rotation du moulin et pourrait à première vue, être associé à un champ parasite provenant du moulin. À partir des valeurs asymptotiques des tensions de sortie des deux sondes à bas champ, ainsi que leur valeur de sensibilité à des champs plus élevés, on pourrait s'attendre à identifier une erreur d'offset d'entrée possible, mais l'interprétation n'est pas si simple.

Tout d'abord, on ne peut négliger d'éventuels effets de phase, c'est-à-dire qu'il faut tenir compte des différences de phase et pas seulement du rapport d'amplitude, surtout si le champ parasite associé au moulin rotatif n'est probablement pas aussi homogène que celui à mesurer. De plus, des expériences plus minutieuses devraient être effectuées, mais elles sont rendues difficiles à de faibles valeurs des champs, en particulier pour la sonde EO, où les limites de bruit sont atteintes.

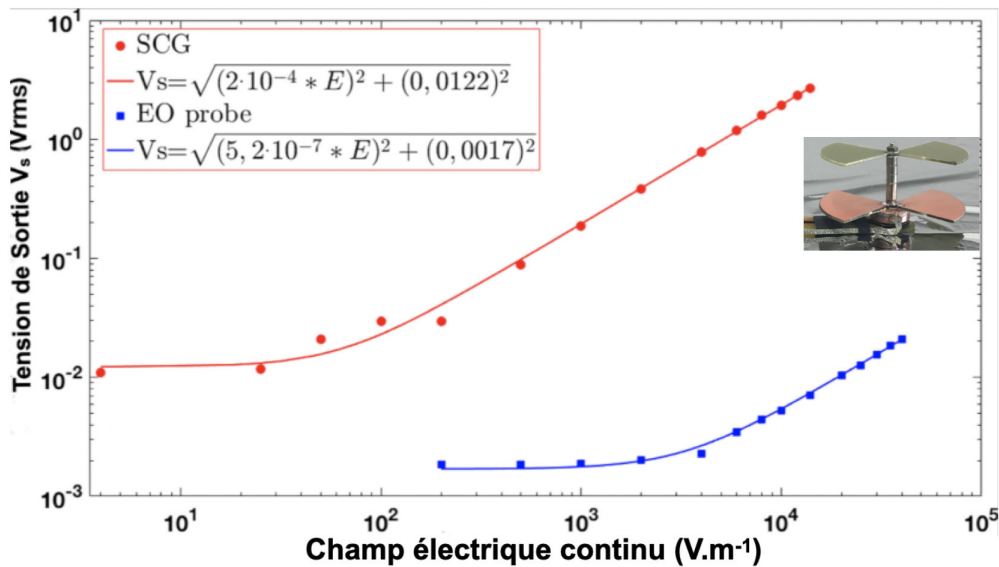


FIGURE 1.5.3 – Réponse des deux sondes en fonction du champ électrique (DC) (en rouge, la sonde capacitive (SCG) et en bleu, la sonde EO) et les courbes d'ajustements (bleu et rouge)

1.5.3 Directivité de la sonde capacitive avec et sans moulin à champ électrique

L'étude de la directivité de la sonde EO se trouve dans [Gaborit 13a]. La figure 1.5.4 présente les diagrammes de directivité dans trois configurations différentes de la sonde SCG en mode (AC), et celle obtenue avec le moulin à champ électrique tournant en mode (DC). La configuration de référence est fournie par la sonde SCG toute seule (courbe verte) à 1 kHz loin des fréquences de coupure. Le champ électrique appliqué est dans la direction verticale z normale aux électrodes de capture de la sonde, et la sonde SCG dans le champ électrique est tournée tous les 10° .

La réponse de la sonde SCG ainsi obtenue est presque superposée à la fonction cosinus (courbe bleue). La bonne superposition des deux courbes montre une excellente directivité de la sonde SCG. Les deux autres configurations incluent le moulin à champ électrique et la sonde SCG dans deux positions statiques : une position ouverte où les électrodes de la sonde SCG sont exposées au champ électrique incident (courbe jaune), et une position fermée (écranée) où les électrodes du hacheur masquent les électrodes de la sonde SCG du champ électrique incident (courbe rouge).

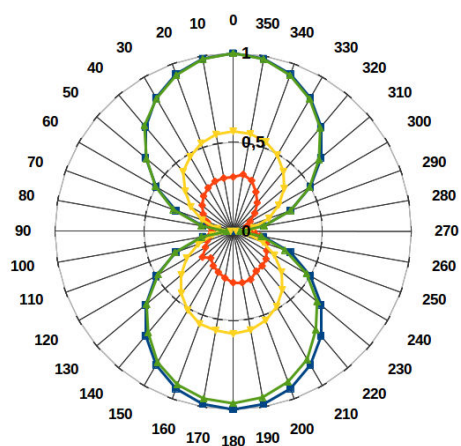
À partir des courbes de la figure 1.5.4a, on peut extraire les caractéristiques suivantes :

- lorsque les électrodes du moulin sont en position ouverte, la directionnalité de la sonde SCG reste quasi constante (courbe jaune), tandis que son amplitude, dans la direction du maximum du diagramme de directivité (angle nul), est d'environ -5 dB en dessous de la valeur de la sonde seule. Alternativement, lorsque les électrodes du moulin masquent les électrodes de capture de la sonde SCG du champ incident (courbe rouge) on a un effet d'écrantage d'environ -30 dB par rapport à la valeur de la sonde seule, le blindage n'est pas complètement complet, il est d'environ -25 dB en dessous de la valeur de la sonde en position exposée.

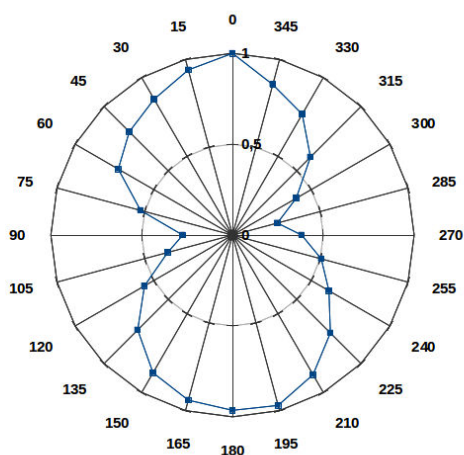
Pour relier ces valeurs à celles du paragraphe 1.5.2, rappelons que la valeur linéaire correspondant à l'atténuation de -5 dB de la sonde en position ouverte par rapport à la sonde seule est autour de 56%. Cette valeur est assez proche de celle trouvée à partir du rapport de la sensibilité au continu par rapport à la valeur d'un hacheur idéal soit 59%. Ceci permet de confirmer la cohérence de notre analyse.

- En mode DC, la sonde capacitive et le moulin à champ électrique en rotation, tournent à la fois d'un pas d'angle de 15° . Avec la difficulté de la manipulation (rotation manuelle du moulin et de la sonde dans le champ électrique), la directivité de la mesure reste étonnamment nette. Mais, le schéma de directivité présente toujours une direction préférentielle moins prononcée que celle de la sonde SCG seule. Cependant, du signal est mesuré à 90° (et 270°), ce qui pourrait justifier le fait que le moulin ne remplit pas aussi bien son rôle de hachage.

1.5 Comparaison directe entre une sonde capacitive gradiométrique et une sonde électro-optique



(a) En mode (AC)



(b) En Mode (DC)

FIGURE 1.5.4 – a) Amplitude de réponse normalisée en fonction de l'angle du champ électrique avec la normale aux électrodes de capture : sonde capacitive (SCG) seule (en vert), moulin en position écranée (en rouge)(x10) , moulin en position exposée (en jaune), fonction de référence (cosinus) en bleu. b) Directivité de la sonde (SCG) avec le moulin à champ en rotation DC

Pour conclure, la comparaison directe entre les deux sondes de champ électrique au moyen d'un moulin à champ électrique à hélice montre des résultats de mesures assez satisfaisants [Robbes 18]. Les deux sondes de champ électrique utilisées ici avec le moulin à hélice ont de fortes limitations associées à la nature mécanique du hachage. De plus, une bonne cohérence à fort champ électrique au-dessus de quelques kV/m a été trouvée, mais à bas champ électrique, un désaccord entre les deux technologies a été remarqué à partir de l'examen de la figure 1.5.3, ce qui signifie que le fonctionnement du moulin à champ électrique à faible champ peut révéler certains inconvénients.[Robbes 18]. Ces derniers doivent être compris et contournés si l'on veut encore utiliser les moulins à champ électrique comme référence pour mesurer avec précision des champs électriques continus et directionnels.

Chapitre 2

Dualité et modélisation du fluxgate électrique à partir du fluxgate magnétique

Ce chapitre est dédié à la conception d'un capteur conditionneur devant assurer la mesure du champ électrique au continu et à basse fréquence, soit quelques kHz pour la borne supérieure. La fin du chapitre 1 rappelle qu'un dispositif très simple, introduit antérieurement au laboratoire [Robbes 09, Robbes 10], le condensateur de capture, peut être conditionné pour ressortir l'image de variations de champ électrique, tout comme la bobine de capture le fait pour le champ magnétique. Ces deux dispositifs de technologie ultra simple ont néanmoins le défaut commun de perdre progressivement leur sensibilité aux fréquences de plus en plus basses. Or la solution qui a été développée depuis les années 1930, selon la littérature [Ripka 92] pour la bobine de capture ne l'a pas été, à notre connaissance, pour le condensateur de capture. Ceci est d'autant plus curieux que les matériaux de nature ferromagnétique qui sont nécessaires à la transformation d'une bobine de capture en magnétomètre à vanne de flux, appelé communément « fluxgate », existent également coté électrique. D'un point de vue historique, si les raisons de ce manque restent quelque peu obscures, nous avons essayé d'utiliser une argumentation fondée sur le principe de la dualité entre paires de grandeurs magnétiques et paires de grandeurs électriques, en l'appliquant au fluxgate magnétique (FGM) pour en déduire son dispositif dual, le fluxgate électrique (FGE).

Trois parties structurent ce chapitre, la première donne des remarques d'ordre général sur la dualité, pour aboutir aux principes de mesure liés par transformations duales des FGEs et FGMs. La seconde détaille quelques implémentations du principe du FGM pour guider la conception du FGE, d'une manière telle que la correspondance par transformation duale entre toutes les paires de grandeurs du

FGE et du FGM soit assurée. La troisième partie reporte un ensemble d'estimations numériques pour montrer la faisabilité technique de l'approche, tant du point de vue magnétique que électrique.

2.1 Dualité

2.1.1 Remarques d'ordre général

La dualité fait référence à des énoncés semblables intervenants entre des entités mathématiques, grandeurs physiques, etc. L'exemple de référence est celui « de la droite unique qui passe par au moins deux points différents », qui admet l'énoncé dual « du point unique par lequel passent au moins deux droites ». Ce concept prend un sens spécifique dans différents domaines. Par exemple, en physique quantique la dualité onde-corpuscule exprime le fait que la lumière et la matière présentent simultanément des propriétés d'ondes et de corpuscules. En mathématiques, le principe de dualité recouvre un très grand nombre de domaines, comme en témoigne le tableau 2.1.1, copie d'une page d'un document de la bibliothèque nationale de France. Ce tableau montre toute la richesse du concept de dualité en mathématiques, et donc il aurait été illusoire d'en rendre compte dans le développement de cette thèse.

Duality theories for boolean algebras with operators (2014)
Dualities and representations of Lie superalgebras (2012)
Duality, symmetry and symmetry lost in solid mechanics (2011)
Foundations of Grothendieck duality for diagrams of schemes (2009)
Dualité, formes quadratiques, formes hermitiennes (2009)
Foundations of Grothendieck duality for diagrams of schemes (2009)
Topology, C*-algebras, and string duality (2009)
Duality in vector optimization (2009)
Duality for nonconvex approximation and optimization (2006)
Duality for nonconvex approximation and optimization (2006)
A posteriori error analysis via duality theory (2005)
Projective duality and homogeneous spaces (2005)
Variance and duality for Cousin complexes on formal schemes (2005)
Equivalence and duality for module categories (2004)
etc.

FIGURE 2.1.1 – Richesse du concept de dualité. Source : https://data.bnf.fr/fr/12269439/dualite__principe_de__mathematiques/

Pour ce qui nous concerne, nous nous limitons aux transformations par dualité entre paires de grandeurs de l'électromagnétisme classique dans la limite de l'approximation des régimes quasi stationnaires (ARQS) d'une part, et aux transformations par dualité intervenant dans la théorie des circuits, d'autre part. En théorie des circuits, une excellente référence est l'article assez ancien de [Cuk 79]. Un exemple repris de cet article est reporté sur la figure 2.1.2. Il illustre les transformations duales de base de la théorie des circuits.

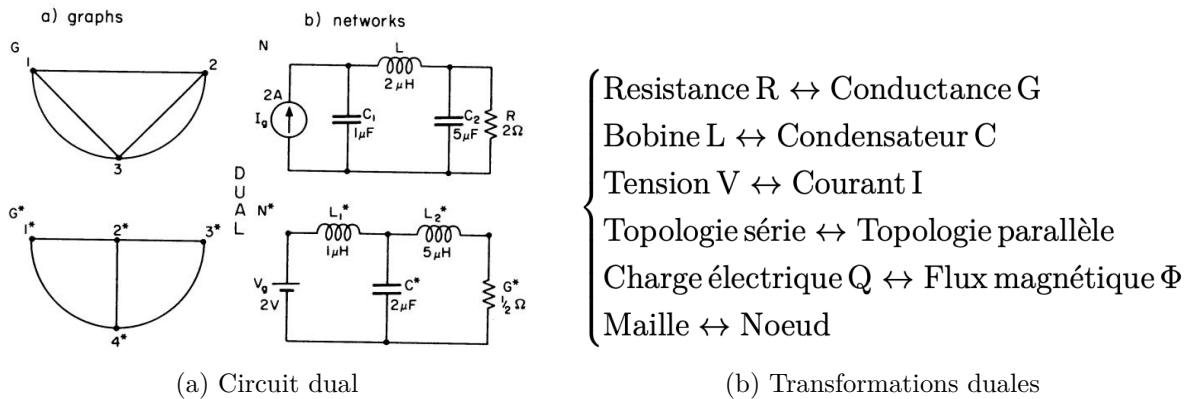


FIGURE 2.1.2 – Exemple de circuit électrique dual et leur graphiques correspondants (a). Extraite de [Cuk 79] (b) Transformations duales

Pour ce qui concerne les paires de grandeurs physiques en amont des grandeurs de la théorie des circuits, c'est-à-dire les champs scalaires et vectoriels électriques et magnétiques, la situation est en fait moins claire. En limite de l'ARQS, il est couramment admis que les domaines électriques et magnétiques sont séparés, voir disjoints et ne sont unifiés que dans le domaine à haute fréquence, après la synthèse de Maxwell. En pratique, et ce quel que soit le domaine de fréquences, la modification de l'un des champs, électrique ou magnétique, ne peut se faire que par modification de la source du champ de nature duale, respectivement magnétique ou électrique. Par exemple, pour modifier le champ électrique entre deux armatures d'un condensateur, il est suffisant de modifier leur état de charge, à défaut de les mettre en mouvement. Dans les deux cas, modification de l'état de charge ou bien mise en mouvement d'une électrode par rapport à l'autre, un courant électrique intervient nécessairement. Or le courant s'accompagne d'un champ magnétique, c'est-à-dire que la modification de l'un des champs, s'accompagne nécessairement de la modification de l'autre, en d'autres termes, ils sont toujours couplés.

Etablir rigoureusement que la nature de ce couplage est reliée à la correspondance par dualité entre grandeurs électriques et magnétiques est une autre histoire, qui n'est pas réellement du ressort de notre travail. Nous considérons simplement que s'il n'en était pas ainsi, les grandeurs de la théorie des circuits ne pourraient pas

être astreintes aux transformations par dualité, car elles se déduisent des valeurs locales des champs, par diverses opérations de l'algèbre vectorielle (circulation, flux...). Toutefois, afin de clarifier la correspondance par transformations duales entre paires de grandeurs de l'électromagnétisme, nous suggérons l'emploi d'un système d'unités des grandeurs adaptées. Le résultat de cette harmonisation des unités de ces paires de grandeurs est reporté dans la table 2.1.

Grandeurs électriques			Grandeurs magnétiques		
Noms et symboles	Unités usuelles	Unités choisies	Noms et symboles	Unités usuelles	Unités choisies
Charge électrique $Q = \int i dt$	C (Coulomb)	$\begin{cases} (\text{A.s}).\text{V.V}^{-1} \\ = \text{J.V}^{-1} \\ (\text{Joule/Volt}) \end{cases}$	Flux magnétique $\Phi = \int e dt$	Wb (Weber)	$\begin{cases} (\text{V.s}).\text{A.A}^{-1} \\ = \text{J.A}^{-1} \\ (\text{Joule/Ampère}) \end{cases}$
Potentiel scalaire électrique V	V (Volt)	V (volt)	Potentiel vecteur magnétique $\vec{\Omega} = \frac{\vec{A}}{\mu_0}$	A (Ampère)	A (Ampère)
Champ électrique $\vec{E} = -\text{grad}V$	V.m^{-1}	V.m^{-1}	Champ magnétique $\vec{H} = \text{rot}\vec{\Omega}$	A.m^{-1}	A.m^{-1}
Polarisation électrique \vec{P}	C.m^{-2}	$\text{J.V}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Aimantation $\mu_0\vec{M}$	T	$\text{J.A}^{-1}.\text{m}^{-2}$
Permittivité diélectrique du vide ϵ_0	F.m^{-1}	$\text{J.V}^{-2}.\text{m}^{-1}$	Perméabilité magnétique du vide μ_0	H.m^{-1}	$\text{J.A}^{-2}.\text{m}^{-1}$
Induction électrique $\vec{D} = \epsilon_0\vec{E} + \vec{P}$	C.m^{-2}	$\text{J.V}^{-1}.\text{m}^{-2}$	Induction magnétique $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$	T (Tesla)	$\text{J.A}^{-1}.\text{m}^{-2}$
Capacité $C = \frac{Q}{V}$	F (Faraday)	J.V^{-2}	Inductance $L = \frac{\Phi}{i}$	H (Henry)	J.A^{-2}

TABLE 2.1 – Système d'unités aidant l'analyse de liens par dualité entre grandeurs électriques et magnétiques. Les unités des grandeurs électriques et magnétiques s'y correspondent de façon évidente.

Il y est aisément constaté que, si l'on utilise les unités habituelles des grandeurs électriques et magnétiques, alors la mise en relation par dualité des grandeurs peut ne pas être évidente. En revanche, dans le système cohérent d'unité que nous pro-

posons, l'ensemble des unités de base de chaque grandeur dérive uniquement des unités de seulement deux grandeurs, l'énergie et la longueur, et respectivement, de l'unité de potentiel électrique ou de l'unité de courant électrique. Qui plus est, lorsque deux grandeurs se correspondent, la structure de chacune des unités est la même, avec les mêmes exposants dimensionnels. Ainsi, lorsque des caractéristiques de polarisation ou d'aimantation seront considérées simultanément, les unités reportées sur les axes seront rendues plus explicites.

2.1.2 Caractéristiques comparées de matériau ferromagnétique et ferroélectrique

Les matériaux ferromagnétiques et ferroélectriques sont caractérisés respectivement par une perméabilité magnétique μ et une permittivité diélectrique ε . Ces matériaux offrent un très large éventail de propriétés utiles à exploiter dans de nombreuses applications électrotechniques (Electro-aimants, transformateurs, condensateurs, filtres etc.), et dans les nouvelles technologies. Dans notre cas, dans la conception d'un FGM et de son dual.

Les matériaux ferromagnétiques et ferroélectriques sont constitués respectivement de domaines magnétiques et électriques séparés par des parois de domaines dans lequel l'aimantation $\mu_0 \vec{M}$ et la polarisation \vec{P} changent progressivement de direction. L'interaction entre domaines mène à des effets magnétiques et électriques observés tels que le cycle d'hystérésis [Zhdanov 17, Goldman 12, Jona 62, Whatmore 17, Godefroy 96]. En fonction de l'allure du cycle d'hystérésis du matériau, on distingue coté électrique, les matériaux ferroélectriques classiques et relaxors, et coté magnétique, les matériaux ferromagnétiques durs (plus communément appelés aimants permanents) et doux.

Les matériaux ferromagnétiques doux sont des matériaux à très faibles pertes magnétiques, caractérisés par un cycle d'hystérésis fin, et par un faible champ coercitif H_c (< 1000 A/m), champ nécessaire qu'il faut appliquer au matériau pour annuler son aimantation. De plus, on peut les saturer facilement par l'application d'un faible champ magnétique, ce qui n'est pas le cas avec les ferromagnétiques durs caractérisés par un cycle d'hystérésis large et par un fort champ coercitif H_c [Goldman 12, Langevin 05, Cross 96].

Les relaxors ferroélectriques découverts pour la première fois par Smolenskii et al [Smolenskii 58], sont des matériaux à très faibles pertes diélectriques, caractérisés par un cycle d'hystérésis fin et par un faible champ coercitif E_c , champ nécessaire qu'il faut appliquer au matériau pour annuler sa polarisation. De plus, On peut également les saturer facilement par l'application d'un faible champ électrique, ce qui n'est pas le cas avec les ferroélectriques classiques caractérisés par un cycle d'hystérésis large et par un fort champ coercitif E_c . Comparés aux ferroélectriques

classiques, les relaxors sont caractérisés principalement par une forte permittivité diélectrique dans une large gamme de températures, une forte électrostriction, et une forte réponse piézo-électrique lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique [Cross 87]. Leur permittivité diélectrique élevée présente une grande dépendance en fréquence qui en font d'eux des bons candidats pour les condensateurs multicouches (MLC), les actionneurs électrostrictifs, les bolomètres pyroélectriques, et pour l'électro-optique [Shrout 87, Whatmore 87, McHenry 89, Uchino 86, Uchino 94].

D'autre part, les interactions des microdomaines présents dans les ferroélectriques classiques entraîne de large polarisation spontanée et donc des boucles d'hystérésis large (figure 2.1.3b). Les nanodomains polaires présents dans les relaxors atténuent considérablement le couplage coopératif entre les domaines électriques, ce qui entraîne une polarisation spontanée limitée et donc des boucles d'hystérésis plus étroites (Figure 2.1.3b). Les différences entre les ferroélectriques classiques et relaxors sont examinées plus en détail dans [Cross 87, Palneedi 18]. Comme les FGMs rencontrés dans la littérature sont construits à base de matériaux ferromagnétiques doux, on s'intéresse particulièrement à cette classe de matériaux, et par conséquent à la classe des relaxors. La figure 2.1.3 montre l'allure des cycles d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques (durs et doux) et ferroélectriques (classiques et relaxors).

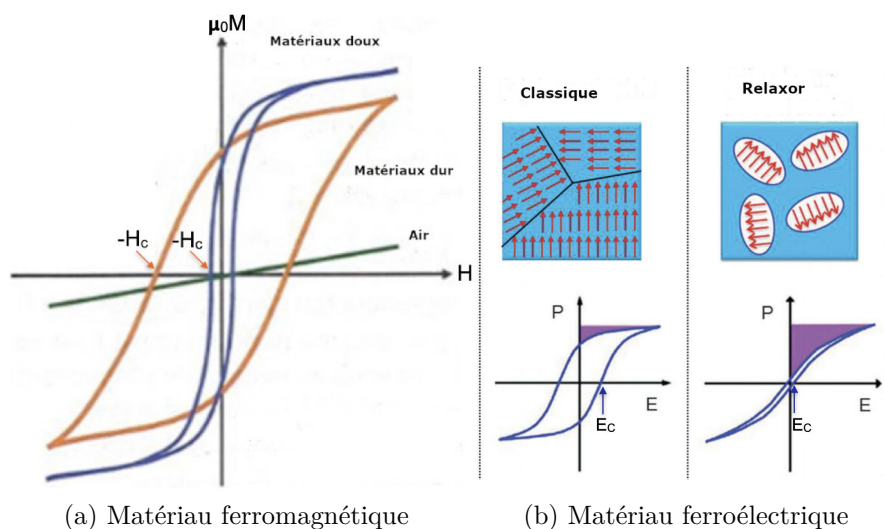


FIGURE 2.1.3 – Cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques et ferroélectriques : (a) ferromagnétique, extraite de : <https://www.ct-magnet.com/fr/docs-techniques/l-aimant> (b) Structures de domaine dipolaire et ferroélectrique (au-dessus) et dépendance typique de la polarisation en fonction du champ électrique (en-dessous). Extraite de [Palneedi 18].

Pour apprécier les remarques d'ordre général, regardons comment se comparent les champs induits dans la matière au moyen de leurs courbes d'aimantation et de polarisation, respectivement pour des matériaux ferromagnétiques doux et des matériaux ferroélectriques relaxors. Dans les modélisations les plus simples de ces matériaux, la dépendance du champ induit (M , ou P) par rapport au champ excitateur (H ou E) est une fonction de Langevin modélisée par les équations 2.1.1, avec respectivement H_s , E_s le champs à saturation magnétique et électrique, champ autour duquel la transition de l'état de haute perméabilité à l'état saturé intervient et M_s et P_s l'aimantation à saturation et la polarisation à saturation.

$$\begin{cases} M = M_s \left(\coth\left(\frac{H}{H_s}\right) - \frac{H_s}{H} \right) & \text{magnétique} \\ P = P_s \left(\coth\left(\frac{E}{E_s}\right) - \frac{E_s}{E} \right) & \text{électrique} \end{cases} \quad (2.1.1)$$

La paire de courbes (voir figure 2.1.4) avec une zone linéaire au voisinage de zéro, une zone à saturation, et une région de transition arrondie entre les deux en montre un exemple, d'une part avec les unités classiques (aimantation \vec{M} en A/m, H en A/m, polarisation \vec{P} en C/m², E en V/m) et d'autre part avec les unités adaptées (aimantation $\mu_0\vec{M}$ en J.A⁻¹.m⁻² et \vec{P} en J.V⁻¹.m⁻²).

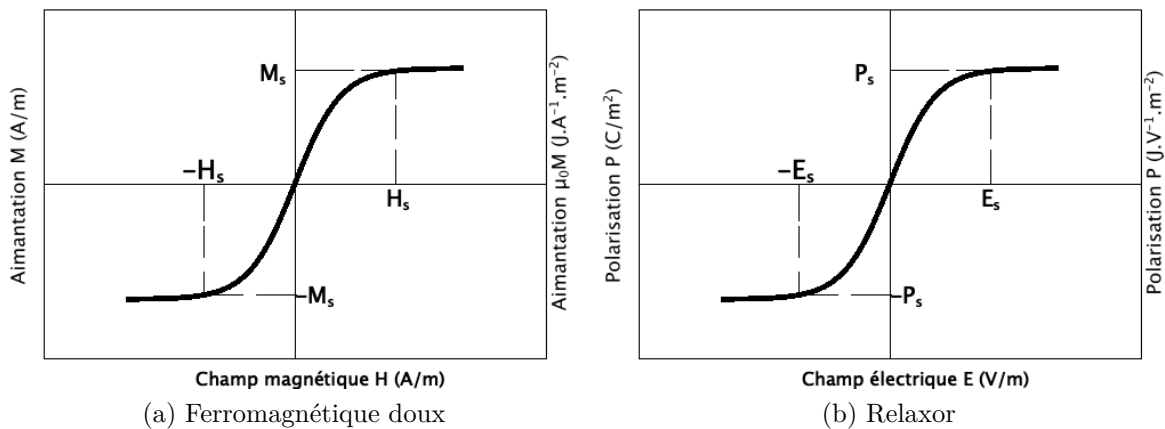


FIGURE 2.1.4 – Modélisation simple des courbes d'aimantation et de polarisation des matériaux avec les unités classiques et adaptées.

Nous constatons que d'après la table 2.1 aidant l'analyse de liens par dualité entre grandeurs électriques et magnétiques, ce choix d'unités est tel que l'unité de courant électrique est à utiliser pour spécifier la nature magnétique, et l'unité de potentiel électrique pour la nature électrique, les autres étant inchangées (J, m et m²). Toutefois, ces grandeurs, aimantation \vec{M} et polarisation \vec{P} ne sont

pas facilement accessibles à la mesure, car définies uniquement à l'intérieur du matériau. Pour cela, les densités de flux magnétiques \vec{B} et électrique \vec{D} sont plus appropriées, alors que leurs représentations diffèrent très peu des précédentes, dans la mesure où la pente à $H = 0$ (ou $E = 0$) est de valeur très grande devant μ_0 (où ε_0). En effet, ces grandeurs sont plus appropriées dans la mesure où les opérations d'algèbre vectorielle (flux au travers d'une surface, et circulation ou gradient) mènent aux grandeurs mesurables tension et courant, via la loi de Lenz et sa loi duale, par des circuits de capture disposés autour des matériaux.

En définitive, ces courbes sont liées l'une à l'autre par échange des grandeurs duales tout comme le sont les grandeurs tension et courant. Notons que cette analyse permet vraisemblablement d'étendre la dualité des équations de Maxwell (valables dans le vide uniquement), à celles dans la matière. Mais ceci dépasse très largement le cadre de cette thèse.

2.2 Analyse comportementale des fluxgates magnétiques

2.2.1 Principe

Le fluxgate est un capteur vectoriel permettant la mesure du champ magnétique continu ou basse fréquence (quelques kHz), dans la gamme approximative de 0,1 nT à 0,1 mT avec une résolution pouvant atteindre 10 pT. Il permet de mesurer le module et la composante du champ magnétique par fluxgate mis oeuvre. Les fluxgates sont particulièrement appréciés dans le domaine de la géologie pour la mesure des champs géomagnétiques, le domaine militaire pour la détection des mines et enfin dans le domaine spatial pour contrôler le positionnement d'un satellite [Ripka 92, Kubik 09, Kilić 99]. Leur principe de fonctionnement repose sur les caractéristiques non-linéaires d'un matériau ferromagnétique doux dont on module la perméabilité magnétique ou susceptibilité magnétique au moyen d'une excitation magnétique périodique créé par un bobinage d'excitation.

Supposons que le noyau ferromagnétiques doux possède la caractéristique modélisée par la fonction de Langevin représentée sur la figure 2.2.1b. La figure 2.2.1a montre la structure conventionnelle d'un FGM en forme de barreau composée d'un noyau ferromagnétique doux de haute perméabilité magnétique μ en domaine linéaire entouré de deux bobines : une bobine d'excitation et une bobine de capture. Un courant d'excitation $I_{exc}(t)$ injecté dans la bobine d'excitation par un générateur de courant, génère un champ magnétique alternatif $H_E(t)$ suffisamment intense pour saturer périodiquement le noyau ferromagnétique dans chacun des sens (saturation positive et saturation négative (figure 2.2.1b)). La susceptibilité ma-

gnétique $\chi_m = \frac{dM}{dH}$ associée à la pente de la caractéristique $M(H)$ est donc fonction du temps, passant de fortes valeurs au passage à zéro, à une valeur voisine de zéro lorsque le matériau est à saturation (car à la saturation, la perméabilité magnétique du noyau μ est voisine de μ_0 ($\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$) avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$). L'état non saturé est analogue à une vanne ouverte pour le flux, alors que l'état saturé du matériau est analogue à la vanne en position fermée (car, il devient plus difficile pour les lignes de champ magnétique de traverser le noyau et d'induire un champ dans la bobine de capture), d'où le nom « vanne de flux », ou « fluxgate ».

Lorsqu'un champ quasi statique $H_M(t)$ est superposé à l'excitation, l'atteinte des zones à saturation de la caractéristique $M(H)$ est dépendante non seulement de l'amplitude du champ d'excitation, mais également de sa composante quasi continue. La bobine de capture est utilisée comme élément de détection et fonctionne selon la loi de Faraday. Elle est alors le siège d'une f.e.m. induite à la fréquence du champ d'excitation et de ses composantes harmoniques. Celles-ci sont présentes dès lors que les zones à saturation sont atteintes au moins une fois par période de l'excitation. Au final, la tension induite aux bornes de la bobine de capture est un signal modulé par le champ à basse fréquence. Une démodulation permet de le restaurer.

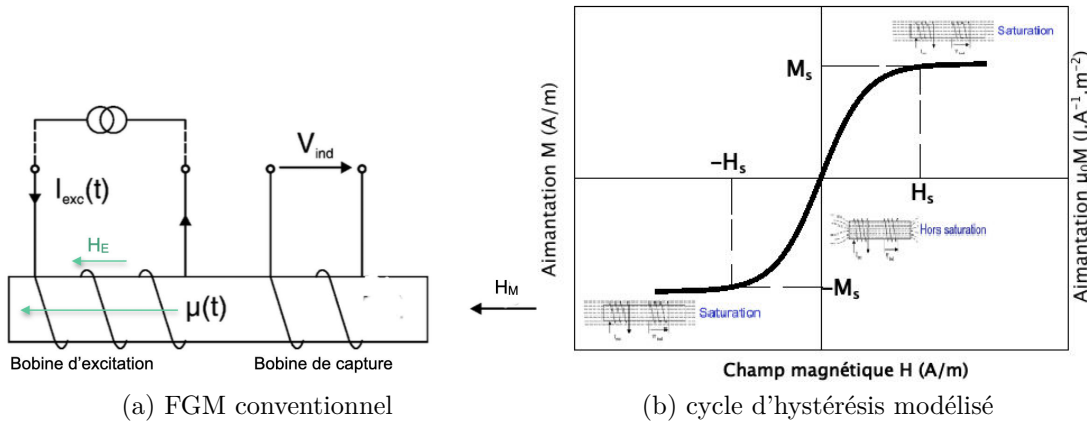


FIGURE 2.2.1 – a) Configuration de base du FGM en forme de barreau simple extraite de [Ripka 92] et sa caractéristique modélisée par une fonction de Langevin (b)

2.2.2 Modélisation élémentaire du fluxgate magnétique

La situation de départ est telle qu'une fonction $M(H)$ approche la caractéristique expérimentale du matériau pour un dispositif de type barreau (voir figure 2.2.1b)

et en négligeant les effets démagnétisants, l'application de la loi de Faraday permet d'obtenir une estimation de la tension induite aux bornes de la bobine de capture :

$$V_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2.2.1)$$

Lorsqu'un champ magnétique \vec{H} est appliqué au sein du matériau, il s'aimante et l'induction magnétique \vec{B} est définie par :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.2.2)$$

où μ_0 est la perméabilité dans le vide qui vaut $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m, et \vec{H} le champ magnétique qui comprend à la fois le champ externe à mesurer \vec{H}_M et le champ d'excitation \vec{H}_E induit par le courant I_{exc} imposé dans le bobinage d'excitation ($\vec{H} = \vec{H}_M + \vec{H}_E$). Le flux magnétique à travers N spires de la bobine de capture est estimé par :

$$\Phi = N\vec{B} \cdot \vec{S} = N\mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \cdot \vec{S} \quad (2.2.3)$$

avec S la section du barreau (section élémentaire d'une spire). L'expression (2.2.3) en module dans (2.2.1) mène à l'expression de la tension induite :

$$V_{ind} = -NS \frac{dH}{dt} \frac{dB}{dH} = -NS\mu_0 \frac{dH(t)}{dt} (1 + M'(H(t))) \quad (2.2.4)$$

où $\chi_m = \frac{d(M)}{dH}$ dénote la dérivation par rapport au champ de l'aimantation, conformément à la dérivation des fonctions composées. Le premier terme de l'expression (2.2.4) est le terme, qui serait obtenu sans noyau magnétique et le second terme, qui est la clé du principe du fluxgate, traduit l'effet du matériau. Dès lors, il suffit de choisir une fonction d'approche de la courbe d'aimantation pour obtenir l'estimation de comportement de la tension induite. A titre d'exemple, considérons un modèle parabolique plus simple que le modèle physique mettant en oeuvre une fonction de Langevin. Dans ce modèle, la région de transition de la courbe d'aimantation entre $-M_s$ et M_s est décrite par deux portions de paraboles, figure 2.2.2. Si l'on choisit les sommets des deux portions de parabole de coordonnées $(-H_s, -M_s)$ et (H_s, M_s) alors M(H) répond à :

$$\begin{cases} H < -H_s \text{ et } H > H_s \Rightarrow M(H) = M_s \text{sign}(H) \\ -H_s < H < 0 \Rightarrow M_-(H) = M_s \left[\left(1 + \frac{H}{H_s}\right)^2 - 1 \right] \\ 0 < H < H_s \Rightarrow M_+(H) = M_s \left[-\left(-1 + \frac{H}{H_s}\right)^2 + 1 \right] \\ H = 0 \Rightarrow M(0) = 0 \end{cases} \quad (2.2.5)$$

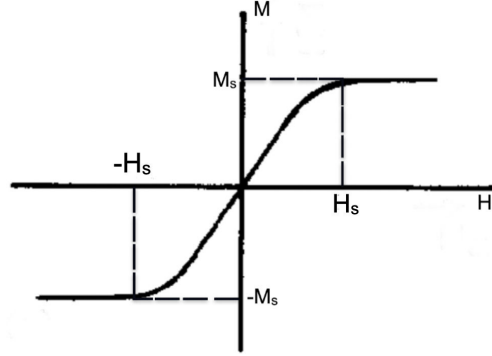


FIGURE 2.2.2 – Caractéristique simple de la courbe d'aimantation

avec $Sign(H)$ la fonction signe H .

L'évaluation de l'expression (2.2.4) est obtenue en dérivant les équations (2.2.5) du système par rapport à H :

$$\begin{cases} -H_s < H < 0 \Rightarrow \frac{dM_-(H)}{dH} = \frac{2M_s}{H_s} \left[1 + \frac{H}{H_s}\right] \\ 0 < H < H_s \Rightarrow \frac{dM_+(H)}{dH} = \frac{2M_s}{H_s} \left[1 - \frac{H}{H_s}\right] \\ -H_s < H < H_s \Rightarrow \frac{dM(H)}{dH} = \frac{2M_s}{H_s} \left[1 + sign(H) \frac{H(t)}{H_s}\right] \end{cases} \quad (2.2.6)$$

Finalement, le second terme l'expression (2.2.4) devient :

$$V_{ind} = -NS\mu_0 \frac{dH(t)}{dt} \left[\frac{2M_s}{H_s} \left(1 + sign(H) \frac{H(t)}{H_s}\right) \right] \quad (2.2.7)$$

Pour expliciter complètement la tension induite aux bornes de la bobine de capture, il faut se donner l'expression de $H(t)$:

$$H = H_E(t) + H_M = H_M + H_s \cos \omega t \quad (2.2.8)$$

avec H_M le champ quasi-statique et H_E l'excitation sinusoïdale d'amplitude H_s . L'expression (2.2.8) dans (2.2.7) donne finalement :

$$V_{ind} = 2M_s NS\mu_0 \omega \sin \omega t \left(1 + sign(H) \left(\frac{H_M}{H_s} + \cos \omega t\right)\right) \quad (2.2.9)$$

plus explicitement :

$$V_{ind} = M_s NS\mu_0 \omega \left(2 \left[1 + sign(H) \frac{H_M}{H_s}\right] \sin \omega t + sign(H) \sin 2\omega t\right) \quad (2.2.10)$$

Dans l'expression (2.2.10), deux termes ne dépendent pas du champ quasi statique H_M et ne contribuent pas à un signal utile. Le terme utile à la pulsation ω est

clairement le terme multiplié par H_M , et qui, sommé au second terme en $\sin\omega t$ s'apparente à un signal modulé en amplitude qui dépend de H_M . On cherchera donc à extraire cette information via une technique de démodulation. Cette modélisation met ainsi clairement en évidence l'existence de deux termes ne contribuant pas au signal, qu'il convient de minimiser car, cela rend plus difficile le filtrage du terme utile à la pulsation ω .

Usuellement, deux noyaux peuvent être utilisés au lieu d'un noyau, chaque noyau étant soumis à une direction opposée du flux d'excitation, tandis que la bobine de capture partage les deux noyaux (d'autres géométries peuvent être utilisées voir figure 2.2.3 du paragraphe 2.2.3). Si les propriétés magnétiques du noyau sont les mêmes pour les deux noyaux, on parvient alors à minimiser le signal perturbateur de la bobine de capture commune.

En pratique, avec une caractéristique non linéaire réelle du matériau ferromagnétique doux, la technique de démodulation la plus fréquemment utilisée des magnétomètres à fluxgate dans la littérature, est la détection de la seconde harmonique de la tension induite aux bornes de la bobine de capture à l'aide de la détection synchrone. Ceci signifie qu'une fonction d'approche de type quadratique n'est pas adaptée. Un choix faisant intervenir un polynôme de degré trois permet alors de rendre compte de la présence de l'harmonique de rang 2 dans le signal détecté.

Cette remarque permet de mieux apprécier les implémentations usuelles du fluxgate qui sont présentées rapidement dans les paragraphes suivants, avant de considérer le passage au fluxgate électrique.

2.2.3 Fluxgates magnétiques conventionnels

Les facteurs démagnétisants des noyaux ferromagnétiques ont été étudiés à la fois analytiquement et expérimentalement dans de nombreuses publications [Grosz 17, Kubik 08, Primdahl 89, Ripka 03]. Ce facteur lié à la géométrie du noyau ferromagnétique, joue un rôle primordial dans la construction du fluxgate magnétique (FGM), et par conséquent dans les performances des FGMs qui en résultent (sensibilité, et fluctuation).

Dans la littérature, il existe de nombreuses configurations de FGMs à saturation magnétique globale, c'est-à-dire sur toute l'extension spatiale du barreau, mais qui diffèrent essentiellement par la géométrie du noyau ferromagnétique doux utilisé. Celle-ci se décompose en deux classes, la première à circuit magnétique non fermé, et la seconde à circuit magnétique fermé. Ainsi, les géométries les plus courantes sont les barreaux simples, les doubles barreaux, les anneaux (tores) et les pistes de course [Ripka 92, Ripka 03]. Elles sont représentés sur la figure 2.2.3.

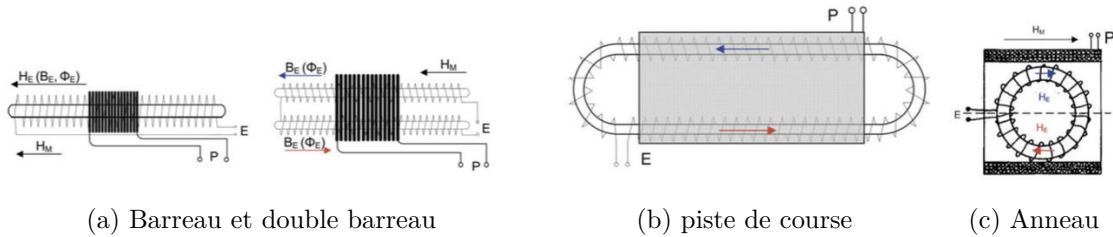


FIGURE 2.2.3 – Types de fluxgates magnétiques parallèles conventionnels où P représente la bobine de capture et E la bobine d’excitation. Extraite de [Grosz 17]

2.2.4 Fluxgate en forme de barreau simple ou double barreau

Les FGMs en forme de barreau simple ou de double barreau sont parmi les moins utilisés des FGMs en raison de leurs extrémités ouvertes. Ils sont le siège d’un niveau de bruit accrus et d’une saturation magnétique non uniforme le long du barreau, car les extrémités du noyau sont bruyantes et insaturées [Ripka 92, Grosz 17, Ripka 03]. En revanche, ils ont un faible facteur de démagnétisation en raison du rapport favorable de la section transversale sur la longueur qui est dans la direction du champ mesuré. Enfin, les bobinages sont beaucoup plus faciles à réaliser en pratique.

2.2.5 Fluxgate en forme d’anneau ou de piste de course

Les fluxgates en forme d’anneau sont les plus utilisés des FGMs. Ils sont faciles à mettre en oeuvre, les contraintes mécaniques que le noyau pourrait subir sont réparties uniformément, les niveaux de bruit et le champ magnétique sont uniformes sur toute la géométrie en raison de leur symétrie. Le principal avantage des FGMs en forme d’anneau est la possibilité de faire tourner la bobine de capture afin d’obtenir la meilleure suppression du signal d’excitation résiduel. De plus, ils sont bas bruit comparés au FGM en forme de barreau. Leur inconvénient est le facteur de démagnétisation relativement important diminuant leur sensibilité par rapport aux FGMs en forme de barreau ou de piste de course. Les bobinages à réaliser sont limités [Ripka 92, Grosz 17, Ripka 03]. Pour diminuer le facteur de démagnétisation, on peut choisir la géométrie en forme de piste de course, mais l’un des inconvénients majeurs de cette géométrie est que les contraintes mécaniques que le noyau pourrait subir sont réparties de manière non uniforme en raison de la forme ovale [Ripka 92, Grosz 17, Ripka 03].

2.2.6 Fluxgates magnétiques à saturation magnétique localisée

Les FGMs à saturation magnétique non étendue sur l'ensemble du noyau ferromagnétique doux ne sont pas très étudiés dans la littérature à notre connaissance. En effet, au lieu de saturer le noyau complètement, seule une partie du noyau est saturée. Un exemple de fluxgate à saturation locale rencontré dans la littérature est présenté sur la figure 2.2.4. L'approche par saturation magnétique localisée, constitue l'un des points clé de notre démarche et sera appliquée à la fois au FGM et à son dispositif dual, le FGE. En effet, nous montrerons que la problématique du fluxgate électrique est difficilement compatible avec une saturation globale du matériau, alors que la capture du signal de sortie est très aisée autour des domaines loin de la saturation. Au final, une structure fermée, un peu inspirée de la figure 2.2.4 (2) mais utilisée pour moduler le trajet de l'induction (électrique ou magnétique) par un ensemble de vannes localisées fournira une solution élégante au problème posé, le dual du fluxgate magnétique, tout en introduisant une nouvelle façon de réaliser les fluxgates magnétiques.

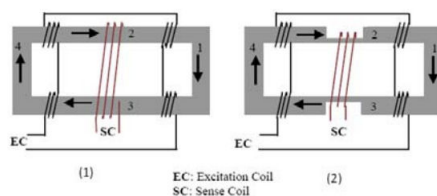


FIGURE 2.2.4 – Schéma du FGM de type rectangulaire : (1) Conception originale et (2) Conception modifiée, bobine d'excitation (EC) et bobine de capture (SC) [Sharafi 09].

2.3 Du fluxgate magnétique au fluxgate électrique : Approche

2.3.1 Introduction

Au début du chapitre 2, des généralités sur le lien par dualité entre grandeurs magnétiques et électriques ont été introduites. Elles sont développées ici dans le cadre spécifique du passage du fluxgate magnétique (FGM) au fluxgate électrique (FGE). Dans un premier temps, il faut repartir des fondamentaux des effets d'influences entre un champ (magnétique ou électrique) et un circuit conducteur (boucle ou électrode de capture). Dans un second temps, les matériaux (ferromagnétique doux et relaxor) sont introduits, en restant en domaine linéaire, pour examiner la problématique de la superposition du champ externe à mesurer (associé à une source

lointaine), à un champ d'excitation alternatif (associé à une source locale). Enfin, le passage d'un dispositif de type fluxgate magnétique à son dual électrique est dégagé.

2.3.2 Fondamentaux sur les effets d'influences champ-circuit électrique conducteur

Pour bien mettre en évidence la nature de l'argumentation, nous adoptons une présentation en deux colonnes, l'une dédiée aux effets d'influences magnétiques et l'autre aux effets d'influences électriques. Avant ce partage en colonne, les caractéristiques communes sont précisées. Puisque la finalité de ce travail est un dispositif de mesure d'un champ électrique \vec{E} , la configuration la plus simple d'un point de vue expérimental est de pouvoir mettre en oeuvre une source telle que le champ qu'elle produit soit contrôlé en module et en direction dans un volume utile Ω_{exp} grand devant celui qu'occupe le détecteur Ω_D . Il en est de même pour la problématique de mesure du champ magnétique \vec{H} . Dans la suite du développement, la production des champs « à mesurer » respecte cette condition de volume $\Omega_{exp} \gg \Omega_D$. À l'intérieur de Ω_{exp} , les champs \vec{E} et \vec{H} sont considérés de module spatialement constant et de direction constante, en général suivant la direction oz des référentiels que l'on sera amené à considérer.

Concernant les dispositifs de capture que nous serons amenés à envisager, une caractéristique commune aux deux domaines est aussi la composition des parties conductrices. L'analyse est menée dans le cadre du conducteur idéal dont les champs internes \vec{E}_{int} et \vec{H}_{int} sont nuls. Pour rendre explicite ce choix, les schémas symboliques des parties conductrices soumises à l'influence du champ externe devront figurer un volume fini, limité par ses interfaces avec le milieu environnant. De cette façon, les conditions à la traversée de ces interfaces, s'exprimant sur les composantes normales et tangentielles des champs vis à vis des distributions surfaciques de charge et de courants, sont plus explicites.

Le tableau 2.2 reprend ce qui a été précédemment développé au chapitre 4 de la thèse de Maria Timofeeva [Timofeeva 12] et dans l'article [Robbes 13]. Les dipôles que constituent les conducteurs sous influence peuvent donc fournir un signal à un circuit connecté à leurs bornes, signal dépendant du flux du champ externe au travers d'une surface spécifiable. Dans le cas de la boucle de capture de champ magnétique, la surface s'appuie sur un contour Γ interne au conducteur, et dans le cas de la paire d'électrode de capture de champ électrique, la surface S_G est autour du conducteur extérieur et fermée.

Dès lors, la conversion entre flux du champ considéré au travers de la surface la mieux adaptée au développement analytique peut s'écrire sous forme d'équations de comportement et de schémas symboliques associés (voir tableau 2.2 et 2.3).

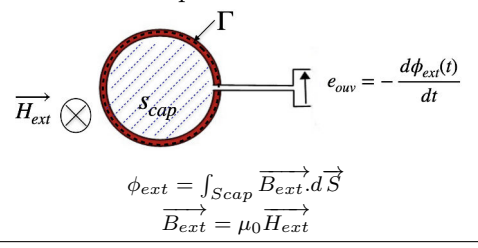
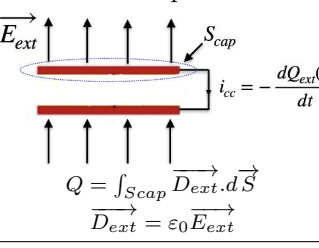
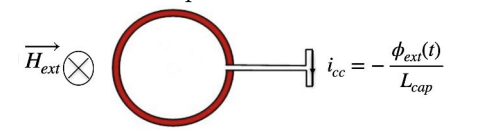
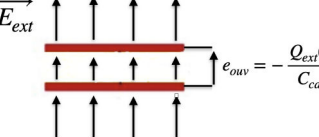
Analyse influence champ \vec{H} boucle de capture	Analyse influence champ \vec{E} paire d'électrode de capture
<p>Boucle de capture en circuit ouvert</p>  <p>$e_{ouv} = -\frac{d\phi_{ext}(t)}{dt}$</p> <p>$\phi_{ext} = \int_{S_{cap}} \vec{B}_{ext} \cdot d\vec{S}$</p> <p>$\vec{B}_{ext} = \mu_0 \vec{H}_{ext}$</p>	<p>Paire d'électrode de capture en court-circuit</p>  <p>$i_{cc} = -\frac{dQ_{ext}(t)}{dt}$</p> <p>$Q = \int_{S_{cap}} \vec{D}_{ext} \cdot d\vec{S}$</p> <p>$\vec{D}_{ext} = \epsilon_0 \vec{E}_{ext}$</p>
<p>Boucle de capture en court-circuit</p>  <p>$i_{cc} = -\frac{\phi_{ext}(t)}{L_{cap}}$</p>	<p>Paire d'électrode de capture en circuit-ouvert</p>  <p>$e_{ouv} = -\frac{Q_{ext}(t)}{C_{cap}}$</p>

TABLE 2.2 – Transductions des grandeurs champs électriques \vec{E} et magnétiques \vec{H} en grandeurs électriques mesurables, différence de potentiel à vide e_{out} ou courant de court-circuit i_{out} et leur correspondance par dualité

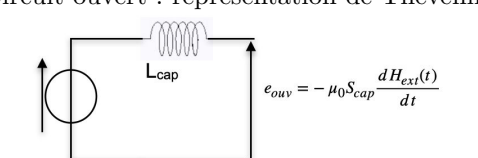
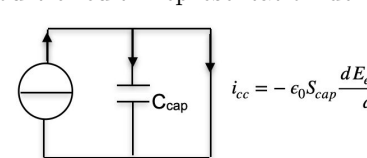
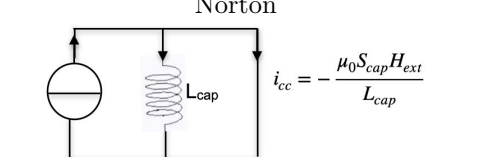
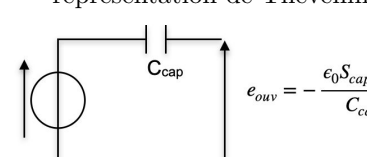
Influence magnétique	Influence électrique
<p>Circuit-ouvert : représentation de Thévenin</p>  <p>$e_{ouv} = -\mu_0 S_{cap} \frac{dH_{ext}(t)}{dt}$</p>	<p>Court-circuit : représentation de Norton</p>  <p>$i_{cc} = -\epsilon_0 S_{cap} \frac{dE_{ext}(t)}{dt}$</p>
<p>Sortie en court-circuit : représentation de Norton</p>  <p>$i_{cc} = -\frac{\mu_0 S_{cap} H_{ext}}{L_{cap}}$</p>	<p>Paire d'électrodes en circuit-ouvert : représentation de Thévenin</p>  <p>$e_{ouv} = -\frac{\epsilon_0 S_{cap} E_{ext}}{C_{cap}}$</p>

TABLE 2.3 – Schémas symboliques de la théorie des circuits associables à la capture des champs électriques et magnétiques, mise en évidence des liens par dualité

Pour passer de ces principes fondamentaux, associés aux lois de l'induction de Faraday-Lenz et leurs lois duales, à leur mise en oeuvre dans les dispositifs plus complexes que sont les FGMs et les dispositifs duals recherchés, il est nécessaire de préciser la problématique de la superposition de deux champs (\vec{H} ou \vec{E}) au sein d'un milieu matériel doté de propriétés magnétiques ou diélectriques. Afin d'aborder progressivement cette problématique, qui se révèle plus délicate qu'il n'y paraît de prime abord, ces milieux sont considérés, dans un premier temps, linéaires caractérisés par leur perméabilité magnétique relative $\mu_r = 1000$ et permittivité diélectrique relative $\varepsilon_r = 1000$ dans les simulations utilisées pour illustrer la démarche.

2.3.3 Problématique de la superposition de deux champs au sein d'un matériau magnétique ou diélectrique linéaire

Réponse à une source lointaine

L'argumentation présentée dans ce paragraphe se fonde sur le respect des règles de la dualité d'une part, et sur des illustrations issues de problèmes simples résolus par la méthode des éléments finis (FEMM), essentiellement en configuration axisymétrique. Pour rappel, FEMM (Finite Elements Methods Magnetics) est un logiciel libre de simulation numérique 2D développé par David Meeker, permettant de résoudre les problèmes d'électromagnétisme à basse fréquence.

Comme le principe élémentaire du FGM peut être présenté à partir d'un simple barreau cylindrique (voir paragraphe 2.2), un barreau magnétique ultra doux, ou diélectrique de type relaxor considérés en domaine linéaire sont paramétrés dans FEMM par la donnée de leur diamètre D et de leur longueur L avec $L \gg D$ ($L = 2,4$ cm et $D = 4$ mm). Pour éviter des discontinuités, les points anguleux ne sont pas autorisés. La figure 2.3.1 illustre l'analyse de cette configuration en réponse à une excitation externe uniforme représentative d'une source lointaine.

Pour la réaction de structure en barreau par rapport à une source lointaine (\vec{H} ou \vec{E}), il est donc aisé de se rendre compte de la similitude de comportement des champs induits (\vec{B} ou \vec{D}) à l'intérieur du barreau, ainsi que de l'affaiblissement des champs inducteurs à l'intérieur du barreau. A cet égard la structure en barreau supporte donc l'échange par dualité. Puisque les champs issus d'une source lointaine sont plutôt uniforme, et que leur superposition à un champ issu d'une source proche est nécessaire au bon fonctionnement du fluxgate, considérons maintenant la problématique de l'obtention d'une excitation interne suffisamment homogène.

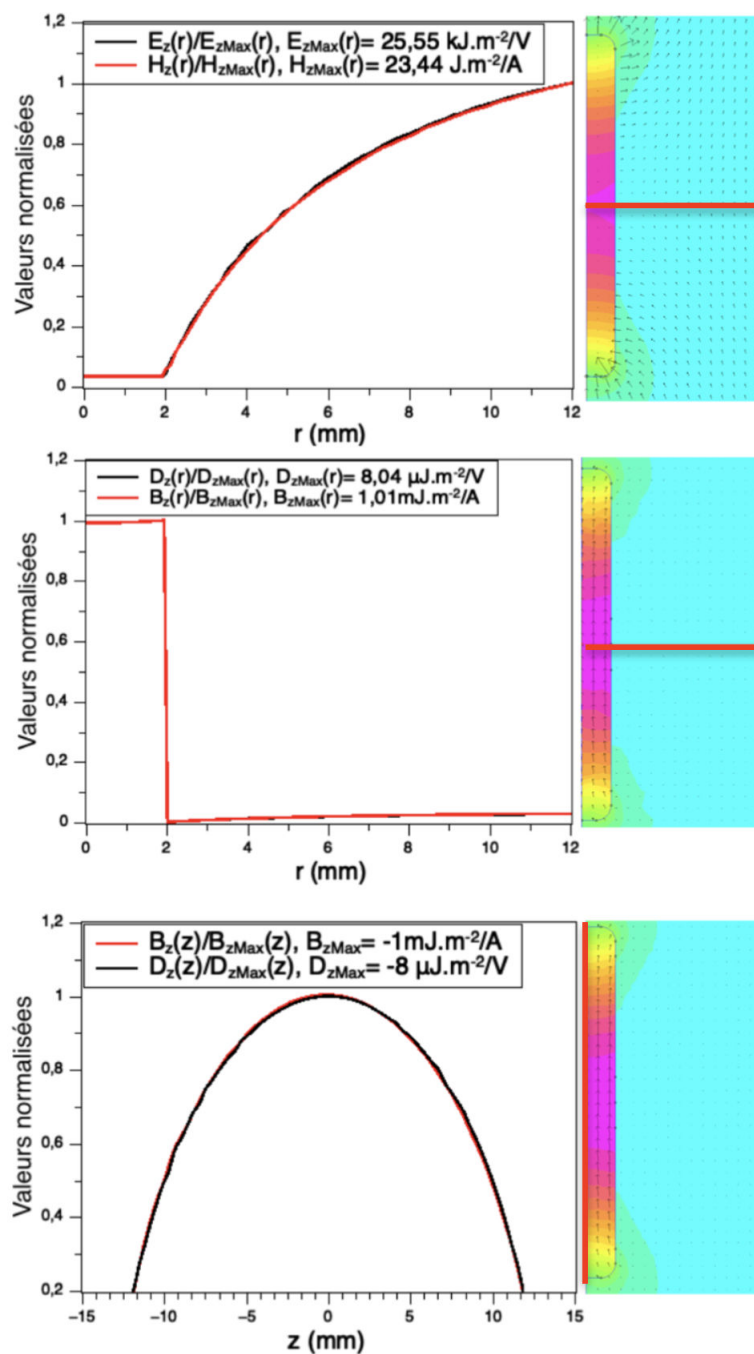


FIGURE 2.3.1 – Champs inducteurs \vec{H} et \vec{E} et induits \vec{B} et \vec{D} dans des barreaux de fort μ_r ou fort ε_r considérés en régime linéaire. Le caractère quasi homogène du champ interne est obtenu dans les deux cas. La ligne de couleur rouge précise le lieu d'évaluation des normes des vecteurs (Partie droite illustrant le barreau). En échelle de couleurs, les normes des vecteurs correspondant sont représentés dans une des deux configurations (électrique ou magnétique) les deux étant équivalentes

Réponse à des sources d'excitations proches localisées : circuits d'excitations élémentaires

Les excitations magnétiques et électriques par des circuits conducteurs doivent donc produire au sein du barreau des champs induits quasi-uniforme au sein du barreau et d'amplitude suffisamment importante pour atteindre des valeurs correspondants aux valeurs à saturation lorsque la problématique non linéaire sera abordée pour aller vers le fluxgate. En pratique, les deux circuits d'excitations de base peuvent être des paires de spires conductrices placées de part et d'autre du plan (π) médian du barreau selon la figure 2.3.2 Ce plan de référence adopté également pour le potentiel. Dans les tracés 2.3.2, les dispositifs d'excitations sont séparés par une distance relativement courte (3,5 mm) par rapport à la longueur du barreau (24 mm). Il est alors constaté que les profils des champs induits ne correspondent pas, surtout en considérant la superposition des courbes $D_z(z)$ et $B_z(z)$, le long de l'axe de symétrie de rotation (ligne rouge) du barreau et normalisée par rapport à leur valeur maximale. Donc dans cette configuration, la correspondance par dualité directe n'est pas obtenue, et même lorsqu'on considère le cas d'une spire de courant avec un paire de spire chargée. Il convient donc de rechercher les circuits de conditionnement de l'excitation notamment associant des paires élémentaires de spires, qui pourraient permettre d'obtenir une homogénéité suffisante, ainsi que la correspondance par dualité.

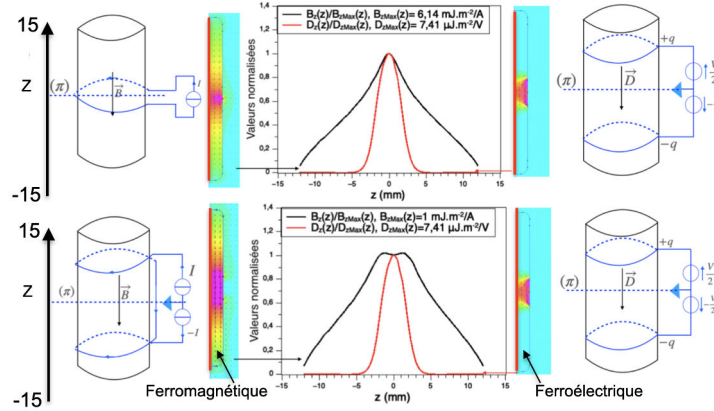


FIGURE 2.3.2 – Champs induits par des excitations locales élémentaires voisines du centre du barreau. Le caractère non uniforme du champ interne associé est mis en évidence surtout dans le cas électrique. Les courbes sont tracé en $r=0$ pour les composantes verticales des champs induit (B et D) selon la ligne rouge des carte 2D colorées.

2.4 Du fluxgate magnétique au fluxgate électrique : au pas à pas

2.4.1 Difficultés de correspondance

Cette partie présente la démarche de conception du fluxgate électrique au moyen de la démarche de dualité, pour ce qui concerne la génération d'excitation magnétique et/ou électrique, spatialement localisée, pour amener localement le matériau ferromagnétique ou relaxor à saturation, et ce de façon périodique. La configuration de base à analyser est celle du barreau cylindrique à forte perméabilité magnétique ou forte permittivité diélectrique.

Les premières simulations précédentes à base de circuits de type paire de spires circulaires parcourues par un courant ou bien portant des charges opposées, montrent rapidement que les distributions des champs induits \vec{B} ou \vec{D} au sein du barreau, ne satisfont pas à la correspondance directe par dualité, alors que c'était le cas pour la réponse du barreau à des sources lointaines uniformes. Ceci se voit sur la figure 2.4.1a lorsqu'on considère une paire de spires portant des charges opposées séparées par du vide ou de l'air, et une spire de courant, les encarts, qui montrent la composante longitudinale des inductions le long de l'axe de symétrie (ligne rouge) de révolution, sont clairement très différentes.

Cette difficulté de correspondance ayant été mise en évidence pour l'excitation à caractère local, il convient donc de la lever, avant de continuer la genèse du fluxgate électrique par déduction du magnétique. En remarquant que la topologie de la matière des circuits conducteurs diffère (deux spires chargées et une seule spire de courant), on pourrait se dire que l'utilisation de deux spires dans chacun des cas pourrait arranger cet état de fait. Or, une configuration à deux spires proches parcourues par un courant de même sens équivaut à la configuration à une spire parcourue par un courant de valeur double d'une part, et si les courants de spires sont inverses l'un par rapport à l'autre, l'induction \vec{B} voit sa direction changée dans un bras du barreau par rapport à l'autre, d'autre part. Ceci est visible sur la figure 2.4.1b. La correspondance recherchée n'est pas trouvée.

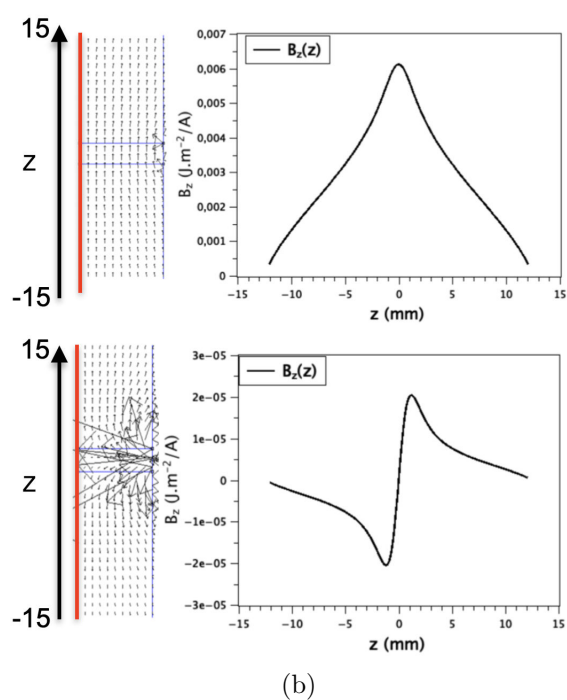
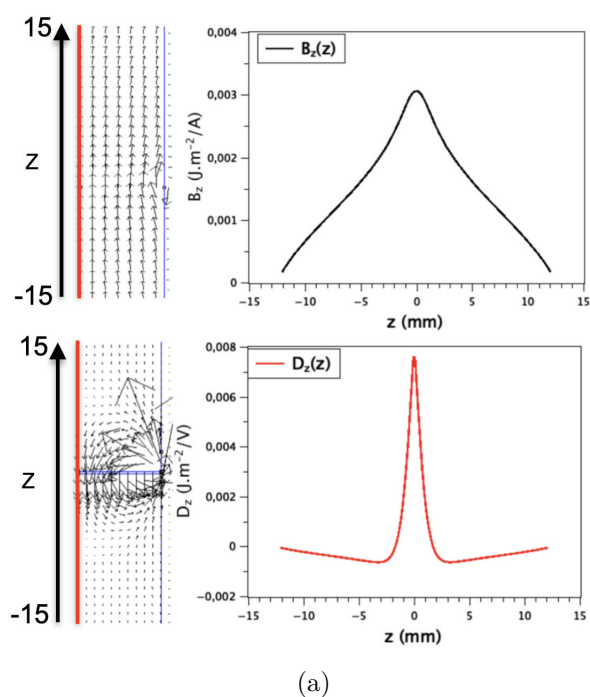


FIGURE 2.4.1 – (a) **En haut**, la spire de courant s’approche relativement bien d’un dipôle. **En bas**, la paire de spire chargée ne convient pas pour induire un champ voisin de celui produit par le dipôle ci-dessus. (b) **En haut**, figure et profil longitudinal du champ induit par paires de spires dont les courants sont de sens contraire. **En bas**, figure profil longitudinal du champ induit par paires de spires dont les courants sont de même sens.

2.4.2 Correspondance par insertion de matériau aimanté ou polarisé

Pour trouver la correspondance recherchée, il est nécessaire de considérer en premier les effets de l'introduction d'un petit volume de matière aimantée ou bien polarisée, avec la surface fermée limitant ce volume identique dans le cas électrique et dans le cas magnétique. Cette configuration s'évalue numériquement sous FEMM très facilement, les résultats sont reportés sur la figure 2.4.2. Les encarts montrent très clairement que les profils des champs induits évalués le long de la ligne rouge se correspondent. Si ces deux profils sont normalisés à leur valeur maximale, alors ils se superposent parfaitement. Donc dans cette configuration, la correspondance par dualité attendue est bien obtenue.

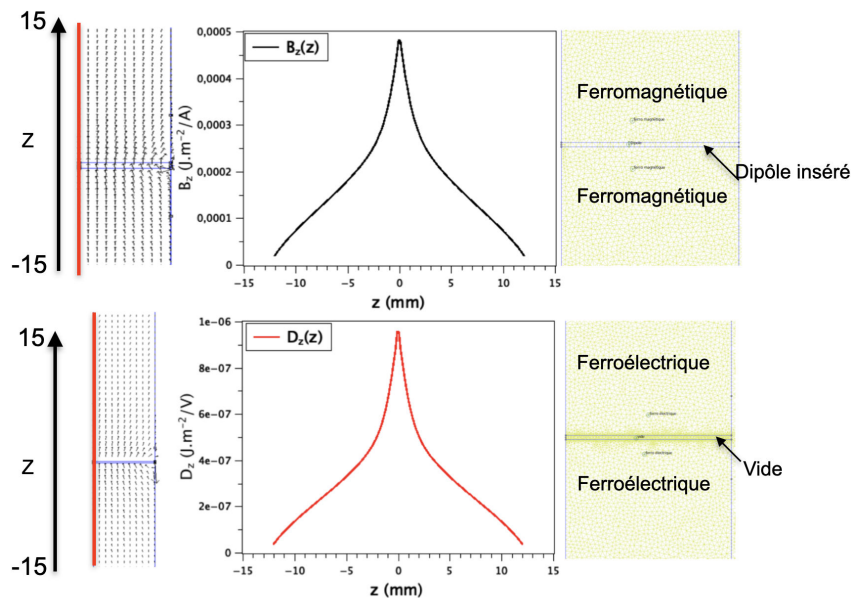


FIGURE 2.4.2 – **En haut** : figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par matériau d'aimantation selon oz . **En bas** : figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par matériau polarisé suivant oz .

2.4.3 Correspondance par excitation à base de circuits conducteurs

En revanche, cette configuration n'est guère utilisable en pratique, car la mise en œuvre du magnétomètre, ou de son dual électromètre, nécessiteront un renver-

sement périodique des directions des excitations, ainsi que l'atteinte des valeurs à saturation. Il faut donc chercher les configurations de distributions de charge et de courants surfaciques, assimilables respectivement à des volumes polarisés ou aimantés uniformément. Pour la configuration magnétique, la solution est assez simple. En effet, l'examen comparé de la figure 2.4.2 (en haut) et de la figure 2.4.1a (en haut), montre déjà qu'une spire de courant répond très bien au problème. Ceci est heureux, puisque la définition du dipôle magnétique élémentaire $\vec{\mu}$ est justement fondée sur la spire circulaire plane : $\vec{\mu} = I\vec{S}$. En pratique, pour s'approcher mieux d'un volume fini d'aimantation quasi-uniforme, une configuration à deux spires en position de Helmholtz fournit une solution élégante, qui va bien se mettre en correspondance avec l'équivalent électrique proposé ci-après. De plus, ce choix autorise une possibilité intéressante de modulation d'excitation magnétique spatio-temporelle, en inversant périodiquement le sens des courants relatifs dans chacune des spires. La figure 2.4.3 visualise la bonne approche réalisée par la paire de bobine en position de Helmholtz.

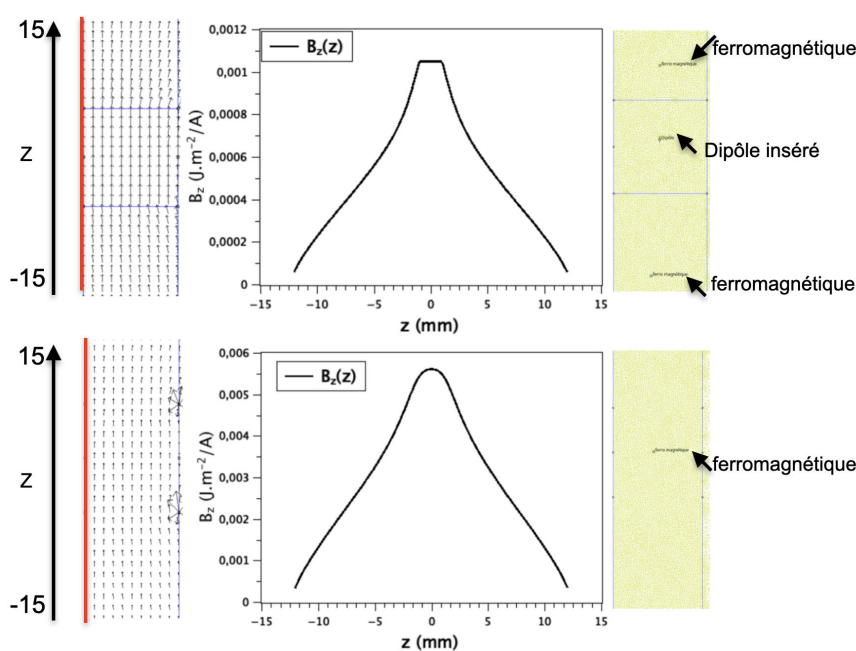


FIGURE 2.4.3 – **En haut** : Figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par matériau d'aimantation selon oz (ligne rouge), avec faces séparées d'une distance égale au rayon. **En bas** : Figure et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par une paire de bobines en position de Helmholtz, assez proche du gabarit associé au morceau de matière aimantée.

Quelle est alors la configuration d'espace et de charge des conducteurs devant se comporter de façon voisine d'un volume polarisé de façon uniforme? Or, la simulation sous FEMM ayant mené aux résultats reportés sur la figure 2.4.2 (en bas) a été obtenue par un système de charges réparties sur deux disques de densité superficielle de charge uniforme et de signe opposée, que l'on peut paramétrer sous FEMM, en tant que condition imposée à une frontière de domaine. Un tel système de charge n'est pas réaliste, mais il suggère d'utiliser deux disques métalliques très minces devant le diamètre du barreau, et séparés d'une distance égale au rayon, en position de Helmholtz pour une paire de spire. Les résultats sont reportés sur la figure 2.4.4. Ils montrent que le matériau séparant les électrodes d'excitations doit être du vide (ou de l'air ou à faible ϵ_r) pour que le profil du champ induit dans le barreau se rapproche du profil attendu, à l'extérieur du gap central.

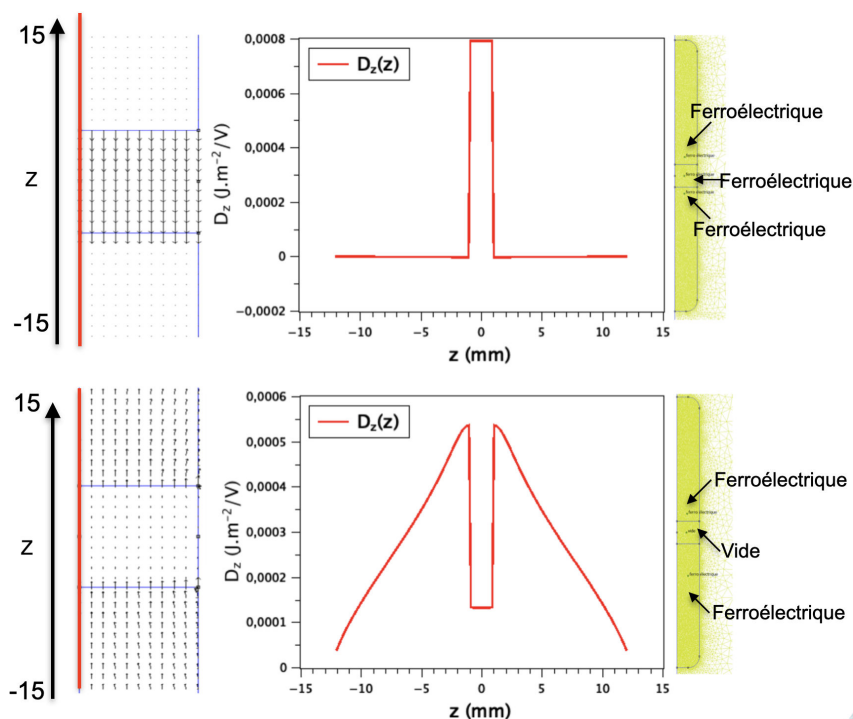


FIGURE 2.4.4 – **En haut** : Figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes chargées, séparées d'une distance égale à leur rayon par le même matériau relaxor. **En bas** : Figure et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes séparées d'une distance égale à leur rayon par un milieu vide ou de constante diélectrique relative voisine de 1. Dans ces deux simulations ces électrodes sont à charge totale imposée ($=\pm 10$ nC, menant à une ddp de l'ordre de 180 V)

Au final, et au vu de la figure 2.4.5 qui permet de comparer les profils longitudinaux et axiaux des inductions duales \vec{B} et \vec{D} au sein des deux demi barreaux séparés par un gap d'air, nous avons une configuration supportant bien le lien par dualité recherché dans la région du barreau en dehors de la région des sources d'excitation. Dans chacun des deux bras de matériau ferromagnétique ou relaxor, nous pouvons alors examiner la problématique de la superposition des champs induits simultanément par une source lointaine uniforme et une source d'excitation locale.

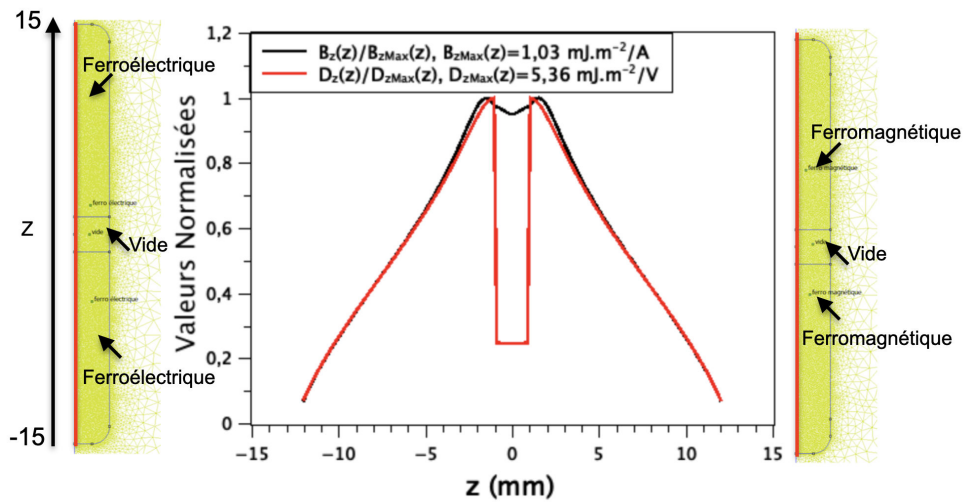


FIGURE 2.4.5 – Figure (droite) et profil longitudinal du champ \vec{B} induit par une paire de spires parcourues par un même courant, en position de Helmholtz, avec milieu vide entre les spires (en noir). Figure (gauche) et profil longitudinal du champ \vec{D} induit par une paire d'électrodes séparées d'une distance égale à leur rayon par un milieu vide (en rouge)

2.4.4 Problématique de la superposition des champs

Si l'on considère à nouveau le fluxgate magnétique de base, la source locale de l'excitation magnétique est étendue sur tout le barreau. Ceci est obtenu en général par un bobinage à spires jointives, de type solénoïde. L'excitation magnétique est alors pratiquement spatialement uniforme dans la direction de l'axe du barreau, avec : $\vec{H}_{exc} = \frac{l}{l} \vec{e}_z$, où l est l'inverse du nombre de tour par unité de longueur de l'enroulement de référence que constitue le solénoïde ($\frac{1}{l} = \frac{N}{L}$), résultat établi par application du théorème d'ampère.

Par ailleurs, si l'on considère à nouveau la figure 2.4.5 par exemple, les champs d'excitations n'y sont pas uniformes dans le barreau. Quelle doit donc être la configuration qui supporte la correspondance par dualité, tout en assurant une excitation locale uniforme au sein du volume matériel de type relaxor, en même temps qu'une superposition des champs issus de la source lointaine et de la source locale? Ayant considéré juste ci-dessus le dispositif de référence d'excitation en champ magnétique : « le solénoïde », considérons alors le dispositif de référence pour l'excitation électrique. Il s'agit donc du « condensateur plan ». La figure 2.4.6 montre bien évidemment qu'il en est ainsi, et l'on peut noter la correspondance d'expression, puisque : $\vec{E}_{exc} = \frac{V}{h} \vec{e}_z$, où h est la distance inter faces internes des électrodes.

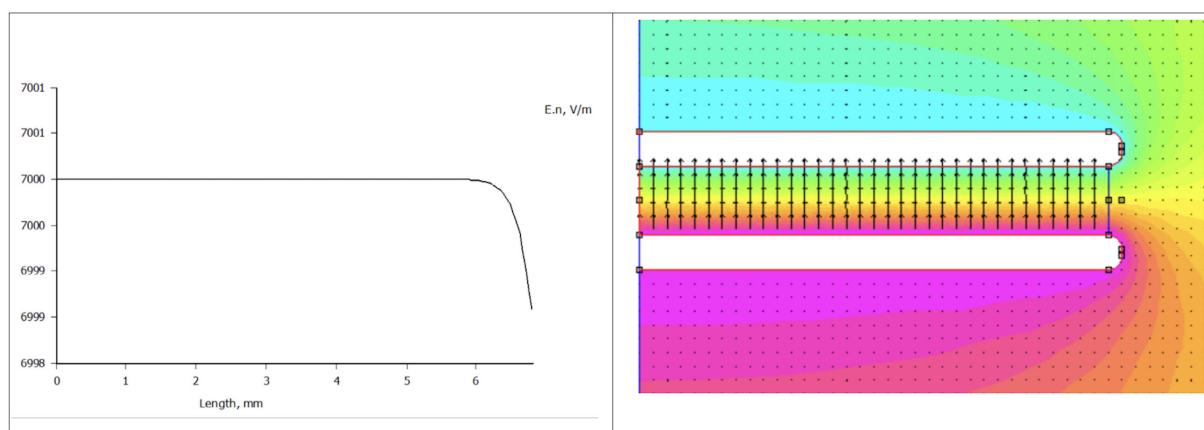


FIGURE 2.4.6 – **A gauche** : profil de champ électrique le long du rayon au centre des électrodes alimentées sous $\pm 3,5$ V et séparées de $h = 1$ mm. On obtient $E = V/h = 7000$ V/m **A droite** : Figure de champ induit E.

Quelle est maintenant la réponse du dispositif à la source lointaine, et se superpose-t-elle bien à la source locale? Ici il y a un piège, qui peut échapper si l'analyse est menée trop rapidement. En effet, la réponse à la source lointaine dépend des conditions de raccordement des électrodes conductrices au puits de potentiel de référence du système.

Deux cas limites doivent être envisagés : le cas habituel de type attaque en tension des électrodes, et le cas à charge imposée, ou à électrodes flottantes, qui est en général évité. Or, une rapide évaluation sous FEMM permet de voir immédiatement que c'est le cas à électrodes flottantes qui doit être mis en œuvre ou aucune excitation locale n'a été ajoutée.

Les résultats sont reportés en figure 2.4.7. Cette condition, évidente après coup, est à respecter pour que dans l'espace inter-électrodes d'excitation, le champ issu

de la source lointaine puisse se superposer, de façon spatialement uniforme au champ de la source d'excitation.

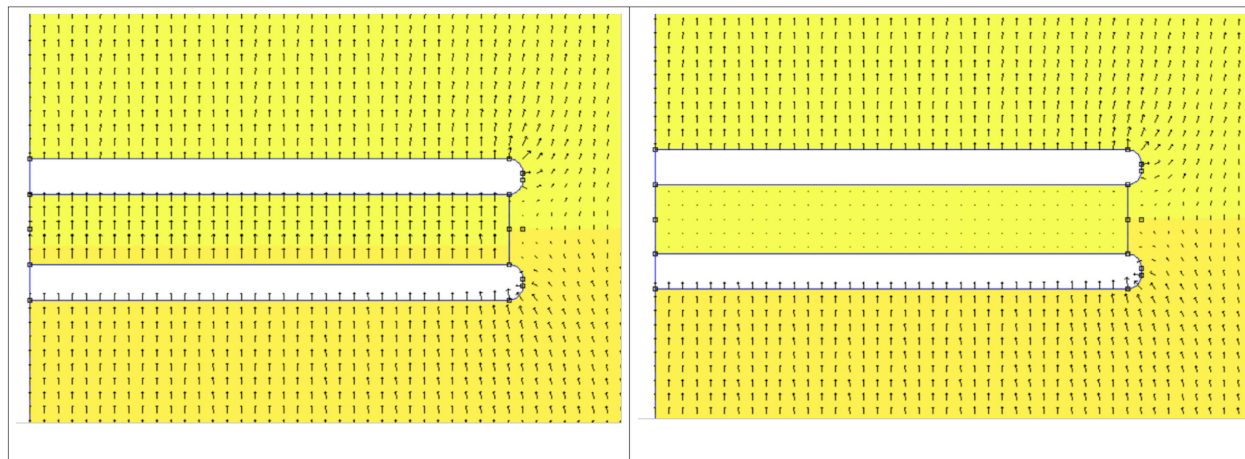


FIGURE 2.4.7 – **A gauche** : figure de champ induit \vec{D} par la source lointaine lorsque les électrodes sont à charge totale nulle : le champ associé à la source lointaine est reporté dans l'espace inter-électrodes. **A droite** : figure de champ induit \vec{D} , lorsque les électrodes sont à potentiel nul : le champ associé à la source lointaine est absent de l'espace inter-électrodes

Si l'on effectue maintenant la démarche dans le sens inverse, une telle condition doit également exister pour les conditions d'attaque du bobinage d'excitation du fluxgate magnétique, condition qui ne nous apparaît d'ailleurs pas convenablement énoncée dans les descriptions de la littérature. La figure 2.4.8 montre que tel est bien le cas. Cette figure est obtenue à partir de la possibilité offerte par FEMM d'attribuer aux nœuds du maillage des propriétés de transport d'un courant spécifié, à gauche, ou bien des propriétés de flux spécifié, à droite. Du point de vue de l'analyse par la théorie des circuits, cela correspond aux spires du bobinage laissée en circuit ouvert ou en court circuit.

Du point de vue de l'échange par dualité, on peut dès lors préciser l'analyse. Les deux grandeurs clef gouvernant l'induction ou non au sein des matériaux, sont le potentiel électrique d'une part, et le potentiel vecteur d'autre part. La mise à zéro du potentiel électrique entre les électrodes assure l'échange de charges entre elles, y bloquant de fait l'instauration d'un champ induit. De façon analogue, la mise à zéro du potentiel vecteur au système de spires, permet l'échange de flux entre la première et la dernière spire, bloquant la propagation de flux à l'intérieur du barreau, donc inhibant l'instauration d'une densité de flux, c'est à dire celle de l'induction \vec{B} . La figure 2.4.9 précise l'interprétation précédente.

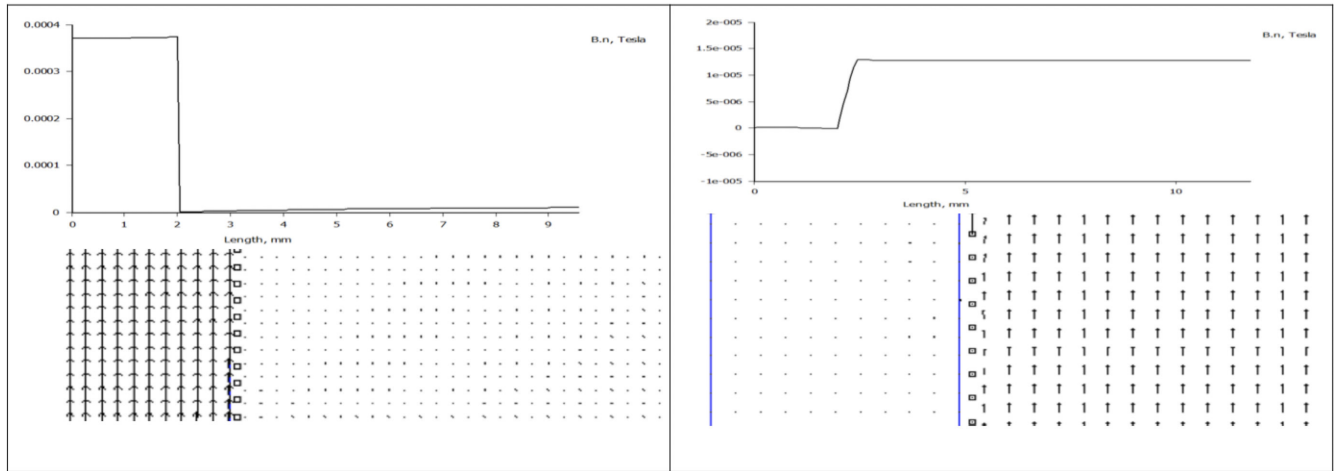


FIGURE 2.4.8 – **A gauche** : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde à courant nul : champ concentré dans l'espace ferromagnétique. **A droite** : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde est à potentiel vecteur nul : champ absent dans l'espace ferromagnétique.

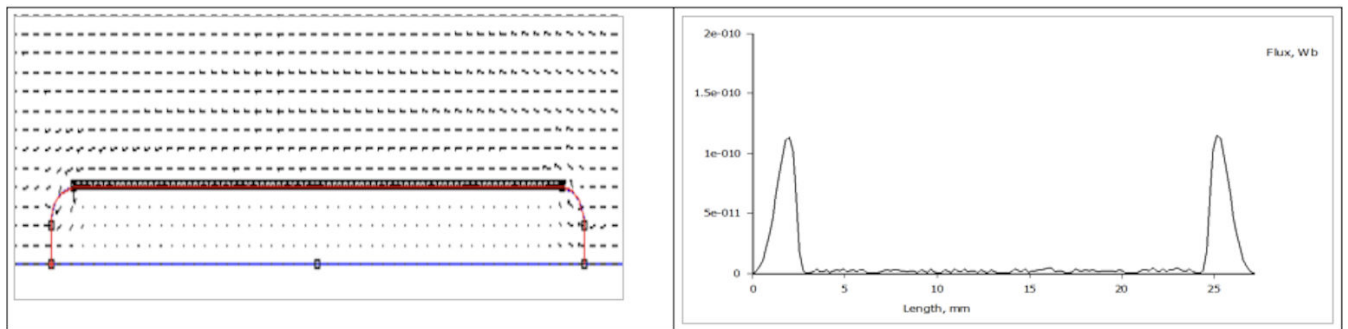


FIGURE 2.4.9 – **A gauche** : figure de champ induit \vec{B} , solénoïde à potentiel vecteur nul. **A droite** : profil de flux magnétique, de spire à spire, le long de la ligne rouge.

Compte tenu de ce développement sur la problématique de la superposition de champs issus d'une source lointaine et d'une source locale au sein du volume matériel actif magnétiquement ou électriquement, nous pouvons établir le tableau de synthèse suivant :

-	Magnétique	Electrique
Structure matériau actif	Cylindre ferromagnétique long	Disque relaxor mince
Structure excitation	Solénoïde	Electrode de condensateur plan
Attaque autorisant une induction associée à la source externe	courant	courant

TABLE 2.4 – Tableau de synthèse

L'on peut se demander à ce point du développement si la perte de correspondance exacte de forme serait contraire à la correspondance par dualité. En effet, nous sommes partis d'un barreau allongé commun aux deux systèmes, pour arriver à un barreau allongé pour une configuration magnétique et un disque mince pour celle électrique. Nous pensons qu'il n'en est rien parce que le point d'origine, plan (oxy) et axe normal oz satisfont, en quelque sorte, à deux énoncés liés par dualité tout comme droite et deux points avec un point et deux droites mentionnés en introduction à ce chapitre. Cet énoncé serait : « Par un point appartenant à un plan, il ne passe qu'une et seule droite orthogonale au plan et par un point appartenant à un droite, il ne passe qu'un plan et un seul orthogonal à droite.

Au final, de l'abstraction géométrique qui satisfait à deux énoncés duaux, le fluxgate magnétique de référence correspond quand à lui à une droite « épaisse » contenant le ferromagnétique dans le cylindre ainsi défini, alors que le fluxgate électrique de référence correspond à un plan « épais ».

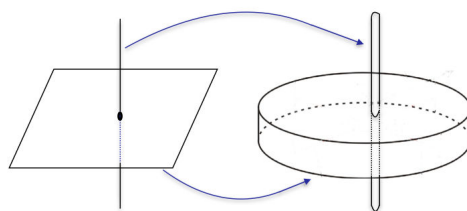


FIGURE 2.4.10 – A gauche : droite, plan et point. A droite : barreau et disque se correspondant par dualité comme droite et plan \perp

2.4.5 Problématique de la capture du signal résultant des champs superposés.

La référence que procure le fluxgate magnétique indique que le principe de mesure repose sur la loi de Faraday :

$$e(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (2.4.1)$$

où $e(t)$ est la différence de potentiel aux bornes du bobinage captant le flux magnétique de l'induction \vec{B} , laissé en circuit ouvert . Pour le fluxgate électrique, c'est la loi duale qui est donc pressentie :

$$i(t) = -\frac{dQ}{dt}, \quad (2.4.2)$$

où $i(t)$ est le courant d'échange entre un système d'électrodes de capture, soumises au flux de l'induction \vec{D} . Le système (voir figure 2.4.11) le plus simple que l'on puisse penser pour rendre compte par éléments finis de cette situation est alors constitué de :

- un ensemble de quatre électrodes assimilable à une paire de condensateurs plans, d'épaisseur w à préciser, en forme de disque pour effectuer des simulations 2D en mode axisymétrique,
- les condensateurs sont placés l'un au dessus de l'autre en maintenant un gap d'air de hauteur h ,
- les électrodes internes sont reliées entre elles par un court circuit, elles sont donc équipotentielles.
- les électrodes externes sont attaquées en courant, et soumises à l'action d'un champ externe.

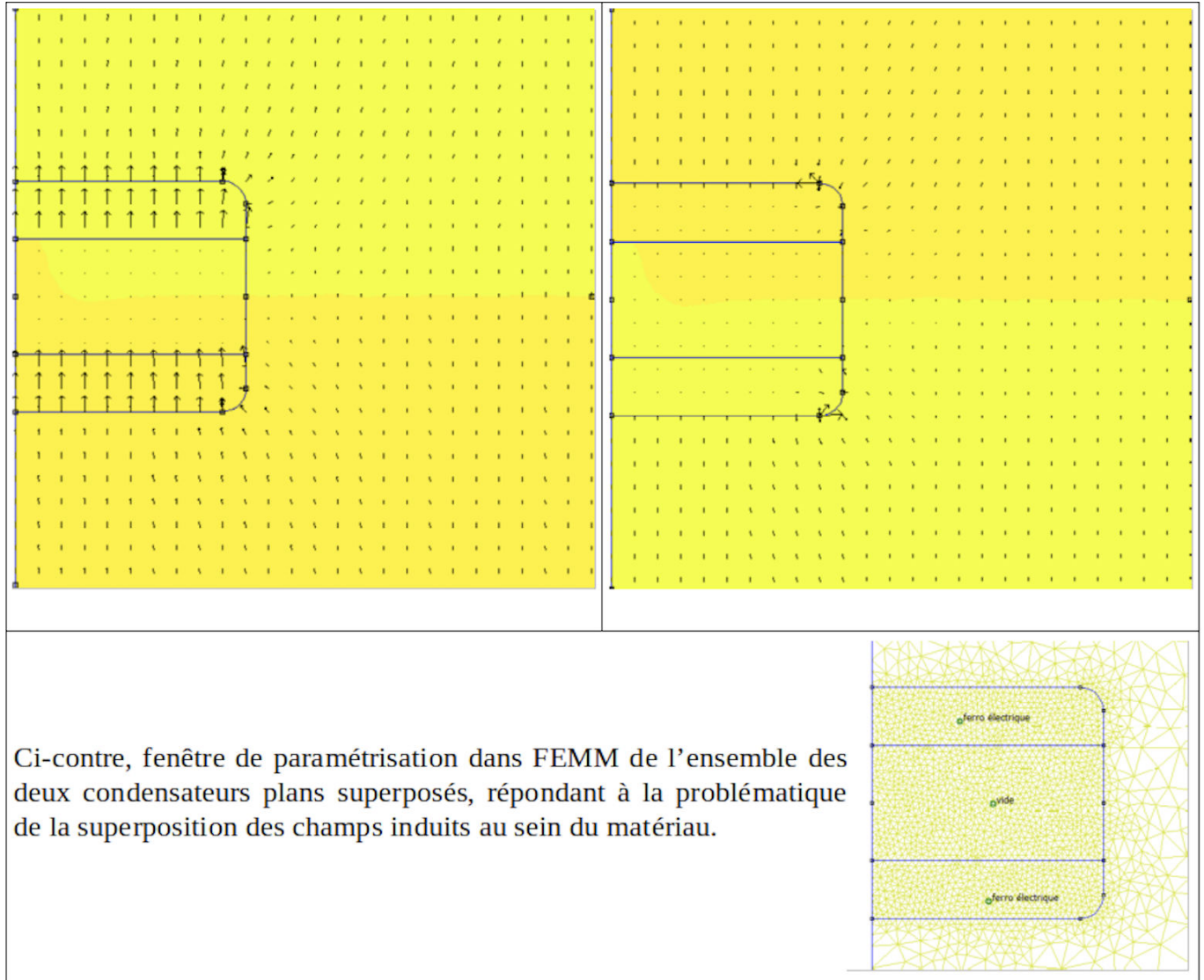


FIGURE 2.4.11 – **A gauche** : figure de champ induit \vec{D} : source lointaine et source locale, champs induits de même direction et de même intensité. **A droite** : figure de champ induit \vec{D} : source lointaine et source locale, champs induits de direction contraire et de même intensité.

L'estimation du signal produit se mène alors facilement avec FEMM. Il suffit de considérer l'intégrale de la distribution radiale de charge le long d'un rayon de chaque face d'une électrode pour obtenir la charge portée par cette électrode. Le résultat de l'intégration donne la charge disponible sur cette interface.

Examinons en premier lieu le régime linéaire. Afin de bien différencier les interfaces, nous avons donné une épaisseur visible aux disques conducteurs en jeu. Pour commenter la génération du signal en régime linéaire ou non, il faut introduire une nomenclature, non seulement des électrodes, mais également de leurs interfaces. Les électrodes exposées directement à l'action du champ électrique externe pourraient être identifiées en tant qu'électrodes de capture, identification de type C_{cap} par exemple, mais le raisonnement précédent montre qu'elles servent aussi de réservoir de charge créant l'excitation locale que l'on aurait souhaiter appeler C_{exc} , eu égard à des travaux antérieurs. Afin d'unifier la façon d'identifier les électrodes de la paire, celles-ci vont désormais être identifiées par d_{sup} et d_{inf} , la lettre « d » étant choisie en référence à la forme de disque mince conducteur les constituant. Pour ce qui concerne la paire d'électrodes, également en forme de disque, qui assure la collection des charges se déplaçant sous l'effet des forces associées aux champs issus de la source lointaine et de la source proche, elles sont alors identifiées par d_e et d_s , où les indices « e » et « s » sont associés au courant des charges entrant/sortant de la paire d'électrodes et circulant dans le court circuit qui les relie. La figure 2.4.12 illustre ce choix.

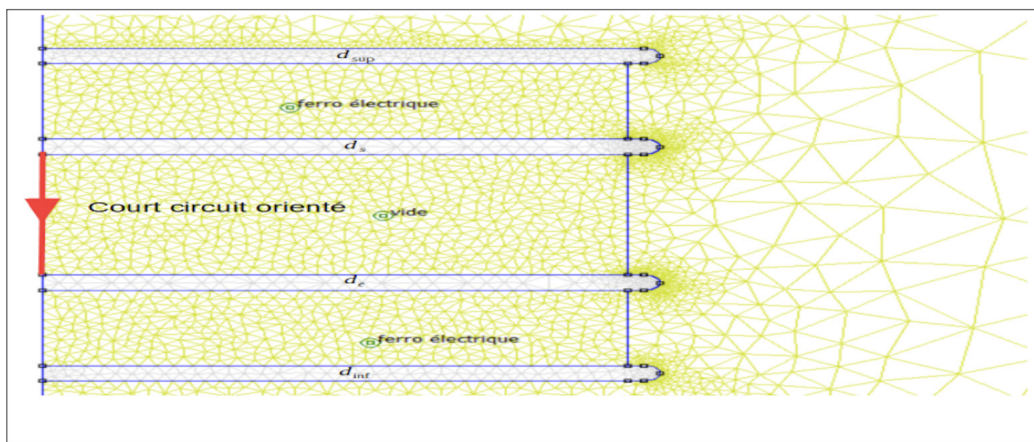


FIGURE 2.4.12 – Dénomination des électrodes, placement et orientation du court circuit dont le courant constitue le signal de sortie, que ce soit en régime linéaire ou non.

La nomenclature des électrodes doit être accompagnées de celle des charges qu'elles portent, mais en intégrant le fait que le conducteur constituant ces électrodes est idéal, à champ électrique interne nul. Les charges ne circulent alors

qu'aux interfaces conducteur idéal / isolant, et chaque disque ayant deux faces planes parallèles, les densités de charges qui y circulent doivent, à priori, être différenciées, ainsi que les charges totales par face. Ainsi doit-on introduire densités superficielles σ et charges totales Q , indicées de façon logique rapport aux noms précédemment défini. La table 2.5 précise la nomenclature choisie.

Électrode	Symbole électrode	Symbole densités de charge	Symbole charge totale portée
Électrode supérieure, sensible à l'action des sources	d_{sup}	σ_{sup}^+	Q_{sup}^+
		σ_{sup}^-	Q_{sup}^-
Électrodes inférieure, sensible à l'action des sources	d_{inf}	σ_{inf}^+	Q_{inf}^+
		σ_{inf}^-	Q_{inf}^-
Électrodes de signal de courant sortant	d_s	σ_s^+	Q_s^+
		σ_s^-	Q_s^-
Électrodes de signal de courant entrant	d_e	σ_e^+	Q_e^+
		σ_e^-	Q_e^-

TABLE 2.5 – Nomenclature choisie

La visualisation de la génération du courant en réponse aux variations temporelles des deux sources est analysée en régime linéaire de fonctionnement lorsque le matériau relaxor reste suffisamment éloigné de la source de signal externe, puis, le principe de son exploitation en régime non linéaire va pouvoir être explicité. L'obtention de la réponse aux variations de la source locale et de la source lointaine en régime linéaire s'analyse selon le procédé usuel, par l'intermédiaire du théorème de superposition, pour ce qui concerne le comportement en régime linéaire.

Dans un premier temps, examinons la réponse à l'excitation locale. Suivant l'hypothèse du régime de l'approximation des états quasi stationnaires, la distribution surfacique de charge résultant de l'évolution de la charge totale, de signes opposés sur les électrodes d_{sup} et d_{inf} est alors supposée rester très proche de celle obtenue dans le cas électrostatique strict. On peut donc utiliser l'estimation en statique pour en déduire celle des régimes lentement variable. La figure 2.4.13 donne une figure de champ induit dans un système d'électrodes circulaires, de rayon 2 mm, d'épaisseur 0,1 mm, avec un gap diélectrique à $\epsilon_r = 1000$ d'épaisseur 0,5 mm, et le gap central à $\epsilon_r = 1$ d'épaisseur 1mm.

Pour cette évaluation, la charge injectée sur l'électrode inférieure est de 10 nC, et de - 10 nC sur l'électrode supérieure. Le contour d'intégration radial menant au profil de densité de charge reporté en figure 2.4.14 est marqué de couleur rouge sur la figure 2.4.13. Si le signe des charges portées par d_{sup} et d_{inf} est renversé,

toute la figure 2.4.14 se renverse. Les électrodes internes étant reliées par un court circuit, la charge en transit donnant accès au courant, y est l'intégrale de surface correspondant au segment rouge. Elle est donnée telle que lue sur FEMM, après intégration, dans l'encart en bas de la figure 2.4.13. Si le processus de charge des électrodes d_{sup} et d_{inf} est sinusoïdal à la pulsation ω , alors le courant échangé se déduit simplement par : $I_{ech} = -j\omega Q_s^+$, ce qui, à vrai dire n'a rien de très étonnant, mais il convenait, semble-t-il, de décrire le phénomène dans les moindres détails.

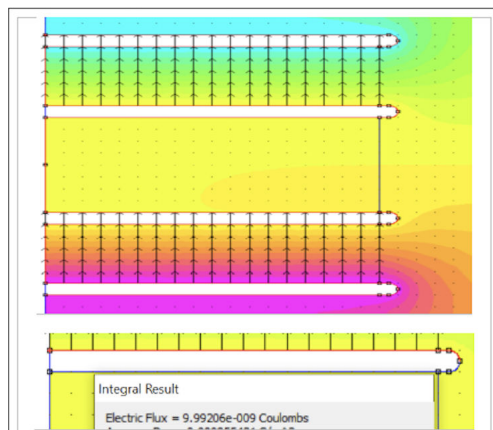


FIGURE 2.4.13 – Champ induit par la source locale après charge à ± 10 nC respectivement sur d_{inf} et d_{sup} . L'encart indique Q_s^+ . Le contour rouge de tracé de Dn est peu visible, il suit le contour des électrodes depuis l'électrode supérieure + à $r=0$ jusqu'à l'électrode inférieure - à $r=0$

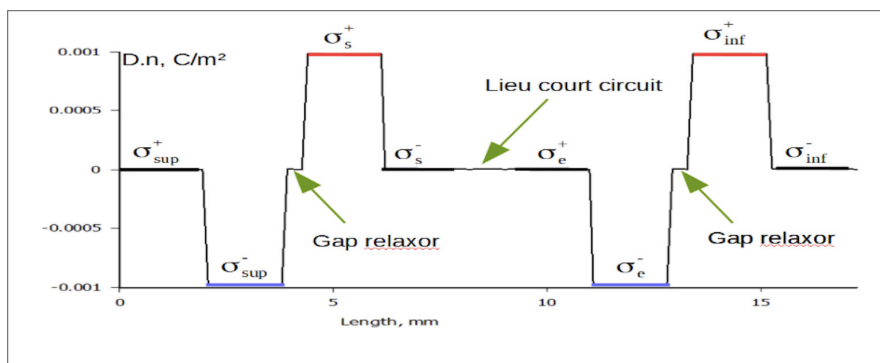


FIGURE 2.4.14 – Profil de densité surfacique de charge associé au contour défini en figure 2.4.13, dont le signal de courant peut être déduit (voir corps de texte).

Considérons maintenant l'effet de la source lointaine, la source locale étant

éteinte, c'est-à-dire à charge nulle. La procédure est strictement analogue à la précédente, mais cette fois, les densités de charges σ_{sup} et σ_{inf} sur les faces exposées à l'action de la source lointaine ne sont plus quantités négligeables, ce qui, par les effets d'influence et de transport du système, engendre le profil de densité surfacique de charges de la figure 2.4.15. A l'intérieur du matériau relaxor, le champ induit est bien développé. Lorsque les deux sources sont actives, compte tenu de la linéarité du système, les distributions de charge s'ajoutent, ainsi que les champs induits.

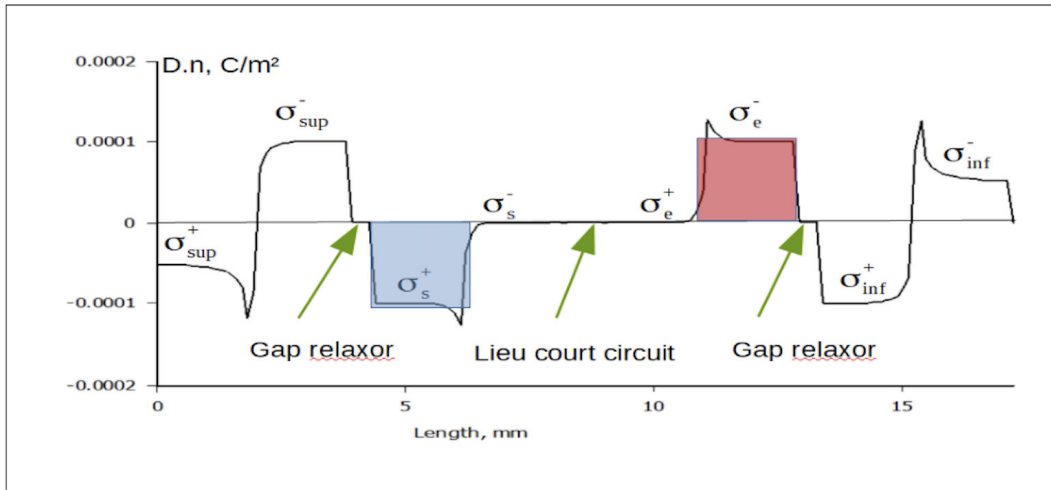


FIGURE 2.4.15 – Profil de densité surfacique de charge associé au contour défini comme en figure 2.4.13, mais pour visualiser l'effet de la source lointaine. Les aires de couleurs colorées symbolisent les charges échangées à chaque renversement de la source lointaine.

A ce point du développement, nous savons donc évaluer par la méthode des éléments finis, la réponse en courant de notre système pour les champs variables en limite AEQS. Le passage à l'évaluation du comportement en régime non-linéaire doit donc pouvoir être abordé.

2.4.6 Problématique du comportement non linéaire.

La description du principe de mesure du fluxgate magnétique s'appuie sur la caractéristique $M(H)$ du matériau ferromagnétique doux, dans lequel la superposition du champ magnétique d'excitation et du champ magnétique externe à mesurer est effectuée. Elle a été présentée au paragraphe 2.2. En parallèle, celle du fluxgate électrique que nous recherchons par dualité, repose sur la caractéristique $P(E)$ du relaxor ferroélectrique, dans lequel la superposition du champ électrique d'excitation locale et du champ électrique externe à mesurer a été précédemment confirmé

via l'analyse FEMM précédente. Ainsi, l'induction électrique au sein des disques de relaxor uniforme, a l'expression correspondant à l'équation (2.2.2) :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.4.3)$$

où le champ électrique \vec{E} est issu de la superposition du champ issu de la source lointaine à mesurer \vec{E}_M , et du champ associé à l'excitation locale \vec{E}_E c'est-à-dire $\vec{E} = \vec{E}_M + \vec{E}_E$. Le flux électrique Q est alors donné par l'équivalent de l'équation (2.2.3) :

$$Q = \vec{D} \cdot \vec{S} = (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \cdot \vec{S} \quad (2.4.4)$$

Dans cette expression, il ne peut être fait mention du nombre de tours, et nous avons fait apparaître l'aspect vectoriel des grandeurs plutôt que de traiter directement en module. Discutons la différence portant sur le nombre de tours du bobinage, afin de lever cette difficulté apparente. La raison d'être du nombre de tours du solénoïde porte sur la surface au travers de laquelle le flux élémentaire est étendu. Dans le cas du solénoïde, la surface élémentaire S_{el} est celle de la spire, le flux total est sommé sur toutes les spires. La surface « S » présente dans les expressions (2.2.3) et (2.4.4) correspond en fait à la surface S_{el} . Si l'on pose $S = NS_{el}$, alors les équations (2.2.3) et (2.4.4) sont mises en correspondance, puisque les directions des vecteurs de (2.4.4) sont toutes alignées sur la normale au plan des disques. Dès lors, en négligeant les effets dépolarisants, la dérivation par rapport au temps de l'expression (2.4.4) apporte l'expression duale de la loi de Faraday, pour le courant induit :

$$i_{ind} = -S \frac{dE}{dt} \frac{dD}{dE} = -S \varepsilon_0 \frac{dE(t)}{dt} \left[1 + \frac{1}{\varepsilon_0} P'(E(t)) \right] \quad (2.4.5)$$

où $P'(E(t))$ dénote la dérivation de la polarisation par rapport au champ électrique, conformément à la dérivation des fonctions composées. Le premier terme de l'expression (2.4.5) est le terme qui serait obtenu sans relaxor et le second terme, qui est la clé du principe fluxgate électrique, traduit l'effet du relaxor. Dès lors, il suffit de choisir une fonction d'approche de la courbe polarisation pour obtenir l'estimation de comportement du courant induit.

En remarque, la correspondance avec l'équation (2.2.4) n'est pas parfaite car, le dernier terme du membre de droite de l'équation (2.4.5) est pondéré par $\frac{1}{\varepsilon_0}$. Cette difficulté est liée au choix d'unité actuel, et se comprend à la lecture de la table 2.1. En effet, on y constate que si induction \vec{D} et polarisation électrique \vec{P} s'expriment usuellement en $C.m^{-2}$, ce n'est pas le cas pour l'aimantation \vec{M} qui est exprimée usuellement dans la même unité que le champ magnétique \vec{H} alors que cela devrait être plutôt \vec{B} pour être cohérent, avec le choix des unités

magnétiques. Cette difficulté disparaîtrait si le choix du système cohérent d'unité proposé en table 2.1 était utilisé pour mieux poser le problème, donc en utilisant comme aimantation $\mu_0 \vec{M}$ qui s'exprime dans la même unité que \vec{B} .

Ces équations établies et leur bonne correspondance par dualité, le comportement du signal de courant de sortie électrique en mode non linéaire peut être développé de façon exactement calquée sur le comportement de la tension pour le fluxgate magnétique, tel que développé par exemple en fin du paragraphe 2.2. En effet, en considérant un modèle parabolique électrique dual au modèle parabolique magnétique, tel que considéré en figure 2.2.2, avec les sommets des deux portions de parabole de coordonnées $(-E_s, -P_s)$ et (E_s, P_s) . on peut en déduire à partir de l'expression (2.2.7) par échange de grandeur magnétique en grandeur électrique, l'expression du courant de sortie :

$$i_{ind} = -S\varepsilon_0 \frac{dE(t)}{dt} \left[\frac{2P_s}{\varepsilon_0 E_s} \left(1 + \text{sign}(E) \frac{E}{E_s} \right) \right] \quad (2.4.6)$$

Pour expliciter complètement le courant induit aux bornes de la paire d'électrode de capture, il faut se donner l'expression de $E(t)$:

$$E = E_M + E_E = E_M + E_s \cos \omega t \quad (2.4.7)$$

à partir de l'expression (2.2.10), on en déduit plus explicitement :

$$i_{ind} = P_s S \omega \left(2 \left(1 + \text{sign}(E) \frac{E_M}{E_s} \right) \sin \omega t + \text{sign}(E) \sin 2\omega t \right) \quad (2.4.8)$$

Dans l'expression (2.4.8), deux termes ne dépendent pas du champ quasi-statique E_M et ne contribuent pas à un signal utile. Le terme utile à la pulsation ω est clairement le terme multiplié par E_M , et qui, sommé au second terme en $\sin \omega t$ s'apparente à un signal modulé en amplitude qui dépend de E_M . On cherchera donc à extraire cette information via une technique de démodulation.

2.4.7 Problématique de la faisabilité technologique.

Disposant d'une première modélisation de comportement fondée sur la caractéristique de polarisation des matériaux de type relaxor, nous savons que le point clé est l'atteinte périodique de l'état à saturation, se décalant sous l'effet du champ quasi statique à mesurer. La problématique s'avère très simple puisque la structure de base est celle du condensateur plan. En effet, si l'on connaît la différence de potentiel ΔV entre les armatures, le champ électrique interne est donné de façon élémentaire par $\vec{E}_{ext} = \frac{V}{h} \vec{e}_z$, et le champ induit s'écrit suivant l'expression (2.4.4). Dès lors, la connaissance de la caractéristique $P(E)$ du relaxor permet de

juger l'atteinte de l'état à saturation, et le paramètre géométrique de contrôle est l'épaisseur du matériau.

En pratique, la structure du dispositif envisagé, est assimilable à une association en série de deux condensateurs plan. En régime linéaire, la capacité équivalente du dispositif considéré entre les électrodes est donc donnée par :

$$C_{exc} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r S}{h} \quad (2.4.9)$$

où h est l'épaisseur de diélectrique. Or, il a été montré que ces électrodes devaient être attaquées en courant. La nécessité de cette attaque, est également une contrainte à respecter pour la mise en œuvre du dispositif, sans quoi la superposition des champs à l'intérieur du matériau ne peut être effective.

Une analyse de la faisabilité technologique peut être menée en adoptant des valeurs numériques des ordres de grandeur des valeurs de champ coercitif, de polarisation à saturation et de constante diélectrique relative en zone linéaire. En pratique, une partie des condensateurs disponibles sur le marché sont réalisés avec une seule couche de céramique, dont la nomenclature commerciale comprend une trentaine de composés : citons les familles COG, NPO, X5R, Y5x avec $x \in \{P, R, S, U, V\}$. Si l'on regarde par exemple la caractéristique $P(E)$ (Figure 2.4.16) extraite de [Zhang 14], il est constaté que ce matériau, que l'on peut trouver conditionné sous forme de disque de quelques mm de diamètre, avec une seule couche de céramique est peut-être convenable.

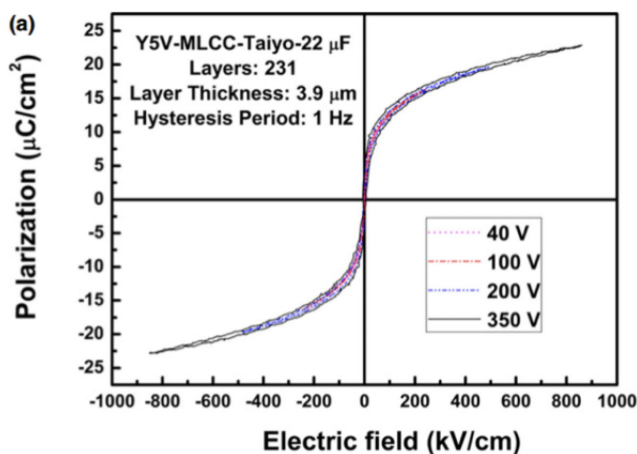


FIGURE 2.4.16 – Cycles d'hystérésis de l'échantillon Y5V-MLCC sous différentes tensions mesuré à température ambiante. Extraite de [Zhang 14]

Exploitant les données de l'encart inséré dans la Figure 2.4.16, il est indiqué le nombre de couches (231), avec une épaisseur de couche de $3,9 \mu\text{m}$ pour obtenir

une capacité de $22 \mu\text{F}$. Par conséquent, par couche, une capacité de 95 nF est obtenue. On peut en déduire que, pour un maximum de courbure de la région coudée de la $P(E)$ aux environs de 100 kV/cm , la différence de potentiel correspondant à ce champ électrique est voisine de $0,4 \text{ V}$. Il y correspond une valeur de charge de l'ordre de 38 nC . Idéalement, c'est-à-dire si l'on ne prend pas en compte la dissipation au sein du diélectrique, la faisabilité de l'attaque en courant peut alors être décidée. En effet, l'ordre de grandeur de l'impédance du condensateur à une couche, bien que cette grandeur soit réservée aux composants linéaires peut néanmoins fournir un indicateur utile : à une pulsation de 10 krad/s , elle a une valeur voisine de $1 \text{ k}\Omega$. Le courant admet quant à lui une amplitude voisine de $380 \mu\text{A}$ à cette même pulsation. Donc, avec ces ordres de grandeurs, l'on peut juger de la faisabilité de l'attaque en courant d'un assemblage série des deux condensateurs plans qu'il nous faut. Par exemple, la table 2.6 extraite de [Constantinou 14] : permet de se convaincre que l'application d'un courant de quelques mA d'amplitude avec une impédance interne très largement supérieure à $100 \text{ k}\Omega$ sur plusieurs dizaine de kHz est tout à fait possible.

	[12]	[32]	[15]	[19]	[21]	This work
Architecture	Modified Howland	Modified Howland*	Current Conveyor	Differential Current Generator	Differential OTA	Negative Feedback
Maximum Output Current	$1 \text{ mA}_{\text{p-p}}$	$5 \text{ mA}_{\text{p-p}}$	$> 1 \text{ mA}_{\text{p-p}}$	$350 \mu\text{A}_{\text{p-p}}$	$500 \mu\text{A}_{\text{p-p}}$	$5 \text{ mA}_{\text{p-p}}$
Bandwidth	$1 \text{ kHz} - 1 \text{ MHz}$	$1 \text{ kHz} - 1 \text{ MHz}$	$10 \text{ kHz} - 250 \text{ kHz}$	90 kHz	$10 \text{ kHz} - 1 \text{ MHz}$	$> 500 \text{ kHz}$
Output Impedance	$670 \text{ k}\Omega @ 100 \text{ kHz}$ $330 \text{ k}\Omega @ 300 \text{ kHz}$	$> 64 \text{ M}\Omega @ \text{dc}$ $< 500 \text{ k}\Omega @ 50 \text{ kHz}$	$149 \text{ k}\Omega @ 100 \text{ kHz}$ $< 30 \text{ k}\Omega @ 500 \text{ kHz}$	$> 100 \text{ k}\Omega @ 90 \text{ kHz}$	$> 1 \text{ M}\Omega @ 100 \text{ kHz}$ $> 500 \text{ k}\Omega @ 500 \text{ kHz}$	$665 \text{ k}\Omega @ 100 \text{ kHz}$ $372 \text{ k}\Omega @ 500 \text{ kHz}$
THD	-----	-----	$0.45\% @ 1 \text{ mA}_{\text{p-p}}$	$0.81\% @ 250 \mu\text{A}_{\text{p-p}}$	$0.79\% @ 500 \mu\text{A}_{\text{p-p}}$	$0.69\% @ 5 \text{ mA}_{\text{p-p}}$ $0.53\% @ 2 \text{ mA}_{\text{p-p}}$
Supply Voltage	-----	-----	30 V	$1.2 \text{ V} \sim 1.5 \text{ V}$	5 V	18 V
Technology	Discrete	Discrete	Discrete	$0.18\text{-}\mu\text{m CMOS}$	$0.35\text{-}\mu\text{m CMOS}$	$0.6\text{-}\mu\text{m CMOS HV}$

TABLE 2.6 – Paramètres de performances. Extraite de [Constantinou 14]

Dans ces conditions, polariser pour balayer suffisamment la zone non linéaire de la caractéristique de ce type de condensateur apparaît faisable, si les effets associables aux pertes diélectriques ne viennent pas masquer ce comportement de la $P(E)$. Dans le modèle élémentaire des pertes du condensateur, l'estimation via la tangente de l'angle de perte peut en constituer un premier indicateur. Elle est donnée par l'évaluation de l'expression $(C\omega \tan\delta)^{-1}$. Pour la céramique de type Y5V, l'angle de pertes est donné à 0.05 , valeur amenant à une résistance de $20 \text{ k}\Omega$ en parallèle de la partie réactive de l'impédance du condensateur, c'est-à-dire $1 \text{ k}\Omega$. Certes l'écart de valeur d'un facteur 20 est dans le bon sens, mais n'est pas très élevé. Il conviendra donc de vérifier ce qu'il en est.

De plus, la présence des pertes, liées au déphasage entre excitation et induction (angle de pertes) en régime linéaire, et liées à l'aire du cycle d'hystérésis en régime

non linéaire, provoquent un dépôt de chaleur dans le volume du matériau. Si cette chaleur n'est pas convenablement évacuée, alors la température du matériau peut s'élever en conséquence, et provoquer des effets indésirables. L'analyse de faisabilité doit donc prendre plutôt en compte l'effet des pertes associées à l'hystérésis, puisque le principe de mesure exige le parcours périodique de la caractéristique $P(E)$. Il est difficile de conclure sur la limitation apportée à la faisabilité technique associée aux effets thermiques. En effet, cela nécessite deux choix préalables, le premier est celui du matériau, et le second est celui du réservoir de chaleur qui pourra être couplé à la zone sensible.

A titre d'exemple, si l'on considère un matériau de type ferroélectrique dur, qui présenterait un cycle d'hystérésis quasi rectangulaire, avec un champ coercitif $E_c = 10 \text{ kV/cm}$ et une polarisation rémanente $P_r = 10 \text{ } \mu\text{C/cm}^2$ alors l'énergie dissipée par cycle et par unité de volume serait de $0,1 \text{ J/cm}^3$, et, à une fréquence de 1 kHz , la production en volume de chaleur serait donc de 100 W/cm^3 . Cet exemple montre que cette production de chaleur pourrait être excessive pour des échantillons de volume associés à un échantillon d'épaisseur 1 mm pour une surface de 1 cm^2 c'est-à-dire 10 W pour $0,1 \text{ cm}^3$. En effet, eu égard à des composants tels que des transistors en sortie d'étage amplificateurs de quelques dizaines de watt, un dispositif de type radiateur est rapidement nécessaire pour éviter une montée en température excessive du composant.

Par ailleurs, une recherche sur le site du distributeur Radio Spare, avec expression « condensateur céramique simple couche » donne une quinzaine de composants de ce type ayant un diamètre compris entre 10 mm et 12 mm , des tensions maximales comprises de 125 V à 500 V , pour des valeurs de capacité de $3,9$ et $4,7 \text{ nF}$. De plus, le tracé, par nos soins, de caractéristiques $P(E)$ de quelques condensateurs de technologie dite SLCC pour « Single Layer Ceramic Capacitor », au moyen de la méthode Sawyer Tower, montre que presque tous ces condensateurs ont des niveaux traduis par un comportement en fréquence menant rapidement à une courbe en forme d'ellipse dès que la fréquence excède quelques centaines de Hz, si l'attaque est en sinusoïdal. Par ailleurs, se référant à l'un des brevet couvrant la composition du composé Y5V en date du 18 Février 1997, la valeur de la constante diélectrique relative, en domaine linéaire est comprise entre 11000 et 14000 .

Pour préciser cette première analyse de faisabilité technique, une étape supplémentaire de modélisation apparaît alors nécessaire, celle du passage de la modélisation multiphysique à la modélisation comportementale des circuits, par Spice. Cette analyse se mène facilement pour le fonctionnement en régime linéaire. En effet, la situation est celle d'un système de quatre conducteurs soumis à couplage électrostatique et soumis à l'action d'une force externe associée au champ électrique. En reprenant les notations introduites table 2.5, et compte tenu des conditions d'attaque des électrodes nécessaires à la superposition des champs induits au

sein des volumes diélectriques, les variables électrostatiques du système peuvent être classées selon la table 2.7

Électrode	Symbole électrode	Variable indépendante	Variable dépendante
électrode supérieure, sensible à l'action externe	d_{sup}	Q_{sup}	V_{sup}
électrode inférieure, sensible à l'action externe	d_{inf}	Q_{inf}	V_{inf}
électrode de signal de courant sortant	d_s	V_s	Q_s
électrodes de signal de courant entrant	d_e	V_e	Q_e

TABLE 2.7 – Nomenclature choisie compte tenu des conditions d'attaque des électrodes. voir tableau 2.4.12 pour visualiser

Une fois le choix des variables indépendantes effectué en régime linéaire, quatre équations au niveau le plus général s'écrivent :

$$\begin{cases} V_{sup} = C_{sup}^{-1}Q_{sup} + \gamma_1 Q_{inf} + \alpha_1 V_s + \beta_1 V_e + \lambda_{sup} E_z + \eta_1 V_{mc} \\ V_{inf} = \gamma_2 Q_{sup} + C_{inf}^{-1}Q_{inf} + \alpha_2 V_s + \beta_2 V_e + \lambda_{inf} E_z + \eta_2 V_{mc} \\ Q_s = \mu_1 Q_{sup} + \nu_1 Q_{inf} + C_s V_s + \beta_3 V_e + \varepsilon_0 \sigma_s E_z + \eta_3 V_{mc} \\ Q_e = \nu_2 Q_{sup} + \mu_2 Q_{inf} + \beta_4 V_s + C_e V_e + \varepsilon_0 \sigma_s E_z + \eta_4 V_{mc} \end{cases} \quad (2.4.10)$$

Dans ce système d'équation, les symboles des coefficients affectés aux variables indépendantes sont choisis en lien avec leur nature : condensateurs C_{sup} , C_{inf} , C_s , C_e longueur de capture λ_{inf} , λ_{sup} , surface de capture σ_e , σ_s ou bien simplement en lien avec le numéro de ligne. La variable indépendante E_z est associée à la composante du champ électrique externe normale au plan des électrodes, et la variable indépendante V_{mc} prend en compte la possibilité de variation dans le temps de la valeur moyenne du champ de potentiel d'origine externe, par rapport à la référence de potentiel qui sera associée au circuit conditionneur de signal devant former l'image du courant sortant de l'électrode d_s et entrant dans l'électrode d_e . Une fois le système d'équation ainsi défini, la procédure d'évaluation des vingt-quatre coefficients, pour autant fastidieuse qu'elle soit, est typique des systèmes linéaires, comme par exemple dans la théorie des quadripôles. L'évaluation se fait en six étapes, en attribuant une valeur nulle à toutes les variables indépendantes sauf une. Ainsi, à chaque étape, quatre coefficients sont évalués en valeur numérique dans le modèle par éléments finis.

Avant de procéder à l'évaluation des coefficients, l'écriture du système peut être simplifiée, en imposant que la paire d'électrode d_s et d_e soit forcée au potentiel de référence, notamment si l'on sait que l'entrée du conditionneur pourra être de type amplificateur de transimpédance ou de charge. Il reste alors 16 coefficients évaluable dès lors que la géométrie du système est précisée. De plus, une symétrie par rapport au plan médian du système d'électrodes peut être prise en compte et réduire le nombre de coefficients à calculer.

Un exemple de résultats est consigné dans la table 2.8. En troisième ligne, ils sont issus du système d'électrodes de la figure 2.4.12. En quatrième ligne, ils sont issus d'un système d'électrodes confinant un diélectrique d'épaisseur $5 \mu m$, d'électrodes de diamètre 2 mm. Ces dernières données servent plus loin à préciser la faisabilité technologique.

coefficients	C_{sup}	μ_1	γ_2	ν_1	λ_{inf}	λ_{sup}	$\varepsilon_0\sigma_s$	$\varepsilon_0\sigma_e$	η_1	η_3
	=	=	=	=					=	=
	C_{inf}	μ_2	γ_1	ν_2					η_2	η_4
unités	pC	$\frac{pC}{pC}$	$\frac{\mu V}{pC}$	$\frac{fC}{pC}$	$\frac{\mu V}{V.m^{-1}}$	$\frac{\mu V}{V.m^{-1}}$	$\frac{fC}{Vm^{-1}}$	$\frac{fC}{Vm^{-1}}$	$\frac{mV}{V}$	$\frac{pC}{V}$
valeurs	180	-0.999	0.4	-0,16	1,4	-1,4	2,8	-2,8	0.4	-0.1
valeurs	5500	-0.999	0.0002	-1,8	0,007	-0,007	0,04	-0,04	0.0019	-0.24

TABLE 2.8 – Résultat FEMM

A partir de cette description matricielle du système d'équations, la génération d'un schéma équivalent de la théorie des circuits, interprétable par un outil tel que LTSpice, s'effectue simplement en opérant une dérivation par rapport au temps, donc une multiplication par $j\omega$ des termes homogènes à une tension ou un champ électrique, et une substitution des charges par les courants correspondants. Au final, aux variables dépendantes de type tension, données par une loi des mailles, sont représentées par un circuit sous forme série. De façon analogue, les variables de type courant, données par une loi des nœuds, sont représentées par un circuit sous forme parallèle.

La figure 2.4.17 présente le schéma équivalent obtenu, correspondant à la quatrième ligne du tableau. La présentation est limitée à la partie supérieure du dispositif, afin de ne pas le surcharger. En effet, le nombre de sources commandées associées au système d'équation 2.4.10 serait de 20 pour le système le plus complet possible, qui inclut l'effet d'un mode commun des variations de tension, lié à une source lointaine et qui n'avait pas encore été introduit. Heureusement, ce système se simplifie, dès lors que l'on choisit le mode de lecture des courants associés aux charges totales Q_s et Q_e , à savoir une amplification de type transimpédance ou de type charge, imposant alors les potentiels V_s et V_e du système 2.4.10 à la valeur nulle. Ce schéma peut sembler bien compliqué, pour un dispositif qui se présente

comme l'association de deux condensateurs en série. Évidemment, le mode d'utilisation usuel qui, suppose l'influence totale entre les deux électrodes en regard l'une de l'autre, ne peut pas prendre en compte une quelconque influence externe et, en pratique cette condition est très bien remplie. Sortir de cette représentation habituelle ne s'est pas avéré du plus simple, et il est possible que cela soit à l'origine de l'absence du dispositif que avons cherché au cours de ce travail de thèse.

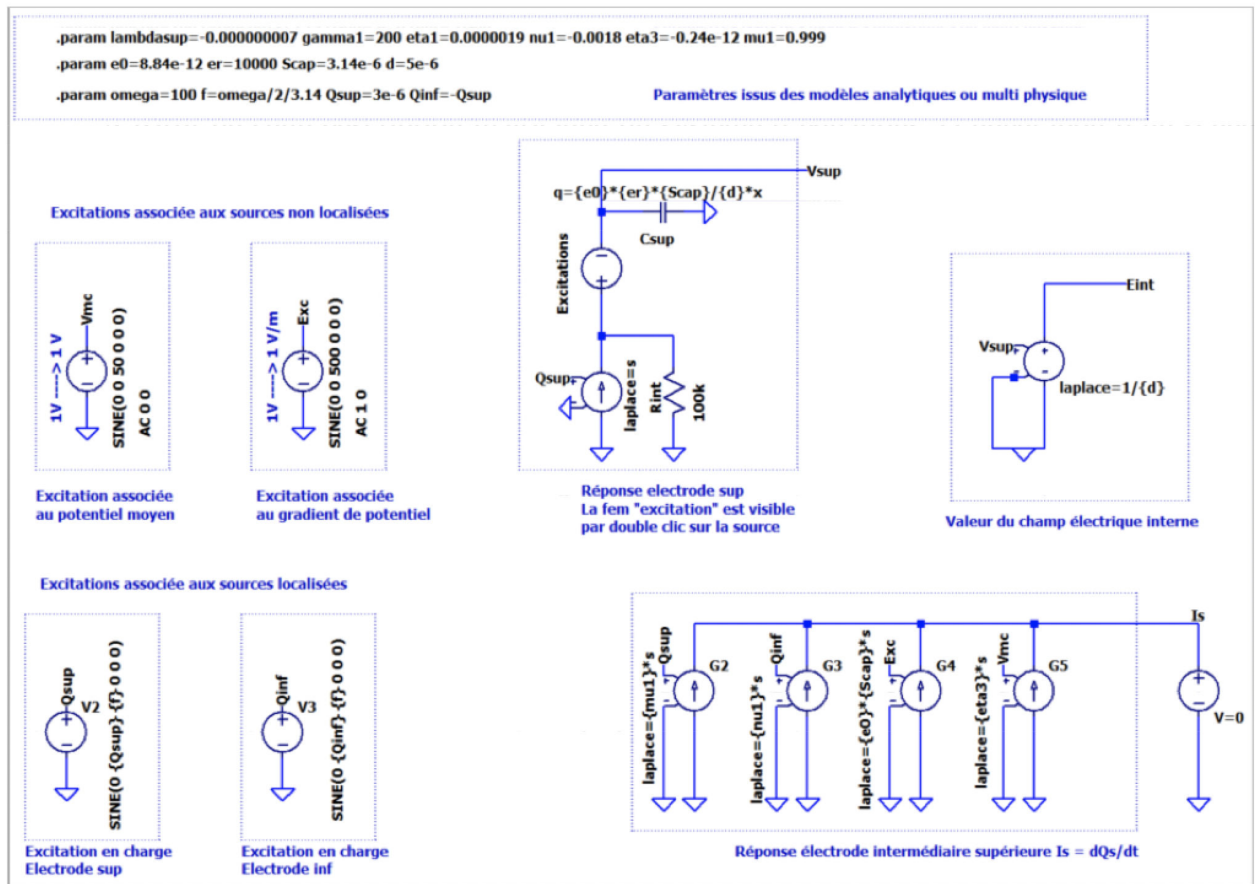


FIGURE 2.4.17 – Schéma équivalent partiel associé aux équations un et trois du système 2.4.10 après simplification mentionnée dans le corps de texte. Les valeurs des paramètres sont celles données dans la ligne quatre de la table 2.8.

Pour un diélectrique de type Y5V idéalisé par trois segments de droite, (figure 2.4.18), avec le segment central de pente $10^4 \epsilon_0$ pour correspondre à peu près aux valeurs de la littérature, et les demi-droites associées à la zone à saturation de la caractéristique avec une ordonnée de valeur $20 \mu C/cm^2$ compatible avec la caractéristique P(E). L'analyse de la faisabilité technologique peut alors être précisée.

Pour cela, une première série de simulations a été effectuée pour obtenir la valeur des charges Q_{sup} et Q_{inf} menant à une valeur de champ électrique interne correspondant au point de cassure de la caractéristique $P(E)$ modélisée, prise à 100 kV/cm, c'est à dire 10 MV/m. La valeur obtenue est d'environ $3 \mu C$, dépendante de la résistance interne de la source (R_{int}), et de la valeur de la pulsation ($\omega > 100$ rad/s).

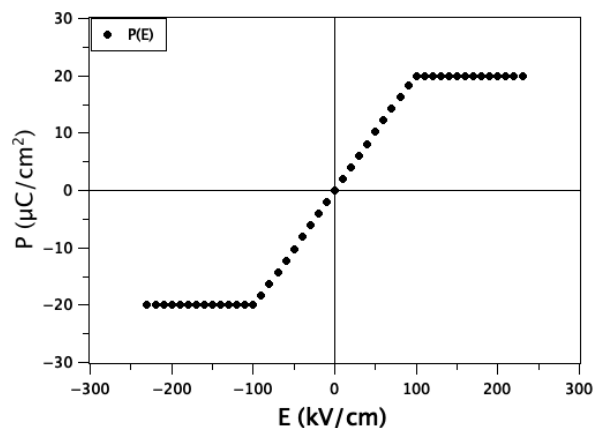


FIGURE 2.4.18 – $P(E)$ modélisée par trois segments de droite

Ce faisant, la comparaison des composantes de courant induit en sortie I_s , permet de confirmer l'effet de la valeur du paramètre η_1 devant celle du paramètre μ_1 , menant alors à la suppression du générateur correspondant dans le schéma du circuit. Ensuite, si l'on veut espérer visualiser le phénomène en régime non linéaire, il faut chercher la valeur de champ électrique externe qui mènerait à une charge Q_s disons de l'ordre du centième de la valeur de Q_{sup} . C'est ici que la difficulté apparaît, puisque cela correspond à une valeur de champ électrique aussi élevée que 10 MV/m. Or, cette valeur est associée à la surface des électrodes exposée au champ externe. Augmenter le diamètre de l'ensemble des électrodes ne changerait guère la situation.

Pour contourner cette difficulté, nous proposons d'étendre le rayon des deux électrodes exposées au champ externe, sans pour autant changer le rayon du disque de matériau ferroélectrique. Cela revient à introduire une seconde surface dans notre liste de paramètres, nommée S_r et associée à la surface de la section du disque de diélectrique. Ainsi, passant d'un diamètre de 2 mm à 20 mm, permet de réduire la valeur du champ externe nécessaire à l'induction de charges ayant un ordre de grandeur de 100 kV/cm, ce qui est encore bien difficile à produire au laboratoire, qui ne dispose que de sources de tension allant au maximum à ± 10 kV.

Au final, pour espérer visualiser le phénomène recherché, il faut chercher les matériaux ferroélectriques qui auraient :

- une valeur de constante diélectrique en domaine linéaire plutôt de l'ordre de 1000, ce qui réduit la charge Q_{sup} à fournir, mais au dépend des conditions d'attaque,
- Une valeur de champ électrique à la courbure de la caractéristique $P(E)$ la plus faible possible, c'est à dire largement inférieure à 100 kV/cm, disons inférieure à 10 kV/cm si cela est possible.

A titre d'exemple, la figure 2.4.19 montre des caractéristiques $P(E)$ par l'équipe du professeur Guorong Li, en vue d'une collaboration avec le laboratoire. A la vue de ces caractéristiques, la région de courbure des caractéristiques est aux alentours de 7,5 kV/cm, ce qui est convenable. En revanche, la valeur extrapolée de la constante diélectrique relative en domaine linéaire est de valeur trop élevée (10^6) pour être satisfaisante. Donc, à l'issue de cette analyse, il apparaît que la faisabilité soit plutôt compromise. En conséquence, le chapitre suivant présentera une seconde possibilité d'approche, s'appuyant sur un dispositif voisin du fluxgate, que l'on peut nommer magnétomètre à réluctance variable.

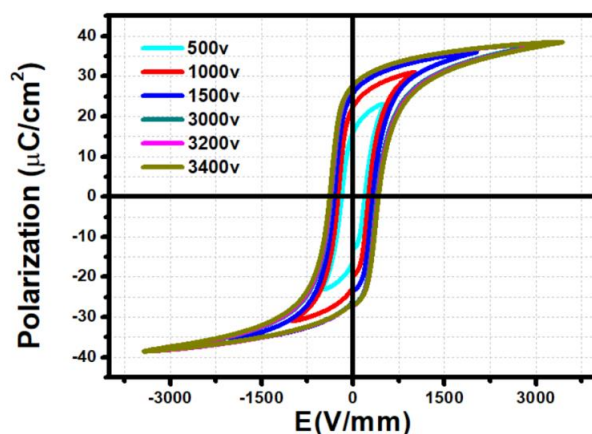


FIGURE 2.4.19 – Cycle d'hystérésis d'une céramique relaxor ferroélectrique PLZT de composition (5/63/35) à différentes tensions.

Chapitre 3

Capteurs à réluctance variable

Ce chapitre fait suite au chapitre 2, en proposant une seconde possibilité d'approche, s'appuyant sur un dispositif voisin du fluxgate magnétique. L'approche s'inspire de la théorie des circuits magnétiques à réluctance magnétique. La réluctance magnétique dans un circuit magnétique caractérise l'aptitude d'un circuit magnétique à s'opposer à la pénétration du champ magnétique. Elle est analogue à la résistance électrique dans un circuit électrique. Mais la résistance dans un circuit électrique dissipe l'énergie électrique et la réluctance dans le circuit magnétique stocke l'énergie magnétique.

Dans les fluxgates magnétiques, le principe de fonctionnement repose sur la modulation de la perméabilité magnétique d'un matériau ferromagnétique doux au moyen d'une excitation magnétique alternative suffisamment intense créée par une bobine d'excitation. De façon analogue, dans les modèles à réluctance magnétique, une modulation de la réluctance magnétique correspond à celle de la modulation de la perméabilité magnétique du matériau. En effet, hors saturation le matériau possède une faible réluctance magnétique, et à la saturation une forte réluctance magnétique. De façon analogue, l'introduction d'une réluctance diélectrique caractérisant l'aptitude d'un circuit diélectrique à s'opposer à la pénétration du champ électrique, doit permettre d'y modéliser le comportement du flux électrique.

Trois parties structurent ce chapitre, la première rappelle une brève description du modèle de la réluctance magnétique à son équivalent électrique, pour aboutir, par analogie au modèle à réluctance diélectrique. La seconde détaille quelques implémentations par éléments finis du magnétomètre à réluctance magnétique, et de l'électromètre à réluctance diélectrique d'une manière telle que la correspondance soit assurée. La troisième partie reporte un ensemble d'estimations numériques pour montrer la faisabilité technique de l'approche, tant du point de vue magnétique que électrique.

3.1 Du modèle de la réluctance magnétique à son équivalent électrique

Le concept de la grandeur physique nommée « réluctance magnétique », ou « résistance magnétique », est utilisé dans l'analyse des circuits magnétiques. Il a été introduit à la fin du 19^e siècle par Olivier Heaviside suivant l'analogie établie entre les circuits électriques fermés accompagnés de la loi d'Ohm et les circuits magnétiques fermés. Le concept a été formalisé par Henry Rowland [Rowland 73a, Rowland 73b]. Ainsi à la loi d'Ohm :

$$U = RI \tag{3.1.1}$$

correspond alors la loi d'Hopkinson :

$$F = \mathfrak{R}\Phi, \tag{3.1.2}$$

où, Φ est le flux magnétique en Weber(Wb) ou $J.A^{-1}$ dans le système d'unité adapté, \mathfrak{R} la réluctance magnétique en inverse de Henry H^{-1} ou $J^{-1}.A^2$ dans le système d'unité adapté, et F la force magnétomotrice analogue à la force électromotrice dans les circuits électriques, mais s'exprimant en Ampère (A).

L'analogie entre circuit électrique et circuit magnétique porte sur le fait que, dans un circuit électrique, pour qu'un courant circule, le circuit doit être fermé et contenir au moins une source électromotrice. De façon similaire, dans un circuit magnétique, qui est nécessairement fermé, pour qu'un flux circule, une source magnétomotrice doit y être incluse. D'un point de vue pratique un courant doit circuler dans un bobinage conducteur autour du matériau ferromagnétique constitutif de tout ou partie du circuit magnétique. Dans le circuit électrique constitué d'une source et de quelques résistances, le courant circule principalement le long du trajet de moindre résistance. De façon analogue, le flux magnétique circule le long du chemin de moindre réluctance. Enfin, du point de vue de l'association de portions de circuits magnétiques ayant diverses réluctances, l'obtention de la réluctance équivalente suit les mêmes lois que pour les résistances de circuits.

Les applications du modèle de la réluctance magnétique sont utiles dans la conception de nombreux systèmes mettant en oeuvre des transformateurs et des moteurs ou des alternateurs. Il existe aussi des capteurs inductifs à réluctance variable, dont le principe de mesure est notamment basé sur la modulation mécanique d'un entrefer placé en série sur le circuit magnétique.

D'un point de vue pratique, pour un circuit magnétique homogène, c'est-à-dire constitué d'un seul matériau et de section constante, l'expression de la réluctance d'une portion de circuit magnétique admet la structure suivante :

$$\mathfrak{R} = \frac{l}{\mu S} \tag{3.1.3}$$

où l est la longueur associée à celle du circuit magnétique, S une aire au travers de laquelle le flux est défini et μ la perméabilité magnétique du milieu. Cette dernière, fonction de l'excitation magnétique, peut donc être rendue variable si l'excitation atteint des valeurs suffisamment proche de la zone à saturation de la caractéristique $B(H)$ du matériau. C'est via cette dépendance notamment via l'outil de la correspondance par dualité que la problématique de ce travail de thèse est réorientée.

3.2 Modèle de la réluctance diélectrique

Compte tenu de la correspondance par dualité établie au cours du développement du chapitre 2, les structures des expressions définissant la nouvelle grandeur nommée « réluctance diélectrique », de symbole \mathfrak{R}_D doivent être :

$$V = \mathfrak{R}_D Q \quad (3.2.1)$$

et

$$\mathfrak{R}_D = \frac{l}{\varepsilon S} \quad (3.2.2)$$

Elles correspondent respectivement aux équations (3.1.2) et (3.1.3). L'unité de cette nouvelle grandeur dans le système d'unité adapté est le $J^{-1}.V^2$, suivant la règle établie lors de l'élaboration du tableau 2.1. Si le mode de raisonnement par analogie utilisé il y a 150 ans amenait à la nécessité d'un circuit magnétique fermé, on peut néanmoins penser que cette hypothèse n'était pas nécessaire, mais qu'elle tenait au caractère intrinsèque du magnétisme, en raison de :

$$Div \vec{B} = 0. \quad (3.2.3)$$

En revanche, le mode de raisonnement par dualité incite à penser que, si les circuits magnétiques sont fermés, ceux à base de matériaux diélectriques peuvent être ouverts, suivant ainsi la correspondance par dualité circuit ouvert \longleftrightarrow circuit fermé dans la théorie des circuits électriques. Il nous apparaît donc que la nécessité de la fermeture du circuit diélectrique ne s'impose pas probablement en lien avec :

$$Div \vec{D} = \rho \quad (3.2.4)$$

3.3 Genèse de capteurs magnétiques ou électriques à réluctance variable

3.3.1 Exemple simple de circuit électrique

Un circuit simple peut être constitué juste de deux résistances R_1 et R_2 de valeur nominale identique R_0 et dont l'une R_2 admet une partie variable $\Delta R(t)$. si ces deux résistances sont attaquées en courant I_0 , alors le courant I_1 dans la branche contenant la résistance de valeur fixe R_0 a une valeur dépendant de celle de ΔR . En utilisant le pont diviseur de courant on en déduit que :

$$I_1(t) = \frac{1 + r(t)}{2 + r(t)} I_0 \quad (3.3.1)$$

avec $r(t) = \frac{\Delta R(t)}{R_0}$. En régime de faible variations, $|r(t)| \ll 1$ on obtient après un développement limité au premier ordre :

$$I_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r(t)}{2} \right) I_0 \quad (3.3.2)$$

et la mesure de I_1 reflète le comportement de $r(t)$.

3.3.2 Analogie pour un circuit magnétique

Puisque l'on procède par analogie, la topologie du circuit magnétique doit être parallèle et les deux parties magnétiques ne doivent pas être disjointes de façon que la source d'excitation (bobinage) génère un flux Φ_0 se répartissant entre les deux branches et, suivant l'analogie de la loi des noeuds plus généralement d'une loi de conservation, on peut écrire :

$$\Phi_0 = \Phi_1 + \Phi_2. \quad (3.3.3)$$

Ces notations sont précisées en figure 3.3.1 . Le flux Φ_2 est rendu variable si la zone hachurée est à réluctance variable, entraînant une variation de sens opposé de Φ_1 . Si l'on introduit les réluctances \mathfrak{R}_1 et \mathfrak{R}_2 avec $\mathfrak{R}_1 = \mathfrak{R}_0$ et $\mathfrak{R}_2 = \mathfrak{R}_0 + \Delta \mathfrak{R}$ alors le raisonnement par analogie à partir de l'équation (3.3.1) mène à l'équation (3.3.2) en remplaçant ΔR par $\Delta \mathfrak{R}$, R_0 par \mathfrak{R}_0 , I_0 par Φ_0 , et I_1 par Φ_1 . Si un enroulement est réalisé sur le bras 1, alors une tension induite sera générée en vertu de la loi de Faraday-Lenz :

$$e_s = - \frac{d\Phi_1}{dt}, \quad (3.3.4)$$

et peut constituer la grandeur de sortie du système dont la grandeur d'entrée serait la cause de la modulation de la réluctance. Le chapitre 4 montera le dispositif auquel a mené ce concept.

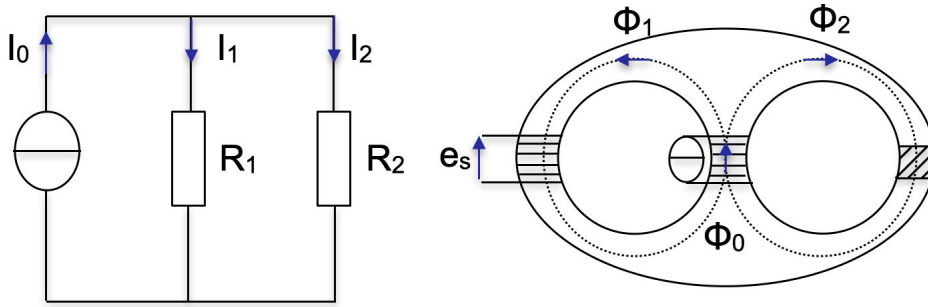


FIGURE 3.3.1 – Circuit électrique (à gauche) et son analogue (à droite) en circuit magnétique. La zone hachurée symbolise une zone à réluctance variable. Le bobinage central permet d’instaurer Φ_0 via un courant. L’autre bobinage permet de récupérer un signal de sortie $e_s = -\frac{d\Phi_1}{dt}$

3.3.3 Analogie/dual pour un circuit diélectrique

Utilisant l’analogie à partir du circuit électrique, (figure 3.3.2 gauche) il vient assez vite à l’esprit un circuit contenant une paire d’électrodes en regard l’une de l’autre, séparée par le milieu diélectrique. Ce dernier se sépare en deux branches identiques, dont on suppose que l’une d’elle admet une zone à réluctance diélectrique variable. Le schéma de la figure 3.3.2 montre une possibilité à partir d’une plaque dont la région centrale est enlevée. Le flux Q_0 se sépare en Q_1 et Q_2 avec (toujours analogue de la loi des noeuds) :

$$Q_0 = Q_1 + Q_2 \quad (3.3.5)$$

Le flux Q_2 peut être rendu variable si une partie de la réluctance diélectrique correspondante l’est, entraînant une variation de sens opposées de Q_1 . La mesure des variations de Q_1 associées à la variation de la réluctance de l’autre bras doit se faire alors via la loi duale de la loi de Faraday-Lenz :

$$i_s = -\frac{dQ_1}{dt}, \quad (3.3.6)$$

menant à l’interruption du milieu diélectrique par une paire d’électrodes métalliques, dont l’effet est à discuter plus en détail, au delà de l’exposé des principes de mesure que nous venons d’effectuer.

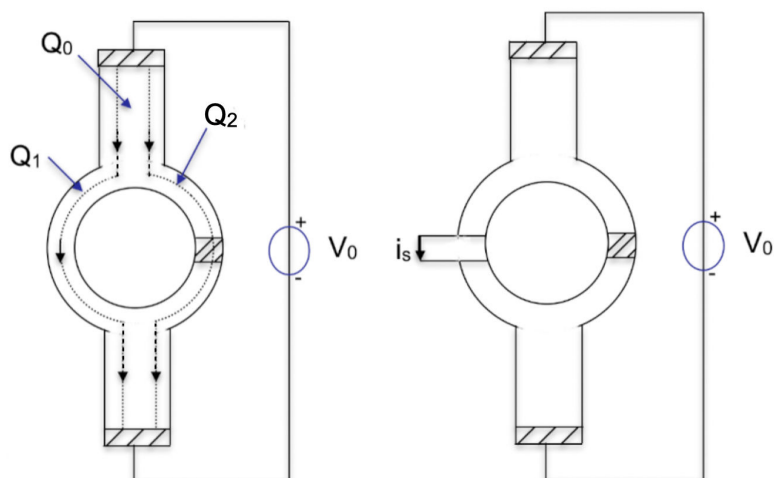


FIGURE 3.3.2 – Circuit diélectrique à réductance variable avec définition des symboles des flux (à gauche) et la possibilité de signal de sortie en courant $i_s = -\frac{dQ}{dt}$

3.4 Conception du capteur magnétique à réductance variable

Pour la conception du capteur magnétique, une première étape a été de regarder les matériaux ferromagnétiques doux disponibles commercialement sous une forme utilisable facilement (tore) et dont les valeurs de paramètres physiques soient compatibles avec un ensemble de contraintes à préciser. En tout premier, il est souhaitable de prendre un matériau ferromagnétique doux non conducteur, afin d'éviter la complication d'analyse qu'apporterait la présence des courants volumiques générés par effet Foucault. Dans cette condition, le choix s'oriente très vite vers les ferrites de composition $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$ se présentant sous forme de céramique et possédant une résistivité de l'ordre de $10^5 \Omega.m$.

La table [Ito 11], extraite de (Shinichiro Ito, "Basics of ferrite and noise countermeasures", TDK EMC Technology ; TDK Corporation Magnetics Business Group : Tokyo, Japan (2011)) donne les caractéristiques physiques essentielles dont la perméabilité initiale et l'induction à saturation. Le matériau HF70 apparaît ainsi acceptable. A titre d'exemple, la figure 3.4.1 reproduit les caractéristiques d'aimantation de trois ferrites, marquant le caractère très doux que l'on peut espérer obtenir. Pour rappel $10e \simeq 80 A/m$, $1 emu/cm^3 = 1,26 mT$, et la densité massique du matériau vaut $5 g/cm^3$, ce qui nous permet de remonter au unité du système SI.

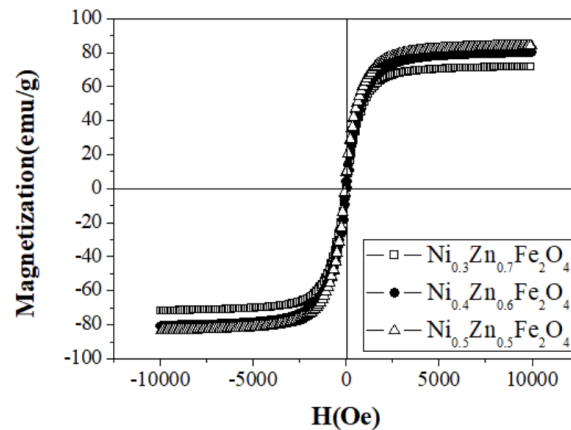


FIGURE 3.4.1 – Cycle Hystérésis de $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$ ($x = 0.5, 0.6, 0.7$) ferrite de nanoparticules. Extraite de [Hwang 20]

A partir de ce choix, il est alors possible d'utiliser à nouveau la simulation par éléments finis pour évaluer la faisabilité du magnétomètre à réluctance variable. A cet effet, pour simuler le comportement du tore de ferrite HF70, y compris en régime linéaire, nous avons adopté et implémenter dans FEMM les spécifications du matériau HF70 fourni dans la documentation citée ci-dessus [Ito 11].

La suite de la conception par élément finis est alors le choix de la géométrie du dispositif de guidage du flux magnétique avec une zone localement saturable et couplage au magnétique externe à mesurer. Considérant en premier le couplage au champ externe, le flux interne associé doit se répartir en deux bras de façon équilibrée (en absence de saturation de la zone prévue à cet effet). La solution la plus simple et aisément réalisable est apportée par la mise en oeuvre d'un tore. En second, le procédé de saturation locale doit être décidé. Techniquement, il sera constitué d'un bobinage autour d'une petite portion du tore. La densité des lignes de flux doit être augmenté par diminution locale de la section et ainsi permettre l'atteinte de l'état à saturation uniquement dans la partie à section réduite.

La figure 3.4.2 permet de visualiser cette description sur un tore qui fait 3 mm rayon interne et 5 mm de rayon externe avec, une profondeur de 3 mm et d'un trou de 1.5 mm de diamètre. Toutefois, cette première configuration ne correspond pas au principe de mesure introduit au 3.3.2 et figure 3.3.1, puisqu'il faut deux trous. En conséquence, la structure à laquelle nous avons finalement pensé est dessinée ci-dessous. A partir d'un anneau de matériau disponible commercialement, un trou est percé dans le corps du tore. Autour de chacun des deux petits bras ainsi formés, un bobinage peut être enroulé avec suffisamment de spires pour que la saturation soit atteinte avec un courant raisonnable.

Cette configuration possède un avantage très important : lorsque le flux de l'un des bras est l'opposé exact de celui de l'autre bras alors aucun flux associé à la saturation locale ne parcourt le reste du tore. L'obtention de l'égalité de ces flux en valeur absolue est contrôlable par le rapport de leur nombre de spires, et par la valeur des courants nécessaires à l'atteinte de l'état saturé. Pour finaliser le dispositif, un bobinage supplémentaire est réalisé autour du bras principal du tore, pour l'obtention d'un signal au moyen de la loi de Faraday-Lenz.

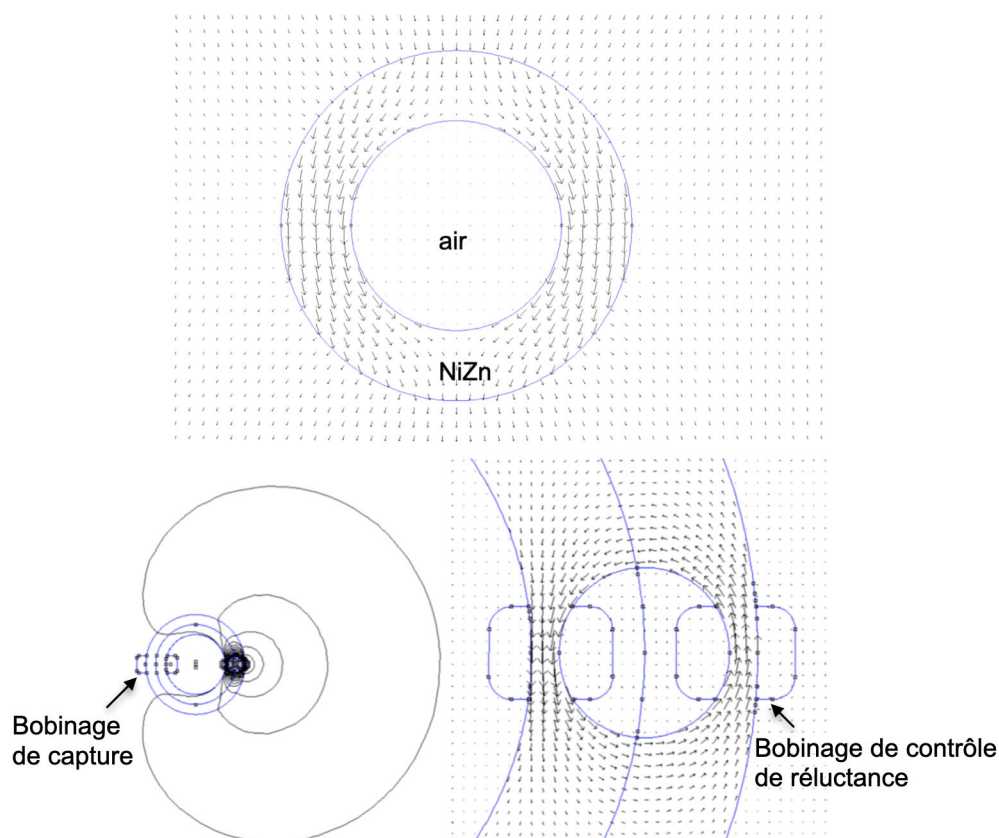


FIGURE 3.4.2 – En haut : le flux associé au champ externe B se repartit en deux bras de façon équilibré (absence de la zone saturée). En bas : Modèle FEMM d'un tore de matériau HF70 modifié et équipé de bobinage de contrôle de la réluctance. A droite, figure de champ dans le voisinage de cette zone.

Pour rendre compte du comportement de ce système, des profils de champs particuliers peuvent être tracés. En figure 3.4.3 sont reportés trois profils d'induction associés aux résultats de la configuration de calcul ayant mené à la figure 3.4.2. Les profils tracés sont celui de l'induction magnétiques B le long des contours rouges.

Le profil supérieur reflète bien que le champ tourne autour du petit trou percé dans le tore. Le profil intermédiaire précise les lieux de densité de flux maximale, zone que l'on cherche à porter périodiquement à l'état saturé. Enfin le troisième profil, module de B le long d'un cercle au coeur du grand tore de ferrite, montre bien que la région à l'opposé de la zone de génération de l'excitation présente, une induction résiduelle notablement plus faible (proche $0,4 \mu\text{T}$ vis à vis de 1mT dans les constrictions).

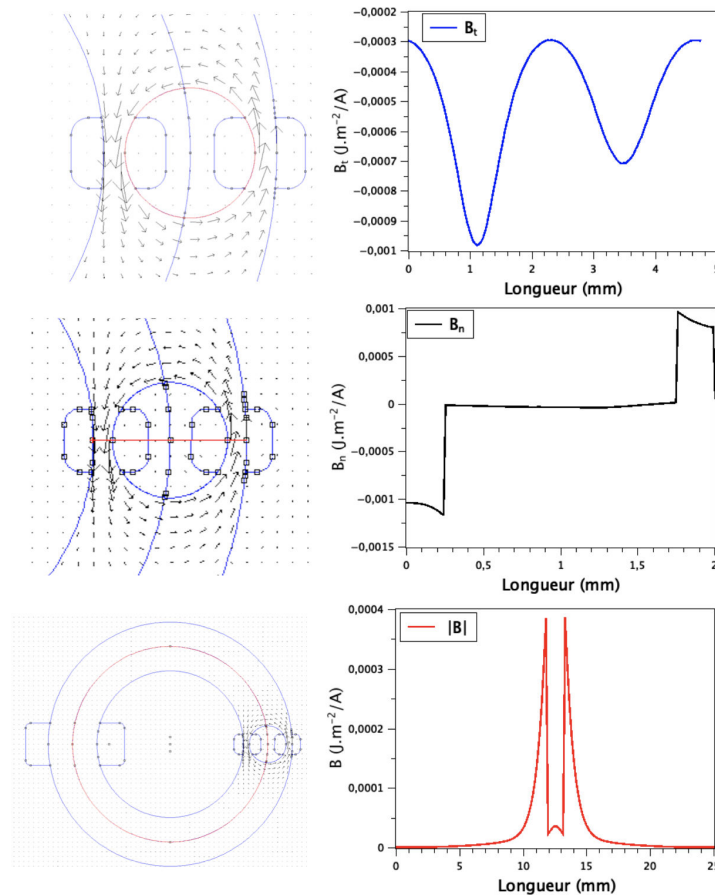


FIGURE 3.4.3 – Figure et profil principaux de l'induction : composante tangentielle de B autour du trou, composante normale de B à la section des petits bras et module de B le long d'un grand cercle.

En présence d'un champ externe, on peut alors se rendre compte de la modification de la densité de flux magnétique en fonction de la proximité de l'état de saturation de la zone perturbé par un courant d'excitation. La figure 3.4.4 présente l'évolution du pourcentage de flux magnétique au travers de la section médiane du bras gauche principal du tore soumis à une excitation externe en fonction du cou-

rant d'excitation qui sature progressivement les deux petits bras. Ce pourcentage passe d'un peu plus de 55% en l'absence de courant d'excitation à 80% pour une valeur de 1,5A dans les bobines d'excitation. Les champs normaux moyen dans les constrictions sont alors de 249 mT à gauche et 173 mT à droite, valeurs proches des valeurs à saturation.

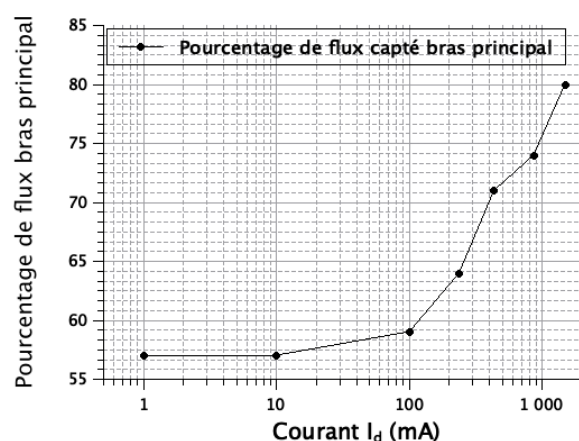


FIGURE 3.4.4 – l'évolution du pourcentage de flux magnétique au travers de la section médiane du bras gauche principal du tore soumis à une excitation externe en fonction du courant d'excitation

Au final, une photo du capteur magnétique à réluctance variable qui se rapproche au mieux de la structure simulée, et qui sera caractérisé à la fin chapitre 4 est présenté ci-dessous :

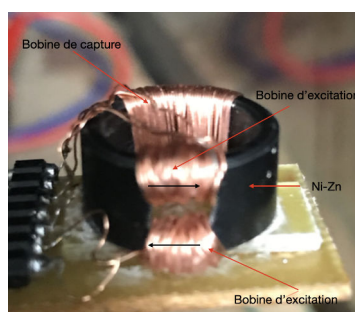


FIGURE 3.4.5 – Photo du capteur de champ magnétique à réluctance variable à base de NiZn HF70 équipée de deux bobinages d'excitation de contrôle de la réluctance, et d'un bobinage principal de capture de signal de sortie.

3.5 Conception du capteur électrique à réluctance variable

La procédure est analogue via un outil de simulation par élément fini sauf que celui que nous utilisons, FEMM, n'admet pas d'option de calcul avec une caractéristique $P(E)$ non linéaire comme implémentée pour les caractéristiques $B(H)$. Dans un premier temps nous discutons comment nous avons essayé de contourner cette difficulté, puis nous discutons un premier modèle de capteur à réluctance variable.

3.5.1 Implémentation sous FEMM d'une caractéristique $P(E)$ non linéaire

Suivant la suggestion de David Meeker, que nous avons contacté à cet effet, le plus simple est de considérer l'analogie entre les grandeurs de l'électrostatiques, d'une part, et celles de la conduction thermique dans les matériaux, d'autre part. Celle-ci est visible sur le tableau 3.1

Électrostatique		Conduction thermique	
Grandeurs	Symbole équation	Grandeur	Symbole équation
champ électrique \vec{E} (gradient de potentiel)	$\vec{E} = -\vec{\nabla}V$	gradient de température G	$\vec{G} = -\vec{\nabla}T$
Potentiel électrique V	V	Température T	T
densité volumique de charge ρ	ρ	densité volumique de chaleur q	q
induction électrique \vec{D} (densité de flux électrique)	$\nabla \cdot \vec{D} = \rho$	densité de flux de chaleur \vec{F}	$\nabla \cdot \vec{F} = q$
permittivité diélectrique ε	$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$	conductivité thermique k	$\vec{F} = k \vec{G}$
équation de poisson pour le potentiel	$-\varepsilon \nabla^2 V = \rho$	équation de poisson pour la température	$-k \nabla^2 T = q$

TABLE 3.1 – Correspondance de nature analogique entre grandeurs de l'électrostatique et celles de la conduction thermique

Ce tableau est intéressant notamment parce qu'il peut aider à comprendre la différence profonde entre correspondance par simple analogie et celle de la dualité.

Pour l'analogie, elle porte uniquement sur la structure des équations, alors que pour la dualité les grandeurs et les actions entre elles sont inséparables.

Une simple simulation par élément finis, d'un simple condensateur plan permet de confirmer cette analogie en domaine linéaire. En effet, en considérant respectivement sous FEMM dans la partie des problèmes d'électrostatiques, et dans la partie des problèmes thermiques linéaires, un condensateur plan composé de deux plaques conducteurs de 10 cm de coté, polarisées respectivement avec deux sources de tension et de chaleur antisymétriques par rapport à la référence au centre des plaques, et séparées l'une de l'autre d'une distance de 10 cm par de l'air, les résultats de calculs sous FEMM menant aux caractéristiques des deux condensateurs, sont présentés en table 3.2. Ces résultats, sont obtenus en indiquant dans FEMM pour la simulation électrostatique une permittivité diélectrique relative de l'air $\epsilon_r = 1$ car, par défaut FEMM prend en compte la permittivité du vide $\epsilon_0 = 8.85 * 10^{-12} \text{F/m}$ et pour analogie thermique, en imposant une conductivité thermique de l'air $k = 8.85 * 10^{-12} \text{W/m.K}$ car, la conductivité thermique k est analogue à permittivité absolue $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.

Caractéristiques condensateur électrique	Électrostatique	Caractéristiques condensateur thermique	Conduction thermique
charge conducteur supérieur	5,229e-10 C	densité de flux de chaleur conducteur supérieur	5,23e-10 W
charge conducteur inférieur	-5,231e-10 C	densité de flux de chaleur conducteur inférieur	-5,228e-10 W
Champ électrique au centre E	1904,36 V.m ⁻¹	gradient de température au centre G	1904,36 K.m ⁻¹
densité de flux électrique au centre	1,689e-8 C.m ⁻²	flux de chaleur au centre	1,689e-8 W.m ⁻²
différence de potentiel	200 V	différence de température	200 K

Table 3.2 – Résultat de calcul sous FEMM entre le problème d'électrostatique et le problème thermique

A partir de la confirmation de la possibilité de substitution du module de calcul électrostatique par celui de calcul de conduction thermique, et sachant que la possibilité d'une dépendance dans FEMM de la conductivité thermique avec la température, un problème d'électrostatique non linéaire doit pouvoir être traité

comme le problème thermique équivalent. Suivant cette approche, à partir de la $P(E)$ du matériau non linéaire choisi, il devrait être possible de former :

$$D = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{P(E)}{\varepsilon_0 E}\right) E \quad (3.5.1)$$

et l'expression :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(1 + \frac{P(E)}{\varepsilon_0 E}\right) \quad (3.5.2)$$

doit avoir ces valeurs assignés à $k(T)$. La mise en oeuvre de cette approche a présenté plusieurs difficultés. L'une d'entre elles est liée au choix du potentiel de référence du problème traité. En effet, la prise en compte de la non linéarité dans les problèmes d'écoulement de chaleur est utile pour modéliser la dépendance de la conductivité thermique en fonction de la température absolue T . Donc, si on utilise cette procédure, l'analogie de $k(T)$ doit être une entrée du problème à traiter, c'est-à-dire que l'on doit introduire la constante diélectrique ε du matériau non linéaire en fonction du potentiel scalaire V . Or, la caractérisation du matériau diélectrique se fait habituellement par la donnée de la caractéristique $P(E)$ avec : $V = \int \vec{E} d\vec{l} + cte$. Si, à partir de la caractéristique $P(E)$, on peut en déduire $\varepsilon(E)$, comment effectuer alors le choix de la constante ou bien fixer l'origine du potentiel ? Pire, le champ électrique est une grandeur locale, alors que le potentiel est une grandeur intégrale. Il semble bien que l'on ne puisse pas trouver une fonction partant de la $P(E)$ pour aboutir à une fonction de $\varepsilon(V)$. malgré les multiples essais d'implémentation d'une fonction $k(T)$ se substituant à $\varepsilon(V)$, que nous avons fait, aucun n'a permis de reconstruire en sortie de procédure la fonction $D(E)$, considéré au départ de celle-ci.

3.5.2 Estimation d'un effet de réluctance diélectrique variable

La tentative de modélisation précédente n'ayant pas donné satisfaction, et puisque nous avons commencé de raisonner à partir du concept de circuit à réluctance variable, une dernière étude est présentée, pour valider cette notion autour d'un circuit diélectrique. Ce circuit est un tore visible figure 3.5.1. Une grande partie de ce tore est un matériau diélectrique ayant une forte valeur de $\varepsilon_r = 10000$ et seule une petite portion limitée par les deux segments bleu autour du rouge est un matériau de valeur de ε_r différente. Ces valeurs sont de 1 et 10000 pour la partie gauche et droite des figures de champ induit figure 3.5.1. Elle montre qualitativement qu'une petite partie de forte valeur de réluctance (zone à $\varepsilon_r = 1$) dévie très notablement les lignes de flux dans l'autre bras du tore, ce qui est l'effet recherché si on sait commander la valeur de la constante diélectrique relative.

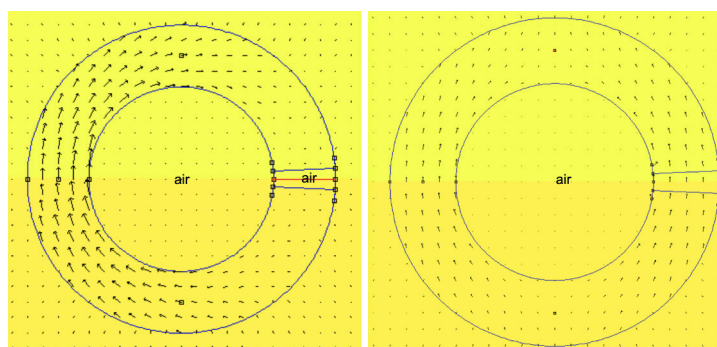


FIGURE 3.5.1 – Figure de champ induit D pour deux valeurs de constante diélectrique du secteur encadré par les segments de couleur bleue. A gauche avec ce secteur à forte réductance, à droite avec une constante diélectrique uniforme.

Pour affiner cette étude, la figure 3.5.2 représente le rapport du flux induit par une source lointaine uniforme ($\vec{E} = E_0 \vec{e}_z$, $E = 1\text{MV/m}$) dans le bras gauche du tore à forte valeur de $\epsilon_r = 10000$ en fonction de la valeur ϵ_r dans la zone de commande de la réductance du circuit diélectrique. Cette figure montre que 50% du flux induit est basculable du bras droit du tore vers le bras gauche.

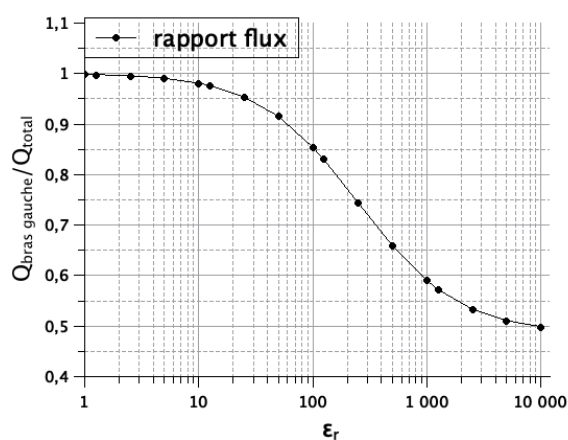


FIGURE 3.5.2 – Rapport du flux de D (associé à une source lointaine uniforme) évalué au milieu du bras gauche en fonction de la valeur de la constante diélectrique relative ϵ_r de la petite zone au centre du bras de droite

De plus, pour rendre compte d'un comportement analogue d'un effet de réductance diélectrique variable comme celui d'un effet de réductance magnétique variable présenté en figure 3.4.3 ci-dessus, des profils de champs particuliers peuvent

également être tracés. En figure 3.5.3 sont reportés deux profils d'induction électrique. Le profil supérieur, module de D le long d'un cercle au coeur du grand tore de relaxor, montre bien que la région à l'opposé de la zone de génération de l'excitation, l'induction électrique résiduelle y est notablement plus faible. Le second profil est un lieu de densité de flux maximale, zone que l'on cherche à porter périodiquement à l'état saturé.

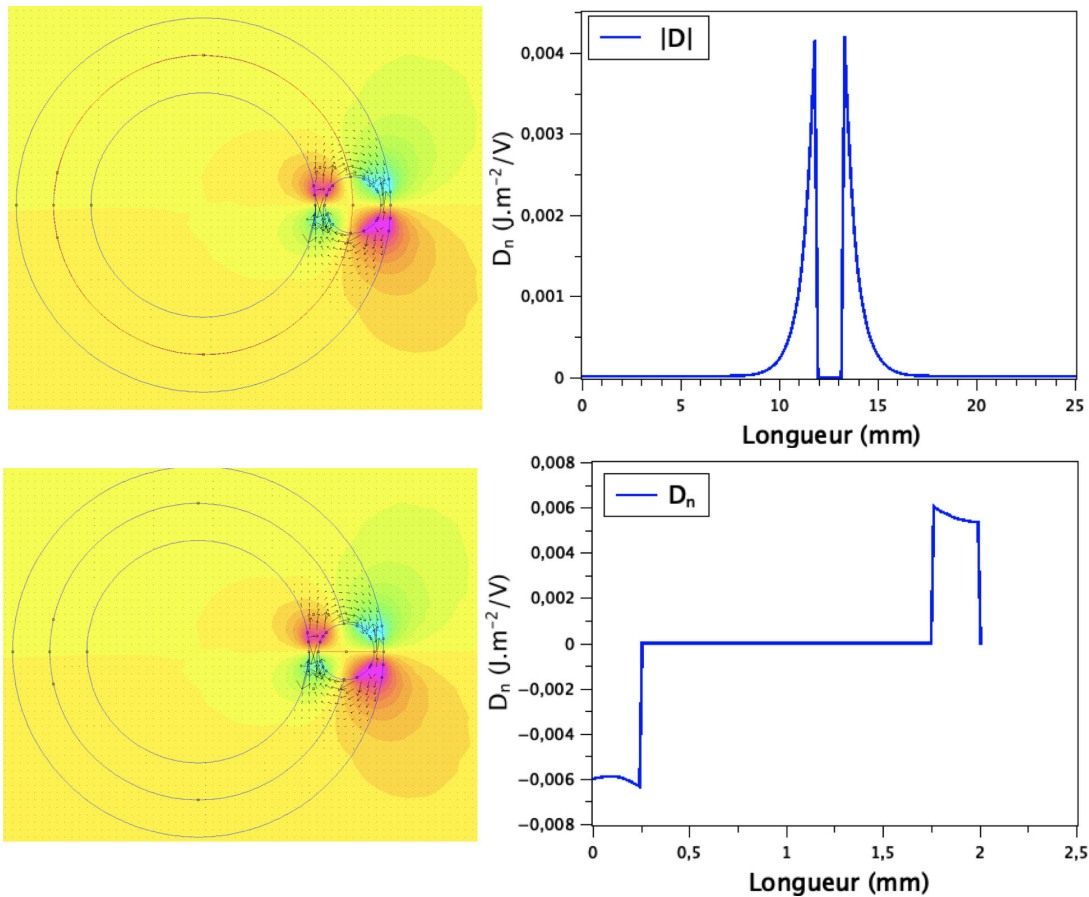


FIGURE 3.5.3 – Figure et profil principaux de l'induction : composante normale de D à la section des petits bras et module de D le long d'un grand cercle

Des structures plus complexes, asymétrique sont envisageable pour renforcer cet effet mais la difficulté actuelle est la réalisation d'une zone à réluctance variable qui est commandée électriquement, comme envisagé au début de ce travail de thèse.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

Rappelons qu'à la fin du chapitre 1, nous avons présenté le principe de fonctionnement de la sonde capacitive développée antérieurement au laboratoire, et de la sonde électro-optique développée par l'entreprise Kapteos. Les deux sondes de champ électrique ne fonctionnent pas au continu mais, celles-ci sont rendues fonctionnelles au continu grâce à l'utilisation d'un dispositif oscillant, le moulin à champ électrique à double hélice.

Au chapitre 2 nous avons essayé d'utiliser une argumentation fondée sur le principe de la dualité entre paires de grandeurs magnétiques et paires de grandeurs électriques en l'appliquant au fluxgate magnétique pour en déduire son dispositif dual, dans le but d'aboutir à la réalisation pratique du fluxgate électrique mais, l'analyse de la faisabilité technologique du dual du fluxgate magnétique établit que celle-ci ne nous était pas accessible. Enfin, au chapitre 3 nous avons présenté une nouvelle possibilité d'approche, s'appuyant sur un dispositif voisin du fluxgate magnétique, en essayant d'utiliser une argumentation fondée sur la théorie des circuits magnétiques à réluctance variable, étendue aux circuits diélectriques dans le but d'aboutir par dualité à la réalisation pratique de capteur magnétique et diélectrique à réluctance variable.

Deux parties structurent ce chapitre. La première, présentera les résultats expérimentaux de caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux (en particulier celle de la ferrite de nickel de zinc doux HF70), des matériaux ferroélectriques et multiferroïques devant respectivement être utiles pour la réalisation pratique de capteurs magnétiques et diélectriques à réluctance variable. La deuxième, présentera les résultats expérimentaux de caractérisation de capteurs magnétiques et diélectriques à réluctance variable. On notera que le capteur magnétique à réluctance variable développé et présenté ici, n'avait pas vocation à devenir un instrument performant mais, à guider la conception de son analogue.

4.1 Caractérisation magnétique de la ferrite de nickel-zinc doux HF70

4.1.1 Généralités sur les ferrites

En général, les ferrites de formule chimique générique $Me - Fe_2O_4$ où Me désigne un métal de transition divalent ou une combinaison d'ions métalliques, sont des oxydes magnétiques obtenus en faisant réagir à haute température de l'oxyde de fer avec d'autres oxydes métalliques. Leurs propriétés remarquables dépendent de leur structure cristallographique, de leur composition et de leur microstructure. Les ferrites douces, utilisées pour leur perméabilité élevée et leurs faibles pertes magnétiques, ont une structure cubique. La grande diversité des ferrites vient de nombreuses possibilités de substitution cationiques dans leurs solutions solides. Cela donne autant de propriétés magnétiques différentes que de combinaisons possibles [Lebourgeois 05, Lebourgeois 00].

La ferrite de nickel de zinc doux HF70, que nous avons eu l'opportunité de tester pour la réalisation pratique du capteur magnétique à réluctance variable, présente des caractéristiques électriques et magnétiques excellentes telles que : une forte perméabilité relative de l'ordre de 1500 nécessaires pour le guidage des lignes de champ magnétique, une faible valeur de saturation de l'ordre de 280 mT nécessaire pour faire varier la réluctance du matériau sous faible champ, et une forte résistivité électrique de l'ordre $10^5 \Omega.m$ qui lui confère un caractère d'isolant et d'un matériau à très faible perte magnétique. Les ferrites Ni-Zn doux HF70 sont principalement utilisés dans une gamme de fréquences allant de 10 kHz à 500 MHz pour la réalisation de transformateurs, d'inductance et de filtres dans les appareils électroniques [Ito 11].

4.1.2 Cycle d'hystérésis magnétique de la ferrite Ni-Zn doux HF70

La mesure du cycle d'hystérésis de la ferrite Ni-Zn doux s'est faite en utilisant un circuit transformateur dans lequel, la ferrite est entourée autour de deux bobines en cuivres : bobine primaire (bobine d'excitation) et bobine secondaire (bobine de Mesure) comme le montre le schéma électrique de caractérisation présenté à la figure 4.1.1. Le dispositif expérimental est constitué des éléments suivants :

- un tore ferrite de Ni-Zn doux HF70 de $r_i = 3$ mm de rayon interne, $r_e = 5$ mm de rayon externe, de $h = 3$ mm de hauteur, donc de section rectangulaire voisine de 6 mm^2 autour de laquelle sont enroulées les spires des bobinages.
- un générateur basse fréquence de résistance interne r_g de valeur 50Ω et délivrant une tension V_e ,

- un analyseur de signal dynamique (CF-9400 Onosokki) multi-voies (4 voies d'entrées) permettant de visualiser les signaux et d'effectuer les opérations numériques nécessaires pour remonter au cycle d'hystérésis comme l'intégration, la différence et bien d'autres fonctions.

- une résistance R_p de valeur 1Ω utilisée pour mesurer le courant I circulant dans la bobine primaire.

-une résistance d'injection R_i de valeur 50Ω mise en série avec la résistance interne du générateur r_g pour augmenter sa résistance interne $R_g = r_g + R_i$, dans le but d'obtenir une meilleure attaque en courant : l'impédance d'entrée Z_e du montage devient négligeable devant la résistance R_g ($Z_e \ll R_g$). À $f=1$ kHz, l'inductance du primaire a été mesurée à l'aide d'un impédancemètre MT 4090 LCR Meter autour de 3Ω (avec $R_s = 0,34 \Omega$ et $L= 0,53$ mH), et la valeur de R_i choisie permet de satisfaire la condition précédente.

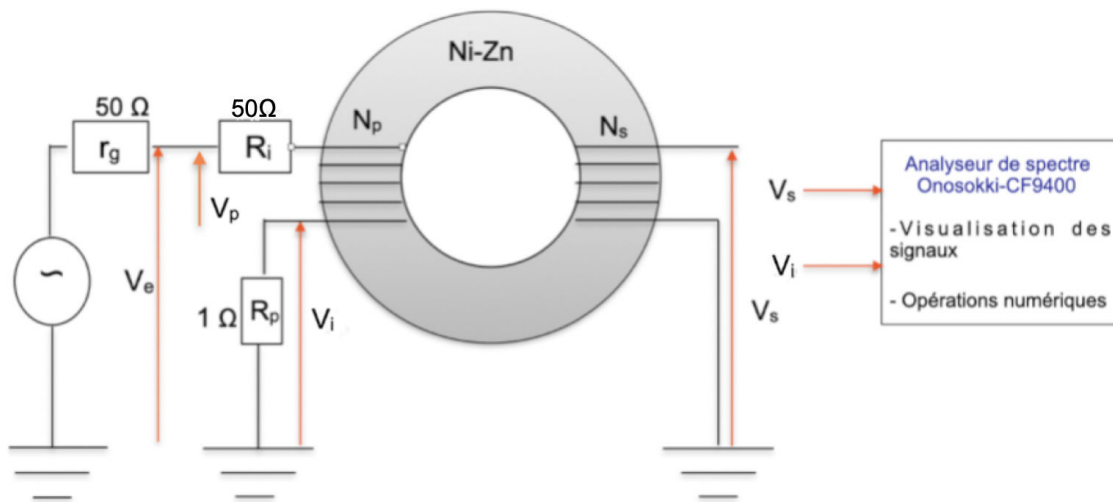


FIGURE 4.1.1 – Schéma électrique de caractérisation du matériau ferromagnétique : ferrite de Ni-Zn doux HF70

Désignons par V_s la tension induite aux bornes de la bobine secondaire, V_p la tension aux bornes de la bobine primaire, N_p le nombre de spires de la bobine primaire, N_s le nombre de spires de la bobine secondaire et V_i la tension aux bornes de la résistance R_p . Le principe de mesure consiste à exciter le tore avec un champ magnétique alternatif H créé par la bobine primaire traversée par un courant alternatif (ici un signal sinusoïdal) I , et ensuite de mesurer la tension induite aux bornes de la bobine secondaire pour en déduire l'induction magnétique B . Conformément à la notice technique de TDK [Ito 11], fabricant du tore utilisé, on introduit respectivement la section effective du tore et la longueur effective du chemin magnétique :

$A_e = \frac{C_1}{C_2}$ et $l_e = \frac{C_1^2}{C_2}$ où C_1 et C_2 sont des constantes du tore exprimées en m^{-1} et m^{-3} respectivement et sont données par : $C_1 = \frac{2\pi}{h \ln \frac{r_1}{r_2}}$ et $C_2 = \frac{2\pi(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1})}{h^2 (\ln \frac{r_1}{r_2})^3}$. En application numérique on trouve : $l_e = 24,1$ mm et $A_e = 11,5$ mm². L'intensité du champ magnétique appliquée au tore est alors donnée par l'expression issue de l'application du théorème d'Ampère :

$$H = \frac{N_p I}{l_e} \quad (4.1.1)$$

où I est le courant électrique traversant la bobine primaire. Pour saturer le tore, il faut appliquer un champ magnétique suffisamment intense devant le champ magnétique coercitif ($H > H_c$). Puisque, un générateur basse fréquence peut délivrer un courant max de 200 mA, connaissant la valeur du champ magnétique menant à la saturation : $H_s = 1,6$ kA/m du tore, et la longueur effective du chemin magnétique, on peut estimer par inversion de l'expression (4.1.1) le nombre de spires de la bobine du primaire nécessaire pour attendre la saturation soit $N_p = 182$ spires. Par ailleurs, sur la figure 4.1.1, la tension induite V_s aux bornes de la bobine secondaire, et l'image V_i du courant I_p sont connectées respectivement sur la voie 1 et 2 de l'analyseur Onoskki. Dès lors, en effectuant une intégration numérique via l'analyseur de la tension induite V_s donnée par inversion de la loi de Faraday (équation (4.1.2)), nous pouvons remonter à la valeur du flux magnétique Φ , puis en déduire la valeur de l'induction magnétique B (équation (4.1.3)).

$$\Phi = - \int V_s dt + cte \quad (4.1.2)$$

La constante d'intégration est traitée en supprimant la composante continue du signal intégrée via l'analyseur. L'axe des champs magnétiques H est obtenu en tenant compte de l'expression (4.1.1) et de la valeur du courant mesurée à partir de l'analyseur. D'autre part, en tenant compte du nombre de spires de la bobine secondaire $N_s = 25$ spires, de la section effective du tore, et du flux magnétique Φ , on peut en déduire l'induction magnétique B via l'expression :

$$B = \frac{\Phi}{N_s A_e} \quad (4.1.3)$$

Finalement, les cycles d'hystérésis de la ferrite de Ni-Zn doux HF70 obtenus à différentes fréquences sont représentés sur la figure 4.1.2. De plus, la dérivée de l'un des cycles d'hystérésis obtenus via l'expression (4.1.4), conduit à la perméabilité relative (voir figure 4.1.2b).

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{dB}{dH} \quad (4.1.4)$$

On trouve des cycles d'hystérésis fins avec un faible champ coercitif $H_c = 20$ A/m, et une faible valeur de saturation magnétique B_s de l'ordre de 167 mT assez proche de la valeur de saturation fourni par le constructeur TDK. La faible valeur du champ coercitif indique le caractère extrêmement doux de la ferrite. De plus, l'aire des cycles d'hystérésis étant petite, l'énergie dissipée sous forme de chaleur est assez faible. L'intersection des deux courbes observées sur le cycle dérivé de $B(H)$ à 10 Hz donne la valeur de la perméabilité relative autour de 1500, et les deux pics observés sur le cycle dérivé, pour un champ H appliqué égale à champ coercitive ($H = H_c$) indiquent la commutation des domaines magnétiques. Avec la confirmation des faibles pertes magnétiques, de la très faible dépendance en fréquence, du faible champ de saturation et de la forte perméabilité relative, la ferrite HF70 est bien compatible avec les contraintes de réalisation pratique du capteur magnétique à réluctance variable.

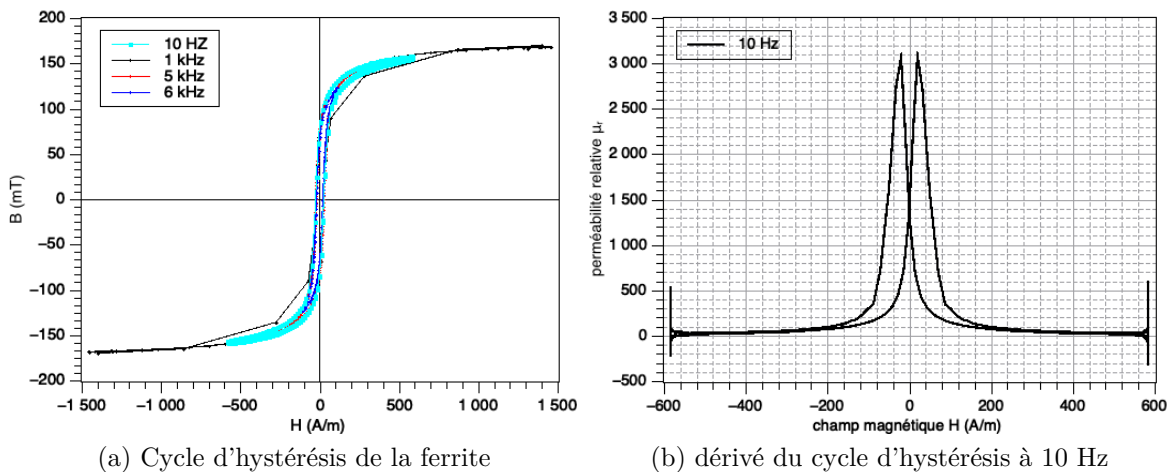


FIGURE 4.1.2 – Cycles d'hystérésis de la ferrite Ni-Zn doux HF70 à différentes fréquences (a) et la dérivée du cycle d'hystérésis à 10 Hz (b)

4.2 Caractérisation électrique des matériaux ferroélectriques et multiferroïques

La caractérisation électrique des matériaux ferroélectriques et multiferroïques est une tâche assez difficile à mettre oeuvre. Caractériser un matériau d'un point de vue de ses propriétés diélectriques peut se faire au moyen de la mesure de sa polarisation électrique P en fonction de l'excitation E , dont il est connu que la

représentation présente, en général, un cycle d'hystérésis. Ce cycle, permet notamment de visualiser le basculement de la polarisation des domaines ferroélectriques entre deux états distincts par l'application d'un champ électrique.

Notre approche, s'inspire de celle proposée par Joe.T Evans de Radiant technologie, Inc [Evans 11]. La mesure de la polarisation électrique P d'un matériau sous forme de capacité planaire entre deux électrodes en fonction du champ électrique E , passe en premier par la mesure du comportement de sa charge Q en fonction de la différence de potentiel V appliquée entre les électrodes. Pour y arriver, nous débuterons par obtenir les caractéristiques $Q(V)$ des composants élémentaires tels que : une résistance linéaire R , un condensateur linéaire C , et un condensateur linéaire en parallèle avec une résistance linéaire ($R//C$). Cette façon de procéder, permet dans un premier temps, de se roder à la technique de mesure choisie avant de l'appliquer à des matériaux conformés en condensateur plan en leur y plaquant une paire d'électrodes métalliques. Dans un second temps, d'identifier différentes contributions au comportement du matériau sous excitation électrique.

4.2.1 Montage Sawyer-Tower

C'est en 1930 que Sawyer et Tower (ST) ont proposé un montage électrique permettant de réaliser ce type de mesure [Sawyer 30]. Le montage représenté sur la figure 4.2.1 est constitué d'un dispositif sous test (DUT) mis en série avec un condensateur de référence C_m , l'ensemble étant soumis à un générateur basse fréquence (GBF) de résistance interne r_g délivrant une tension alternative V_e . La capacité du condensateur de référence est choisie suffisamment grande devant celle du DUT de telle sorte que l'impédance du DUT soit très grande devant l'impédance du condensateur de mesure ($Z_{DUT} \gg Z_m$). Cela signifie que la capacité de référence doit être adaptée pour chaque DUT. De cette manière, l'essentiel de la tension V_e est appliquée au DUT et y génère l'excitation électrique $\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V$, la capacité C_m servant de collecteur de charge pour remonter à l'induction électrique D , puis à la polarisation P ($Q = \iint \vec{D} d\vec{S}$ et $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$).

En pratique, la tension appliquée aux bornes du DUT par le générateur basse fréquence est connectée sur la voie X de l'oscilloscope et représente l'image du champ électrique E , celle mesurée aux bornes du condensateur de référence est connectée sur la voie Y de l'oscilloscope et représente l'image de l'induction \vec{D} . En effet, la mesure simultanée de la tension $V_e(t)$ appliquée à l'autre électrode du DUT permet, en formant la différence $V_e(t) - V_m(t)$, d'obtenir la tension $V_{DUT}(t)$. Il est alors possible de ressortir de ces données la caractéristique $Q(V_{DUT})$ puisque, d'après le principe conservation de la charge, la charge stocké sur l'armature du condensateur de référence connectée à l'une des armatures du DUT lui est opposée, conformément aux règles de l'association des condensateurs en série. Si la

géométrie du dispositif est identifiée notamment par l'aire des électrodes A_{el} et l'épaisseur e_D du matériau diélectrique alors la caractéristique $D(E)$ est obtenue quasi directement à partir de la $Q(V_{DUT})$ car : $E = \frac{V_{DUT}}{e_D}$ et $D = \frac{Q}{A_{el}}$. L'obtention de la polarisation est alors déductible des transformations précédentes car $\vec{P} = \vec{D} - \epsilon_0 \vec{E}$.

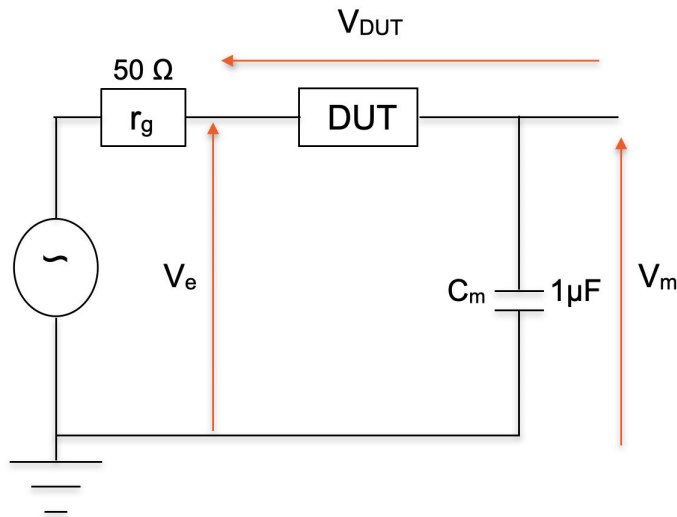


FIGURE 4.2.1 – Montage de Sawyer-Tower

4.2.2 Méthode directe

Au laboratoire, nous disposons de deux amplificateurs à haute tension de sortie (Trek Model 2200) de gain fixe 200 délivrant une tension maximale de 2000 V chacun. L'utilisation de l'image tension du signal de balayage (V_M) et de l'image courant (I_M) de déplacement délivrées par l'amplificateur permet de remonter au cycle d'hystérésis de l'échantillon à caractériser. En effet, l'attaque directe de l'échantillon (DUT) avec la sortie haute tension (HV) de l'amplificateur, et la mesure simultanée du courant au travers de l'échantillon et de la tension aux bornes de l'échantillon au moyen d'un oscilloscope permet de visualiser les signaux et d'enregistrer les données.

Le banc de caractérisation permettant de réaliser une mesure de la $Q(V)$ est présenté en figure 4.2.2. Finalement, en tenant compte du transfert du moniteur de courant de l'amplificateur 0,4 V/mA, l'intégration de l'image courant permet de remonter à la charge de l'échantillon : $Q = \int i_M dt + cte$ et $V_{DUT} = 200 \times V_M$. La constante d'intégration est traitée en supprimant la composante continue du signal.

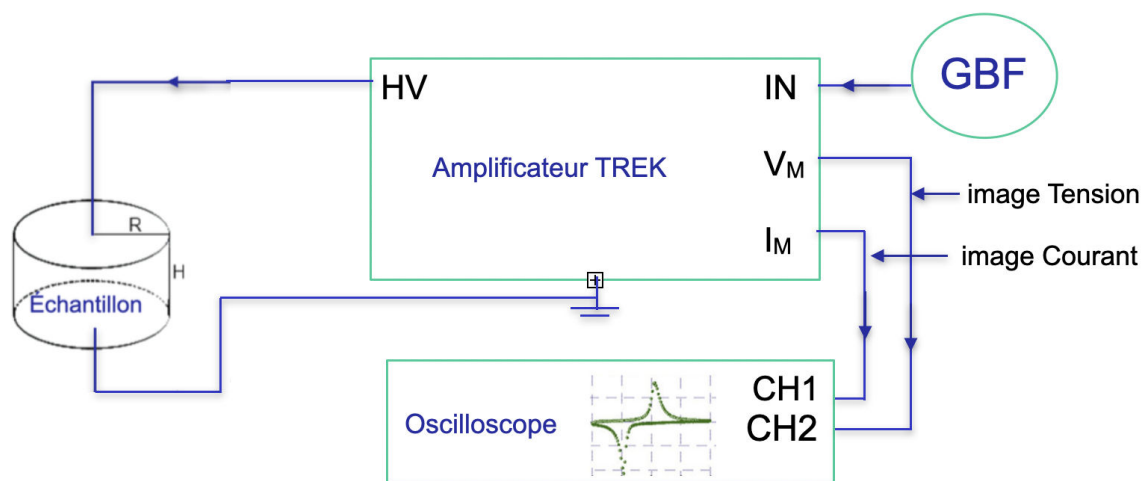


FIGURE 4.2.2 – Banc de caractérisation permettant de réaliser une mesure de la $Q(V)$ d'un échantillon (DUT)

4.2.3 Choix des caractéristiques d'attaque

Assez naturellement, l'on est porté vers une forme de signaux sinusoïdaux, tout à fait justifiée pour l'étude des signaux linéaires. En revanche, en cas de non-linéarité, les outils de l'analyse linéaire, notamment en terme d'impédance et de fonction de transfert ne sont plus adaptés, compte tenu de l'étalement spectral multiraires des signaux issus de la déformation de l'excitation sinusoïdale. Cette répartition du spectre des signaux rend très difficile leur interprétation, surtout que l'on utilise généralement que le spectre de puissance, qui ne tient pas compte des phases.

Pour pallier ces difficultés, l'emploi de signaux d'excitations sous forme de rampes d'amplitude et de pente variable permet d'obtenir une plus grande rigueur de l'interprétation de la caractéristique $Q(V_{DUT})$ relevée. L'essentiel du protocole de mesure est bien détaillé dans [Evans 11]. Nous le reprenons ci-après pour le cas du signal d'excitation de forme triangulaire, symétrique d'amplitude V_T et de pente $a = \frac{4V_T}{T}$. Nous décrivons leur mise en oeuvre pour les composants de référence, condensateur et résistance, pour attester de notre maîtrise de ce protocole de mesure.

4.2.4 Caractéristiques des composants linéaires usuels

Dans la théorie des circuits, les dipôles sont en général modélisés par leur caractéristiques de courant tension $I(V)$. Comme le courant est la dérivée par rapport au temps de la charge, les caractéristiques des trois dipôles fondamentaux résis-

tance, condensateur et bobine peuvent donc s'exprimer en terme de $Q(V)$, bien que cela ne soit usuel que pour le condensateur. Voyons donc ce qu'il en est de ces caractéristiques. Dans le cas de la résistance, la caractéristique usuelle traduit la loi d'ohm : $V_R = RI_R$ quel que soit le temps. Or, comme spécifié au paragraphe 4.2.3, $V_R(t) = \pm \frac{4V_T}{T}t$ avec $V_R(t) \in [-V_T, V_T]$ et le renversement de pente intervenant à chaque fois que $V_R(t)$ atteint l'une des bornes de l'intervalle. Ce conditionnement mathématique correspond à la fonction triangle telle que paramétrisable sur les générateurs de fonction ordinaires. En inversant la loi d'Ohm et en intégrant par rapport au temps, on montre aisément que la charge équivalente menant à la représentation $Q_R(V)$ s'écrit :

$$Q_R(V) = \pm \frac{TV^2}{8V_T R} + Q_i \quad (4.2.1)$$

où T est la période de la fonction triangle et Q_i liée à l'intégration. D'un point de vue interprétation physique, on sait que la loi d'Ohm repose sur la formulation locale $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ et donc pensée en tant que courant de dérive. Mais si on pensait le transport en tant que courant de diffusion équivalent de même intensité alors la charge équivalente $Q_R(V)$ correspond à celle qui serait stockée dans une demi-résistance pour la partie positive et dans l'autre moitié de la résistance pour sa partie négative. Cette remarque vise à aider la compréhension de cette représentation inhabituelle du dipôle résistif. Or, la valeur de V est bornée et le courant est constant sur l'intervalle de durée $T/2$ entre lesquels V évolue de $-V_T$ à $+V_T$ à pente constante. La charge équivalente stockée au bout d'un passage de $-V_T$ à V_T est $\frac{1}{2} \frac{V_T}{R} (\frac{T}{2})$, et le facteur $1/2$ traduit que pendant la moitié de la demi-période la charge précédente doit être évacuée avant de remplir par une charge de signe opposé. Au final, le terme $\pm \frac{1}{8} \frac{V_T T}{R}$ correspond alors à la charge Q_i dans l'expression (4.2.1). Ces valeurs assurent que :

$$\begin{cases} \text{si } V = 0 \text{ alors } & Q_R(0) = \pm \frac{1}{8} \frac{V_T T}{R} \\ Q_R(V) = 0 & \text{si } V = \pm V_T \end{cases} \quad (4.2.2)$$

Enfin, la valeur $Q_R(0)$ est positive ou négative suivant le signe de la pente de la fonction triangle à son passage à zéro. Cette remarque permet de comprendre que la valeur mesurable ci-dessus permet de remonter à la valeur numérique de la résistance parce que l'opérateur impose la valeur de l'amplitude du signal triangulaire, ainsi que celle de sa période. La figure 4.2.3 reporte la caractéristique $Q_R(V)$ obtenue expérimentalement pour une résistance de valeur $50 \text{ k}\Omega$. Le fait remarquable est que la caractéristique est bivaluée, en forme de ballon de rugby. Elle est possiblement source de fausses interprétations de caractéristiques $Q(V)$ de matériaux souhaités ferroélectriques mais dont le caractère peut être masqué par un

phénomène dissipatif. Un autre fait remarquable est que la caractéristique $Q_R(V)$ dérivée par rapport à la tension V a la forme d'une lettre X majuscule, forme repérable facilement signant une contribution dissipative dans la caractéristique $Q_R(V)$ globale d'un matériau.

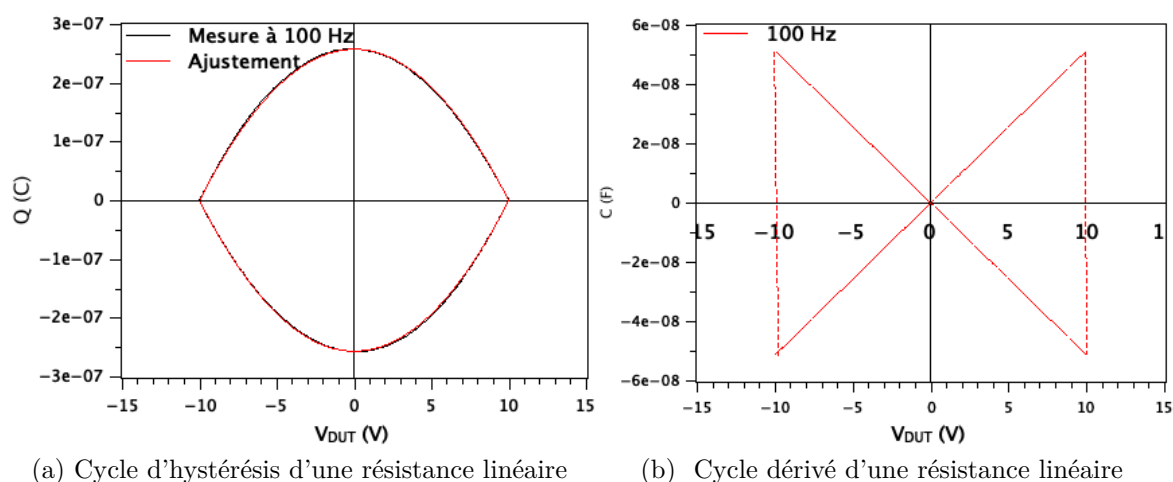
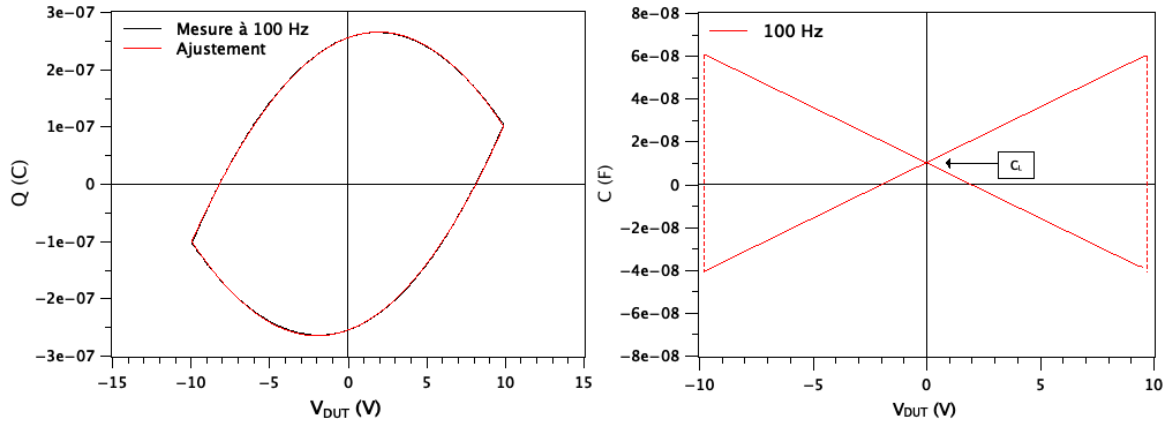


FIGURE 4.2.3 – Mesure (rouge) du cycle d'hystérésis d'une résistance de $50\text{ k}\Omega$ et son ajustement polynomial (rouge) (a) et sa dérivée (b)

Considérons maintenant, la caractéristique $Q_c(V)$ d'un simple condensateur linéaire. C'est la plus simple possible, puisque c'est une droite donc la pente est la valeur de la capacité de ce condensateur. Plus intéressant, considérons la caractéristique $Q_{R//C}(V)$ de l'association en d'une résistance linéaire R en parallèle d'un condensateur linéaire de capacité C . Puisque l'association est en parallèle, la caractéristique globale $Q_{R//C}(V)$ est juste la somme des contributions des deux composantes :

$$Q_{R//C}(V) = Q_R(V) + Q_C(V)$$

D'un point de vue géométrique, la représentation globale est donc obtenue aussi par une simple addition point par point, ou bien, et c'est ce qui est utile, il est possible d'identifier $Q_C(V)$ et $Q_R(V)$ à partir de la $Q_{R//C}(V)$ en utilisant des points remarquables de la représentation globale. La procédure est visualisée en figure 4.2.4. À partir de la $Q_{R//C}(V)$ dérivée par rapport à V , la signature en X de la partie résistive est immédiatement reconnue mais décalée de la valeur de capacité du condensateur.



(a) Cycle d'hystérésis d'une résistance linéaire en parallèle avec une capacité linéaire (b) Cycle dérivé d'une résistance linéaire en parallèle $50\text{ k}\Omega$ avec une capacité linéaire

FIGURE 4.2.4 – Mesure (noir) du cycle d'hystérésis d'une résistance en parallèle avec une capacité 1 nF en restant en régime linéaire et son ajustement polynomial (rouge) (a) et sa dérivée (b)

Enfin dans le contexte des matériaux multiferroïques c'est-à-dire possédant à la fois des propriétés ferromagnétiques et des propriétés ferroélectriques, il pourrait être utile de considérer la caractéristique $Q_L(V)$ de bobinages. Sans entrer dans les détails, puisque la caractéristique usuelle d'un inducteur s'écrit : $V_L(t) = L \frac{dI(t)}{dt}$, la $Q_L(V)$ associable à une dépendance de $V(t)$ en fonction triangle résulte d'une double intégration par rapport à t , menant donc à une dépendance $Q(V)$ sous d'un polynôme de degré 3. Les calculs ne sont pas développés ici, mais l'expression de ce polynôme est : $Q_L(V) = \pm \frac{T^2 V_T}{96L} \left(\frac{V}{V_T} \right) \left[\left(\frac{V}{V_T} \right)^2 - 3 \right]$.

4.2.5 Méthode PUND

Dans la littérature, il existe d'autres techniques de mesure de caractérisation des matériaux ferroélectriques telles que : Dynamic Hysteresis Mode (DHM), Dielectric Leakage Current Compensation (DLCC), Double-Wave method (DWM), et Positive Up Negative Down (PUND), etc.... Ces techniques de mesure, permettent d'estimer la polarisation intrinsèque des matériaux en séparant les contributions rémanentes des contributions non rémanentes afin de ne conserver que la partie rémanente responsable des propriétés des matériaux ferroélectriques [Evans 11, Joe T. Evans , Fina 11, Fukunaga 08] . Dans la suite, nous utiliserons la méthode PUND proposée par Scott et al dans les années 1988 [Scott 88] car, la plus simple et la plus utilisée dans la littérature.

Le signal d'excitation appliqué sur une capacité ferroélectrique est composé d'un train de cinq impulsions de tension PUND (voir figure 4.2.5a). La première impulsion sert à prépolariser les domaines ferroélectriques du matériau dans la direction descendante grâce à une impulsion négative (impulsion dite de « pré-retournement »), la seconde impulsion positive (P) sert à retourner la polarisation des domaines ferroélectriques dans la direction ascendante (impulsion dite de « retournement »), et la troisième impulsion positive (U) sert à conserver la polarisation dans la même direction (impulsion dite de « non-retournement »). La quatrième impulsion négative (N) sert à retourner la polarisation des domaines ferroélectriques dans la direction descendante et enfin, la cinquième impulsion négative (D) à conserver la polarisation dans la direction descendante.

Le rôle des impulsions U et D est de mesurer les contributions non-rémanentes et celle des impulsions P et N est de mesurer toutes les contributions qui sont présentes (rémanentes et non-rémanentes). En pratique, la différence entre l'impulsion P(N) et l'impulsion U(D) permet de faire ressortir la contribution rémanente. La séparation des contributions est possible à condition qu'elles soient identiques pour l'impulsion P (N) et l'impulsion U (D). On fait donc l'hypothèse que les contributions non-rémanentes sont égales entre les deux impulsions positives (P et U) et entre les deux impulsions négatives (N et D). De plus, avec la méthode PUND, on peut également extraire le cycle d'hystérésis conventionnel qui correspond au cycle PN seul, figure 4.2.6b.

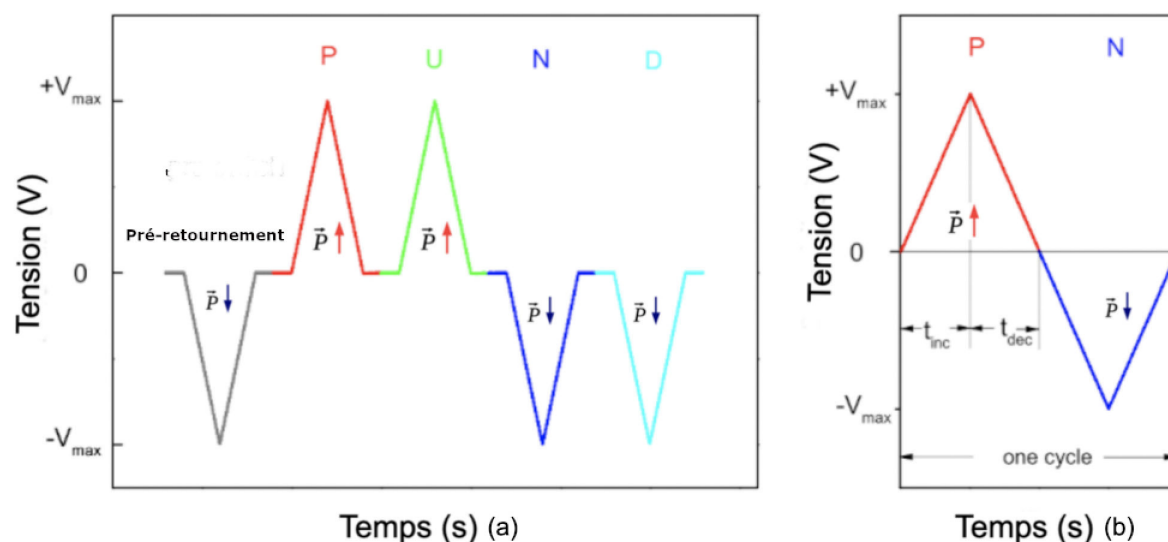


FIGURE 4.2.5 – Train de cinq impulsions PUND (a) et cycle PN seul (b)

4.2.6 Mise en oeuvre de la méthode PUND sur des dispositifs connus

Pour mettre en oeuvre la méthode PUND, et nous assurer de sa bonne maîtrise, nous débuterons par caractériser une résistance, et un condensateur céramique classique de type BC102 de 1 nF avant de passer à des matériaux utiles au développement du dispositif recherché.

Dans le cas de la caractérisation d'une résistance, on ne s'attend pas à mesurer une composante associable à un phénomène de rémanence c'est-à-dire, qu'on s'attend à mesurer un courant de retournement de polarisation nul. En effet, la figure 4.2.6a montre la réponse en courant brut d'une résistance de 150 kΩ soumise au train d'impulsion PUND avec un temps de montée égale 5,25 ms. Nous visualisons des pics de courant important de même amplitude dans la partie des impulsions P et U, et dans la partie des impulsions N et D. De plus, tension et courant conservent la même allure ce qui confirme le caractère résistif de la résistance.

La figure 4.2.6b montre des réponses aux signaux P, U, N et D après traitement. En soustrayant les courants mesurés sans retournement (I_U et I_D) aux courants (I_P et I_N), il est clair que la contribution liée à un phénomène de rémanence est nulle car, les courants de retournement de polarisation sont nuls $I_{P-U} = I_{N-D} = 0$. En conséquence, l'extraction du cycle PN (figure 4.2.6b) suffit à obtenir la $Q(V)$. Ainsi, l'intégration des courants I_P , I_N et le calcul des constantes d'intégrations k_1 et k_2 permettent alors de tracer le cycle d'hystérésis conventionnel (figure 4.2.6c). En effet, on a :

$$Q_P = \int I_P dt + k_1 \text{ et } Q_N = \int I_N dt + k_2.$$

Finalement, pour refermer et symétriser les deux demi-cycles obtenus, il suffit alors de décaler les demi-cycles obtenus de leur demi-charge maximale qui sont approximativement égales et de signe opposé. Ces demi-charges sont respectivement égales aux constantes d'intégrations k_1 et k_2 .

On trouve ainsi une caractéristique $Q(V)$ en forme de ballon de rugby et une forme de X de sa dérivée par rapport V que l'on attend (voir figure 4.2.6d). De plus, pour l'impulsion positive P par exemple, la mesure du temps de montée et de descente correspond à une demi-période soit :

$$T = 2(t_{inc} + t_{dec}) = 2 \times 10.25 = 20.5 \text{ ms}.$$

En remplaçant cette valeur dans l'équation (4.2.2) et en mesurant $Q_R(0) = 6,55 \mu C$ sur la caractéristique $Q_R(V)$, il est facile de vérifier que la valeur de la résistance est déductible aisément de la mesure.

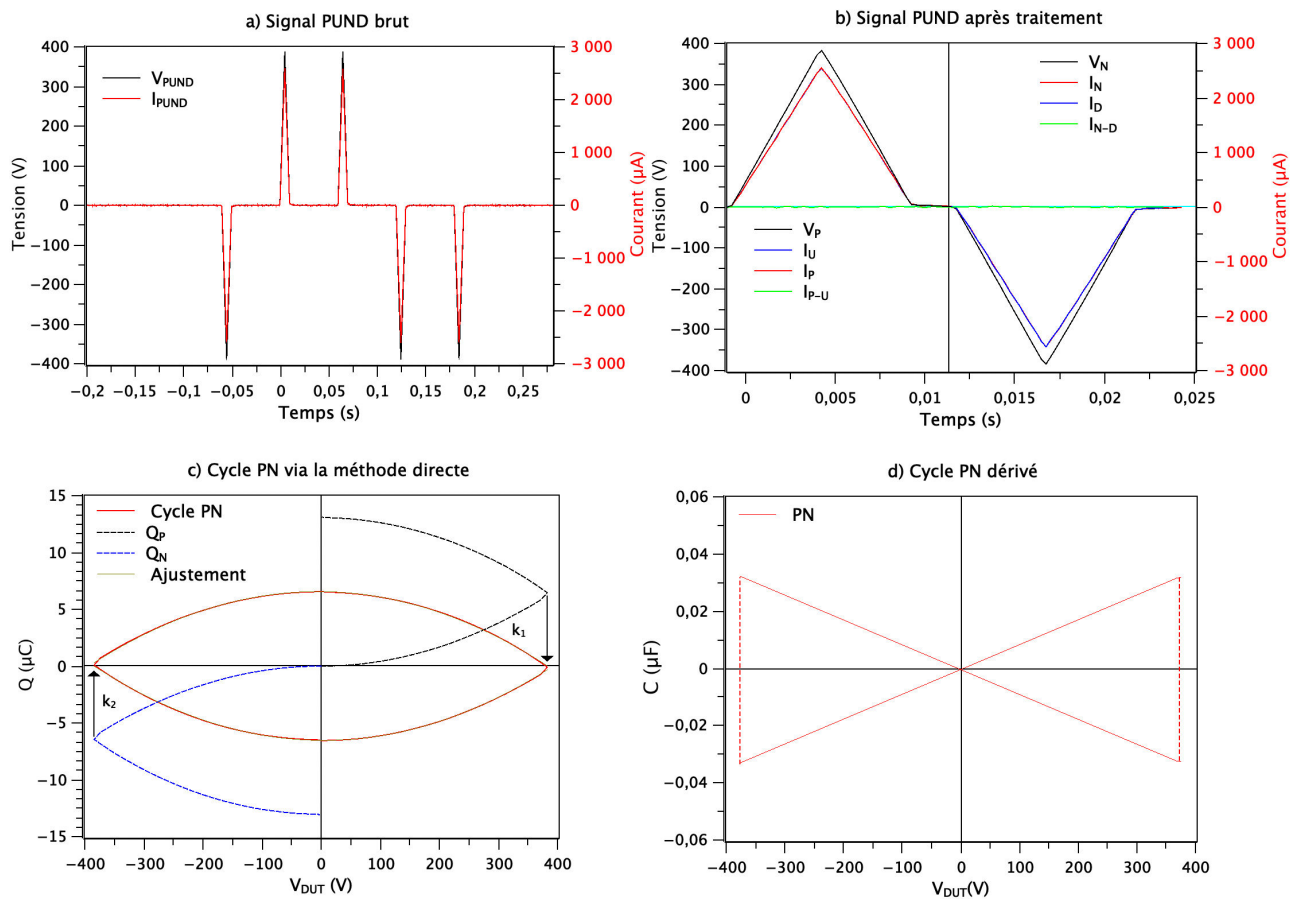


FIGURE 4.2.6 – Caractéristiques $Q(V)$ et $C(V)$ d’une résistance de $150\text{ k}\Omega$: a) et b) Train d’impulsion PUND avant et après traitement. c) cycle PN autour de 48 Hz et d) cycle PN dérivé

Condensateur céramique BC102

Considérons maintenant le train d'impulsion PUND appliqué sur une capacité céramique BC102 de 1nF annoncée linéaire à basse tension, et dont nous allons observer les non linéarités à haute tension. Dans un premier temps, nous utilisons la méthode directe, et dans un second temps, le montage de Sawyer et Tower. L'idée est de comparer les deux approches de mesure pareil que ci-dessus, il s'agit d'évaluer la maîtrise de ces deux principes de mesure devant mener au même résultat. La figure 4.2.7a montre la réponse en courant brut de la capacité céramique soumise au train d'impulsion PUND avec un temps de montée égale à 4,75 ms. Nous observons des pics de courant important dans la partie des impulsions P et N mais, également des pics de courant assez important dans la partie des impulsions U et D. Les pics de courant dans la partie des impulsions U et D sont probablement d'origines diélectriques car, on observe dans ce cas qu'ils ne sont pas dus au courant de fuite. La figure 4.2.7b montre des réponses aux signaux P, U, N et D avec ou sans retournement de polarisation. En soustrayant les courants mesurés sans retournement (I_U et I_D) aux courants (I_P et I_N), on isole la contribution liée à la polarisation rémanente. Ainsi, l'intégration temporelle des courants de retournement de polarisation (I_{P-U} et I_{N-D}) et le calcul des constantes d'intégrations c_1 et c_2 permettent de tracer le cycle d'hystérésis rémanent (PUND) (figure 4.2.7d). En effet, on a :

$$Q_{P-U} = \int I_{P-U} dt + c_1 \text{ et } Q_{N-D} = \int I_{N-D} dt + c_2.$$

Or, lors de l'impulsion P, le matériau passe de l'état de polarisation $\downarrow \vec{P}$ à $\uparrow \vec{P}$ et inversement lors de l'impulsion N. Donc, les charges de retournement de polarisation Q_{N-D} et Q_{P-U} sont équivalentes à deux fois la charge rémanente Q_r .

Finalement, pour refermer et symétriser les deux demi-cycles obtenus, il suffit alors de décaler les demi-cycles obtenus de leur demi-charge rémanente qui sont approximativement égales et de signe opposé. Ces demi-charges rémanentes, sont respectivement égales aux constantes d'intégrations. De même, on peut également extraire le cycle PN. L'intégration temporelle des courants (I_P et I_N) et le calcul des constantes d'intégrations k_1 et k_2 permettent de tracer le cycle d'hystérésis conventionnel (figure 4.2.7c) avec : $Q_P = \int I_P dt + k_1$ et $Q_N = \int I_N dt + k_2$. Il est à noter que dans ce cas, on ne sait pas remonter à la P(E) car l'épaisseur de diélectrique n'est pas connue.

Considérons maintenant la même céramique, soumise au même train d'impulsion PUND via le montage classique de Sawyer et Tower. La figure 4.2.8a montre la réponse en charge brute de la capacité céramique soumise au train d'impulsion PUND. Nous visualisons le même type de réponse qu'avec le suivi en courant mais cette fois directement en charge. La figure 4.2.8b montre des réponses aux signaux

P, U, N et D avec ou sans retournement de polarisation. En soustrayant les charges mesurées sans retournement (Q_U et Q_D) aux charges (Q_P et Q_N), on isole de même la contribution liée à la polarisation rémanente (Q_{P-U} et Q_{N-D}). Or lors de l'impulsion P, le matériau passe de l'état de polarisation $\downarrow \vec{P}$ à $\uparrow \vec{P}$ et inversement lors de l'impulsion N. Donc, les charges de retournement de polarisation Q_{N-D} et Q_{P-U} sont équivalentes à deux fois la charge rémanente Q_r entre avant et après retournement de la polarisation. Finalement, pour refermer et symétriser, il suffit alors de les décaler de leur demi-charge rémanente qui sont approximativement égales et de signe opposé (figure 4.2.8d). De même, on peut également extraire le cycle PN directement (figure 4.2.8c).

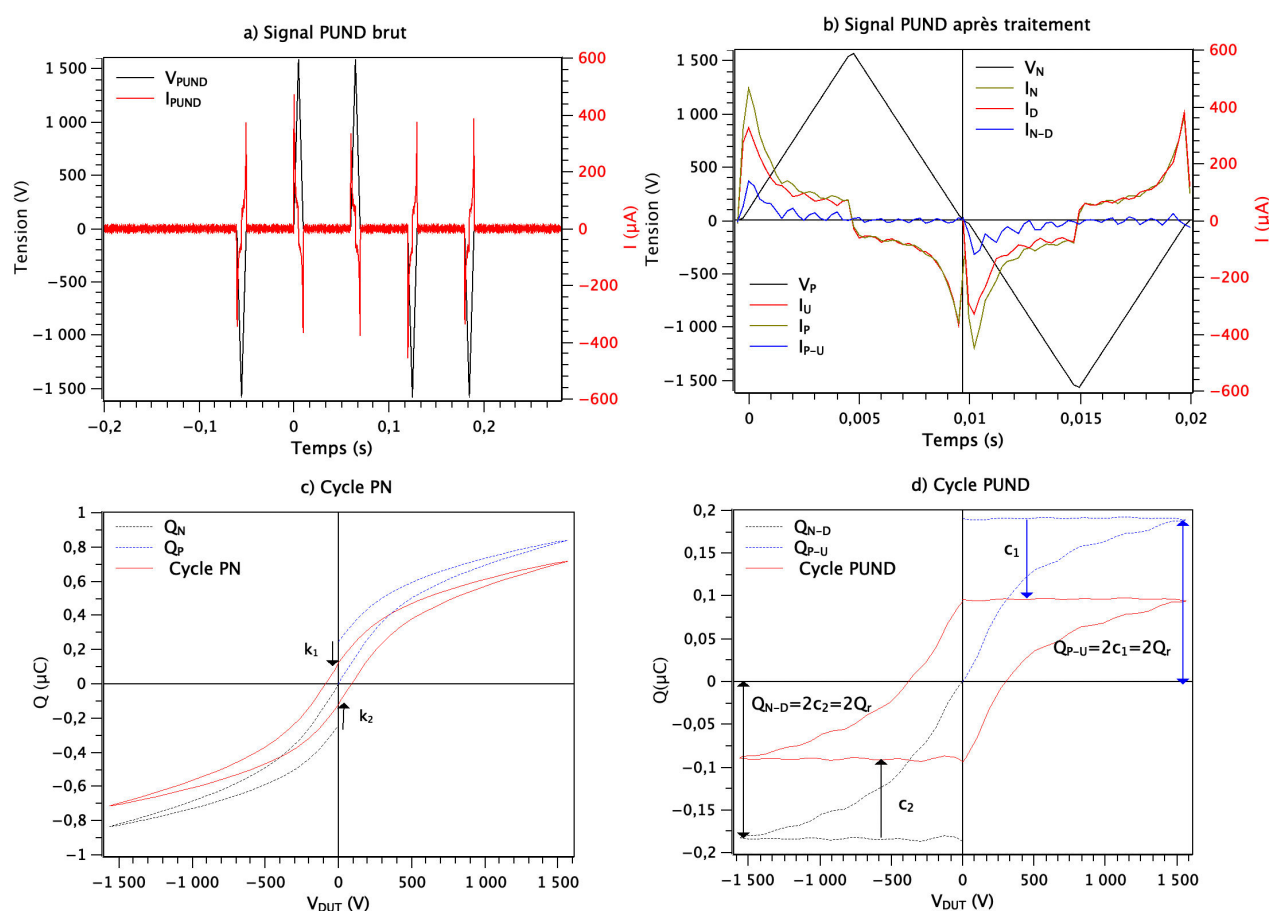


FIGURE 4.2.7 – Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 de 1 nF obtenue via la méthode directe : a) et b) Train d'impulsion PUND avant et après traitement. c) et d) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz

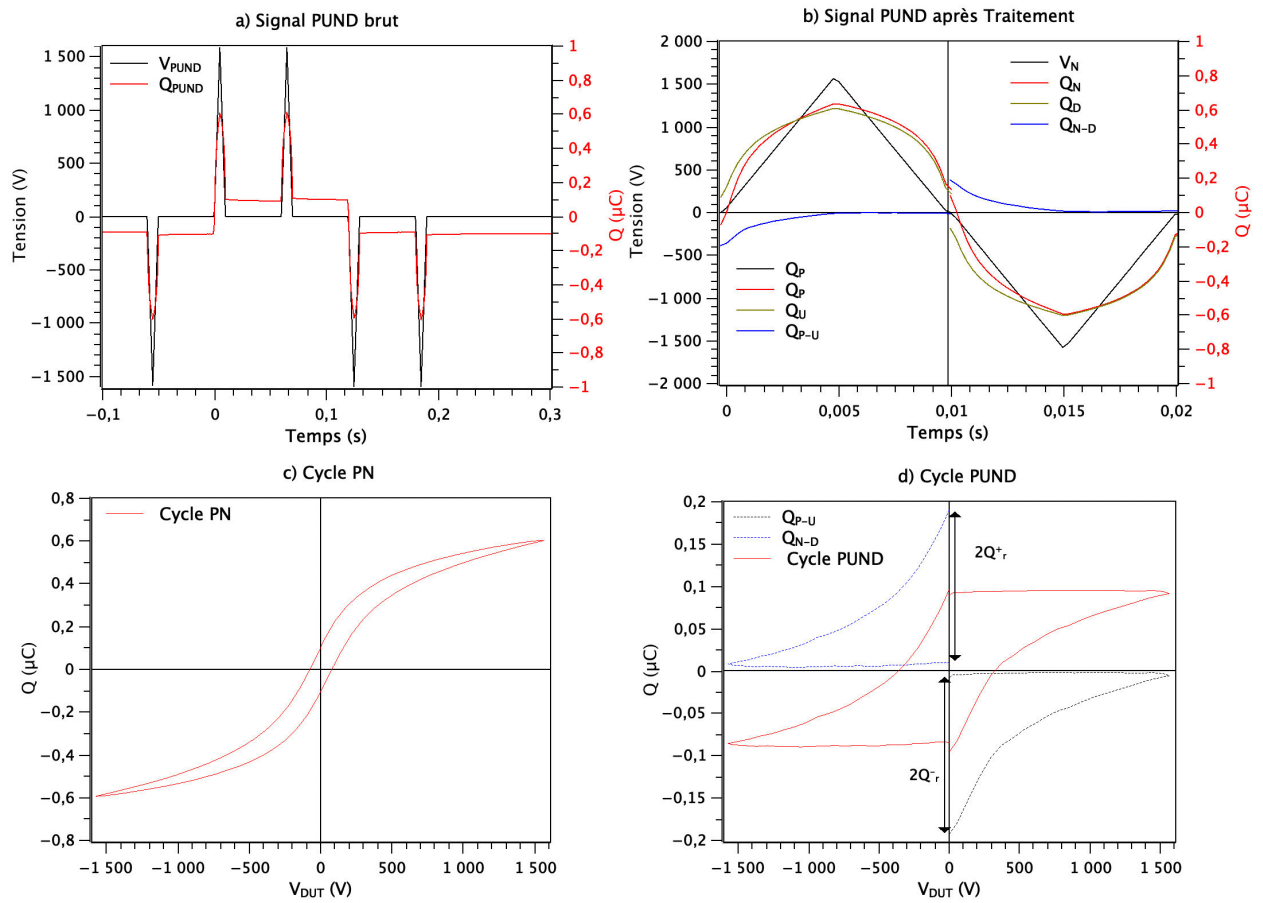


FIGURE 4.2.8 – Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 obtenue via la montage de Sawyer et Tower : a) et b) Train impulsion PUND avant et après traitement. c) et d) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz

Comparaison des deux approches de mesure

Les cycles PN et rémanents obtenus via les deux approches de mesure, montrent des résultats assez similaires malgré une différence des polarisations de saturation pour les cycles PN (figure 4.2.9a et 4.2.9b). En comparant le cycle PN et le cycle rémanent obtenus via la méthode directe par exemple (figure 4.2.9c), nous constatons que la charge rémanente sur le cycle PN qui est autour de $0,122 \mu C$ est assez proche de la charge rémanente sur le cycle rémanent qui est autour de $0,094 \mu C$. Cette remarque permet de confirmer le caractère peu dissipatif du condensateur BC102.

De plus, nous constatons que la polarisation à saturation sur le cycle PN qui est autour de $0,72 \mu C$, est relativement plus importante par rapport à la polarisation rémanente du cycle rémanent. Ceci est dû au fait que, la polarisation à saturation sur le cycle PN est due au maximum de déplacement avec les contributions rémanentes et non rémanentes. D'autre part, nous constatons également une différence relativement importante des tensions coercitives entre le cycle PN et le cycle rémanent du condensateur BC102 (figure 4.2.9c). L'interprétation de cette différence importante n'est pas si simple mais, nous pensons que cela est probablement due à structure des domaines.

Par ailleurs, une différence attendue est obtenue : seul le cycle PN dérivé (figure 4.2.9d) est décalé vers le haut de la valeur de la capacité linéaire qui est autour de $1,1 \text{ nF}$ par rapport au cycle rémanent dérivé. Ceci implique qu'il n'y a pas de trace de capacité dans le cycle rémanent. D'autre part, on ne distingue pas la signature résistive en forme de X dans les cycles $C(V)$, ce qui confirme les très faibles pertes résistives du condensateur BC102. Dans ce qui suit, nous utilisons la méthode directe pour passer à la caractérisation des matériaux utiles au développement du dispositif recherché comme la maîtrise des protocoles de mesure est établie.

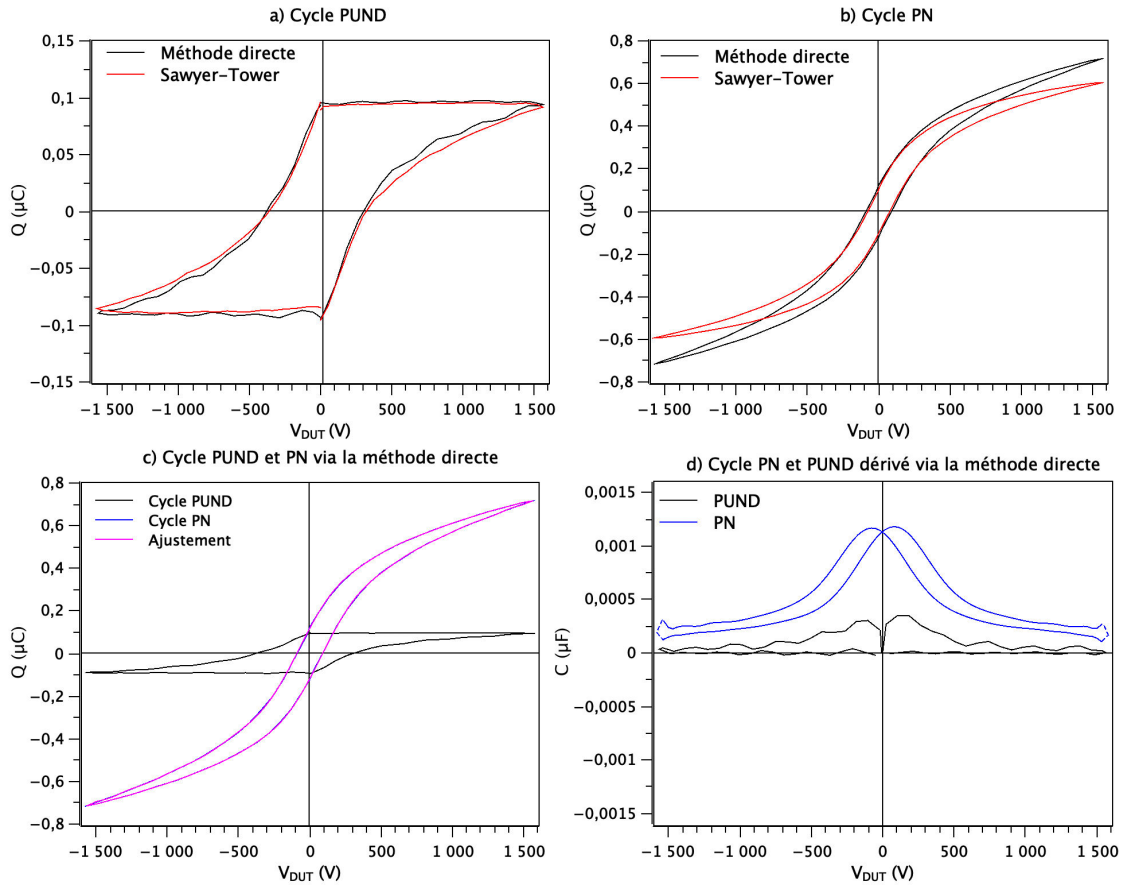


FIGURE 4.2.9 – Comparaison de la caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du condensateur classique BC102 obtenue via la montage de Sawyer et Tower et la méthode directe : a) cycle rémanent et b) cycle PN, via les deux approches. c) cycle PN et cycle rémanent autour de 53 Hz et d) cycle PN et rémanent dérivés.

Céramique Piézoélectrique PZT5

Considérons maintenant un disque de céramique PZT5 commercial d'origine industrielle de 0,4 mm d'épaisseur, de 8 mm de diamètre soumis au train d'impulsion PUND. La figure 4.2.10a montre la réponse en courant brut du PZT5 soumis à une impulsion PUND avec un temps de montée égale 4,75 ms. Nous visualisons des pics de courant importants dans la partie croissante des impulsions P et N associés au retournement de polarisation car, les pics de courant dans la partie des impulsions U et D sont assez faibles (quasiment nuls). Ceci implique que les contributions non rémanentes sont réduites. De plus, on observe dans ce cas qu'il y a pas de courant de fuite mais uniquement un courant d'origine diélectrique.

La figure 4.2.10b montre ainsi les caractéristiques $Q(V)$ rémanentes mesurées à différentes tensions autour de 53 Hz. On observe des cycles rémanents large quasi rectangulaire avec une charge rémanente et une tension coercitive qui croît avec la tension appliquée. De plus, en comparant la charge rémanente obtenue avec le cycle PN et le cycle PUND pour une tension appliquée de 1400 V par exemple (voir figure 4.2.10c), on remarque que la charge rémanente Q_r sur le cycle PN qui est autour de $5,3 \mu C$ est assez proche de la charge rémanente Q_r sur le cycle PUND qui est autour de $5,1 \mu C$. Cette remarque permet de confirmer le caractère peu dissipatif du PZT5. Les caractéristiques dérivées des deux cycles (issus des attaques PN et PUND) ne montrent pas de signature en X, impliquant que la contribution résistive est négligeable. En revanche, une différence attendue est obtenue : seul le cycle PN est décalé vers le haut indiquant la valeur de la capacité linéaire, soit 1,4 nF (voir figure 4.2.10d).

Pour estimer les pertes par phénomène d'hystérésis qui ne sont pas de nature résistive, il suffit d'estimer l'énergie dissipée par cycle. En effet, à partir du cycle rémanent du PZT5 à 1400 V par exemple, le cycle rémanent étant quasi rectangulaire avec un tension coercitive autour de 946 V soit un champ coercitif autour de 2365 V/mm, et une charge rémanente autour de $5,1 \mu C$ soit une polarisation rémanente autour de $0,1 \mu C/mm^2$, l'énergie dissipée par cycle et par unité de volume est de $236,5 \mu J/mm^3$. À la fréquence de 53 Hz, la puissance dissipée par cycle pour cet échantillon de volume $20,1 mm^3$ est de 0,25 W. Par ailleurs, la forte valeur du champ coercitif, et le caractère large du cycle n'est pas très favorable pour la réalisation du dispositif que nous recherchons car, nous recherchons des matériaux ayant un comportement similaire à celui de la ferrite de nickel de zinc doux HF70

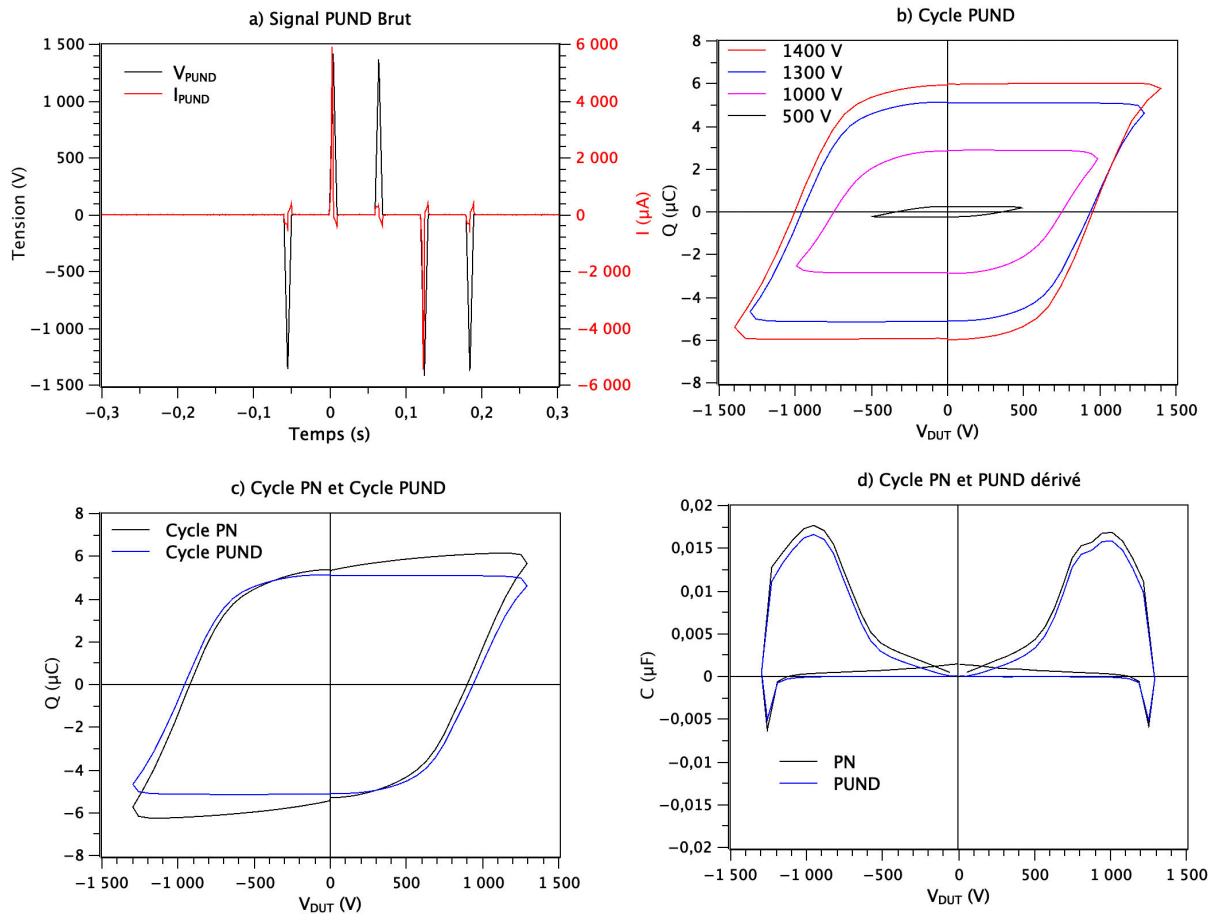


FIGURE 4.2.10 – Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ de la céramique piézoélectrique PZT5 : a) Train d'impulsion PUND brut b) Cycle rémanent à différentes tensions autour de 53 Hz. c) Comparaison du cycle PN avec le cycle rémanent et d) cycle PN et rémanent dérivés.

Les mesures ci-dessus ont été refaites sur un échantillon du même matériau (PZT5), mais pour une épaisseur plus faible (0,2 mm). Les résultats sont reportés sur la figure 4.2.11. Ils sont cohérents avec ceux décrits ci-dessus, mais avec une meilleure qualité des données. En comparant la charge rémanente obtenue avec le cycle PN et le cycle PUND pour une tension appliquée de 600 V par exemple (voir figure 4.2.11c), on remarque également que la charge rémanente Q_r sur le cycle PN qui est autour de $5,6 \mu C$ est assez proche de la charge rémanente Q_r sur le cycle PUND qui est autour de $5,5 \mu C$. De même, seul le cycle PN est décalé vers le haut indiquant la valeur de la capacité linéaire, soit 2 nF (voir figure 4.2.11d).

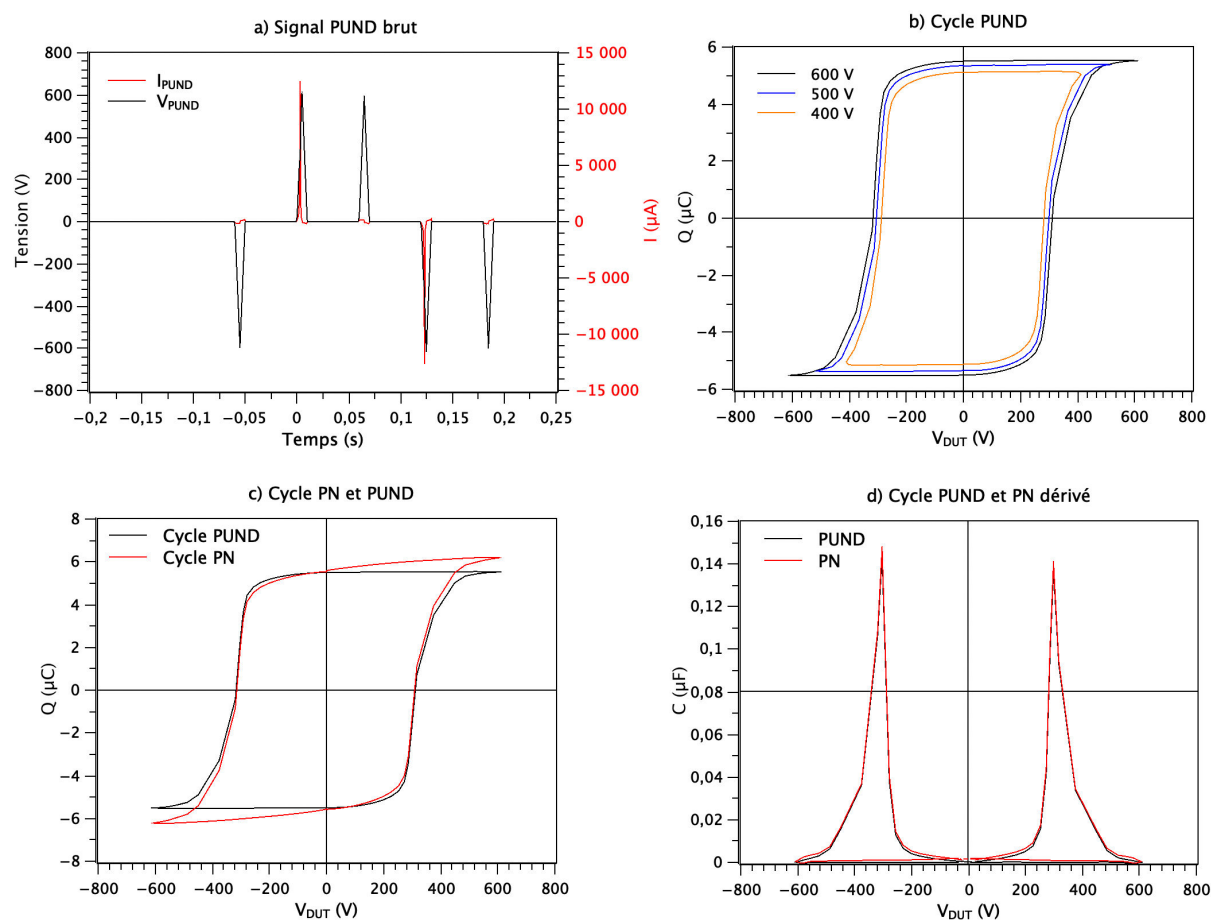


FIGURE 4.2.11 – Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ d'un PZT : a) Train d'impulsion PUND brut b) Cycle rémanent à différentes tensions autour de 53 Hz, c) Comparaison du cycle PN avec le cycle rémanent et d) cycle PN et rémanent dérivés.

Multiferroïque $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6/CoCr_{0,4}Fe_{1,6}O_4$

Considérons maintenant le cas d'un échantillon multiferroïque de 0,2 mm d'épaisseur, fournit par Shivangi Tiwari et Satish Vitta. Les auteurs présentent dans leur article [Tiwari 18], un échantillon multiferroïque possédant à la fois un comportement ferromagnétique extrêmement doux et un comportement d'un relaxor ferroélectrique. L'application d'un train d'impulsion PUND sur cet échantillon, montre des résultats inattendus. En effet, la figure 4.2.12a montre la réponse en courant brut de cet échantillon soumis au train d'impulsion PUND avec un temps de montée égale 4.5 ms. Nous visualisons des pics de courant importants de même amplitude dans la partie des impulsions P et U, et dans la partie des impulsions N et D respectivement. De plus, tension et courant conservent quasiment la même allure signature d'un comportement résistif de l'échantillon.

La figure 4.2.12b montre les signaux P et U après traitement. En soustrayant le courant mesuré sans retournement I_U du courant I_P , on trouve une contribution liée à un phénomène de rémanence nulle car, le courant de retournement de polarisation est nul $I_{P-U}=0$ (de même pour le côté I_{N-D}). Ceci confirme le caractère résistif de l'échantillon. La figure 4.2.12c montre différents cycles PN obtenus à différents temps de montées c'est-à-dire, à différentes périodes avec $T = 4 \times t_{montée}$. On trouve ainsi, des cycles PN quasi similaire à celle d'une contribution résistive R en parallèle avec une capacité linéaire C comme présenté précédemment (voir figure 4.2.4) mais, avec pour fait marquant l'apparence d'une capacité négative. La dérivé du cycle PN avec un temps de montée de 4, 5 ms (dérivé des ajustements polynomiales) montre la signature de la lettre X décalée vers le bas indiquant la valeur de capacité linéaire soit -60 nF (voir figure 4.2.12d). La signature de la lettre X confirme le caractère résistif de cet échantillon, et ceci n'est pas compatible au développement du dispositif recherché.

La valeur de la résistance est aisément déductible de la mesure, en mesurant la charge maximale $Q_R(0) = 23,85 \mu C$ sur la caractéristique $Q_{R/C}(V)$, et en utilisant l'expression (4.2.2) avec $V_T = V_{max} = 98.8 V$ et $T = 18 ms$, on trouve $R = 9,32 k\Omega$.

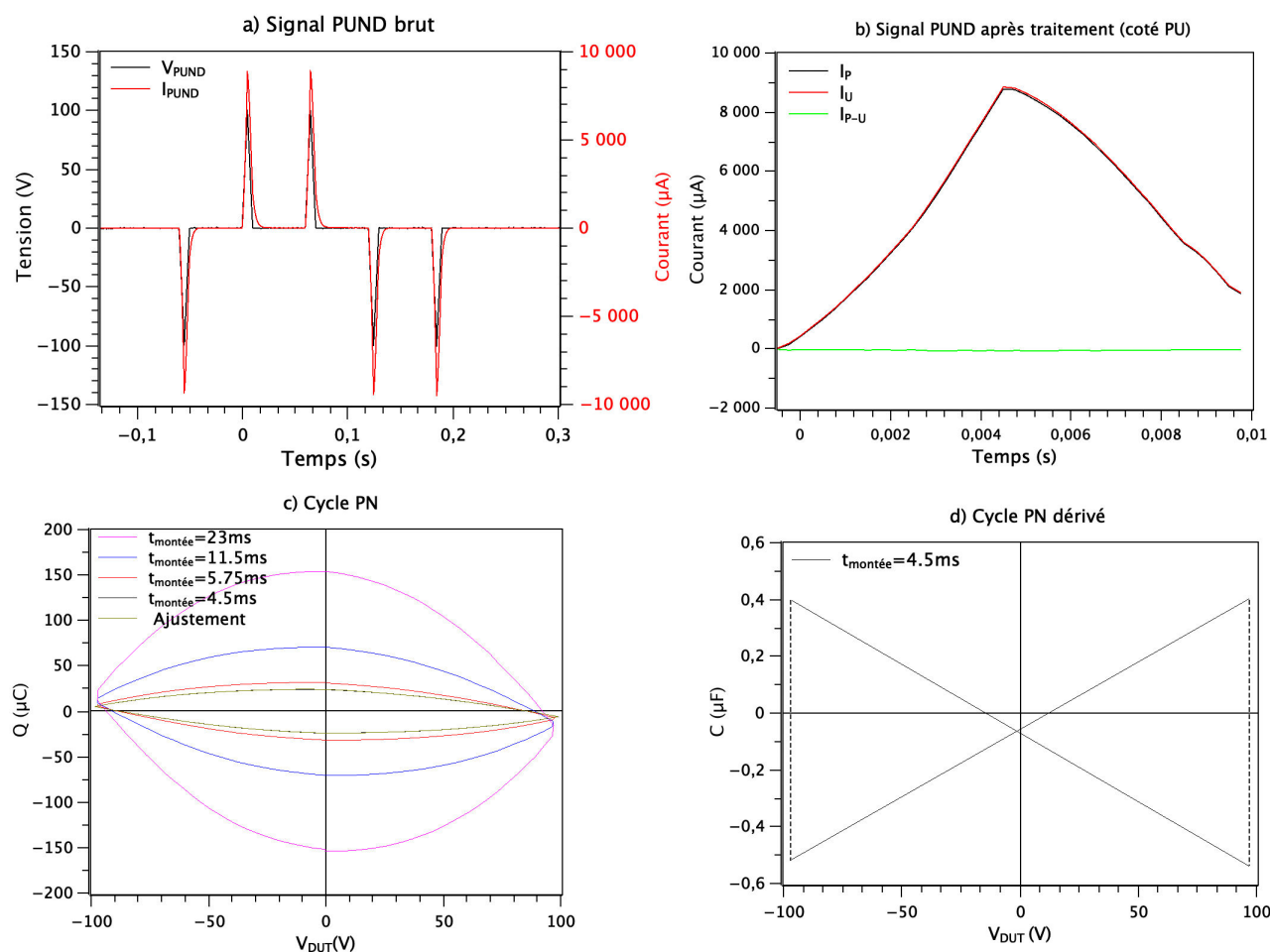


FIGURE 4.2.12 – Caractéristique $Q(V)$ et $C(V)$ du multiferroïque $Ba_{0,5}Sr_{0,5}Nb_2O_6/CoCr_{0,4}Fe_{1,6}O_4$: a) et b) Signal d'excitation PUND brut avant et après traitement avec un temps de montée égale 4,5 ms, c) Cycle PN à différents temps de montée, d) cycle PN dérivé.

Pour ce qui concerne l'apparence d'une capacité négative, il s'agit d'un artefact de mesure lié à la sortie de l'amplificateur de tension. Cette dernière se comporte comme un réseau RCR, dessiné en figure 4.2.13. Au retour à zéro d'une impulsion, la capacité ne se décharge pas instantanément et continue de donner de l'énergie au circuit (DUT)

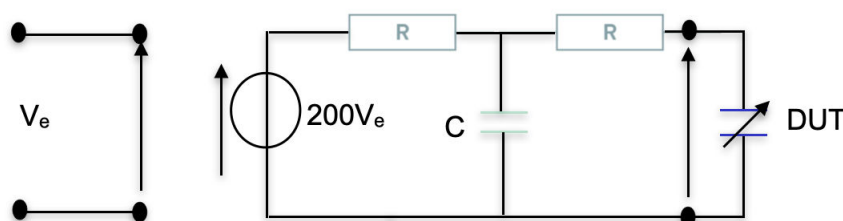


FIGURE 4.2.13 – Constitution de l'amplificateur de tension Trek

4.3 Capteur à réluctance variable

4.3.1 Capteur de champ magnétique à réluctance variable

Rappelons tout d'abord que le capteur magnétique à réluctance variable réalisé et caractérisé ici, est celui déduit de la modélisation FEMM (voir chapitre 3). De plus, nous avons utilisé une sonde magnétique de type AMR (magnétorésistance anisotrope) servant de référence pour la mesure du champ magnétique. Cette sonde a été développée par mon directeur de thèse, Didier Robbes, et a fait l'objet d'une protection intellectuelle et d'une valorisation sous forme de matériel pédagogique. Cette sonde magnétique de référence a une sensibilité de $20 \text{ mV}/\mu\text{T}$, une gamme de mesure 1nT à $600 \mu\text{T}$, une bande passante allant du continu jusqu'à quelques 200 kHz et un bruit blanc magnétique de l'ordre de $0,2$ à $0,3 \text{ nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ au delà de la dizaine de Hz . Les caractéristiques détaillées et y compris son principe de fonctionnement se trouve dans [Robbes 10].

Le dispositif expérimental utilisé pour caractériser le capteur magnétique à réluctance variable, et la sonde magnétique de référence (sonde M) est représenté sur la figure 4.3.1. Il est constitué d'un générateur basse fréquence (GBF), connecté sur les deux bobines d'excitations du capteur magnétique à réluctance variable, afin de produire une excitation magnétique sinusoïdale à une fréquence de 10 kHz , avec une amplitude suffisante pour moduler la réluctance dans les deux petits bras de la ferrite Ni-Zn doux (voir figure 3.4.2 et figure 3.4.5 du chapitre 3). Deux bobines en position de Helmholtz de 130 mm de diamètre, sont alimentées par la

source de l'analyseur de signal Onosokki, au travers d'un amplificateur audio de 2,4 de gain fixe afin de produire un champ magnétique externe basse fréquence. Le nombre de spires de chaque bobine est de 95 spires avec un diamètre de fil 1,3 mm. Les bobines peuvent supporter un courant maximal de 7A .

Le signal en sortie de la sonde M est directement connecté à son conditionneur puis à l'analyseur de signal, et celui du capteur magnétique à réluctance variable (bobine de capture) est directement connecté à un détecteur synchrone (MODEL 5210 LOCK-IN AMPLIFIER). La référence du détecteur synchrone est le signal d'excitation qui attaque les bobines assurant la saturation locale des petits bras (voir figure 3.4.2) et la sortie de celle-ci à l'analyse de signal. Le rôle du détecteur synchrone est de démoduler le signal capté par la bobine de capture, afin de réaliser notamment l'extraction de la seconde harmonique du signal modulé qui contient l'information sur le champ magnétique basse fréquence appliqué. Une résistance de valeur 1Ω est utilisée pour faciliter la mesure du courant I, et un blindage magnétique cylindrique a été utilisé pour protéger le capteur et la sonde M du champ magnétique environnemental autre que celui associé aux bobines en position de Helmholtz. Les performances du capteur magnétique à réluctance variable et de la sonde M ont été caractérisées en terme de sensibilité et de fluctuations.

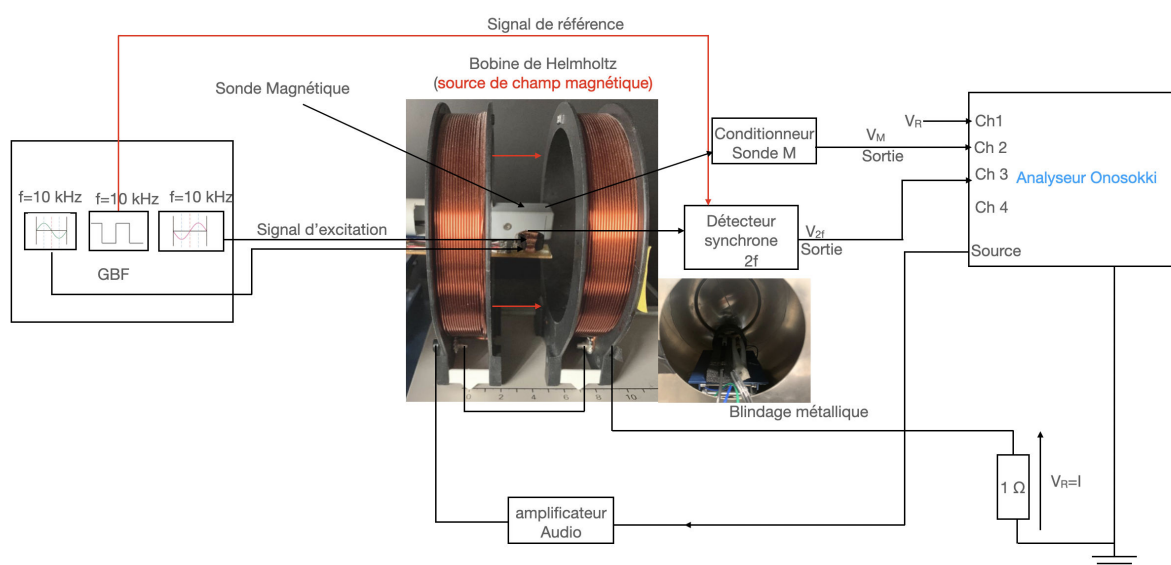
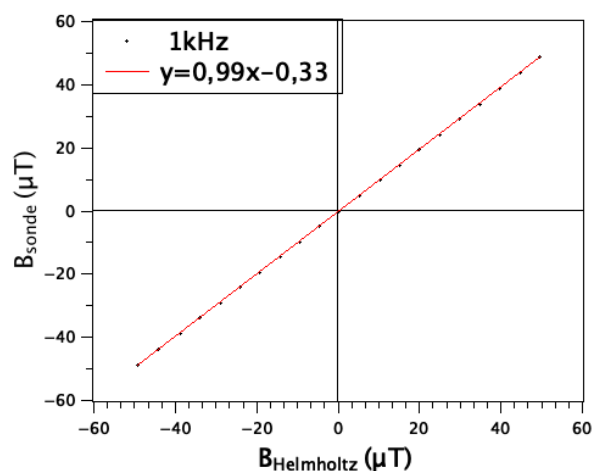


FIGURE 4.3.1 – Schéma synoptique du dispositif expérimental de mesure. La sonde M et le capteur magnétique à réluctance variable sont placés à l'intérieur d'une boîte métallique cylindrique (blindage magnétique : petite photo en dessous)

Avant de commencer à caractériser le capteur magnétique à réluctance variable et la sonde M, nous avons commencé par réaliser une comparaison de la mesure du champ magnétique fournie par la sonde M de référence avec la formule théorique du champ magnétique au centre des bobines Helmholtz donné par l'équation 4.3.1 :

$$\frac{B_{Helmholtz}}{I} = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{\mu_0 N}{R} = 1313 \mu\text{T/A} \quad (4.3.1)$$

Les résultats bruts de la mesure du champ magnétique à 1 kHz sont représentés sur la figure 4.3.2. On observe une bonne cohérence de la mesure par sonde M avec la prévision théorique de Helmholtz (erreur de gain de 1% et un offset de $-0,33 \mu\text{T}$). Pour évaluer B dans la suite, nous avons donc le choix d'utiliser la sonde M de référence ou d'exploiter la formule théorique du champ magnétique au centre de la bobine de Helmholtz. Comme nous avons accès à la mesure du courant I, nous exploiterons dans la suite la formule théorique pour caractériser à la fois la sonde M et le capteur à réluctance. L'idée d'utiliser la sonde M était un moyen de se rassurer de la bonne paramétrisation de l'analyseur de signal lors de la caractérisation des deux capteurs puisque nous connaissons les caractéristiques de la sonde M au préalable.



(a) magnétomètre de référence

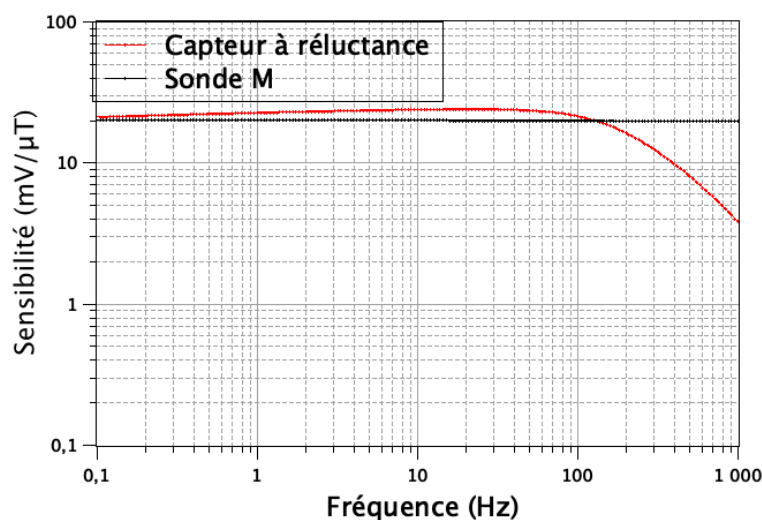
FIGURE 4.3.2 – a) Sonde magnétique de référence

Fonction de transfert du capteur à réluctance et de la sonde M

Par définition, la fonction de transfert représente le rapport entre le signal de sortie et le signal d'entrée. En pratique, le rapport entrée-sortie est représenté en

gain, et ceci en fonction de la fréquence. Ainsi, l'analyseur de signal Onosokki connecté sur les bobines de Helmholtz, permettra de faire varier la fréquence de la source de champ magnétique externe jusqu'à 2,5 kHz. De plus, le signal en sortie du capteur magnétique à réluctance variable via la détection synchrone, et le signal en sortie de la sonde M de référence via son conditionneur sont connectés sur les voies de l'analyseur de signal. La mesure de la tension aux bornes de la résistance 1Ω donne la mesure du courant circulant dans le circuit, et celle-ci est également connectée sur l'une des voies de l'analyseur (voir figure 4.3.1).

L'utilisation de l'analyse de signal nous a encore facilité grandement la tâche dans la caractérisation des mesures. En effet, en intégrant le paramètre de convention (facteur de l'équation 4.3.1) dans l'analyseur de signal, en particulier dans la voie 1 car, un courant de 1A (équivalent à 1V) dans les bobines de Helmholtz équivaut à un champ magnétique externe de $1313 \mu T$. Pour les deux autres voies associées à la sonde et au capteur magnétique à réluctance variable, le facteur de conversion correspond à $1V/V$. Ainsi les résultats de mesures ainsi obtenus sont présentés sur la figure 4.3.3. Le capteur magnétique à réluctance variable montre une sensibilité de l'ordre $22 mV/\mu T$ et celle de la sonde M une sensibilité de l'ordre $20 mV/\mu T$. On remarque que l'on retrouve la valeur de la sensibilité de la sonde M, ce qui confirme la bonne cohérence des paramètres de conversion intégrés dans l'analyseur de spectre.



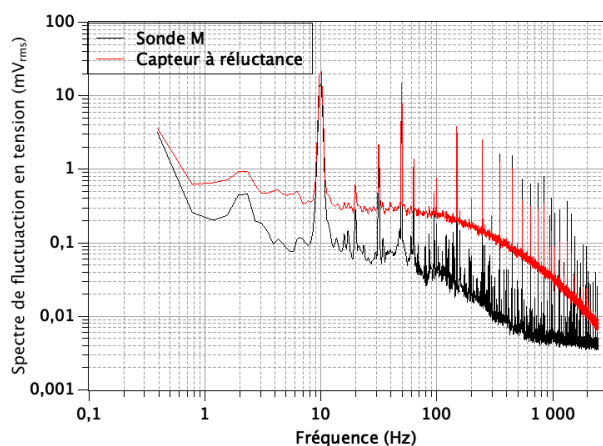
(a) Fluxgate magnétique

FIGURE 4.3.3 – a) Fonction de transfert du capteur magnétique à réluctance variable et de la sonde magnétique de référence (sonde M) en fonction de la fréquence.

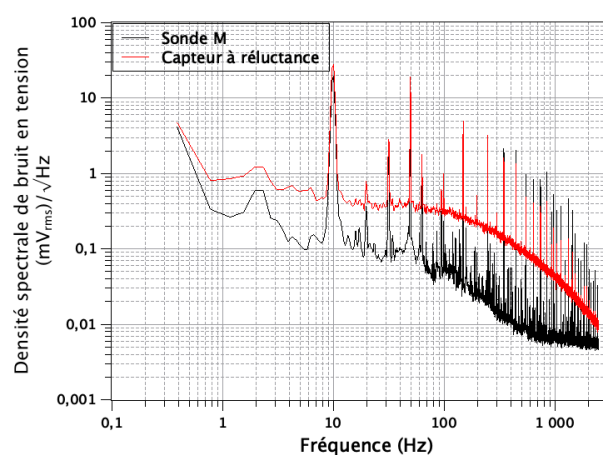
Bruit équivalent en champ magnétique

Pour réaliser la mesure du bruit magnétique du capteur magnétique à réluctance variable et de la sonde M, nous exposons les deux capteurs à une source de champ magnétique externe de fréquence 10 Hz à travers les bobines Helmholtz. Pour le capteur magnétique à réluctance variable, les deux bobines d'excitations restent alimentées par un signal sinusoïdal de fréquence 10 kHz avec une amplitude suffisante pour moduler la réluctance des deux petits bras de la ferrite de Ni-Zn doux. La sortie du capteur magnétique à réluctance via la détection synchrone, et la sortie de la sonde M via son conditionneur sont connectées sur l'analyseur de signal Onosokki, afin d'enregistrer le spectre des fluctuations de la tension de sortie des capteurs, et la densité spectrale de bruit en tension en fonction de la fréquence. Ensuite, par un post traitement on divise la densité spectrale de bruit en sortie de chaque conditionneur par leur fonction de transfert respectivement pour obtenir la densité spectrale de bruit magnétique équivalent à l'entrée de chaque capteur. Les résultats de mesure ainsi obtenus sont présentés sur la figure 4.3.4. Les caractéristiques qui en découlent sont :

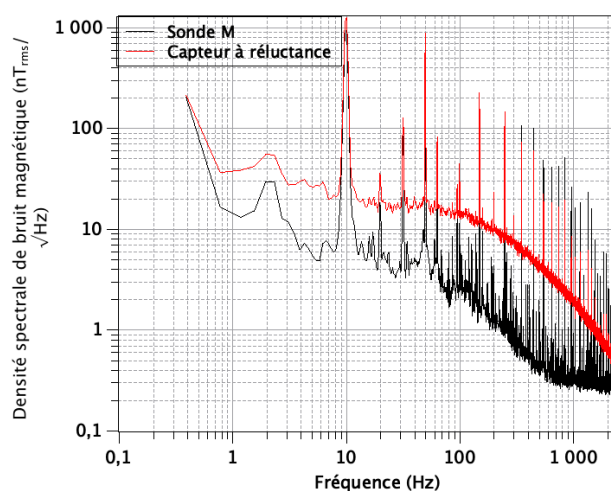
- à 10 Hz le signal en sortie du capteur magnétique à réluctance vaut $21,53 mV_{rms}$ et celle de la sonde M vaut $14,95 mV_{rms}$. Sur la zone quasi plate du spectre du bruit magnétique, le capteur magnétique à réluctance variable possède un niveau de bruit magnétique de l'ordre $15 nT_{rms}/\sqrt{Hz}$ et celle de la sonde M est de l'ordre de $0.27 nT_{rms}/\sqrt{Hz}$. Les performances en bruit de notre capteur magnétique à réluctance variable ne sont pas de bonne qualité relativement à l'état de l'art des FGMs avec des niveaux de bruit autour de 10 à 15 pT/\sqrt{Hz} et une sensibilité autour de 20 à 25 $mV/\mu T$ [Ripka 92, Gooneratne 17], mais rappelons qu'il s'agissait là de valider le principe de mesure de ce que l'on peut considérer comme un nouveau type de magnétomètre.



(a) Spectre de fluctuation en tension



(b) Densité spectrale de bruit en tension



(c) Densité spectrale de bruit magnétique

FIGURE 4.3.4 – a) Le spectre de bruit magnétique du capteur magnétique à réductance variable pour un courant d'excitation de 10 mA à une fréquence de 10 kHz, b) Le spectre de bruit magnétique de la sonde magnétique de référence

4.3.2 Capteur de champ électrique à réluctance variable

Première version du dispositif

Malgré le caractère très dur de la céramique piézoélectrique PZT5, nous avons tenté de réaliser avec ce matériau, un capteur de champ électrique à réluctance diélectrique variable analogue au capteur de champ magnétique à réluctance magnétique variable caractérisé précédemment dans le domaine des basses fréquences. Ce capteur de champ électrique, est composé d'un guide de flux électrique, de deux petits bras à réluctance diélectrique variable, autour duquel sont disposées deux paires de spires d'excitation (commande) fermées formant des électrodes, et une paire de spires de capture fermée, servant de mesure.

Le dispositif expérimental utilisé pour caractériser le capteur de champ électrique à réluctance variable, est représenté sur la figure 4.3.5. Il est constitué d'un générateur basse fréquence (GBF), connecté sur deux transformateurs de gain fixe 6, donc la sortie est connectée sur les deux paires de spires d'excitations afin de produire une excitation électrique sinusoïdale à une fréquence de 4 kHz, avec une amplitude suffisante pour moduler la réluctance diélectrique dans les deux petits bras du PZT5.

Deux paires de disques métalliques de 16 mm de diamètre et de distance réglable sont alimentées avec une source de tension continue laquelle est connectée à deux amplificateurs à haute tension continue de gain 10000 (Modèle EMCO CB101 et CB101N) dans le but de créer un champ électrique externe continu suffisamment intense. Le signal en sortie de la paire de spires de capture est connecté à un conditionneur, ensuite à un détecteur synchrone (MODEL 5210 LOCK-IN AMPLIFIER) sur lequel on connecte également le signal de référence de même fréquence que le signal d'excitation électrique. pour finir, la sortie du détecteur synchrone est connectée à l'oscilloscope.

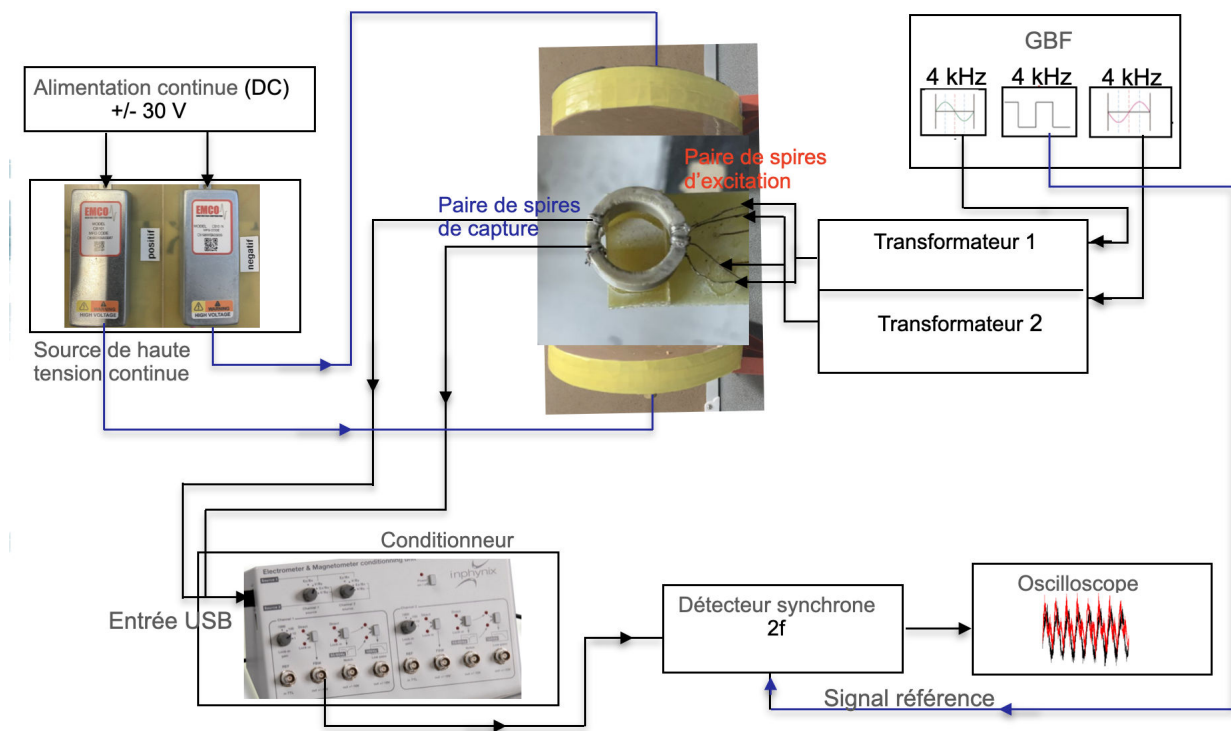


FIGURE 4.3.5 – Schéma synoptique du dispositif expérimental de mesure.

Avant de se lancer dans la caractérisation du capteur de champ électrique à réductance variable, la première étape consiste à valider son principe de fonctionnement. Pour cela, l'effet du champ électrique continu a été recherché tous les 60 s, sur les oscillogrammes temporels du signal issu de la paire de spires de capture d'une part, et d'autre part, sur une spire de capture (figure 4.3.6).

Lorsque les signaux de commande sur les deux paires de spires d'excitations sont en opposition de phase et d'amplitude voisine, un ajustement fin de leurs valeurs via le GBF permet de minimiser l'amplitude des signaux capturés sur la paire de spires ou sur une spire de capture. Le signal en sortie d'une spire de capture, à été directement connecté au détecteur synchrone. Ainsi, nous constatons que, les signaux capturés sont riches en harmoniques d'une part, et d'autre part, on observe une petite déformation du signal en présence du champ externe sur une portion du signal (flèche). Cette petite déformation quoique pas très visible dans l'ensemble des signaux, fait croire à l'existence d'un signe de fonctionnement. Mais, à ce stade il est difficile de conclure sur le bon de fonctionnement du capteur.

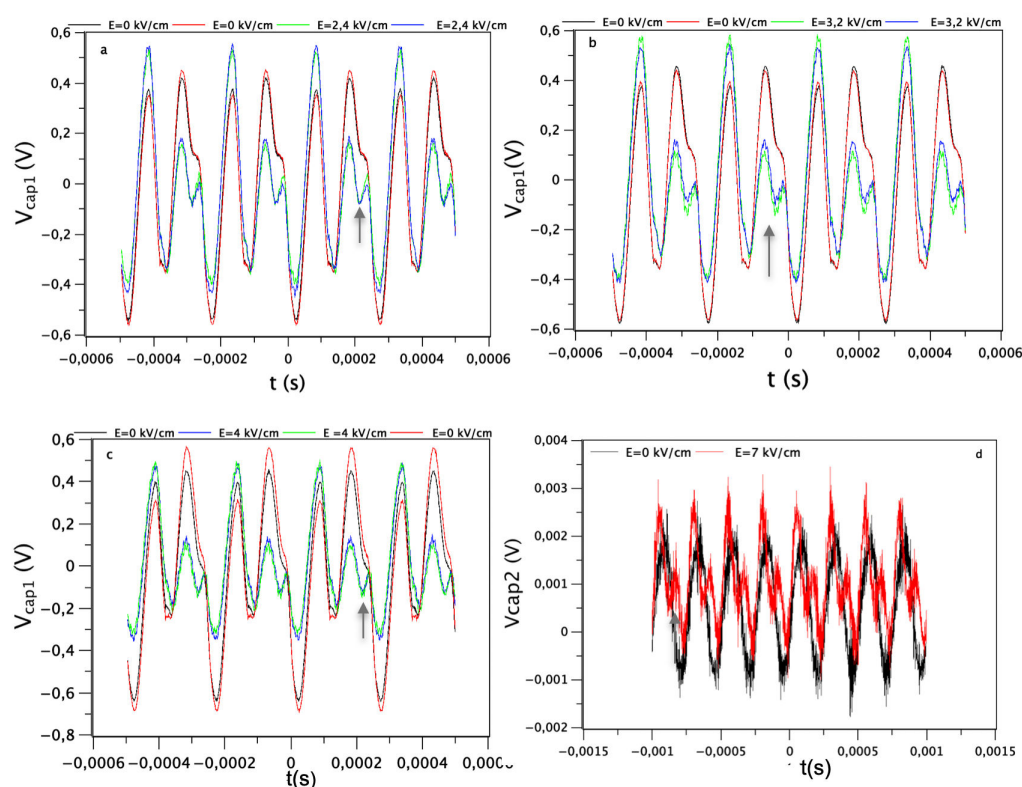


FIGURE 4.3.6 – Signaux temporels en sortie d'une spire de capture (a, b, et c), et de la paire de spire (d) en présence et en absence du champ électrique continu.

Dans le cas d'une capture de signal sur une spire de capture, nous avons effectué les relevés des valeurs efficaces des raies de la seconde harmonique en fonction du champ électrique externe (voir figure 4.3.7) grâce à l'analyseur de signal Onoskki. On constate un comportement anormal du capteur lorsqu'on change la direction du champ électrique externe. En effet, la sensibilité du capteur (pente) n'est pas reproductible et change de signe. Ce comportement anormal, nous pensons qu'il est lié probablement à la nature hystérique du PZT5, induisant des instabilités du point de repos statique du dispositif. Pour trancher sur le bon fonctionnement du capteur, un modèle simplifié du capteur est présenté ci-dessous

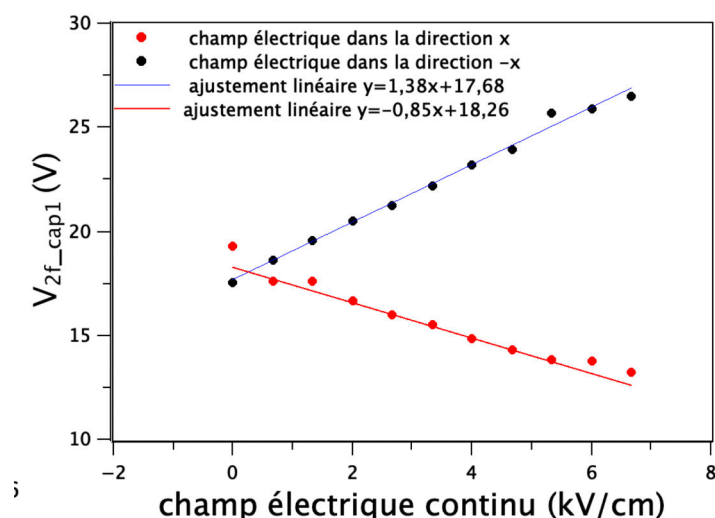


FIGURE 4.3.7 – Mesure de l'amplitude de la 2f du signal capturé sur une spire de capture en fonction du champ électrique continu.

4.3.3 Capteur de champ électrique à réductance variable, concept simplifié

deuxième version du dispositif

Le comportement de la première version du dispositif se comprend à partir de l'examen de la figure 3.5.3 et des commentaires qui l'accompagne. Le principe est de forcer un déséquilibre de charge dynamique entre les électrodes d'une paire entourant chacun des petits bras de la structure, de telle manière que :

- Le champ D entre les électrodes de chacune des paires atteint sa valeur à saturation,
- Les lignes de champ D entre les électrodes d'une paire différente suivent le trajet le plus court, autour du petit trou dans la céramique, et non pas autour du

grand.

Dans ces conditions, la paire d'électrode de mesure, située en face du petit trou n'est pas sensible aux signaux de commande de la réluctance, mais la répartition des lignes de champ D associées au champ électrique externe, entre les deux grands bras de la structure annulaire, dépend de la réluctance instantanée de l'ensemble, incluant la section variable associée aux petits bras. Ainsi, l'image du champ statique externe, vue au niveau de la paire d'électrode de mesure devait elle être dynamique, en conséquence mesurable par les lois duales des lois de Faraday – Lenz, mais les données recueillies se sont avérées trop parcellaires pour pouvoir juger d'une bonne adéquation au modèle de fonctionnement décrit ci-dessus.

La deuxième version du dispositif permet de simplifier le procédé d'excitation, en utilisant seulement une électrode de commande sur chacun des petits bras, et en formant quatre constrictions, situées de part et d'autre de chacune des électrodes. Si celles-ci sont attaquées en opposition de phase, les lignes de flux font également deux demi-tours le long du bord du petit trou de la structure, lignes orientées de l'électrode de potentiel le plus élevé vers celle de potentiel le moins élevé, mais :

- Ces électrodes peuvent être attaquées en charge ou en tension car, vis à vis des lignes de champ induit associées à l'excitation externe il n'y a pas d'effet, contrairement à la première version dont les deux paires d'électrodes devaient être attaquées en charge.

- La présence des constrictions renforce la valeur de la densité des lignes de flux, compte tenu des règles de passage entre les composantes tangentielles et normales à l'interface entre deux milieux diélectriques ayant des valeurs fort éloignées de leur permittivité. Pour des valeurs suffisantes de la différence de potentiel entre les deux électrodes, l'induction au sein des constrictions peut s'approcher des valeurs à saturation.

- Les lignes de champ D entre les deux électrodes de commande suivent le chemin de plus faible réluctance, c'est-à-dire encore le voisinage du petit trou, et non pas autour du grand.

Les figures 4.3.8 et 4.3.9, copies d'écran du dispositif modélisé dans FEMM, permettent de visualiser ces lignes de champ. En l'absence de commande, les lignes de champ induit associées à la présence du champ externe se répartissent entre les deux grands bras de l'anneau, de façon plus ou moins équitable, suivant la section des constrictions, coté commande, et coté mesure.

En présence de signal de commande, convenablement ajusté en amplitude et phase, le signal de l'électrode de mesure à la fréquence de commande peut être minimisé. Son contenu harmonique est alors enrichi, et l'amplitude de l'harmonique de rang 2 suivie. On attend que cette dernière soit fonction de l'amplitude du champ externe, y compris pour ces valeurs au continu (analyse limitée à la durée de la mesure).

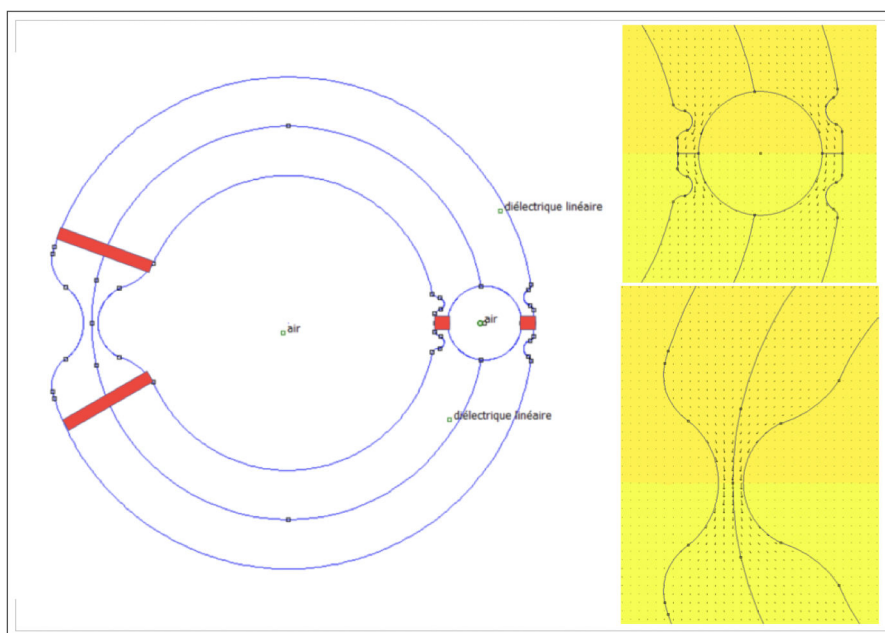


FIGURE 4.3.8 – Excitation simplifiée de la zone à réluctance variable. Les constrictions augmentent localement la valeur de D . Les flux sont répartis de façon équitable entre les deux grands bras de l’anneau, en l’absence de signal entre les deux électrodes situées au milieu des petits bras.

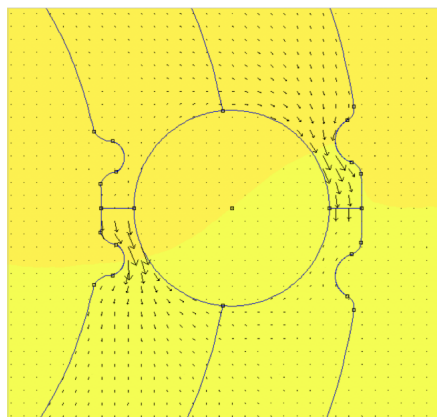


FIGURE 4.3.9 – Effet de l’excitation simplifiée : dans chacun des petits bras, une constriction sur deux peut être amenée au voisinage d’une valeur de l’induction se rapprochant de la saturation, au total la réluctance vue par les lignes de champ associées au champ externe augmente pour ce grand bras, et suivent préférentiellement l’autre grand bras de l’anneau.

La figure 4.3.10 reproduit une photographie du second dispositif réalisé, avec le détail d'usinage de la céramique de PZT5. Par rapport à la première version, un écrantage entre les diverses voies de signal a été mis en place (piste cuivre de séparation et clinquant de cuivre mis au potentiel de référence). De plus, les amenées de commande et de mesure dans la partie non écrantée au voisinage immédiat du tore, ont été disposées dans deux plans orthogonaux. La capture du signal se fait par l'intermédiaire de deux sondes d'oscilloscopes sacrifiées pour minimiser les capacités parasites associées aux remontées des signaux capturés sur les électrodes de mesure. Dans ces conditions, en l'absence de l'anneau de céramique, mais en présence de signaux d'excitation jusqu'au niveau maximal (2000V à 1 kHz), les signaux recueillis par les sondes de mesure ont une amplitude ne dépassant pas quelques dizaines de mV. Lorsque l'anneau est connecté, et lorsque les deux électrodes de commande sont soumises aux mêmes variations du potentiel de commande, les signaux récupérés par les deux sondes de mesure suivent ceux de l'électrode de commande, parce que le matériau de forte valeur de permittivité diélectrique est alors quasiment équipotentiel. Enfin, lorsque les signaux de commande sont en opposition de phase et d'amplitude voisine, un ajustement fin de leurs valeurs permet de minimiser l'amplitude des signaux issus des sondes de mesure, car dans ce cas le flux des charges issu d'une électrode de commande est intégralement absorbé par la seconde électrode de commande. Le schéma synoptique du système de mesure est globalement celui mis en œuvre précédemment (figure 4.3.5).

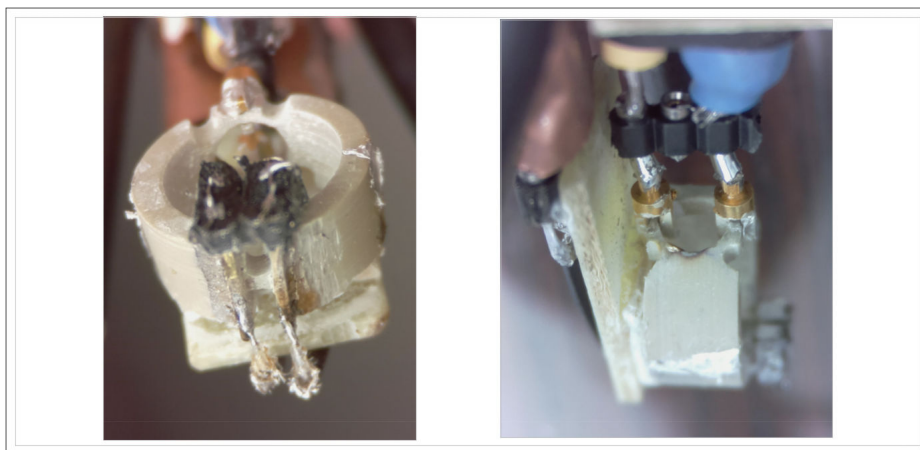


FIGURE 4.3.10 – Photographies de la seconde version du dispositif. A gauche, la capture de signal, de part et d'autre la constriction. A droite, électrodes de commande, située sur chacun des petits bras et entre une paire de constriction..

Les allures typiques des signaux décrits ci-dessus sont reportées et commentés

en figure 4.3.11. Elles montrent la présence de l'harmonique de rang 2 par rapport à la fréquence du signal de commande sinusoïdal à 1 kHz. A ce stade, l'effet d'un champ très lentement variable a été recherché, sur les oscillogrammes temporels du signal issu d'une des sondes lorsque son amplitude est minimale, situation analogue aux signaux rassemblés en figure 4.3.6 . Force a été de constater qu'aucune déformation stable du signal issu de la sonde de mesure a été repéré, au bout d'une durée de quelque dizaines de secondes, malgré la présence d'un régime transitoire à chaque saut des valeurs de champ électrique, jusqu'à des valeurs de l'ordre de de 5 kV/cm, correspondant au maximum de la tension continue disponible appliquées aux plaques du dispositif (plaques utilisées précédemment, figure 1.5.1b). En conséquence, soit l'effet que nous recherchons n'existe pas, soit il est caché par le caractère plutôt bruyant du système et/ou la faiblesse du couplage du champ externe au tore diélectrique.

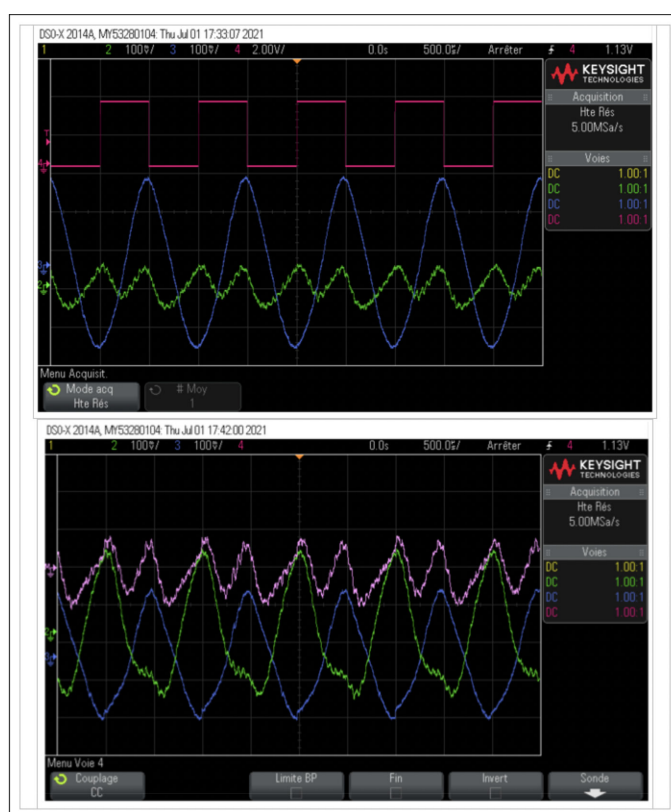


FIGURE 4.3.11 – Allure des signaux capturés pour deux configurations voisines. En haut, signal issu d'une électrode de capture réglé à amplitude minimale (trace verte). En bas, signaux des deux électrodes équilibrés et en opposition de phase. La trace de couleur rose est la somme des 2 autres..

Pour essayer de trancher entre ces deux issues, nous avons déposé deux électrodes supplémentaires afin d'amener des charges de signe opposé directement sur la structure annulaire, de façon que ces distributions de charge génèrent au sein du tore un champ D, en se passant du couplage « capacitif » associé à la façon précédente de faire. Ce couplage, bien que ne répondant pas à celui de la grandeur souhaitée, le champ électrique, ne change pas le comportement de l'induction au sein du matériau dans le voisinage des constriction, qui y est principalement conditionné par la configuration spatiale des interfaces. Suivant cette hypothèse, leur comportement doit nous donner des indications quant à l'interprétation des résultats précédents.

L'ajout de cette paire d'électrodes est représenté en figure 4.3.12 (à gauche). Elles sont attaquées par un signal de tension à très basse fréquence (100 mHz) et biphasique. Après réglage des signaux de commande de façon que le signal détecté à la fréquence de ces signaux (1 kHz) soit minimal et fortement enrichi de son harmonique de rang 2, le signal sinusoïdal à la fréquence de 100 mHz est appliqué. Si l'oscillogramme laisse à peine voir une modulation du signal de commande, une détection synchrone à la deuxième harmonique ressort bel et bien un signal synchrone de celui appliqué à la fréquence de 100 mHz, ce qui est la signature recherchée.

L'oscillogramme faisant état de ce résultat est reporté figure 4.3.12 (à droite), il s'agit de la trace de couleur bleue, relativement à celle de couleur jaune. On peut avoir une estimation de la valeur numérique du champ électrique correspondant, en tenant compte du gain de l'amplificateur à sortie biphasique intercalé entre le générateur basse fréquence (trace de couleur jaune) et la paire d'électrodes rapportées sur le tore. Cette valeur estimée grossièrement est de $60 V_{pp}$ au travers du diamètre du tore égal à 1,6 cm, soit environ 40 V/cm. Le signal détecté est d'environ $0,1 V_{pp}$. L'ordre de grandeur du transfert équivalent entre la valeur estimée du champ électrique et la tension de sortie après démodulation est au final de $25 \mu V/V.m^{-1}$, ou bien $2,5 \mu V/V.m^{-1}$.

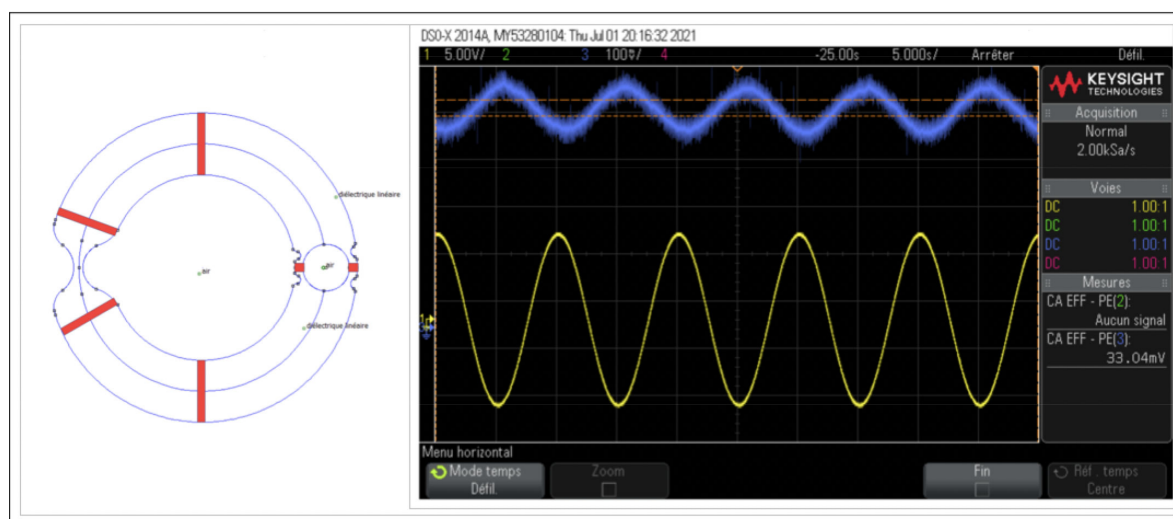


FIGURE 4.3.12 – Signal de capture démoduler en bleu, et signal sinusoïdal à la fréquence de 100 mHz appliqué sur les deux électrodes supplémentaires

Finalement, si l'efficacité de couplage par voie capacitive était de 100 %, la valeur numérique du transfert estimé ci-dessus aurait du nous amener à un signal de l'ordre de 12,5 V pour la valeur de champ électrique statique maximale que nous pouvons appliquer, ce qui n'était pas le cas. Revenant à la disposition antérieure d'application du champ quasi statique, en levant les amenées et en les reportant sur des plaques conductrices séparée d'une distance de 3 cm, il n'y a plus de signal en sortie de la détection synchrone, mais sans avoir rien changé aux autres réglages. Or, la sensibilité de celle-ci est limitée par l'amplitude du signal à la fréquence $2f$, et donc ne pouvait être augmentée, pour repérer une amplitude de modulation beaucoup plus faible que celle obtenue par attaque directe. On ne peut donc pas conclure à ce stade sur le comportement de ce système de mesure.

Ainsi, à l'instar des électromètres fondés sur les principes de mesure électro-optique, le couplage de champ statique reste une difficulté majeure, à contourner pour obtenir le capteur recherché.

Conclusion générale

L'objectif principal de cette thèse a été de concevoir un capteur de champ électrique innovant sans partie mécanique mobile de type fluxgate électrique en fondant notre raisonnement sur le principe de la dualité entre paires de grandeurs électriques et magnétiques. Pour cela, la démarche vers la conception de ce fluxgate électrique (FGE) s'est inspirée du principe de fonctionnement des fluxgates magnétiques (FGM) d'une manière telle que la correspondance par transformation duale entre toutes les paires de grandeurs du FGE et du FGM soit assurée. Mais, l'analyse de la faisabilité technologique du fluxgate électrique établit que celle-ci ne nous était pas accessible. Pour contourner cette difficulté de conception, l'objectif principal de cette thèse a été basculé vers la conception d'un capteur de champ électrique à réductance diélectrique variable dont le principe de fonctionnement est voisin du fluxgate magnétique. Aussi, ce capteur de champ électrique à réductance diélectrique variable a été inspiré de la théorie des capteurs magnétiques à réductance magnétique variable.

La modélisation FEMM, et la conception du capteur magnétique à réductance variable dans cette thèse avaient pour vocation de guider la conception de son dual. Comme, la conception du capteur de champ électrique à réductance variable avait pour coeur l'utilisation des matériaux ferroélectriques, je me suis également intéressé à la caractérisation électrique des matériaux via la méthode PUND dans le but de rechercher les matériaux relaxors peu dissipatifs, faiblement saturables sous faible champ électrique avec de fortes valeurs de constante diélectrique. Mais, la recherche de ces matériaux relaxors s'est avérée difficile, et le choix de la réalisation du capteur de champ électrique à réductance variable s'est fait avec de la céramique piézoélectrique PZT5 qui présente un cycle d'hystérésis très large.

La caractérisation du capteur de champ électrique à réductance variable a été entreprise. À l'issue des mesures réalisées durant cette thèse avec différentes façons de contourner les difficultés, l'analyse critique des résultats obtenus est trop parcelle pour pouvoir juger sur le bon fonctionnement du capteur recherché car, les effets recherchés semblent ne pas exister ou être noyé par le caractère plutôt bruyant du système et/ou la faiblesse du couplage du champ externe au tore diélectrique. Néanmoins, L'ajout des électrodes supplémentaires sur la structure annulaire du

capteur semble être prometteur pour contourner cette difficulté. Il serait donc intéressant de poursuivre dans cette voie et d'explorer d'avantages le couplage du champ statique au tore diélectrique. Ces analyses pourront être effectuées avec les matériaux relaxors du professeur Guorong Li qui sont arrivés très tardivement.

Bibliographie

- [Andò 09a] Bruno Andò, Salvatore Baglio, Adi Bulsara, Vincenzo Marletta & Nicolo Savalli. *E-field ferroelectric sensors : Modeling and simulation [Instrumentation Notes]*. IEEE Instrumentation & Measurement Magazine, vol. 12, no. 2, pages 31–37, 2009.
- [Andò 09b] Bruno Andò, Salvatore Baglio, Adi R Bulsara & Vincenzo Marletta. *A Ferroelectric-Capacitor-Based Approach to Quasistatic Electric Field Sensing*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 59, no. 3, pages 641–652, 2009.
- [Andò 12] B Andò, S Baglio, V Marletta & AR Bulsara. *Effects of charge collectors in ferroelectric E-field sensors*. In 2012 IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference Proceedings, pages 57–62. IEEE, 2012.
- [Bloemink 13] H Bloemink. *Static electricity measurements for lightning warnings-an exploration*. INFRAR&D KNMI, 2013.
- [Campbell 05] Jim Campbell. *Electric Field Mill Fabrication*, 2005.
- [Cecelja 01] Franjo Cecelja, Michael Bordovsky & Wamadeva Balachandran. *Lithium niobate sensor for measurement of DC electric fields*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 50, no. 2, pages 465–469, 2001.
- [Cecelja 02] Franjo Cecelja, Michael Bordovsky & Wamadeva Balachandran. *Electro-optic sensor for measurement of DC fields in the presence of space charge*. IEEE Transactions on instrumentation and measurement, vol. 51, no. 2, pages 282–286, 2002.
- [Chen 06] Xianxiang Chen, Chunrong Peng, Hu Tao, Chao Ye, Qiang Bai, Shaofeng Chen & Shanhong Xia. *Thermally driven*

- micro-electrostatic fieldmeter*. Sensors and Actuators A : Physical, vol. 132, no. 2, pages 677–682, 2006.
- [Chen 08] Xianxiang Chen, Chunrong Peng & Shanhong Xia. *Design of a thermally driven resonant miniature electric field sensor with feedback control*. In 2008 3rd IEEE International Conference on Nano/Micro Engineered and Molecular Systems, pages 253–256. IEEE, 2008.
- [Chen 14] Tao Chen, Cyrus Shafai, Athula Rajapakse & BY Park. *Micromachined electric field mill employing a vertical moving shutter*. Procedia Engineering, vol. 87, pages 452–455, 2014.
- [Chubb 90] John N Chubb. *Two new designs of 'field mill' type fieldmeters not requiring earthing of rotating chopper*. IEEE Transactions on Industry Applications, vol. 26, no. 6, pages 1178–1181, 1990.
- [Chubb 00] John Chubb & John Harbour. *A system for the advance warning of risk of lightning*. Proceedings of the Electrostatics Soc. America, pages 154–157, 2000.
- [Constantinou 14] Loucas Constantinou, Iasonas F Triantis, Richard Bayford & Andreas Demosthenous. *High-power CMOS current driver with accurate transconductance for electrical impedance tomography*. IEEE Transactions on Biomedical Circuits and Systems, vol. 8, no. 4, pages 575–583, 2014.
- [Cover 86] Keith Sean Cover. *The fluxgate electric field meter : a feasibility study*. PhD thesis, University of British Columbia, 1986.
- [Cross 87] L Eric Cross. *Relaxor ferroelectrics*. Ferroelectrics, vol. 76, no. 1, pages 241–267, 1987.
- [Cross 96] Leslie Eric Cross. *Ferroelectric materials for electromechanical transducer applications*. Materials chemistry and physics, vol. 43, no. 2, pages 108–115, 1996.
- [Cui 15] Yong Cui, Qiusheng Wang, Haiwen Yuan, Xiao Song, Xue-min Hu & Luxing Zhao. *Relative localization in wireless sensor networks for measurement of electric fields under HVDC transmission lines*. Sensors, vol. 15, no. 2, pages 3540–3564, 2015.
- [Cui 18] Yong Cui, Haiwen Yuan, Xiao Song, Luxing Zhao, Yumeng Liu & Liwei Lin. *Model, Design, and Testing of Field Mill Sensors for Measuring Electric Fields Under High-Voltage*

-
- Direct-Current Power Lines*. IEEE Transactions on Industrial Electronics, vol. 65, no. 1, pages 608–615, 2018.
- [Cuk 79] Slobodan Cuk. *General topological properties of switching structures*. In 1979 IEEE Power Electronics Specialists Conference, pages 109–130. IEEE, 1979.
- [Denison 07] Timothy A Denison, John S Shafran, Jinbo Kuang & Kent H Lundberg. *A self-resonant MEMS-based electrometer*. In 2007 IEEE Instrumentation & Measurement Technology Conference IMTC 2007, pages 1–5. IEEE, 2007.
- [Duvillaret 02] Lionel Duvillaret, Stéphane Rialland & Jean-Louis Coutaz. *Electro-optic sensors for electric field measurements. II. Choice of the crystals and complete optimization of their orientation*. JOSA B, vol. 19, no. 11, pages 2704–2715, 2002.
- [Evans 11] Joe T Evans. *Characterizing ferroelectric materials*. Proc. IEEE ISAF, pages 1–123, 2011.
- [Fina 11] Ignasi Fina, L Fàbrega, E Langenberg, X Martí, F Sánchez, M Varela & J Fontcuberta. *Nonferroelectric contributions to the hysteresis cycles in manganite thin films : A comparative study of measurement techniques*. Journal of Applied Physics, vol. 109, no. 7, page 074105, 2011.
- [Fort 11] Ada Fort, Marco Mugnaini, Valerio Vignoli, Santina Rocchi, Federico Perini, Jader Monari, Marco Schiaffino & Franco Fiocchi. *Design, modeling, and test of a system for atmospheric electric field measurement*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 60, no. 8, pages 2778–2785, 2011.
- [Fukunaga 08] Mamoru Fukunaga & Yukio Noda. *New technique for measuring ferroelectric and antiferroelectric hysteresis loops*. Journal of the Physical Society of Japan, vol. 77, no. 6, pages 064706–064706, 2008.
- [Gaborit 13a] G Gaborit, F Lecoche, J Dahdah, E Duraz, L Duvillaret & J-L Lasserre. *Non-invasive vectorial electric field characterization with optical probes*. In 2013 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), pages 1016–1019. IEEE, 2013.
- [Gaborit 13b] Gwenaël Gaborit, Jean Dahdah, Frédéric Lecoche, Pierre Jarrige, Yann Gaeremynck, Eric Duraz & Lionel Duvillaret. *A nonperturbative electrooptic sensor for in situ electric*

- discharge characterization*. IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 41, no. 10, pages 2851–2857, 2013.
- [Gaborit 15] Gwenaël Gaborit, P Jarrige, J Dahdah, L Gillette & L Du-villaret. *Packaged optical sensors for the electric field characterization in harsh environments*. In 2015 International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), pages 1468–1471. IEEE, 2015.
- [Gao 14] Zhiye Gao, Zhanqing Yu, Rong Zeng, Feng Tian, Junjie Yu, Menting Dai, Ben Niu, Min Li, Lei Liu, Ruihai Liet *al.* *Research on measuring methods and sensors of high voltage DC electric field*. In 2014 International Conference on Information Science, Electronics and Electrical Engineering, volume 2, pages 850–854. IEEE, 2014.
- [Ghionea 13] Simon Ghionea, Gabriel Smith, Jeffrey Pulskamp, Sarah Bedair, Christopher Meyer & David Hull. *MEMS electric-field sensor with lead zirconate titanate (PZT)-actuated electrodes*. In SENSORS, 2013 IEEE, pages 1–4. IEEE, 2013.
- [Godefroy 96] Genevieve Godefroy. Ferroélectricité. Ed. Techniques Ingénieur, 1996.
- [Goldman 12] Alex Goldman. Handbook of modern ferromagnetic materials, volume 505. Springer Science & Business Media, 2012.
- [Gong 05] Chao Gong, Shanhong Xia, Kai Deng, Qiang Bai & Shaofeng Chen. *Electric field sensors based on MEMS technology*. Journal of Electronics (China), vol. 22, no. 4, pages 443–448, 2005.
- [Gooneratne 17] Chinthaka P Gooneratne, Bodong Li & Timothy E Moellendick. *Downhole applications of magnetic sensors*. Sensors, vol. 17, no. 10, page 2384, 2017.
- [Grosz 17] Asaf Grosz, Michael J Haji-Sheikh & Subhas C Mukhopadhyay. High sensitivity magnetometers. Springer, 2017.
- [Horenstein 01] Mark N Horenstein & Patrick R Stone. *A micro-aperture electrostatic field mill based on MEMS technology*. Journal of Electrostatics, vol. 51, pages 515–521, 2001.
- [Hsu 91] CH Hsu & RS Muller. *Micromechanical electrostatic voltmeter*. In TRANSDUCERS'91 : 1991 International Conference on Solid-State Sensors and Actuators. Digest of Technical Papers, pages 659–662. IEEE, 1991.

- [Hwang 20] JinAh Hwang, Moonhee Choi, Hyo-Soon Shin, Byeong-Kwon Ju & MyoungPyo Chun. *Structural and Magnetic Properties of NiZn Ferrite Nanoparticles Synthesized by a Thermal Decomposition Method*. Applied Sciences, vol. 10, no. 18, page 6279, 2020.
- [Ito 11] Shinichiro Ito. *Basics of ferrite and noise countermeasures*. TDK EMC Technology ; TDK Corporation Magnetics Business Group : Tokyo, Japan, 2011.
- [Jarrige 13] 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*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2013.
- [Joe T. Evans] Jr. Bob C. Howard Joe T. Evans Scott P. Chapman. Compensating for time dependent charge components in hysteresis loops. [www](#)
- [Johnston 89] Alan R Johnston & Harold Kirkham. *A miniaturized space-potential DC electric field meter*. IEEE Transactions on Power Delivery, vol. 4, no. 2, pages 1253–1261, 1989.
- [Jona 62] Franco Jona & Gen Shirane. *Ferroelectric crystals, international series of monographs on solid state physics*. Pergamon press, 1962.
- [Kilić 99] Tomislav Kilić, Mladen Boršić & Stanko Milun. *Ring-core flux-gate magnetometer with microprocessor*. Measurement, vol. 25, no. 1, pages 47–51, 1999.
- [Kirkham 02] Harold Kirkham. *On the measurement of stationary electric fields in air*. In Conference Digest Conference on Precision Electromagnetic Measurements, pages 524–525. IEEE, 2002.
- [Kubik 08] J Kubik & P Ripka. *Racetrack fluxgate sensor core demagnetization factor*. Sensors and Actuators A : Physical, vol. 143, no. 2, pages 237–244, 2008.
- [Kubik 09] J Kubik, J Včelák, T O'Donnell & P McCloskey. *Triaxial fluxgate sensor with electroplated core*. Sensors and Actuators A : Physical, vol. 152, no. 2, pages 139–145, 2009.
- [Langevin 05] Paul Langevin. *Sur la théorie du magnétisme*. 1905.
- [Lebourgeois 00] Richard Lebourgeois. *Ferrites faibles pertes pour applications fréquentielles*. Ed. Techniques Ingénieur, 2000.

- [Lebourgeois 05] Richard Lebourgeois. Ferrites doux pour l'électronique de puissance. Ed. Techniques Ingénieur, 2005.
- [Marletta 11] Vincenzo Marletta. *FERROELECTRIC E-FIELD SENSORS, A nonlinear dynamic approach to the development of innovative measurement devices*. PhD thesis, Università degli Studi di Catania, 2011.
- [Maruvada 83] P Sarma Maruvada, RD Dallaire & R Pedneault. *Development of field-mill instruments for ground-level and above-ground electric field measurement under HVDC transmission lines*. IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, no. 3, pages 738–744, 1983.
- [McHenry 89] DA McHenry, J Giniewicz, SJ Jang, A Bhalla & Thomas R Shrout. *Optical properties of hot pressed relaxor ferroelectrics*. Ferroelectrics, vol. 93, no. 1, pages 351–359, 1989.
- [Mertin 96] W Mertin. *Two-dimensional field mapping of monolithic microwave integrated circuits using electrooptic sampling techniques*. Optical and Quantum Electronics, vol. 28, no. 7, pages 801–817, 1996.
- [Miles 09] R Miles, T Bond & G Meyer. *Report on non-contact DC electric field sensors*. Rapport technique, Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States), 2009.
- [Palneedi 18] Haribabu Palneedi, Mahesh Peddigari, Geon-Tae Hwang, Dae-Yong Jeong & Jungho Ryu. *High-performance dielectric ceramic films for energy storage capacitors : progress and outlook*. Advanced Functional Materials, vol. 28, no. 42, page 1803665, 2018.
- [Peng 06] Chunrong Peng, Xianxiang Chen, Cao Ye, Hu Tao, Guoping Cui, Qiang Bai, Shaofeng Chen & Shanhong Xia. *Design and testing of a micromechanical resonant electrostatic field sensor*. Journal of Micromechanics and Microengineering, vol. 16, no. 5, page 914, 2006.
- [Peng 10] Chunrong Peng, Pengfei Yang, Haiyan Zhang, Xin Guo & Shanhong Xia. *Design of a novel closed-loop SOI MEMS resonant electrostatic field sensor*. Procedia Engineering, vol. 5, pages 1482–1485, 2010.
- [Peng 11] Chunrong Peng, Pengfei Yang, Shiguo Liu, Haiyan Zhang, Ke Feng & Shanhong Xia. *Detecting internal defect of*

- non-ceramic insulators using a novel micromachined electric field sensor*. In 2011 IEEE 24th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems, pages 561–564. IEEE, 2011.
- [Primdahl 89] F Primdahl, B Hernando, OV Nielsen & JR Petersen. *Demagnetising factor and noise in the fluxgate ring-core sensor*. Journal of Physics E : Scientific Instruments, vol. 22, no. 12, page 1004, 1989.
- [Ramirez-Vazquez 04] Isaias Ramirez-Vazquez, Ramiro Hernandez-Corona & Gerardo Montoya-Tena. *Diagnostic of nonceramic insulators aged in a salt fog chamber by using electric field sensor*. In Conference Record of the 2004 IEEE International Symposium on Electrical Insulation, pages 471–474. IEEE, 2004.
- [Raymond 90] L Raymond, B Jeffrey, C Bailey, DM Mach, MF Stewart & HJ Christian. *Study of triggered lightning : The airborne field mill program*. In 10th Annual International Symposium on Geoscience and Remote Sensing, pages 1901–1904. IEEE, 1990.
- [Renno 08] Nilton O Renno, JF Kok, H Kirkham & S Rogacki. *A miniature sensor for electrical field measurements in dusty planetary atmospheres*. In Journal of Physics : Conference Series, volume 142, page 012075. IOP Publishing, 2008.
- [Renno 13] Nilton O Renno & Steven A Rogacki. *Rotating electric-field sensor*, September 17 2013. US Patent 8,536,879.
- [Riehl 03] Patrick S Riehl, Karen L Scott, Richard S Muller, Roger T Howe & John A Yasaitis. *Electrostatic charge and field sensors based on micromechanical resonators*. Journal of microelectromechanical systems, vol. 12, no. 5, pages 577–589, 2003.
- [Ripka 92] Pavel Ripka. *Review of fluxgate sensors*. Sensors and Actuators A : Physical, vol. 33, no. 3, pages 129–141, 1992.
- [Ripka 03] Pavel Ripka. *Advances in fluxgate sensors*. Sensors and Actuators A : Physical, vol. 106, no. 1-3, pages 8–14, 2003.
- [Robbes 09] Didier Robbes. *Physical Quantity Measuring Unit and Device for Measuring a Voltage and an Electric Field*. European Patent Application, no. 09290213.9, 2009.
- [Robbes 10] Didier Robbes, Thierry Salley, Frédéric Dijoux, Basile Dufay, Gilles Allègre, Maria Timofeeva & Sébastien Morteau.

- Autour des Equations de Maxwell*. Journal sur l'enseignement des sciences et technologies de l'information et des systèmes, 2010.
- [Robbes 13] Didier Robbes, Corentin Jorel, E Olivier, Laurence Méchin, Sylvain Lebargy, Rachid Bouregba, Gilles Poullain & C Cibert. *Electric Field Sensing : what is brought by duality from Flux Gates ?* In SENSORS, 2013 IEEE, pages 1–4. IEEE, 2013.
- [Robbes 18] Didier Robbes, Mbogol Touye Achille, Corentin Jorel, Gwenaël Gaborit & Lionel Duvillaret. *Direct Comparison of a Capacitive to an Electro-Optic Electric Field Sensor*. In 2018 12th International Conference on Sensing Technology (ICST), pages 336–340. IEEE, 2018.
- [Robertson] SRM Robertson & AJ Rogers. *Measurement of DC electric fields using the electro-optic effect*. IEE Proceedings J-Optoelectronics, vol. 132, no. 3, pages 195–198.
- [Rowland 73a] Henry A Rowland. *On the magnetic permeability and the maximum of magnetism of iron, steel and nickel*. American Journal of Science, vol. 3, no. 36, pages 416–425, 1873.
- [Rowland 73b] Henry A Rowland. *XIV. On magnetic permeability, and the maximum of magnetism of iron, steel, and nickel*. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, vol. 46, no. 304, pages 140–159, 1873.
- [Sawyer 30] Charles Baldwin Sawyer & CH Tower. *Rochelle salt as a dielectric*. Physical review, vol. 35, no. 3, page 269, 1930.
- [Scott 88] James F Scott, L Kammerdiner, M Parris, S Traynor, V Ottenbacher, A Shawabkeh & WF Oliver. *Switching kinetics of lead zirconate titanate submicron thin-film memories*. Journal of applied physics, vol. 64, no. 2, pages 787–792, 1988.
- [Secker 75] PE Secker. *The desing of simple instruments for measurement of charge on insulating surfaces*. Journal of electrostatics, vol. 1, no. 1, pages 27–36, 1975.
- [Sharafi 09] Naser Sharafi & MA Nekoui. *Design and analyzes a new ring core fluxgate sensor*. In 2009 2nd International Conference on Computer, Control and Communication, pages 1–5. IEEE, 2009.
- [Shrout 87] Thomas R Shrout & Arvind Halliyal. *Preparation of lead-based ferroelectric relaxors for capacitors*. 1987.

- [Singye 05] Jigme Singye, Katsumi Masugata, Tadakuni Murai, Iwao Kitamura & K Kontani. *Thunderstorm tracking system using neural networks and measured electric fields from few field mills*. In 2005 IEEE International Symposium on Circuits and Systems, pages 5126–5129. IEEE, 2005.
- [Smolenskii 58] GA Smolenskii & AI Agranovskaya. *Dielectric polarization and losses of some complex compounds*. Zhur. Tekh. Fiz., vol. 28, 1958.
- [Sullivan 07] Thomas J Sullivan, Stephen R Deiss & Gert Cauwenberghs. *A low-noise, non-contact EEG/ECG sensor*. In 2007 IEEE Biomedical Circuits and Systems Conference, pages 154–157. IEEE, 2007.
- [Tant 07] Peter Tant, Bruno Bolsens, Tom Sels, Daniel Van Dommenen, Johan Driesen & Ronnie Belmans. *Design and application of a field mill as a high-voltage DC meter*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, vol. 56, no. 4, pages 1459–1464, 2007.
- [Taylor 94] David M Taylor & Philip Edward Secker. *Industrial electrostatics : fundamentals and measurements*, volume 13. Research Studies Pre, 1994.
- [Taylor 01] DM Taylor. *Measuring techniques for electrostatics*. Journal of Electrostatics, vol. 51, pages 502–508, 2001.
- [Timofeeva 12] Maria Timofeeva. *Sonde magnétique inductive de haute sensibilité et conditionneur adapté très faible impédance. Perspectives de détection mixte Électrique–Magnétique, sans contact, à haute sensibilité, pour impédance-métrie résolue en volume*. PhD thesis, 2012.
- [Tiwari 18] Shivangi Tiwari & Satish Vitta. *Magnetoelectric and magnetodielectric coupling and microwave resonator characteristics of Ba 0.5 Sr 0.5 Nb 2 O 6/CoCr 0.4 Fe 1.6 O 4 multiferroic composite*. Scientific reports, vol. 8, no. 1, pages 1–12, 2018.
- [Uchino 86] Kenji Uchino. *Electrostrictive actuators : materials and applications*. 1986.
- [Uchino 94] Kenji Uchino. *Relaxor ferroelectric devices*. Ferroelectrics, vol. 151, no. 1, pages 321–330, 1994.
- [Vaisala 06] Oyj Vaisala. *Vaisala Thunderstorm Electric Field Mill EFM550 User’s Guide*. Vaisala, Helsinki, Finland, 2006.

- [Whatmore 87] RW Whatmore, PC Osbond & NM Shorrocks. *Ferroelectric materials for thermal IR detectors*. *Ferroelectrics*, vol. 76, no. 1, pages 351–367, 1987.
- [Whatmore 17] Roger Whatmore. *Ferroelectric materials*, pages 1–1. Springer International Publishing, Cham, 2017. [www](#)
- [Wijeweera 09] Gayan Wijeweera, Behraad Bahreyni, Cyrus Shafai, Athula Rajapakse & David R Swatek. *Micromachined electric-field sensor to measure AC and DC fields in power systems*. *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 24, no. 3, pages 988–995, 2009.
- [Yang 00a] K Yang, LPB Katehi & JF Whitaker. *Electro-optic field mapping system utilizing external gallium arsenide probes*. *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 4, pages 486–488, 2000.
- [Yang 00b] Kyoung Yang, Gerhard David, Jong-Gwan Yook, Ioannis Papapolymerou, Linda PB Katehi & John F Whitaker. *Electrooptic mapping and finite-element modeling of the near-field pattern of a microstrip patch antenna*. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 48, no. 2, pages 288–294, 2000.
- [Yang 11] Pengfei Yang, Chunrong Peng, Haiyan Zhang, Shiguo Liu, Dongming Fang & Shanhong Xia. *A high sensitivity SOI electric-field sensor with novel comb-shaped microelectrodes*. In *2011 16th International Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems Conference*, pages 1034–1037. IEEE, 2011.
- [Yang 15] Pengfei Yang, Bo Chen, Xiaolong Wen, Chunrong Peng, Shanhong Xia & Yilong Hao. *A novel MEMS chip-based atmospheric electric field sensor for lightning hazard warning applications*. In *2015 IEEE SENSORS*, pages 1–4. IEEE, 2015.
- [Zeng 11] Rong Zeng, Bo Wang, Zhanqing Yu & Weiyuan Chen. *Design and application of an integrated electro-optic sensor for intensive electric field measurement*. *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 18, no. 1, pages 312–319, 2011.
- [Zhang 14] Xiaohua Zhang, Zhenxing Yue, Bin Peng, Zhenkun Xie, Lixin Yuan, Jie Zhang & Longtu Li. *Polarization Response and Thermally Stimulated Depolarization Current of Ba-TiO₃-based Y5V Ceramic Multilayer Capacitors*. *Journal*

of the American Ceramic Society, vol. 97, no. 9, pages 2921–2927, 2014.

[Zhdanov 17]

Michael S Zhdanov. Foundations of geophysical electromagnetic theory and methods. Elsevier, 2017.