

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF – M'SILA

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE
N° : PhAPP 12/2019



DOMAINE : SCIENCE DE LA MATIERE
FILIER : PHYSIQUE
OPTION : PHYSIQUE APPLIQUEE

Mémoire présenté pour l'obtention

Du diplôme de Master Académique

Par : LAMARI ABIR

Intitulé

**Etude Thermo-Magnéto-électrique d'un matériau piézoélectrique par
logiciel comsol multiphysique**

Soutenu le 09 / 07 / 2019 devant le jury composé de :

Nohoui Azedinne	Université Mohamed Boudiaf-M'sila	Président
Torki Zohir	Université Mohamed Boudiaf-M'sila	Rapporteur
Haddad Zakaria	Université Mohamed Boudiaf-M'sila	Examineur
Ben guesmia Hani	Université Mohamed Boudiaf-M'sila	Examineur

Année universitaire 2018 /2019

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie Dieu de la grâce de demander des connaissances et de la capacité qu'il m'a donnée de poursuivre ma carrière d'étude et de terminer ce mémoire, grâce à Tout-Puissant.

Je commence la remercie et tous les respects à mon encadreur Dr Torki Zohir qui m'avoir dirigé et suivi ce travail, et je remercie beaucoup pour chaque conseil qu'il a dit et pour tous les efforts qu'il a faits pour m'aider et me guider vers le meilleur, je prie Allah de toujours préserver.

Je remercie également tous les membres du jury : Nohoui Azedinne comme président, et Ben Guesmia Hani et Haddad Zakaria comme examinateurs qui ont acceptés de participer à la valorisation de ce travail.

Je remercie vont également à :

Tous nos enseignants du département de physique.

Et à tous ceux qui nous ont aidés de proche au de loin pour accomplir nous étude sen master physique.

Dédicaces

À

Mon père **Abd El Hamid**, qui peut être fier et trouver ici le résultat de longues années de sacrifices et de privations pour m'aider à avancer dans la vie. Merci pour les valeurs nobles, l'éducation et le soutien permanent venu de toi.

Ma mère **Dalila**, qui a œuvré pour ma réussite, de par son amour, son soutien, tous les sacrifices consentis et ses précieux conseils, pour toute son assistance et sa présence dans ma vie,

Mes frères et sœurs qui n'ont cessé d'être pour moi des exemples de persévérance, de courage et de générosité.

Mes amis, mes jumaux spirituels et la joie de ma vie : **Farida, Salsabil, Ibtissam, Mariam, Halima**

Mes professeurs et collègues dans département de physique, en général, et dans la promotion de physique appliquée 2019 en particulier.

Je dédie ce modeste travail pour l'expression d'un profond respect et reconnaissance à vous tous.

Abir

Abréviation

Abréviation

A	Surface de disque	[m ²]
B_{dc}	Induction magnétique continu	[T]
C	Capacité électrique	[F]
D	Déplacement électrique	[C m ⁻²]
E	Champ électrique	[V m ⁻¹]
E_A	Énergie d'activation	[J mol ⁻¹]
F_e	Force de coulomb	[C Vm ⁻¹]
F_m	Force magnétique	[N]
F_L	Force de Laplace	[N]
H	Champ magnétique	[T]
H_{dc}	Champ magnétique continu	[T]
I	Intensité de courant	[A]
J	Densité de courant	[A m ⁻²]
K	Constante de Boltzmann	[J K ⁻¹]
P	Polarisation électrique	[C m ⁻²]
Q_m	Facteur de qualité mécanique	[Hz ⁻¹ Ω ⁻¹ F ⁻¹]
R	Résistance	[Ω]
S	Coefficient de Seebeck	[VK ⁻¹]
S	Déformation mécanique	[m]
T	Contrainte mécanique	[N m ⁻¹]
T_c	Température de curie	[K]
V_s	Vitesse de déformation radial	[m s ⁻¹]
V_p	Tension pyroélectrique	[V]
b	Induction magnétique	[T]
b_{ac}	Induction magnétique alternative	[T]
c	Raideur	[Nm ⁻²]
d	Coefficient Piézoélectrique	[C . N ⁻¹]
e	Force électromotrice	[V]
e	Module Piézoélectrique	[N . V ⁻¹ . m ⁻¹]
f_r	Fréquence de résonance	[Hz]
g	Coefficient Piézoélectrique	[V . m . N ⁻¹]

Abréviation

h	Module Piézoélectrique	[N . C ⁻¹]
i	Courant électrique	[A]
k	Coefficient de couplage électromécanique	-
l	Circonférence de la boucle	[m]
P	Coefficient pyroélectrique	[C m ⁻² K ⁻¹]
q	Charge électrique	[C]
r	Rayon de disque	[mm]
s	Souplesse	[m ² N ⁻¹]
t	Temps	[s]
u	Vecteur de déplacement	[m]
v	Vitesse de charge	[m s ⁻¹]
Φ_B	Flux magnétique	[V . s]
δ	Epaisseur de peau	[m]
γ	Conductivité électrique	[S m ⁻¹]
α	Conductivité thermique	[W . m ⁻¹ . K ⁻¹]
σ	Entropie	[J K ⁻¹]
ρ	Densité du cristal	[g cm ⁻³]
ϑ	Ratio de Poisson	-
α	Coefficient de dilatation thermique	[K ⁻¹]
ω	Pulsation	[rad s ⁻¹]
ω_{res}	Pulsation à fréquence de résonance	[rad s ⁻¹]
μ	Perméabilité magnétique	[H m ⁻¹]
β	Imperméabilité	[F ⁻¹ m]
θ	Température	[K]
θ_c	Température de Curie Weiss	[K]
ε	Permittivité diélectrique	[F m ⁻¹]
ε_r	Permittivité relative	-
ε₀	Permittivité à vide	[F m ⁻¹]
Π	Coefficient de Peltier	[w A ⁻¹]
τ	Coefficient de Thomson	[V K ⁻¹]
C^(E,T)	Capacité thermique spécifique	[J Kg ⁻¹ K ⁻¹]
th	Epaisseur de disque	[μm]

Liste des figures

Figure I .1 : (a) Loi de Faraday et (b) Loi de Lenz	5
Figure I.2 : L'induction électromagnétique	5
Figure I. 3 : Générer des courants de Foucault	6
Figure I .4 : Représentation de la profondeur de pénétration	6
Figure I.5 : Force de Lorentz	8
Figure I.6 : Séparation des centres des charges positives et négatives	10
Figure I.7 : (a) L'effet piézoélectrique direct, (b) L'effet piézoélectrique indirect	10
Figure I.8 : Différentes classes cristallines	11
Figure I .9 : Principe de l'effet électro calorique	13
Figure .I.10 : Schémas équivalent d'un matériau pyroélectrique.	14
Figure I .11 : Transitions de phases de PZT en fonction de température	16
Figure I.12 : Cycle d'hystérésis $P = f(E)$ d'un matériau ferroélectrique	16
Figure I .13 : Évolution des orientations des domaines ferroélectriques sous l'effet d'un champ électrique	17
Figure I .14 : Effet Seebeck	19
Figure I.15 : Effet Peltier	19
Figure I.16 : Schéma d'une cellule à effet Peltier	19
Figure I.17 : Effet Thomson	20
Figure I.18 : Principe de travail de thermocouple	20
Figure II.1 : Changement de repère d'un point M	22
Figure II.2 : Contraintes exercées sur élément de volume.	23
Figure II.3 : Modes de vibrations fondamentaux d'une céramique piézoélectrique	26
Figure II.4 : Modes de déformation principaux d'un matériau piézoélectrique.	29
Figure I.5 : Déformation parasite	29
Figure II.6 : Polarisation de PVDF	30
Figure II.7 : Composite piézoélectrique	31
Figure II.8 : Structure pérovskite ABO_3	33
Figure II. 9 : Structure de PZT	34

LISTE DES FIGURES

Figure II.10 : L'influence d'un champ électrique sur la structure de PZT	34
Figure II.11 : Déformation de la structure pérovskite de PZT sous l'influence de température	34
Figure III.1 : Représentation de l'application de champ magnétique sur le disque	36
Figure III.3 : Illustration de la direction de la polarisation en mode radial	37
Figure III.4 : Application de l'induction magnétique B_{ac} et B_{dc} sur le disque les flèches indiquent les tendances des courants de Foucault	39
Figure III. 5 : Illustration de la direction de la force dF ou contrainte dT appliquée sur le disque .	41
Figure III .6 : Résultats du courant de sortie et du champ magnétique alternant en fonction de temps, avec $B_{dc} = 0$ et $B_{ac} = cte.$	42
Figure III.7 : Représentation de différentes interactions de champ magnétique B_{ac} dans notre model	44
Figure III.8 : Courant de sortie en fonction de la vitesse de déformation radial.	45
Figure III.9 : Représentation de différentes interactions de B_{ac} et B_{dc} dans notre model	46
Figure III. 10 : Comparaison de la résistivité de l'argent avec le cuivre et l'or	47
Figure III. 11 : Permittivité relative d'un PZT en fonction de température.	50
Figure III.12 : Evolution du coefficient $\lambda(T)$ en fonction de la température	50
Figure III. 13 : Influence de la température et la contrainte sur le PZT	53
Figure IV .1 : Logo du logiciel COMSOL Multiphysiques.	54
Figure IV.2 : Etapes de simulation par COMSOL Multiphysiques.	55
Figure IV.3 : Interface utilisateur de COMSOL Multiphysiques 5.3.	56
Figure IV . 4 : Prototype d'étude.	57
Figure IV . 5 : Domaines d'étude ELF.	57
Figure IV. 6 : Géométrie de Problème.	58
Figure IV.7 : Millage des Domaines.	58
Figure IV . 8 : Conductivité électrique en fonction de température.	60
Figure IV. 9 : Distribution de la densité de courant sur le disque	62

LISTE DES FIGURES

Figure IV.10 : Force électromagnétique en fonction de temps et la densité de flux magnétique	62
Figure IV.11 : Epaisseur de peau	63
Figure IV. 12 : Contrainte en fonction de Bdc	63
Figure IV.13 : Déformation et potentiel électrique avec Bdc=0.2 T	64
Figure IV.14 : Force électromagnétique en fonction de Bdc	64
Figure IV.15 : Vue 3D de la déformation radiale	65
Figure IV.16 : Vue 2D de la déformation radiale	66
Figure IV.17 : Potentiel électrique de disque soumis à une contrainte radiale	66
Figure IV.18 : Tension électromagnétique en fonction de Bdc	68
Figure IV.19 :Présentation les variantes entrant dans la formules de courant totale	69

Liste des tableaux

Table I.1 : Coefficient matériel	13
Table.I.2 : Différent paramètres présents dans la figure.I.10	14
Table II.1 : Grandeurs utilisées dans les équations de piézoélectrique	24
Table II.2: Coefficients électriques et mécaniques	25
Table II.3 : Coefficients piézoélectrique	25
Table II.4: Équations d'état piézoélectriques	25
Table II.5 : Expressions du coefficient de couplage k pour les différents modes de vibration.	27
Table II. 6 : Comparaison des matériaux piézoélectriques	32
Table II.7 : Caractéristiques des PZT comparées à celles d'autres matériaux piézoélectriques.	33
Table III. 1 : Dimensions d'un Buzzer à base de PZT	36
Table III.2 : Conductivité et le coefficient de température de quelque métal	47
Table IV.1 : Caractéristiques Pyroélectrique du céramique PZT.	59
Table IV.2 : Caractéristiques MET du céramique PZT.	60
Table IV.3 : Caractéristiques de l'Argent utilisé.	61
Table IV.4 : Caractéristiques de l'Air.	61
Table IV.5: Vme en fonction de Bdc a T=300k.	67
Table IV.6 : Vme en fonction de Bdc a T=350k.	67

Table des matières

ABREVIATION	I
LISTE DES FIGURES	IV
LISTE DES TABLEAUX	VII
INTRODUCTION GENERALE	1
CHAPITRE I : GENERALITES	
I.1. INTRODUCTION	4
I.2. CONTRAINTE ELECTROMAGNETIQUE	4
I.2.1. LOI DE LENZ-FARADAY	4
I.2.2. INDUCTION ELECTROMAGNETIQUE	5
I.2.3. COURANT DE FOUCAULT	5
I.2.3.1. EPAISSEUR DE PEAU	6
I.2.4. FORCES ELECTROMAGNETIQUE	7
I.3. PIEZOELECTRICITE	8
I.3.1. HISTORIQUE	8
I.3.2. DEFINITION	9
I.3.2.a. PRINCIPE PHYSIQUE	9
I.3.2.b. EFFET PIEZOELECTRIQUE	10
I.3.3. SYMETRIE CRISTALLINE	10
I.4. PYROELECTRICITE	11
I.4.1. DEFINITION	11
I.4.2. EQUATION DE PYROELECTRICITE	12
I.4.3 EFFET PYROELECTRIQUE PAR SCHEMA EQUIVALENT	14
I.5. FERROELECTRICITE	15
I.5.1. DEFINITION	15
I.5.2. TEMPERATURE DE CURIE ET TRANSITION DE PHASE	15
I.5.3. CYCLE D'HISTERESIS D'UN MATERIAU FERROELECTRIQUE	16
I.5.4. POLARISATION DES MATERIAUX FERROELECTRIQUE	17
I.6. THERMOELECTRICITE	17
I.6.1. HISTORIQUE	17
I.6.2. EFFET DE THERMOELECTRICITE	18
I.6.2.a. EFFET SEEBECK	18
I.6.2.b. EFFET PELTIER	19
I.6.2.c. EFFET THOMSON	20
I.6.3. THERMOCOUPLE	20
I.7. CONCLUSION	21
CHAPITRE II : CONVERSION ELECTROMECHANIQUE	22
II.1. INTRODUCTION	22
II.2. TENSEUR DES DEFORMATION	23
II.3. TENSEUR DES CONTRAINTES	23

Table des matières

II.4.EQUATIONS PIEZOELECTRIQUE	24
II. 4.1. COEFFICIENT PIEZOELECTRIQUE	25
II.4.2. EQUATIONS CONSTITUTIVES	26
II.4.3. QUANTIFICATION DU CUPLAGE ELECTROMECHANIQUE	26
II.4.4. COEFFICIENT DE COUPLAGE ELECTROMECHANIQUE	27
II.4.5. COEFFICIENTE DE SURTENSION MECANIQUE	28
II.5. MODES DE DEFORMATION D'UN MATERIAU PIEZOELECTRIQUE	28
II.5.1. MODE LONDITUDINAL (MODE d33)	28
II.5.2. MODE TRANSVERSAL (MODE d31 OU d32)	28
II.5.3. MODE DE CISAILLEMENT (MODE d15)	29
II.3.4. MODE PARASITES	29
II.6. MATERIAUX PIEZOELECTRIQUE	30
II.6.1.DEFINITION	30
II.6.2. MATERIAUX PIEZOELECTRIQUE SYNTHETIQUES	30
II.4.6.a. POLYMERE PVDF	30
II.6.2.b. COMPOSITES PIEZOELECTRIQUE	31
II.6.2.c. CERAMIQUE PIEZOELECTRIQUE	31
II.6.3.COMPARAISONS ENTRE MATERIAUX PIEZOELZCTRIQUE	32
II.6.4. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE PEROVSKITE ABO3(PZT)	33
II.7.CNCLUSION	35
CHAPITRE III : ETUDE ANALYTIQUE	
III.1. INTRODUCTION	36
III.2. APPLICATION DE CHAMP MAGNETIQUE SUR UN DISQUE PIEZOELECTRIQUE	36
III.3. COURANT MAGNETOELECTRIQUE INDUIT PAR LES FORCES DE LORENTZ	37
III.3.1. FORCE DE LORENTZ DANS LES ELECTRODES	
III.3.2.COURANT ELECTROMAGNETIQUE PRODUIT PAR LES CONTRAINTES DE LORENTZ	39
III.3.3. COURANT DE SORTIE	41
III.3.3.1.COURANT DE SORTIE A $B_{dc} = 0 ; B_{ac} \neq 0$	43
III. 3.3.2.COURANT DE SORTIE A $B_{dc} \neq 0 ; B_{ac} \neq 0$	44
III.4. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LE DISQUE PIEZOELECTRIQUE	46
III.4.1. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE	46
III.4.2. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA DEFORMATIN DE DISQUE PIEZOELECTRIQUE	48
III.4.3. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA POLARISATION SPONTANEE	48

Table des matières

III.4.4 . INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA PERMITTIVITE RELATIVE ϵ_r ET LA COEFFICIENT e_{31}	49
III.4.5. COURANT ELECTROMAGNETIQUE PRODUIT PAR LES CONTRAINTES DE LORENTZ EN FONCTION DE TEMPERATURE	51
III.4.6. COURANT DE SORTIE EN FONCTION DE TEMPERATURE A $B_{dc}=0$; $B_{ac}\neq 0$	51
III.4.7. COURANT DE SORTIE EN FONCTION DE TEMPERATURE A $B_{dc} \neq 0$; $B_{ac} \neq 0$	53
III.5. CONCLUSION	53
CHAPITRE IV : ETUDE NUMERIQUE	
IV.1. INTRODUCTION	54
IV. 2. COMSOL MULTIPHYSIQUE	54
IV.3 .ORGANIGRAMME DE MODELISATION	55
IV.4. PROTOTYPE D'ETUDE	57
IV.4. MODELE BIDIMENSIONNEL POUR CALCULE LA FORCE DE LORENTZ	58
IV.4.1.GEOMETRIE DE PROBLEME	58
IV.4.2.MATERIAUX	59
IV.4.2.1. CARACTERISTIQUE DE LEAD ZIRCONATE TITANATE (PZT-5H)	60
IV. 4.2.2. ARGENT	60
IV.4.2. 3.AIR	61
IV.5. ETUDE DE VALIDATION	61
IV.5.1. FORCE ELECTROMAGNETIQUE EXERCE SUR L'ARGENT	61
IV.5.2. DISQUE DE PZT SOUMIS A CONTRAINTE SURFACIQUE	63
IV.6. FORCE ELECTROMAGNETIQUE EXERCEE SUR LE DISQUE CAS DE $B_{dc}\neq 0$; $T=273.15$ K	64
IV.6.1. DEFORMATION RADIALE	65
IV.6.2. V_{me} , $S(R)$, $D(R)$ AVEC $B_{dc}\neq 0$; $T=300$ k	67
IV.6.3. V_{me} , $S(R)$, $D(R)$ AVEC $B_{dc}\neq 0$; $T=350$ k	67
IV.7 .CONCLUSION	68
CONCLUSION GENERALE	70
REFERENCE BIBLIOGRAPHIQUES	71
RESUME	

INTRODUCTION GENERALE

Les matériaux piézoélectriques peuvent être définis comme étant des matériaux capables de transformer une énergie mécanique en une énergie électrique, découvert pour la première fois en 1871 par l'Abbé René Just HAUY. L'étude théorique et expérimentale de ce phénomène fut entreprise par les frères Pierre et Jacques Curie en 1880, à qui l'on attribue la découverte de l'effet piézoélectrique direct. L'effet piézoélectrique inverse fut énoncé théoriquement par LIPMAN en 1881 et vérifié expérimentalement la même année par les frères Curie.

Les céramiques de type PZT sont mauvais conducteurs d'électricité et de chaleur mais ils résistent mieux que les métaux et les polymères aux conditions extérieures rigoureuses aux températures élevées, à cause de leurs propriétés mécaniques, les céramiques sont à la fois dures et très fragiles.

Les matériaux piézoélectriques sont capables de convertir l'énergie mécanique en énergie électrique et vice-versa, sont également capables de récupérer de l'énergie électrique ou thermique par le couplage magnéto-électrique ou le couplage thermoélectrique en collant deux couches constrictrices aux deux côtés d'un matériau piézoélectrique, et en appliquant deux champs magnétiques B_{ac} et B_{dc} pour assurer une charge de nature électromagnétique l'étude dans ce cas repose sur l'évaluation de l'effet de la température et le comportement d'un matériau piézoélectrique soumis à une contrainte varie en fonction de B_{dc} .

Dans ce cas, nous obtenons nouveau matériau de fort coefficient de couplage thermo-magnéto-électrique.

Plusieurs travaux de recherche consacrés à l'étude de couplage magnéto-élasto-électrique, à l'intermédiaire d'un dispositif qui se compose de deux couches l'un magnétostrictive et l'autre piézoélectrique afin de récupérer le courant magnéto-électrique I_{me} , et dans ce contexte, des travaux de recherches muni une différente procédure pour récupérer l'énergie, qui consiste à créer une charge sur une surface plane piézoélectrique coller à un autre plan conducteur, à travers la force de Laplace produite par des courants induit engendrées sur la couche conductrice.

Des autres travaux dans cet axe, sont améliorés le dispositif conducteur-piézoélectrique, par le changement de la forme de plan vers disque, afin d'écarter le mode de vibration radiale.

Le présent travail entrant dans une mémoire de master en physique appliquée, et l'objectif de ce travail est l'étude d'un dispositif magnéto-électrique ; se compose de deux

couches l'une conductrice et l'autre piézoélectrique se forme d'un disque, et élaborer un model numérique éléments finis par un logiciel de la conception assistée par ordinateur multi-physiques et évaluer les différentes grandeurs physiques pour but de récupérer l'énergie.

Pour ce faire, nous avons réparti le travail en quatre chapitres :

Le première chapitre, l'étude bibliographique qui a pour but d'expliquer les phénomènes physiques est consacré à une présentation générale sur certains des concepts électromagnétiques dont nous avons besoin sont comme les courant induit , l'induction électromagnétique , la loi de Lenz-Faraday et la force électromotrice et les forces électromagnétiques avec mentionnant le concept de piézoélectricité et les différents phénomènes qui existent en eux qui sont la pyroélectricité et la ferroélectricité , et les matériaux piézoélectrique naturels et synthétiques , nous avons aussi parlé de la description de la structure pérovskite et la transition de phase et les modes de déformation et l'équations constitutives de la piézoélectricité et avec la polarisation et cycle d'hystérésis des matériaux ferroélectrique . En termine par un aperçu sur la thermoélectricité et l'effet très important de ce phénomène.

Le deuxième chapitre est une explication des informations précédemment acquises montrant la corrélation entre les propriétés mécaniques et électriques, appelées couplage électromécanique, où nous commençons par les équations constitutives et les coefficients électromécaniques de la piézoélectricité , et nous reconnaissons les types de déformations mécaniques qui se produisent pour les matériaux piézoélectriques et comment la température et le champ électrique sont affectés sur la structure de le céramique PZT .

Le troisième chapitre sera consacré aux calcule analytique des courants électriques entrants dont la relation de courant totale récupérer devant le dispositif magnétoélectrique, à l'aide les principales lois qui gouvernent chaque phénomène électromagnétique, et les lois de comportements pour chaque milieu. Ainsi le calcule de la force de Lorentz soumis sur la céramique PZT à cause l'interaction entre les courants induits engendrés dans le disque conducteur et le champ magnétique appliqué sera l'intérêt de ce chapitre.

Le quatrième chapitre consiste une recherche bibliographique sur la prise en main du logiciel COMSOL Multiphysiques, a savoir ses fonctionnalités et ses performances, en second aux différentes applications et aux résultats de simulation en 3D sous COMSOL Multiphysiques d'une part pour plaque conductrice comporte un plate forme des courants induits et convertisseurs des contraintes mécaniques soumis sur le disque piézoélectrique et d'autre part pour l'évaluation des différents grandeurs électromécaniques et électromagnétiques influents sur le courant électriques totale engendré par le dispositif L'élaboration de modèle 3D de disque en céramique PZT sera orienté par les travaux de Pr,

INTRODUCTION GENERALE

BELOUADAH Rabah et des essais expérimentaux dans laboratoires physiques des matériaux et ses applications a l'université de M'sila entrant dans un autre travail de master en physique appliquée.

Nous terminerons par une conclusion générale qui englobera l'ensemble des résultats obtenus.

CHAPITR I

GENERALITES

I.1. INTRODUCTION

Ce chapitre constitue une synthèse bibliographique sur les phénomènes entrant dans l'élaboration numérique d'un model éléments finis thermo-magnéto-électrique.

Il rappelle les principes et les fondamentaux des courants induits, la piézoélectricité, thermoélectricité, ferroélectricité etc.

Il se veut aussi un recueil des recherches antérieures qui ont pu être menées sur l'étude des influences de la température, de la contrainte et du champ magnétique sur la récupération de l'énergie électrique via un système thermo-magnéto-électrique.

Enfin, il explique quelques notions comme (courant de foucalt, effet Thomson effet Peltier etc.) pouvant influencer sue la mesure de courant totale.

I.2. CONTRAINTE ELECTROMAGNETIQUE

I.2.1. LOI DE LENZ-FARADAY

La loi de Faraday est basée sur le flux magnétique Φ_B en travers d'une zone de l'espace entouré d'une boucle de fil, Le flux magnétique est défini par un processus d'intégration de la surface :

$$\Phi_B = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (I.1)$$

$\mathbf{B}$: Champ magnétique

$d\mathbf{A}$: Une section élémentaire de la surface

Le résultat de le produit scalaire $(\mathbf{B} \cdot d\mathbf{A})$ est identifier également une quantité extrêmement faible de flux magnétique.

Lorsque le flux change à travers la surface, la loi de Faraday stipule que la boucle acquiert une force électrique [2].

Où` cela la force électromotrice générée par l'induction dans un circuit fermé est égale au taux de la variation du flux magnétique limité du circuit :

$$\mathbf{e} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (I.2)$$

$\mathbf{e}$: Force électromotrice

$\frac{d\Phi_B}{dt}$: La variation du flux magnétique par rapport à le temps.

La direction de la force électromotrice est donnée par la loi de Lenz, qui dit que le courant

généralisé par induction va circuler dans le sens opposé à la charge produite. Ceci est dû au la signe moins (-) de l'équation précédente [1].

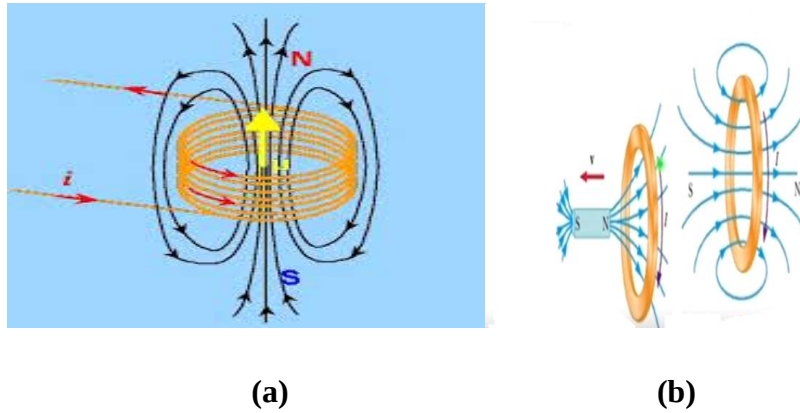


Figure I.1 : (a) Loi de Faraday et (b) Loi de Lenz

I.2.2. INDUCTION ELECTROMAGNETIQUE

Oersted a découvert que : le courant électrique génère un champ magnétique.

Faraday a essayé de prouver le contraire de ce qu'Oersted avait déjà accompli en 1831 et avait réussi à générer un courant électrique à partir d'un champ magnétique et a appelé ce phénomène : induction électromagnétique. C'est un phénomène qui génère une force électromotrice induite et un courant induit lorsque le flux magnétique qui coupe un filier ou un conducteur change avec le temps.

Ou un phénomène qui génère une force électromotrice induite et un courant électrique induit dans une bobine lorsque le flux magnétique change [3] ;[4].

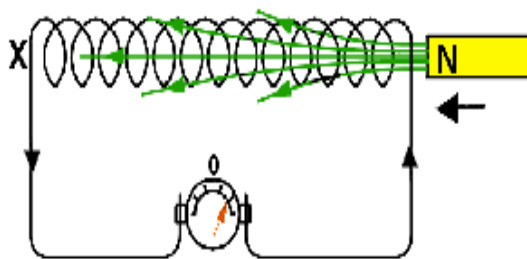


Figure I.2 : L'induction électromagnétique

I.2.3. COURANT DE FOUCAULT

On appelle courants de Foucault les courants électriques créés dans une masse conductrice, soit par la variation au cours du temps d'un champ magnétique extérieur traversant ce milieu (le flux du champ à travers le milieu), soit par un déplacement de cette

masse dans un champ magnétique constant. Ils sont une conséquence de l'induction magnétique.

Ce phénomène a été découvert par le physicien français Léon Foucault en 1851.

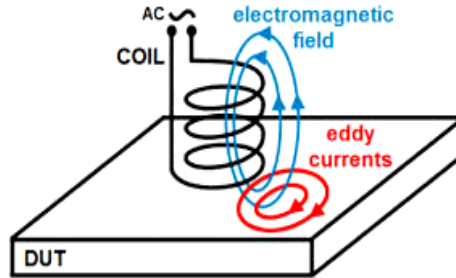


Figure I. 3 : Générer des courants de Foucault

Le champ magnétique variable au cours du temps est responsable de l'apparition d'une force électromotrice à l'intérieur du milieu conducteur. Lorsque la variation de flux est due à un déplacement du milieu devant un champ magnétique constant, les courants de Foucault sont responsables de l'apparition de forces de Laplace [5].

I.2.3.1. EPAISSEUR DE PEAU

Les courants de Foucault sont concentrés près de la surface adjacente à la bobine d'excitation et leur force diminue avec la distance qui la sépare de la bobine, comme indiqué sur l'image.

La densité de courant vortex diminue de manière significative avec la profondeur.

Ce phénomène est connu sous le nom d'effet de la peau.

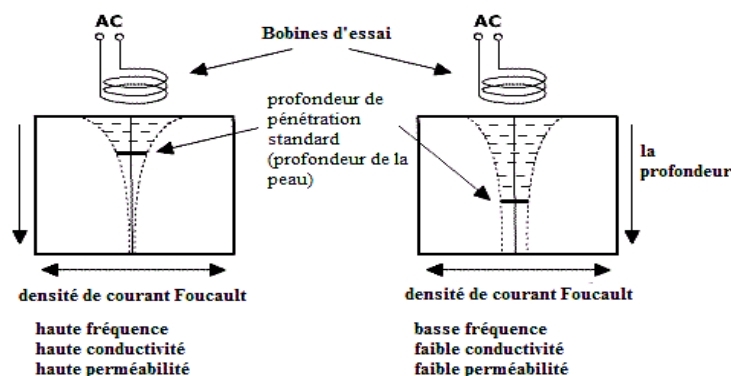


Figure I .4 : Représentation de la profondeur de pénétration

Les courants de Foucault proches de la surface peuvent être vus comme un bouclier du champ magnétique de la bobine, affaiblissant le champ magnétique dans les grandes profondeurs et réduisant les courants induits.

La profondeur à laquelle les courants de Foucault pénètrent dans un matériau dépend de la fréquence du courant d'excitation ainsi que de la conductivité électrique et de la perméabilité magnétique de l'échantillon.

La profondeur de pénétration diminue avec l'augmentation de la fréquence et de la conductivité γ et de la perméabilité magnétique μ . La profondeur à laquelle la densité de courant de Foucault a diminué, est appelée profondeur standard de pénétration ou l'épaisseur de peau [5] :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \gamma \mu}} \quad (I.3)$$

Où ω : La pulsation, $\omega = 2\pi f$

f : La fréquence.

I.2.4. FORCES ELECTROMAGNETIQUE

En électromagnétisme, la force agissant sur une charge ponctuelle q dépend non seulement de la position de cette charge mais également de sa vitesse v . ou cette charge Q se déplaçant dans les champs électriques et magnétiques caractérisés par les vecteurs $\vec{E}$ et $\vec{B}$, Cette force est décomposée en deux composantes ; la composante électrique, indépendante de la vitesse de la charge :

$$\vec{F}_e = q\vec{E} \quad (I.4)$$

Et la composante magnétique, dépendante de la vitesse de la charge [6] :

$$\vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (I.5)$$

La force résultante agissant sur la particule chargée est appelée force de Lorentz et elle s'écrit :

$$\vec{F}_{\text{lorentz}} = \vec{F}_e + \vec{F}_m = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (I.6)$$

$\vec{F}_m$: La force magnétique ; $\vec{F}_e$: La force de Coulomb

q : Charge électrique ; $\vec{E}$: Champ électrique

$\vec{B}$: Champ magnétique ; $\vec{v}$: Vitesse de charge

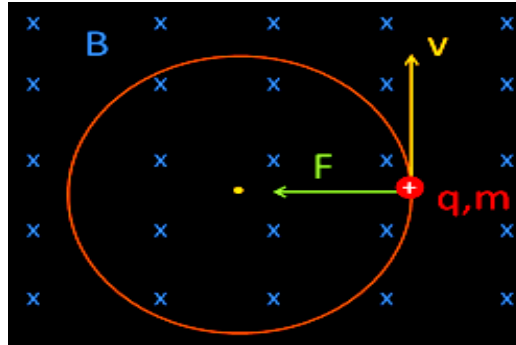


Figure I.5 : Force de Lorentz

La force de Laplace est la résultante macroscopique des forces de Lorentz, elle peut donc s'exprimer de la manière suivante [6] :

$$\vec{F}_L = N \times \vec{F} \quad (I.7)$$

$\vec{F}_L$: Force de Laplace

N : Nombre de particules chargées

$\vec{F}$: Force de Lorentz

De plus, la force de Laplace est proportionnelle à l'intensité du courant et à celle du champ magnétique. Cette force peut donc également s'exprimer ainsi :

$$\vec{F}_L = I \vec{\ell} \wedge \vec{B} \quad (I.8)$$

$\vec{F}_L$: Force de Laplace (N)

I : Intensité du courant (A)

$\vec{B}$: Champ magnétique (T)

$\vec{\ell}$: Longueur du circuit (m)

I.3. PIEZOELECTRICITE

I.3.1. HISTORIQUE

La piézoélectricité, la pyroélectricité et la ferroélectricité sont connues depuis de nombreuses années. Le phénomène électrique résulte de l'action d'une contrainte mécanique

sur certains cristaux fut observé qualitativement pour la première fois en 1817 par l'Abbé René Just HAUY.

L'étude théorique et expérimentale de ce phénomène fut entreprise par les frères pierre et Jacques CURIE en 1880 [7], à qui l'on attribue la découverte de l'effet piézoélectrique directe.

L'effet piézoélectrique inverse fut énoncé théoriquement par LIPMAN en 1881 et vérifié expérimentalement la même année par les frères CURIE. Cet effet inverse se manifeste par une déformation mécanique provoquée par l'application d'un champ électrique.

Les premières applications industrielles apparaissent pendant la première guerre mondiale avec le générateur d'ondes ultrasonores pour la mesure et la détection sous –marine mis au point par Paul LANGEVIN.

À partir de 1943 les progrès technologiques permettent l'élaboration des premiers matériaux piézoélectriques sous forme de céramiques de titanate de baryum. Quelques années plus tard, des céramiques formées de solutions solides de zircone-titanate de plomb (PZT) de formule de base $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ furent mises au point. Aujourd'hui les céramiques de types PZT sont utilisées dans de nombreuses applications telles que les générateurs d'impulsions, les capteurs et les actionneurs.

I.3.2. DEFINITION

La piézoélectricité, est la propriété que possèdent certains corps de se polariser électriquement sous l'action d'une contrainte mécanique et réciproquement de se déformer lorsqu'on leur applique un champ électrique.

Les deux effets sont indissociables. Le premier est appelé effet piézoélectrique direct ; le second effet piézoélectrique inverse.

I.3.2.a. PRINCIPE PHYSIQUE

La déformation causée par l'effort de compression génère une séparation des centres des charges positives et négatives ; d'où l'apparition d'un champ électrique.

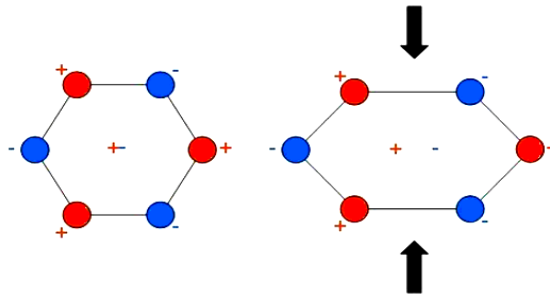


Figure I.6 : Séparation des centres des charges positives et négatives

I.3.2.b. EFFET PIEZOELECTRIQUE

Effet direct : on applique une contrainte mécanique et produit un courant électrique.

Effet inverse : on applique une tension électrique et produit une déformation mécanique.

Si une plaque piézoélectrique (figure I.7) polarisée dans la direction indiquée par Porte des électrodes au-dessus de ses deux faces plates, alors un effort de compression fait entrer un courant transitoire dans le circuit externe et un effort de tension produit le courant dans le sens opposé (figure I.7 (a)). Réciproquement, l'application d'un champ électrique produit une contrainte dans le cristal, dite une contrainte négative, l'inversion du champ cause une contrainte positive (Figure I.7 (b)). [8]

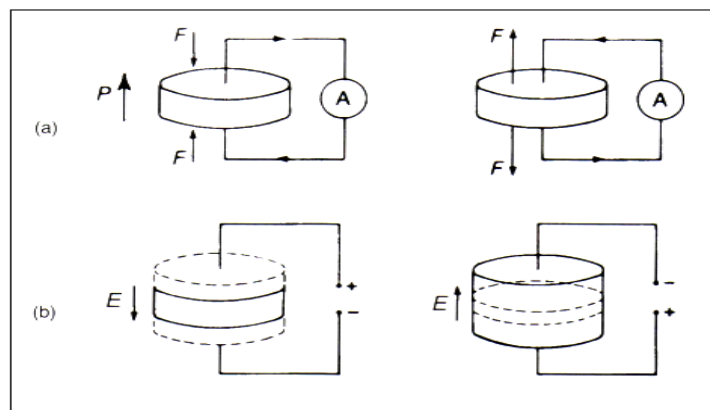


Figure I.7 : (a) L'effet piézoélectrique direct, (b) L'effet piézoélectrique indirect

I.3.3. SYMETRIE CRISTALLINE

Lorsque l'on soumet un cristal à une contrainte mécanique, celui-ci va se déformer.

Si la structure cristalline n'est pas Centro symétrique, les barycentres des ions positifs

et négatifs vont se dissocier et former un dipôle. Parmi les 32 structures cristallines possibles, 21 sont non centrosymétriques. Parmi ces 21 structures non centrosymétriques, 20 sont piézoélectriques.

Les barycentres des ions positifs et négatifs peuvent également être séparés même lorsque le cristal est au repos, c'est-à-dire lorsqu'aucune contrainte mécanique n'est appliquée sur le matériau.

Les matériaux pyro-électriques présentent une polarisation électrique, même en l'absence de champ électrique extérieur.

Parmi les 20 classes de structures piézoélectriques, 10 sont pyro-électriques. [9]

Les dépendances entre les différentes classes cristallines sont présentées Figure I.8.

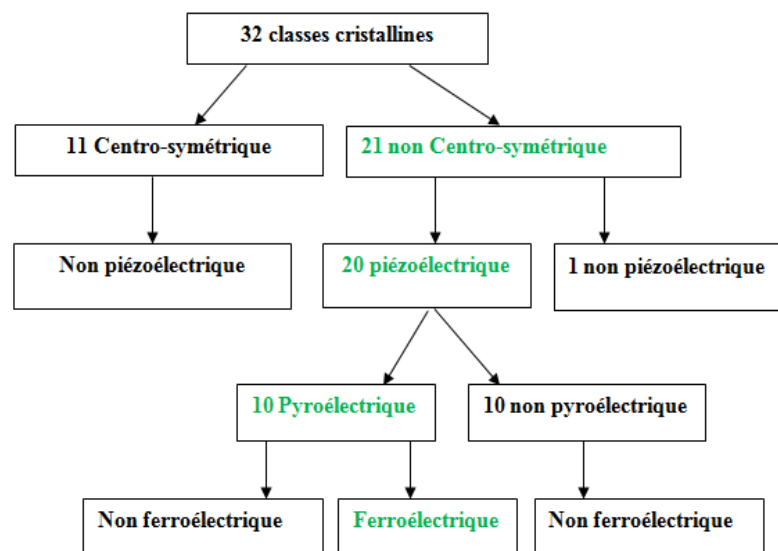


Figure I.8 : Différentes classes cristallines

I.4. PYROELECTRICITE

I.4.1. DEFINITION

L'effet pyro-électrique a été nommé par J.P. Glusker, c'est le développement des charges électriques sur les surfaces de certains cristaux non Centro symétriques qui possèdent un axe polaire dans leurs réponses à un changement de température, les matériaux pyro-électriques sont polaires car ils présentent une polarisation spontanée. L'intensité de cette polarisation est directement dépendante de la température, que changement de la température du cristal entraîne l'apparition ou la disparition des charges électriques sur les faces du cristal [10], perpendiculaires à l'axe polaire et donne donc naissance à un courant mesurable :

$$\dot{\mathbf{i}} = \frac{d\mathbf{P}}{dt} = \left(\frac{d\mathbf{P}}{d\theta} \right) \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \quad (\text{I.9})$$

$d\mathbf{P}$: Changement de la polarisation ; $d\theta$: La variation de température par apport à le temps dt .

C'est à dire le changement de polarisation spontanée générée par l'augmentation ou diminution température est « appelée effet pyro-électrique ».

Les variables indépendantes : la température θ , champ électrique E et le stress mécanique T .

La variable thermique est : l'entropie σ et la déformation mécanique S et le déplacement électrique D .

$$\sigma \longleftrightarrow \theta ; S_{\mu} \longleftrightarrow T_{\lambda} ; D_i \longleftrightarrow E_i . \quad i : 1 \text{ jusqu'à } 3 \text{ et } \mu, \lambda : 1 \text{ jusqu'à } 6$$

Les équations d'état pour le déplacement électrique sont :

$$D_i = \mathcal{P}_i^T \Delta \theta \quad (\text{I.10})$$

$$\mathcal{P}_i^T = \left(\frac{\partial D_i}{\partial \theta} \right)_{E, T} \quad (\text{I.11})$$

Où $\mathcal{P}_i^T$: Coefficient pyroélectrique au champ électrique et stress mécanique constant.

I.4.2. EQUATION DE PYROELECTRICITIE

Maintenant, en va parler sur les équations constitutives de pyroélectrique :

$$\Delta \sigma = \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} \right)_{E, T} \Delta \theta + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial E_i} \right)_{\theta, T} E_i + \left(\frac{\partial \sigma}{\partial T_{\lambda}} \right)_{E, \theta} T_{\lambda} \quad (\text{I.12})$$

$$D_i = \left(\frac{\partial D_i}{\partial \theta} \right)_{E, T} \Delta \theta + \left(\frac{\partial D_i}{\partial E_i} \right)_{\theta, T} E_i + \left(\frac{\partial D_i}{\partial T_{\lambda}} \right)_{E, \theta} T_{\lambda} \quad (\text{I.13})$$

$$S_{\mu} = \left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial \theta} \right)_{E, T} \Delta \theta + \left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial E_i} \right)_{\theta, T} E_i + \left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial T_{\lambda}} \right)_{E, \theta} T_{\lambda} \quad (\text{I.14})$$

Pour simplifier les équations il faut utilise les coefficients suivants, qui apparaissent dans le tableau :

Expression	Signification
$\left(\frac{\partial D_i}{\partial E_i} \right)_{\theta, T} = \epsilon_{ij}^{\theta, T}$	Permittivité à θ constant et à T constant
$\left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial T_{\lambda}} \right)_{E, \theta} = s_{\mu\lambda}^{E, \theta}$	Les constantes de compliance élastique isothermique à $E = \text{Cte}$
$\left(\frac{\partial D_i}{\partial T_{\lambda}} \right)_{E, \theta} = \left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial E_i} \right)_{\theta, T} = d_{i\lambda}^{E, \theta}$	Coefficient piézoélectrique

$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial E_i}\right)_{\theta, T} = \left(\frac{\partial D_i}{\partial \theta}\right)_{E, T} = P_i^T$	Coefficient pyroélectrique
$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial T_\lambda}\right)_{E, \theta} = \left(\frac{\partial S_\mu}{\partial \theta}\right)_{E, T} = \alpha_\lambda^E$	Coefficient de dilatation thermique
$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \theta}\right)_{E, T} = \frac{\rho C^{(E, T)}}{\theta}$	$C^{(E, T)}$: capacité thermique spécifique ρ : la densité du cristal

Table I.1 : Coefficient matériel

En utilise maintenant les coefficients matériels dans les équations constitutives, prendre comme la forme suivante :

$$\Delta \sigma = \frac{\rho C^{(E, T)}}{\theta} \Delta \theta + P_i^T E_i + \alpha_\lambda^E T_\lambda \quad (I.15)$$

$$D_i = P_i^T \Delta \theta + \varepsilon_{ij}^{\theta, T} E_j + d_{i\lambda}^{E, \theta} T_\lambda \quad (I.16)$$

$$S_\mu = \alpha_\lambda^E \Delta \theta + d_{i\lambda}^{E, \theta} E_i + s_{\mu\lambda}^{E, \theta} T_\lambda \quad (I.17)$$

On peut alors exprimer un coefficient de couplage de manière similaire à celui de la piézoélectricité :

$$K^2 = \frac{p^2 \theta}{\varepsilon_{33}^{\theta} C} \quad (I.18)$$

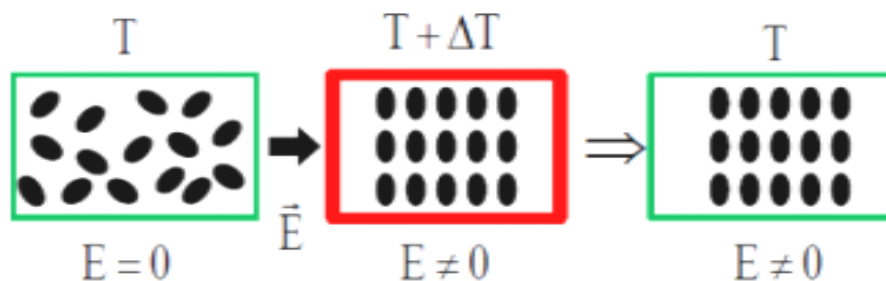
p : Coefficient pyroélectrique

θ : Température

$\varepsilon_{33}^{\theta}$: Permittivité à température constante

C : Capacité thermique

L'effet inverse de l'effet pyro-électrique, c'est à dire la variation de la température générée par le champ électrique externe, est appelé « effet électro-calorique » [11].

**Figure I .9** : Principe de l'effet électro calorique

I.4.3 EFFET PYROELECTRIQUE PAR SCHEMA EQUIVALENT

La performance est estimée de l'élément pyroélectrique en présence de la variation de température dans système électrique par un schéma électrique équivalent [12, 13 ;14] :

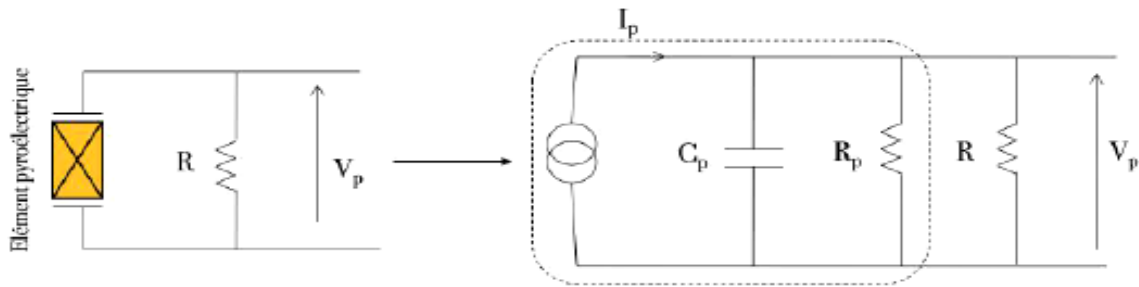


Figure.I.10 : Schémas équivalent d'un matériau pyroélectrique.

L'élément pyroélectrique est modélisé comme un générateur de courant placé en parallèle avec une résistance et une capacité.

Paramètre	Symbole	Unité
Courant généré par l'élément pyroélectrique	I_p	A
Tension à la sortie de l'élément pyroélectrique	V_p	V
Capacité électrique	C_p	F
Résistance électrique	R_p	Ω
Résistance de charge	R	Ω

Table.I.2 : Différent paramètres présents dans la figure.I.10

Le courant pyroélectrique s'exprime donc en fonction de la surface A de matériau pyroélectrique, du coefficient pyroélectrique et de la variation temporelle de la température.

Le courant I_p peut être établie à partir de circuit équivalent du matériau pyroélectrique présenté dans la figureI.10 en utilisant la loi des nœuds L'expression du courant est donnée par :

$$I_p = C_p \frac{dV_p}{dt} + \frac{V_p}{R_p} \quad (I.19)$$

Où V : La tension aux bornes de la résistance de charge R qui est normalement égale à V_p .

C_p : Capacité électrique

R_p : Résistance électrique

I .5. FERROELECTRICITE

I.5.1. DEFINITION

La ferroélectricité et la propriété qu'ont certains matériaux de posséder une polarisation électrique à l'état spontané, polarisation qui peut être renversée par l'application d'un champ électrique extérieur. La signature d'un matériau ferroélectrique est donnée par son cycle d'hystérésis.

Il traduit la variation de sa polarisation en fonction du champ électrique appliqué. et il s'agit d'une sous-famille des matériaux pyroélectriques [10 ; 15].

I.5.2. TEMPERATURE DE CURIE ET TRANSITION DE PHASE

Au-dessus de la température de Curie, c'est dans la phase cubique que le PZT cristallise. En dessous de cette température T_c , différentes structures deviennent possibles en fonction du rapport de Zr et de Ti, où la température de curie c'est la température à laquelle les matériaux ferroélectriques perdent leur polarisation spontanée en subissant un changement de phase [16].

Nous pouvons classer ces structures en fonction du taux de zirconium noté « x » dans la formule générique : $Pb(Zr_x Ti_{1-x})O_3$.

Pour $[x < 0.45]$: nous sommes dans le domaine riche en zirconium et la phase de cristallisation présente une structure rhomboédrique. Le PZT possède un moment dipolaire permanent.

Pour $[x > 0.55]$: nous sommes dans le domaine riche en titane et cette fois la phase de cristallisation présente une structure quadratique.

Pour une valeur de x entre [0.45 et 0.55] : nous avons un mélange des deux structures et c'est pour cette raison que cette phase se nomme morpho tropique. C'est dans cet intervalle quelles propriétés piézoélectriques du PZT sont les meilleures.

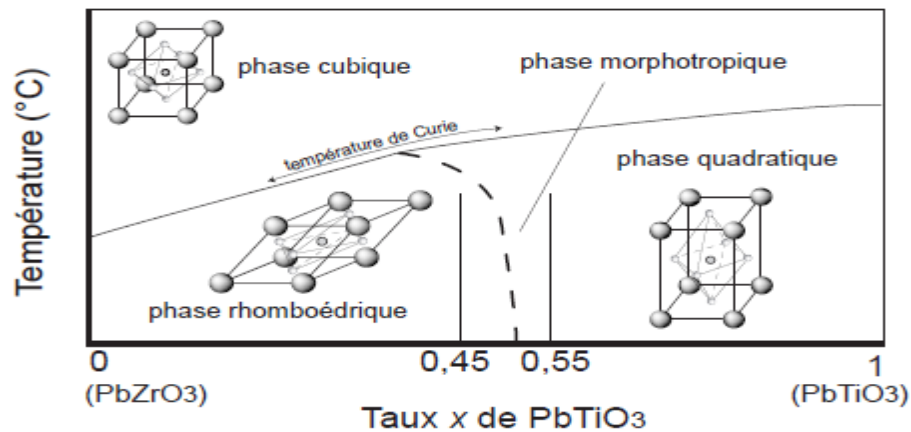


Figure I .11 : Transitions de phases de PZT en fonction de température

I.5.3. CYCLE D'HISTERISIS D'UN MATERIAU FERROELECTRIQUE

Le matériau polarisé sous champ électrique possède un moment dipolaire rémanent qui se traduit par une polarisation rémanente à champ nul. L'évolution de la polarisation en fonction du champ apparaît sous la forme d'un cycle d'hystérésis (Figure I.12).

Le champ coercitif noté E_c est le champ électrique nécessaire pour réorienter les dipôles du matériau ferroélectrique.

La polarisation rémanente P_r correspond à la valeur de la polarisation à champ nul. Sous des valeurs de champ très élevées, la polarisation sature à $\pm P_s$ ou la polarisation spontanée.

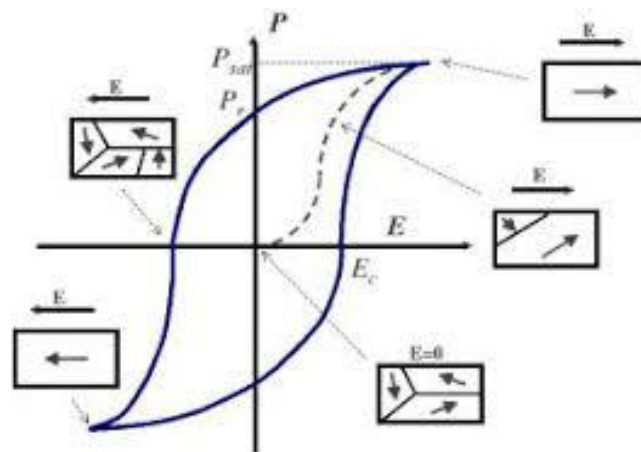


Figure I.12 : Cycle d'hystérésis $P = f(E)$ d'un matériau ferroélectrique

I.5.4. POLARISATION DES MATERIAUX FERROELECTRIQUE

Les matériaux ferroélectriques divisé en domaines au sein desquels les dipôles sont orientés dans la même direction. Deux domaines adjacents possèdent des directions de polarisation différentes définies par la symétrie cristalline et sont séparés par une frontière appelée mur de domaine [8].

Sous sollicitation électrique ou mécanique, les murs de domaines se déplacent et leur mouvement est responsable de la déformation dans le cristal.

Les polarisations spontanées des différents domaines sont orientées au hasard après frittage et le matériau n'a macroscopiquement aucun moment dipolaire électrique. Pour que le matériau possède un moment dipolaire rémanent, il faut orienter ces domaines dans une direction donnée.

On doit donc soumettre le matériau ferroélectrique à un champ électrique intense qui aligne préférentiellement dans sa direction la polarisation des domaines. Les murs de domaines vont alors se déplacer, certains domaines vont croître en volume et d'autres disparaître avec l'augmentation du champ.

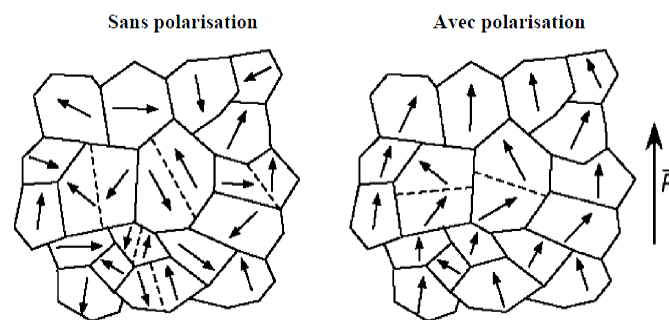


Figure I .13 : Evolution des orientations des domaines ferroélectriques sous l'effet d'un champ électrique

I.6.THERMOELECTRICITE

I.6.1. HISTORIQUE

La thermoélectricité a connu 2 principales périodes de développement. Une première de 1821 à 1851 et une seconde de la fin des années 1930 au début des années 1960.[17]

1821 : le physicien allemand Thomas Johann Seebeck découvre un effet thermoélectrique. Il remarqua qu'une aiguille métallique est déviée lorsqu'elle est placée

entre deux conducteurs de natures différentes liés par des jonctions à leurs extrémités et soumis à un gradient thermique (effet Seebeck). Cet effet fut interprété comme une apparition d'un champ magnétique. Il pense ainsi avoir trouvé une explication à l'origine du champ magnétique terrestre. En réalité, l'effet observé est d'origine électrique : une différence de potentiel apparaît à la jonction de deux matériaux soumis à une différence de température.

1834 : l'inventeur français, Jean-Charles Peltier, découvre le second effet thermoélectrique : une différence de température apparaît aux jonctions de deux matériaux de natures différentes soumis à un courant électrique, qui est en fait le phénomène inverse de l'effet Seebeck (effet Peltier).

1838 : Heinrich Lenz, un physicien germano-balte montre que de la chaleur est absorbée ou libérée à une jonction thermoélectrique suivant le sens du courant.

1851 : William Thomson (lord Kelvin) relie les effets Seebeck et Peltier. Un matériau, soumis à un gradient thermique et parcouru par un courant électrique, échange de la chaleur avec le milieu extérieur.

Inversement un courant électrique est généré par un matériau soumis à un gradient thermique et parcouru par un flux de chaleur.

1865 : Robert Bunsen et Joseph Stefan montrent que les semi-conducteurs donnent également naissance à l'effet Seebeck avec un rendement très supérieurs à ceux obtenus avec les métaux.

1950 : Abraham Ioffe découvre que les semi-conducteurs dopés ont un effet thermoélectrique plus élevé que les autres matériaux.

1990 : Regain d'intérêt pour la thermoélectricité dû aux préoccupations environnementales.

I.6.2. EFFET DE THERMOELECTRICITE

I.6.2.a. EFFET SEEBECK

La différence de température génère une tension entre deux matériaux différents [18].

Le coefficient de l'effet Seebeck :

$$S = -\frac{\Delta V}{\Delta T} = -\frac{V_{\text{Chaud}} - V_{\text{froid}}}{T_{\text{chaud}} - T_{\text{froid}}} \quad (I.20)$$

$$[S] = [V] [K^{-1}]$$

V : Tension

T : Température

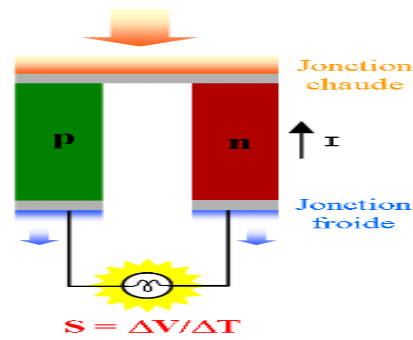


Figure I .14 : Effet Seebeck

I.6.2.b. EFFET PELTIER

Le courant peut induire un gradient de température en fonction du sens du courant.[18]

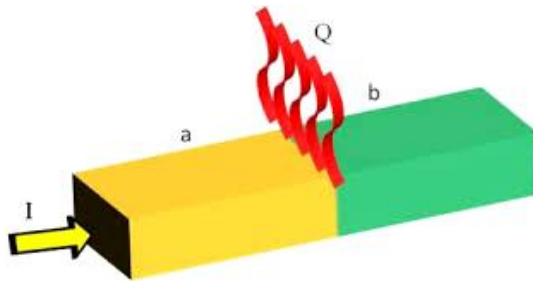


Figure I.15 : Effet Peltier

Le coefficient de Peltier : $\Pi = \frac{\phi}{J}$ [w/A] (I .21)

ϕ :Flux de chaleur[w/m²]

J :Densité de courant[A/m²]

L'effet de Peltier est caractérisé par :

- Chauffage et refroidissement induits aux deux jonctions par inadéquation
- Réversible en inversant le sens du courant
- Un réfrigérateur (le courant est « travail » pour conduire « chaleur »).

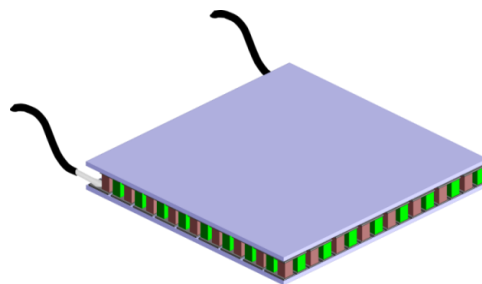


Figure I.16 : Schéma d'une cellule à effet Peltier

I.6.2.c. EFFET THOMSON

Le courant traversant un gradient de température va générer / absorber de la chaleur car les propriétés thermoélectriques dépendent de la température [18].

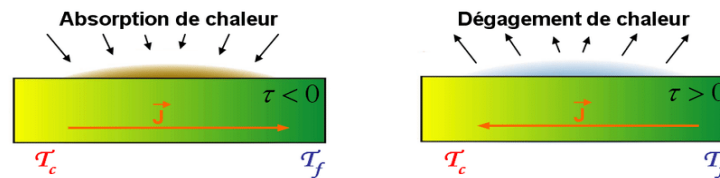


Figure I.17 .Effet Thomson

Le coefficient de Thomson est :

$$\tau = (1/i) \times (dq/dx) / (dT/dx) \quad (I.22)$$

La relation de kelvin : $\Pi = ST$; $\tau = T \frac{dS}{dT}$ (I.23)

Π : Coefficient de Peltier

S : Coefficient de Seebeck

τ : Coefficient de Thomson

T : Température

i : courant électrique

I.6.3. THERMOCOUPLE

Les thermocouples fonctionnent sur le principe qu'un circuit réalisé en connectant deux métaux différents produit une tension mesurable lorsqu'un gradient de température est imposé entre une extrémité et l'autre [19].

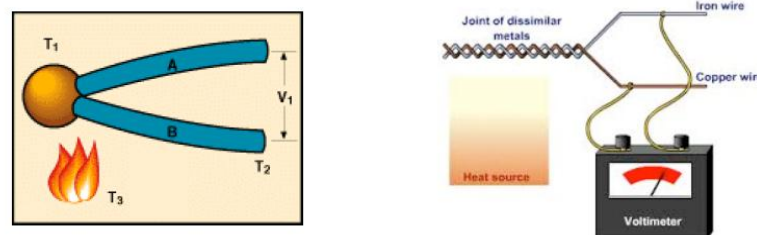


Figure I.18 : Principe de travail de thermocouple

En physique, les thermocouples sont utilisés pour la mesure de températures. Ils sont bon marché et permettent la mesure dans une grande gamme de températures. Leur principal défaut est leur précision : il est relativement difficile d'obtenir des mesures avec une erreur inférieure à 0,1-0,2 °C. Notons que les thermocouples ne mesurent pas à proprement parler une température mais une différence de température.[20]

I.7. CONCLUSION

Ce chapitre montre l'importance du champ magnétique dans la génération de courant Foucault, ainsi que des forces les plus importantes (force électromotrice et force de Lorentz).

L'épaisseur de peau dépend de plusieurs facteurs, notamment :

La fréquence, la conductivité électrique et la perméabilité magnétique.

Dans la piézoélectricité il y'a deux phénomènes importantes : la pyroélectricité et la ferroélectricité, qui représentent le changement de la polarisation spontanée et transition de phase en termes de température et champ électrique, respectivement.

Le développement de thermoélectricité passe par deux phases fondamentales, le premier décrivant les effets les plus importants et le seconde il compare l'effet thermoélectrique des semi-conducteurs dopés avec les autres matériaux.

CHAPITR II

CONVERSION ELECTROMECHANIQUE

II .1. INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à la transformation électromécanique et à l'identification du couplage électromécanique et de ses coefficients importants pour les matériaux piézoélectrique.

Nous avons évoqué les équations les plus importantes décrivant les facteurs piézoélectriques et leurs coefficients les plus importants, et nous savons que la piézoélectricité se déformé lorsque de l'application de contrainte, c'est pourquoi nous avons mentionné les types de déformations des matériaux piézoélectriques.

Les matériaux piézoélectriques sont classés en matériaux naturels et industriels et leurs propriétés diffèrent d'une substance à l'autre.

La structure du matériau piézoélectrique change si elle est appliquée à un champ électrique ou à une température et affecte l'emplacement des atomes cristallins de matériaux.

II.2. TENSEUR DES DEFORMATION

Il y a un point M d'un solide non déformé dans un repère (O, X_1, X_2, X_3) et lors de l'application d'une contrainte, le repère change et devient $(O, \hat{X}_1, \hat{X}_2, \hat{X}_3)$.

Le déplacement du point M sera défini par le vecteur u :

$$u_i = \hat{x}_i - x_i \quad (II.1)$$

$\hat{x}_i, x_i$: Coordonnées de $\hat{M}$ et M

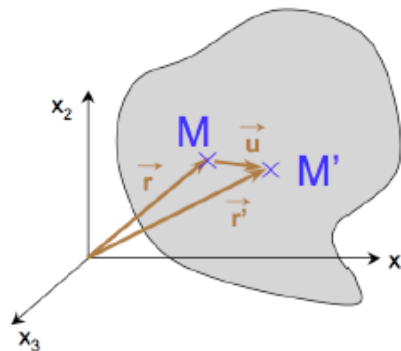


Figure II.1. Changement de repère d'un point M

Le tenseur des déformations devient :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (II.2)$$

Par la notation de Voigt :

(ij) où i et j varient de 1 à 3 peut être remplacée par un seul indice α variant de 1 à 6

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{pmatrix} \quad \text{il devient} \quad S = \begin{pmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{pmatrix} \quad (\text{II.3})$$

II. 3. TENSEUR DES CONTRAINTES

Les Contraintes mécanique T est définie comme la force appliquée sur la surface d'échantillon :

$$T = \frac{F}{S} \quad (\text{II.4})$$

Et le tenseur de contrainte est symétrique $T_{ij} = T_{ji}$ et ne comprend que six composantes indépendantes ($T_{11}, T_{22}, T_{33}, T_{12}, T_{13}, T_{23}$).

Par la notation de Voigt :

$$T = \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{pmatrix} \quad (\text{II.5})$$

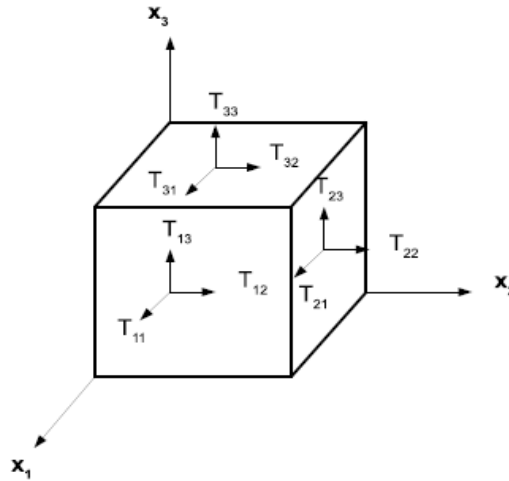


Figure II.2. Contraintes exercées sur élément de volume.

II.4. EQUATIONS PIEZOELECTRIQUE

L'effet piézoélectrique est le résultat d'un couplage entre l'énergie électrique et l'énergie mécanique d'un matériau, lorsque l'effet Pyroélectrique est négligeable, les équations piézoélectriques relient une variable mécanique (déformation S ou contrainte T) et une variable électrique (induction électrique D ou champ électrique E) Ainsi nous obtenons un système linéaire de huit équations tensorielles.[9]

Type de variables Indépendantes	Nom	Signification	Unité
Électrique	D	Déplacement électrique	$C \cdot m^{-2}$
	E	Champ électrique	$V \cdot m^{-1}$
Mécanique	S	Déformation relative	-
	T	Contrainte	$N \cdot m^{-2}$

Table II.1 : Grandeurs utilisées dans les équations de piézoélectrique

En raison de la dépendance directionnelle des propriétés du matériau (anisotropie), les paramètres des équations constitutives de la piézoélectricité doivent être représentés par des tenseurs.

II. 4.1. COEFFICIENT PIEZOELECTRIQUE

Il y'a quatre modules piézoélectriques différents formant une matrice de 3 lignes et de 6 colonnes (tenseur d'ordre 3) et traduisant le couplage entre les grandeurs électriques et les grandeurs mécaniques.[9]

$$\mathbf{d}_{mi} = \boldsymbol{\varepsilon}_{nm}^T \mathbf{g}_{ni} = \mathbf{e}_{mj} \mathbf{s}_{ji}^E \quad (\text{II} . 6)$$

$$\mathbf{g}_{mi} = \boldsymbol{\beta}_{nm}^T \mathbf{d}_{ni} = \mathbf{h}_{mj} \mathbf{s}_{ji}^D \quad (\text{II} . 7)$$

$$\mathbf{e}_{mi} = \boldsymbol{\varepsilon}_{nm}^S \mathbf{h}_{ni} = \mathbf{d}_{mj} \mathbf{c}_{ji}^E \quad (\text{II} . 8)$$

$$\mathbf{h}_{mi} = \boldsymbol{\beta}_{mn}^T \mathbf{e}_{ni} = \mathbf{g}_{mj} \mathbf{c}_{ji}^D \quad (\text{II} . 9)$$

Avec $m, n = 1 \text{ à } 3$ et $i, j = 1 \text{ à } 6$

La relation entre les contraintes et les déformations mécanique donnée par la loi de Hooke : $\mathbf{T} = \mathbf{C} \mathbf{S}$ (II.10)

$\mathbf{S}$: Compliance ou la souplesse, tandis que son inverse est $\mathbf{C}$, Raideur ou la rigidité

$$\mathbf{c} = \mathbf{S}^{-1} \quad (\text{II.11})$$

$\boldsymbol{\varepsilon}$: Permittivité diélectrique, tandis que son inverse est $\boldsymbol{\beta}$, l'imperméabilité diélectrique

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\beta}^{-1} \quad (\text{II.12})$$

Avec $\mathbf{d}, \mathbf{e}, \mathbf{h}, \mathbf{g}$: sont les coefficients piézoélectriques qui traduit la proportionnalité entre la contrainte et le champ résultant à induction constante ou nulle.

Type	Expression	Signification	Unité
Électrique	$\epsilon = \frac{\partial D}{\partial E}$	Permittivité	Fm^{-1}
	$\beta = \frac{\partial E}{\partial D}$	Imperméabilité	$F^{-1}m$
Mécanique	$s = \frac{\partial S}{\partial T}$	Souplesse	m^2N^{-1}
	$c = \frac{\partial T}{\partial S}$	Rigidité	Nm^{-2}

Table II.2: Les coefficients électriques et mécaniques

Type	Expression	Signification	Unité
Piézo	$d = \left(\frac{\partial D}{\partial T}\right)_E = \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_T$	Coeff Piézo	$C \cdot N^{-1}$
	$h = \left(\frac{\partial T}{\partial D}\right)_E = \left(\frac{\partial E}{\partial S}\right)_T$	Module Piézo	$N \cdot C^{-1}$
	$e = -\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_S$ $= \left(\frac{\partial D}{\partial S}\right)_E$	Module Piézo	$N \cdot V^{-1} \cdot m^{-1}$
	$g = \left(\frac{\partial S}{\partial D}\right)_T = \left(\frac{\partial E}{\partial T}\right)_D$	Coeff Piézo	$V \cdot m \cdot N^{-1}$

Table II.3 : Les coefficients piézoélectrique

II.4.2. EQUATIONS CONSTITUTIVES

Les équations constitutives reliant les composants du champ électrique et de l'induction aux composantes des tenseurs mécaniques de déformation et de contrainte grâce aux différents coefficients cités précédemment :

Variables indépendantes	Grandeurs électrique	Grandeurs mécanique
E, T	$D = dT + \epsilon^T E$	$S = s^E T + d^t E$
D, T	$E = \beta^T D - gT$	$S = s^D T + g^t D$
E, S	$D = e^S E + eS$	$T = c^E S - e^t E$
D, S	$E = \beta^S D - hS$	$T = c^D S - h^t D$

Table II.4: Équations d'état piézoélectriques

II.4.3. MODES DE VIBRATIONS

À chacune des fréquences de résonance d'une céramique piézoélectrique est associé un mode de vibration. La nature de ces modes, autrement dit la distribution spatiale de la géométrie considérée, dépend de ses dimensions, de la direction du champ d'excitation $\vec{E}$ et du vecteur de polarisation $\vec{P}$ [9]. Les principaux modes sont illustrés dans la figure (II .3) :

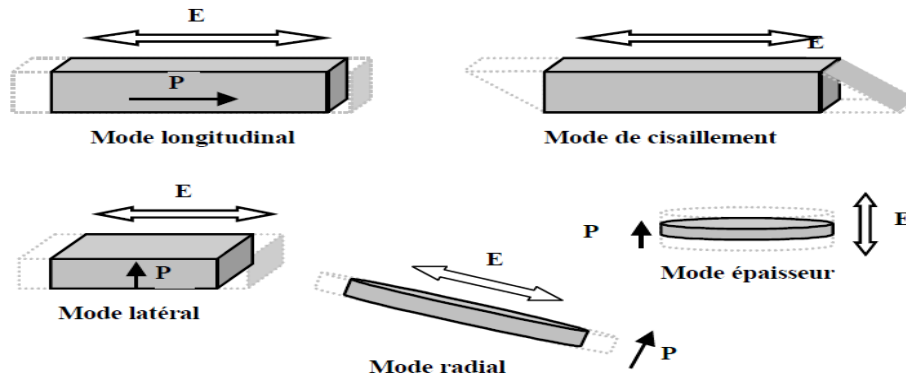


Figure II.3 : Modes de vibrations fondamentaux d'une céramique piézoélectrique

II.4.4. COEFFICIENT DE COUPLAGE ELECTROMECHANIQUE

Les coefficients de couplage électromécanique interviennent dans la physique des matériaux piézoélectriques. Ce sont des coefficients sans dimension dont la valeur est comprise entre 0 et 1 (elle peut aussi être exprimée en pourcents).

Ils peuvent être vus comme une sorte de rendement : plus le coefficient s'approche d'un, mieux le matériau convertit l'énergie électrique en énergie mécanique et inversement.

Ces coefficients sont donc une caractéristique importante des matériaux piézoélectriques [9] :

$$K^2 = \frac{\text{Energie}_{\text{stockée}}}{\text{Energie}_{\text{appliquée}}} \quad (\text{II.7})$$

Pour l'effet piézoélectrique direct le coefficient de couplage électromécanique est égal :

$$K^2 = \frac{E_{\text{électrique stockée}}}{E_{\text{mécanique appliquée}}}.$$

Pour l'effet piézoélectrique inverse, le carré du coefficient de couplage électromécanique est :

$$K^2 = \frac{E_{\text{mécanique stockée}}}{E_{\text{électrique appliquée}}}.$$

Dans le mode transversale, l'énergie mécanique et l'énergie électrique donnée par :

$$\begin{cases} E_{mec} = \frac{1}{2} \frac{d_{31}^2}{s_{11}^E} E_3^2 \\ E_{elec} = \frac{1}{2} E_3^2 \end{cases} \quad (II.13)$$

Donc le coefficient de couplage électromécanique en le mode transversal est égal :

$$K_{31}^2 = \frac{E_{mec}}{E_{elec}} = \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33}^T s_{11}^E} \quad (II.14)$$

Mode longitudinal	Mode radial (planaire)	Mode épaisseur
$K_{33}^2 = \frac{d_{33}^2}{\epsilon_{33}^T s_{33}^E}$	$K_P^2 = \frac{2 K_{31}^2}{1 - \theta}$	$K_t^2 = \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S C_{33}^D}$

Table II.5 : Expressions du coefficient de couplage k pour les différents modes de vibration.

II.4.5. COEFFICIENT DE SURTENSION MECANIQUE

Le coefficient de surtension mécanique appelé aussi facteur de qualité mécanique mesure les pertes mécaniques dans la céramique. Il est défini par :

$$Q_m = 2\pi \frac{\text{énergie maximumem magasinée pendant une période}}{\text{énergie dissipée pendant une période}} \quad (II.15)$$

Dans les systèmes électriques, l'énergie emmagasinée est la somme des énergies emmagasinée dans des inductances et des condensateurs sans perte ; l'énergie dissipée est la somme des énergies dissipées en résistances par cycle.

Dans les systèmes mécaniques, l'énergie emmagasinée est la somme des énergies potentielle et cinétique ; l'énergie dissipée est le travail effectué par une force conservatrice externe, par cycle, pour maintenir l'amplitude.[21]

Le coefficient de qualité mécanique Q_m donne le "pente " de résonance de vibration mécanique à et autour de la fréquence de résonance f_r .

Ils sont présentés par l'équation suivante :

$$Q_m = \frac{1}{2\pi f_r R C} \quad (II.16)$$

R : résistance de résonance ; C : capacité

Si une tension alternative de fréquence variable est appliquée à une céramique piézoélectrique d'une certaine forme, on peut constater qu'il existe une fréquence spécifique à laquelle la céramique produit une très forte vibration. Cette fréquence s'appelle la fréquence de résonance, f_r .

II .5. MODES DE DEFORMATION

La déformation des matériaux piézoélectrique se fait selon une direction privilégiée sous l'action d'un champ électrique.

Une étude des propriétés de ces matériaux nécessite donc une identification des directions.

La déformation souhaitée est obtenue en appliquant une différence de potentiel sur les faces perpendiculaires à l'axe 3. Par l'application d'un champ électrique $\vec{E}$ suivant l'axe Oz, trois modes de déformation distincts sont obtenus comme présenté sur la figure II.4. Les modes de couplage sont définis par deux chiffres, le premier correspond à la direction du champ électrique appliqué et le second à l'axe selon lequel a lieu la déformation. [22]

II.5. 1. MODE LONGITUDINAL (MODE d33)

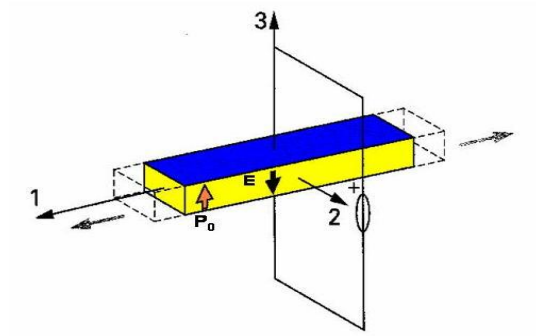
Traduisant des déformations dans la même direction que l'axe du champ électrique. Ce mode possède un bon coefficient de couplage, cependant le placement des électrodes sur les surfaces vibrantes les fragilise. [22]

II.5.2. MODE TRANSVERSAL (MODE d31 OU d32)

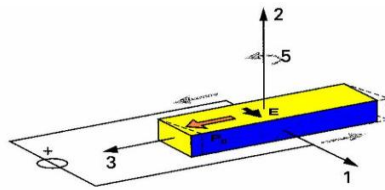
Il traduit des déformations perpendiculaires à l'axe du champ électrique. Dans ce mode, les électrodes ne sont pas placées sur les surfaces subissant les déformations, donc offrant l'avantage de ne pas soumettre les électrodes à la contrainte. En revanche, il possède un coefficient de couplage moindre que le mode longitudinal.

II.5. 3. MODE DE CISAILLEMENT (MODE d15)

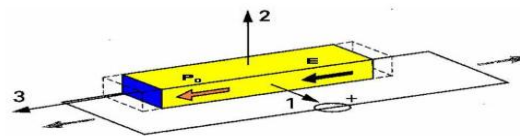
Il traduit des déformations perpendiculaires à la direction de polarisation ou autour d'un axe. La céramique subit alors un phénomène de torsion autour de l'axe choisi. Elle est obtenue lorsque le champ appliqué est perpendiculaire à la polarisation du matériau.[22]



(a) Mode transversal d31



(b) Mode de cisaillement d15

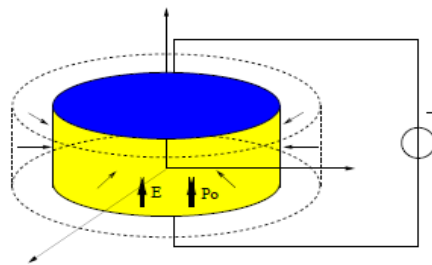


(c) Mode longitudinal d33

Figure II.4 : Modes de déformation principaux d'un matériau piézoélectrique.

II.5.4. MODE PARASITES

Il y'a d'autres modes de déformation résultant de la forme particulière de l'échantillon. Ils sont d'origine mécanique comme le mode radial traduit par le coefficient de Poisson comme présenté sur la figure II.5) ou d'origine électrique par déplacement dipolaire. En jouant sur la forme de l'échantillon (plaque, tube, ...) et sur sa polarisation (uniforme, radiale, ...) [22].

**Figure I.5 :** Déformation parasite

II.6. MATERIAUX PIEZOELECTRIQUE

II.6.1. DEFINITION

Les matériaux piézoélectriques peuvent être naturels ou synthétiques.

Les matériaux piézo-électriques naturels sont des matériaux cristallins tels que : le quartz (SiO_2), le sel de Rochelle, la topaze, les minéraux du groupe de la tourmaline et certaines substances organiques telles que la soie, le bois, l'émail, la dentine, les os.

Les matériaux piézoélectriques synthétiques sont des cristaux d'isotopes de quartz, de céramiques, de polymères et de composites.

II.6.2. LES MATERIAUX PIEZOELECTRIQUE SYNTHIQUES

II.6.2.a. POLYMERE PVDF

Le Poly Fluorure de Vinylidène (PolyVinylideneFluoride, PVDF) est un polymère thermoplastique très résistant et léger ; Le motif élémentaire (monomère) qui constitue le matériau est répété suivant la formule $-(\text{CH}_2 \text{ CF}_2)_n-$, avec les atomes de fluor et d'hydrogène constituant un dipôle électrostatique (figure II.5) [29].

Dans une même chaîne les directions de ces dipôles sont variées et aucune polarisation n'apparaît globalement.

Pour obtenir une polarisation rémanente, le polymère est dilaté par la chaleur, puis en appliquer un champ électrique intense et produire une séparation du barycentre des charges [23].

Ce procédé permet d'obtenir une direction de polarisation dans le sens de l'épaisseur de l'échantillon.

La majorité des atomes d'hydrogène (H) se trouve sur l'un des côtés de la feuille tandis que les atomes de fluor se trouvent de l'autre côté. Ce qui crée des dipôles.

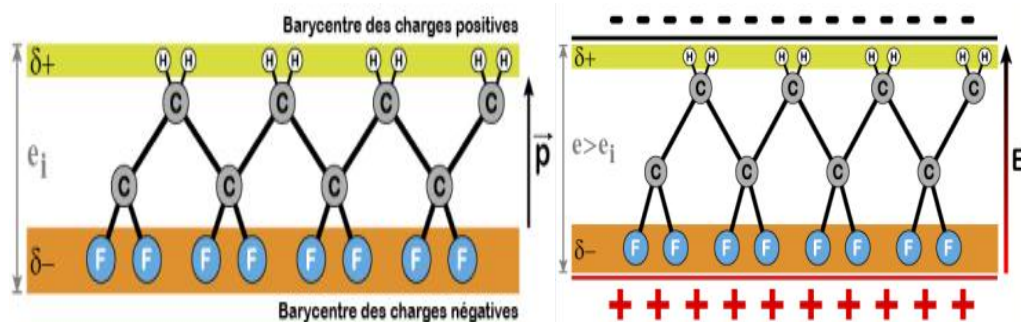


Figure II.6 : La polarisation de PVDF

II.6.2.b. COMPOSITES PIEZOELECTRIQUE

Un composite piézoélectrique (ou piézocomposite) est formé de deux constituants également appelés phases : une phase piézoélectrique (fibre piézocéramique) et une phase non piézoélectrique (typiquement une résine époxy qui protège et assure la tenue mécanique de l'ensemble).

Lorsqu'en appliqué une pression sur le composite il produit une polarisation dans la direction des fibres [24].

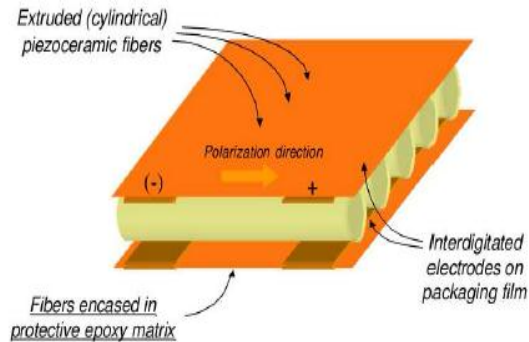


Figure II.7 : Composite piézoélectrique

II.6.2.c. CERAMIQUE PIEZOELECTRIQUE

À la différence des cristaux dont la structure est figée, les céramiques piézoélectriques ont une structure qui peut varier ; leur polarisation peut être modifiée, après quoi ils présentent une polarisation rémanente. Une famille importante de céramiques piézoélectriques est celle des PZT (Oxyde de plomb, zirconium et titane) qui possèdent d'excellentes propriétés piézoélectriques [22].

Il y'a 3 types de céramique piézoélectrique :

- Titanate de baryum (BaTiO_3) -Le titanate de barium a été la première céramique piézoélectrique découverte
- Le titanate de zirconite de plomb ($\text{Pb} [\text{Zr}_x \text{Ti}_{1-x}] \text{O}_3$ $0 < x < 1$), plus communément appelé PZT, le titanate de zirconite de plomb est la céramique piézoélectrique la plus utilisée actuellement.
- Le niobate de lithium (LiNbO_3).[25]

Les céramiques (PZT) peuvent être classés dans deux groupes :

Les PZT **doux** et les PZT **durs**. [26]

PZT durs : Ce sont les dopants accepteurs, comme : Fe^{3+} , Mg^{2+} et Al^{3+} .

Ils provoquent l'augmentation :

- Du facteur de qualité mécanique, du champ coercitif, de la conductivité, et une diminution : de la permittivité, des pertes diélectriques, des coefficients de couplage.

PZT doux : L'excès de charge positive apporté par les dopants donneurs comme La^{3+} en site A ou Nb^{5+} , Sb^{5+} et W^{6+} en site B est compensé par des lacunes cationiques comme des lacunes de Pb^{2+} en site A ou un changement de valence de Ti^{4+} en Ti^{3+} . Les matériaux PZT ainsi obtenus sont dits doux.

Ils sont facilement polarisables car les lacunes de Pb n'interdisent pas le déplacement des parois de domaines contrairement aux lacunes d'oxygène. Elles entraînent généralement une augmentation :

- De la permittivité, des pertes diélectriques, des coefficients de couplage, de la compliance élastique.

On observe également une diminution :

- Du facteur de qualité mécanique,
- Du champ coercitif, - de la conductivité, - du point de Curie.

II .6.3. COMPARAISONS ENTRE LES MATERIAUX PIEZOELZCTRIQUE

La plupart des matériaux sont encore très rares, et par conséquence, trop chers.

Il n'y a que quelques entreprises qui les fabriquent et distribuent. La piézoélectricité reste encore un domaine qui se renouvelle chaque jour mais qui manque de recherche et d'investissement.[27]

Propriétés	Unités	PVDF Film	PZT	BaTiO ₃
Densité	10^3 Kg/m^3	1.78	7.5	5.7
Permittivité Relative	$\varepsilon/\varepsilon_0$	12	1.200	1.700
d_{31} Constant	$(10^{-12}) \text{ C/N}$	23	110	78
g_{31} constant	$(10^{-3}) \text{ Vm/N}$	216	10	5
k_{31} constant	% at 1KHz	12	30	21

Table II. 6. Comparaison des matériaux piézoélectriques

PZT Caractéristiques	Quartz	LiNbO ₃	BaTiO ₃	PZT
Densité($g.cm^{-3}$)	2.5	4.4	5.7	7.5
Constante diélectrique	4.5	29	1200	200-4000
$d_{33}(C.N^{-1}).10^{-12}$	2	6	180	40 -750
$g_{33}(V.m.N^{-1}).10^{-3}$	50	20	17	15- 40
Température de curie	573	1210	130	<350
Coefficient de couplage K	10	10	40	40-70

Table II.7. Les caractéristiques des PZT comparées à celles d'autres matériaux Piézoélectriques.

II.6.4. DESCRIPTION DE LA STRUCTURE PEROVSKITE ABO₃

Les pérovskites forment une large famille de matériaux cristallins dont le nom dérive d'un minéral naturel [28] :

Le titanate de calcium (**CaTiO₃**) identifié par le minéralogiste russe **L. A. Perovski**.

On désigne sous la dénomination générique de pérovskite un nombre considérable d'oxydes mixtes représentés conventionnellement sous la formule chimique **ABO₃**.

La maille prototype contient une seule molécule **ABO₃** avec :

- A**, un cation de grand rayon ionique (ex : Ba, Ça, Pb, Na, K, ...) avec douze anions d'oxygène comme proches voisins (coordinance égale à 12).
- B**, un cation de rayon ionique plus faible (ex : Ti, Sn, Zr, ...), de valence plus grande entourée par six anions d'oxygène comme proches voisins (coordinance égale à 6).
- O** est l'ion d'oxygène, possédant dans cette structure six proches voisins (**4** cations du type **A** et **2** du type **B**).

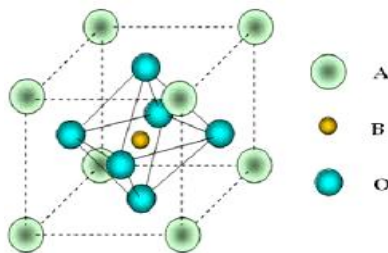


Figure II.8 : La structure pérovskite ABO₃

Dans le cas du PZT, le cation A est Pb^{2+} , le cation B est soit un ion Zr^{4+} soit un ion Ti^{4+} [26].

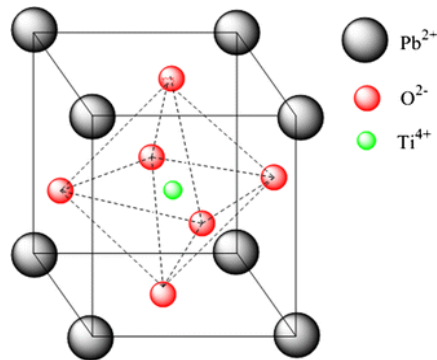


Figure II. 9 : La structure de PZT

La céramique piézoélectrique est affectée par la température ainsi que par le champ électrique externe où se produisent des déformations dans sa structure, ce qui entraîne une polarisation électrique.

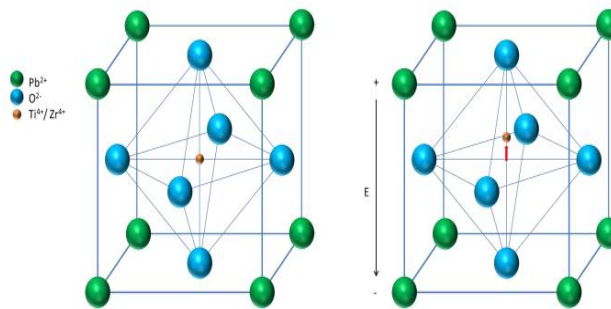


Figure II.10 : L'influence d'un champ électrique sur la structure de PZT

La polarisation rémanente d'une céramique piézoélectrique décroît avec la température et s'annule au-dessus d'une température T_c appelée température de Curie.

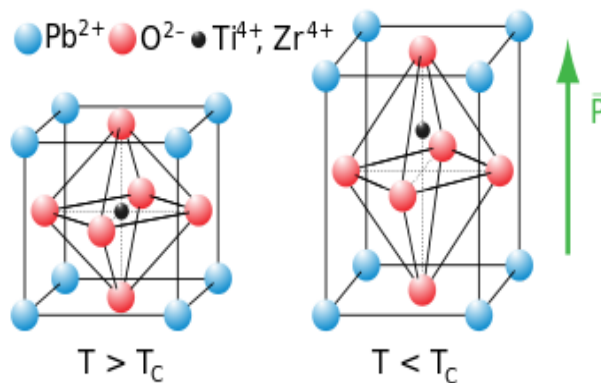


Figure I.11 : Déformation de la structure pérovskite de PZT sous l'influence de température

II.7. CNCLUSION

Le lieu d'étude dans ce mémoire c'est le PZT pour ce faire le présent chapitre pour but de connaître l'effet piézoélectrique et les différentes modes de déformations, ainsi les Phénomène : l'interactions dont la structure même, et les grandeurs thermo-élasto-électrique Assurent les différentes conversions.

Une description de la structure de pérovskite nous a permis de privilège une idée du mécanisme de déformation.

CHAPITRE III

ETUDE ANALYTIQUE

III.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, la réponse du piézo-céramique a été étudiée, soumise à des champs magnétiques alternatifs et continus, générant les forces de Lorentz, qui agissent comme une contrainte sur le disque, et lors qu'ajoutant la température à le contrainte magnétique sur le disque, il y a un effet sur la conductivité électrique des électrodes du disque.

Dans ce dernier cas, l'analyse numérique du terme de courant total dans :

- La présence de forces de contrainte magnétique.
- La présence de forces de contrainte magnétique et de variation de température.

III.2. APPLICATION DE CHAMP MAGNETIQUE SUR UN DISQUE

Le couplage magnétoélectrique dans un disque en piézo-céramique est soumis à des champs alternatifs et continus appliqués verticalement au niveau de l'échantillon.

Les courants de Foucault dans la couche conductrice c'est à dire les électrodes électrique d'un disque piézo-céramique, coller avec deux disques en Argent, sont stimulés par le flux du champ magnétique alternatif (loi de Linz-Faraday). Et en appliquant le champ magnétique continu, elle a généré les forces de Lorentz qui agissent comme des contraintes sur le disque.

Ce dernier convertit la pression en une charge électrique par couplage électromécanique en mode radial, l'existence d'un couplage mécanique entre les propriétés piézoélectrique de la céramique et le magnétisme appliqué [30].

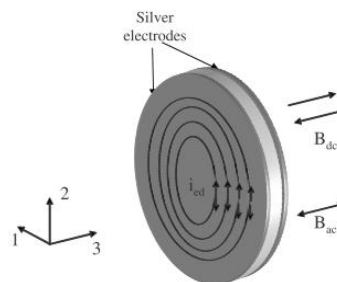


Figure III.1 : Représentation de l'application de champ magnétique sur le disque [30].

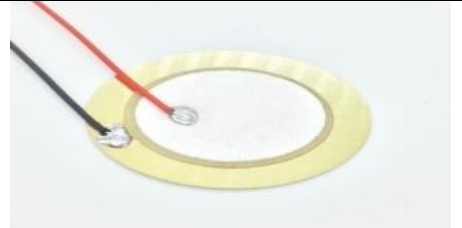
	Rayon (R)	Epaisseur (th)	Le mode de vibration
	27.5mm	500μm	Mode radial (R>>th)

Table III. 1 : Dimensions d'un Piézo-céramique à base de PZT

III.3. COURANT MAGNETOELECTRIQUE INDUIT PAR LES FORCES DE LORENTZ

Les coordonnées cartésiennes et cylindriques (r, θ, z) sont utilisées pour exprimer les forces de Lorentz et leur contrainte associée sur le disque PZT, soumis aux champs magnétiques AC et DC.

La correspondance entre les deux systèmes de coordonnées est : $r \rightarrow x_1, \theta \rightarrow x_2, z \rightarrow x_3$, la direction de la polarisation (p_3) et les champs magnétiques le long de l'axe (z).

Puisque l'épaisseur du disque (th) est très inférieure au rayon (R), le mode prévalent est le mode radial, de plus le disque n'est pas installé et présente un déplacement (U_r) où : $u_r = u_r(r)e_r$; e_r Le vecteur unitaire de l'axe r [31].

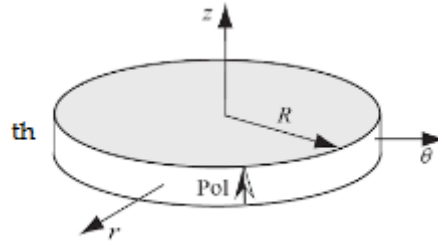


Figure III.3 : Illustration de la direction de la polarisation en mode radial

La modélisation du courant électromagnétique résultant peut être modélisée avec succès à l'aide d'équations piézoélectriques :

$$\begin{cases} S_r = s_{11}^E T_r + s_{12}^E T_\theta + d_{31} E_z \\ S_\theta = s_{12}^E T_r + s_{11}^E T_\theta + d_{31} E_z \\ S_z = s_{13}^E T_r + s_{13}^E T_\theta + d_{33} E_z \end{cases} \quad (III.1)$$

$$D_z = d_{31} (T_r + T_\theta) + \varepsilon_{33}^T E_z \quad (III.2)$$

S : Déformation mécanique.

D : Déplacement électrique.

T : Contrainte mécanique.

E : Champ électrique.

d : Coefficient piézoélectrique.

s : Compliance élastique ou souplesse.

Les conditions aux limites s'écrivent :

$$\text{Conditions mécaniques : } \begin{cases} T_1 \neq T_2 \neq 0, T_3 = 0 \\ S_1 \neq S_2 \neq 0, S_3 = 0 \end{cases}$$

Condition électrique : $\begin{cases} D_1 = D_2 = 0, D_3 \neq 0 \\ E_1 = E_2 = E_3 = 0 \end{cases}$

Dans ces conditions, les équations piézoélectriques deviennent :

$$D_z = d_{31}(T_r + T_\theta) \quad (\text{III.3})$$

$$\begin{cases} S_r = s_{11}^E T_r + s_{12}^E T_\theta \\ S_\theta = s_{12}^E T_r + s_{11}^E T_\theta \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Et ça devient :

$$D_3 = d_{31}(T_1 + T_2) \quad (\text{III.5})$$

$$\begin{cases} S_1 = s_{11}^E T_1 + s_{12}^E T_2 \\ S_2 = s_{12}^E T_1 + s_{11}^E T_2 \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

En effet, le disque ayant une épaisseur très petite, la contrainte T_3 est nulle et la résolution se ramène à un problème à deux dimensions ou plan.

Nous compensons T_1, T_2 De l'équation (III.4) dans l'équation (III.3) nous trouvons :

$$D_3 = \frac{d_{31}(S_1 + S_2)}{s_{11}^E + s_{11}^E \frac{s_{12}^E}{s_{11}^E}} \quad (\text{III.7})$$

$$e_{31} = \frac{d_{31}}{s_{11}^E (1 - \theta)}$$

e_{31} : Module de piézoélectricité représente la variation de la contrainte en fonction de E avec S constante. Où : $\theta = -\frac{s_{12}^E}{s_{11}^E}$: Ratio de Poisson [30].

Les souplesses s_{12} à champ ou induction constante sont toujours négatives et plus petites que s_{11} . Et ce sera un déplacement électrique en fonction de la déformation [30] :

$$D_3 = e_{31}(S_1 + S_2) \quad (\text{III.8})$$

Et parce que l'échantillon est un disque prend : $T = T_1 = T_2 ; S_1 = S_2$ [32].

En d'autres termes, cela signifie que la déformation radiale est constante quelle que soit la valeur du rayon r : $S_1 = S_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}$; $S_2 = S_\theta = \frac{u_r}{r}$. Les équations (III.5), (III.6), (III.8) sont simplifiées :

$$\begin{cases} S_1 = (s_{11}^E + s_{12}^E) T_1 \\ D_3 = 2d_{31} T_1 \\ D_3 = 2e_{31} S_1. \end{cases} \quad (\text{III.9})$$

III.3.1. FORCE DE LORENTZ DANS LES ELECTRODES

Lors de l'exposition de la surface des électrodes d'argent au flux magnétique ϕ , et selon la loi de Lenz-Faraday, les forces électromotrices [30]:

$$e_{\text{électromotrice}} = - \frac{d\phi}{dt} \quad (\text{III.10})$$

Apparaissent autour d'anneaux circulaires et concentriques dans le métal, et donc les courants de Foucault sont existés en raison de la nature conductrice d'argent, celles-ci sont appelées courants de Foucault car elles tournent selon des trajectoires circulaires concentriques et le plan de courants sont perpendiculaires à la direction de l'induction magnétique alternatif [30].

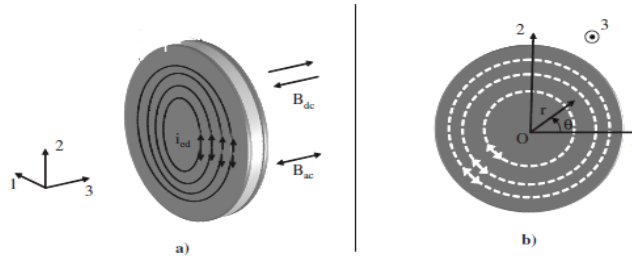


Figure III.4 : Application de l'induction magnétique B_{ac} et B_{dc} sur le disque

Les flèches indiquent les tendances des courants de Foucault [30]

Les courants de Foucault avec le champ magnétique continu, forment les forces de Lorentz. Afin de donner une expression théorique aux forces de Lorentz et à la contrainte correspondante dans l'épaisseur des électrodes, il est nécessaire de déterminer la densité volumique du courant $\vec{J}$ associé aux courants Foucault dans les électrodes [30]:

Selon la loi d'Ohm : $\vec{J} = \gamma \vec{E}$ (III.11)

$\vec{J}$: La densité de courant.

γ : La conductivité électrique ; E : Champ électrique.

Puisque la densité de courant de $\vec{J}$ et Champ électrique $\vec{E}$ le long de la boucle, sont indépendants de θ , mais ils dépendent de rayon r , la densité du courant devient [30]:

$$J(r) = \gamma E(r) \quad (\text{III.12})$$

Le champ électrique et les forces électromotrices sont liés l'un à l'autre par [30]:

$$e_{\text{électromotrice}} = \oint \vec{E}(r) d\vec{l} \quad (\text{III.13})$$

Avec $l = 2\pi r$: est la circonférence de la boucle, r : rayon de boucle.

$$\begin{cases} E(r) = \frac{\mathcal{E}_{\text{électromotrice}}}{l} \\ E(r) = \frac{\mathcal{E}_{\text{électromotrice}}}{2\pi r} \end{cases} \quad (\text{III.14})$$

En compensant l'expression de $E(r)$ dans l'équation (III.12), nous trouvons [30]:

$$\begin{aligned} J(r) &= \frac{\gamma \mathcal{E}_{\text{électromotrice}}}{2\pi r} \\ J(r) &= -\frac{\gamma}{2\pi r} \frac{d\phi}{dt} \\ J(r) &= -j \frac{\gamma \omega r b_{ac}}{2} \end{aligned} \quad (\text{III.15})$$

ϕ : Flux magnétique, $\phi = b_{ac} \pi r^2$

b_{ac} : Induction magnétique sinusoïdale, $b_{ac} = B_{ac} e^{j\omega t}$

ω : La Pulsation.

La force de Lorentz radiale infinitésimale dF agissant sur un volume infinitésimal $d\tau$ de l'électrode à la distance r du centre O est donnée par [30] :

$$dF = J \times b \cdot d\tau = J \times b \cdot th \cdot r \cdot d\theta \cdot dr \quad (\text{III.16})$$

Où $dS = th \cdot r \cdot d\theta$, c'est une section de la surface S.

th : Épaisseur de disque.

$r \cdot d\theta$: Longueur d'arc.

Il y'a une pression dT dans le sens radial il est produit par la densité du courant J et l'induction magnétique appliquée b [30]:

$$dT = \frac{dF}{dS} = J \times b \cdot dr \quad (\text{III.17})$$

Où $b = b_{ac} + B_{dc}$

b_{ac} : Induction magnétique alternatif ;

B_{dc} : Induction magnétique continu ; $B_{dc} = \mu_0 H_{dc}$

μ_0 : Perméabilité à vide.

H_{dc} : Champ magnétique continu

Par conséquent, la contrainte ou la pression appliquée sur le disque de la céramique [30] :

$$\begin{aligned} T_1 = T &= \int_0^R dT = \int_0^R J \times b \cdot dr \\ T_1 &= \int_0^R -\frac{j\omega\gamma r b_{ac}(b_{ac} + B_{dc}) \cdot dr}{2} \\ T_1 &= -\frac{j\omega\gamma R^2 b_{ac}(b_{ac} + B_{dc})}{4} \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

On appelle cela la pression de Lorentz appliquée aux électrodes, qui peut être transférée à la piézo-céramique et la pression reste constante tant que l'épaisseur de l'échantillon est faible [30].

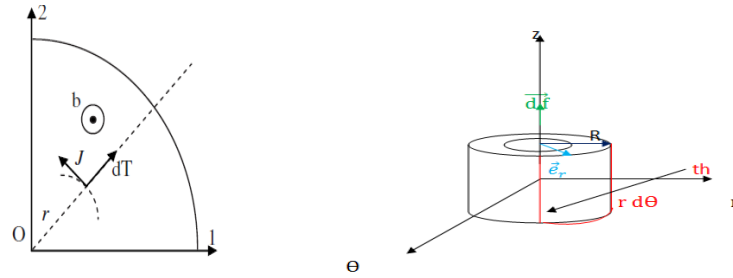


Figure III. 5 : Illustration de la direction de la force $d\mathbf{F}$ ou contrainte dT appliqués sur le disque [30].

III.3.2. COURANT ELECTROMAGNETIQUE PRODUIT PAR LES CONTRAINTES DE LORENTZ

Le courant magnétoélectrique de déplacement correspondant est donné par :

$$I_{ME} = A \frac{dD}{dt} \text{ Avec } A = \pi R^2 : \text{ La région de la surface totale des électrodes avec } R : \text{ Rayon.}$$

D : Déplacement électrique.

Il est possible d'écrire le terme théorique du courant électromagnétique résultant des contraintes de Lorentz [30] :

$$i_{\text{lorentz}} = A \frac{dD_z}{dt} \quad (\text{III.19})$$

$$\text{À partir de l'équation (III.9) : } i_{\text{lorentz}} = 2d_{31} \frac{dT_z}{dt} A \quad (\text{III.20})$$

$$\text{On a } T_1 = -\frac{j\omega\gamma R^2 b_{ac}(b_{ac} + B_{dc})}{4}$$

L'expression du courant est devenue maintenant :

$$\begin{aligned} i_{\text{lorentz}} &= -\frac{1}{2}j\gamma\omega d_{31}R^4\pi \frac{d(b_{ac}(b_{ac} + B_{dc}))}{dt} \\ i_{\text{lorentz}} &= -\frac{1}{2}j\gamma\omega d_{31}R^4\pi(2jb_{ac}^2 + j\omega b_{ac}B_{dc}) \\ i_{\text{lorentz}} &= \frac{1}{2}\gamma\omega^2 d_{31}R^4\pi(2b_{ac}^2 + b_{ac}B_{dc}) \end{aligned} \quad (\text{III.21})$$

La valeur $b_{ac} B_{dc}$ varie en fonction de la variation du la fréquence f du champ magnétique appliqué b_{ac} , et puisque $f(2b_{ac}^2)$ est inférieur à la fréquence $f(b_{ac} B_{dc})$, elle est négligeable dans la modélisation, devenir l'expression du courant est [30] :

$$i_{lorentz} = \frac{1}{2} \gamma \omega^2 d_{31} R^4 \pi b_{ac} B_{dc} \quad (III.22)$$

Mais cette relation n'est valable que pour les basses fréquences éloignées de la fréquence de résonance ($f_r = \omega_{res}/2\pi$) de la céramique dans le mode radial, donc pour que la relation soit vraie, Doit être multiplié par le coefficient de qualité Q [30]:

$$i_{lorentz} = \frac{1}{2} Q \gamma \omega^2 d_{31} R^4 \pi b_{ac} B_{dc} \quad (III.23)$$

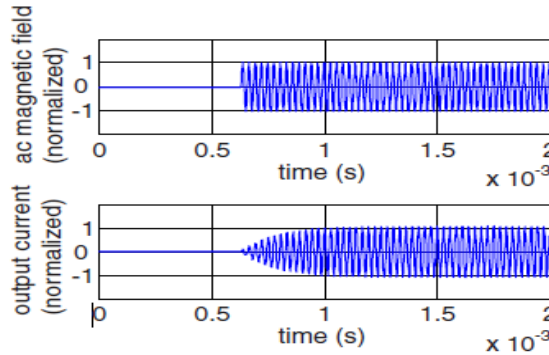


Figure III .6 : courant de sortie et du champ magnétique alternatif en fonction de temps, avec

$$B_{dc} = 0 \text{ et } B_{ac} = \text{cte [30].}$$

Les mesures ont montré des valeurs constantes du courant de sortie de piézo-céramique une fois le champ magnétique appliqué et le temps de réaction inférieur à 1 ms.

III.3.3. COURANT DE SORTIE

Dans le cas de la fréquence de résonance, le couplage électromagnétique en mode radial est optimal et le champ électrique appliqué est égale à [30] :

$$E_3 = (v_{loop})_{res}/th = -j\omega_{res}\phi_{loop}/th \quad (III.24)$$

v_{loop} : La tension entre les électrodes de l'échantillon :

$$v_{loop} = -\frac{d\phi_{loop}}{dt} = -j\omega_{res}\phi_{loop} \quad (III.25)$$

ω_{res} : Pulsation de résonance d'une piézo-céramique.

Lorsque le flux magnétique Φ_{loop} traverse la surface qui déterminé par la boucle expérimentale de la céramique reliée par deux fils à l'amplificateur de courant, généré un courant de boucle i_{loop} [33,34].

Le courant total résultant n'est pas seulement dû à la force de Lorentz, car il est égal à la somme du courant de la boucle i_{loop} et du courant du couplage piézoélectrique i_E Où :

$$i_{TOT} = i_{lorentz} + i_{loop} + i_E \quad (III.26)$$

$$i_{loop} = C \frac{dv_{loop}}{dt} = jC\omega v_{loop} = C\omega^2 \Phi_{loop} \quad (III.27)$$

C : c'est la capacité de céramique, $C = \varepsilon_{33}^T \pi R^2 / th$.

R : Résistance.

ε_{33}^T : Permittivité sous contrainte constante.

$$i_{loop} = \frac{\varepsilon_{33}^T \pi R^2}{th} \omega^2 \Phi_{loop} . \quad (III.28)$$

III.3.3.1. COURANT DE SORTIE A $B_{dc}=0$; $B_{ac} \neq 0$

Le courant i_E peut être calculé a $B_{dc} = 0$, et les contraintes de Lorentz sont nul en utilisant les équations piézoélectriques suivantes avec E et S comme variables [30] :

$$S_1 = d_{31} E_3 \quad (III.29)$$

$$D_3 = \varepsilon_{33}^s E_3 + 2e_{31} S_1 \quad (III.30)$$

A la fréquence de résonance et de multiplication dans le coefficient de qualité Q, nous trouvons :

$$D_3 = \varepsilon_{33}^s E_3 + 2Qe_{31} d_{31} E_3 \quad (III.31)$$

$$\text{Il y'a le courant } i_E = A \frac{dD_3}{dt} \quad (III.32)$$

$$i_E = (\varepsilon_{33}^s + 2Qe_{31} d_{31}) \frac{dE_3}{dt} A \quad (III.33)$$

A : La surface totale des électrodes.

ε_{33}^s : Permittivité électrique avec déformation constante, tenseur l'axe zz

$$\text{Où } E_3 = \frac{(v_{loop})_{res}}{th} = -j\omega_{res} \Phi_{loop} / th$$

$$\frac{dE_3}{dt} = \frac{-j\omega_{res}}{th} \frac{d\Phi_{loop}}{dt} = \frac{\omega_{res}^2 \Phi_{loop}}{th} \quad (III.34)$$

E_3 : Le champ électrique appliqué à la céramique contribue de manière non négligeable au courant de sortie total [30].

$$\text{Donc } i_E = (\varepsilon_{33}^s + 2Qe_{31} d_{31}) \frac{\omega_{res}^2 \Phi_{loop}}{th} A \quad (III.35)$$

Nous trouvons l'expression du courant total [30]:

$$i_{Tot} = i_E + i_{loop} \quad (III.36)$$

$$i_{Tot} = (2\varepsilon_{33}^s + 2Qe_{31}d_{31}) \frac{\pi R^2 \omega_{res}^2}{th} \Phi_{loop} \quad (III.37)$$

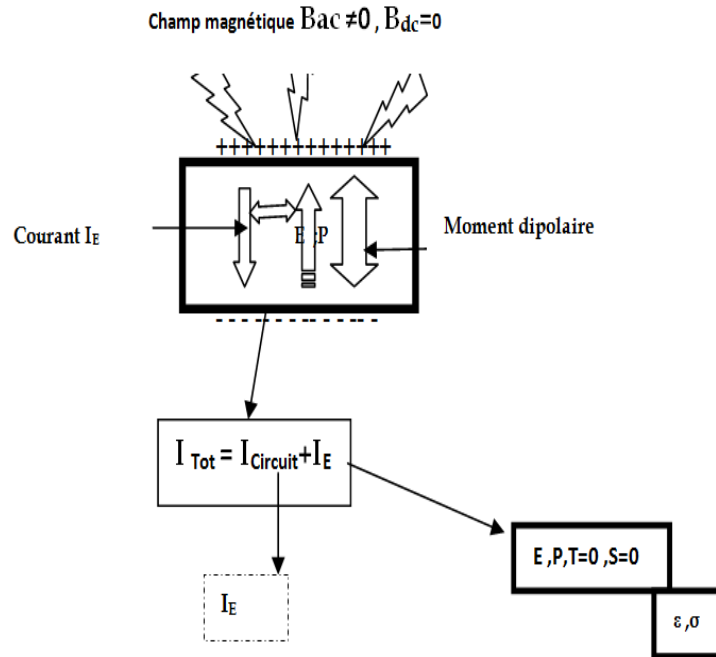


Figure III.7 : Représentation de différentes interactions de champ magnétique B_{ac} dans notre model

III.3.3.2. COURANT DE SORTIE $AB_{dc} \neq 0 ; B_{ac} \neq 0$

L'induction magnétique DC du courant de sortie est modélisée à la fréquence de résonance en utilisant des équations piézoélectriques qui donnent le déplacement électrique de sorte que le champ électrique et la déformation sont variables [30] :

$$D_3 = d_{31}(T_1 + T_2) + \varepsilon_{33}^T E_3 \quad (III.38)$$

$$S_1 = (s_{11}^E + s_{12}^E) T_1 \quad ; \quad T_1 = T_2 = \frac{S_1}{s_{11}^E + s_{12}^E}$$

$$D_3 = 2 \frac{d_{31}}{s_{11}^E + s_{12}^E} S_1 + \varepsilon_{33}^s E_3$$

$$D_3 = 2e_{31} S_1 + \varepsilon_{33}^s E_3 \quad (III.39)$$

La présence d'induction magnétique continue signifie la présence de forces de Lorentz, et la présence de Lorentz $i_{lorentz}$ aussi. Donc le courant total est égal [30] :

$$i_{ToT} = \frac{dD_3}{dt} A \quad (III.40)$$

$$i_{ToT} = \varepsilon_{33}^s \frac{dE_3}{dt} A + 2e_{31} \frac{dS_1}{dt} A \quad (III.41)$$

$$\text{On a } \frac{dE_3}{dt} = \frac{\omega_{res}^2 \Phi_{loop}}{th}$$

$$\text{Il y'a } S_1 = (s_{11}^E + s_{12}^E)T_1 + d_{31}E_3 \quad (\text{III.42})$$

$$\frac{dS_1}{dt} = (s_{11}^E + s_{12}^E) \frac{dT_1}{dt} + d_{31} \frac{dE_3}{dt}$$

De l'équation (III.18) , (III.34), nous trouvons [30]:

$$\frac{dS_1}{dt} = 1/4 (s_{11}^E + s_{12}^E) \gamma \omega_{res}^2 R^2 b_{ac} B_{dc} + d_{31} \frac{\omega_{res}^2}{th} \Phi_{loop} \quad (\text{III.43})$$

Donc pour que la relation soit vraie, Doit être multiplié par le coefficient de qualité Q :

$$\frac{dS_1}{dt} = Q \left[1/4 (s_{11}^E + s_{12}^E) \gamma \omega_{res}^2 R^2 b_{ac} B_{dc} + d_{31} \frac{\omega_{res}^2}{th} \Phi_{loop} \right] \quad (\text{III.44})$$

$$i_{ToT} = \varepsilon_{33}^s \frac{\pi R^2}{th} \omega_{res}^2 \Phi_{loop} + 2e_{31} \pi R^2 Q \left[1/4 (s_{11}^E + s_{12}^E) \gamma \omega_{res}^2 R^2 b_{ac} B_{dc} + d_{31} \frac{\omega_{res}^2}{th} \Phi_{loop} \right] \quad (\text{III.45})$$

$$\text{Il y'à la vitesse de déformation radial : } v_s = R \frac{dS_1}{dt} \quad (\text{III.46})$$

R : rayon de disque

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{v_s}{R} \quad (\text{III.47})$$

En remplace l'équation (III.47) dans l'équation (III.45) [30] :

$$i_{ToT} = \varepsilon_{33}^s \frac{\pi R^2}{th} \omega_{res}^2 \Phi_{loop} + 2e_{31} \frac{v_s \pi R^2}{R} \quad (\text{III.48})$$

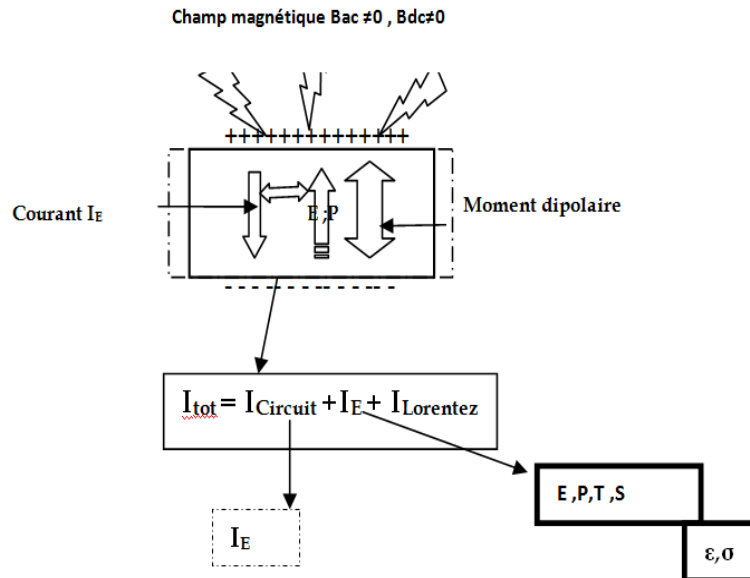


Figure III.8 : Représentation de différentes interactions de B_{ac} et B_{dc} dans notre model

III.4. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LE DISQUE PIEZOELECTRIQUE

Lors du chauffage ou du refroidissement un matériau piézoélectrique, une tension électrique est générée, car le changement de température il travaille sur la modification des

positions de certains atomes dans la structure cristalline [35], cette modification qui inciter une tension dépende à la température dans la cristallisation du matériau [36] :

$$E = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} p \Delta\theta$$

ε_0 : Permittivité du vide

ε_r : Permittivité relative

p : Coefficient pyroélectrique

$\Delta\theta$: Variation de température

Résultant en un courant électrique I_θ . Cette effet appelée l'effet pyroélectrique.

III.4.1. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

Quand la température augmente, le mouvement thermique des atomes augmente, ce qui a pour effet de diffuser davantage les électrons de conduction, de diminuer leur libre parcours moyen et ainsi d'abaisser leur capacité de transporter les charges électriques. Par conséquent, la résistivité augmente et la conductivité électrique diminue $\gamma=1/\rho$

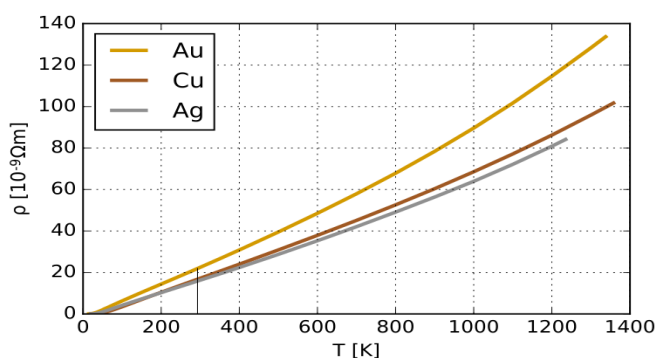


Figure III. 9 : Comparaison de la résistivité de l'argent avec le cuivre et l'or

À des températures supérieures à 100-200 ° C, la résistivité ρ de la plupart des métaux est approximativement proportionnelle à la température absolue. L'argent est le métal le plus conducteur avec $\gamma = 68 \times 10^6 Sm^{-1}$ à 0 ° C, L'étain, l'un des moins conducteurs, a

$$\gamma = 8,7 \times 10^6 Sm^{-1} [37].$$

L'expression de la conductivité électrique en fonction de température d'un métal donnée par la relation suivant :

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha \Delta\theta} \quad (III.50)$$

Où γ_0 : Conductivité à la température de référence T0 ; α : Coefficient de température [K^{-1}] .

Conductivité électrique à	Coefficient de température
---------------------------	----------------------------

	$20^{\circ}\text{C}[\text{Sm}^{-1}]$	$[\text{K}^{-1}]$
Argent	6.28×10^7	0.0038
Etain	9.17×10^6	0.0045
Cuivre	5.95×10^7	0.0039
Aluminium	3.54×10^7	0.0039

Table III.2 : La conductivité et le coefficient de température de quelque métal

Les matériaux piézoélectriques étant considérés comme diélectrique donc la conductivité électrique d'un diélectrique, ils sont écrits comme suit :

$$\gamma(T) = \gamma_0 e^{-\frac{E_A}{k\theta}} \quad (\text{III.51})$$

E_A : Energie d'activation expérimentale.

K : Constante de Boltzmann ($K = 1.38 \times 10^{-23} \text{J K}^{-1}$). θ : Température.

III.4.2. INFLUENCE DE TEMPERATURE SUR LA DEFORMATIN DE DISQUE PIEZOELECTRIQUE

Lorsque la température est proche de la température T_c , les dipôles magnétiques Se rapprochent et la densité augmente, et la force du magnétisme augmente appliquée au disque F_{lorentz} , ce qui entraîne la déformation du disque [38].

Cette déformation est appelée déformation thermique S_{1th} , ce qui correspond à la déformation piézoélectrique car elle donne une polarisation électrique $S_{1piézo}$ [38].

$$\begin{cases} S_{1th} = \alpha \Delta\theta \\ S_{1piézo} = d_{31} E_3 \end{cases} \quad (\text{III.52})$$

α : Coefficient de dilatation thermique, $\alpha = \left(\frac{\partial S_{\mu}}{\partial \theta} \right)_{E,T}$.

$\Delta\theta$: La variation de température.

d : Coefficient piézoélectrique.

E : Champ électrique.

S : Déformation.

III.4.3. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA POLARISATION SPONTANEE

Une élévation de la température (T inférieur à T_c) réduit la polarisation spontanée P_s , Il en résulte une diminution de la quantité de charges liées aux électrodes, et la redistribution des charges conduit à la circulation d'un courant à travers le circuit [39].

Lorsque nous modifions la température, les effets suivants se produisent : thermique, mécanique et électrique [39].

Le changement de polarisation spontanée P_s induite est défini par :

$$\left(\frac{\partial P_s}{\partial \theta}\right)_{E,T} = p_i^T = \left(\frac{\partial P_s}{\partial \theta}\right)_{E,s} + \left(\frac{\partial P_s}{\partial s}\right)_{E,T} \left(\frac{\partial s}{\partial \theta}\right)_{E,T} \quad (\text{III.53})$$

$$p_i^T = p_i^s + \alpha_{\lambda}^E e_{i\lambda}^{\theta} \quad (\text{III.54})$$

La première composante est liée au changement de la polarisation en fonction de la température [39] :

$$P_1 = p_i^s = \left(\frac{\partial P_s}{\partial \theta}\right)_{E,s} = \left(\frac{\partial D}{\partial \theta}\right)_{E,s} \quad (\text{III.55})$$

La deuxième composante est liée à La déformation qui se produit à la matière

$$P_2 = \left(\frac{\partial P_s}{\partial s}\right)_{E,T} \left(\frac{\partial s}{\partial \theta}\right)_{E,T} = \left(\frac{\partial P_s}{\partial T}\right)_{E,T} \left(\frac{\partial T}{\partial s}\right)_{E,T} \left(\frac{\partial s}{\partial \theta}\right)_{E,T} = dc\alpha \quad (\text{III.56})$$

d : Coefficient piézoélectrique

c : Coefficient d'élasticité

α : Coefficient de dilatation thermique

$$\text{Où : } P_2 = \left(\frac{\partial D}{\partial s}\right)_{E,T} \left(\frac{\partial s}{\partial \theta}\right)_{E,T} = \alpha_{\lambda}^E e_{i\lambda}^{\theta} \quad (\text{III.57})$$

III.4.4. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LA PERMITTIVITE RELATIVE ϵ_r ET LA COEFFICIENT e_{31}

La permittivité diélectrique est une propriété physique qui décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique appliqué [40].

$$\epsilon_r = \frac{C \text{ th}}{A \epsilon_0} \quad (\text{III.58})$$

C :Capacité de céramique

th : Epaisseur de disque

A :La surface totale des électrodes, $A=\pi R^2$.

ϵ_0 : Permittivité à vide, $\epsilon_0 = 8.854187 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$.

La permittivité diélectrique maximale dépend de la fréquence, et la température, où la fréquence augmente avec la température.

Au voisinage de la température de Curie ($T_c = 300^\circ\text{C}$) la constante diélectrique est augmenté selon la relation suivant [41] :

$$\epsilon_r = \frac{C}{(\theta - \theta_c)} \quad (\text{III.59})$$

C : Constante de Curie

θ : Température (°K)

θ_c : Température de Curie Weiss (°K)

Dans ce cas le PZT c'est un diélectrique.

Si la température est égale ou supérieure à la température Curie, se produit une transition de phase para-ferroélectrique.

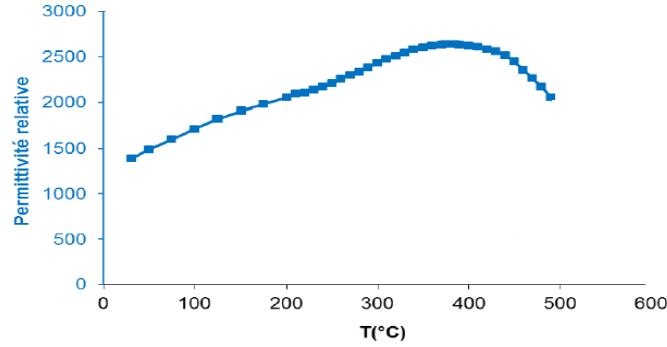


Figure III. 10 : Permittivité relative d'un PZT en fonction de température.

Le coefficient piézoélectrique e_{31} change en fonction de température selon le changement de permittivité relatif à déformation constante ε_r^S [39] :

$$e_{31}(\theta) = e_{31}(\theta_{amb}) \sqrt{\frac{\varepsilon_{33}^S(\theta) K^2(\theta)}{\varepsilon_{33}^S(\theta_{amb}) K^2(\theta_{amb})}} \quad (III.60)$$

ε_{33}^S : Permittivité relative à déformation constante

K^2 : Coefficient de couplage mécanique, $K^2 = \frac{\varepsilon^T - \varepsilon^S}{\varepsilon^S}$

ε^T : Permittivité relative à contrainte constante

θ_{amb} : Température ambiante.

$$e_{31}(\theta) = e_{31}(\theta_{amb}) \lambda(\theta) \quad (III.61)$$

$$\lambda(\theta) = \sqrt{\frac{\varepsilon_{33}^S(\theta) K^2(\theta)}{\varepsilon_{33}^S(\theta_{amb}) K^2(\theta_{amb})}} \quad (III.62)$$

Le coefficient $\lambda(T)$, qui traduit l'évolution du coefficient e_{31} en fonction de la température, est tracé figure III .12 :

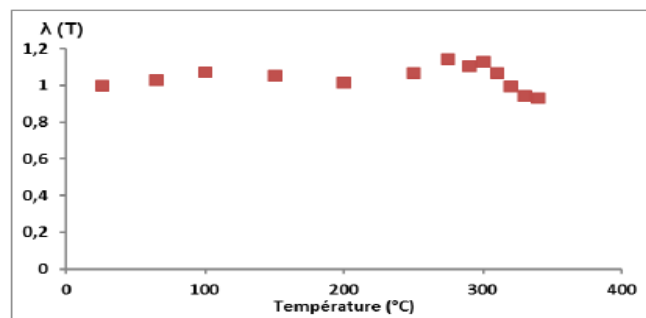


Figure III.11: Evolution du coefficient $\lambda(T)$ en fonction de la température

III.4.5. COURANT ELECTROMAGNETIQUE PRODUIT PAR LES CONTRAINTES DE LORENTZ EN FONCTION DE TEMPERATURE

Lorsque la température augmente, le stress (T) est augmenté aussi, mais l'épaisseur (th) est diminuée.

De l'équation (III .52) :

$$d_{31} = \frac{\alpha \Delta \theta}{E_s} \quad (III.63)$$

De l'équation (III.9) : $D_3 = 2d_{31}T_1$ il y'a le courant $I_{lorentz} = A \frac{dD_3}{dt}$

$$\text{Et on a } I_{lorentz} = 2Ad_{31} \frac{dT_1}{dt}$$

$$I_{lorentz} = 2A\alpha \frac{d\theta}{dt} \frac{dT_1}{dt} \left(\frac{1}{\frac{dE_s}{dt}} \right) \quad (III.64)$$

$$\text{On a } \begin{cases} T_1 = -\frac{j \omega \gamma(\theta) R^2 b_{ac} (b_{ac} + B_{dc})}{4} ; \\ \frac{dT_1}{dt} = -\frac{1}{4} j \gamma(\theta) \omega R^2 (2j \omega b_{ac}^2 + j \omega b_{ac} B_{dc}) \end{cases} \quad (III.65)$$

$\gamma(\theta)$: La conductivité électrique d'électrodes en fonction de la température.

b_{ac} : L'induction magnétique alternative ;

B_{dc} : L'induction magnétique continue ; $B_{dc} = \mu_0 H_{dc}$

R : Le rayon de disque.

ω : La Pulsation, $\omega = 2\pi f$, f : la fréquence.

De l'équation (III .24) et (III.34), nous trouver :

$$I_{lorentz} = -\frac{1}{2} A \alpha \frac{d\theta}{dt} j \gamma(\theta) \omega R^2 (2j \omega b_{ac}^2 + j \omega b_{ac} B_{dc}) \frac{th}{\omega_{res}^2 \phi_{loop}} \quad (III.66)$$

Lorsque $\omega = \omega_{res}$:

$$I_{lorentz} = \frac{1}{2} \alpha \gamma(\theta) \omega_{res}^2 \pi R^4 (2b_{ac}^2 + b_{ac} B_{dc}) \frac{th}{\omega_{res}^2 \phi_{loop}} \frac{d\theta}{dt}$$

$$I_{lorentz} = \frac{1}{2} \alpha \gamma(\theta) \pi R^4 (2b_{ac}^2 + b_{ac} B_{dc}) \frac{th}{\phi_{loop}} \frac{d\theta}{dt}$$

$2b_{ac}^2$ Elle est négligeable

$$I_{lorentz} = \frac{1}{2} \alpha \gamma(\theta) \pi R^4 b_{ac} B_{dc} \frac{th}{\phi_{loop}} \frac{d\theta}{dt} \quad (III.67)$$

III.4.6. COURANT DE SORTIE EN FONCTION DE TEMPERATURE

$$\mathbf{AB}_{dc} = \mathbf{0} ; \mathbf{B}_{ac} \neq \mathbf{0}$$

On a l'expression de déplacement électrique :

$$D_i = P_i^T \Delta\theta + \varepsilon_{ij}^{E,T} E_j + d_{i\lambda}^{E,\theta} T_\lambda \quad (\text{III.68})$$

Pyroélectrique Diélectrique Piézoélectrique

P_i^T : Coefficient pyroélectrique à contrainte constante

$\Delta\theta$: La variation de température

$\varepsilon_{ij}^{E,T}$: Permittivité électrique à température et contrainte constantes

E: Champ électrique

$d_{i\lambda}^{E,\theta}$: Coefficient piézoélectrique à température et champ électrique constante

T: Contrainte mécanique

Nous remplaçons l'équation (III.9) dans l'équation (III.68), nous trouvons :

$$D_3 = p_3^s \Delta\theta + 2e_{31}^\theta S_1 + \varepsilon_{33}^s E_3 \quad (\text{III.69})$$

p_3^s : Est un coefficient dépend de température appelée coefficient pyro-électrique

De l'équation (III.52), devient l'expression de déplacement comme suivante :

$$D_3 = p_3^s \Delta\theta + 2e_{31}^\theta \alpha \Delta\theta + \varepsilon_{33}^s E_3 \quad (\text{III.70})$$

Les contraintes de Lorentz sont nulles, et le courant résultant de l'effet de la température sur le disque piézoélectrique, son expression est la suivante :

$$I_\theta = A \frac{dD_3}{dt} \quad (\text{III.71})$$

En remplacer l'équation (III.70) Dans l'équation (III.71) :

$$I_\theta = A p_3^s \frac{d\theta}{dt} + 2e_{31}^\theta \alpha A \frac{d\theta}{dt} + A \varepsilon_{33}^s \frac{dE_3}{dt}$$

$$I_\theta = A(p_3^s + 2e_{31}^\theta \alpha) \frac{d\theta}{dt} + A \varepsilon_{33}^s \frac{dE_3}{dt}$$

$$I_\theta = A(p_3^s + 2e_{31}^\theta \alpha) \frac{d\theta}{dt} + A \varepsilon_{33}^s \frac{\omega_{res}^2 \phi_{loop}}{th} \quad (\text{III.72})$$

Le courant total dans le cas c'est :

$$i_{TOT} = I_\theta + i_{loop} \quad (\text{III.73})$$

On a le courant de boucle expérimentale i_{loop} :

$$i_{loop} = C \frac{dv_{loop}}{dt} = jC\omega v_{loop} = \frac{\varepsilon_{33}^T \pi R^2}{th} \omega^2 \phi_{loop}$$

ε_{33}^T : La permittivité sous contrainte constante

$$i_{T_{OT}} = \pi R^2 (p_3^s + 2e_{31}^0 \alpha) \frac{d\theta}{dt} + 2 \frac{\varepsilon_{33}^s \pi R^2}{t_h} \omega^2 \Phi_{loop} \quad (\text{III.74})$$

III.4.7. COURANT DE SORTIE EN FONCTION DE TEMPERATURE A

$$\mathbf{B}_{dc} \neq 0 ; \mathbf{B}_{ac} \neq 0$$

Maintenant, le champ B_{dc} il existe c'est à dire la présence de les contraintes de Lorentz avec l'effet de température.

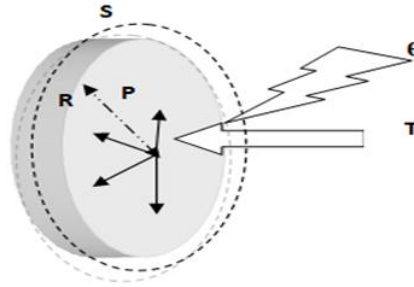


Figure III. 12 : Influence de la température et la contrainte sur le PZT

Le courant total est :

$$i_{TOT} = I_{\theta} + i_{loop} + I_{lorenz} \quad (III.75)$$

Les équations (III.27), (III.67), (III.71)

$$i_{\text{loop}} = \frac{\varepsilon_{\text{ss}}^T \pi R^2}{t_h} \omega^2 \Phi_{\text{loop}}$$

$$I_{\theta} = A(p_3^s + 2e_{31}^{\theta} \alpha) \frac{d\theta}{dt} + A\varepsilon_{33}^s \frac{\omega_{\text{res}}^2 \Phi_{\text{loop}}}{\text{th}}$$

$$I_{\text{lorentz}} = \frac{1}{2} \alpha \gamma(\theta) \pi R^4 b_{ac} B_{dc} \frac{\text{th}}{\phi_{\text{loop}}} \frac{d\theta}{dt}$$

En remplacer dans l'équation (II.70) :

$$i_{TOT} = \frac{1}{2} \alpha \gamma(\theta) \pi R^4 b_{ac} B_{dc} \frac{th}{\phi_{loop}} \frac{d\theta}{dt} + \pi R^2 (p_3^s + 2e_{31}^{\theta} \alpha) \frac{d\theta}{dt} + 2 \frac{s_{ss}}{th} \pi R^2 \omega^2 \phi_{loop} \quad (III.76)$$

III.5. CONCLUSION

Ce chapitre est consacré à la modélisation du couplage magnétoélectrique dans un disque piézoélectrique avec l'effet de température et calculer analytiquement le courant de sortie, ainsi qu'un aperçu sur l'action de la température sur les paramètres du courant de sortie.

CHAPITR IV

ETUDE NUMERIQUE

IV.1. INTRODUCTION

La modélisation numérique par éléments finis est devenue, grâce à la performance du matériel informatique, un outil majeur dans la conception de dispositif magnéto-électrique et l'étude de leurs performances physiques.

Le logiciel COMSOL Multiphysiques est un outil de conception et de modélisation dont l'avantage principal est de ne pas être consacré à un domaine d'application particulier. Il rassemble un ensemble d'outils et une bibliothèque de modèles prédéfinis permettant la simulation de tout processus physique pouvant être décrit par des équations aux dérivées partielles (EDP), y compris donc les équations de mécanique de solide et les équations de Maxwell ainsi les équations de transfert de chaleur, il assure le couplage multi physiques entres plusieurs processus physiques. La particularité de COMSOL Multiphysiques nous a permis d'étudier un problème physique et tenir en compte les processus physiques couplés à ce problème comme notre travail.

Dans ce chapitre, nous intéresserons au model électromagnétique de la force de Lorentz appliqué sur un disque en Argent, en premier lieu, au cas de disque soumis à un champs magnétique Bac et Bdc. En second parti nous étudierons au disque piézoélectrique soumis à une contrainte qui impose une déformation radiale, cette déformation sera la cause de potentiel magnétoélectrique.

La troisième partie dédie à l'influence de la température sur la céramique PZT et le potentiel Vme. Nous terminerons avec une conclusion.

IV. 2. COMSOL MULTIPHYSIQUE

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



Figure IV .1 : Logo du logiciel COMSOL Multiphysiques.

Historiquement, ce logiciel a été créé en 1986 par des étudiants de Germund Dahlquist (1925-2005) à la Royal Institute of Technology à Stockholm.

C'est un logiciel multi plateforme : Windows, Mac, Linux, il contient la plupart des équations aux dérivées partielles, soit sous forme différentielle, soit sous formulation faible. Les couplages avec des équations aux dérivées ordinaires et des équations algèbres-différentiels sont également possibles. Et il utilise une interface graphique, avec une possibilité d'une programmation directe en incrémentant les équations aux dérivées partielles désirées. L'utilisateur définit ses couplages ou sélectionne les interfaces prédéfinies.

IV.3. ORGANIGRAMME DE MODELISATION

Pour l'utilisation de COMSOL Multiphysics il faut suivi les étapes suivantes :

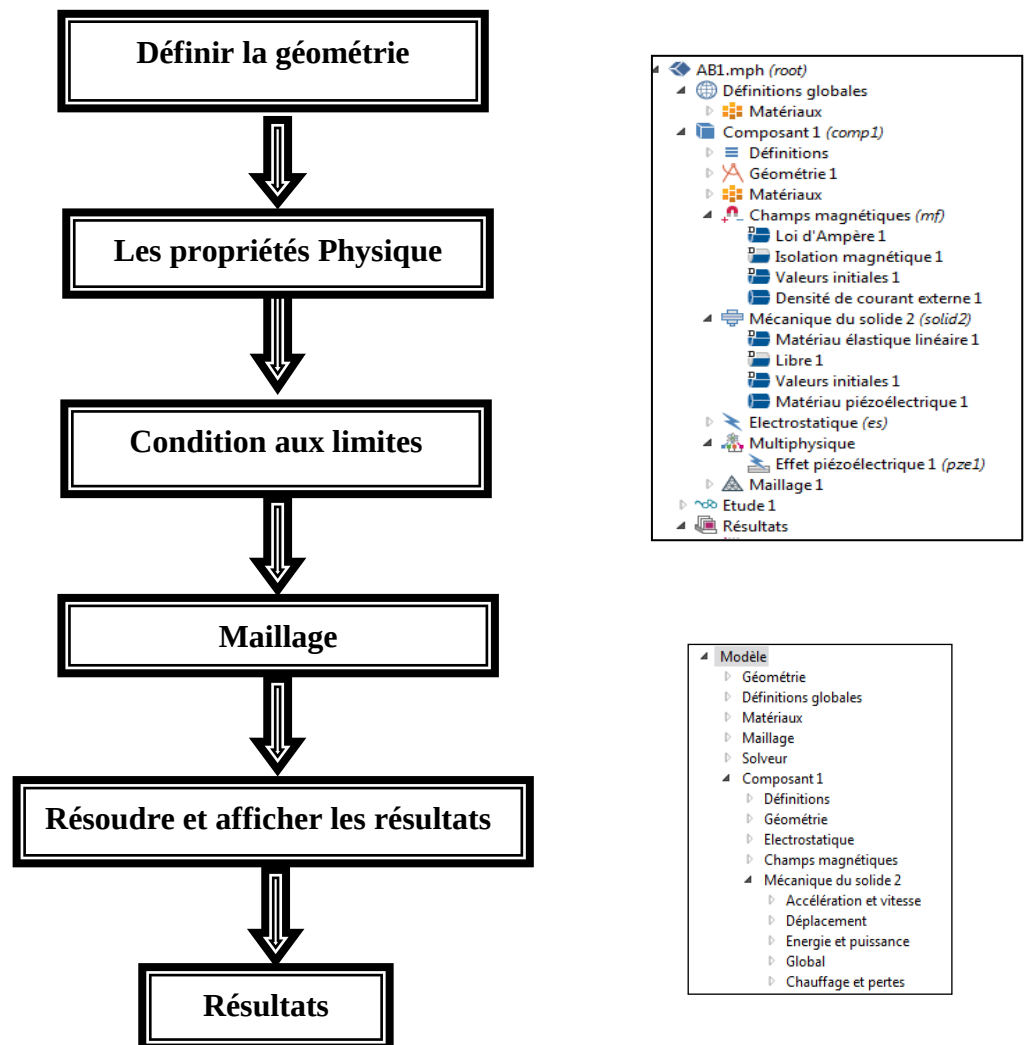


Figure IV.2 : Etapes de simulation par COMSOL Multiphysiques.

L'interface de COMSOL Multiphysiques peut être séparée en quatre parties. A gauche, on retrouve le Model où il est possible de définir des variables et autres paramètres du problème (Paramètres), le modèle (Model) où se retrouvent la géométrie (Géométrie), les propriétés des matériaux formant la géométrie, le ou les modèles de physique s'appliquant au problème étudié et les paramètres de maillage (Mesh). Le Model comporte aussi le type de problèmes et les paramètres de solveur (Study) et les options d'affichage et de post traitement des données (Résulta). La colonne directement à droite comporte les options relatives à ce qui est sélectionné dans le Model, par exemple, les dimensions d'un objet qui vient d'être créé dans Géométrie. C'est aussi à cet endroit que les paramètres initiaux de la simulation et les modèles physiques nécessaires sont choisis. En haut à droite, la fenêtre d'affichage graphique (Graphics) permet de visualiser la géométrie, le maillage ou les résultats. Au haut de cette fenêtre se retrouvent diverses options permettant de changer le grossissement de l'affichage, l'orientation d'un objet tridimensionnel, etc. Les options permettant de sélectionner des objets, des domaines, des frontières ou des points se retrouvent aussi au haut de cette fenêtre. Finalement, au-dessous de la fenêtre d'affichage graphique, il y a une fenêtre permettant de visualiser les messages d'erreurs, le progrès des simulations, la liste des opérations effectuées lors du calcul de la solution ainsi que des résultats numériques calculés une fois la simulation terminée. Les différents éléments de l'interface utilisateur de COMSOL Multiphysiques 5.3 sont présentés à la (figureIV.3)

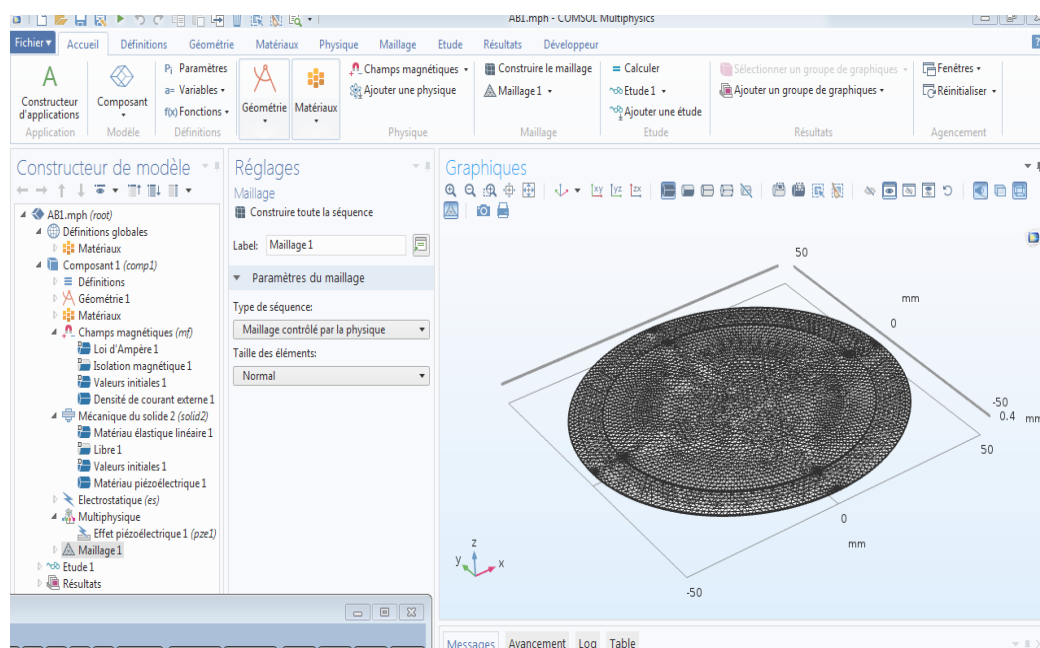


Figure IV.3 : Interface utilisateur de COMSOL Multiphysiques 5.3.

IV.4. PROTOTYPE D'ETUDE

Le modèle utilisé dans notre étude de simulation est le prototype étudié dans [30] avec céramique piézoélectrique et deux électrodes en argent.

Le matériau de base de ce prototype est une céramique de type PZT qui présente une propriété piézoélectrique, ce qui prouve son usage pour la conversion électromécanique d'énergie [37].

L'étude de simulation consiste à montrer que le disque piézoélectrique peut être un convertisseur thermoélectrique, car la céramique est présentée la propriété de pyroélectricité [38, 39], c'est-à-dire capable de générer une tension électrique lorsqu'il est soumis à une variation de température.

Le prototype est composé principalement d'une lamelle céramique collée à un substrat en argent comme le montre dans la figure ci-dessus :

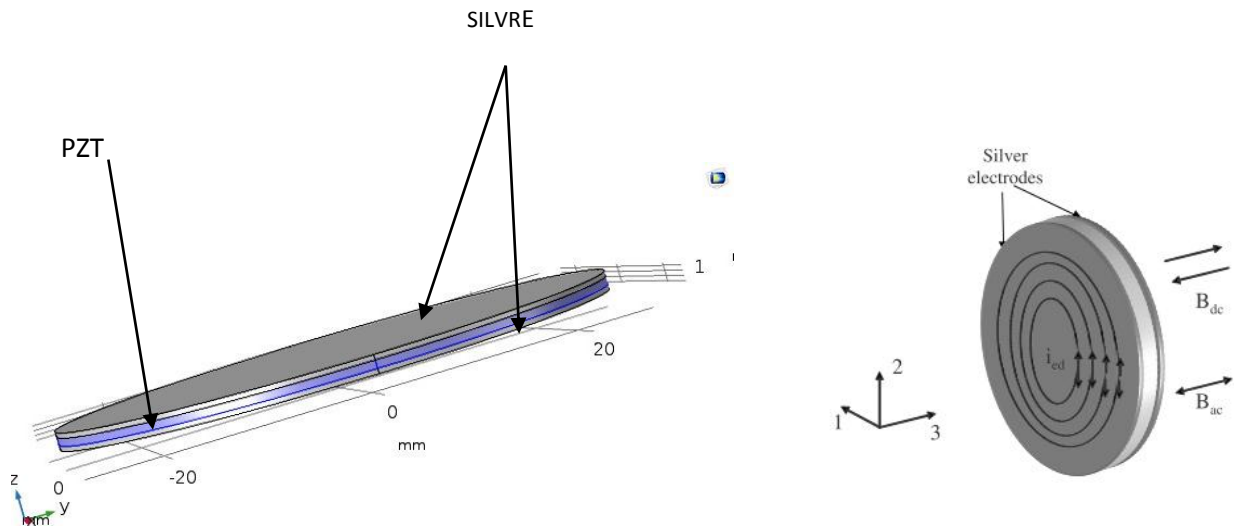


Figure IV. 4 : Prototype d'étude.

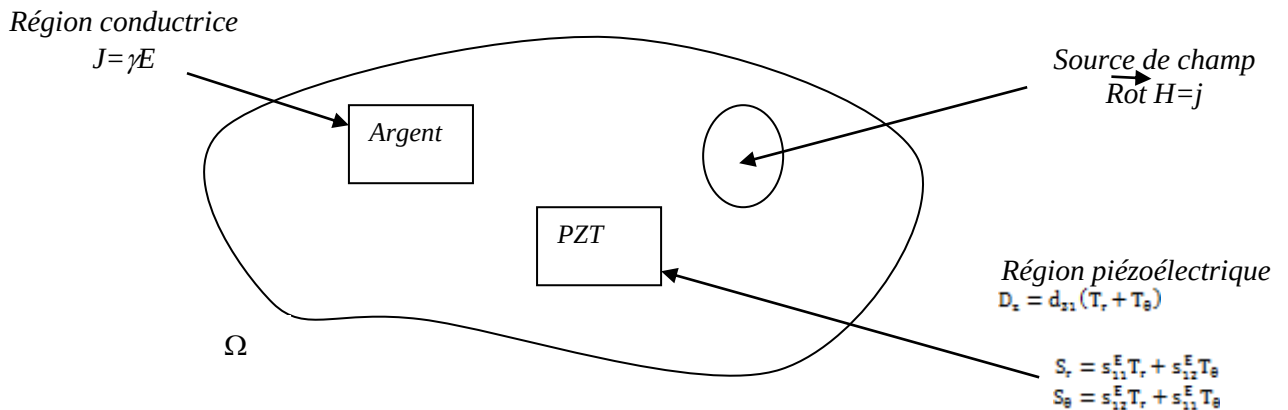


Figure IV. 5 : Domaines d'étude ELF.

IV.4. MODELE BIDIMENSIONNEL POUR CALCULE LA FORCE DE LORENTZ

Par hypothèses sur la géométrie du domaine, tout point $M(x, y, z)$ est complètement défini par les variables r, θ, z avec : $x = r \cos \theta$ $y = r \sin \theta$

Afin de simplifier l'étude on a choisi le problème axisymétrique pour réduire le temps de calcul, nombre de maillage, le temps de résolutions.

Nous utilisons axisymétrique car l'étude est faite sur la partie puis généralisons le résultat.

IV.4.1. GEOMETRIE DE PROBLEME

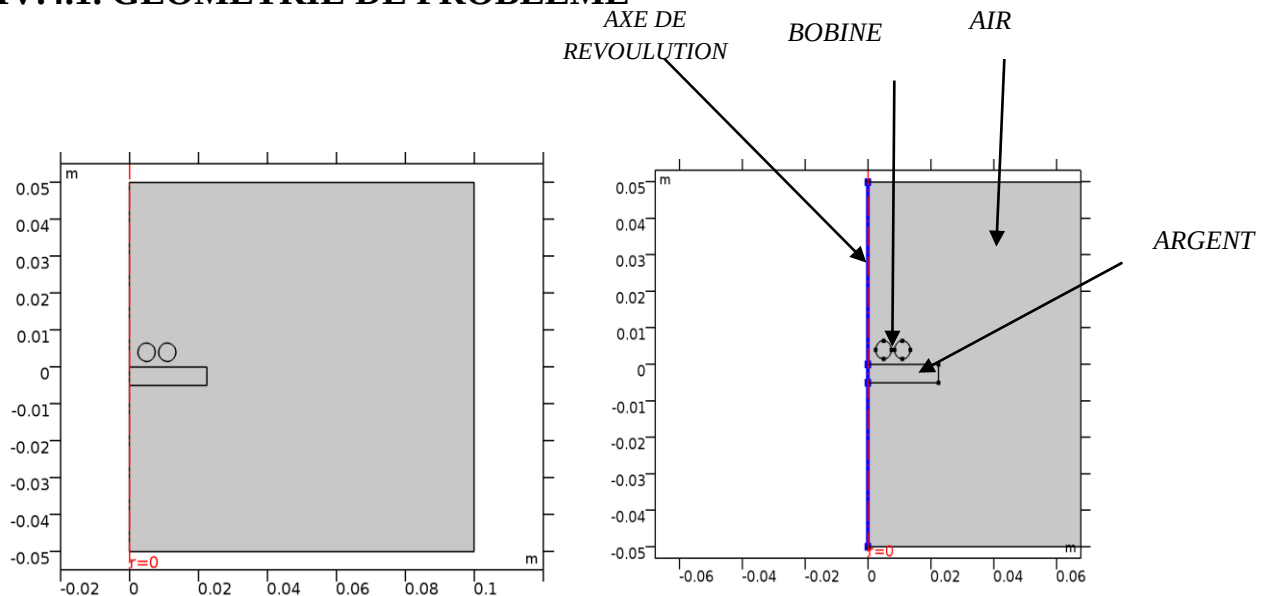


Figure IV. 6. Géométrie de Problème.

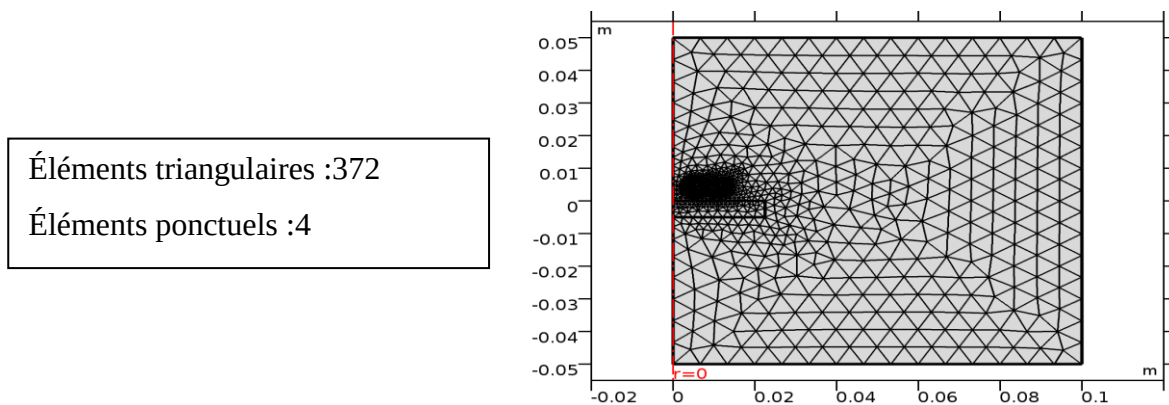


Figure IV.7. Millage des Domaines.

Un **maillage** est la discrétisation spatiale d'un milieu continu, ou aussi, une modélisation géométrique d'un domaine par des éléments proportionnés finis et bien définis. L'objet d'un maillage est de procéder à une simplification d'un système par un modèle représentant ce système et, éventuellement, son environnement (le milieu). Dans notre étude le maillage est construit par le meilleur de logiciel, il est respect la physique et les conditions aux limites

Les conditions au limites est une contrainte sur les valeurs que prennent les solutions des équations aux dérivées partielles sur une frontière. L'existe un grand nombre de conditions aux limites possibles, en fonction de la formulation du problème, du nombre de variables en jeu, et (de manière plus importante) de la nature de l'équation. Les conditions aux limites de Dirichlet sont utilisées.

IV.4.2. MATERIAUX

IV.4.2.1. CARACTERISTIQUE DE LEAD ZIRCONATE TITANATE (PZT-5H)

Les caractéristiques de l'échantillon sont regroupées dans le tableau. IV.1 :

Paramètre	Symbole	Valeur	Unité
Coefficient pyroélectrique	P	570	$\mu\text{C} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
Capacité électrique	C	90	nF
Résistance	R_p	30	$\text{K}\Omega$
Température maximale de fonctionnement	T	450	$^{\circ}\text{C}$
Diamètre	Φ	2,5	cm
Epaisseur	e	113	μm
Capacité calorifique	C_E	2,5	$\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$

Table IV.1 : Caractéristiques Pyroélectrique du céramique PZT.

Performances	Matériaux piézoélectriques (PZT)
Mécaniques	Module de Young : 100 GPa Densité : 7600 Kg. m⁻³ Déformations relatives : 0.16 % Pression maximale : 80 MPa en traction, 600 en compression Bande passante : 0-1 GHz

	Hystérésis : 10 % Résistance : 800 Ω max
Electriques	Densité d'énergie : 100 Kj.m^{-3} Champ électrique maximale Admissible : 2 KV.mm^{-1} Facteur de couplage : 0.5 Résistivité : 1010 $\Omega .\text{m}$ Permittivité relative : 1500 Capacité : 50 pF
Thermiques	Température de curie : 300°C Température d'utilisation : -20°C/+200°C Conductivité thermique : 1.2 $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Table IV.2 : Caractéristiques MET du céramique PZT.

Où la méthode pour mesurer le coefficient Pyroélectrique p consiste à mesurer la variation de charge induite en présence de la température [40].

Le coefficient Pyroélectrique peut être calculé par la relation IV.1 qui le lie avec la variation des charges :

$$p_{\text{moy}} = \frac{\Delta Q}{A(T_2 - T_1)} \quad (\text{VI.1})$$

A : La surface de l'élément Pyroélectrique.

ΔQ : La variation des charges, Ces charges sont mesurées par un électromètre.

T_2, T_1 : Sont les températures avec $T_2 > T_1$

IV.4.2.2. ARGENT

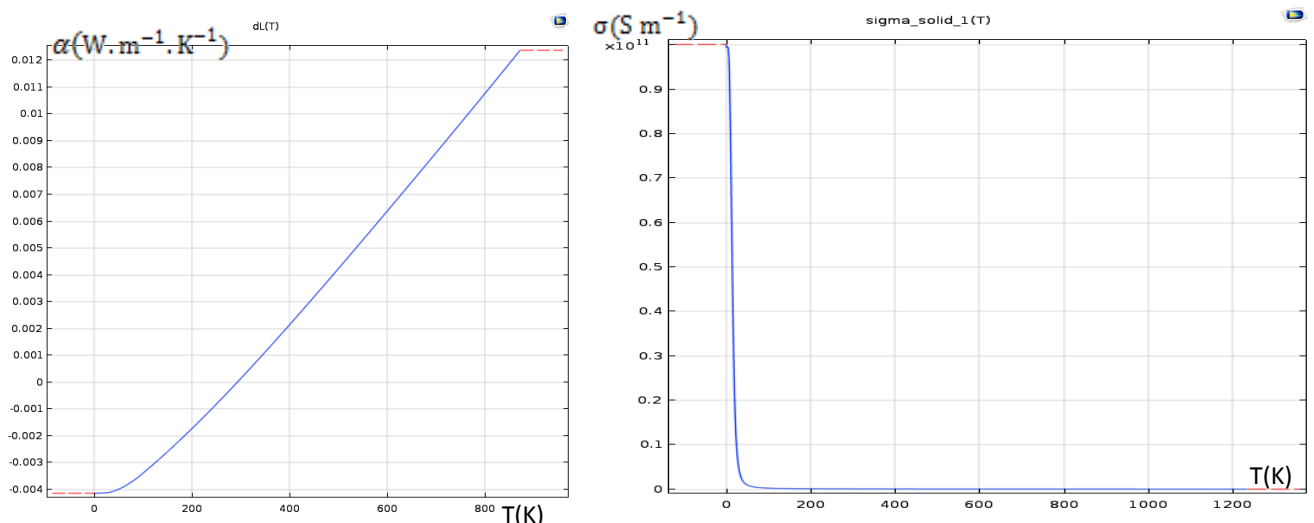


Figure IV. 8 : Conductivité électrique en fonction de température.

La conductivité électrique diminue en termes de la variation de température en raison de l'augmentation des collisions entre les atomes de matière, et la conductivité thermique est directement proportionnelle à la conductivité électrique de l'argent, qui augmente avec l'augmentation de la température.

Conductivité électrique	{{61.6e6[S/m], 0, 0}, {0, 61.6e6[S/m], 0}, {0, 0, 61.6e6[S/m]}}
Coefficient de dilatation thermique	{{18.9e-6[1/K], 0, 0}, {0, 18.9e-6[1/K], 0}, {0, 0, 18.9e-6[1/K]}}
Masse volumique	10500[kg/m ³]
Coefficient de Poisson	0.37
Module d'Young	83e9[Pa]
Conductivité thermique	{{429[W/(m*K)], 0, 0}, {0, 429[W/(m*K)], 0}, {0, 0, 429[W/(m*K)]}}

Table IV.3 : Caractéristiques de l'Argent utilisé.

IV.4.2.3.AIR

Conductivité électrique	{{0[S/m], 0, 0}, {0, 0[S/m], 0}, {0, 0, 0[S/m]}}
Perméabilité magnétique	4.Pi.1e-7
Conductivité thermique	{{k(T[1/K])[W/(m*K)], 0, 0}, {0, k(T[1/K])[W/(m*K)], 0}, {0, 0, k(T[1/K])[W/(m*K)]}}

Table IV.4 : Caractéristiques de l'Air.

IV.5. ETUDE DE VALIDATION

L'étude suivant nous permis d'évaluer la force électromagnétique et l'épaisseur de peau dans premier parti, et le comportement de PZT soumis à une contrainte dans le deuxième parti, ou $B_{dc} = 0$ et le champ magnétique verticale sur la surface de disque.

Le module d'utilisé est AC/DC et la tension aux bornes des bobines 2V avec 250 spires.

IV.5.1. FORCE ELECTROMAGNETIQUE EXERCE SUR L'ARGENT

La figure IV.9 illustre la densité de courant sur le disque, qui traduit l'intensité d'énergie électromagnétique engendrée sur le volume de disque, l'allure de la force électromagnétique en fonction de temps montre l'interaction CF-Champ sur le volume entier de disque figure IV.9 (b).

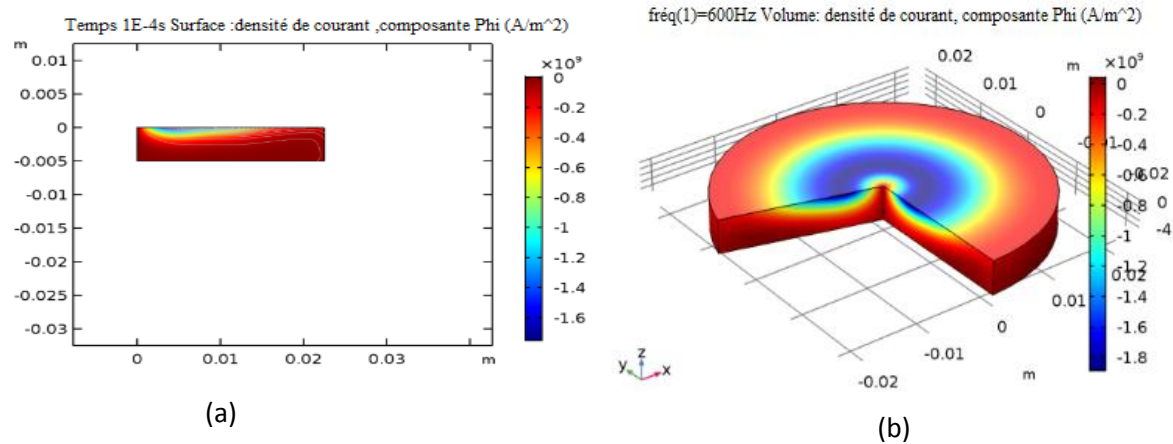


Figure IV. 9. Distribution de la densité de courant sur le disque

Il faut noter que, l'étude montre une distribution homogène des courants induits ainsi l'énergie électromagnétique ce que nous a permis d'adopter les hypothèses de l'étude analytique que l'épaisseur est plus petite que le diamètre de disque Alors $T_2=T_1$

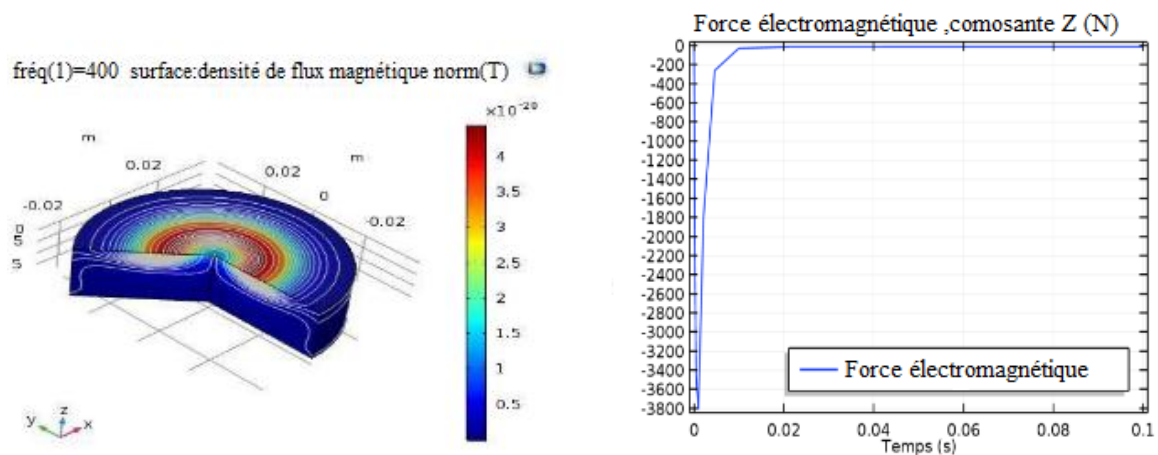


Figure IV.10. Force électromagnétique en fonction de temps et la densité de flux magnétique

La force électromagnétique résulte à l'interaction de champs magnétique H_{ac} et les Courants induits. Elles varient inversement proportionnelles au l'augmentation de la fréquence, nous croyons dans ce cas-là que, a causé la diminution de l'épaisseur de peau avec les hautes fréquences l'énergie électromagnétique sera diminué, comme le montre la figure (IV.11) :

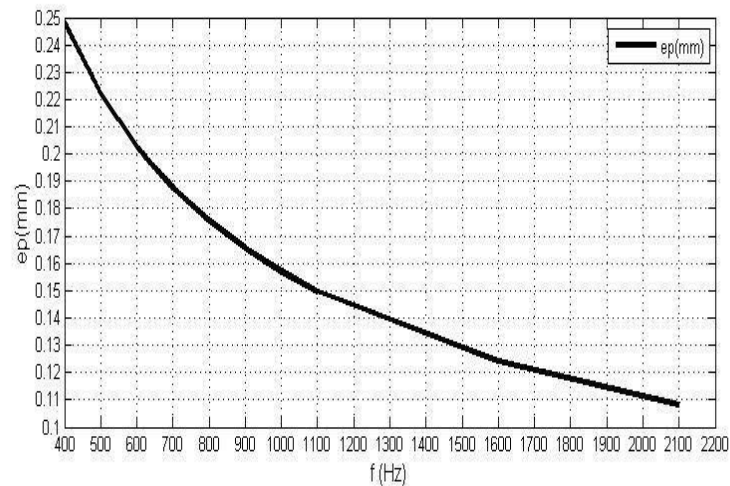


Figure IV.11. Epaisseur de peau

IV.5.2. DISQUE DE PZT SOUMIS A CONTRAINTE SURFACIQUE

Le module utilisé dans ce parti est Piézoélectrique Martial avec le couplage entre Piézoélectrique et électrostatique par l'effet piézoélectrique dans la partie Multiphysique.

Les contraintes sont calculées à l'aide petit programme sous Matlab, puis en laisse la structure libre sur l'axe r et θ . dans le modèle on a posé un potentiel électrique aux bornes le céramique PZT égale 0.22 V, qui comporte une polarisation rémanente P_r .

Le simulateur donne des résultats avec le couplage mécanique de solide et électrostatique et sans le couplage thermoélectrique dans les conditions thermique où on a utilisé la température ambiante :

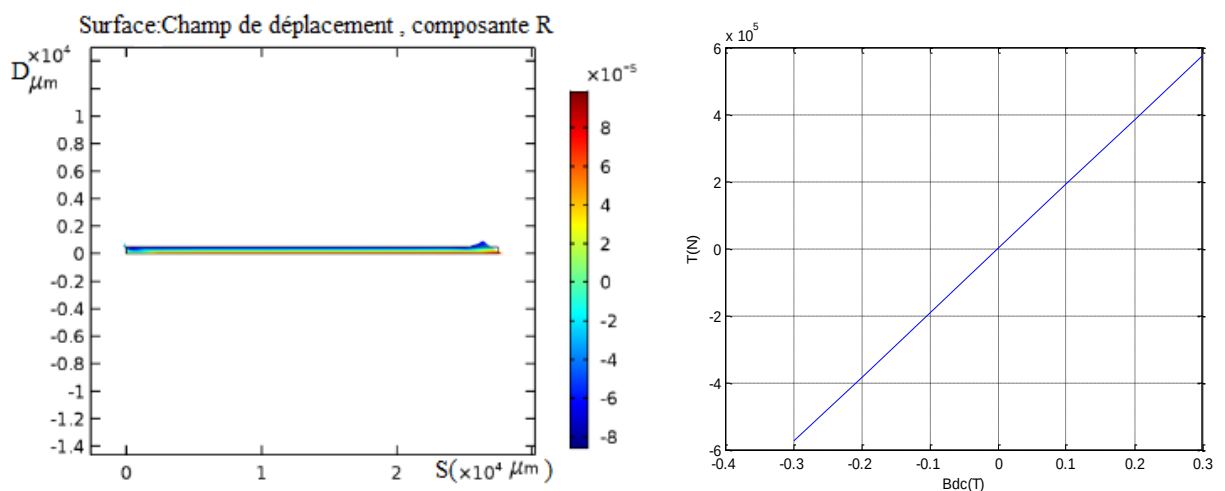


Figure IV. 12. Contrainte en fonction de Bdc

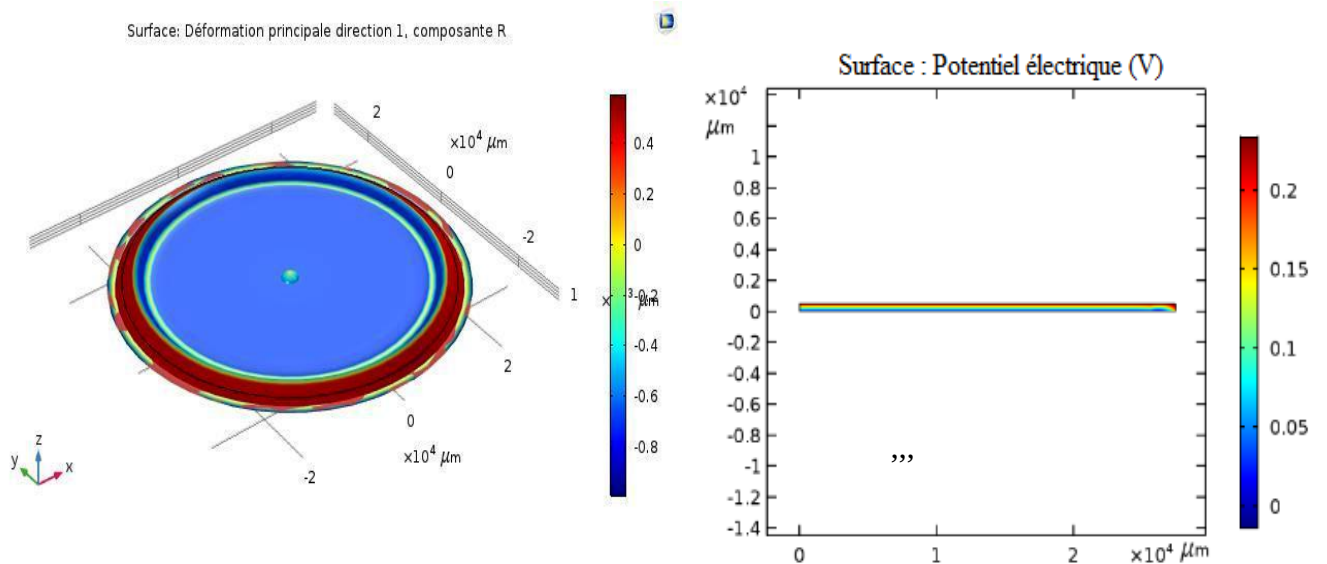


Figure IV.13. Déformation et potentiel électrique avec $B_{dc}=0.2$ T

IV.6. FORCE ELECTROMAGNETIQUE EXERCEE SUR LE DISQUE CAS DE $B_{dc} \neq 0$; $T=273.15$ K

Dans ce parti, en prennent les hypothèses de calculs analytique $T_1=T_2$, $S_1=S_2$, Les contraintes sont calculées suivant le calcul de la densité de courant répartis sur le disque $J(r)$, et l'épaisseur de peau supérieur au l'épaisseur de disque [30]

D'après le développement de la force exercé sur le disque en fonction de B_{ac} et B_{dc} , et en utilisant les données numériques de la référence précédent l'allure de la force exercée sur le disque. Tel que le vecteur $\mathbf{B}_{dc} = (-300 : 300)$ T, $\mathbf{B}_{ac} = 1e-5$ T, $f=36$ KHz.

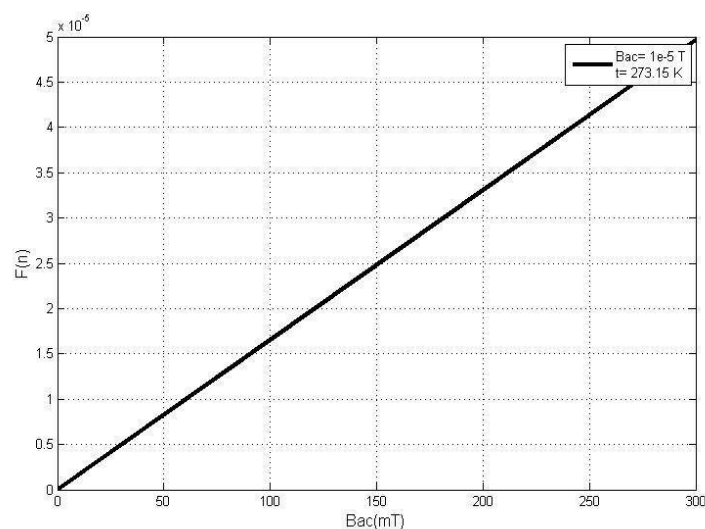
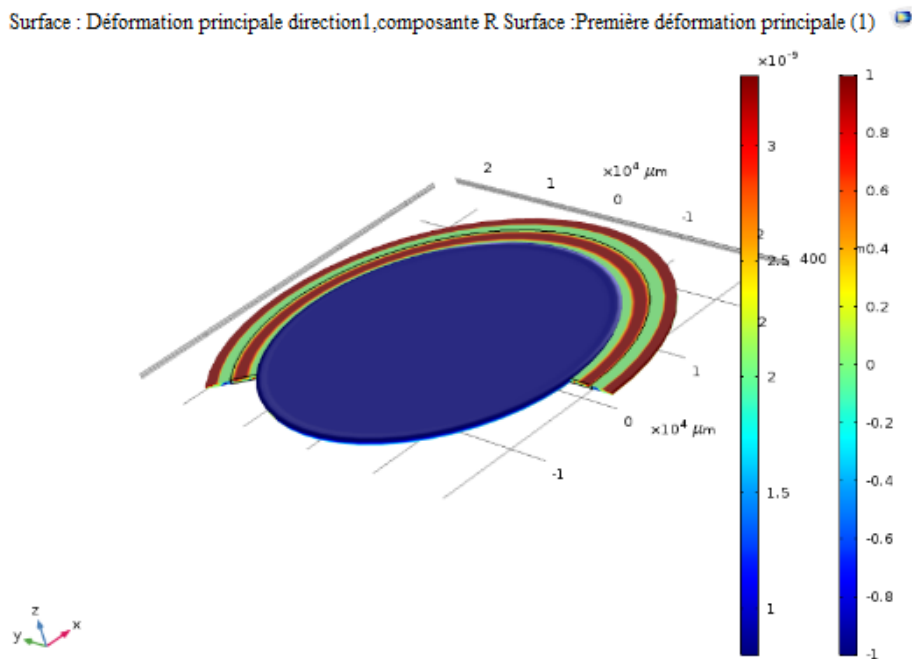


Figure IV.14. Force électromagnétique en fonction de B_{dc}

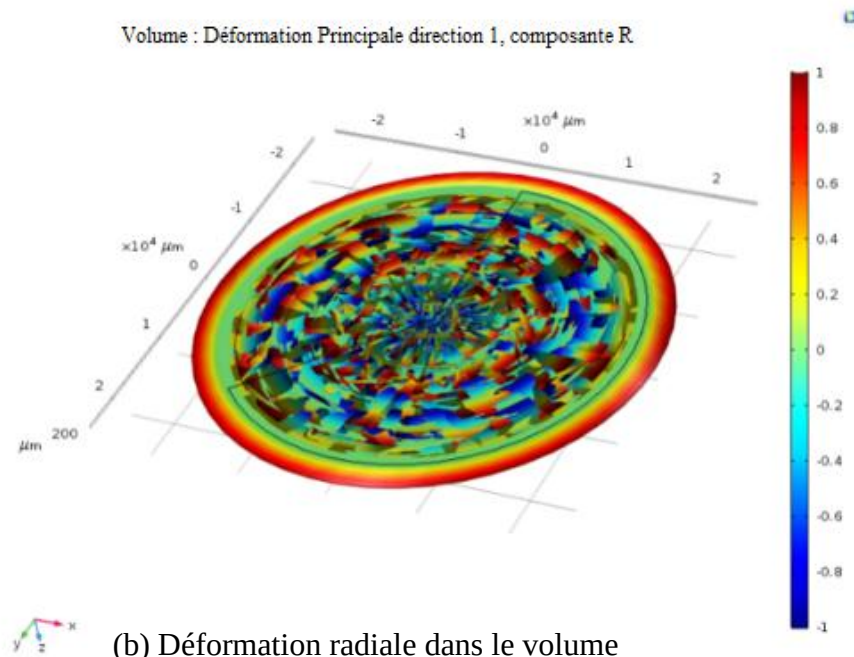
Lorsque la température augmente, le stress Bdc augmente donc la force électromagnétique augmente.

IV.6.1. DEFORMATION RADIALE

La déformation radiale dans le volume et sur la surface de disque :



(a) Déformation radial sur la surface



(b) Déformation radiale dans le volume

Figure IV.15. Vue 3D de la déformation radiale

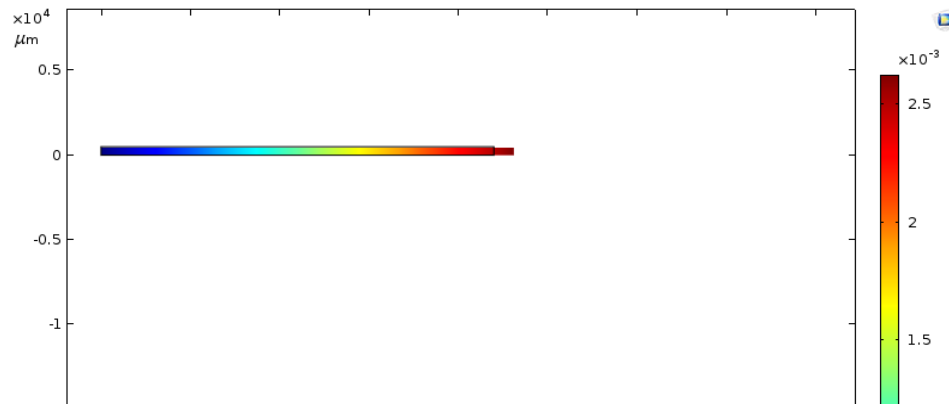


Figure IV.16. Vue 2D de la déformation radiale

Les figures IV.15 et IV.16 montrent les déformations radiales suivant l'axe r , ses démonstrations comportent comme un meilleur argument pour valider la contribution de B_{dc} dans le calcul de courant totale.

Une polarisation due à l'application de la force de Lorentz, et un courant piézoélectrique en raison du au champ électrique couplé.

On note que, le courant total est une fonction de la vitesse de déformation radiale $v_s(r)$

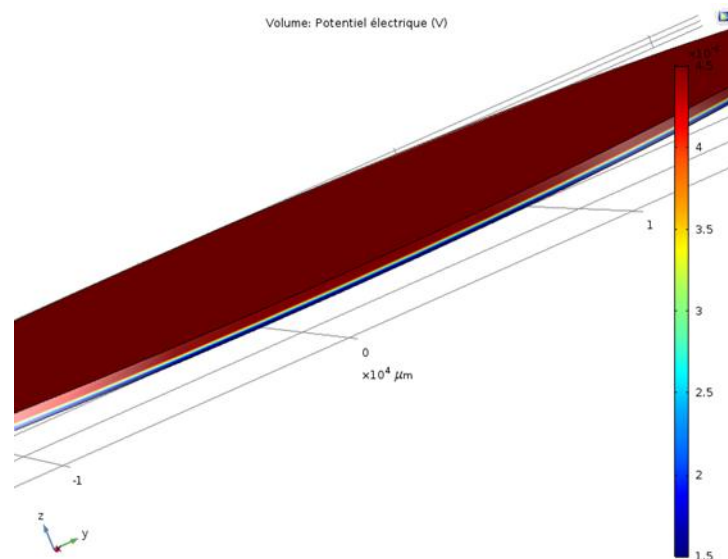


Figure IV.17 : Potentiel électrique de disque soumis à une contrainte radiale

La figure IV.17 illustre la variation de potentiel électrique de disque soumis à une contrainte surfacique suivant l'axe normale, le mode de déformation radial de disque provoque une polarisation suivante l'axe Z comme c'est montré sur la figure précédente.

Plusieurs résultats sont obtenus à l'aide COMSOL Multiphysiques, comme le champ de déplacement $D(r)$ et le champ électrique, mais puisque le but principal dans ce parti a démontré les hypothèses pris en charge dans l'étude analytique d'un part, et la Prédiction de l'effet de la température d'autre part, Il suffit de soumettre les résultats précédents.

IV.6.2. V_m , $S(R)$, $D(R)$ AVEC $B_{dc} \neq 0$; $T=300$ k

Bdc	0	100	200	300
V(v)	0	6 .E -4	1 ,2 .E -3	1,8 .E -3
Sr	0	0.67	0.8	0.9
Dr(μm)	0	2,3 .E -3	2,5 .E -3	3,1 .E -3
T(N/mm)	-----	0.1916	0.3832	0.5748

Table IV.5: V_m en fonction de B_{dc} a $T=300$ k.

IV.6.3. V_m , $S(R)$, $D(R)$ AVEC $B_{dc} \neq 0$; $T=350$ k

Bdc	0	100	200	300
V(v)	0	1 ,2 .E -3	2 .E -3	2,8 .E -3
Sr	0	0.67	0.8	0.9
Dr(μm)	0	2,4 .E -3	2,6 .E -3	2,9 .E -3
T(N/mm)	-----	0.1916	0.3832	0.5748

Table IV.6 : V_m en fonction de B_{dc} a $T=350$ k.

Les résultats obtenus à l'aide le modèle numérique établir au niveau de logiciel de la conception assistée par ordinateur ses résultats sont soumis à plusieurs contraintes de calcules comme le type de millage et le solveur ainsi le temps de calcule, c'est pour cela, on distingue que l'étude paramétrique basé sur les mesures de V_{me} à travers plusieurs variantes sera le lieu d'étude d'optimisation à l'aide COMSOL Multiphysiques ou bien autre méthodes adéquate comme les algorithmes génétiques.

Les tableaux IV.7 et IV.8 montrons la contribution de B_{dc} dans l'évaluation de la déformation et le déplacement radial, qui sont des paramètres entrants dans l'identification de courant total

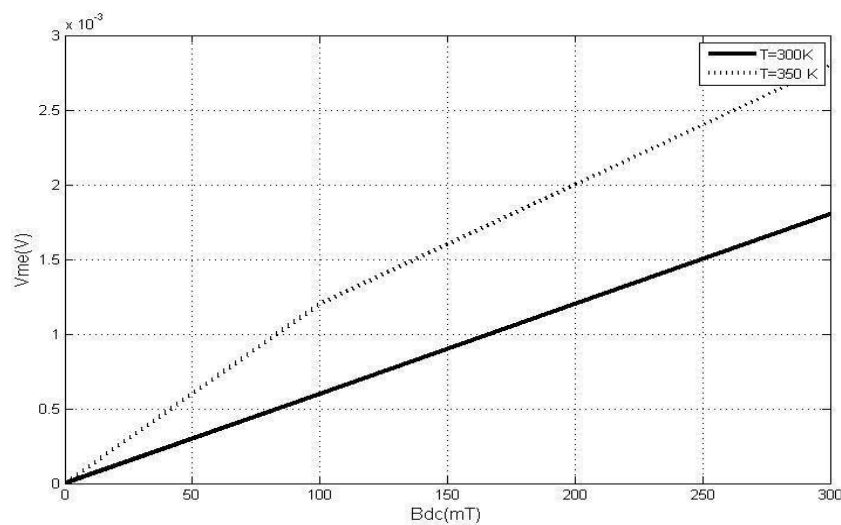


Figure IV.18. Tension électromagnétique en fonction de B_{dc}

Le courant total développer dans l'étude analytique résulte à cause l'interaction entre le champ magnétique et le moment dipolaire dans le Céramique PZT, et la variation de V_{me} dans la figure IV.18. Indique l'effet thermoélectrique du a la variation de la température sur la frontière de disque métallique, qui est le lieu d'un courant supplémentaire à la formule du courant total.

Physiquement cette variation peut être d'origine microscopique, elle résulte à cause l'interaction entre la température et la polarisation rémanente, ou d'origine externe résulte à la variation de la conductivité thermique de l'argent.

Les deux remarques précédentes et la variation de V_{me} avec la condition précédente donne la main pour commencer des autres travaux dans le put est trouver la nature exacte de ce phénomène. La figure IV.19 explique les différentes interactions entrant dans le calcul du courant électrique total.

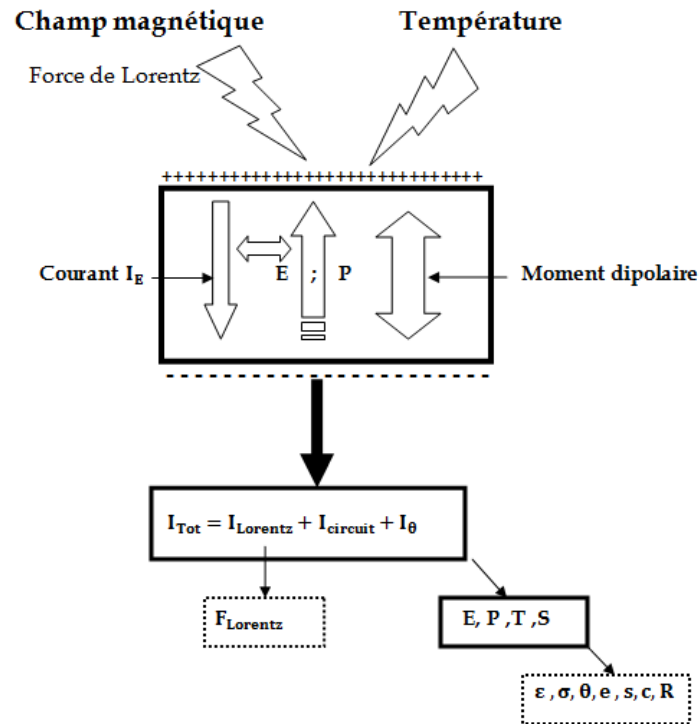


Figure IV.19. Présentation les variantes entrant dans la formule de courant totale

IV.7. CONCLUSION

Le présent chapitre montre une variation dans la tension de sortie à cause du changement de la température, cette variation considère comme une énergie électrique récupérable à l'aide des techniques spéciales.

Physiquement, il y a plusieurs variantes entrantes dans cette variation comme la conductivité électrique de l'Argent qui varie en fonction de la température, ou bien l'effet Pyroélectrique qu'entraîne dont le dispositif électromécanique.

Et comme ce précédent travail plus volumineux par rapport à un mémoire de master et on ajoute les interruptions connus, l'explication de la cause principale qui provoque la variation de V_{me} en fonctions de B_{dc} pour les différentes gammes de températures sera le but d'autres travail renforcer par des résultats expérimentaux.

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire présente une étude par simulation Thermo-Magnéto-Electrique d'un matériau piézoélectrique et pour cela nous avons utilisé un dispositif magnétoélectrique à deux couches, l'un magnétostrictive et l'autre piézoélectrique, et en appliqué une contrainte magnétique et la température sur ce dispositif.

L'objective de ce travail est la récupération d'énergie électrique.

L'analyse numérique nous a permis d'obtenir une réponse thermo-magnéto-mécanique qui représentée par courant total inclure tous les courants produits par couplage mécanique entre magnétisme appliqué et piézoélectricité et également entre la température appliquée et piézoélectricité.

Les travaux présentés dans ce mémoire traitent de la modélisation par la méthode des éléments finis sous le logiciel COMSOL Multiphysiques5.3, qui est justement basé sur la méthode des éléments finis (MEF). La MEF, grâce à sa souplesse et à sa possibilité de traiter des géométries complexes, occupe une place importante dans le cadre des techniques de modélisation.

Le COMSOL MULTIPHYSIQUE nous a permis d'étudier l'évolution des grandeurs physique comme les contraintes et les déformations ainsi le potentiel électrique dans un référence spatial, la connaissance de ces grandeurs permettra la conception d'une modèle valide pour applications qui fonctionne sur la récupération d'énergie.

La variation de potentiel magnétoélectrique comporte comme un meilleur inducteur de l'effet thermoélectrique sur le disque magnétoélectrique, mais le reste c'est la recherche approfondit sur la nature de cette variation, d'autre mots ; l'effet de B_{dc} et T sur V_{ME} (c'est à dire I_{Tot}) à l'échelle microscopique.

Comme perspective établir modèle numérique valide et faire une comparaison avec des résultats expérimentaux.

Références bibliographiques

- [1] M, Boudjema. Etude Electromagnétique du Transfert Sans Fil d'Energie par voie de Couplage Inductif Résonant Série-Parallèle. Mémoire de master en électronique. Université Abd Errahmane Mira-BEJAIA .(2017) .
- [2] https://fr.wikipedia.org/wiki/Loi_de_Lenz-Faraday
- [3] A, Vander. Electromagnétique: Champs, Forces, Circuits, L.T.H. de l'Université Catholique de Louvain-la-Neuve. Belgique .(1983).
- [4] https://fr.wikipedia.org/wiki/Induction_magnétique
- [5] Ch, Zorni. Contrôle non destructif par courants de Foucault de milieux ferromagnétiques : de l'expérience au modèle d'interaction. Université Paris Sud - Paris XI, (2012).
- [6] M, Boudjema. Calcul des forces dans les systèmes de formage et de lanceur électromagnétiques. Mémoire de master en électronique. Université Abd Errahmane Mira-BEJAIA. (2015).
- [7] P, Curie. J, Curie. Développement par compression de l'électricité polaire dans les cristaux hémidres à faces inclinées .Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences paris, Tome 91, p .295. (1880).
- [8] P;V, Lambeck, et G;M, Jonker. Ferroelectric domain stabilization in BaTiO₃ by bulk ordering of defects. Ferroelectrics. Vol. 22, p. 729-731. (1978).
- [9] E, Boucher. Elaboration et caractérisation de céramiques PZT Bi-Substituées et modélisation non linéaire de leur comportement en contrainte et en champ électrique. Thèse de doctorat en Mécanique, Energétique . Génie Civil. L'institut National des Sciences Appliquées de Lyon. (2002).
- [10] L, Hamzioui. Etude des propriétés diélectriques et piézoélectriques dans le système ternaire: Pb_{0.98}Ca_{0.02}[(Zr_{0.52}Ti_{0.48})_{0.98}(Cr₃+0.5,Ta₅+0.5)_{0.02}]O₃ effet du dopage . Thèse de doctorat, université Mohamed khaidar Biskra, Algérie. (2013).
- [11] G, Sebald. B, Guiffard. L, Seveyrat. Etude phénoménologique de l'effet électro-calorique dans les matériaux ferroélectriques. Laboratoire de Génie Electrique et de Ferroélectric ité, INSA de Lyon, 8 rue de la physique, 69621 Villeurbanne cedex, France,
- [12] S, Lang. Ferroelectrics and related phenomena, New York : Gordon and Breach Science Publishers , (1974).
- [13] V, Ferrari. A, Ghisla. D, Marioli. Array of pzt pyroelectric thick-film sensors for contactless measurement of xy position, IEEE sensors journal 3 (2). 212–217. (2003)
- [14] A, Cuadras. M, Gasulla. A, Ghisla. Energy harvesting from pzt pyroelectric cells, IEEE, pp. 1668–1672. (2006).
- [15] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Ferroélectricité>
- [16] A,Bouزيد. E, Bourim. M, Gabbay and G. Fantozzi, J. of the Europ. Ceram., vol.25, p. 3213-3221. (2004).
- [17] R, Jonas .B, Jonas. La Thermoélectricité. (2008).
- [18] G,Chen. Thermoelectric Effect & Thermoelectric Devices.Université de Colorado , Boulder, AME60634Int.HeatTrans., English.
- [19] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Thermocouple>
- [20] B, Rémi . M, Leite; R, Vincent . T, Kevin.. Effet Seebeck.

- [21] B, Matteo. Modélisation et commande du moteur piézoélectrique à onde progressive. (2005).
- [22] L, Garbuio. Etude du phénomène de lubrification électro active à l'aide d'actionneurs piézoélectriques . Thèse de doctorat. L'institut national polytechnique de Toulouse, France. (2006).
- [23] B, Gusarov. PVDF piezoelectric polymers : characterization and application to thermal energy harvesting. Electric power. Université Grenoble Alpes, English. (2015).
- [24] R, Rouffaud. Modélisation et caractérisation de nouveaux matériaux piézoélectriques (sans plomb et composites de connectivité 1-3) pour la transduction ultrasonore, Acoustique. Université de Tours, Français . (2014).
- [25] Friday Morning Meeting. Piezoelectricity Basics and applications. Technical Talk Petar Jurcevic . (2010).
- [26] A, Hizebry. Propagation de fissures dans les céramiques piézoélectriques de type PZT : effet de dopage au potassium et au niobium. thèse doctorat en génie des matériaux, Lyon (France). (2007).
- [27] S, Hamouche. Simulation des phénomènes magnétoélectriques dans les multicouches piézo-magnétiques. Université Mohamed Boudiaf - M'sila . (2016)
- [28] H, Menasra. Influence de la température de frittage sur les propriétés structurales, diélectriques et piézoélectriques dans le système ternaire: $\text{Pb}_{0.95}(\text{La}_{1-z}, \text{Biz})_{0.05}[(\text{Zr}_{0.6}, \text{Ti}_{0.4})_{0.95}(\text{Mn}_{1/3}, \text{Sb}_{2/3})_{0.05}]\text{O}_3$. Thèse de doctorat , Sciences des Matériaux. Université Mohamed Khider-Biskra . (2015).
- [29] https://fr.wikipedia.org/wiki/Polyfluorure_de_vinylidène
- [30] B, Guiffard. D, Guyomar. L, Garbuio. R, Belouadah. Magnetic field sensing with a single piezoelectric ceramic disk: Experiments and modeling . Appl. Phys. Lett. 96, (2010).
- [31] M, Brissaud. Matériaux piézoélectriques: caractérisation, modélisation et vibration , Science appliqué de l'INSA de Lyon.
- [32] M. Kim, J. Kim, and W. Cao, Appl. Phys. Lett. 87, 132901 (2005).
- [33] B. Guiffard, D. Guyomar, R. Belouadah, and J. Zhang, Mater. Lett. 63, 2584 (2009).
- [34] S. Lang, Ferroelectrics and related phenomena, New York : Gordon and Breach Science Publishers. (1974).
- [35] M, Braik. Modélisation de structures périodiques photoniques en vue de concevoir un détecteur de température. Université Mouloude Mammeri de Tizi -Ouzou. (2017).
- [36] A, Moulson. J, Herbert. Electroceramics ,(2003).
- [37] M, Cueff. M, Allain. J, Abergel. G. Influence of the crystallographic orientation of $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ films on the transverse piezoelectric coefficient d_{31} , IEEE International Ultrasonics Symposium,(2011).
- [38] S, Lang. Pyroelectricity : from ancient curiosity to modern imaging tool, Physics today 58 (8). 31–36 .(2005).
- [39] J, Abergel. Matériaux piézoélectriques à forte déformation pour l'actionnement microsysteme , Université de Grenoble.(2014).
- [40] https://fr.wikipedia.org/wiki/Permittivité_diélectrique
- [41] M, Amrani Joutei, synthèse et caractérisation des céramiques CCTO pures et dopées au baryum et au lanthane, Université Sidi Mohammed Ben Abdellah.(2016).

Résumé :

Dans ce travail , nous avons simulé thermo-magnéto-électrique à l'aide de logiciel COMSOL MULTIPHYSIQUE pour un dispositif magnéto-électrique composé de deux couches, l'une conductrice et l'autre piézoélectrique fait de céramique, dans laquelle nous avons choisi la couche de transport d'argent car elle présente une bonne conductivité électrique et lorsqu'elles sont exposées à un champ magnétique, produire les forces de Lorentz agissant en tant que contrainte mécanique sur la couche piézoélectrique .Ce qui génère un courant électrique (couplage extrinsèque), ce dernier est affecté par le changement de température appliquée , la sortie courant est le courant total conscient de tous les courants produits par ces effets et l'objectif principal est de rétablir l'électricité.

Mots clés : Simulation, céramique piézoélectrique, contraintes électromagnétiques, mode de vibration radial, récupération d'énergie, COMSOL MULTIPHYSIQUE

Abstract :

In this work, we have simulated thermo-magneto-electric using COMSOL MULTIPHYSICAL software for a magneto-electric device composed of two layers, one conductive and the other piezoelectric made of ceramic , in which we chose the transport layer of silver because it has good electrical conductivity and when exposed to a magnetic field, produce the Lorentz forces acting as a mechanical stress on the piezoelectric layer. Which generates an electric current (extrinsic coupling), the latter is affected by the temperature change applied by the model to the Peltier effect, the current output is the total current aware of all currents produced by these effects and the main objective is to restore electricity.

Key words: Simulation, piezoelectric ceramics, electromagnetic stresses, radial vibration mode, energy recovery, COMSOL MULTYPHISICS

ملخص:

في هذا العمل قمنا بمحاكاة حرار ومغناطيسو-كهربائية بمساعدة برمجية COMSOL MULTIPHYSIQUE لجهاز مغناطيسو-كهربائي يتكون من طبقتين الأولى ناقلة والثانية كهروإجهادية مصنوعة من السيراميك , اخترنا في هذا العمل الطبقة الناقلة من الفضة لكونها ذات ناقلية كهربائية جيدة و عند تعريضها لحقل مغناطيسي تنتج قوى لورنتز التي تعمل كقيد ميكانيكي على الطبقة الكهروإجهادية التي تولد تيارا كهربائيا (اقتران خارجي) هذا الأخير يتأثر بالتغير في درجة الحرارة المطبقة من طرف نموذج بالتية , التيار الناتج هو التيار الكلي الذي يلم بجميع التيارات الناتجة من خلال هذه التأثيرات و الهدف الرئيسي منه هو استرجاع الطاقة الكهربائية .

الكلمات المفتاحية: المحاكاة، السيراميك الكهرو إجهادي، الضغوط الكهرومغناطيسية، نمط الاهتزاز الشعاعي،

استرجاع الطاقة، COMSOL MULTIPHYSIQUE