



HAL
open science

Générateur piézoélectrique à déclenchement thermo-magnétique

Louis Carlioz

► **To cite this version:**

Louis Carlioz. Générateur piézoélectrique à déclenchement thermo-magnétique. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2009. Français. NNT: . tel-00463113

HAL Id: tel-00463113

<https://theses.hal.science/tel-00463113>

Submitted on 11 Mar 2010

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

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

INSTITUT POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

N° attribué par la bibliothèque

|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|_|

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'Institut Polytechnique de Grenoble

Spécialité : **Génie Électrique**

préparée au **Laboratoire des Techniques de l'Informatique et de la Microélectronique pour l'Architecture des systèmes intégrés (TIMA)**
et au **Laboratoire de Génie Électrique de Grenoble (G2Elab)**

dans le cadre de l'**École Doctorale Électronique, Électrotechnique, Automatique et Traitement du Signal (EEATS)**

présentée et soutenue publiquement par

Louis CARLIOZ

le 27 novembre 2009

Générateur piézoélectrique à déclenchement thermo-magnétique

sous la direction de Jérôme Delamare et de Skandar Basrour

JURY

Pr Daniel GUYOMAR,	Président
Pr François COSTA,	Rapporteur
Pr Philippe PERNOD,	Rapporteur
Pr Jérôme DELAMARE,	Directeur de thèse
Pr Skandar BASROUR,	Co-directeur de thèse
Dr Guylaine POULIN VITTRANT,	Examineur
Dr Tomasz ZAWADA,	Examineur

Remerciements

Il est habituellement de tradition de commencer ses remerciements par le jury, de passer ensuite par les collègues et amis avant de terminer par sa famille. Cette progression ne m'a jamais paru pertinente puisqu'elle s'inscrit de manière anti-chronologique vis-à-vis de celle d'une thèse. Après tout, le jury n'arrive qu'à la fin de la course et son rôle se limite en quelque sorte à prendre la photo sur la ligne d'arrivée. Une thèse ne peut se limiter uniquement à cela, ni même à trois années écoulées.

Daniel Guyomar, président de mon jury, m'ayant gentiment affublé du qualificatif d'« iconoclaste » à la fin de ma soutenance, je me permets donc d'assumer jusqu'au bout et j'espère ne froisser personne par ses remerciements tarabiscotés.

Je tiens donc à entamer ces effusions par une pensée à mes grands-parents : Luc, Lucette, Roger et Madeleine, qui ont plus qu'influé sur ma personnalité actuelle. Mais plus que tout, je souhaiterais les remercier pour leur soutien indéfectible tout au long des années, leurs attentions et leurs prières, leur énergie. Vous ne saurez jamais à quel point j'ai apprécié vous avoir encore tous à mes côtés pour terminer cette étape dans ma vie.

Viennent ensuite mes parents et ma petite sœur chérie, qui ne réalisaient sans doute pas vraiment ce à quoi ils allaient m'exposer en m'envoyant à Grenoble, il y a 8 ans. Malgré toutes ces vicissitudes, c'est comme les contes de fées, tout est bien qui finit bien. Merci encore pour tout, des petits plats préparés avec amour aux cadeaux d'anniversaires / concerts dans la neige, en passant par un pot de thèse mémorable. Même si je ne le dis pas souvent, vous serez toujours avec moi.

Vy, tu tiens une place très importante pour moi. Ton esquive en Italie fut la source de difficultés supplémentaires pendant cette période. Mais, en regardant les choses du bon côté, tu as sans doute pu bénéficier de plus de sommeil durant cette dernière année que la petite amie classique de thésard. Tout cela est néanmoins d'une importance dérisoire face à mon amour pour toi et à ta présence rassurante à mes côtés tout au long de cette aventure.

J'aimerais ensuite remercier la pléthore de collègues / amis géniaux que cette thèse m'a permis de rencontrer. Honneur aux plus anciens, j'aimerais tout d'abord remercier Hervé Rostaing et Nicolas, compagnons de soirée en Irlande et qui m'ont donné envie de démarrer au G2Elab. Viennent ensuite Hynek Raisingel, Diana Marudieva et Marcin Marzencki pour leur expérience de la thèse, leur aide et soutien dans les moments de déprime. Merci d'avoir été là pour montrer la voie. Merci à

Michele Portolan, Nadia Bessières, Lalao Rakotoarison, Hichem Chetouani, Louis Schmerber et Dan O'Brien pour les bons moments passés en votre compagnie : travail d'une main et rigolades et discussions sans fin de l'autre.

J'aimerais poursuivre cette liste avec ceux que je considère comme des amis proches tellement nous avons passé de temps ensemble ces dernières années. Merci à toi, Christian Pigot et oui tu avais raison, c'est sûr que nous avons laissé des traces à Cluj en Roumanie, plus jamais un Roumain ne dira qu'un Français ne sait pas boire (et vomir). Bonne chance pour la suite en compagnie de Mag.

Aline Msaed, la maligne, tu as toujours été la figure sérieuse du bureau / couloir. Te voir jour après jour t'acharner sur ton sujet m'a été une source de motivation et d'émerveillement régulier. Merci de m'avoir re-motivé régulièrement par ta simple présence. J'espère que tes projets futurs se réaliseront comme tu l'espères.

Héla Boussetta, Sonic, mon hérisson préféré. Merci pour cette ambiance particulière qui arrivait dès que tu étais présente dans le bureau. Merci pour les batailles de balles en mousse, les blagues grasses qui tâchent, tes biscuits et ta bonne humeur légendaire. Des bises à toi et à la Guit'.

Paul (Baron Von) Kauffman, tu es sans doute arrivé une année trop tard, et malgré tes échappés à Minatec, ta présence a été très remarquée. Comment faire autrement quand on est aussi connu que toi ! Merci pour ta foi, ton dynamisme et ta gentillesse. Que tu t'orientes vers le prêche ou le théâtre, je suis sûr que tu y excelleras.

Maxime Defosseux, dit le Petit, ta présence dans le bureau avec Héla aura sans doute aidé à créer cette ambiance si particulière. Toujours au courant des derniers films et concerts, volant 3 trois fois par semaine, merci de m'avoir apporté un peu d'air quand le besoin s'en faisait sentir.

Merci enfin à Julien Roudault (Pierce) et Mohammed Triffa (Chevreuil) qui m'ont supporté dans la dernière ligne droite alors que les plombs menaçaient de sauter. Si vous n'aviez pas été aussi calmes, je ne sais pas ce qui aurait pu arriver !

Je remercie également les différents thésards / stagiaires avec qui j'ai eu plaisir à travailler : Cédric Dupuis, Hamid Lamraoui, Marjolaine Allain, Razmik Demirjian et tous ceux que j'oublie sûrement. J'ai une pensée émue également pour mes amis d'enfance et mon nouveau surnom de Toubib, celui qui répare pas les gens mais les machines ! Heureusement que vous êtes-là les gars !

Je tiens à remercier également MM. Orphée Cugat, Gilbert Reyne, Jérôme Delamare et Skandar Basrou pour m'avoir permis de travailler avec eux. Je ne m'attendais sans doute pas à ça la première fois que j'ai débarqué au labo avec un gâteau en 2006. Certes, les occasions de bien manger n'ont pas vraiment manqué, mais les occasions de perdre du poids par suractivation cérébrale n'ont pas non plus été en reste. J'espère que cette collaboration aura été aussi riche (et je ne parle pas de fondue, pour une fois) pour vous que pour moi.

Merci également à toutes les personnes qui m'ont assisté dans mes travaux : Nora Dempsey, Dominique Givord et Rostislav Grechishkin via le Laboratoire Néel, Guylaine Poulin à mes débuts au LEG, Elie Lefeuvre pour ses conseils avisés,

Olivier Chadebec pour la simulation magnétique, Thierry Waeckerle et Tomasz Zawada pour les matériaux et toutes les petites mains sans qui mes protos et simulations n'auraient pas été bien loin.

Merci enfin à mon jury : Daniel Guyomar, François Costa et Philippe Pernod pour avoir accepté de présider la soutenance et de rapporter ces travaux. Je suis particulièrement heureux que vous ayez lu et apprécié mon travail.

And that's all for now folks! La suite au prochain numéro. Et souvenez-vous, la vie n'est pas un bol de fraises! Mais un peu de gnôle soigne bien des maux.

Table des matières

Introduction	1
I Contexte	3
I.1 Environnement intelligent : dans quel but ?	4
I.2 Les réseaux de capteurs sans fil	5
I.3 Gestion de l'énergie au sein des nœuds	10
I.4 Budget énergétique d'un nœud	12
I.4.1 Réalisation théorique d'un nœud	13
I.5 Récupération d'énergie	16
I.5.1 Rayonnement	16
I.5.2 Énergie mécanique	17
I.5.3 Écoulement de fluides	19
I.6 Le cas des variations de température	19
I.6.1 Gradient spatial	19
I.6.2 Gradient temporel	20
I.6.3 Notre cahier des charges	21
II État de l'art	23
II.1 Matériaux pyroélectriques	24
II.1.1 Introduction	24
II.1.2 Courant et tension pyroélectriques en circuit ouvert	26
II.1.3 Cas particulier où la variation de température est constante	27
II.1.4 Énergie générée	29
II.1.5 Vérification expérimentale	30
II.1.6 Conclusion	32
II.2 Matériaux thermomagnétiques	33
II.2.1 Ferrimagnétisme	34
II.2.1.1 Présentation du ferrimagnétisme	34
II.2.1.2 Prototype à base de GdCoCu	36
II.2.1.3 Perspectives d'un prototype en GdCoCu	38
II.2.2 L'Effet MagnétoCalorique (MCE)	39
II.2.2.1 Théorie de l'EMC	39
II.2.2.2 Résumé des matériaux disponibles	40
II.2.2.3 Alliage d'Heusler : NiMnGa	42

II.2.2.4	Récapitulatif sur l'EMC	46
II.2.3	Retournement d'aimantation en surface	48
II.2.3.1	Utilisation d'un composé NdCo	48
II.2.3.2	Variation d'aimantation du Vicalloy	50
II.3	Alliages à mémoire de forme	53
II.4	Et si la température évolue très lentement ?	55
III	Concept de l'hybridation piézo-magnétique	57
III.1	Conversion piézoélectrique	59
III.1.1	Quelques rappels sur la piézoélectricité	59
III.1.1.1	Généralités	59
III.1.1.2	Équations constitutives de la piézoélectricité	61
III.1.1.2.1	Repère et coefficients	61
III.1.1.2.2	Équations constitutives	63
III.1.1.2.3	Symétrie des matrices piézoélectriques	64
III.1.2	La récupération d'énergie vibratoire par voie piézoélectrique	65
III.1.3	Application de la piézoélectricité à notre cas	67
III.2	Réponse magnétique	68
III.3	Couplage piézo-magnétique	71
III.4	Intégration de la température	73
III.5	Conclusion	74
IV	Réalisation d'un premier prototype	77
IV.1	Composition du prototype	78
IV.1.1	Aimant en NdFeB	78
IV.1.2	Poutre piézoélectrique	79
IV.1.2.1	Monocristaux	79
IV.1.2.2	Céramiques pérovskites	80
IV.1.2.3	Polymères et piézocomposites	81
IV.1.2.4	Matériaux disponibles en couches minces	82
IV.1.2.5	Résumé des propriétés et choix	82
IV.1.3	Masse en FeNi	84
IV.1.4	Assemblage et problèmes rencontrés	86
IV.2	Caractérisation du prototype	90
IV.2.1	Mesure de la raideur du dispositif	90
IV.2.2	Tension produite par l'élément piézoélectrique, puissance et énergie	93
IV.2.3	Détermination des paramètres de l'ensemble mécano-électrique	98
IV.2.4	Réglage des températures de déclenchement	99
IV.2.4.1	Précision des températures de déclenchement	99
IV.2.4.2	d comme moyen de réglage	100
IV.3	Comparaison avec le générateur Enocean	103
IV.3.1	Présentation du module PTM 100	103
IV.3.2	Caractérisation expérimentale	104

IV.3.2.1	Énergie mécanique	104
IV.3.2.2	Énergie électrique	105
IV.3.3	Alimentation par notre prototype	108
IV.4	Conclusion	109
V	Modélisation analytique et numérique du générateur	111
V.1	Modélisation thermo-mécanique	112
V.1.1	Caractérisation de l'alliage TC760	113
V.1.2	Modélisation de l'alliage TC760	115
V.1.3	Détermination numérique de la force magnétique	116
V.1.3.1	Désavantages des éléments finis	117
V.1.3.2	La méthode des moments magnétiques	118
V.1.3.3	Résolution de la force magnétique grâce à Locapi	119
V.1.3.4	Accélération de la résolution de la force magnétique	120
V.1.4	Conclusion	121
V.2	Modélisation mécano-électrique	122
V.2.1	Hypothèses de départ	123
V.2.2	Définition de l'axe neutre	125
V.2.3	Équation du moment fléchissant	128
V.2.4	Extraction de la déformée	131
V.2.5	Évolution temporelle du système	134
V.2.6	Équations constitutives du modèle mécano-électrique	136
V.2.7	Confrontation entre modèle analytique et mesures	137
V.2.8	Optimisation du placement de la couche piézoélectrique	139
V.2.9	Comparaison avec Ansys	142
V.3	Assemblage des modélisations sous Simulink	144
V.4	Conclusion	146
	Conclusion et perspectives	149
	A Un micro-contrôleur plus économe en veille	153
	B Caractérisation magnétique d'un échantillon de FeNi	155
B.1	Principe de la mesure	155
B.2	Dimensionnement du tore de TC760	157
	C Modélisation mécanique d'un bimorphe discontinu encastré-guidé	159
C.1	Hypothèses de départ	160
C.2	Équation du moment fléchissant	161
C.3	Extraction de la déformée	164
C.4	Évolution temporelle du système	168
C.5	Équations constitutives du modèle mécano-électrique	169
	Bibliographie	175

Table des figures

I.1	Principaux champs d'applications des environnements intelligents . . .	5
I.2	Schéma d'un nœud et exemple d'un réseau de capteurs sans fil	5
I.3	Application à la détection de snipers (Projet NEST)	7
I.4	Le système ZebraNet	8
I.5	Glacsweb et SECURIfood	8
I.6	Le système A-life de secours pour les victimes d'avalanches	9
I.7	Facteur d'amélioration de plusieurs domaines de la microélectro- nique vis-à-vis de la densité d'énergie des batteries [Paradiso et Starner - 2005]	11
I.8	Smart Dust de l'Université de Bekerley. Le nœud repose sur une batterie de type « pile bouton »	12
I.9	Helimote, un nœud fonctionnant grâce à l'énergie solaire	17
I.10	Trois exemples de générateurs récupérant l'énergie des vibrations . .	18
I.11	Deux exemples de micro-turbines	19
I.12	Vue schématique d'un module thermoélectrique	20
I.13	Principe de la récupération temporelle de température	21
II.1	Explication simplifiée de la pyroélectricité [Lang - 2005]	24
II.2	Pyroélectricité primaire et secondaire [Lang - 2005]	25
II.3	Modèle électrique d'un matériau pyroélectrique	27
II.4	Comparaison de la tension pyroélectrique du BaTiO ₃ et du PVDF .	29
II.5	Vue en coupe du montage de mesure de la tension pyroélectrique (les échelles ne sont pas respectées)	30
II.6	Évolution de la température, la chauffe est pilotée en courant	31
II.7	Variation de la tension pyroélectrique	32
II.8	Récupération directe d'électricité à partir d'une variation de tem- pérature	33
II.9	Un exemple de comportement ferrimagnétique avec température de compensation	36
II.10	Propriétés du GdCoCu	36
II.11	Utilisation de matériaux ferrimagnétiques et d'un aimant permanent mobile pour générer une différence de flux	37
II.12	Déplacement de l'aimant mobile en fonction de la température . . .	38

II.13 Influence de la composition sur T_C , T_{AM} et sur T_{MA} pour l'alliage $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga_1$. Les lignes servent uniquement de guides - [Albertini et al. - 2004]	44
II.14 Influence de la composition sur T_C , T_{AM} et sur T_{MA} pour l'alliage $Ni_2Mn_{1+x}Ga_{1-x}$. Les lignes servent uniquement de guides - [Zhou et al. - 2006]	45
II.15 Aimantation en fonction de la température pour l'alliage $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga_1$ avec pour (a) $x = 0$, (b) $x = 0,08$, (c) $x = 0,12$, (d) $x = 0,20$ - [Babita et al. - 2007]	47
II.16 Application du NiMnGa au modèle proposé dans la FIG. II.8	48
II.17 Circuit magnétique dans le cadre d'un générateur de type interrupteur (a) et à changement de chemin (b)	49
II.18 Variation le l'axe de facile aimantation en fonction de la température pour du $Nd(Co_{0,97}T_{0,03})_5$ où T = Mn, Sn, Zr, Si et Al	50
II.19 Renversement de l'aimantation de la couche externe en fonction du champ extérieur	51
II.20 Configuration par défaut des couches douces et dures d'un fil de vicalloy suffisamment court	52
II.21 Influence du nombre de fils sur la tension de sortie (champ antiparallèle nul)	53
II.22 Effet mémoire simple	54
III.1 Représentation schématique de la polarisation d'un matériau piézoélectrique lors de l'application d'une contrainte	60
III.2 Cycle d'hystérésis de la polarisation P en fonction du champ électrique E pour un matériau ferroélectrique	60
III.3 Référentiel utilisé pour l'étude d'un matériau piézoélectrique polarisé suivant z	62
III.4 Principaux modes de déformations d'une céramique piézoélectrique	64
III.5 Générateur inertiel proposé par Roundy	65
III.6 Modèle d'un générateur linéaire inertiel	66
III.7 Un aimant modélisé comme un dipôle élémentaire	69
III.8 Interactions entre deux aimants quelconques	70
III.9 Interactions entre deux aimants identiques	70
III.10Équivalence entre un montage à deux aimants et un montage à un aimant et une tôle	70
III.11Modèle initial du générateur hybride	71
III.12Tracé de la somme des forces en fonction du déplacement relatif pour différentes valeur de α	73
IV.1 Générateur avec la poutre piézoélectrique encastrée-encastrée	78
IV.2 Photo d'un des aimants utilisés	79
IV.3 Structure de pérovskite : (a) maille cubique @ $\theta > T_C$, (b) maille tétraédrique @ $\theta < T_C$	80

IV.4	Photo d'un des buzzers utilisés	84
IV.5	Caractéristiques de l'alliage FeNi pour diverses concentrations de Ni et de Cr	85
IV.6	Schéma du premier prototype	86
IV.7	Premier prototype construit	87
IV.8	Schéma du second prototype	87
IV.9	Générateur encastré à l'aide de deux mors métalliques	88
IV.10	Évolution du design du générateur	89
IV.11	Photo d'un générateur de « dernière génération »	89
IV.12	Mesure de la raideur d'un buzzer entier à l'aide d'un capteur de force et d'un comparateur	90
IV.13	Raideur d'un buzzer	91
IV.14	Raideur d'une poutre libre et d'une autre collée	91
IV.15	Raideur d'une poutre encastrée à l'aide de mors (3 essais)	92
IV.16	Utilisation d'un capteur à courants de Foucault pour la détermination de la raideur	93
IV.17	Raideur d'un générateur en forme de croix maltaise	93
IV.18	Cyclage thermique du générateur et tension piézoélectrique correspondante	95
IV.19	Tension maximale (resp. minimale) lors de l'ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge	96
IV.20	Puissance instantanée maximum lors de l'ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge	96
IV.21	Pics de tension obtenus lors du fonctionnement du générateur avec une charge de $1\text{ M}\Omega$	97
IV.22	Énergie lors de l'ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge	98
IV.23	Passage d'une position à une autre à l'aide de la température	100
IV.24	Température de déclenchement en fonction de d	102
IV.25	Générateur piézoélectrique Enocean	103
IV.26	Vue « pseudo-éclatée » de l'intérieur du générateur Enocean	104
IV.27	Force de compression nécessaire en fonction de la distance pour déclencher le générateur Enocean	105
IV.28	Variation temporelle de la tension piézoélectrique sur la résistance de charge (générateur Enocean)	106
IV.29	Puissance instantanée maximale en fonction de la résistance de charge en sortie du bimorphe Enocean	107
IV.30	Énergie maximale en fonction de la résistance de charge en sortie du bimorphe Enocean	108
V.1	Schéma du second prototype	112
V.2	Courbe d'aimantation $B(H)$ obtenue sur un échantillon de fer [Geofroy - 2008]	114
V.3	Courbe d'aimantation $B(H, \theta)$ obtenue sur le tore de FeNi TC760	115

V.4	Comparaison entre quelques courbes $B(H)$ expérimentales et le modèle en arctangente	116
V.5	Erreur relative entre les mesures expérimentales et le modèle en arctangente	117
V.6	Aimantation à saturation et perméabilité à l'origine en fonction de la température (obtenues à l'aide du modèle en arctan)	117
V.7	Représentation de l'aimantation d'un disque de FeNi par un aimant en NdFeB	119
V.8	Représentation de la force magnétique en fonction de la température et de la distance $d-w$	121
V.9	Différences entre les résultats de Locapi et ceux obtenus par approximations en $\alpha/(d-w)^4$	122
V.10	Les trois grandeurs à relier dans le modèle mécano-électrique	122
V.11	Vue en coupe et de dessus de la partie modélisée mécaniquement	124
V.12	Vue en coupe de la partie finalement modélisée	124
V.13	Représentation schématique de la fibre neutre à l'intérieur du prototype	126
V.14	Vue schématique (et exagérément courbée) de la déformation d'une poutre	131
V.15	Présentation des forces et moments interagissant sur la moitié de la poutre	132
V.16	Approximation de la croix maltaise par une poutre de largeur double	138
V.17	Recherche de la configuration optimale de la couche piézoélectrique sous Maple	140
V.18	Déplacement de l'optimum en fonction de L_p pour des épaisseurs diverses	141
V.19	Rapport u_p/w optimal en fonction de h_p	142
V.20	Déformation résultante et en couleur la contrainte suivant x sous Ansys	143
V.21	Recherche de la configuration optimale de la couche piézoélectrique sous Ansys	144
V.22	Modèle du système entier sous Simulink	145
V.23	Les deux positions de notre générateur	150
A.1	Puissance moyenne en fonction du rapport cyclique	154
B.1	Banc de caractérisation de l'alliage FeNi	155
B.2	Courbe d'aimantation	156
B.3	Schéma du tore de TC760	157
C.1	Repère sur la poutre bicouche	159
C.2	Représentation schématique de la fibre neutre à l'intérieur du bimorphe asymétrique	160

C.3	Vue schématique (et exagérément courbée) de la déformation d'une poutre	164
C.4	Présentation des forces et moments interagissant au sein du bimorphe	165

Liste des tableaux

I.1	Récapitulatif des caractéristiques de 5 réseaux de capteurs sans fil	9
I.2	Caractéristiques des deux capteurs	14
I.3	Caractéristiques de l'émetteur	14
I.4	Caractéristiques de l'EM6919	15
I.5	Bilan de l'énergie nécessaire pour effectuer un cycle	15
II.1	Coefficients pyroélectriques de divers matériaux	26
II.2	Comparaison du BaTiO ₃ et du PVDF - données techniques	28
II.3	Comparatif physique de différents matériaux thermomagnétiques - [Gschneidner Jr et al. - 2005] et [Brück et al. - 2006]	43
II.4	Comparatif pratique de différents matériaux thermomagnétiques - [Gschneidner Jr et al. - 2005] et [Brück et al. - 2006]	43
II.5	Récapitulatif des variations en fonction de la composition - [Chere- chukin et al. - 2004]	45
III.1	Grandeurs utilisées dans les équations de piézoélectricité	61
III.2	Notation de Voigt	62
III.3	Récapitulatif des coefficients électriques et mécaniques	63
III.4	Récapitulatif des coefficients piézoélectriques	63
III.5	Équations constitutives de la piézoélectricité	63
IV.1	Comparaison des différents matériaux piézoélectriques et leurs ca- ractéristiques	83
IV.2	Différentes constantes de raideur pour diverses configurations	92
IV.3	Seuils supérieurs de température (« ouverture »)	101
IV.4	Seuils inférieurs de température (« fermeture »)	101
V.1	Comparaison des ordres de grandeur pour deux géométries proches	139
A.1	Caractéristiques des deux micro-contrôleurs	153

Introduction

Contexte : Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans la thématique générale de l'alimentation en énergie de microsystemes autonomes communicants. Ces dernières années, les progrès de la microélectronique ainsi que la diminution constante de l'énergie nécessaire au bon fonctionnement des systèmes ont permis l'apparition de ce qu'on appelle les réseaux de capteurs communicants. Il s'agit en d'autres termes d'un ensemble de nœuds dotés de la capacité de mesure, d'analyse et de transmission de l'information. Ces composants sont pour la plupart alimentés à l'aide d'une batterie conventionnelle afin de les rendre autonomes énergétiquement. Néanmoins cette autonomie est relative puisqu'elle dépend de la capacité de ladite batterie. Une fois la batterie déchargée, le système s'arrête de fonctionner. La récupération de l'énergie ambiante est une solution élégante pour répondre à cette problématique et apporter ainsi une réelle autonomie.

La récupération d'énergie : Le terme de récupération d'énergie signifie que le nœud est doté d'un générateur capable d'exploiter une source d'énergie extérieure. De nombreuses sources peuvent être exploitées et ont déjà fait l'objet d'études : le rayonnement (en particulier le solaire ou la RF), l'énergie mécanique (et notamment les vibrations)... Ces travaux antérieurs ont montré que l'approche était viable et qu'il était possible de prolonger la durée de vie des micro-systèmes. Dans cette thèse, nous allons nous intéresser à une source jusqu'alors assez peu développée : la variation temporelle de température, c'est-à-dire l'évolution au cours du temps de la température globale de l'environnement dans lequel est plongé le nœud.

Les variations temporelles de température : L'objectif à plus long terme étant de pouvoir utiliser ces systèmes dans un milieu « humain », cette évolution de température est donc caractérisée par des variations lentes et de faibles amplitudes (quelques degrés sur plusieurs heures) autour de la température ambiante (25 °C). Il s'agit là d'un cahier des charges assez restrictif, qui, à notre connaissance n'a encore jamais été abordé. Dans un premier temps, nous nous sommes donc intéressés aux différentes solutions possibles pour convertir cette variation de température en électricité. Une fois ce tour d'horizon effectué, l'étape suivante était la réalisation d'un générateur mettant en application ce principe.

But de la thèse : Notre objectif dans cette thèse consiste donc à réaliser un prototype exploitant une évolution lente de température, à le caractériser pour montrer qu'il est capable de générer une énergie compatible avec celle nécessaire au fonctionnement d'un nœud. Cette thèse a également pour but de proposer une modélisation des phénomènes observés et d'offrir un ensemble de bases pour concevoir et optimiser de futurs générateurs.

Organisation du document : Ce mémoire est structuré de la façon suivante : le CHAP. I va servir d'introduction au contexte dans lequel se place cette thèse. Nous y aborderons les environnements intelligents ainsi que les réseaux de capteurs communicants, ce qui nous permettra de dresser un bilan énergétique nécessaire au fonctionnement d'un nœud. Nous parlerons ensuite de la récupération d'énergie comme moyen d'assurer l'alimentation de ces éléments, et plus particulièrement des différences de température au cours du temps.

Le CHAP. II consistera en un état de l'art des possibilités d'exploiter les variations temporelles de température. Nous y passerons en revue de nombreux principes physiques : pyroélectricité, ferrimagnétisme, effet magnétocalorique, alliages à mémoire de forme. Nous aborderons également les matériaux exhibant ces propriétés et leur possibilité d'utilisation pour réaliser un prototype. Ce chapitre mettra surtout en évidence que la plupart de ces principes ne sont pas applicables dès lors que la variation de température est lente.

Le CHAP. III présentera donc une solution originale pour s'adapter à ce cas de figure, en s'affranchissant de cette dépendance temporelle. Cette solution s'appuie sur l'hybridation entre matériaux magnétiques et piézoélectrique. Cette méthode indirecte joue sur les différences entre la force magnétique et la force de contre-réaction du bilame piézoélectrique afin de générer une énergie récupérable au passage de certains seuils de température.

Le CHAP. IV s'attardera sur la réalisation d'un prototype mettant en application ce principe. Nous commencerons par décrire les matériaux sélectionnés pour la composition du générateur. Puis, nous passerons à sa caractérisation (mécanique et électrique). Nous finirons par une comparaison de notre prototype avec une solution commerciale. Les résultats obtenus permettront de juger de la validité de notre approche.

Le CHAP. V terminera par la modélisation détaillée des phénomènes mis en œuvre au sein du générateur. Dans un premier temps, nous traiterons de la partie thermo-magnétique et de la méthode à suivre pour calculer la force magnétique de notre système. Nous enchaînerons ensuite avec la partie mécano-électrique et notamment le développement d'un modèle original de poutre multi-couches à longueurs non-identiques. Nous regrouperons enfin ces deux modèles sous Simulink afin de réaliser la simulation globale du générateur. Nous terminerons en comparant ces résultats à ceux obtenus expérimentalement au CHAP. IV.

Chapitre I

Contexte

Sommaire

I.1	Environnement intelligent : dans quel but ?	4
I.2	Les réseaux de capteurs sans fil	5
I.3	Gestion de l'énergie au sein des nœuds	10
I.4	Budget énergétique d'un nœud	12
I.5	Récupération d'énergie	16
I.6	Le cas des variations de température	19

Résumé

Ce premier chapitre a pour but de familiariser le lecteur avec le contexte dans lequel cette thèse se positionne. Il débutera par une définition non exhaustive des environnements intelligents et en particulier des réseaux de capteurs communicants qui en sont une application classique. Cela donnera l'occasion d'introduire ensuite la notion de maîtrise de l'énergie qui s'est greffée assez récemment à cette problématique. Nous nous focaliserons ensuite sur les microsystèmes autonomes et la récupération d'énergie ambiante, un aspect bien spécifique qui a pris son essor au cours de la dernière décennie. Le but de cette thèse étant d'étudier la récupération d'une variation temporelle de température, c'est par ce dernier point que se terminera cette introduction.

I.1 Environnement intelligent : dans quel but ?

Le terme d'« environnement intelligent » est apparu au cours des années 1980, lorsque les progrès de la microélectronique et des télécommunications ont permis d'intégrer de nouvelles fonctions aux capteurs et aux actionneurs [Bayart et al. - 2005]. Munis de ces nouvelles fonctions, on les a alors qualifié d'intelligents puisqu'ils étaient capables de dialoguer entre eux, de prendre des décisions et d'interagir avec leur milieu.

Néanmoins, cela reste une traduction de l'anglais pour le moins bancal. Les anglophones utilisent en réalité le terme *smart*, qui peut se traduire effectivement par « intelligent », mais qui, dans ce contexte, signifierait plutôt « astucieux, agréable à utiliser ». Ces dispositifs ont en effet pour mission première de faciliter la vie de l'utilisateur, de lui apporter plus de fonctionnalités.

Cette phrase est très générique : le confort évoqué pouvant se traduire sous diverses formes. Dans son sens premier, on retrouve donc le confort tel qu'on peut imaginer le confort d'un fauteuil. L'ensemble de capteurs / actionneurs est là pour adapter l'environnement à l'homme avec des applications comme la régulation climatique (chauffage et climatisation d'une maison) ou encore l'activation automatique d'un élévateur dans un supermarché.

Mais cela englobe également des concepts comme la surveillance. On peut penser à la surveillance des personnes avec les dispositifs anti-intrusions (détection de présence ou de bris de fenêtres, puis déclenchement d'une alarme) voire même des applications militaires comme la localisation des combattants sur un champ de bataille. Mais cela comprend également le suivi de toutes sortes d'informations qui présentent un intérêt particulier pour une certaine application ; comme par exemple la mesure de la pollution dans une agglomération ou celui du nombre de particules dans une salle blanche.

Enfin, on retrouve la notion de sécurité avec des ensembles capteurs / actionneurs dont le but est de s'assurer de la « normalité » de l'environnement. On retrouve dans cette catégorie, les détecteurs d'incendie, par exemple, qui enregistrent la quantité de fumée de l'air ou une élévation inhabituelle de la température et agissent en déclenchant une alarme ou un système d'arrosage automatique. Mais cela peut aller plus loin, avec la surveillance de la dégradation d'un système (dans les bâtiments ou sur des pièces soumises à des efforts importants).

Cette liste n'est pas exhaustive (cf. FIG. I.1 pour une vision schématique). Les applications médicales n'ont par exemple pas été citées, mais constituent néanmoins une intersection intéressante entre la sécurité et la surveillance. On peut en effet imaginer d'intégrer au corps d'une personne un ensemble de capteurs vérifiant ses processus vitaux et dialoguant avec une station de base qui déciderait en cas de besoin d'appeler les secours. La liste des applications est donc très vaste.

De même, on a vu que les environnements concernés étaient eux aussi très variés : intérieur et extérieur, en présence d'humains ou non, milieux hostiles... Les différents systèmes doivent donc pouvoir faire face à ce cahier des charges assez gourmand tout en étant performants. L'une des réponses apportée par l'industrie

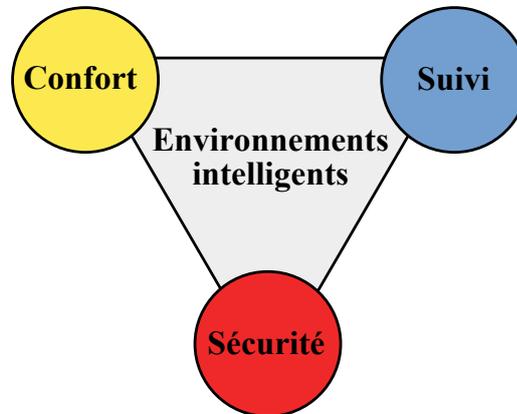


FIGURE I.1 – Principaux champs d'applications des environnements intelligents

pour satisfaire ces exigences a été le développement de réseaux de capteurs sans fil (en anglais *wireless sensor networks* - WSN).

I.2 Les réseaux de capteurs sans fil

Les réseaux de capteurs sans fil comme leur nom l'indique sont composés d'un ensemble de nœuds dialoguants / interagissants entre eux à l'aide de transmissions sans fil (*wireless*). Chaque nœud doit donc être capable, outre sa fonction initiale de mesure via un (ou des) capteur(s), de traiter les informations via un microcontrôleur / microprocesseur. Ensuite il doit pouvoir les transmettre à l'aide d'un module radiofréquence (RF) à l'attention d'un autre nœud ou d'une station de base (cf. FIG. I.2).

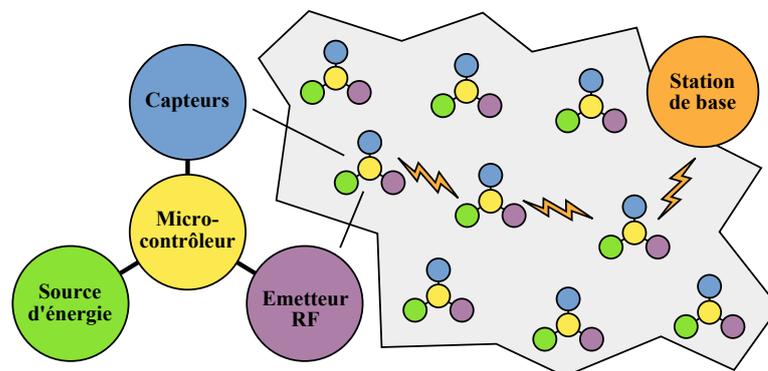


FIGURE I.2 – Schéma d'un nœud et exemple d'un réseau de capteurs sans fil

Plusieurs raisons expliquent l'intérêt de cette approche. Tout d'abord, les techniques de fabrication collective associées aux innovations dans le domaine de la transmission sans fil permettent désormais de produire des microsystèmes à la

taille et à la consommation électrique de plus en plus réduites. La conséquence évidente de ces progrès est une réduction du coût de revient des dispositifs ce qui permet donc de multiplier leur nombre.

Cette multiplication des nœuds apporte un autre avantage au réseau. Plus de nœuds signifie dans un premier temps plus de précision dans les mesures si on choisit de travailler sur une surface constante ou au contraire cela autorise une plus grande surface d'étude si l'on se satisfait de la résolution obtenue avec un ensemble de capteurs filaires traditionnels.

Dans le cas où l'on choisit de travailler sur une surface donnée, les nœuds sans fil permettent grâce à leur nombre important une redondance bienvenue. Ils sont facilement interchangeables (dispositifs identiques) et il est facile de faire en sorte que les zones de mesure se recouvrent. Un autre avantage est de ne pas avoir à se préoccuper du positionnement précis des nœuds. En effet le simple effet de nombre permet en disséminant suffisamment de dispositifs d'être sûr que toute la surface sera couverte et mesurable. C'est un avantage non négligeable dans les milieux difficilement accessibles ou inconnus.

Les recherches initiales (Smart Dust, NEST : projets menés par l'Université de Californie, Berkeley) au début des années 2000 étaient donc financées par la DARPA avec une visée militaire. Les applications projetées étaient par exemple la localisation des tireurs ennemis à l'aide d'un ensemble de capteurs répartis dans la zone à sécuriser [Volgyesi et al. - 2007]. Ce genre de projets a donc introduit une définition *de facto* des caractéristiques d'un réseau de capteurs sans fil : centaines de nœuds, grande zone géographique, réseau ad-hoc et homogène (tous les nœuds identiques)... Heureusement, les années suivantes ont vu naître de nouveaux axes de recherche un peu moins belliqueux mais surtout montrant que les réseaux de capteurs sans fil ne se limitaient pas uniquement à cette configuration type.

Romer et Mattern [2004] ont cherché à définir les différents critères pouvant servir à classer les réseaux de capteurs. Il a ainsi mis en évidence des données comme :

- le nombre de nœuds (unités, dizaines, centaines...)
- leur déploiement initial (aléatoire ou manuel, unique ou répétitif)
- leur mobilité (fixe ou en mouvement)
- leur hétérogénéité (identiques ou certains nœuds comportent-ils plus de fonctionnalités?)
- leur connectivité (continue, intermittente, sporadique...)
- leur durée de vie...

Nous avons sélectionné quelques applications présentées dans [Romer et Mattern - 2004; Yick et al. - 2008] pour montrer l'étendue des possibilités offertes par ces réseaux. La première est l'application de localisation d'un *sniper* dont nous avons déjà parlé [Volgyesi et al. - 2007]. C'est un sous-projet développé dans le cadre de NEST qui a continuellement évolué depuis son lancement. À l'origine, il s'agissait de disséminer plusieurs centaines de capteurs dans la zone à risques (de manière plus ou moins aléatoire). Les capteurs étaient supposés immobiles et

devaient résister à la détection et à la destruction. Tous les capteurs étaient identiques et transmettaient leurs informations via bluetooth à leurs voisins jusqu'à arriver sur l'unité de lecture du soldat. La transmission d'informations n'est pas continue mais est déclenchée au contraire par un tir de fusil. La durée de vie est assez réduite puisque généralement les opérations durent de quelques semaines à quelques mois, en cas de besoin, un nouveau lâché de nœuds peut être organisé. Les premiers prototypes ne permettaient que de localiser des coups de feu localisés (délai entre deux tirs de l'ordre de 0.4s), les derniers résultats permettaient de distinguer une dizaine de tirs par seconde et au lieu d'être immobiles équipaient directement le casque des soldats (cf. FIG. I.3(b)).



(a) Présentation du nœud



(b) Modèle intégré à un casque

FIGURE I.3 – Application à la détection de snipers (Projet NEST)

Le deuxième projet, baptisé ZebraNet et développé par l'Université de Princeton, était dédié à la surveillance de la faune animale [Zhang et al. - 2004]. Des expériences ont été menées avec succès en 2004-2005 dans le parc de Mpai au Kenya. Le but était de cartographier précisément le déplacement d'animaux comme le zèbre. Un GPS était donc intégré au nœud et des mesures étaient faites toutes les trois minutes. Chaque fois qu'un nœud entrait en communication avec un autre, les informations s'échangeaient. Une lecture finale a lieu à l'aide d'une station de base mobile qui s'approche uniquement de quelques zèbres. Le nombre total d'unités placées manuellement autour du coup des zèbres était de l'ordre de la dizaine, les enregistrements ont duré un an (cf. FIG. I.4).

Le troisième projet [Elsaify et al. - 2007], baptisé Glacsweb et développé par l'Université de Southampton, avait pour but d'analyser les déplacements à l'intérieur d'un glacier en Norvège. Initialement, neuf nœuds furent placés manuellement à l'intérieur de forages à différentes profondeurs et positions. La durée des mesures est particulièrement longue (années). L'environnement difficile (transmission à travers la glace) pose un challenge pour les communications avec la station de base au sommet du glacier. Enfin, une fois les nœuds en place, on ne peut plus les récupérer. Sachant que chaque nœud coûte près de 200 £, leur résistance ainsi que leur

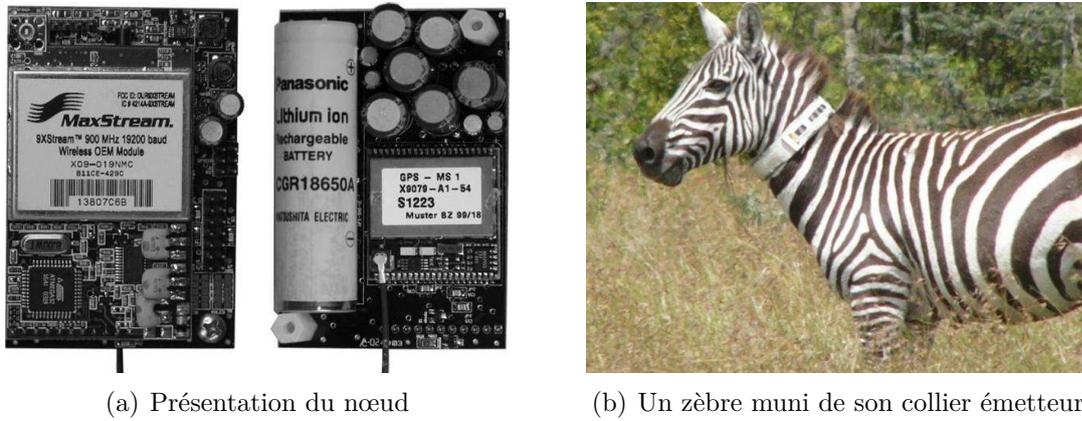


FIGURE I.4 – Le système ZebraNet

durée de vie doivent être suffisantes pour mener à bien les expériences (cf. FIG. I.5(a)).

Le quatrième projet [Riem-Vis - 2004], baptisé SECURIfood et développé à l'origine par l'Université de Neuchâtel, a été développé pour s'assurer du respect de la chaîne du froid dans la grande distribution. Ce système s'appuie sur trois types de dispositifs différents. Un ensemble de capteurs sans fil fonctionnant sur batteries qui suit le produit tout au long de sa vie (dans les chambres froides, lors du transport, sur les présentoirs) et qui transmet à intervalles réguliers ses informations (ou alors les stocke lors des transports et les transmet à l'arrivée) à un réseau plus lâche de relais jalonnant les centrales d'achats et les supermarchés. Ces relais transfèrent ensuite leur information à une unique station de base par bâtiment qui se charge via une liaison de type internet d'envoyer les informations à la société SECURIfood (qui ensuite prend les mesures nécessaires lorsque les conditions de froid ne sont pas respectées). Les capteurs autonomes ont une durée de vie prévue de 3 ans pour des enregistrements toutes les 15 minutes (cf. FIG. I.5(b)).

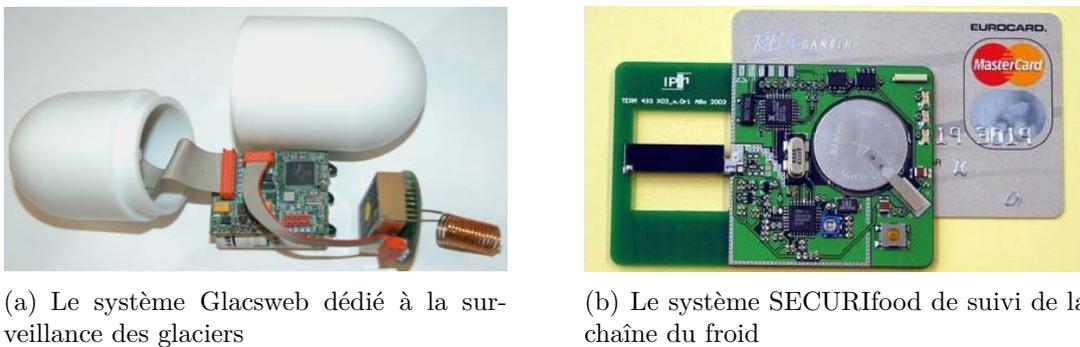


FIGURE I.5 – Glacsweb et SECURIfood

Le cinquième projet [Michahelles et al. - 2003], baptisé A-life et développé par

l'ETH Zurich, consistait à améliorer la détection et le sauvetage de personnes prises par une avalanche. Chaque skieur embarque donc un nœud composé d'un émetteur et de divers capteurs (rythme cardiaque, oxymétrie, présence d'une poche d'air au voisinage, position du skieur). Chaque nœud est identique et doit pouvoir servir à la fois en tant qu'émetteur et récepteur pour pouvoir localiser les victimes ou bien être localisé par les secours. La durée de vie doit au moins être supérieure à plusieurs jours pour une utilisation lors d'expéditions (cf. FIG. I.6).



FIGURE I.6 – Le système A-life de secours pour les victimes d'avalanches

Les différentes caractéristiques des cinq réseaux de capteurs sans fil sont répertoriées dans le TAB I.1.

	Sniper	ZebraNet	Glacsweb	SECURIfood	A-life
Nombre	Centaines	Dizaines	Dizaines	Centaines	Un/pers.
Placement	Aléatoire	Manuel	Manuel	Manuel	Manuel
Déploiement	Récurrent	Unique	Récurrent	Unique	Unique
Mobilité	Fixes	Mobiles	Mobiles	Les deux	Fixe
Hétérogénéité	Nœuds	Nœuds	N. + relais	N. + relais	Nœuds
Connectivité	Continue	Sporadique	Intermittent	Intermittent	Continue
Durée de vie	Mois	Année	Années	Années	Jours

TABLE I.1 – Récapitulatif des caractéristiques de 5 réseaux de capteurs sans fil

Sans surprise, les réseaux sont donc très différents les uns des autres, que ce soit par leur domaine d'application ou leur configuration. L'une des seules constantes est la nécessité d'avoir un fonctionnement aussi long que possible. Cet aspect énergétique sera développé plus en détail dans la section suivante.

I.3 Gestion de l'énergie au sein des nœuds

Jusque là nous n'avons pas évoqué la question de l'alimentation en énergie de ces capteurs. Cependant, il s'agit là d'un des verrous majeurs à leur utilisation massive et prolongée.

Pourquoi l'énergie est-elle si cruciale ? Comme on l'a dit, l'un des principes du bon fonctionnement de ce genre de réseau repose pour une bonne part sur la multiplication des nœuds (redondance, précision. . .). Dans d'autres cas, les réseaux communicants sont au contraire un moyen adéquat pour suivre des éléments mobiles ou difficiles d'accès, voire même à la disposition inconnue. Enfin, la superficie des réseaux peut être considérable (des milliers de kilomètres carré dans le cas de ZebraNet). Tout cela rend impossible une alimentation filaire classique de l'ensemble des nœuds car trop cher, trop complexe, voire impossible matériellement.

Ceci explique que la plupart des projets sont munis d'une unité de stockage d'électricité (comme une batterie, ou plus rarement une super-capacité ou un système à combustion). On parle dès lors de réseaux de capteurs sans fil autonomes. Le terme autonome se réfère ici à la non nécessité d'être connecté au réseau électrique. Par là même, on économise tous les coûts liés au câblage des nœuds, ainsi que toute la complexité d'un réseau électrique dense. En contrepartie, cela soulève un nouveau problème : celui de la quantité limitée d'énergie que peut emmagasiner un élément de stockage.

En effet, cette énergie est équivalente à un certain nombre de charges stockées et va, par conséquent, influencer directement sur le volume / la taille de l'élément de stockage. Ceci débouche forcément sur un compromis entre la longévité du nœud et son volume. Plusieurs axes de recherche se présentent pour tirer le meilleur parti de ces contraintes.

La première direction consiste à réduire au maximum la consommation électrique des nœuds. Dans un premier temps, cela s'est fait naturellement grâce aux progrès de la microélectronique. En effet, l'un des avantages lors de la réduction de la taille de gravure des circuits est une diminution de la tension nécessaire pour faire fonctionner le circuit et par voie de fait de l'énergie nécessaire à son fonctionnement. Cependant l'économie réalisée n'était encore pas suffisante et des efforts spécifiques ont été réalisés ces dernières années pour produire des circuits spécialement peu gourmands en énergie : on parle alors de *low power*, voire même d'*ultra low power*. Ces avancées concernent tous les composants d'un nœud : contrôleur, module de transmission, capteurs. . . Les développements se poursuivent dans cette direction et bénéficieront quoi qu'il en soit de la course vers l'infiniment petit entreprise par la microélectronique.

Conjointement, l'aspect télécommunications a également progressé. En plus de l'électronique, les modules de transmission sont maintenant spécialement conçus pour s'adapter le plus possible à l'environnement dans lequel le nœud est appelé à être utilisé (un exemple simple est l'antenne utilisée pour le projet Glacsweb qui est spécialement accordée à la glace - il faut donc moins d'énergie pour envoyer le signal avec la même qualité). L'architecture du réseau est également pri-

mordiale pour économiser l'énergie (minimisation du parcours, minimisation du nombre des nœuds enfants. . .). Enfin des algorithmes spécifiques (modulation radio, codage, débit binaire, réduction des en-têtes. . .) permettent d'optimiser au maximum l'énergie nécessaire pour la récupération des données. Néanmoins, le fait que chaque application ait ses propres spécificités pénalise la naissance d'une méthodologie d'économie d'énergie commune à tous les réseaux de capteurs.

La dernière voie disponible est l'amélioration de la quantité d'énergie électrique pouvant être stockée dans une batterie (on se limite dans un premier temps à ce seul support de stockage tellement il est majoritaire). En d'autres termes, cela passe donc par l'augmentation de la densité d'énergie des batteries. Malheureusement, ce domaine ne rencontre pas autant de succès que la réduction de la consommation des circuits. Malgré des recherches très poussées, la densité d'énergie des batteries évolue beaucoup plus lentement que d'autres indicateurs de la microélectronique comme par exemple la vitesse des microprocesseurs (cf. FIG. I.7).

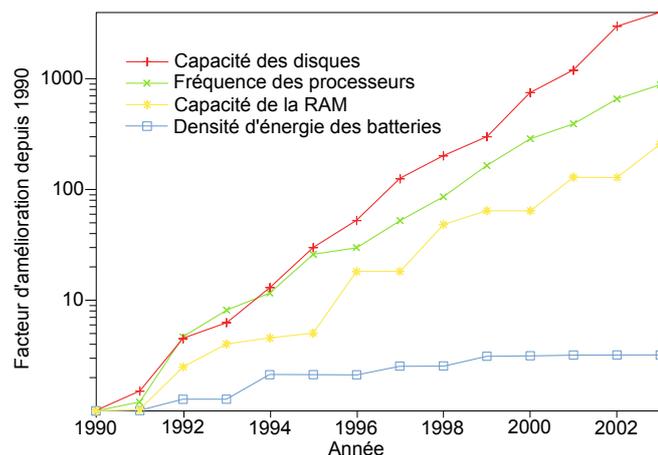


FIGURE I.7 – Facteur d'amélioration de plusieurs domaines de la microélectronique vis-à-vis de la densité d'énergie des batteries [Paradiso et Starner - 2005]

La principale conséquence de cet état de fait est que la batterie occupe à présent une part très importante du volume total. En fait, plus le volume total du nœud est petit et plus la place occupée proportionnellement par la batterie est importante. Cela peut devenir critique pour les nœuds millimétriques (cf. FIG. I.8). La nécessité de garantir une durée de vie importante au nœud s'oppose donc à sa miniaturisation.

Néanmoins, quelques soient les avancées réalisées dans la gestion d'énergie, une unité de stockage seule ne contiendra jamais qu'une quantité limitée d'énergie électrique. Si l'on veut pouvoir prolonger la durée de vie du dispositif sans pour autant augmenter de manière disproportionnée le volume de la batterie, il faut donc chercher d'autres alternatives que celles énoncées jusqu'à présent. C'est ainsi qu'est née la thématique de la récupération d'énergie (*energy harvesting* ou *energy scavenging* en anglais). Avant de développer ce nouveau concept, nous allons nous

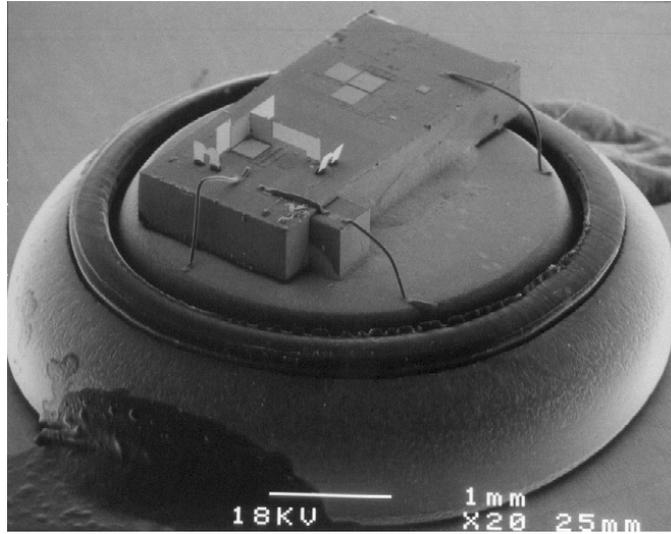


FIGURE I.8 – Smart Dust de l’Université de Bekerley. Le nœud repose sur une batterie de type « pile bouton »

attarder au préalable sur la quantité d’énergie que requiert un nœud tel qu’on peut le concevoir avec des composants commerciaux.

I.4 Budget énergétique d’un nœud

Il est intéressant de procéder à cette estimation de la quantité d’énergie requise pour le fonctionnement d’un nœud à plusieurs titres. Cela permet d’observer plusieurs phénomènes comme notamment les composants qui sont les plus « énergivores » ou encore l’effet du rapport cyclique sur la consommation. Cela permet également de dimensionner la quantité d’énergie nécessaire pour une durée de fonctionnement donnée (ou inversement de prévoir la durée de vie à partir d’une quantité donnée d’énergie).

Dans sa forme la plus simple, un nœud est composé d’un ou plusieurs capteurs, d’un contrôleur et d’un émetteur. Afin d’être un minimum réaliste, une étude des nœuds disponibles commercialement a été réalisée afin d’analyser les différents composants utilisés ainsi que les fonctionnalités offertes. Les réseaux de capteurs sans fil sont une application assez récente ; le marché est pour le moment entre les mains de *start-up*, certaines financées par de grands industriels, d’autres au contraire étant la concrétisation d’un engagement universitaire. Les entreprises les plus connues dans ce domaine sont Crossbow Technology, Dust Networks, Mesnetics ou encore Sensicast. . .

Certaines ont développé leur propre nœud (électronique comprise) mais dans l’ensemble elles utilisent et assemblent des briques de base fournies par des fabricants comme Atmel ou encore Texas Instruments (via sa filiale Chipcon). Quoiqu’il en soit, les différentes solutions commerciales proposent généralement des ca-

ractéristiques assez similaires (que ce soit au niveau de la consommation ou des fonctionnalités). La seule différence flagrante concerne la bande d'émission choisie pour la transmission sans-fil. Deux systèmes sont généralement proposés : dans la bande des 900 MHz et dans celle des 2,4 GHz. Pour cette dernière bande, il s'agit généralement du protocole ZigBee, qui en plus d'imposer certaines restrictions sur le découpage radio ajoute également des conditions sur la sécurité des données (cryptage) et sur la vérification de la réception. En contrepartie, Zigbee est plus gourmand qu'une solution simple à 900 MHz.

I.4.1 Réalisation théorique d'un nœud

Nous allons donc procéder à la réalisation théorique d'un nœud à partir des informations fournies par les fabricants. L'ensemble micro-contrôleur et émetteur peut au choix être construit à l'aide de deux composants ou bien être directement combiné en une unique puce. Bien que cette dernière approche doive être plus économe, notre étude nous a montré qu'il n'en est rien. Il vaut mieux conserver ces deux fonctions séparées. Deuxièmement, nous choisirons une transmission RF simple dans la bande des 2,4 GHz (pas de Zigbee). Le module RF le plus économe que nous avons trouvé transmet sur cette fréquence. Enfin, du côté des capteurs, nous sélectionnerons un capteur de température (pour rester dans la thématique de la thèse) et un accéléromètre (qui est l'un des classiques en micro-fabrication).

Pour les capteurs, notre choix s'est porté sur le TMP35 pour la température et le ADXL345 pour l'accéléromètre, tous les deux provenant de chez Analog Devices. Comme pour l'ensemble du système, la considération primordiale est celle de la consommation d'énergie (que ce soit lors de l'acquisition des grandeurs mais également lorsque les capteurs sont en sommeil). Le pendant de ce choix est que les capteurs sélectionnés ne sont pas les plus précis existants sur le marché.

Le TMP35 fonctionne avec une tension de 2,7 V et consomme 50 μA lorsqu'il est actif et 0,5 μA en veille. Il est capable d'analyser des températures entre -40 et 125 °C avec une précision de ± 2 °C. La durée d'une acquisition est de l'ordre de 1 ms, ce qui se traduit par une énergie par acquisition de 0,135 μJ (cf. TAB I.2).

Le ADXL345 est un accéléromètre 3 axes à sortie analogique, fonctionnant avec une tension de 1,8 V. Il consomme 150 μA lorsqu'il est actif et 2,0 μA en veille. Il lui faut 1,71 ms pour procéder à l'évaluation de l'accélération, ce qui représente donc une énergie par acquisition de 0,460 μJ . Il est capable de mesurer des accélérations jusqu'à $\pm 10\text{ g}$ avec une précision sur 13 bits (cf. TAB I.2).

Pour l'émetteur, nous avons choisi l'EM9201 de chez EM Microelectronic. Il communique dans la bande des 2,4 GHz et se contente d'une alimentation de 1,0 V pour fonctionner. En veille, il ne consomme que 3 μA . En fonctionnement, il est l'un des moins gourmands du marché avec 12,5 mA en réception et 11,5 mA pour une transmission à 0 dBm. Il est capable de d'envoyer les informations à une vitesse de 2 Mbs. Si l'on se base sur une durée de transmission de l'ordre de 4 ms (ce qui est considéré par exemple par O'Mathúna et al. [2008]), avec une répartition émission

Capteur	Tension (V)	Puiss. (μ W) dormant	Puiss. (μ W) actif	Acquisition (ms)	Énergie / aqu. (μ J)
TMP35 (température)	2,7	1,35	135	1,00	0,135
ADXL345 (accélération)	1,8	3,60	270	1,71	0,460

TABLE I.2 – Caractéristiques des deux capteurs

/ réception de 90 % / 10 %, on obtient un bilan énergétique par envoi de l'ordre de 46,4 μ J (cf. TAB I.3).

Émetteur	Tension (V)	Puiss. (μ W) dormant	Puiss. (mW) émission	Puiss. (mW) réception	Énergie / envoi (μ J)
EM9201 (@2.4 GHz)	1,0	3,00	11,5	12,5	46,4

TABLE I.3 – Caractéristiques de l'émetteur

Enfin, nous terminerons avec la présentation du micro-contrôleur sélectionné. En réalité, deux choix sont possibles : l'ATmega 644 d'Atmel qui est particulièrement performant en veille et l'EM6919 de chez EM Microelectronics qui est plus économe lors du fonctionnement. Ces deux modèles proposent des fonctionnalités assez similaires, comme par exemple des convertisseurs analogique / numérique (pour l'interface avec les capteurs), un processeur fonctionnant à basse fréquence (typiquement 32 kHz), de la mémoire volatile RAM ainsi que de la non volatile ROM.

Il est donc difficile de décider *a priori* lequel choisir. En fait, tout dépendra de l'application visée et du ratio entre temps actif et temps en veille (le rapport cyclique). Dans un premier temps, nous allons privilégier l'EM6919 et l'économie lorsque le contrôleur fonctionne, en supposant que les économies réalisées sont plus importantes avec le rapport cyclique sélectionné. Pour étayer cette supposition, on peut se reporter à l'ANNEXE 1 où les deux contrôleurs sont comparés en fonction de leur durée active.

L'EM6919 consomme donc en veille 0,65 μ A sous 0,9 V et 4 μ A lorsqu'il est en fonctionnement. On suppose également (toujours en se basant sur [O'Mathúna et al. - 2008]) que la durée nécessaire pour mettre en forme les données reçues des capteurs avant de les envoyer à l'émetteur nécessite 20 ms de temps de calcul. Cela correspond donc à une dépense énergétique de 0,064 μ J pour le EM6919 (cf. TAB I.4).

À partir de toutes ces données, on peut facilement calculer quelle est l'énergie nécessaire pour assurer le fonctionnement d'un nœud pendant un cycle (mesures, traitement et transmission). Bien sûr, il ne faut pas oublier de prendre en compte l'énergie de veille des différents composants. Le micro-contrôleur sera en fonction-

Contrôleur	Tension (V)	Puiss. (μ W) dormant	Puiss. (μ W) actif	Calcul (ms)	Énergie / calc. (μ J)
EM6919	0,9	0,59	3,2	20	0,064

TABLE I.4 – Caractéristiques de l'EM6919

nement durant toute la durée des opérations afin d'assurer la coordination entre les composants. On fera la supposition que les deux capteurs commencent leurs mesures en même temps et en parallèle. Comme la durée d'acquisition diffère entre les deux capteurs, on considèrera que le capteur de température se met en veille tandis que l'accéléromètre termine sa mesure.

	Temps (ms)	Puiss. capteurs (μ W)	Puiss. contrôleur (μ W)	Puiss. transmetteur (μ W)	Puiss. totale (μ W)	Énergie totale (μ J)
Mesure	1,71	349,50	3,20	3,00	355,70	0,61
Calcul	20,00	4,95	3,20	3,00	11,15	0,22
Émission	3,60	4,95	3,20	11500,00	11508,15	41,43
Réception	0,40	4,95	3,20	12500,00	12508,15	5,00
Actif	25,71					47,26
Dormant		4,95	0,59	3,00	8,54	

TABLE I.5 – Bilan de l'énergie nécessaire pour effectuer un cycle

On peut tirer plusieurs conclusions à partir de ce tableau. La première est qu'un cycle de mesures / émission nécessite en théorie (et dans la configuration choisie) aux alentours de 50μ J. Ce chiffre n'est pas aberrant et reste du même ordre de grandeur que celui de 22μ J cité dans la thèse de Marzencki [2007].

La constatation suivante est que l'unité de transmission est particulièrement gourmande en énergie. C'est une phrase que l'on a l'habitude d'entendre et à juste titre. Tous les émetteurs recensés lors de la sélection présentent des courants de plusieurs dizaines de mA. Même si leur temps de fonctionnement est limité au maximum, cela se traduit par la nécessité d'une énergie importante lors de la phase de transmission.

Par ailleurs, les capteurs peuvent également être de gros consommateurs. Ce n'est pas le cas de deux que nous présentons ici, mais certaines fonctions (la mesure de l'hygrométrie par exemple) nécessitent un temps d'acquisition beaucoup plus long. Par ailleurs, d'autres capteurs ont des exigences en courant beaucoup plus importantes. Tout cela fait qu'il faut être particulièrement attentif lors du choix de ces composants.

Enfin le micro-contrôleur est généralement la partie la plus optimisée. Leur consommation est dans la plupart des cas très maîtrisée et la sélection d'un modèle plutôt qu'un autre est intimement liée à l'application (pourcentage du temps actif / dormant).

Ces données en tête, nous pouvons à présent aborder la partie sur la récupération d'énergie ; on y montrera comment des sources inépuisables peuvent contribuer à rassembler cette énergie nécessaire.

I.5 Récupération d'énergie

La thématique de la récupération d'énergie est une thématique assez récente dans l'histoire des environnements intelligents : on peut considérer qu'elle a pris réellement son essor après l'an 2000. Ces dernières années de plus en plus de projets ont vu le jour, de nouveaux axes de recherche ont été examinés et de nouvelles avancées sont régulièrement mises en avant.

Son principe est simple, on se propose de récolter, via une unité génératrice appropriée, une (ou plusieurs) source(s) d'énergie ambiante comme le rayonnement, les vibrations mécaniques ou encore la température. Le but est de suppléer la batterie dans ses fonctions afin d'améliorer l'autonomie du nœud. Avec la réduction de la consommation des nœuds, on peut même dans certains cas envisager de remplacer totalement la batterie. Le but est de rendre le nœud réellement autonome (la seule limite serait alors l'usure des composants).

Notre environnement est rempli d'énergie inutilisée. Un avantage des réseaux de nœuds est leur faible consommation qui permet d'envisager de nouveaux moyens de production. Si certaines sources, comme le solaire et l'éolien attirent de plus en plus l'attention grâce à leur utilisation pour la production quotidienne d'électricité, d'autres sont beaucoup plus confidentielles. Nous allons donc dresser un rapide état des lieux des sources existantes ainsi que de l'énergie pouvant en être extraite grâce aux prototypes réalisés pour y puiser. Cela permettra d'avoir une idée du niveau requis pour être compétitif avec notre approche.

Cet état des lieux ne cherche pas à être exhaustif, le sujet est suffisamment mûr à présent pour qu'un certain nombre de synthèses soient publiées chaque année afin de regrouper les dernières innovations. La plus fréquemment citée est celle de Paradiso et Starner [2005] qui a le mérite d'être complète et très richement illustrée. Des articles comme ceux de Mitcheson et al. [2008], de Cook-Chennault et al. [2008] ou de O'Mathúna et al. [2008] ont depuis enrichi cette synthèse en se penchant sur certaines sources précises. Le lecteur souhaitant explorer plus en détail le sujet est invité à s'y référer.

I.5.1 Rayonnement

La première grande famille de sources d'énergie est celle provenant du rayonnement. Elle regroupe entre autres le rayonnement solaire (visible), le rayonnement infrarouge, les ondes hertziennes et les émissions nucléaires.

- La source la plus évidente est le rayonnement solaire que l'on peut convertir directement à l'aide de cellules photovoltaïques (cf. FIG. I.9). Bien que la

recherche et le développement se fasse prioritairement sur des échelles macro-métriques, il est également possible de trouver des prototypes de laboratoires sur des surfaces plus réduites. La contrainte principale est la quantité lumineuse disponible, on estime qu'une journée ensoleillée correspond à environ 100 mW.cm^{-2} tandis qu'à l'intérieur d'un bureau le niveau d'éclairage atteint environ $0,1 \text{ mW.cm}^{-2}$. Sachant que le rendement des cellules varie entre 10 et 25 %, on peut estimer que la densité de puissance générée par un générateur photovoltaïque oscille entre $10 \mu\text{W.cm}^{-2}$ (intérieur) et $10 - 25 \text{ mW.cm}^{-2}$ (extérieur).

- Le rayonnement infrarouge peut être collecté à l'aide de panneaux solaires adaptés à cette longueur d'onde. Il est généralement émis par des corps très chauds (supérieurs à 800 K). Cela limite donc les possibilités d'utilisation à quelques cas très particuliers.
- Les ondes hertziennes (en d'autres termes radio) peuvent fournir une quantité d'énergie importante, à condition de se trouver près de l'émetteur. En effet, l'énergie disponible décroît avec le carré de la distance séparant la source du générateur. Pour un réseau à la superficie étendue, il faut donc soit des sources extrêmement puissantes (se pose alors la question de la nocivité du bombardement électromagnétique), soit quadriller le réseau avec plusieurs sources.
- Enfin le rayonnement nucléaire a également des applications plutôt assez restreintes. Les sources naturelles sont généralement trop faibles pour espérer alimenter quoi que ce soit (de l'ordre du fW.m^{-2}). Par contre, les sources artificielles peuvent parfois être employées (ce fût par exemple le cas dans certaines générations de pacemakers) avec néanmoins les risques dûs à la radioactivité que l'on connaît.



FIGURE I.9 – Heliomote, un nœud fonctionnant grâce à l'énergie solaire

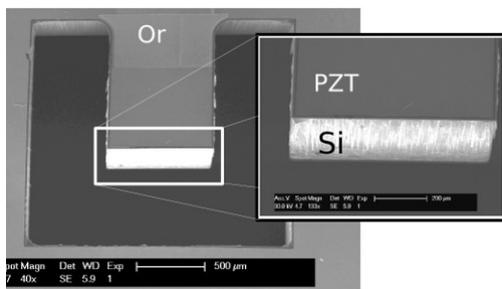
I.5.2 Énergie mécanique

Une deuxième grande famille est celle des sources d'énergie mécanique I.10. On estime que la densité d'énergie mécanique disponible dans notre environnement proche peut atteindre $250 \mu\text{W.cm}^{-3}$ [Roundy et al. - 2003]. Cette éner-

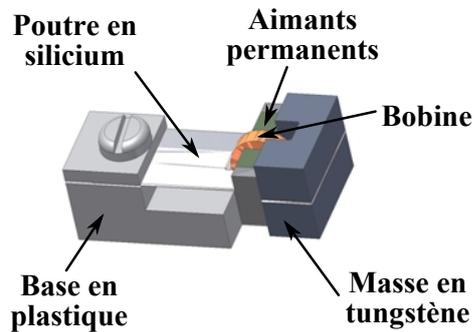
I. CONTEXTE

gie se présente sous deux formes : les vibrations (moteur, arbre de transmission, vitre donnant sur une rue bruyante ou soumise à la pluie...) et les déformations « quasi-statique » (déformation d'une semelle ou d'habits, suspensions d'une voiture, actionnement d'un interrupteur...). Si le moyen pour récupérer cette énergie (généralement une masse mobile pour les vibrations et la transformation de l'effort pour les déformations) est différent, les dispositifs utilisent généralement une des trois propriétés physiques suivantes :

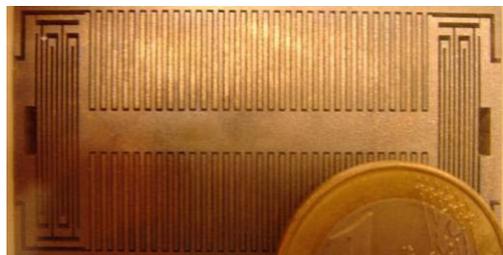
- la piézoélectricité : certains matériaux sont piézoélectriques, ce qui signifie que lorsqu'ils sont soumis à une contrainte, des charges apparaissent à leur surface. En ajoutant deux électrodes, il est possible de récupérer l'électricité ainsi produite.
- l'électromagnétisme : le déplacement relatif d'une masse magnétique par rapport à une (ou plusieurs) bobine(s) entraîne des modifications du flux magnétique, qui se traduisent par un courant induit circulant dans la bobine.
- l'électrostatique : la distance entre les deux électrodes d'un condensateur chargé est modifiée. Par conséquent, la tension aux bornes du condensateur fluctue, ce qui résulte en un courant.



(a) Générateur piézoélectrique [Marzencki - 2007]



(b) Générateur électromagnétique [Beeby et al. - 2007]



(c) Générateur électrostatique [Despesse et al. - 2008]

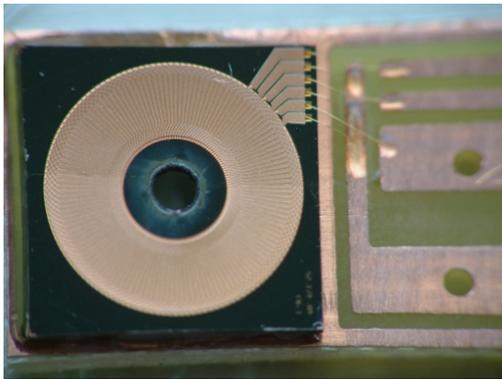
FIGURE I.10 – Trois exemples de générateurs récupérant l'énergie des vibrations

Le résultat de la conversion mécano-électrique dépend de plusieurs paramètres. On peut citer le chevauchement entre la fréquence des vibrations et celle propre au

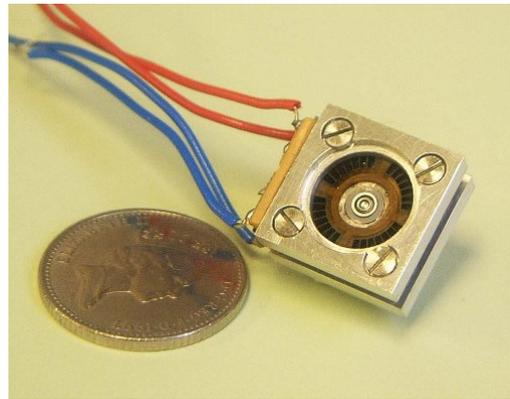
générateur (lorsqu'il est de type inertiel) et l'amplitude des déformations. Plus ces conditions sont réunies et plus on peut espérer maximiser la quantité d'électricité produite pour une source donnée.

I.5.3 Écoulement de fluides

Une autre famille comprend les énergies prenant leur source dans les écoulements de fluides. Cette énergie est traditionnellement récupérée à l'aide de turbines (cf. FIG. I.11(a)), comme c'est le cas à grande échelle avec la génération d'électricité éolienne ou hydroélectrique. A petite échelle, de nouveaux problèmes apparaissent, dont notamment une augmentation relative des frottements (à la fois du fluide sur les pales, mais également entre les différentes parties de la turbine).



(a) Micro-turbine réalisée à l'aide de technologies collectives [Raisigel et al. - 2006]



(b) Turbine assemblée [Holmes et al. - 2004]

FIGURE I.11 – Deux exemples de micro-turbines

Cette thématique est encore assez peu explorée à l'échelle micrométrique, même si elle bénéficie de l'expérience acquise avec la création des micro-moteurs à combustible. L'énergie récupérable à l'aide d'une turbine est fortement liée à la vitesse du fluide la traversant. Il est donc difficile de comparer les prototypes entre eux puisqu'on peut observer des différences de plusieurs ordres de grandeur au niveau des puissances de sortie : 130 mW pour un rotor de 4,2 cm chez Rancourt et al. [2007] et 5 W pour un rotor de 0,8 cm chez Raisigel et al. [2006].

I.6 Le cas des variations de température

I.6.1 Gradient spatial

Enfin la dernière grande famille est celle de l'énergie thermique. Lorsqu'on aborde la récupération d'énergie thermique, la quasi-totalité des équipes cherchent en réalité à extraire l'énergie d'une différence spatiale de température ; c'est-à-dire

la différence qu'il existe entre deux zones, l'une qualifiée de « froide » et l'autre de « chaude ». Pour ce faire, la technique privilégiée consiste à utiliser l'effet thermoélectrique. L'effet thermoélectrique se manifeste par la création d'une tension électrique aux bornes de deux métaux joints et lorsque ceux-ci sont soumis à une différence de température. Concrètement, les générateurs modernes sont composés d'un grand nombre de couples de semi-conducteurs de type n et p , connectés en série électriquement et en parallèle thermiquement (cf. FIG. I.12).

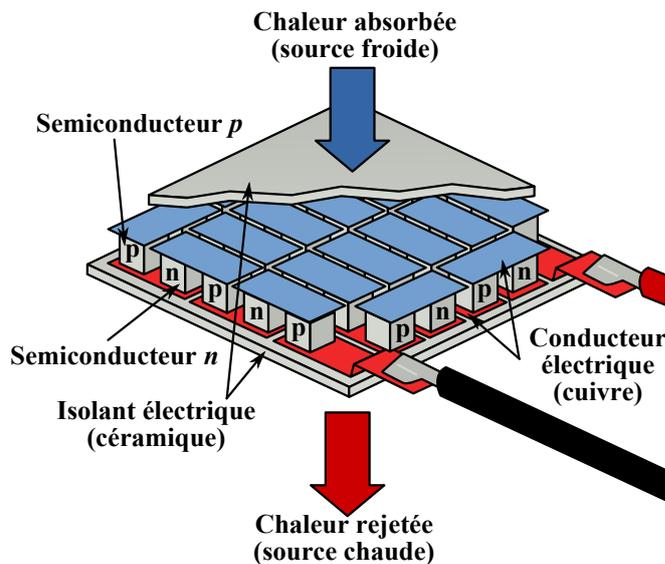


FIGURE I.12 – Vue schématique d'un module thermoélectrique

L'efficacité de ce genre de générateur dépend à la fois du gradient de température et de la composition des matériaux (via leur coefficient Seebeck, une grandeur qui traduit leurs propriétés thermoélectriques). L'un des désavantages de la réduction d'échelle avec ce phénomène est qu'il est de plus en plus difficile d'avoir un écart de température important (et stable) lorsque l'on réduit la taille du générateur. Cela oblige alors de développer de nouveaux matériaux avec de meilleures propriétés thermoélectriques pour fonctionner même lorsque la différence est inférieure à la dizaine de degrés. Un générateur comme celui commercialisé par la société ThermoLife génère aux environs de $150 \mu\text{W}\cdot\text{cm}^{-3}$ sous un gradient de 10°C .

I.6.2 Gradient temporel

L'approche que nous avons choisie est totalement différente en cela que nous nous sommes intéressés à comment générer de l'électricité à partir de l'évolution temporelle de la température, c'est-à-dire de sa variation entre deux instants t_1 et t_2 .

Cette approche est encore peu utilisée, comparée à celles que nous avons évoquées précédemment. Nous verrons au chapitre suivant que de nombreuses solu-

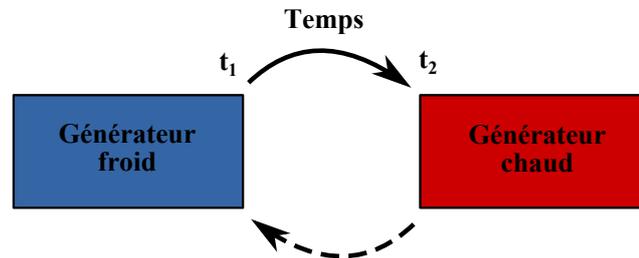


FIGURE I.13 – Principe de la récupération temporelle de température

tions peuvent être envisagées afin de récupérer ces variations. Cependant, la plupart d'entre elles ne sont pas applicables avec les conditions de fonctionnement que nous allons définir à présent.

I.6.3 Notre cahier des charges

Notre ambition en démarrant cette thèse était de concevoir un générateur fonctionnant aux alentours de la température ambiante ($25\text{ }^{\circ}\text{C}$), afin de pouvoir être utilisé dans un environnement dans lequel des êtres humains sont amenés à évoluer. Néanmoins, si le générateur peut être adapté pour fonctionner sur une plage plus importante de températures, ce serait un plus certain.

Le deuxième pré-requis concerne l'amplitude des variations et la vitesse d'évolution de la température. La première doit être faible, tandis que la seconde doit être lente. Si on considère encore une fois le milieu dans lequel nous évoluons chaque jour, il est généralement caractérisé par des variations inférieures à la dizaine de degrés sur des intervalles de temps pouvant s'échelonner sur plusieurs heures.

Enfin, même si dans un premier temps on peut se limiter à montrer que nos idées sont fonctionnelles, nous rappelons également que notre générateur doit être capable de produire aux alentours d'une cinquantaine de μJ afin de pouvoir alimenter un nœud « type ».

Ces points-clés sont donc impérativement à garder à l'esprit lors des chapitres suivants. Nous y étudierons en effet les solutions qui s'offrent à nous pour mener à bien la conversion d'une variation temporelle de température en électricité.

Chapitre II

État de l'art

Sommaire

II.1 Matériaux pyroélectriques	24
II.2 Matériaux thermomagnétiques	33
II.3 Alliages à mémoire de forme	53
II.4 Et si la température évolue très lentement ?	55

Résumé

Dans ce deuxième chapitre nous allons nous intéresser à différentes manières de transformer une variation temporelle de température en énergie électrique. La thématique a beau être ancienne, il n'existe à notre connaissance aucune étude ayant tenté de rassembler ce genre d'informations. Nous avons donc fait notre possible pour envisager un maximum de solutions. Nous aborderons ainsi en détail la pyroélectricité et les thermomagnétiques et mentionnerons les alliages à mémoire de forme. Enfin, nous nous sommes intéressés au bien-fondé de ces solutions pour des variations lentes et faibles de température, ce qui nous a permis de mettre en évidence un point bloquant que nous résoudrons dans le chapitre suivant.

La conversion d'une variation temporelle de température en électricité peut être réalisée de nombreuses manières. Schématiquement, on peut les diviser en deux grandes voies : la méthode directe et celles indirectes. Certains matériaux permettent de transformer directement une variation de température en électricité. Ce « phénomène » est assez rare ; il apparaît au sein de matériaux dits pyroélectriques. C'est par eux que nous allons commencer notre tour d'horizon.

La deuxième voie inclue plusieurs étapes de conversion. Nous parlerons en particulier des transformations thermique \rightarrow magnétique \rightarrow électrique avec les matériaux thermomagnétiques et thermique \rightarrow mécanique \rightarrow électrique avec les alliages à mémoire de forme.

II.1 Matériaux pyroélectriques

II.1.1 Introduction

La pyroélectricité est la caractéristique de certains matériaux qui, lorsqu'ils sont chauffés ou refroidis, génèrent un potentiel électrique. Cet effet est connu depuis l'antiquité, puisque Théophraste note en 314 av. JC qu'un cristal de tourmaline se charge lorsqu'il est chauffé. L'effet est nommé en 1824 par Sir David Brewster d'après le grec *pyr* qui signifie *feu* et le terme électricité.

Concrètement chaque maille élémentaire d'un matériau pyroélectrique présente naturellement un moment dipolaire électrique. La somme de ces moments est appelée la polarisation spontanée du matériau P_S . Cette polarisation peut être modélisée par une couche de charges opposées à chacune des surfaces perpendiculaires à la direction de polarisation.

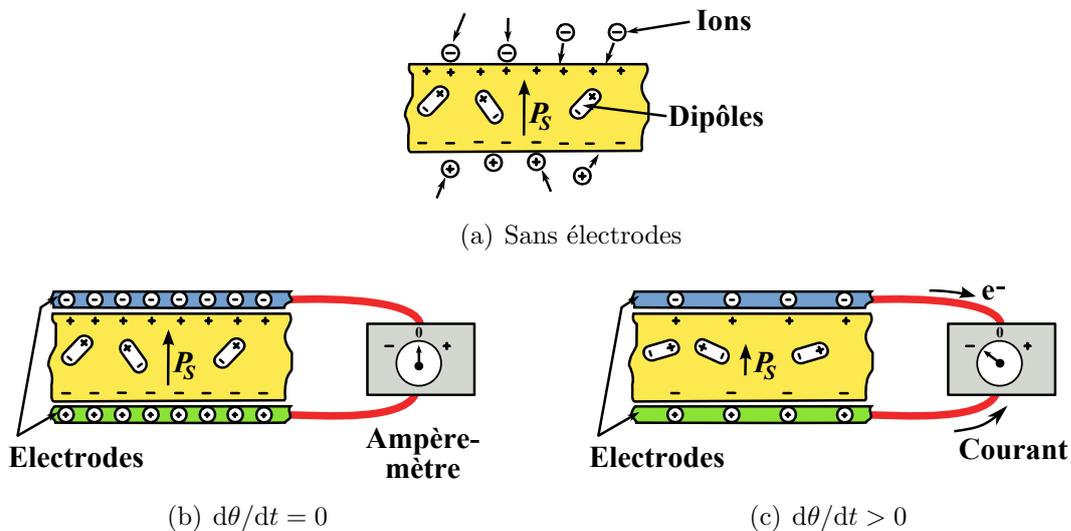


FIGURE II.1 – Explication simplifiée de la pyroélectricité [Lang - 2005]

La variation de température va modifier la polarisation globale du matériau et par conséquent le nombre de charges aux interfaces. Si à ces mêmes interfaces on ajoute deux électrodes connectées à un circuit, il est possible d'exploiter le courant généré par cette différence de charges (cf. FIG. II.1).

La pyroélectricité est une propriété intrinsèque du matériau, liée à sa classe cristallographique. Parmi les 32 classes existantes, 11 présentent un centre de symétrie, elles n'ont donc pas de moment dipolaire. Vingt des classes restantes présentent un effet piézoélectrique direct, c'est-à-dire qu'elles se polarisent lorsqu'elles sont contraintes. Seulement dix de ces classes sont naturellement polaires (sans contrainte extérieure) et possèdent donc un caractère pyroélectrique.

Il résulte de cet état que tout matériau pyroélectrique est également piézoélectrique. Ceci n'est pas négligeable et a une influence sur l'effet pyroélectrique lui-même. En effet la pyroélectricité peut être décomposée en deux effets (cf. FIG. II.2). L'effet primaire est celui qui associe une variation de température à une variation d'induction électrique ($d\theta \rightarrow dD$) à déformation constante. L'effet secondaire se manifeste par une déformation du matériau à cause de la différence de température, ce qui à son tour se traduit par une variation de D à cause de la piézoélectricité ($d\theta \rightarrow dS \rightarrow dD$). Ces deux effets sont pris en compte dans l'expression globale de la pyroélectricité, donnée par l'EQ. II.1 :

$$dD(t) = p \cdot d\theta(t) \quad (\text{II.1})$$

où p est le coefficient pyroélectrique. Ce coefficient sert à classifier les différents matériaux : plus il est élevé (en valeur absolue) et plus le matériaux sera pyroélectrique (c'est-à-dire que pour la même variation de température, il génèrera une tension plus élevée).

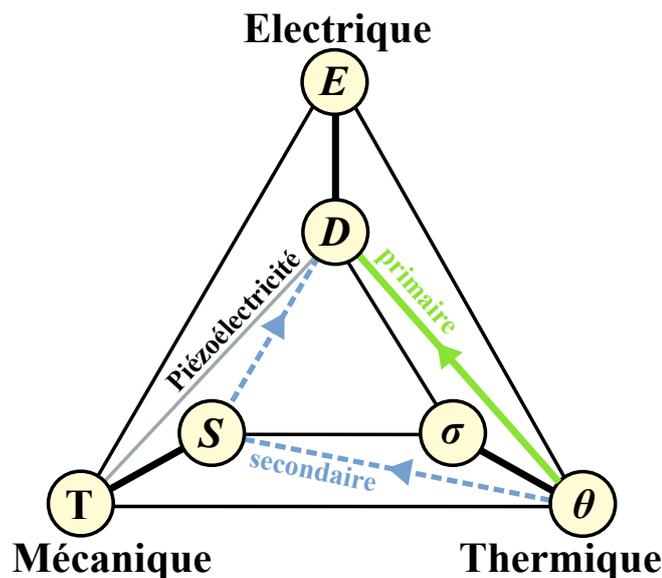


FIGURE II.2 – Pyroélectricité primaire et secondaire [Lang - 2005]

Ce coefficient vaut par exemple $-200 \mu\text{C.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour le BaTiO_3 [Lang - 2005], ou encore -22 à $-50 \mu\text{C.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ pour les polymères à base de PVDF-TrFE (di-fluorure de polyvinylidène - trifluoroéthylène) [Ng et al. - 2000]. Ces deux matériaux sont cités car ce sont ceux sur lesquels le plus de recherches sont menées pour l'utilisation en couches minces. On peut retrouver dans le TAB. II.1, un récapitulatif des coefficients primaire / secondaire / global pour différents matériaux.

Matériau	Coeff. primaire	Coeff. secondaire	Coeff. total
	$\mu\text{C.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$		
Céramiques polaires			
BaTiO_3	-260	+60	-200
PbZrTiO_3	-305,7	+37,7	-268
Cristaux			
LiTaO_3	-175	-1	-176
TGS	+60	-330	-270
Cristaux			
$(\text{CH}_2\text{CF}_2)_n$ - PVDF	-14	-13	-27

TABLE II.1 – Coefficients pyroélectriques de divers matériaux

II.1.2 Courant et tension pyroélectriques en circuit ouvert

Par analogie avec un condensateur, on peut écrire également que $dD(t) = dQ(t)/A$, où A est la surface des électrodes et Q le nombre de charges. Le coefficient pyroélectrique peut par conséquent être mis sous la forme [Bauer et Lang - 1996] :

$$p = \frac{1}{A} \cdot \frac{dQ(t)}{d\theta(t)} \quad (\text{II.2})$$

On peut donc très facilement en déduire le courant généré par une variation de température :

$$i_{pyr}(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = pA \frac{d\theta(t)}{dt} \quad (\text{II.3})$$

On s'aperçoit donc que l'intensité du courant est proportionnelle à la variation de température au cours du temps et dépend de la surface des électrodes, ainsi que du coefficient pyroélectrique du matériau. Cela va déterminer en partie le choix du matériau puisqu'un matériau avec de fortes propriétés pyroélectriques (coefficient important) sera nécessaire. A surface identique, le BaTiO_3 présentera ainsi un courant pyroélectrique bien plus important que le PVDF.

Par contre, d'un point de vue purement technologique, le matériau doit pouvoir être déposé de façon uniforme sur une surface A . Si cet aspect n'est pas forcément problématique à l'échelle centimétrique, la réalisation à petite échelle peut parfois s'avérer plus délicate. Comme le PVDF est un polymère, il est facile à mettre en

forme. C'est en partie la raison pour laquelle il est un matériau de choix, et ce malgré son faible coefficient pyroélectrique.

Nous allons nous intéresser à présent à la tension pyroélectrique aux bornes de l'élément. Pour cela, nous allons modéliser le matériau pyroélectrique. Du fait de l'approche que nous avons suivie jusqu'à présent, l'élément pyroélectrique peut être schématisé par un générateur de charges, délivrant un courant dont la valeur est donnée par l'EQ. II.3, en parallèle avec sa capacité C_{pyr} et sa résistance R_{pyr} intrinsèques (cf FIG. II.3).

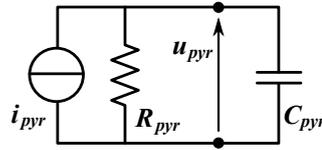


FIGURE II.3 – Modèle électrique d'un matériau pyroélectrique

Ce modèle ne tient compte que du matériau pyroélectrique. Pour identifier expérimentalement un tel modèle, du fait de la très grande résistance interne du matériau (ce sont des isolants), il faut faire très attention aux instruments de mesure que l'on va utiliser pour relever la tension ou le courant. Il est donc important de tenir compte de la résistance et de la capacité d'entrée de l'appareil, même s'il s'agit d'un amplificateur d'instrumentation. Nous reviendrons sur ce point lors de la partie expérimentale.

En utilisant la loi des nœuds, on obtient donc :

$$i_{pyr}(t) = \frac{u_{pyr}(t)}{R_{pyr}} + C_{pyr} \cdot \frac{du_{pyr}(t)}{dt} \quad (\text{II.4})$$

où $u_{pyr}(t)$ représente la tension pyroélectrique.

La tension pyroélectrique s'obtient alors en résolvant l'équation différentielle suivante :

$$\dot{u}_{pyr}(t) + \frac{u_{pyr}(t)}{R_{pyr} \cdot C_{pyr}} = \frac{i_{pyr}(t)}{C_{pyr}} \quad (\text{II.5})$$

II.1.3 Cas particulier où la variation de température est constante

L'équation différentielle précédente peut être facilement résolue lorsque la variation de température est constante. En effet, l'EQ. II.3 peut alors s'écrire sous la forme :

$$i_{pyr} = pA \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \quad (\text{II.6})$$

où le courant i_{pyr} est constant. Si on pose à présent $\tau_{elec} = R_{pyr} \cdot C_{pyr}$, et qu'on injecte l'EQ. II.6 dans l'équation différentielle, on peut poursuivre la résolution de

la tension pyroélectrique. On obtient alors :

$$u_{pyr}(t) = i_{pyr} R_{pyr} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{elec}}\right) \right) = p A R_{pyr} \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{elec}}\right) \right) \quad (\text{II.7})$$

Afin d'analyser de façon précise les dépendances de cette équation, nous allons remplacer R_{pyr} par $\rho d/A$ et C_{pyr} par $\epsilon A/d$ où ρ est la résistivité du matériau pyroélectrique, d son épaisseur, A sa superficie et ϵ sa permittivité :

$$u_{pyr}(t) = p \rho d \frac{\Delta\theta}{\Delta t} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\epsilon \rho}\right) \right) \quad (\text{II.8})$$

Étudions à présent les différents paramètres composant cette équation. Tout d'abord, comme dans le cas du courant, la variation de température tient un rôle important. En première approximation, on peut néanmoins la décorréler du matériau car il s'agit d'un paramètre externe que l'on peut faire varier uniquement en choisissant un endroit soumis à des variations importantes.

On peut également supposer que l'épaisseur du matériau pyroélectrique est un paramètre uniquement dépendant de l'application. En réalité, il y a également une contrainte technologique à ce niveau là puisque tous les matériaux n'ont pas les mêmes facilités de fabrication (en couches minces par exemple).

Les paramètres suivants vont permettre de réellement choisir le matériau le plus adapté. D'un coté nous avons, le coefficient pyroélectrique p et la résistivité du matériau ρ , ce produit doit être le plus élevé possible afin de maximiser le niveau maximal que l'on peut obtenir pour une variation de température donnée. De l'autre coté, nous avons le terme en $1 - \exp(-t/\tau_{elec})$. Afin d'obtenir rapidement la tension maximale (et donc l'énergie maximale stockée), la constante de temps doit donc être la plus faible possible.

En tenant compte des points relevé précédemment, il faut donc maximiser ρ et p en conservant ϵ aussi petit que possible. Grâce à ces recommandations, comparons à présent deux matériaux : le BaTiO₃ et le PVDF (cf. TAB. II.2).

Matériau	p	ρ	ϵ	$\Delta\theta/\Delta t$	d
	$\mu\text{C.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$	$\Omega.\text{m}$	$8,854.10^{-12} \text{ F.m}$	$^{\circ}\text{C/s}$	μm
PVDF	30	$10^{10} - 10^{13}$	10,7	10/30	100
BaTiO ₃	400	10^8	1000	10/30	100

TABLE II.2 – Comparaison du BaTiO₃ et du PVDF - données techniques

A partir des données du tableau précédent et de l'Eq. II.8, on peut tracer la tension pyroélectrique correspondante à une variation linéaire de température de 10 °C en 30 s. Ce sont les résultats présentés dans la figure ci-dessous (cf. FIG. II.4). On constate donc que le BaTiO₃ « sature » plus vite que le PVDF du fait de sa constante de temps plus petite (on a utilisé $\rho_{\text{PVDF}} = 1,98.10^{10} \Omega.\text{m}$). Néanmoins,

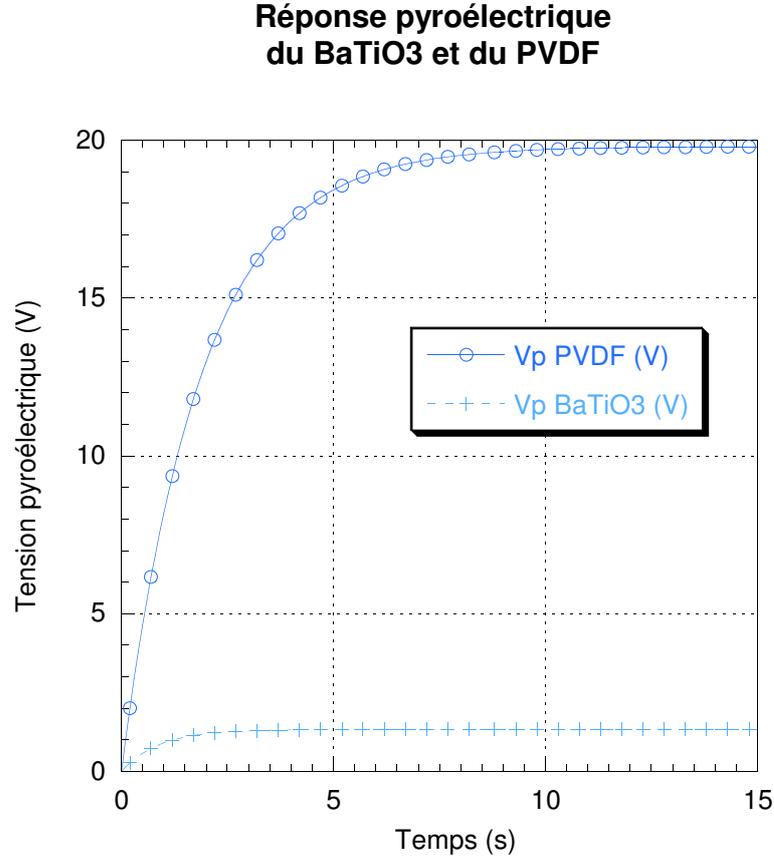


FIGURE II.4 – Comparaison de la tension pyroélectrique du BaTiO₃ et du PVDF

comme l'écart entre les deux résistivités dépasse les deux ordres de grandeurs, la tension pyroélectrique du PVDF est la plus importante.

Néanmoins, ces deux courbes mettent en évidence un autre phénomène. En effet, dès lors que le matériau arrive à saturation, il ne stocke plus de charges et toute l'énergie qui continue à être apportée par la température est dissipée par conduction. L'entrée à saturation marque donc le moment où il faut transférer les charges stockées dans le matériau pyroélectrique.

II.1.4 Énergie générée

Si l'on réfléchit à présent à l'énergie générée par l'élément pyroélectrique, on s'aperçoit que la majeure partie de la discussion tenue jusqu'à présent est encore valable et ce d'autant plus que l'énergie évolue comme le carré de la tension pyroélectrique.

$$E_{pyr}(t) = \frac{1}{2} C_{pyr} u_{pyr}(t)^2 = \frac{1}{2} A d \epsilon \rho^2 p^2 \left[\frac{\Delta\theta}{\Delta t} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{elec}}\right) \right) \right]^2 \quad (\text{II.9})$$

La constante de temps électrique doit toujours être la plus petite possible afin d'arriver le plus rapidement possible à l'énergie maximum stockable. D'un autre côté, il faut que le produit $\epsilon\rho^2p^2$ soit le plus grand possible. Les recommandations sont donc plus ou moins identiques à celles pour la tension pyroélectrique, il faut maximiser ρ et p tout en gardant ϵ aussi petit que possible.

Bien qu'*a priori* le BaTiO₃ présente des propriétés pyroélectriques plus intéressantes, le PVDF semble au final plus adapté en tant que générateur d'énergie.

II.1.5 Vérification expérimentale

Une série de mesures expérimentales a été menée afin de vérifier le comportement d'un élément pyroélectrique. L'installation de test (cf. FIG. II.5) est composée d'une résistance chauffante réalisée par le biais d'une piste fine en cuivre sur plaquette d'époxy. La chauffe de la résistance est pilotée en courant à l'aide d'un générateur. Une couche de scotch est déposée sur la résistance pour l'isoler électriquement.

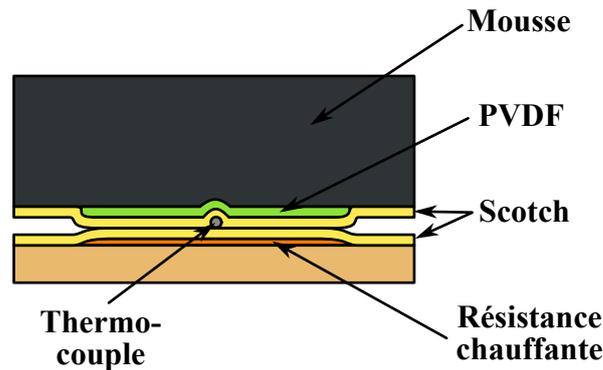


FIGURE II.5 – Vue en coupe du montage de mesure de la tension pyroélectrique (les échelles ne sont pas respectées)

Le film de PVDF est maintenu sur l'ensemble scotch + résistance à l'aide d'une couche de mousse isolante (électrique et thermique). Le PVDF provient de la société *Measurement Specialties*. Il s'agit d'un film commercial, de référence DT1-052K, qui mesure 16 par 41 mm pour une épaisseur de 64 μm . Le coefficient pyroélectrique donné par le fabricant est $10.7 \mu\text{C}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$.

Enfin, afin d'obtenir une indication de la température, un thermocouple de type K est inséré entre la résistance et le matériau pyroélectrique. Du fait des épaisseurs de scotch, cette mesure n'est pas précise mais elle donne néanmoins une indication de l'évolution de la température à proximité du PVDF. Le thermocouple est connecté à une centrale d'enregistrement, ce qui nous a permis de tracer l'évolution relative de la température en fonction du temps pour plusieurs courants de chauffe (cf. FIG. II.6). Cette figure présente $\Delta\theta(t) = \theta(t) - \theta_0$, la variation de tempéra-

ture entre la température mesurée par le thermocouple et la température initiale (grossièrement, la température ambiante : 25 à 30 °C).

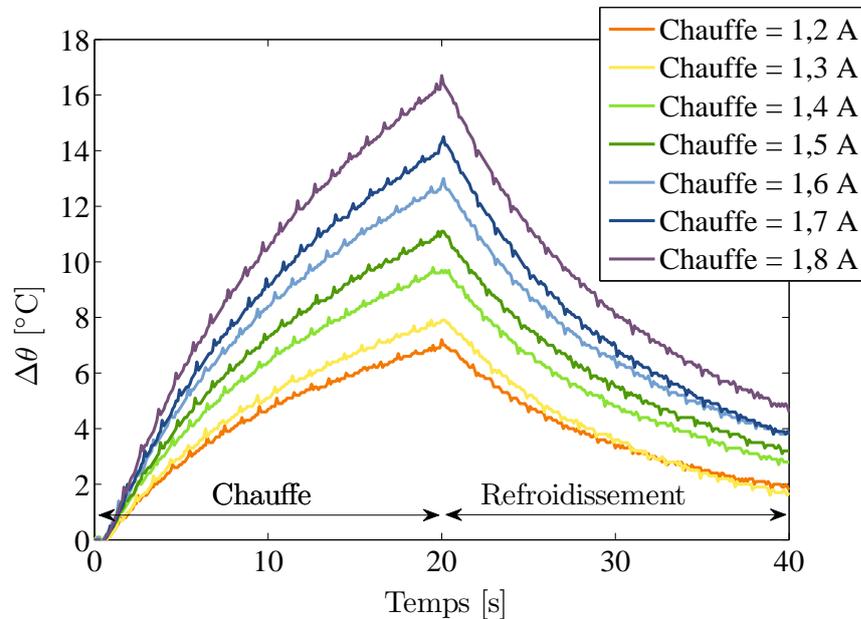


FIGURE II.6 – Évolution de la température, la chauffe est pilotée en courant

A partir des mesures précédentes, on voit bien qu'il y a deux phases : une de chauffe et une de refroidissement. Lors de la chauffe, la variation de température au niveau du thermocouple n'est pas constante et tend à diminuer au fur et à mesure que le temps passe. Nous allons voir juste après l'effet de cette décroissance de la pente sur la tension pyroélectrique.

Cette variation de température donne lieu à une variation de charges aux bornes de la capacité constituée par l'élément pyroélectrique. Notre échantillon de PVDF possédait d'origine une électrode déposée sur chaque face. Nous avons donc pu facilement les connecter pour mesurer la tension pyroélectrique. Pratiquement, un amplificateur d'instrumentation est nécessaire afin de limiter au maximum les fuites de courant en direction de l'oscilloscope et ainsi d'obtenir la mesure exacte de la tension pyroélectrique.

L'amplificateur utilisé dans notre montage est le *INA111* de *Texas Instrument*, il possède une résistance d'entrée de $1.10^{12} \Omega$ en parallèle à une capacité de 6 pF. Nous l'avons sélectionné afin qu'il perturbe le moins possible les mesures. Les tensions correspondantes aux températures présentées précédemment sont affichées dans la FIG. II.7.

La première chose à préciser c'est qu'avec la résistance d'entrée de notre amplificateur, on ne récupère (quasiment) pas d'énergie. Par conséquent, la tension mesurée est directement liée à l'énergie stockée aux bornes du PVDF.

Analysons à présent la courbe. Durant la chauffe, la tension présente deux

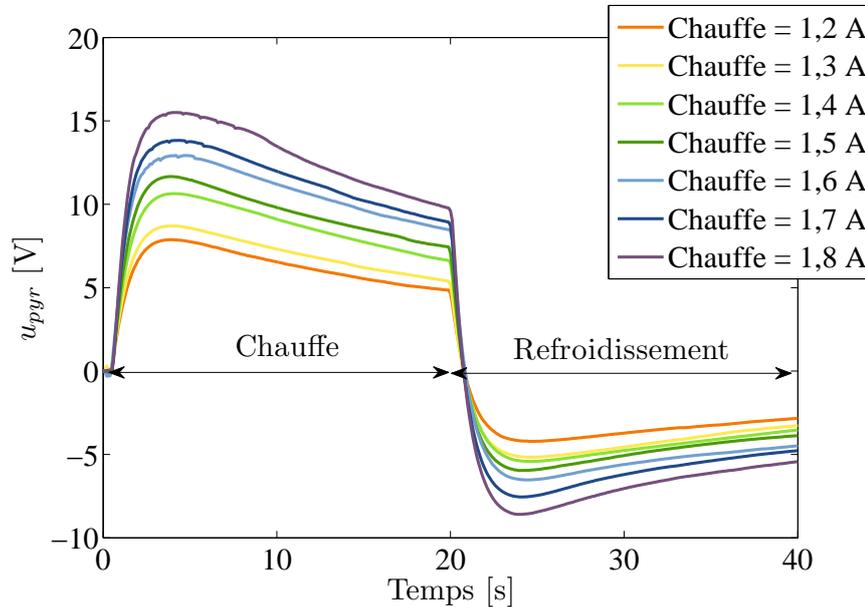


FIGURE II.7 – Variation de la tension pyroélectrique

phases : une première durant laquelle la tension croît. Le matériau pyroélectrique crée alors de l'énergie électrique en chargeant sa capacité. On arrive ensuite à la valeur de tension maximale, et donc à l'énergie maximale stockée dans l'élément. On passe ensuite dans la zone de saturation dans laquelle les charges créées par la variation de température sont dissipées par conduction. En théorie, ce devrait être un plateau, mais comme on le voit sur les courbes de température, la variation, bien que toujours positive, décroît lorsqu'on s'approche de la fin de la chauffe. Par conséquent, le nombre de charges générées devient inférieur aux charges dissipées et la tension globale diminue. Le phénomène inverse se produit lorsque la température décroît.

II.1.6 Conclusion

Les matériaux pyroélectriques sont donc capables de générer des tensions intéressantes. Néanmoins, il ne faut pas oublier que les expériences que nous avons faites ne prélevaient (presque) pas d'énergie du matériau. Insérer une résistance de charge modifierait donc totalement les résultats obtenus, avec le risque de ne pas pouvoir atteindre des niveaux de tension suffisants pour brancher une électronique derrière. Ce problème peut être en partie résolu en utilisant des techniques de commutation qui permettent d'accumuler les charges sur le composant et de les transférer seulement au moment crucial.

Néanmoins, ces considérations ne sont pas les plus importantes dans le cas de notre étude. Le point clé à retenir dans cette présentation de la pyroélectricité concerne le courant pyroélectrique (et par voie de conséquence, la tension et l'éner-

gie). Celui-ci fait en effet intervenir la variation de température au cours du temps de manière linéaire. Or, nous cherchons justement à exploiter des variations lentes. Qui dit évolution lente, dit également peu de charges générées (donc peu d'énergie) et une décharge du matériau qui devient non négligeable. La pyroélectricité n'est donc pas une solution adaptée à notre cas.

II.2 Matériaux thermomagnétiques

Parler de matériaux thermomagnétiques ne veut pas dire grand chose, puisque tous les matériaux magnétiques présentent des variations de leurs propriétés en fonction de la température. En réalité, au travers de cette seconde approche, nous allons nous concentrer sur la variation d'aimantation, M , due à la température, θ . Cette variation peut être exploitée, lorsqu'elle est canalisée par un circuit magnétique. Elle donne alors naissance à une variation de flux magnétique, Φ qui peut être convertie grâce à une bobine en électricité (cf. FIG. II.8). Il s'agit donc d'une méthode indirecte : température \rightarrow aimantation \rightarrow électricité.

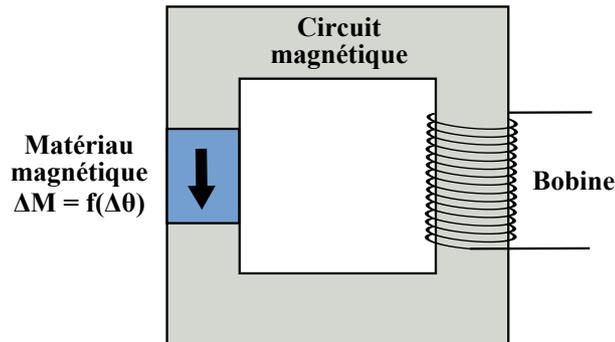


FIGURE II.8 – Récupération directe d'électricité à partir d'une variation de température

Cette conversion est à la base de l'électromagnétisme, nous nous contenterons ici de faire remarquer que la tension électrique générée par une bobine suit la loi de Lenz-Faraday qui énonce que la tension est proportionnelle à la variation temporelle du flux magnétique : $u \propto d\Phi/dt$. Si l'on écrit cela sous forme d'équation, on obtient :

$$u \propto \frac{d\Phi}{dt} \underset{\text{si } A=\text{cste}}{\propto} \frac{dB}{dt} \propto \frac{dM}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} \quad (\text{II.10})$$

Afin de maximiser la tension, on peut au choix travailler sur la variation de température au cours du temps (donnée fixée par le cahier des charges) ou trouver des matériaux présentant une très forte variation d'aimantation en fonction de

la température. Plusieurs transitions magnétiques à forte variation d'aimantation vont ainsi être analysées.

La plus simple, celle à laquelle on songe de prime abord, est celle survenant à la température de Curie, T_C , où l'on passe d'un état aimanté à un état paramagnétique. Cette voie a été étudiée de nombreuses fois et a donné lieu à divers brevets au cours du XIX^e siècle, notamment par Thomas Edison et Nicolas Tesla. Ce n'est que dans les années 1950 que le sujet est revenu à la mode, notamment grâce à J.F. Elliott qui calcula pour la première fois l'efficacité d'un tel générateur [Elliott - 1959]. Il fut le premier à songer à utiliser du gadolinium qui présente la particularité d'avoir une T_C à température ambiante (293 K). Malheureusement ses calculs montrèrent que l'efficacité maximale était jusqu'à deux ordre de grandeur inférieure aux générateurs classiques à rotation. Pour information, la densité de puissance qu'il avait calculée s'élevait à $55 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-3}$.

En fait, plusieurs aspects font que cette transition n'est pas la plus adaptée pour générer une énergie maximale lorsque l'on considère une variation assez faible de la température dans le temps. Tout d'abord, cette transition est du second ordre, ce qui implique que lors du passage ferromagnétique / paramagnétique, la pente de variation de l'aimantation en fonction de la température sera assez faible.

Ensuite, pour la majorité des aimants permanents (NdFeB, SmCo), la perte d'aimantation est irréversible, c'est à dire qu'une fois T_C passée, même si la température diminue, il n'y aura pas de nouvelle aimantation spontanée. Une polarisation extérieure est donc nécessaire afin de « ré-activer » l'aimantation du matériau.

Cela nous a conduit à nous intéresser à différentes transitions. La première que nous allons traiter est la transition qui apparaît à la température de compensation pour un matériau ferrimagnétique. La seconde transition sera celle survenant pour les matériaux dits à Effet MagnétoCalorique (géant) EMC. Et enfin la dernière direction de recherche concernera les aimants qui présentent des renversements de spin, autrement dit une variation de l'axe d'aimantation.

II.2.1 Ferrimagnétisme

Tout d'abord, l'étude s'est portée vers les matériaux ferrimagnétiques dans l'intention d'utiliser le « renversement » d'aimantation survenant autour de la température de compensation, T_{Comp} . Nous allons brièvement résumer ce qu'est le ferrimagnétisme ainsi que la propriété recherchée.

II.2.1.1 Présentation du ferrimagnétisme

Les matériaux ferrimagnétiques présentent tout comme les antiferromagnétiques, différents sous-réseaux cristallins dont les aimantations ne sont pas colinéaires et de même sens. Néanmoins la principale différence entre ces deux familles vient du fait que l'aimantation résultante n'est pas nulle pour les ferrimagnétiques, c'est à dire que les moments magnétiques ne sont pas parfaitement compensés. Il peut donc subsister une polarisation spontanée du matériau.

Ce comportement n'apparaît donc pas dans une structure pure, mais nécessite la présence de plusieurs atomes différents. La théorie du ferrimagnétisme a été introduite par Louis Néel en 1948 pour expliciter les propriétés magnétiques des ferrites spinelles de formule générale : Fe_2O_3MO , où M représente un métal de transition bivalent comme Mn^{2+} , Fe^{2+} , Co^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} , Zn^{2+} , Mg^{2+} , ou Cd^{2+} .

Il existe d'autres matériaux ferrimagnétiques, en particulier d'autres ferrites (grenats ou durs) qui présentent la particularité d'avoir une forte résistivité les rendant aptes à une utilisation à haute fréquence. Néanmoins la coercivité de ces matériaux n'est jamais très importante (de l'ordre de $\mu_0 H_C = 0,3 \text{ T}$) ce qui freine leur utilisation comme aimants permanents.

Le formalisme présenté par Néel prenait en compte deux sous-réseaux colinéaires A et B de polarisation J_A et J_B . Ces polarisations peuvent s'écrire [Geofroy - 2006] en utilisant des fonctions de Brillouin de la manière suivante :

$$J_A = \mu_0 N_A \mathcal{M}_A \mathcal{B}_J \left[\frac{\mathcal{M}_A(B + w(\alpha J_A - J_B))}{k\theta} \right] \quad (\text{II.11})$$

$$J_B = \mu_0 N_B \mathcal{M}_B \mathcal{B}_J \left[\frac{\mathcal{M}_B(B + w(\beta J_B - J_A))}{k\theta} \right] \quad (\text{II.12})$$

avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ la perméabilité du vide, N_A et N_B le nombre d'atomes magnétiques par unité de volume pour les réseaux A et B, \mathcal{M}_A et \mathcal{M}_B les moments magnétiques des deux réseaux et α , β , w des constantes de champs moléculaires.

On obtient donc une polarisation spontanée $J_{Sp} = |J_A - J_B|$ qui est fonction de la température. On peut noter en particulier qu'il existe une température dite de Curie T_C (ou encore de Néel, T_N) comme pour le ferromagnétisme qui traduit la disparition de la polarisation spontanée. Suivant les paramètres, plusieurs autres comportements peuvent apparaître. En particulier il peut arriver que les deux polarisations se compensent, résultant en une polarisation ponctuelle nulle. La température associée s'appelle la température de compensation : T_{Comp} (cf. FIG. II.9).

La FIG. II.9 mérite quelques explications. Tout d'abord, la ligne pointillée représente l'inverse de la susceptibilité et le fait qu'il s'agisse d'une droite est une caractéristique d'un comportement paramagnétique après la température de Curie.

On fera également remarquer que c'est la valeur absolue de J_{Sp} qui est représentée. Ceci explique pourquoi nous obtenons une courbe toujours positive sur l'intervalle $[0 - T_C]$. En réalité, un côté présente une polarisation positive et l'autre négative. Une autre façon de considérer ce phénomène consiste à voir cela comme une aimantation qui change de sens. C'est ce différentiel de polarisation qui nous intéresse. L'étape suivante consiste à sélectionner un matériau ferrimagnétique avec une variation importante de polarisation en fonction de la température.

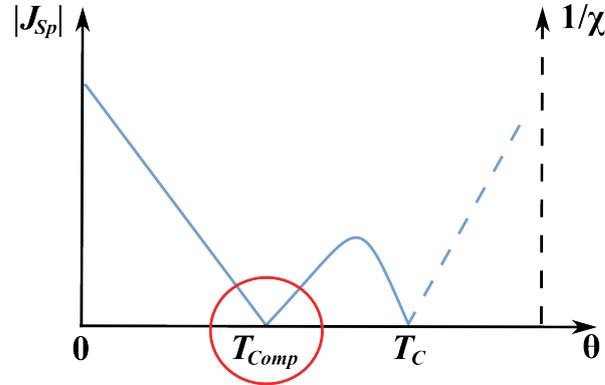
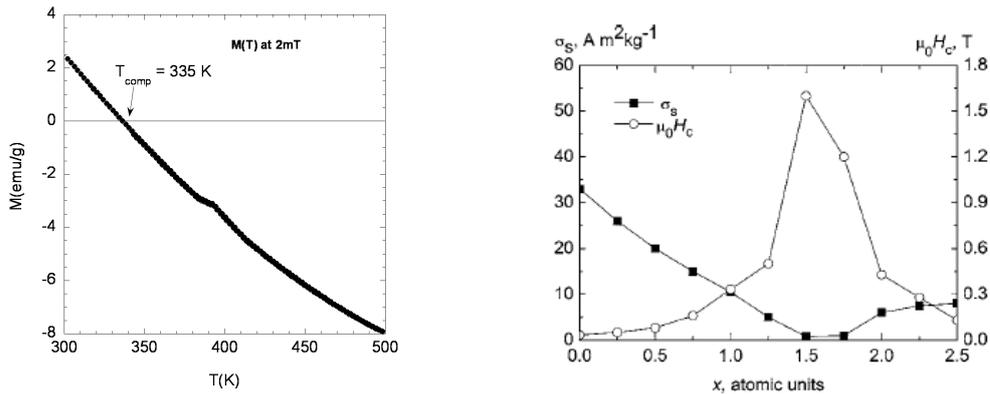


FIGURE II.9 – Un exemple de comportement ferrimagnétique avec température de compensation

II.2.1.2 Prototype à base de GdCoCu

Au début de cette thèse, le $\text{GdCo}_{5-x}\text{Cu}_x$, un alliage présentant cette propriété était en cours de développement / caractérisation au sein de notre équipe [Grechishkin et al. - 2006]. Il semblait donc logique de s'intéresser à son utilisation dans un dispositif comme celui de la FIG. II.8. Cet alliage est ferrimagnétique avec une température de compensation proche de la température ambiante (cf. FIG. II.10(a) et II.10(b)). Cette température peut néanmoins être ajustée en modifiant la composition de l'alliage.



(a) Aimantation du GdCo_3Cu_2 en fonction de la température (mesuré dans un champ de 2 mT, pré-polarisation à 2 T, 300 K)

(b) Aimantation spécifique à saturation σ_S et champ coercitif $\mu_0 H_C$ à température ambiante pour l'alliage monocristallin de $\text{GdCo}_{5-x}\text{Cu}_x$ avec $x = 0 - 2.5$ en fonction de la composition

FIGURE II.10 – Propriétés du GdCoCu

À la compensation, l'aimantation devient nulle (les deux sous-réseaux se com-

pensant) mais malheureusement la pente de variation d'aimantation en fonction de la température est très faible : $-7,32 \cdot 10^{-4} \text{ T.K}^{-1}$. Une utilisation aussi directe du GdCoCu n'est pas envisageable puisque la condition d'une forte variation d'aimantation avec la température n'est pas respectée.

Néanmoins, on peut réfléchir à une utilisation un peu détournée du $\text{GdCo}_{5-x}\text{Cu}_x$. L'idée de base étant d'utiliser le changement de sens de l'aimantation autour de T_{Comp} et ainsi d'entraîner un aimant permanent mobile dans différentes directions. La FIG. II.11 va illustrer le principe que l'on cherche à mettre en œuvre.

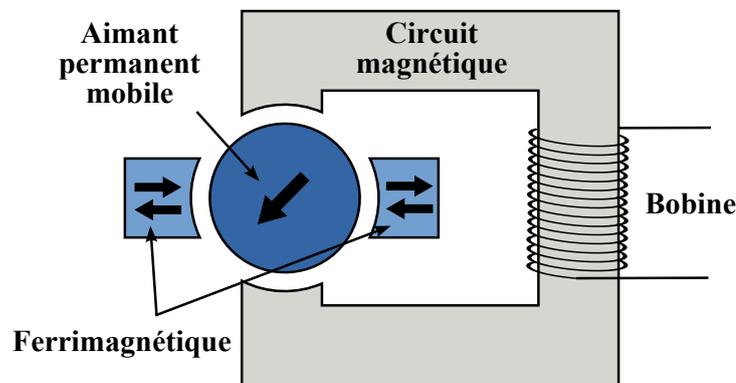


FIGURE II.11 – Utilisation de matériaux ferrimagnétiques et d'un aimant permanent mobile pour générer une différence de flux

Ce système permet ainsi de déterminer à quel moment on franchit un seuil (en l'occurrence la température de compensation) en générant un pulse d'énergie au même moment. Concrètement, si on se place dans un premier temps à une température inférieure à T_{Comp} (cf. FIG. II.12), les deux morceaux de matériau ferrimagnétiques sont orientés vers la gauche (par construction du prototype). L'aimant permanent mobile s'aligne horizontalement dans le champ ainsi créé. À la température de compensation, l'aimantation des ferrimagnétiques s'annule, l'aimant est donc libéré de cette interaction et va donc refermer le circuit magnétique (position verticale). C'est cette transition horizontale / verticale qui nous intéresse par la variation de flux qu'elle va générer. Cette transition est précise et rapide car l'aimant ne va pivoter que lorsque l'aimantation sera nulle. Les pertes seront dues principalement au frottements mécaniques mais il n'est pas exclu de trouver une structure pour les minimiser. Une fois la température de compensation passée (en positif ou en négatif), l'aimant va s'aligner à nouveau avec les ferromagnétiques (horizontalement, vers la droite ou la gauche). Ce qui donnera à nouveau lieu à une variation de flux, signifiant que l'on quitte la température de référence. Au final, on obtient donc un interrupteur thermique autonome qui signale quand on passe par une certaine température.

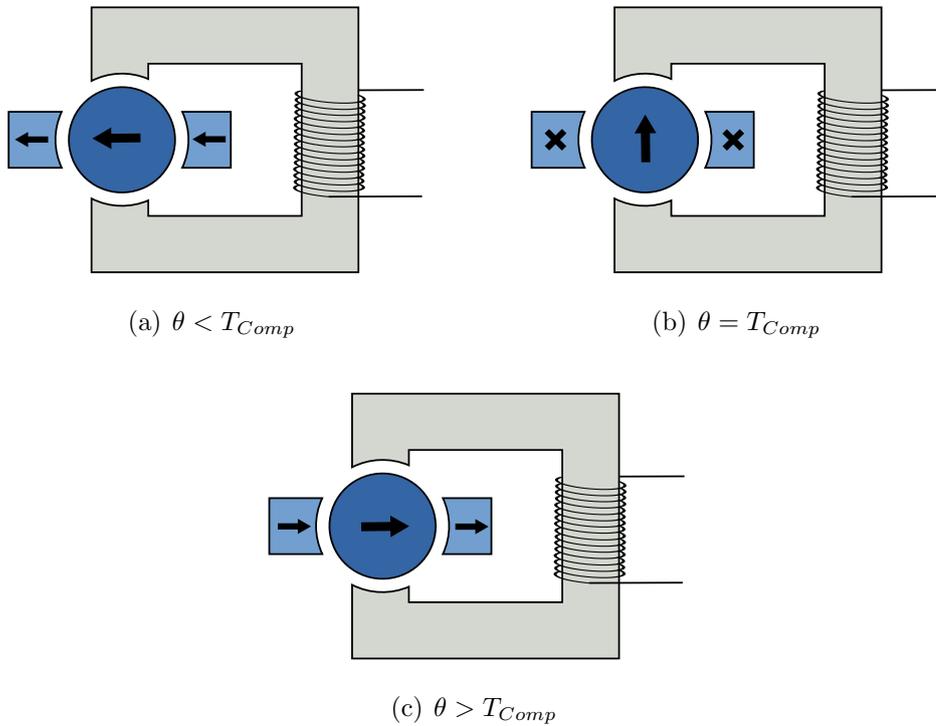


FIGURE II.12 – Déplacement de l'aimant mobile en fonction de la température

II.2.1.3 Perspectives d'un prototype en GdCoCu

Nous allons terminer sur cette partie en abordant l'aspect réalisation d'un prototype. Il faut noter que le système proposé ci-dessus ressemble dans les grandes lignes à celui qui se trouve dans toute montre à quartz utilisant un moteur de Lavet. En effet, dans une telle montre, le quartz génère des impulsions électriques, celles-ci sont transmises à une petite bobine comme dans l'illustration précédente, ladite bobine crée une variation de flux qui à son tour entraîne un aimant mobile qui va pivoter sur son axe par à-coup et entraîner une roue dentée reliée aux aiguilles. Notre système marche donc en sens inverse : pivotement de l'aimant puis génération d'électricité, mais reste identique.

Néanmoins, l'expérience nécessaire pour ce travail de précision nous manquait (au début de la thèse) pour espérer mener à bien cette réalisation. Par ailleurs, le GdCoCu dont nous disposions alors était vraiment un échantillon préparé pour effectuer des mesures, il aurait été très difficile de le mettre en forme afin de l'intégrer à un mécanisme de montre. Devant ces difficultés initiales, nous avons donc continué notre recherche de matériaux susceptibles de posséder une grande variation d'aimantation en fonction de la température.

II.2.2 L'Effet MagnétoCalorique (MCE)

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à l'effet magnéto calorique. Il s'agit d'une propriété intrinsèque de tout matériau magnétique, qui se traduit par une variation de la température du matériau lorsque ce dernier est soumis à l'action d'un champ magnétique. Cet effet est particulièrement fort autour des températures de transition magnétique (typiquement à la température de Curie - T_C) car il y a alors présence d'une « forte » variation d'aimantation pour une faible variation de température [Lebouc et al. - 2005]. Cela se traduit par une forte évolution de l'entropie du système.

Les recherches sur l'effet magnéto calorique sont actuellement en pleine effervescence car il existe une forte demande pour la réfrigération magnétique (plus efficace et moins polluante que la technologie employée aujourd'hui). L'effet magnéto calorique tel que l'on vient de le définir n'est pas exactement ce que l'on recherche, vu qu'il s'agit d'une transformation magnétique \rightarrow thermique. Dans le cas qui nous intéresse, on devrait plutôt parler d'effet thermomagnétique. Néanmoins les profondes modifications de l'aimantation peuvent se révéler utiles pour l'application que nous visons.

II.2.2.1 Théorie de l'EMC

Le point suivant va être basé sur un comparatif des différents matériaux disponibles, en particulier l'une des données les plus primordiales va être celle de variation d'entropie. Afin de comprendre l'étude à venir, il est utile de rappeler les propriétés thermodynamiques d'une substance magnétique plongé dans un champ magnétique [Pesty - 1993].

Le potentiel thermodynamique adapté à la description d'un tel système est l'enthalpie libre G (ou « énergie libre de Gibbs »). G dépend de variables extensives : entropie S , volume V et aimantation \vec{M} ; ainsi que de variables intensives : température θ , pression P et induction magnétique \vec{B} . \vec{B} étant directement liée au champ magnétique extérieur \vec{H}_e par la relation $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_e$. A noter que l'on ne parle pas ici de $\vec{B}_{tot} = \mu_0(\vec{H}_e + \vec{H}_i + \vec{M})$, somme de l'induction magnétique externe et interne. On obtient donc :

$$G = G(T, P, \vec{B}) = U + PV - \vec{M} \cdot \vec{B} - \theta S \quad (\text{II.13})$$

On a tendance à négliger les effets dûs au volume et à la pression, car le matériau est un solide. La différentielle exacte de l'enthalpie libre peut alors s'écrire comme suit :

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right)_{\vec{B}} d\theta + \left(\frac{\partial G}{\partial \vec{B}} \right)_{\theta} d\vec{B} = -Sd\theta - \vec{M} \cdot d\vec{B} \quad (\text{II.14})$$

Dans ce cas, les dérivées partielles secondes croisées d'une différentielle exacte

sont identiques, ce qui implique que :

$$\frac{\partial}{\partial \vec{B}} \left(\frac{\partial G}{\partial \theta} \right) = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\partial G}{\partial \vec{B}} \right) \quad (\text{II.15})$$

D'où la relation de Maxwell-Weiss :

$$\left(\frac{\partial S}{\partial \vec{B}} \right)_\theta = \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta} \right)_{\vec{B}} \quad (\text{II.16})$$

Dans le cas d'une transformation réversible, la différentielle de l'entropie S peut s'écrire sous la forme :

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)_{\vec{B}} d\theta + \left(\frac{\partial S}{\partial \vec{B}} \right)_\theta \cdot d\vec{B} = \frac{C_B}{\theta} d\theta + \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta} \right)_{\vec{B}} \cdot d\vec{B} \quad (\text{II.17})$$

avec $C_B = \theta \left(\frac{\partial S}{\partial \theta} \right)_{\vec{B}} = -\theta \left(\frac{\partial^2 G}{\partial \theta^2} \right)_{\vec{B}}$ la capacité calorifique à induction \vec{B} constante.

Dans le cas d'une transformation adiabatique, l'effet magnétocalorique s'exprime par :

$$EMC = \Delta\theta = -\frac{\theta}{C_0} \int_{\vec{B}}^1 \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial \theta} \right)_{\vec{H}} \cdot d\vec{B} \quad (\text{II.18})$$

En réalité, ce qui nous intéresse, ce n'est pas vraiment la valeur de l'effet magnétocalorique, mais plutôt celle de la variation d'entropie (EQN. II.17). En effet, on peut constater qu'elle dépend de la variation d'aimantation en fonction de la température, soit un paramètre tout à fait pertinent dans notre cas. L'étude réalisée dans la partie suivante va ainsi s'appuyer principalement sur cette donnée.

II.2.2.2 Résumé des matériaux disponibles

Pendant longtemps le matériau de référence à la température ambiante a été le gadolinium à cause de sa température de Curie de 293 K. On exploitait alors la transition entre état ferromagnétique et état paramagnétique à T_C . Le MCE est connu depuis 1881 mais le premier démonstrateur de réfrigérateur magnétique à température ambiante ne verra le jour qu'en 1997, en même temps que l'on découvrira le GMCE (Giant MagnetoCaloric Effect) dans le $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$. Depuis de nouveaux matériaux ont été élaborés afin d'optimiser l'efficacité de la réfrigération magnétique, en particulier d'autres transitions ont été exploitées : transition antiferromagnétique / ferromagnétique, transformations de structure ayant une répercussion sur la nature magnétique...

Outre les deux mentionnés précédemment : Gd et $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$, il existe à présent un certain nombre de matériaux présentant le GMCE : les alliages de types R_5T_4 où R désigne un terre rare et T un mélange de Si et de Ge ; les composés à

base de Mn : MnAs (le premier), Mn(Sb_{1-x}As_x), MnFe(P_{1-x}As_x), Ni₂MnGa ; ceux à base de lanthane : La(Fe_{13-x}M_x). Nous ne les énumérerons pas tous, la référence [Gschneidner Jr et al. - 2005] permettant de tous les récapituler. Il faut par ailleurs noter que ces matériaux et en particulier leurs transitions sont liées à leur composition. Il existe donc un nombre très important de variantes pour déplacer la température de transition à l'endroit voulu. Il serait donc vain d'essayer de tous les passer en revue, d'autant que certains ne présentent pas ou peu d'intérêt à l'ambiante.

Une étude détaillée de la bibliographie [Brück et al. - 2006] associée à l'effet magnétocalorique a permis de classer les différents matériaux et de choisir celui qui serait le plus adapté à notre situation (TAB. II.3 et TAB. II.4). Le premier élément à considérer est le Gd pur, premier de par son apparition, il s'agit aussi d'un élément facile à travailler car il s'agit d'un composé pur. Malheureusement son prix d'une part et sa faible variation d'entropie ($-90\text{mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ @ 5 T) font qu'il ne s'accorde pas vraiment avec nos objectifs. De même, le Gd n'est pas spécifiquement toxique mais sa présence dans la nature (dans un réseau de capteurs autonomes) n'est pas forcément recommandé. Enfin sa température de transition (T_C) est fixe et ne peut pas être modifiée par la composition (puisque'il est pur) ce qui est assez limitatif (293 K).

Le composé suivant, le Gd₅(Si₂Ge₂) présente quant à lui une variation d'entropie considérable : $-327\text{mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ @ 5 T. Il s'agit même de la plus importante présentée à ce jour. Malheureusement cette propriété s'acquiert au détriment de l'hystérésis de la transition qui est plus importante que pour le Gd pur. Le prix est aussi plus élevé 60 € par kg et la fabrication est plus compliquée. La température de (bon) fonctionnement se trouve juste en dessous de l'ambiante : 200 – 290 K. C'est là son principal défaut, car il sera difficile de bénéficier de la variation importante d'entropie à une température légèrement plus élevée que 25 °C.

Les composés à base de MnAs corrigent ces points négatifs : hystérésis plus faible, coût moins important 7 – 10 € par kg, température de fonctionnement plus élevée 220 – 320 K, variation d'entropie plus faible ($-230\text{mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ @ 5 T) mais toujours supérieure à celle du gadolinium. Tout semblerait donc pousser à utiliser ce matériau. Son seul désavantage majeur, et il est de taille, est la toxicité de l'arsenic. Que ce soit au niveau de la fabrication en usine ou de la mise à disposition sur le marché, l'utilisation de l'arsenic va engendrer des coûts plus importants. En aparté, on peut aussi se poser la question de savoir si les gouvernements autoriseront la commercialisation de ce poison dans des réfrigérateurs. À plus forte raison, en disperser dans l'environnement ne semble pas être une solution idéale.

Il reste les composés à base de lanthane. Économiquement plus avantageux que le gadolinium, le lanthane est l'élément terre rare le plus courant sur Terre, les additifs comme Fe, Si ou H sont disponibles en grandes quantités et à bas coût. Le coût global pourrait donc être viable si on envisageait une utilisation massive. De même, d'un point de vue protection de l'environnement, les composés dérivant du lanthane sont assez « propres » et ne présentent a priori que peu de risques.

Néanmoins, il s'agit probablement de l'alliage le plus difficile à préparer correctement parmi ceux présentés jusqu'à présent. En effet afin d'observer la variation d'entropie la plus importante possible ($-222\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ @ 5 T), il faut s'assurer que le matériau est dans une phase unique, ce qui ne peut s'obtenir que par des traitements thermiques relativement complexes. Par ailleurs, la présence d'hydrogène dans certains cas favorise la formation de grains qui fragilisent le matériau. Un effet magnétostrictif important est également présent, ce qui a tendance à rendre le matériau friable dans le cas où la variation de champ est trop rapide. Ce matériau pourrait néanmoins convenir à notre application.

Enfin, pour terminer, nous allons parler du Ni_2MnGa qui semble être le matériau le plus intéressant dans notre cas. Le Ni_2MnGa est un alliage d'Heusler, c'est à dire un alliage ferromagnétique bien que chaque constituant ne le soit pas séparément. Les alliages d'Heusler ont une structure cristallographique *fcc* et leur aimantation est en général due à la séparation introduite par la maille cristalline. Le Ni_2MnGa passe d'une phase martensite à une phase austénite en fonction de la température. Cette transformation structurelle a aussi comme conséquence de modifier les propriétés magnétiques du matériau, on passe ainsi d'une faible aimantation à basse température à une aimantation plus importante à plus haute température. Cette transformation est du premier ordre ce qui garantit également la « rapidité » de cette transformation en fonction de la température. La variation d'entropie associée est plus faible qu'avec les meilleurs matériaux exposés précédemment : $\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$ ou $\text{La}(\text{Fe}_{13-x}\text{M}_x)$ puisque elle ne vaut que $-169\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ @ 5 T. Néanmoins, cette variation est plus intéressante que celle du Gd. La température de cette transformation est d'environ 220 K lorsque le composé est sous la forme Ni_2MnGa mais de faibles variations de composition permettent d'amener cette transition à l'ambiante facilement. Le coût est modéré car aucun élément n'est spécialement cher (10 € par kg). L'hystérésis résultante est assez faible, mais là encore la composition joue un rôle très important avec ce paramètre et il doit être possible de minimiser ce point ou au contraire de l'élargir afin de réaliser un capteur deux positions. Enfin la fabrication est assez simple et puisque l'alliage a connu de nombreuses recherches (pour la magnétostriction principalement), il est possible de s'en procurer facilement. Après cette première analyse rapide, ce matériau serait donc le plus adapté à notre étude.

II.2.2.3 Alliage d'Heusler : NiMnGa

La composition stoechiométrique de cet alliage est Ni_2MnGa mais dans les faits, cette proportion est très rarement utilisée. De nombreuses recherches portent sur cet alliage, mais les différentes publications rapportées (avant 2000) traitent principalement d'autres propriétés que le comportement thermomagnétique (magnétostriction, superélasticité, alliage à mémoire de forme magnétique...). Le premier à rapporter l'effet magnétocalorique géant est Hu et al. [2000] en 2000, avec une valeur d'entropie de $-32\text{mJ}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$ pour la composition suivante : $\text{Ni}_{2,06}\text{Mn}_{0,91}\text{Ga}_{1,03}$ sous un champ de 0,9 T. Cette variation d'entropie est très dé-

Matériau	Température	$-\Delta S @ 5 \text{ T}$	Hystérésis @ 5 T
	K	$\text{mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$	K
Gd	290	90	6
$\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$	200-300	327	2-14
MnAsX	220-300	230	6
$\text{La}(\text{Fe}_{13-x}\text{M}_x)$	130-240	222	3-10
Ni_2MnGa	150-450	169	2-7

TABLE II.3 – Comparatif physique de différents matériaux thermomagnétiques - [Gschneidner Jr et al. - 2005] et [Brück et al. - 2006]

Matériau	Coût	Fabrication	Environnement
	$\text{€}.\text{kg}^{-1}$		
Gd	20	++	-
$\text{Gd}_5(\text{Si}_2\text{Ge}_2)$	60	-	-
MnAsX	7-10	0	--
$\text{La}(\text{Fe}_{13-x}\text{M}_x)$	10	-	0
Ni_2MnGa	10	+	0

TABLE II.4 – Comparatif pratique de différents matériaux thermomagnétiques - [Gschneidner Jr et al. - 2005] et [Brück et al. - 2006]

pendante du champ magnétique dans lequel se trouve l'alliage. Dans notre cas, nous sommes limités par la nécessité de n'utiliser que des aimants permanents, soit un champ d'environ 2 T au maximum. La valeur maximale dans ce cas là a été présentée par Albertini et al. [2004] : $-121 \text{ mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$ sous un champ de 1,8 T avec une température de transition de 351 K.

En fait, il est possible de maximiser cette variation en superposant les deux transitions que subit l'alliage d'Heusler. Ces deux transitions sont celles dont nous avons parlé jusqu'à présent : une transformation magnéto-structurale entre austénite et martensite (T_{AM} et T_{MA} à cause de l'hystérésis due à la transition du premier ordre) et une transition magnétique (classique) à une température de Curie (T_C) où le matériau passe de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique. Il s'agit donc de diminuer T_C et d'augmenter T_M . L'entropie est maximisée car on cumule l'effet des transformations structurelle et magnétique. Il est également intéressant de constater que la résultante est une transition du premier ordre. Ce n'était pas obligatoire, vu que le passage de ferromagnétique à paramagnétique à T_C est une transition du second ordre.

Cette superposition est provoquée par un choix spécial de composition. La première voie suivie a été d'augmenter le pourcentage de Ni au détriment de Mn. Le premier à rapporter cette coïncidence entre température martensitique (T_M) et température de Curie (T_C) est Vasil'ev et al. [1999]. Il n'avait cependant procédé à aucune mesure de la variation d'entropie associée et se contentait d'observer

l'effet de différentes compositions sur les températures de transition. Cette étude a été reprise par Albertini et al. [2004] de manière plus intensive, en particulier dans la fraction d'intérêt : $x = 0,15 - 0,18 - 0,19 - 0,20$ pour $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$. La superposition commence donc dès $x = 0,16 - 0,17$ (cf. FIG. II.13). On peut noter dans cette illustration que deux températures de transition : T_{MA} et T_{AM} apparaissent. Le phénomène étant du premier ordre, une hystérésis est présente lorsque l'on chauffe et lorsque l'on refroidit le matériau. Cet effet a également son importance et nous y reviendrons un peu plus tard. Cette publication est à l'heure actuelle celle qui fait figure de référence en ce qui concerne une variation maximale dans un champ magnétique équivalent à celui d'un aimant permanent.

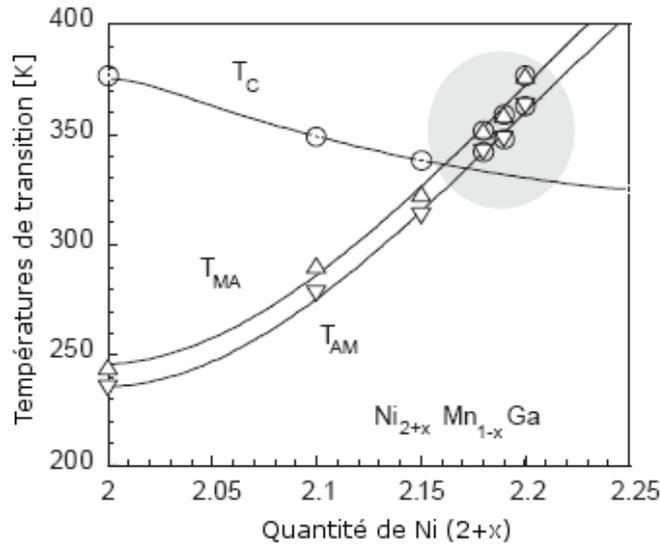


FIGURE II.13 – Influence de la composition sur T_C , T_{AM} et sur T_{MA} pour l'alliage $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$. Les lignes servent uniquement de guides - [Albertini et al. - 2004]

A peu près à la même date, Cherechukin et al. [2004] s'est aussi intéressé à des alliages quasiment identiques à ceux utilisés par Albertini et al. ; à savoir $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$ où $x = 0,16 - 0,18 - 0,19 - 0,20 - 0,21$. Ils se sont en particulier penchés sur la variation d'entropie résultante ainsi que sur l'hystérésis due à ces transitions. Leurs résultats qui complètent ceux d'Albertini et al. sont répertoriés dans le TAB. II.5. Il faut par ailleurs noter qu'il manque un résultat intéressant pour $x = 0,17$. En effet, pour $x = 0,16$, les deux transitions ne sont pas encore superposées alors que c'est le cas pour $x = 0,18$. Par ailleurs, dès que les deux transitions sont superposées, une augmentation du pourcentage de Ni a comme effet de diminuer le caractère ferromagnétique du $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$, et par conséquent la variation d'entropie maximale (voir les dernières lignes du tableau). Maximiser cette valeur est donc lié à un dosage très précis des éléments.

A l'inverse de l'approche précédente, ce réglage des températures de transition peut aussi survenir dans des alliages enrichis en Mn (au lieu d'alliages enrichis en

Alliages	Densité	$-\Delta S @ 1,8 \text{ T}$	Température où ΔS est max	Hystérésis
	g.cm^{-3}	$\text{mJ.cm}^{-3}.\text{K}^{-1}$	K	K
$\text{Ni}_{2,16}\text{Mn}_{0,84}\text{Ga}_1$	7,85502	81,69	312,4	5-6
$\text{Ni}_{2,18}\text{Mn}_{0,82}\text{Ga}_1$	7,86221	162,75	333,2	7-8
$\text{Ni}_{2,19}\text{Mn}_{0,81}\text{Ga}_1$	7,86581	124,28	341,8	6-7
$\text{Ni}_{2,20}\text{Mn}_{0,80}\text{Ga}_1$	7,86940	47,22	350,0	7
$\text{Ni}_{2,21}\text{Mn}_{0,79}\text{Ga}_1$	7,87300	43,30	320,6	6-7

TABLE II.5 – Récapitulatif des variations en fonction de la composition - [Cherchukin et al. - 2004]

Ni). Peu d'études en présentent les conséquences sur les températures de transition et les propriétés magnétiques pour des composés de type $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1+x}\text{Ga}_{1-x}$. Zhou et al. ont été les premiers en 2006 à s'intéresser à cette approche [Zhou et al. - 2006]. L'intérêt d'augmenter la proportion de Mn tout en conservant le Ni fixe consiste en une diminution plus faible de la température de Curie. T_{MA} et T_{AM} quant à elles subissent une augmentation plus ou moins identique (cf. FIG. II.14). Ces deux exemples semblent donc indiquer qu'il doit être possible d'obtenir une superposition quelle que soit la température en sélectionnant précisément la composition.

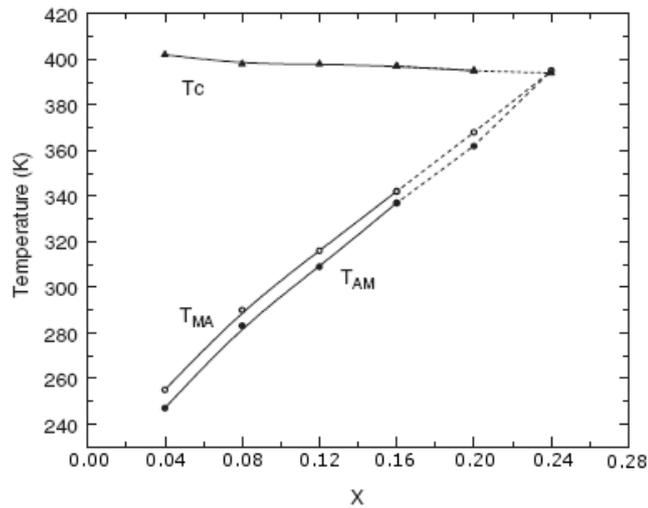


FIGURE II.14 – Influence de la composition sur T_C , T_{AM} et sur T_{MA} pour l'alliage $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1+x}\text{Ga}_{1-x}$. Les lignes servent uniquement de guides - [Zhou et al. - 2006]

Zhou *et al.* ont également procédé à des analyses sur le rôle des différents constituants. Ainsi le comportement ferromagnétique est principalement dû aux interactions Mn-Mn. Les alliages riches en Ni remplacent du Mn par du Ni, augmentant ainsi la distance Mn-Mn ce qui se traduit par une diminution rapide de T_C . Par contre dans les alliages riches en Mn, cette distance est moins modifiée, ce

qui explique la « stabilité » relative de T_C . En ce qui concerne T_{MA} et T_{AM} , l'augmentation dans les deux cas est relativement identique bien que dans le premier cas le Ni se substitue au Mn, tandis que dans l'autre, le Mn remplace le Ga.

Le dernier point à aborder concerne le phénomène d'hystérésis. La transition martensite / austénite étant du premier ordre, il n'y a pas moyen d'occulter totalement cet effet. Dans l'hypothèse d'un capteur de température (ou plutôt d'un « interrupteur » de température), il faudrait dans l'absolu que cet interrupteur ne se déclenche qu'à une seule température. Or, l'hystérésis vient compromettre cette ambition. On peut donc envisager deux solutions : la première étant d'utiliser ce phénomène pour réaliser un capteur double positions qui détectera deux seuils, l'un en montée, l'autre en descente (ce qui peut être utilisé pour une régulation de chauffage ou de climatisation). Il faudrait néanmoins que cet écart soit assez faible, ce qui nous amène à notre seconde solution : éliminer du mieux possible ce phénomène.

Comme cela a été mentionné précédemment, la composition influe sur l'hystérésis. Malheureusement, les différentes publications ne sont pas aussi précises les unes que les autres et il est difficile de trouver un fil conducteur pour expliquer quelle composition en particulier serait la mieux adaptée à réduire l'hystérésis. Il faut également prendre en compte le fait que les températures de transitions sont aussi liées à la composition, et il n'est pas sûr que les deux (hystérésis et transitions) soient compatibles. Une autre méthode qui a été reportée brièvement [Dikshtein et al. - 2000] consiste à utiliser un champ magnétique pour accélérer la transition dans un sens. On peut ainsi arriver à diminuer l'hystérésis. Néanmoins le champ utilisé était de l'ordre de 4 – 5 T ce qui semble impossible dans notre cas.

II.2.2.4 Récapitulatif sur l'EMC

Cette étude nous a permis de faire le point sur l'intérêt des matériaux à EMC pour notre cahier des charges. Bien qu'habituellement employés en sens inverse (application d'un champ magnétique induisant une variation de température), ils peuvent être également employés en sens inverse en délivrant une variation d'aimantation lorsque la température évolue. Cette variation d'aimantation est de plus exacerbée par les transitions magnétiques et / ou structurelles.

Plusieurs matériaux sont disponibles, nous avons affiné notre recherche afin de sélectionner celui qui correspondait le plus à notre besoin. Notre attention s'est ainsi portée vers l'alliage d'Heusler : Ni_2MnGa . Il présente une variation d'aimantation (en équivalent ΔS) en fonction de la température parmi les plus importantes relevées à ce jour tout en bénéficiant d'un faible coût et d'une toxicité assez faible pour un usage environnemental.

Nous avons ainsi présenté cet alliage et en particulier les conséquences que peut avoir une faible variation de la composition. Les propriétés de cet alliage sont quasiment paramétrables à volonté par le biais de la composition. Cela nous a semblé intéressant car on peut ainsi déplacer l'une des températures de transition pour la fixer dans la zone souhaitée.

Par ailleurs, il a été prouvé qu'une superposition des transformations structurale et magnétique conduisait à une maximisation de la variation d'entropie, en d'autre terme de l'énergie récupérable. Cette superposition peut être obtenue de plusieurs façons, soit avec un alliage de type $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$ (riche en Ni), soit avec $\text{Ni}_2\text{Mn}_{1+x}\text{Ga}_{1-x}$ (riche en Mn). Néanmoins on peut émettre quelques réserves sur cette approche, bien qu'effectivement la variation d'énergie soit maximale, la variation d'aimantation est réduite (cf. FIG. II.15)

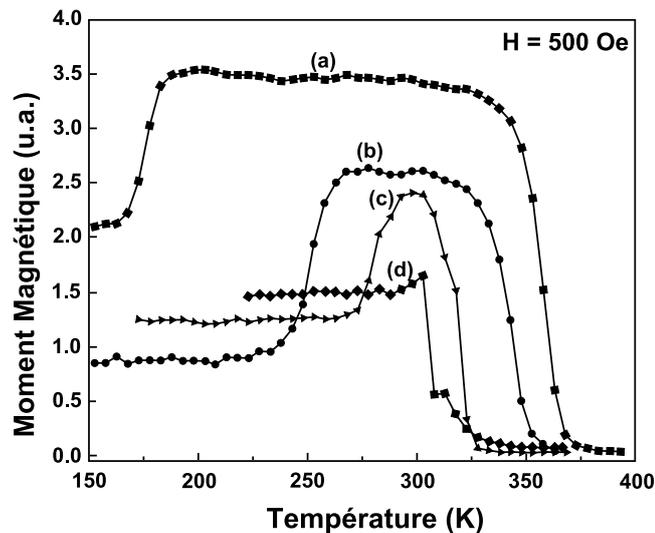


FIGURE II.15 – Aimantation en fonction de la température pour l'alliage $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}_1$ avec pour (a) $x = 0$, (b) $x = 0,08$, (c) $x = 0,12$, (d) $x = 0,20$ - [Babita et al. - 2007]

Or ce que l'on cherche à récupérer avant tout, c'est bien une variation d'aimantation. Peut-être que la différence d'entropie peut s'expliquer par la rapidité en température de la réaction. Malheureusement, la bibliographie n'est pas assez précise pour que l'on puisse en tirer ce renseignement.

En parallèle, il faut songer à adapter l'esquisse simple de micro système présentée dans la FIG. II.8 pour prendre en compte les propriétés particulières du NiMnGa. En effet, on cherche à exploiter la double transition martensite / ferromagnétique vers austénite / paramagnétique. Si on suppose le matériau polarisé a priori, l'augmentation de température ne présente aucun problème particulier pour le premier passage. Notre fragment de NiMnGa va ainsi perdre son aimantation de façon brutale autour de T_C et générer une variation de flux magnétique. Par contre, quand on va redescendre en température, outre le phénomène d'hystérésis, notre alliage ne va pas se ré-aimanter de lui-même. Bien qu'à présent dans un état ferromagnétique, il n'y aura pas de polarisation spontanée. Un aimant permanent va ainsi être nécessaire pour réaligner ses moments magnétiques à basse température (cf. FIG. II.16).

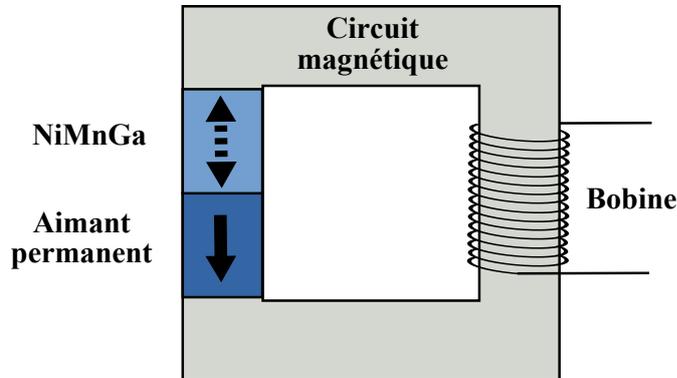


FIGURE II.16 – Application du NiMnGa au modèle proposé dans la FIG. II.8

Il n'en reste pas moins que la difficulté d'approvisionnement en NiMnGa (de façon commerciale) et la nécessité d'avoir une composition très particulière rendent ce projet quelque peu utopiste, puisque par ailleurs nous ne bénéficions ni de l'équipement, ni du savoir-faire nécessaire à sa réalisation.

II.2.3 Retournement d'aimantation en surface

Pour terminer ce tour d'horizon des matériaux à forte variation d'aimantation, nous allons aborder à présent les matériaux à retournement d'aimantation en surface (*spin reorientation*). Cette approche a le mérite d'être aussi simple que le modèle présenté dans la FIG. II.8, en plus d'utiliser des matériaux accessibles comme le NdCo_5 ou le $\text{Fe}_{0.4}\text{Co}_{0.5}\text{V}_{0.1}$. Elle tente donc de répondre aux défauts des méthodes exposées précédemment comme la difficulté de mise en œuvre (pour le ferrimagnétisme) ou la difficulté d'élaboration des matériaux (effet magnétocalorique).

II.2.3.1 Utilisation d'un composé NdCo

Comme mentionné précédemment, la température de Curie n'est pas adaptée en règle générale à notre cas parce qu'elle s'échelonne sur une plage de température trop importante. Par conséquent, afin d'obtenir une variation de flux suffisamment importante, il faudrait une variation très rapide de la température (plusieurs dizaines de degrés en quelques secondes). Cela semble difficilement atteignable pour des raisons de diffusion dans le matériau mais aussi car une telle variation de température est assez rare dans un environnement humain (sauf pour des cas particuliers comme un incendie).

Le renversement d'aimantation a donc comme principal avantage de nécessiter une plage de température plus resserrée. De tels matériaux présentent une modification de la direction de l'aimantation spontanée M_{Sp} en fonction de la tem-

pérature. En fait l'aimantation varie très peu, seule la direction change. Mais si le matériau est fixe, l'aimantation va pivoter ce qui correspond à une disparition de M_{Sp} dans la direction d'observation. Cette transformation est du premier ordre et s'effectue en une quarantaine de °C pour le cas du NdCo_5 .

Le NdCo_5 est un candidat intéressant car son aimantation à saturation est relativement importante : 1,32 T. Ce qui veut dire que la variation de flux qui découle de la rotation d'aimantation est importante. Par ailleurs, la plage de température où le matériau change de direction de polarisation est proche de la température ambiante : elle est comprise entre 245 K et 285 K.

Ohkoshi et al. [1976] ont été les premiers à présenter un générateur incluant une partie en NdCo_5 . Le principe du premier générateur de type interrupteur est identique à celui que nous proposons en introduction (cf. FIG. II.8). Ils utilisent le retournement d'aimantation pour que dans un sens le flux magnétique soit canalisé dans le circuit magnétique, tandis que dans l'autre il soit bloqué. Au moment où la rotation se produit, on assiste donc à un différentiel de flux dans le circuit qui est ensuite exploité afin de produire une tension (cf. FIG. II.17).

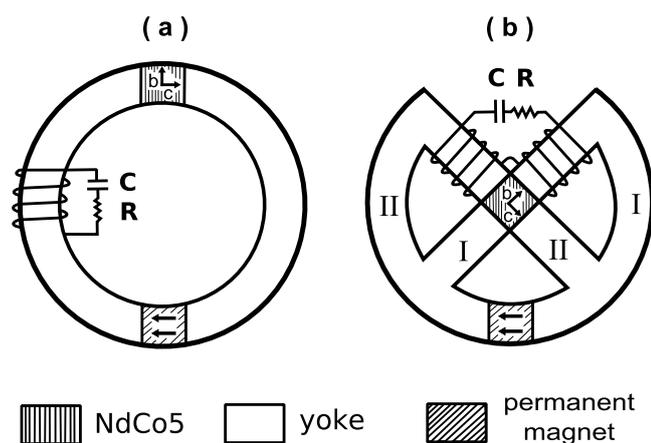


FIGURE II.17 – Circuit magnétique dans le cadre d'un générateur de type interrupteur (a) et à changement de chemin (b)

Le premier prototype proposé ci-dessus n'est capable de générer une énergie que dans un seul sens de variation de la température (augmentation par exemple). Le second prototype est donc un générateur plus conséquent et plus optimisé puisqu'il délivre une tension à la fois quand la température augmente mais aussi quand elle diminue.

Dans une parution ultérieure, Ohkoshi et al. [1977] présentent une photo du montage (b) de taille centimétrique (4×5 cm environ). En faisant varier la température entre 240 K et 310 K en 30 s, ils obtenaient une tension observable à l'oscilloscope. Malheureusement, l'échelle n'est pas précisée, il est donc impossible de savoir exactement la capacité d'un tel générateur. Néanmoins, l'auteur a évalué l'énergie maximale produite par la rotation d'aimantation dans le cas du NdCo_5 à

214, 3 mJ.cm⁻³.K⁻¹.

La température doit néanmoins varier d'une quarantaine de degrés afin que le renversement soit total. Cette plage de température est sans doute encore trop étendue pour nous. Sagawa et al. [1981] ont travaillé sur d'autres alliages à base de NdCo₅ avec adjonction d'éléments extérieurs : Mn, Sn, Zr, Si et Al. Leur but était principalement d'arriver à déplacer la température du renversement afin d'obtenir un matériau pouvant servir d'interrupteur à n'importe quelle température. Un effet qu'ils n'ont pas analysé est la « durée » en température du renversement. D'après la FIG. II.18, on peut constater que l'adjonction de Si réduit grandement la plage de température nécessaire : 12 K environ, pour un renversement centré autour de 285 K. Cet alliage semble donc d'autant plus prometteur.

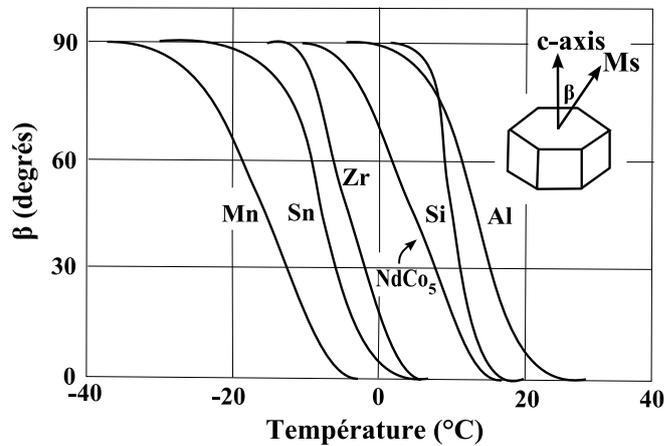


FIGURE II.18 – Variation de l'axe de facile aimantation en fonction de la température pour du Nd(Co_{0,97}T_{0,03})₅ où T = Mn, Sn, Zr, Si et Al

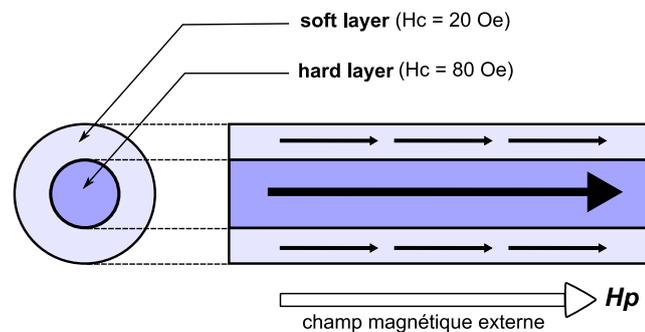
Néanmoins l'idéal serait d'être totalement indépendant de la température en ce qui concerne la variation du flux. En effet, comme on le verra à la fin de ce chapitre, même si la plage de température est aussi réduite que dans le cas du Nd(CoSi)₅ mais que l'évolution de température est lente, on récupèrera une variation de flux très faible. L'approche proposée dans la partie suivante va tenter de résoudre ce problème, tout en utilisant les propriétés intéressantes des matériaux comme le Nd(CoSi)₅.

II.2.3.2 Variation d'aimantation du Vicalloy

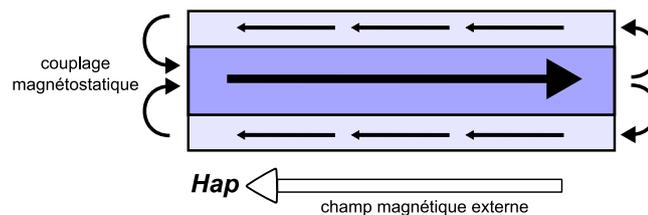
Nous allons à présent introduire un nouveau matériau le vicalloy, de formule Fe_{0,4}Co_{0,5}V_{0,1}. Ce matériau est intéressant pour deux raisons. La première vient du fait qu'il présente des sauts de Barkhausen très importants. Traditionnellement, l'effet de Barkhausen traduit le changement d'aimantation des domaines magnétiques d'un élément sous l'influence d'un champ extérieur. En fait, l'aimantation en fonction du champ évolue de manière discrète, chaque palier traduisant le retournement d'un domaine (d'où l'expression de « saut de Barkhausen »). Dans le

cas de fil de vicalloy, on peut parler d'effet géant Barkhausen, car dès lors que l'on dépasse le champ coercitif du matériau, on peut renverser de manière brutale son aimantation avec un temps de commutation quasiment indépendant de la vitesse d'application du champ de commande.

La seconde raison est la différence de coercitivité entre l'extérieur et l'intérieur d'un fil de vicalloy. Ce comportement a été étudié par Abe et Matsushita [1994]. En particulier, leurs expériences ont permis de mettre en évidence le fait que le cœur d'un fil de vicalloy présente un champ coercitif égal à $80 \text{ Oe} \approx 6400 \text{ A.m}^{-1}$ tandis que la périphérie extérieure présente elle un $H_C = 20 \text{ Oe} \approx 1600 \text{ A.m}^{-1}$. L'extérieur est donc plus doux que l'intérieur. En faisant varier un champ magnétique extérieur on peut ainsi « retourner » l'aimantation de cette pellicule extérieure (cf. FIG. II.19).



(a) Champ extérieur parallèle



(b) Champ extérieur antiparallèle

FIGURE II.19 – Renversement de l'aimantation de la couche externe en fonction du champ extérieur

A cause de la caractéristique $B - H$ du vicalloy (effet géant Barkhausen), ce renversement est « instantané » ($20 \mu\text{s}$) pourvu que la valeur du champ appliqué soit supérieure au champ coercitif de la couche extérieure. Ce phénomène est appelé « effet Wiegand » et le vicalloy est l'un des matériaux l'illustrant de façon flagrante. Une simple bobine de lecture enroulée autour du fil de vicalloy permet dès lors de convertir la variation de flux en électricité. La valeur typique de la tension donnée par Abe et son équipe est de l'ordre de 2 mV par tour de la bobine de lecture.

Une autre observation faite par Abe et al. [1998] concerne l'influence de la

longueur du fil sur le couplage magnétostatique. En effet, tel que présenté jusqu'à présent il faut un champ extérieur s'orientant dans les deux sens afin de pouvoir retourner la partie douce. Cette configuration n'est pas propice puisque l'on retombe sur les considérations que l'on a abordées jusqu'à présent (comme l'hystérésis ou la plage de renversement du matériau thermovariable). Néanmoins, dans l'article cité, les auteurs se sont rendus compte que la taille du fil avait une influence sur sa configuration par défaut. Si le fil est suffisamment court (inférieur à 10 mm pour un diamètre de 0,25 mm), le champ démagnétisant de l'échantillon est suffisant pour que spontanément le cœur et la périphérie se répartissent de façon antiparallèle (cf. FIG. II.20). On peut dès lors se contenter d'un champ magnétique extérieur dans un seul sens pour faire pivoter la couche extérieure.

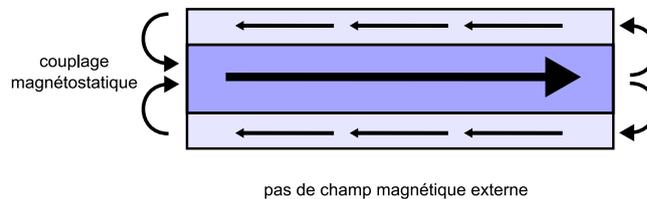


FIGURE II.20 – Configuration par défaut des couches douces et dures d'un fil de vicalloy suffisamment court

Cependant, diminuer la longueur des fils de vicalloy diminue également la tension générée par le renversement d'aimantation à diamètre constant. Une première solution est de diminuer à la fois le diamètre en même temps que la longueur du fil en préservant son facteur d'aspect. On conserve ainsi la même tension en sortie. Cette méthode est compatible avec la réduction d'échelle.

La deuxième solution pour que la configuration par défaut soit antiparallèle est d'utiliser plusieurs fils de vicalloy [Matsushita et Takemura - 2000]. Le champ démagnétisant résultant est alors suffisamment important pour se passer d'un champ externe afin de retourner l'enveloppe extérieure par rapport au cœur. L'avantage d'utiliser plusieurs fils réside également dans l'augmentation de la tension de sortie car la variation de champ créée est plus importante (cf. FIG. II.21).

D'autre part comme le retournement ne s'effectue pas exactement au même moment pour tous les fils, on assiste également à un étalement temporel de la tension récupérée sur la bobine. Jusque là, pour un seul fil, on obtenait une tension dont la durée à mi-hauteur était d'environ $20 \mu s$. Si à présent on considère un assemblage de 10 fils, cette durée passe à $26 \mu s$. Pour un fagot de 150 fils, cette valeur grimpe à 1,2 ms pour une tension atteignant 4 V.

On pourrait dès lors penser à porter ce nombre à son maximum (limite technologique). Néanmoins, lorsque l'on augmente ainsi le nombre de fils, on augmente comme on l'a dit le champ démagnétisant, ce qui veut dire qu'il va falloir un champ extérieur de plus en plus important pour retourner la couche externe. Un compro-

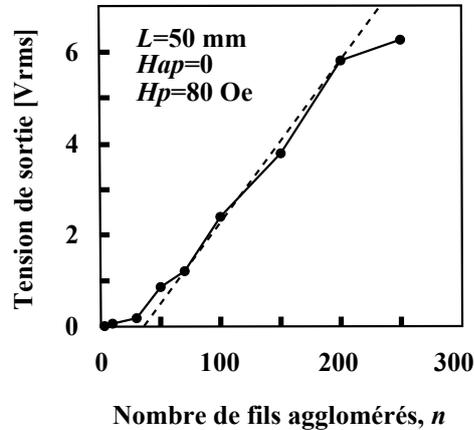


FIGURE II.21 – Influence du nombre de fils sur la tension de sortie (champ anti-parallèle nul)

mis existe donc entre les dimensions des fils, leur nombre et le champ extérieur que l'on peut appliquer.

Ce matériau semble donc très prometteur. Cependant malgré tous nos efforts nous ne sommes jamais arrivés à nous procurer un échantillon de ce matériau. Nous sommes arrivés à remonter jusqu'à l'industriel qui avait fourni les échantillons au Pr Abe, mais impossible ensuite de lui acheter que ce soit du vicalloy ou les capteurs dans lesquels il l'utilise. Ce matériau « miracle » est donc resté une utopie.

Finalement, nous avons réussi à nous procurer d'autres fils d'amorphe (mais pas du vicalloy), avec soit disant une variation d'aimantation importante, mais les quelques mesures que nous avons pu faire ne nous ont pas convaincu. Nous terminerons en émettant une dernière supposition : ces fils semblent intéressants pour générer des pics de tension (ils sont d'ailleurs la plupart du temps utilisés dans des capteurs bistables magnétiques) mais nous nous posons néanmoins la question de l'impact que pourrait avoir la charge électrique sur la rapidité de commutation.

II.3 Alliages à mémoire de forme

Nous ne pouvons pas conclure cet état de l'art sans aborder la thématique des alliages à mémoire de forme (AMF). Cependant notre intervention à ce sujet sera brève car il nous est apparu très rapidement que cette solution souffrait des mêmes désavantages que nos exemples précédent : à savoir, une dépendance temporelle réhibitoire.

Les alliages à mémoire de forme sont des alliages aux propriétés particulières parmi les matériaux métalliques. Le premier effet, dit « effet mémoire simple » voit un matériau déformé retrouver sa forme d'origine lorsque la température dépasse une certaine valeur (cf. FIG. II.22). L'effet double sens s'obtient en « éduquant » le

matériau, c'est-à-dire en introduisant des défauts qui vont privilégier une déformation dans une direction particulière à basse température. En cyclant la température, le matériau va ainsi se déformer dans un sens et dans l'autre. Enfin les AMF ont également un comportement superélastique, qui leur permet de s'allonger de manière supérieure aux autres matériaux sans que cette déformation soit permanente. Nous terminerons sur cette brève partie théorique en mentionnant que ces propriétés découlent de la création d'une phase martensitique dans le matériau quand celui-ci change de température.

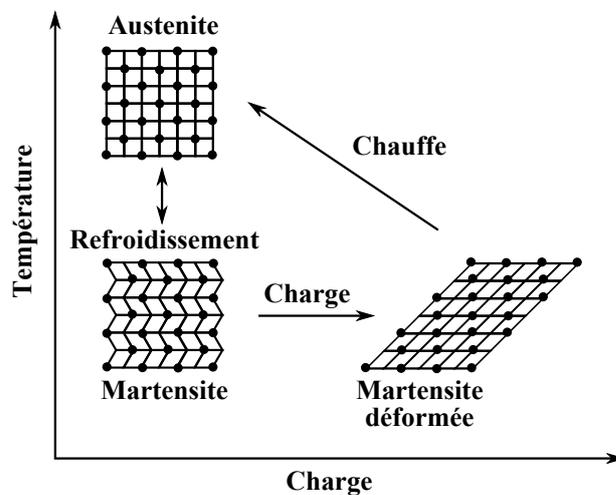


FIGURE II.22 – Effet mémoire simple

Quoi qu'il en soit, les alliages à mémoire de forme même s'ils réagissent à la variation de température ne convertissent pas celle-ci en électricité. Il s'agit donc d'une méthode indirecte tout comme les matériaux thermomagnétiques. Il faut donc leur coupler une seconde partie destinée à réagir à la déformation et la transformant en énergie électrique. Les matériaux piézoélectrique semblent donc tout indiqués pour tenir ce rôle. Néanmoins, comme on le verra par la suite, la piézoélectricité demande des déformations assez rapides (de l'ordre de la seconde au maximum) car sinon les charges générées sont dissipées à l'intérieur du matériau.

La très grande majorité des alliages à mémoire de forme appartiennent à deux grandes familles : celle à base de Cu comme le CuZn ou le CuAl et celle des composés TiNi. Dans le cadre de notre étude bibliographique, nous ne nous y sommes pas spécialement attardés et nous avons préféré nous consacrer aux propriétés du NiMnGa qui, outre son effet magnéto-calorique, démontre également d'étonnantes propriétés de mémoire de forme.

Le NiMnGa, en plus d'être un AMF dans le sens premier du terme, réagit également à la variation de champ magnétique extérieur, qui exacerbe encore plus son effet mémoire de forme. On parle alors d'AMF magnétique pour désigner ce genre de matériau. De manière similaire aux matériaux éduqués en température,

le fait de cycler le champ magnétique permet de le déformer dans un sens ou dans un autre. La réaction au champ magnétique peut se cumuler avec le comportement classique avec la température afin d'obtenir un effet mémoire « géant ». Sous 5 T, le NiMnGa peut ainsi obtenir des déformations de l'ordre de 10 %.

Mais malgré ses propriétés pour le moins originales, le NiMnGa, de même que tout alliage à mémoire de forme, présente un inconvénient. En effet, l'évolution de la phase martensitique dépend directement de la température. À une température donnée, il existe une certaine proportion du matériau qui est sous la forme de martensite. Ce pourcentage peut être légèrement modifié par exemple par une contrainte extérieure ou par un champ magnétique (comme pour le NiMnGa), mais intrinsèquement cette dépendance à la température reste toujours présente.

Comme nous allons le voir juste après, si jamais la température évolue de manière très lente, la déformation sera également très lente. Or, comme nous le mentionnions au début de cette partie, la partie piézoélectrique nécessite d'être déformée de manière assez rapide sous peine de n'obtenir aucune électricité. Une fois de plus, nous nous retrouvons devant une dépendance temporelle qui rend l'utilisation de ce procédé incompatible avec notre cahier des charges.

II.4 Et si la température évolue très lentement ?

Soyons clair dès le début, toutes les propriétés et tous les matériaux que nous avons passés en revue dans ce chapitre sont des alternatives valables pour la conversion d'une variation temporelle de température. Néanmoins, ils ne seront jamais une solution fonctionnelle dans notre cas (à moins d'utiliser une ruse comme avec le générateur à aimant mobile et à ferrimagnétiques). En effet, comme nous avons pu le mettre en évidence, tous dépendent de la rapidité (temporelle) avec laquelle la température évolue ; plus la température change brusquement et plus leur propriétés sont modifiées.

Or, comme nous l'annoncions au premier chapitre, notre but est de récupérer de l'énergie dans des milieux avant tout humains (au sens large, c'est-à-dire dans lequel un homme peut vivre). Ces milieux sont caractérisés par des variations lentes et de faible amplitude (ce qui n'est pas le cas dans un milieu industriel, on citera par exemple les machines de fabrication de papier où la température présente de grandes variations). Il peut donc se passer plusieurs heures (voire jours) pour que le différentiel de température soit de 1 °C.

Les phénomènes que nous avons étudiés vont néanmoins avoir lieu, mais leurs effets seront des plus réduits, et insuffisants pour espérer récupérer suffisamment d'énergie pour alimenter un capteur autonome. Comment faire alors pour se débarrasser de cette dépendance temporelle, comment découpler la variation de température de l'énergie produite ? C'est la question que nous nous sommes posée et à laquelle nous allons tâcher d'apporter une solution dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Concept de l'hybridation piézo-magnétique

Sommaire

III.1 Conversion piézoélectrique	59
III.2 Réponse magnétique	68
III.3 Couplage piézo-magnétique	71
III.4 Intégration de la température	73
III.5 Conclusion	74

Résumé

Nous avons vu au chapitre précédent que l'un des verrous s'opposant à la récupération de variations temporelles de température était cette même dépendance temporelle du phénomène. Dans ce chapitre, nous allons présenter comment l'hybridation de matériaux magnétiques et piézoélectriques permet de contourner ce problème. La clé réside dans la différence de comportement entre la force magnétique et la force mécanique. Enfin, le choix des matériaux composant le système permet de déterminer la plage de fonctionnement. Un modèle très simplifié sera développé pour expliquer ce concept.

L'un des principaux problèmes rencontrés avec les techniques précédemment décrites est la dépendance temporelle des phénomènes. En effet, que ce soit la variation d'aimantation / de flux que l'on cherche à capturer avec une approche magnétique ou bien la tension pyroélectrique, ces grandeurs varient avec la variation de température. Ainsi, si l'on considère une variation de température relativement faible au cours du temps, comme par exemple l'amplitude thermique journalière (en intérieur ou en extérieur), on sera limité à quelques degrés sur plusieurs heures. Les matériaux magnéto-caloriques ou pyroélectriques ne semblent donc pas être des solutions viables avec un tel cahier des charges.

Une solution différente doit donc être envisagée pour pouvoir s'affranchir d'une évolution lente de la température. Tous les générateurs évoqués au CHAP. II fonctionnaient en exploitant directement la variation de température, sans succès en cas de petites variations. Au lieu de puiser continuellement dans cette variation, on peut au contraire envisager un générateur ne réagissant qu'à certains seuils thermiques. Cela permet de résoudre le problème de l'évolution lente. Néanmoins, afin de générer suffisamment d'énergie à un « instant » donné, le générateur devra présenter un effet « d'avalanche » lors de la commutation, causant une réaction disproportionnée par rapport à l'excitation.

Cela nous a conduit à un système en deux étapes : tout d'abord thermique / mécanique puis mécanique / électrique. La première étape est réalisée à l'aide de matériaux magnétiques qui s'attirent et dont les propriétés dépendent de la température, permettant de contraindre une partie mobile. Au-dessus d'un certain seuil de température, la force d'attraction magnétique disparaît et libère la partie précédemment contrainte. Inversement, au-dessous du seuil, la force magnétique est à nouveau présente et attire les matériaux magnétiques, contraignant la partie mobile. L'aspect « avalanche » est obtenu par la différence de comportement entre les forces magnétique et mécanique, ce qui fait que la partie mobile est brutalement attirée (respectivement libérée). Cet élément mobile, soumis à des variations de déformations, peut être réalisé à l'aide d'une poutre piézoélectrique, ce qui permet de réaliser la seconde étape de la conversion.

Nous allons détailler plus précisément cette méthode dans les pages à venir, mais nous pouvons néanmoins établir quelques remarques préliminaires. La première provient de l'aspect indirect de la conversion, nous allons avoir des pertes de conversion liées à chaque étape de la conversion. Deuxièmement, nous avons vu que la dernière étape (qu'elle soit électromagnétique ou piézoélectrique) doit être très rapide sous peine d'être inefficace. On se rapproche ainsi des nécessités de la récupération d'énergie vibratoire. Cela nous a poussé à choisir une conversion piézoélectrique car, en petites dimensions, les tensions de sorties sont généralement plus faciles à traiter que pour l'électromagnétisme.

Enfin, l'un des avantages de cette approche était que la partie piézoélectrique est un des thèmes principaux de l'équipe MNS du laboratoire TIMA, tandis que l'équipe Microsystèmes du G2Elab se consacrait à l'aspect magnétisme à petite échelle. Un projet reliant les deux semblait promettre une synergie des possibilités

offertes par les deux entités.

III.1 Conversion piézoélectrique

Nous allons commencer par la partie piézoélectrique car il s'agit d'un mode de conversion fréquent lorsque l'on parle de récupération d'énergie en petites dimensions. D'ailleurs, il s'agit probablement de l'une des techniques les plus mûres à l'heure actuelle en technologie collective. La théorie est disponible, ainsi que différents prototypes et on peut dire que la majeure partie des recherches à l'heure actuelle se focalisent principalement sur l'optimisation des générateurs (matériaux constitutifs, géométries, fréquences d'utilisation. . .). Dans tous les cas, le principe reste relativement identique : une masse sismique sujette à une accélération (ou à une force suivant comment on considère les choses) déforme un élément piézoélectrique (généralement une poutre) dans le but de produire une tension. L'élément clé est la déformation du matériau piézoélectrique qui est source d'énergie électrique. Nous allons revenir rapidement sur les propriétés piézoélectriques, sur leur adaptation à la récupération d'énergie et sur leur intégration à ce travail.

III.1.1 Quelques rappels sur la piézoélectricité

III.1.1.1 Généralités

La piézoélectricité est la propriété, possédée par certains diélectriques, qui consiste à devenir électriquement chargé lorsqu'ils sont soumis à une contrainte mécanique. Le terme dérive du grec *piezein* qui signifie écraser ou compresser. L'effet piézoélectrique (direct) a été observé pour la première fois par l'abbé R. Haüy en 1817. Il faudra néanmoins attendre 1880 pour que Pierre et Jacques Curie identifient et comprennent le phénomène grâce à une étude sur des cristaux naturels comme le quartz (SiO_2) ou le sel de Seignette, appelé aussi sel de Rochelle ($\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$). Les deux frères constatèrent que la déformation des cristaux provoquait l'apparition de charges électriques. L'effet se distinguait de l'électrisation d'un diélectrique par frottement par le fait que la polarité des charges changeait suivant s'il s'agissait d'une compression ou d'une elongation. Par ailleurs, ils notèrent que le degré de polarisation était proportionnel à la contrainte appliquée. L'effet inverse, à savoir une déformation induite par un champ électrique, a été suggéré l'année suivante par Gabriel Lippman et mis en évidence par les frères Curie peu après.

L'effet piézoélectrique est présent dans un certain nombre de cristaux naturels tels que le quartz, le tartrate de potassium et de sodium, la tourmaline, le topaze. Tous ces cristaux sont non conducteurs et possèdent une maille cristalline sans centre de symétrie (sur 21 classes cristallines non centro-symétriques, 20 présentent un effet piézoélectrique). Ces corps sont également anisotropes, et c'est cette différence de propriétés suivant la direction qui permet de privilégier un axe

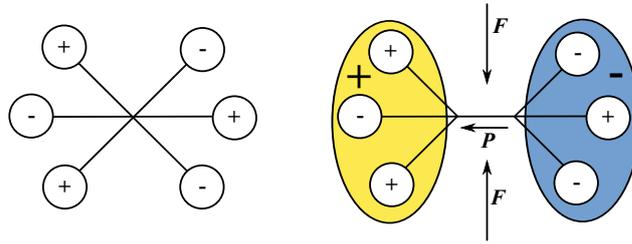


FIGURE III.1 – Représentation schématique de la polarisation d'un matériau piézoélectrique lors de l'application d'une contrainte

de polarisation électrique. Une contrainte (compression ou traction) mécanique va donc modifier la distance entre les sites des ions positifs et négatifs (cf. FIG. III.1) ce qui va se traduire par la création d'un dipôle électrique dans chaque maille du réseau. Suivant la structure cristallographique du matériau on peut donc assister à une polarisation spontanée non nulle comme par exemple pour le quartz.

D'autres matériaux, en particulier les céramiques de la famille des pérovskites, sont piézoélectriques mais présentent naturellement une polarisation macroscopique nulle. Cela est dû au fait qu'ils présentent par défaut une structure cristalline désordonnée. Ces matériaux peuvent néanmoins être polarisés sous l'action d'un champ électrique extérieur qui va aligner les dipôles. On parle alors de ferroélectrique par analogie avec le ferromagnétisme à cause de la similarité entre la polarisation en fonction du champ électrique et de l'aimantation en fonction du champ magnétique (cf. FIG. III.2). L'application d'un champ électrique permet de déterminer un champ coercitif E_C nécessaire pour faire basculer la polarisation ainsi qu'une polarisation de saturation P_S et une polarisation rémanente P_R .

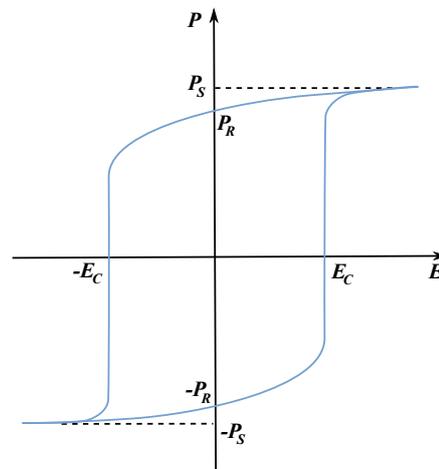


FIGURE III.2 – Cycle d'hystérésis de la polarisation P en fonction du champ électrique E pour un matériau ferroélectrique

Les matériaux ferroélectriques sont caractérisés par une température de Curie T_C , comme leurs analogues magnétiques, au dessus de laquelle la polarisation disparaît sous l'action de l'augmentation de l'agitation thermique. On peut noter également un vieillissement des matériaux ferroélectriques car les cristaux orientés tendent à revenir dans un état désordonné au cours du temps. Ce phénomène peut être accentué par l'application d'une contrainte importante répétée ou par une exposition à une température proche de T_C .

Après cette brève introduction nous allons nous intéresser au modèle physique qui gouverne le phénomène de la piézoélectricité.

III.1.1.2 Équations constitutives de la piézoélectricité

L'idée au cœur de la piézoélectricité consiste en la notion de couplage entre les propriétés mécaniques et les propriétés électriques. Les deux sont liées à travers une représentation tensorielle. Les grandeurs macroscopiques locales choisies pour illustrer ce couplage sont respectivement les tenseurs de déformations S et de contraintes T , et les vecteurs d'induction D et de champ électrique E (cf. TAB. III.1).

Type	Nom	Signification	Unité
Électrique	D	Déplacement électrique / induction	C.m^{-2}
	E	Champ électrique	V.m^{-1}
Mécanique	S	Déformation relative	-
	T	Contrainte	N.m^{-2}

TABLE III.1 – Grandeurs utilisées dans les équations de piézoélectricité

III.1.1.2.1 Repère et coefficients Afin d'exprimer les équations constitutives de la piézoélectricité, nous allons avoir besoin de définir un repère ainsi qu'un certain nombre de coefficients. Comme les matériaux piézoélectriques sont anisotropes, l'axe 3 du repère est généralement choisi colinéaire à la direction de polarisation. Les deux autres axes (1 & 2) sont choisis afin que le trièdre formés par 1, 2 et 3 soit direct (cf. FIG. III.3). Dans ce repère, 6 mouvements différents peuvent avoir lieu : un mouvement de translation suivant chacun des trois axes et trois mouvements de rotation autour de ces mêmes trois axes (notés 4, 5 et 6 respectivement).

En parallèle, la notation de Voigt est souvent utilisée pour simplifier la représentation des tenseurs symétriques comme celui des déformations ou celui des contraintes. Cette notation permet de passer d'une matrice 3×3 (dont les coefficients ij vont chacun de 1 à 3) à un ensemble de 6 coefficients (que l'on peut également ranger sous une forme 6×1) à l'aide de la correspondance présentée dans le TAB. III.2.

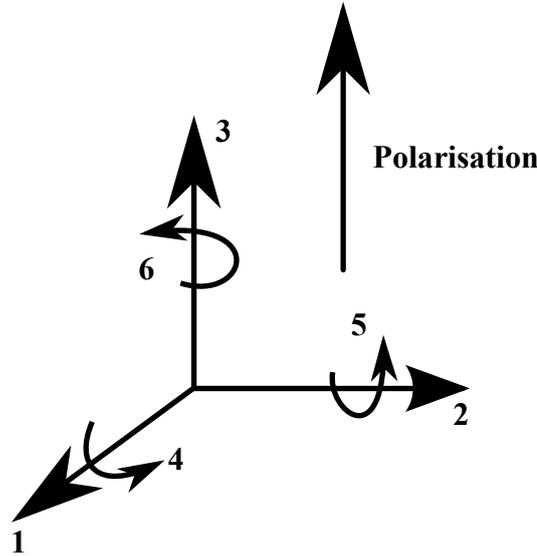


FIGURE III.3 – Référentiel utilisé pour l'étude d'un matériau piézoélectrique polarisé suivant z

Tensoriel	$ij = 11$	$ij = 22$	$ij = 33$	$ij = 32/23$	$ij = 13/31$	$ij = 12/21$
Matriciel	$I = 1$	$I = 2$	$I = 3$	$I = 4$	$I = 5$	$I = 6$

TABLE III.2 – Notation de Voigt

Il ne reste dès lors plus qu'à terminer par l'écriture des coefficients reliant les grandeurs mécaniques, électriques et piézoélectriques.

ϵ est la permittivité diélectrique, tandis que son inverse (au sens matriciel) est β , l'imperméabilité diélectrique :

$$\epsilon = \beta^{-1} \quad (\text{III.1})$$

s est la souplesse du matériau, tandis que son inverse (au sens matriciel) est c , la rigidité du matériau :

$$c = s^{-1} \quad (\text{III.2})$$

d , e , h et g sont les coefficients piézoélectriques, il s'agit de tenseurs d'ordre 3 qui relient les grandeurs électriques et mécaniques :

$$d = \epsilon^T g = e s^E \quad (\text{III.3})$$

$$e = \epsilon^S h = d c^E \quad (\text{III.4})$$

$$g = \beta^T d = h s^D \quad (\text{III.5})$$

$$h = \beta^S e = g c^D \quad (\text{III.6})$$

Ces coefficients sont regroupés dans le TAB. III.4 :

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

TABLE III.3 – Récapitulatif des coefficients électriques et mécaniques

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

TABLE III.4 – Récapitulatif des coefficients piézoélectriques

III.1.1.2.2 Équations constitutives Finalement, il ne reste plus qu'à écrire les équations constitutives reliant les composantes du champ électrique et de l'induction aux composantes des tenseurs mécaniques de déformation et de contrainte grâce aux différents coefficients cités précédemment. Les variables peuvent être choisies arbitrairement, tant qu'elles sont indépendantes. Cela signifie que quatre couples d'équations fondamentales peuvent être utilisés suivant que l'on choisit d'utiliser (S, D) , (T, E) , (T, D) ou (S, E) (cf. TAB. III.5) : les exposants $E, D,$

	T	S
E	$S = s^E T + d^t E$ $D = d T + \epsilon^T E$	$T = c^E S - e^t E$ $D = e S + \epsilon^S E$
D	$S = s^D T + g^t D$ $E = -g T + \beta^T D$	$T = c^D S - h^t D$ $E = -h S + \beta^S D$

TABLE III.5 – Équations constitutives de la piézoélectricité

S et T signifient que ces grandeurs sont supposées nulles ou constantes ; l'exposant t signifie quant à lui la transposée de la matrice considérée.

Par la suite, nous utiliserons principalement le couple (T, D) et donc les coefficients suivants : c , ϵ et e .

III.1.1.2.3 Symétrie des matrices piézoélectriques La raison pour laquelle la piézoélectricité se manifeste dans un matériau est liée à la non-symétrie de sa maille cristallographique. Cependant, suivant les matériaux, cette absence de symétrie n'est pas marquée de manière identique. Par exemple, la structure la moins symétrique (triclinique) possède 27 coefficients piézoélectriques indépendants. Néanmoins, les céramiques piézoélectriques à structure perovskite sont plus symétriques et le nombre de coefficients diminue. Pour ces matériaux la matrice de coefficients piézoélectriques d , celle de souplesse mécanique s et celle de la permittivité ϵ peuvent être réduites sous la forme présentée dans l'EQ. III.7.

$$d = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ & \epsilon_{11} & 0 \\ & & \epsilon_{33} \end{bmatrix}$$

$$s = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ & & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ & & & s_{44} & 0 & 0 \\ & & & & s_{66} & 0 \\ & & & & & s_{66} \end{bmatrix} \quad (\text{III.7})$$

ou les matrices ϵ et s sont symétriques. On peut remarquer que la matrice d est réduite à trois éléments non nuls : d_{31} , d_{33} , d_{15} , qui correspondent aux trois modes principaux d'opérations des céramiques piézoélectriques : le mode longitudinal, transversal et de cisaillement respectivement (cf. FIG III.4). Comme on l'a précisé précédemment, la direction de polarisation est alignée avec l'axe 3.

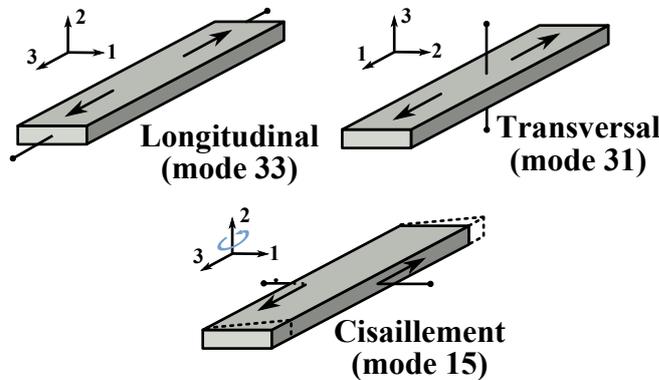


FIGURE III.4 – Principaux modes de déformations d'une céramique piézoélectrique

L'élément clé à retenir de la théorie de la piézoélectricité c'est qu'une contrainte mécanique est capable de générer une tension aux bornes du matériau. Afin d'obtenir un maximum d'électricité, il faut donc s'employer à maximiser les contraintes. Toute la récupération d'énergie vibratoire à l'aide de poutres composées de céramiques piézoélectriques est donc basée sur ce principe. Sachant que notre but est d'extraire le maximum d'énergie de l'élément piézoélectrique, il est important de s'attarder sur l'approche vibratoire piézoélectrique puisqu'elle servira de base à notre raisonnement et à notre modélisation.

III.1.2 La récupération d'énergie vibratoire par voie piézoélectrique

De manière générale, les systèmes qui utilisent les vibrations mécaniques pour produire de l'électricité grâce à la piézoélectricité exploitent le mode 31 (électrodes sur le dessus et le dessous et déformation en longueur). Pour ce faire, les générateurs se composent d'une masse inertielle, qui réagit à l'accélération créée par les vibrations et d'une partie piézoélectrique (généralement une poutre) déformée par le déplacement de la masse. Un exemple type d'un tel générateur est par exemple l'un de ceux proposés par Roundy [2003] dans sa thèse (cf. FIG III.5). Le but, ici, n'est pas de faire la liste des prototypes construits, on pourra pour cela consulter par exemple [Beeby et al. - 2006] pour un récapitulatif général ou encore [Marzencki et al. - 2008] pour une réalisation plus récente.

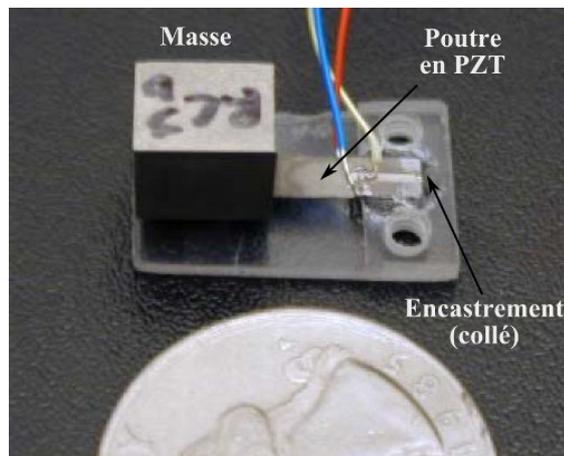


FIGURE III.5 – Générateur inertiel proposé par Roundy

Afin de déterminer l'énergie disponible en sortie du générateur, plusieurs modèles ont été développés au fil du temps. Ces modèles font le lien entre l'excitation d'entrée (généralement une accélération sinusoïdale) et permettent d'obtenir des grandeurs comme le déplacement de la masse ou l'énergie électrique récupérable.

Le plus connu est celui développé par Williams et Yates [1996]. Il s'agit d'un modèle conventionnel du second ordre comprenant un ressort et une masse plus

un terme d'amortissement visqueux. L'hypothèse est faite que la récolte d'énergie n'influence pas / peu le modèle. Cette modélisation est utilisée pour les trois types de générateurs à base vibratoire et à conversion électrostatique, piézoélectrique et électromagnétique. Néanmoins, ce modèle est particulièrement adapté pour représenter un générateur électromagnétique puisque la conversion dépend de la vitesse ; cet effet peut donc être intégré dans le coefficient d'amortissement.

Dans le cas d'un générateur piézoélectrique, il vaut donc mieux travailler avec un modèle légèrement plus complexe. Nous nous baserons sur celui développé par Marcin Marzencki [2007] dans sa thèse (cf. FIG III.6).

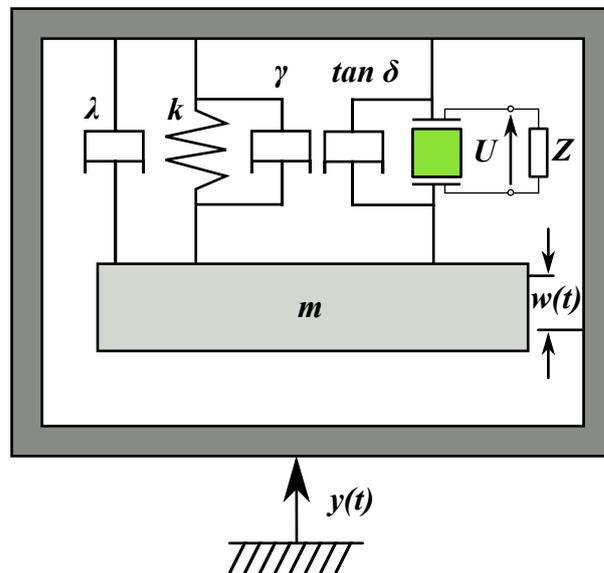


FIGURE III.6 – Modèle d'un générateur linéaire inertiel

Les éléments le composant sont les suivants :

- une cage, soumise à des vibrations sinusoïdales $y(t)$ par rapport à une paroi fixe.
- une masse sismique m dont le déplacement par rapport à la cage est noté $w(t)$.
- un amortissement visqueux, proportionnel à la vitesse, λ .
- un ressort de rigidité k , ne tenant compte que des paramètres mécaniques du système (l'aspect piézoélectrique étant séparé). Ce ressort dépend donc de la rigidité c du matériau et de ses dimensions.
- un amortissement structural, proportionnel à la déformation, γ . Ce terme modifie la rigidité en c_c et peut être intégré à la constante de raideur globale, ce qui permet d'obtenir un k_c complexe.
- un amortissement piézoélectrique relié à une charge quelconque d'impédance Z . La tension à ses bornes est notée U . Seules les pertes diélectriques sont

considérées dans cet élément. Le coefficient $\tan \delta$ (angle des pertes) modifie la permittivité de l'élément (ϵ_c) et donc sa capacité.

Le comportement dynamique du système est obtenu en utilisant le principe d'équilibre des forces. Le générateur est soumis à l'influence de quatre forces : l'excitation externe, l'inertie de la masse sismique par rapport à la cage, l'amortissement visqueux et la force produite par le ressort piézoélectrique, F_p (cf EQ. III.8).

$$m\ddot{w}(t) = -\lambda\dot{w}(t) - F_p - m\ddot{y}(t) \quad (\text{III.8})$$

La force F_p peut être obtenue à partir des équations constitutives de la piézoélectricité réduites à une dimension (cf EQ. III.10).

$$T_3 = c_c S_3 - e_{33} E_3 \quad (\text{III.9})$$

$$D_3 = e_{33} S_3 + \epsilon_c E_3 \quad (\text{III.10})$$

Ce couple d'équations peut être transformé afin de faire apparaître les grandeurs macroscopiques comme F_p , U et w . Le détail des calculs peut être trouvé dans [Marzencki - 2007].

$$F_p = k_c w + \alpha U \quad (\text{III.11})$$

$$U = \alpha Z \dot{w} - CZ \dot{U} \quad (\text{III.12})$$

La résolution de ces équations peut s'avérer complexe. La méthode généralement utilisée consiste à passer dans le domaine de Laplace, ce qui permet d'exprimer facilement les dérivées et se conjugue bien au fait que l'excitation soit sinusoïdale.

L'une des conclusions que l'on peut tirer de ce modèle, c'est que pour maximiser l'énergie électrique produite, il faut obtenir une déformation maximale. L'une des conditions pour cela est de faire en sorte que la fréquence d'excitation soit identique à la fréquence propre du système $\omega_N = \sqrt{k/m}$. Cette nécessité peut-être problématique, c'est la raison pour laquelle un des axes de recherche concernant ces générateurs se focalise sur l'adaptation en fréquence pour lutter contre leur mauvais rendement hors-résonance.

III.1.3 Application de la piézoélectricité à notre cas

Dans notre cas, notre cahier des charges est bien différent. Premièrement, on peut difficilement parler de phénomène périodique (rien n'indique en effet que la température subisse des cycles réguliers). Si on fait néanmoins cette hypothèse, la fréquence correspondante serait bien inférieure au Hz (oscillations sur plusieurs

heures). Cela pose un problème concernant l'adaptation en fréquence du générateur. Il est déjà difficile de concevoir à petite échelle des générateurs piézoélectriques dont la fréquence propre est inférieure à 100 Hz. Vouloir travailler à des fréquences encore plus basses semble donc extrêmement difficile, voire utopique.

Un autre inconvénient de travailler à basse fréquence survient si les déformations imposées au matériau piézoélectrique sont aussi lentes que la variation de température. Nous avons évoqué ce problème lors de la partie sur les alliages à mémoire de forme. Les matériaux piézoélectriques ne sont pas parfaits : ils possèdent une résistance interne (très élevée) qui va lentement dissiper les charges générées. Ce phénomène est peu sensible dès lors que l'on dépasse les quelques Hertz, c'est la raison pour laquelle on néglige généralement ce terme dans le modèle présenté précédemment. Cependant, cela devient crucial si les déformations sont lentes. Par ailleurs, ce phénomène est encore exacerbé par tout ce qui entoure le générateur : l'électronique qui va derrière dissipe aussi de l'énergie et le milieu possède également une résistivité finie.

La conséquence de cet état de fait est que chercher à exploiter de manière linéaire une variation lente de température n'est pas compatible avec les générateurs piézoélectriques tels que ceux utilisés pour la récupération d'énergie vibratoire. Il faut donc chercher une approche différente pour mettre à profit les avantages apportés par la piézoélectricité.

Reprenons l'idée de base des matériaux piézoélectriques : afin d'obtenir une énergie maximale, il faut maximiser les déformations du matériau et faire en sorte que cette déformation soit la plus brève possible. Des concepts semblables sont à l'étude, voire sont déjà commercialisés en particulier pour des interrupteurs sans fil actionnés par un utilisateur humain. L'un des premiers modèles développés par la société Enocean consistait en un bouton poussoir qui venait contraindre une poutre piézoélectrique bistable. Le passage d'une position à une autre était ainsi quasi instantané, ce qui générerait suffisamment d'électricité pour transmettre l'information.

L'équivalent doit donc être conçu pour fonctionner à partir d'une variation de température. Reprenons le cas d'une poutre piézoélectrique et négligeons tout d'abord la conversion électrique ainsi que les pertes survenant dans le matériau, la seule force agissant sur le système est la force mécanique de rappel du ressort. Cette force est linéaire avec le déplacement. Si on souhaite que la déformation soit brusque, il faut donc que le déplacement le soit aussi. Cela peut être obtenu en créant une instabilité mécanique.

III.2 Réponse magnétique

C'est là que le magnétisme intervient, puisque les matériaux magnétiques sont à la fois sensibles à la température (cf. les nombreux exemples donnés dans le CHAP. II) tandis que la force magnétique entre deux éléments magnétiquement polarisés dépend non linéairement de la distance les séparant.

C'est ce dernier point que nous allons commencer par traiter ; la dépendance à la température sera abordée ensuite. Il est aisé de se représenter la force d'attraction magnétique (entre deux aimants par exemple) comme étant une force non linéairement dépendante de la distance. Tout le monde a en effet pu faire l'expérience des aimants s'attirant de plus en plus fort lorsqu'on les rapproche.

Ce phénomène intuitif est pourtant loin d'être facile à modéliser de façon purement analytique. Suivant les géométries et les dispositions, on peut arriver néanmoins à trouver quelques modèles permettant de calculer cette force magnétique. C'est par exemple possible avec des aimants parallélépipédiques disposés de manière à ce que leurs faces soient parallèles [Akoun et Yonnet - 1984]. Cependant, dès que les choses se complexifient un tant soit peu, la voie analytique devient vite impraticable.

Il faut alors se tourner vers les méthodes de résolution numérique comme par exemple les éléments finis ou la méthode des moments magnétiques. Nous reviendrons plus en détail sur ces méthodes lourdes lorsque nous développerons un modèle plus fin de notre système. Pour l'instant, nous allons nous contenter d'un modèle très simple, pour illustrer simplement la non linéarité de la force magnétique.

Considérons tout d'abord un aimant ponctuel (cf. FIG. III.7), c'est à dire dont la taille est petite devant la distance d'observation considérée. Le champ magnétique de cet aimant à la distance \vec{r} peut s'exprimer de la façon suivante, avec V_1 le volume de l'aimant et \vec{J}_1 sa polarisation (Delamare et al. [1993]) :

$$\vec{H}_1 = \frac{V_1}{4\pi\mu_0 r^3} \left[3 \frac{(\vec{J}_1 \cdot \vec{r})}{r^2} \vec{r} - \vec{J}_1 \right] \quad (\text{III.13})$$

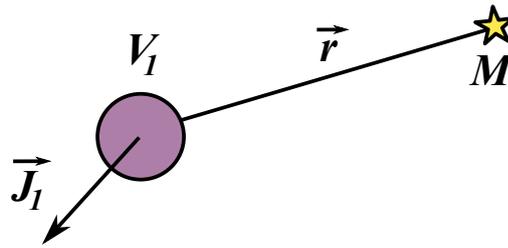


FIGURE III.7 – Un aimant modélisé comme un dipôle élémentaire

Si à présent, on ajoute un second aimant au point d'observation précédent (cf. FIG. III.8), une force entre les deux aimants va se créer. Cette force dérive du gradient de l'énergie d'interaction entre les deux aimants :

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = \frac{3}{4\pi\mu_0} \frac{V_1 V_2}{r^5} \left(\left[(\vec{J}_1 \cdot \vec{J}_2) - 5 \frac{(\vec{J}_1 \cdot \vec{r})(\vec{J}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} \right] \vec{r} + [(\vec{J}_2 \cdot \vec{r}) \vec{J}_1 + (\vec{J}_1 \cdot \vec{r}) \vec{J}_2] \right) \quad (\text{III.14})$$

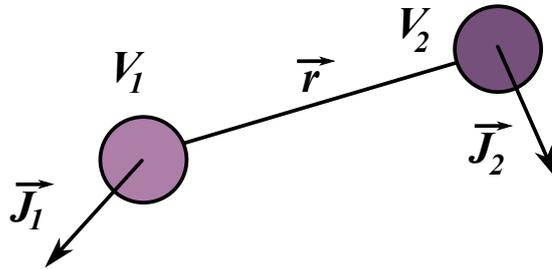


FIGURE III.8 – Interactions entre deux aimants quelconques

Dans le cas où les deux aimants sont identiques (\vec{J} et V) et disposés dans le même sens (cf. FIG. III.9), l'EQ. III.14 se simplifie en :

$$\vec{F}_{1 \rightarrow 2} = -\frac{3V^2}{2\pi\mu_0 r^4} \vec{J} \quad (\text{III.15})$$

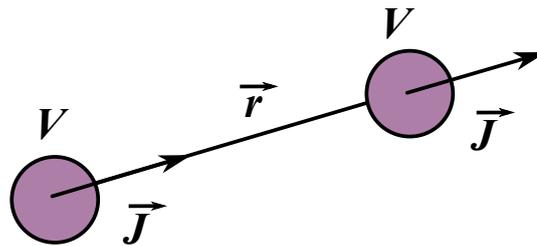


FIGURE III.9 – Interactions entre deux aimants identiques

Le cas d'école avec deux aimants identiques n'a pas été choisi au hasard. En effet par analogie, cette disposition est identique à un aimant placé comme précédemment en position 1, plus une tôle de perméabilité élevée (acier, fer...) disposée perpendiculairement à \vec{r} située à mi-chemin. La FIG. III.10 vient illustrer cette équivalence.

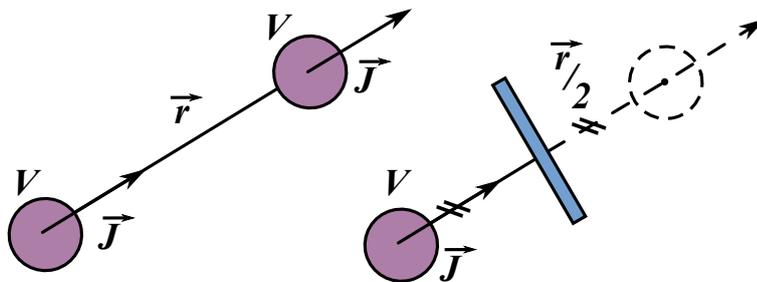


FIGURE III.10 – Équivalence entre un montage à deux aimants et un montage à un aimant et une tôle

Par conséquent, l'EQ. III.15 est aussi valable pour cette configuration, mais elle peut être réécrite sous la forme :

$$\vec{F}_{\text{tôle} \rightarrow \text{aimant}} = \frac{3V^2}{32\pi\mu_0 d^4} \vec{j} \quad (\text{III.16})$$

où $d = r/2$ représente la moitié de la distance précédente entre les deux aimants. Cela ne change néanmoins pas la dépendance en $1/x^4$ de la force magnétique vis à vis de la distance séparant les deux éléments. Et c'est justement cette dépendance non linéaire qui nous intéresse. Cela veut dire que lorsque l'aimant s'approche de la tôle, la force subie augmente à la puissance quatre.

Ce modèle est néanmoins très limité puisqu'il est valide uniquement pour un aimant ponctuel ou sphérique en présence d'une tôle fortement perméable. Nous allons cependant le conserver encore un peu, même s'il ne reflète qu'imparfaitement la réalité pour dresser une esquisse du comportement de notre futur récupérateur d'énergie.

III.3 Couplage piézo-magnétique

Nous allons coupler à présent les deux effets magnétique et piézoélectrique que nous venons de décrire. Le système (cf. FIG. III.11) est donc composé d'une poutre piézoélectrique encastrée d'un côté tandis qu'une masse composée d'un aimant est attachée à l'autre extrémité. Une tôle magnétique est fixée au dessus de l'aimant. Considérons dans un premier temps que la partie piézoélectrique est négligée (par exemple en court-circuitant les électrodes), qu'il n'y a pas d'amortissement ni mécanique ni diélectrique dans la poutre et que la force magnétique soit assez proche du modèle proposé précédemment. La somme de toutes ces approximations nous éloigne bien sûr de la réalité du système, mais elles ne sont là qu'afin d'obtenir une compréhension générale du système que l'on cherche à créer.

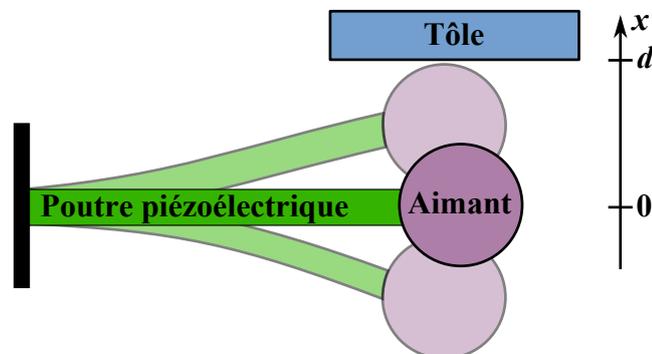


FIGURE III.11 – Modèle initial du générateur hybride

En utilisant les approximations ci-dessus et d'après la seconde loi de Newton

(principe fondamental de la dynamique de translation), on obtient avec k la rigidité de la poutre et α un coefficient positif englobant les différents termes magnétiques :

$$\sum \vec{F}_i = m \vec{a} \Rightarrow -k \cdot x + \frac{\alpha}{(d-x)^4} = f(x) \quad (\text{III.17})$$

Chercher les points d'équilibre correspond à calculer les points pour lesquels à accélération nulle, les forces se compensent et s'annulent, c'est-à-dire $f(x) = 0$. Deux cas de figure sont possibles. Le premier est que la force magnétique reste toujours supérieure ou égale à la force de rappel du ressort. Dans cette configuration, le système est instable et quoi qu'il arrive la position finale sera avec l'aimant collé contre la tôle magnétique. Le second se présente quand la force magnétique peut être inférieure à la force mécanique. On a alors deux positions d'équilibre, l'une est stable, l'autre pas.

Nous allons illustrer ce phénomène à l'aide de plusieurs tracés. Chacun des paramètres α , k et d permet de passer d'un cas de figure à l'autre. Dans notre cas, nous allons conserver k et d constants et faire varier le paramètre magnétique puisque c'est lui qui est en charge de varier avec la température. On fixe donc arbitrairement $k = 1000 \text{ N.m}^{-1}$ et $d = 2.10^{-3} \text{ m}$ (en réalité ces valeurs sont proches de celles mesurées ultérieurement sur les prototypes).

Nous allons également normaliser l'EQ. III.17 sous la forme :

$$\begin{aligned} f(x) &= -\frac{x}{d} + \frac{\alpha}{kd^5(1-\frac{x}{d})^4} \\ F(X) &= -X + \frac{\alpha}{kd^5(1-X)^4} \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

où $X = x/d$ représente le déplacement relatif. Plusieurs valeurs de α ont ensuite servi à réaliser la FIG. III.12 ($\alpha_1 = 6.10^{-12} \text{ N.m}^4$, $\alpha_2 = 2.6.10^{-12} \text{ N.m}^4$, $\alpha_3 = 8.10^{-13} \text{ N.m}^4$, $\alpha_4 = 1.10^{-13} \text{ N.m}^4$ et $\alpha_5 = 1.10^{-15} \text{ N.m}^4$).

On observe donc les deux cas de figure décrits précédemment. α_1 et α_2 appartiennent au premier, tandis que les trois autres au second.

- Pour α_1 , il n'y a aucune position d'équilibre, la somme des forces est toujours positive ce qui conduit X à tendre vers 1. La position finale est donc celle où l'aimant est au plus proche de la tôle.
- Pour α_2 , il y a une unique position d'équilibre, mais il s'agit d'une position instable. De part et d'autre de cette position, la somme des forces est effectivement positive. La position finale sera donc identique au cas précédent dès qu'une variation infime modifiera un tant soit peu X .
- Pour les trois autres α , il y a deux positions d'équilibre : celle de gauche est stable, tandis que celle de droite non.

Afin de créer un système à deux positions (c'est-à-dire qui génère des déformations chaque fois qu'il passe de l'une à l'autre), il faut être capable de privilégier la position stable pour certains α , et ce quelle que soit la position relative du système. Cela est possible en introduisant une butée mécanique qui interdirait au système d'atteindre le deuxième point d'équilibre instable. Par exemple, pour la courbe

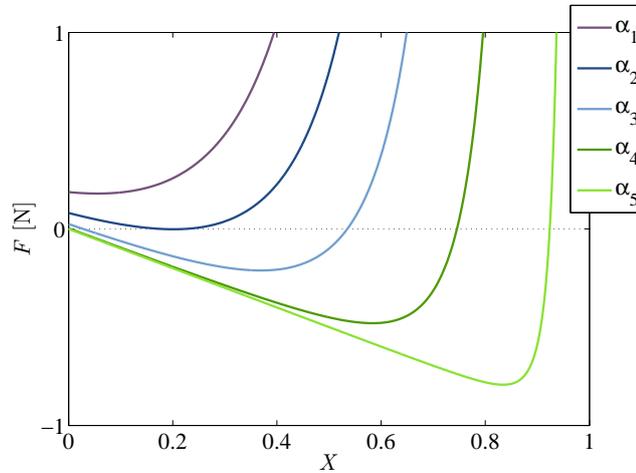


FIGURE III.12 – Tracé de la somme des forces en fonction du déplacement relatif pour différentes valeur de α

α_5 , on pourrait bloquer X en-dessous de 0,8. La seule position atteignable par le système est alors la position d'équilibre de gauche.

Remarque 1 : À la place d'utiliser une butée mécanique, on pourrait également obtenir cet effet à l'aide d'une poutre ayant un comportement non-linéaire.

Remarque 2 : Avec la représentation que nous avons choisie, la force magnétique est infinie quand $X \rightarrow 1$. Cela pourrait être problématique. En réalité cela ne pose pas de problème puisque $d - x$ est toujours au minimum égal au rayon de la sphère magnétique. Cependant, cette distance n'est pas forcément suffisante pour forcer le système à rester dans la position d'équilibre stable, d'où l'ajout d'une butée supplémentaire.

Nous nous trouvons à présent en présence d'un système possédant deux positions de repos. Néanmoins pour un α donné, une seule de ces positions est accessible. Le système n'est donc pas (encore) réversible. Nous allons donc à présent introduire la température comme ultime étape pour contrôler le générateur.

III.4 Intégration de la température

La température est une donnée globale pour un microsystème habituel (ne comportant pas d'enceinte spéciale sous vide et isolante par exemple), c'est à dire qu'elle va influencer de façon plus ou moins identique les différents composants du système (poutre piézoélectrique, masse magnétique dure, tôle en alliage magnétique doux). Le but est donc de favoriser une réponse à la température sélective.

Par exemple, les matériaux piézoélectriques sont sensibles à la température. On assiste à de légères variations des différents coefficients piézoélectriques, ou encore une dilatation du matériau qui peut conduire à une génération d'énergie alors qu'aucune force n'a été appliquée. Cela reste néanmoins des effets secondaires, il

faudra peut-être en tenir compte mais ce n'est pas grâce à eux que l'on va contrôler en température notre générateur. De même, les matériaux ferromagnétiques (tout comme les matériaux piézoélectriques) ont une limite supérieure en température au-dessus de laquelle ils perdent leur polarisation. Or, nous avons vu au cours de notre recherche qu'il était vain de vouloir exploiter cette transition (pas assez d'énergie disponible, nécessité de réaimanter ensuite). Nous ne chercherons donc pas à exploiter ce phénomène au niveau de l'aimant. Cependant, les températures de Curie (pour l'aimant et la poutre piézoélectrique) sont des informations à noter scrupuleusement, car elles vont fixer la limite maximum d'utilisation de notre système.

En revanche, nous allons utiliser un matériau bien spécifique pour la tôle magnétique. Nous allons choisir un matériau doux dont la perméabilité varie avec la température mais surtout dont la température de Curie est proche de celle de l'ambiante. En dessous de la température de Curie, le matériau doux est ferromagnétique, c'est-à-dire qu'en présence de l'aimant, il sera aimanté et donc générera une force attractive entre les deux éléments magnétiques. Lorsque la température augmente, ce matériau va se désaimanter progressivement jusqu'à arriver à 0 quand $\theta = T_C$.

Ce changement d'aimantation sera répercuté sur le paramètre α de l'Eq. III.17. Comme on l'a vu dans la partie précédente, cela a comme conséquences de modifier les positions d'équilibre du système. En choisissant attentivement la butée, on peut ainsi arriver à passer de la position contre la butée à une position d'équilibre en faisant varier la température.

L'avantage de cette méthode est que le déplacement du couple aimant / poutre piézo ne dépend plus directement de la variation de température. En effet, il suffit de dépasser un seuil pour que l'aimant se décroche soudainement, ou au contraire pour qu'il vienne se coller à la butée. Cette instabilité s'explique par la non-linéarité vis-à-vis de la distance de la force magnétique. La poutre piézoélectrique est donc contrainte brutalement, ce qui correspond parfaitement au comportement souhaité.

III.5 Conclusion

Après avoir longuement décrit dans le second chapitre des problèmes soulevés par une variation lente de la température, nous avons développé ici un nouveau concept pour s'affranchir de cette dépendance temporelle. Au lieu de lutter contre elle, nous avons au contraire cherché à la contourner, et nous avons donc imaginé une solution originale. Celle-ci intègre plusieurs éléments supplémentaires qui viennent interférer dans la transduction simple thermique / électrique considérée précédemment. Le système expliqué ci-dessus se décompose de manière plus complexe en thermique / magnétique / mécanique / électrique (à noter que les deux derniers termes pourraient être regroupés en piézoélectrique). Le chapitre suivant abordera la réalisation d'un premier prototype afin de valider l'idée développée, puis nous en extrairons différentes grandeurs afin de vérifier que le modèle esquissé

précédemment est bien correct.

Chapitre IV

Réalisation d'un premier prototype

Sommaire

IV.1 Composition du prototype	78
IV.2 Caractérisation du prototype	90
IV.3 Comparaison avec le générateur Enocean	103
IV.4 Conclusion	109

Résumé

Après avoir discuté de comment exploiter une variation temporelle de température, nous présentons dans ce chapitre un premier prototype mettant en application l'hybridation piézo-magnétique. Nous détaillerons la composition du prototype, en revenant notamment sur les matériaux le composant. Puis, nous passerons à la partie caractérisation (mécanique et électrique) du générateur, ce qui nous permettra finalement d'effectuer une comparaison avec l'interrupteur développé par Enocean.

Le but de ce premier générateur était de valider la possibilité de fabriquer un générateur autonome capable de détecter des seuils de température. Par ailleurs, du fait de la durée limitée de la thèse, il fallait que le prototype soit rapidement et facilement réalisable. Enfin, il ne fallait pas non plus perdre de vue la possibilité de commercialiser / industrialiser le produit s'il donnait satisfaction. Par conséquent, il fallait que sa réalisation soit bon marché, même s'il est toujours possible de diminuer les coûts en simplifiant les procédés de fabrication ou en en produisant de grandes quantités. Cette feuille de route a ainsi présidé à notre réalisation. Elle explique en partie la taille du prototype ou encore pourquoi les matériaux utilisés ne sont pas toujours optimaux.

IV.1 Composition du prototype

Notre prototype se base sur les concepts développés au chapitre précédent. Il est donc construit sur le modèle initialement présenté dans la FIG. III.11 (poutre encastree avec une masse à l'autre extrémité). Cependant, nos premiers essais ont mis en lumière que la poutre encastree simple que nous avons réalisée n'était pas suffisamment rigide pour ramener l'aimant. Nous nous sommes donc dirigés vers une poutre encastree des deux cotés. Cette modification permet également de maximiser les symétries et ainsi de faciliter les hypothèses pour toute la partie simulation / modélisation à venir. La FIG. IV.1 en dresse un rapide croquis. Comme on le voit, le prototype peut être décomposé en trois parties principales, que nous allons décrire ci-dessous.

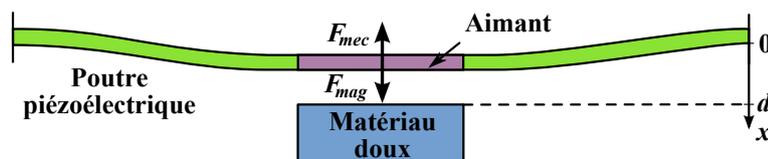


FIGURE IV.1 – Générateur avec la poutre piézoélectrique encastree-encastree

IV.1.1 Aimant en NdFeB

La première partie est celle formée par l'aimant en matériau magnétique dur. Nous avons choisi d'utiliser un aimant en néodyme fer bore (NdFeB) (cf. FIG. IV.2), car il est facile de s'en procurer et leur prix est peu élevé à présent. Par ailleurs, leur aimantation rémanente se situe entre 1,2 et 1,5 T ce qui permet d'aimanter facilement à saturation le matériau magnétique doux que l'on placera en vis-à-vis.

Par ailleurs, il est conseillé de les utiliser à une température inférieure à 80 °C, ce qui les rend aptes à la plupart des utilisations en milieu humain. Ces 80 °C ne sont pas la température de Curie des aimants, mais marque plutôt le seuil à partir duquel l'aimantation commence à diminuer fortement quand la température

augmente. On supposera donc qu'on travaillera suffisamment en-dessous de cette température et sur une plage de température suffisamment réduite pour que l'on puisse considérer que leur aimantation reste constante.

Si jamais il y a nécessité de travailler à des températures plus élevées, il est toujours possible d'utiliser des aimants ayant une température de Curie plus élevée, comme par exemple les SmCo. Leur aimantation rémanente est plus faible, mais elle reste cependant suffisante pour saturer bon nombre de matériaux doux. Il ne devrait donc pas y avoir de soucis pour générer une force magnétique suffisante.

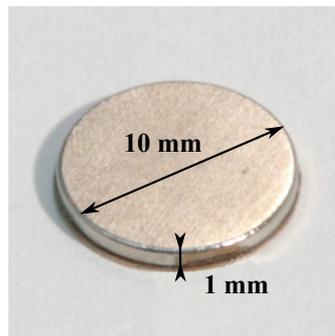


FIGURE IV.2 – Photo d'un des aimants utilisés

IV.1.2 Poutre piézoélectrique

L'aimant est fixé au milieu de la poutre piézoélectrique, mais avant d'aller plus loin, nous allons préciser ce que nous entendons par poutre piézoélectrique. Une poutre encastree-encastree composée uniquement de matériau piézoélectrique et soumise à une force en son centre ne génère pas de tension car les déformations se compensent de part et d'autres de la fibre neutre. Afin d'obtenir de l'électricité, il faut donc ajouter une couche supplémentaire purement mécanique (non représenté dans la FIG. IV.1). C'est ce que nous appellerons un bimorphe piézoélectrique dans la suite du manuscrit (la littérature à ce sujet n'est pas toujours d'accord ; elle parle parfois de monomorphe pour définir ce montage, réservant le terme bimorphe pour un assemblage symétrique couche piézo / couche mécanique / couche piézo).

L'étape suivante consiste à choisir le matériau piézoélectrique qui permettra de réaliser le bimorphe. Nous allons donc en faire un bref inventaire, en conservant à l'esprit qu'il serait souhaitable qu'ils puissent être utilisables en couches minces pour pouvoir réduire ultérieurement la taille du générateur.

IV.1.2.1 Monocristaux

L'une des premières applications concrètes de la piézoélectricité fut le développement pendant la première guerre mondiale du sonar par Paul Langevin. Il se servit à cette occasion d'un émetteur / récepteur conçu pour traiter des signaux ultra-sonores en milieu marin à l'aide de cristaux de quartz. Le quartz est très

stable en température ($T_C = 573^\circ\text{C}$). Il est donc principalement utilisé dans des résonateurs et pour des capteurs de pression. Malheureusement il souffre d'un très faible couplage électromécanique ce qui le rend peu intéressant pour une utilisation en tant que récupérateur d'énergie.

On peut signaler également l'existence de monocristaux de synthèse tel le niobate de lithium (LiNbO_3) ou le tantalate de lithium (LiTaO_3) qui présentent des températures de Curie élevées ($> 500^\circ\text{C}$). Leur inconvénient est, comme le quartz, un coefficient de couplage faible. D'autres matériaux plus exotiques existent (les PMN-NT par exemple) avec des coefficients de couplage plus élevés, mais ils restent pour le moment très rares.

Les matériaux présentés dans cette première partie sont naturellement polarisés du fait de leur orientation cristallographique. Néanmoins d'autres ont besoin d'un champ électrique pour exprimer tout leur potentiel piézoélectrique (ferroélectricité), c'est le cas notamment des céramiques de type pérovskites.

IV.1.2.2 Céramiques pérovskites

En sus des composés évoqués précédemment, la découverte au cours des années 50, de céramiques ferroélectriques à structure pérovskite ($\text{A}^{2+}\text{B}^{4+}\text{O}_3^{2-}$) a « révolutionné » les applications potentielles. Ces composites frittés présentent un effet piézoélectrique jusqu'à 100 fois supérieur aux cristaux classiques (c'est-à-dire apparition de 100 fois plus de charges à déformation constante). Ils sont composés d'un ion bivalent comme le baryum ou le plomb et d'un ion quadrivalent comme le titane ou le zirconium.

Les céramiques à structure pérovskite ont une double structure en fonction de la température. Au-dessus de la température de Curie, elles ont une symétrie cubique simple et ne présentent pas de dipôle électrique (comportement para-électrique) comme on peut le voir en FIG. IV.3 (a). Cependant en dessous de T_C , les céramiques deviennent légèrement tétraédrique / rhomboédrique. Les ions négatifs / positifs ne s'équilibrent alors plus tout à fait, créant ainsi un dipôle électrique (cf. FIG. IV.3 (b)). Les dipôles sont orientés de façon aléatoire au sein du matériau. Par conséquent, aucune polarisation nette et donc aucun effet piézoélectrique n'est présent par défaut dans ces céramiques.

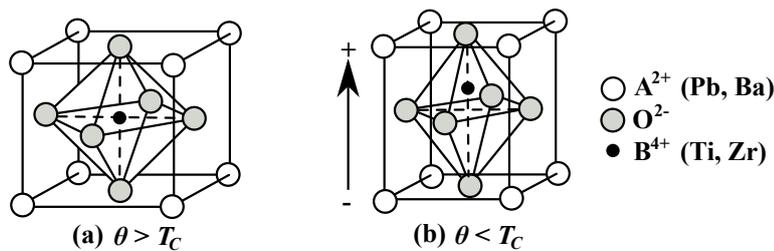


FIGURE IV.3 – Structure de pérovskite : (a) maille cubique @ $\theta > T_C$, (b) maille tétraédrique @ $\theta < T_C$

Il est dès lors nécessaire d'appliquer une polarisation extérieure, sous la forme d'un fort champ électrique, à une température légèrement inférieure à T_C afin d'aligner les domaines suivant un axe préférentiel. En réalité, il s'agit plus d'une croissance des domaines ayant une direction proche du champ électrique au détriment des autres domaines. Le champ électrique est ensuite retiré, les dipôles conservent alors leur orientation ce qui confère à la céramique une polarisation rémanente à la base de l'effet piézoélectrique.

A cause du procédé de fabrication, ces matériaux présentent quelques limitations. Ils sont obtenus par frittage, c'est-à-dire que l'on prépare dans un premier temps une poudre du matériau (microcristaux élémentaires ferroélectriques), on mélange ensuite cette poudre à un liant et on la compresse à haute température. Le résultat obtenu est une céramique qu'il faut ensuite polariser. Ces céramiques sont donc mécaniquement fragiles à la traction, il est plus judicieux de travailler en compression plutôt qu'en élongation. Par ailleurs, l'effet piézoélectrique résultant d'une polarisation extérieure, il ne faut pas dépasser leur température de Curie sous peine de voir disparaître l'effet. Enfin, il existe également un champ électrique, dit coercitif, à ne pas dépasser si l'on ne souhaite pas polariser la céramique suivant un autre axe ou simplement annuler la polarisation précédemment créée.

La plus connue des céramiques pérovskite est sans doute le PZT ($\text{Pb}(\text{Zr}_x, \text{Ti}_{1-x})\text{O}_3$) ou titanozirconate de plomb qui est aujourd'hui couramment utilisé que ce soit dans les briquets, allume-gaz ou dans des utilisations plus avancées comme les accéléromètres ou les générateur d'ultra-sons. Il existe différents types de PZT suivant les applications auxquelles on le destine. On distingue ainsi le PZT dur (Navy type I) plus résistant mécaniquement et thermiquement mais dont les propriétés piézoélectriques sont plus faible, le second type le plus connu est le PZT doux (Navy type II) plus fragile, présentant plus de pertes diélectriques mais bénéficiant d'un meilleur couplage électromécanique.

IV.1.2.3 Polymères et piézocomposites

Enfin dans les années 60, des chercheurs découvrirent un faible effet piézoélectrique dans les os et tendons de baleines. Ce fut le début d'une recherche intense pour trouver d'autres matériaux organiques susceptibles de piézoélectricité. En 1969, Heiji Kawai démontra une piézoactivité très importante dans un polymère fluoré polarisé, le DiFluorure de PolyVinylidène (PVDF ou $-(\text{CH}_2\text{CF}_2)_n-$). D'autres matériaux comme le nylon ou le PVC font apparaitre cet effet mais à moindre échelle que dans le cas du PVDF et de ses copolymères.

Les avantages des polymères et en particulier du PVDF sont leur flexibilité et donc leur capacité à s'adapter à des surfaces non planes. Ils sont moins cassants que les céramiques et peuvent être découpés pour former des formes complexes. Enfin du fait de leur procédé de fabrication, ils peuvent être conçus en couche mince (quelques micromètres) ou au contraire plus importante (une centaine de microns). En contrepartie, leur couplage électromécanique est relativement faible.

Enfin il existe des matériaux réalisés en unissant les deux types présentés pré-

cédemment. On mélange ainsi des céramiques sous forme de grains (phase 0-3) ou de barreaux (phase 1-3) à une matrice polymère. Les caractéristiques des matériaux sont très variables, elles dépendent en particulier de la proportion d'éléments piézoélectriques par rapport à la matrice neutre ainsi que du matériau piézoélectrique choisi. L'avantage principal retiré est une plus grande déformation possible de l'échantillon (dû à la matrice) tout en conservant un couplage plus important (éléments piézoélectriques).

IV.1.2.4 Matériaux disponibles en couches minces

Pour finir ce tour d'horizon des matériaux, on peut également évoquer la possibilité de les utiliser en technologies collectives (microfabrication en salle blanche) dans l'éventualité où le générateur devrait être réduit à petite échelle.

Commençons par les monocristaux : on a parlé du quartz, mais son faible couplage ne le rend pas vraiment intéressant. À la place, on peut envisager l'utilisation du nitrure d'aluminium AlN ou de l'oxyde de zinc ZnO. Il existe plusieurs méthodes pour leur intégration : épitaxie par dépôt en phase vapeur ou pulvérisation cathodique. La structure même du matériau fait qu'il est piézoélectrique, aucune polarisation n'est donc nécessaire. De plus, vu que le dépôt peut se faire à basse température (200 à 300 °C), leur fabrication est compatible avec le reste des étapes de microélectronique. C'est la raison pour laquelle ils sont fortement utilisés dans des applications comme les filtres à ondes de surface (*Surface Acoustic Wave filter*) ou les filtres à ondes de volumes (*Bulk Acoustic Wave filter*). Leurs caractéristiques piézoélectriques ne sont pas fantastiques mais du fait de leur faible permittivité ($\epsilon_r = 10$ pour l'AlN) on peut quand même atteindre des tensions exploitables.

Les couches minces de PZT commencent à devenir plus répandues depuis que le problème de diffusion du Pb dans le substrat est maîtrisé. Les propriétés des couches minces se rapprochent à présent de celles des céramiques massives. Deux méthodes de fabrication sont principalement utilisées : la pulvérisation cathodique et la méthode sol-gel qui nécessite un recuit à haute température (parfois difficilement compatible avec la partie électronique). Il ne faut pas non plus oublier que le PZT nécessite en outre une étape de polarisation afin d'aligner les moments dipolaires.

Enfin, en ce qui concerne les polymères et les piézocomposites, ce sont des matériaux relativement nouveaux et, même si leur épaisseur se prête plutôt au jeu de la réduction d'échelle, nous avouons manquer de recul et d'expérience pour juger de leur intérêt ou non.

IV.1.2.5 Résumé des propriétés et choix

Pour conclure cette introduction à la piézoélectricité, nous allons proposer un tableau récapitulatif des différents matériaux abordés ainsi que de leurs propriétés.

Le but de ce genre de tableau consiste généralement à mettre en avant le (ou les) paramètre(s) clés afin de choisir le matériau le plus adapté. Dans le cas des

Matériau	ρ	ϵ_r	d_{33}	d_{31}	k_{33}	k_{31}	$\tan \delta$	Q_m	T_C
	kg.m ⁻³		pC.N ⁻¹	pC.N ⁻¹			%		°C
Quartz	2650	4,5	2		0,1		0,03	>50k	573
Soft PZT	7600	3400	600	-276	0,76	0,4	1,9	65	200
Hard PZT	7600	1350	300	-109	0,68	0,33	0,35	1400	320
PVDF	1780	10-15	-30	20	0,2	0,1	1	10	180
PVDF-TrFE	1900	15-30	10-30	15-30	0,3	0,2	1		140
AlN	3300	8-10	6,83	2,625	0,3		500		

TABLE IV.1 – Comparaison des différents matériaux piézoélectriques et leurs caractéristiques

matériaux piézoélectriques, ce choix n'est pas facile car il n'existe pas un unique paramètre permettant de trancher avec certitude dans tous les cas. L'application visée permet généralement d'en éliminer certains. Par exemple, dans notre cas, nous avons un approche que l'on pourrait qualifier de quasi-statique. Les pertes fréquentielles (le coefficient $\tan \delta$) n'ont ainsi pas beaucoup d'influence.

De manière générale, on peut cependant estimer qu'il faut que les facteurs de couplage (k_{33} ou k_{31}), ainsi que les coefficients piézoélectriques (d_{33} ou d_{31}) soient élevés. Ce raisonnement semble donc désigner la famille des PZT comme le meilleur choix. Néanmoins, la permittivité du matériau joue aussi un rôle important (elle influe sur la tension générée), ce qui avantage pour le coup des matériaux comme l'AlN par exemple. Enfin, le facteur de qualité mécanique du matériau est également très important.

Pour complexifier encore les choses, la réponse d'un système ne dépend pas uniquement du matériau piézoélectrique puisqu'on lui ajoute toujours au moins une épaisseur structurale. Suivant les caractéristiques de cette couche supplémentaire, le meilleur matériau du monde peut ainsi se retrouver complètement « annihilé ». Il est donc difficile de choisir a priori un matériau piézoélectrique.

Dans le cadre de cette thèse, nous ne nous sommes pas vraiment posé toutes ces questions parce qu'il fallait obtenir rapidement un bimorphe piézoélectrique afin de réaliser un premier prototype. Le problème étant que les bimorphes piézoélectriques ne sont pas vraiment des composants communs. Par conséquent ils sont généralement relativement chers et faits sur mesure pour une application spécifique. Il n'est donc pas évident de s'en procurer, et surtout si on souhaite un matériau en particulier avec une géométrie spécifique.

Cet inconvénient peut être minimisé, en partie, en choisissant la famille des céramiques et en particulier le PZT. En effet, il s'agit du matériau le plus répandu et donc celui que l'on pourra le plus facilement trouver à acheter. Néanmoins, les céramiques (massives) ont l'inconvénient de nécessiter un outillage adapté pour les usiner, ce qui ne facilite pas leur découpe pour réaliser un prototype rapide. Toutes ces raisons font que nous avons dû nous orienter vers une autre solution pour cette première ébauche.

Nous avons ainsi utilisé des buzzers piézoélectriques, comme ceux que l'on trouve dans les cartes de vœux musicales (cf. FIG. IV.4). Leurs avantages sont qu'ils sont peu chers (quelques euros l'unité) et rapidement disponibles en grandes quantités. Ils sont également facilement usinables avec un outillage courant (du ciseau à métal qui a tendance à endommager la couche de céramique à la fraiseuse numérique pour une découpe plus précise). Enfin, ils ne sont pas très éloignés de la forme et de la taille que nous souhaitons donner à notre prototype.

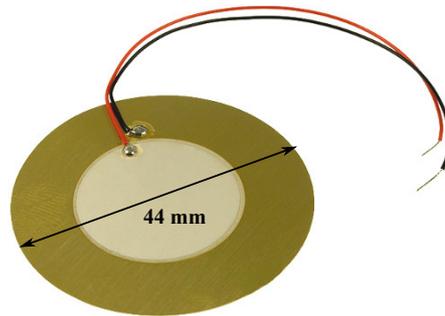


FIGURE IV.4 – Photo d'un des buzzers utilisés

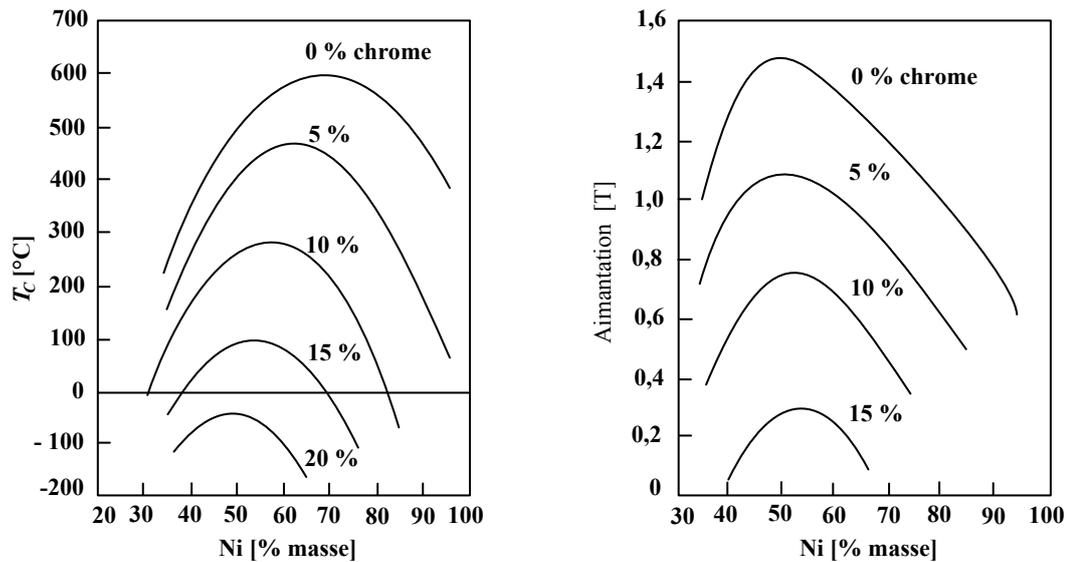
Ils sont constitués d'une fine rondelle de PZT découpée et collée sur un disque de laiton, qui joue le rôle à la fois de couche mécanique mais aussi de première électrode. Une couche d'argent est ensuite déposée sur le PZT afin de créer la seconde électrode. Lorsqu'on applique une tension aux bornes du buzzer, on déforme le couple laiton / PZT (principe du buzzer). Inversement, si on déforme la structure, on génère une tension. Comme on le verra par la suite, on peut donner plusieurs formes différentes au disque de laiton, afin de maximiser les déformations appliquées au piézoélectrique.

IV.1.3 Masse en FeNi

Nous terminerons pas la troisième et dernière partie : la plus importante, puisqu'elle va contrôler le déclenchement du générateur en fonction de la température. Elle est constituée d'un cylindre de matériau magnétiquement doux. Les matériaux doux ne présentent par eux-mêmes aucune aimantation, mais ils sont sensibles aux sources magnétiques extérieures. Cela se traduit par un champ coercitif faible. Dès lors que cette limite est franchie, le matériau doux arrive très vite à saturation. L'aimantation à saturation varie avec la température (plus on se rapproche de la température de Curie, plus elle baisse jusqu'à atteindre 0), ce qui permet d'obtenir un système réversible. En effet, le champ magnétique produit par l'aimant reste constant, seule l'aimantation du matériau doux varie. Le matériau doux se désaimante au dessus de la température de Curie mais se réaimante en se refroidissant dans le champ de l'aimant.

En l'occurrence, nous avons choisi un alliage de FeNi d'une composition particulière. La principale raison pour laquelle nous avons choisi cette famille de maté-

riaux vient de la possibilité de pouvoir régler facilement leur température de Curie à l'aide de la composition. Ainsi, rien qu'avec un simple alliage binaire de FeNi, on peut facilement faire passer T_C de 0 à 200 °C pour des proportions de Ni allant de 28 à 35 % de la masse totale. L'ajout d'autres éléments comme le Cr, le Mo ou le Si permet également d'effectuer ce genre de réglage. Par exemple, l'ajout de Cr augmente cet effet en obtenant une T_C de -150 à 600 °C (cf. FIG. IV.5(a)).



(a) T_C en fonction du % de Ni, pour différentes additions de Cr (en %)

(b) Aimantation en fonction du % de Ni, pour différentes additions de Cr (en %)

FIGURE IV.5 – Caractéristiques de l'alliage FeNi pour diverses concentrations de Ni et de Cr

Cette particularité permet donc de facilement obtenir un matériau avec une température de transition proche de la zone dans laquelle on souhaiterait faire fonctionner le générateur. Le choix des matériaux ajoutés est quant à lui dépendant des autres paramètres que l'on souhaite préserver (ou bien des possibilités technologiques offertes par le fabricant). Prenons l'exemple du Cr à nouveau, suivant sa concentration, l'aimantation à saturation de l'alliage FeNi va évoluer entre 0,2 et 1,5 T (cf. FIG. IV.5(b)). Dans notre cas, les pré-requis du matériau étaient une température de Curie proche de l'ambiante (soit entre 0 et 50 °C environ) et une aimantation à saturation aussi importante que possible afin d'assurer une force magnétique suffisante pour fermer le générateur. Le centre de recherche d'Imphy Alloys, en la personne de Thierry Waeckerle, nous a ainsi remis un échantillon répondant à ce cahier des charges. Les caractéristiques fournies avec le matériau étaient un point de curie situé à 35 ± 5 °C et une aimantation à saturation de 0,39 T à 20 °C.

En outre, les alliages FeNi ont la propriété de très bien s'usiner, ce qui permet de facilement découper l'échantillon à la forme voulue.

Nous avons à présent fait le tour des matériaux sélectionnés et il est temps de passer à la réalisation du prototype.

IV.1.4 Assemblage et problèmes rencontrés

La réalisation d'un prototype a servi à illustrer les différences entre théorie et pratique puisqu'elle a consisté majoritairement en une succession d'essais et d'erreurs. Il a donc fallu modifier à de nombreuses reprises le prototype initial afin d'obtenir un générateur fonctionnel.

Nous sommes partis d'un assemblage comme celui décrit précédemment (cf. FIG. IV.1) composé d'un aimant, d'une poutre piézoélectrique et d'un morceau de matériau doux. La taille du système a dans un premier temps été déterminée par la taille du buzzer piézoélectrique de départ et surtout par le disque de céramique (soit un diamètre de 25 mm). Nous avons donc choisi un aimant en NdFeB de 10 mm de diamètre par 1 mm d'épais pour l'accompagner. En vis-à-vis, nous avons disposé un disque de FeNi de même diamètre et d'épaisseur 4 mm (l'épaisseur nominale de notre échantillon) (cf. FIG. IV.6).

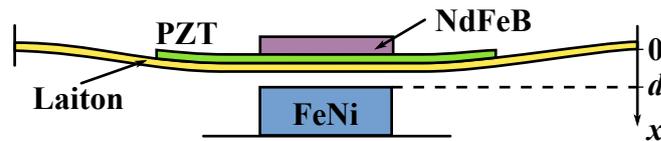


FIGURE IV.6 – Schéma du premier prototype

Le buzzer piézoélectrique est livré accompagné d'un support circulaire en plastique. Nous avons donc décollé le laiton du support en plastique afin d'usiner une poutre avec la matière fournie. Ceci fait, nous avons recollé les deux extrémités de la poutre au support à l'aide de colle cyanoacrylate. Ensuite, nous avons réalisé un support en plexiglas afin de maintenir l'ensemble du générateur. Le disque de FeNi est maintenu au fond, collé à une vis permettant de modifier d , la distance entre le FeNi et le bimorphe lorsqu'il est en position ouverte. Le support de la poutre est disposé au-dessus et l'aimant simplement posé sur la poutre (cf. FIG. IV.7).

Une mini résistance chauffante est également collée au dos du matériau doux afin de simuler artificiellement la variation de température. On supposera que le disque de FeNi est suffisamment petit et l'évolution de la chauffe suffisamment lente pour que tout le matériau soit à la même température. Afin de mesurer la température de l'échantillon, nous l'avons usiné pour insérer en son cœur un thermocouple (non visible sur le cliché précédent). Ces deux éléments permettent ainsi de caractériser de manière plus aisée la générateur, puisqu'il n'y a pas besoin de le plonger entièrement dans une enceinte thermique. On s'éloigne un peu du comportement réel puisque l'ensemble du système ne « voit » pas la même température. Néanmoins, cela n'a pas une grande influence puisque les caractéristiques du matériau piézoélectrique et de l'aimant restent (presque) constantes (en supposant que

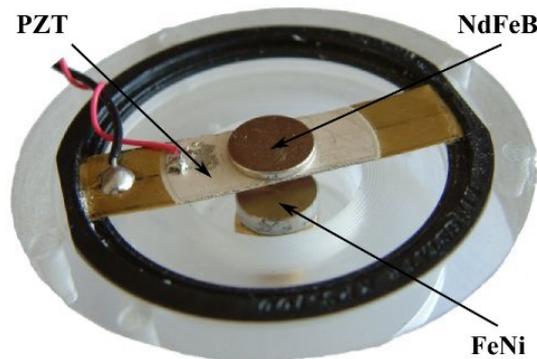


FIGURE IV.7 – Premier prototype construit

les variations de la température sont de faible amplitude et loin des températures de Curie respectives du PZT et du NdFeB).

Les premiers essais ont démontré que le concept était fonctionnel : si on part de la position où l'aimant est accroché au matériau doux et qu'on chauffe ce dernier, l'aimant va brutalement se libérer et générer un pic de tension (observable à l'oscilloscope). Si la température diminue à présent, l'aimant va finalement revenir se coller contre le matériau doux. Néanmoins plusieurs problèmes survenaient fréquemment.

Ainsi, il n'était pas rare que l'aimant n'arrive pas à revenir se coller lorsque la température baissait. Dans un premier temps, nous avons donc cherché à augmenter la force magnétique et nous avons donc rajouté un aimant sous la poutre (en symétrique de celui se trouvant au-dessus). Par ailleurs, afin d'améliorer la canalisation du champ magnétique, nous avons rajouté une pièce d'acier pour englober les aimants et aider le flux à se refermer (cf. FIG. IV.8).

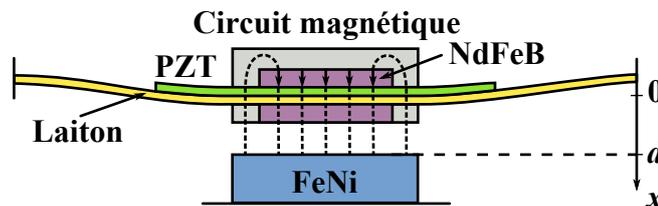


FIGURE IV.8 – Schéma du second prototype

La conséquence de cette force magnétique plus forte était qu'à présent les aimants avaient du mal à se séparer du FeNi. La poutre ne possédait pas une raideur suffisante pour ramener ce système en position ouverte. Nous avons donc ajouté une butée (sous la forme de plusieurs épaisseurs de scotch épais) sous l'aimant inférieur afin d'augmenter artificiellement la distance minimale séparant ces deux éléments. Cela permet de rendre la force magnétique plus faible lorsque le générateur est fermé.

Cela nous a permis de réaliser à quel point la distance d entre les aimants et le FeNi est très importante. Il faut d'un côté s'assurer de garder une distance permettant le collage mais il faut également que cette distance soit la plus grande possible. En effet, afin d'obtenir d'importantes tensions piézoélectriques, il faut que les déformations soient elles aussi grandes. De manière générale, d doit donc être réglé et maintenu constant afin que le comportement du générateur soit reproductible. Dans le cas de notre prototype, pour éliminer tout jeu, nous avons ajouté un écrou à notre vis.

Par ailleurs, la poutre elle-même était source d'ennuis. Il faut commencer par désolidariser le buzzer de son support avant de le découper pour ensuite refixer les deux extrémités de la poutre. Ceci a été réalisé, dans un premier temps, en collant la poutre, mais la colle cédait assez rapidement aux déformations exercées lors de l'activation du générateur. Dans un second temps, nous avons ensuite tenté de l'encastrier mécaniquement à l'aide de mors métalliques, serrés à l'aide de vis (cf. FIG. IV.9). Néanmoins, les mors ont tendance à introduire des contraintes supplémentaires aux extrémités qui s'oppose alors trop fortement à la force magnétique. Une solution aurait alors été d'affiner la largeur de la poutre, mais cela aurait trop réduit la surface active piézoélectrique. Enfin, il est difficile d'obtenir un serrage des vis reproductible (on verra cet effet lors de l'étude des raideurs des poutres).

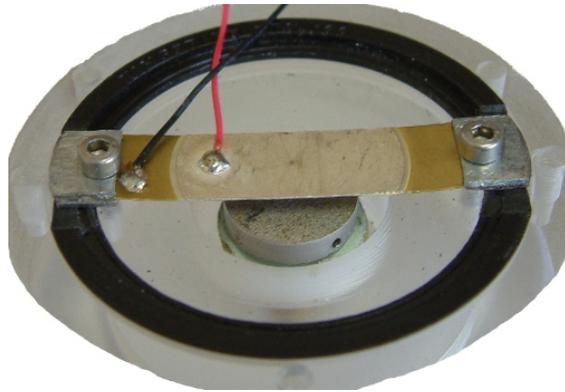


FIGURE IV.9 – Générateur encastré à l'aide de deux mors métalliques

Au final, il s'est avéré que la méthode donnant les résultats les plus reproductibles consistait à laisser les extrémités libres, simplement posées sur le support plastique.

En parallèle, l'utilisation d'une poutre a également l'inconvénient de ne pas contraindre les mouvements de torsion. Comme l'usinage de nos pièces n'est pas parfait, le mouvement de translation verticale de l'ensemble laiton / PZT / aimant se couple à une légère torsion de la poutre. Afin de ne pas avoir à tenir compte de cet effet dans la modélisation, nous sommes donc passés d'une poutre à une croix. Le générateur présentait alors des mouvements plus verticaux.

Enfin, le dernier point auquel nous avons tenté de remédier concernait la trop faible rigidité du laiton par rapport aux parties recouvertes de PZT. Cela se tra-

duisait en effet par une déformation excessive du laiton, alors que la céramique n'était au final que peu contrainte. Au final, c'est donc la forme générale que nous avons modifiée à nouveau (cf. FIG. IV.10).

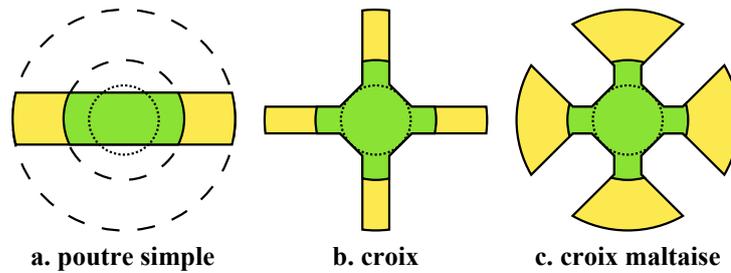


FIGURE IV.10 – Évolution du design du générateur

Afin de concentrer les déformations sur le tronçon bi-couche, il fallait augmenter la raideur équivalente du tronçon composé uniquement du laiton. Nous avons décidé d'utiliser un design ayant l'apparence d'une croix maltaise (cf. FIG. IV.11). Ainsi, les extrémités uniquement en laiton sont plus larges, donc plus rigides. Pour un déplacement identique des aimants, la partie recouverte de céramique est donc soumise à des déformations plus importantes et génère donc des tensions plus importantes.

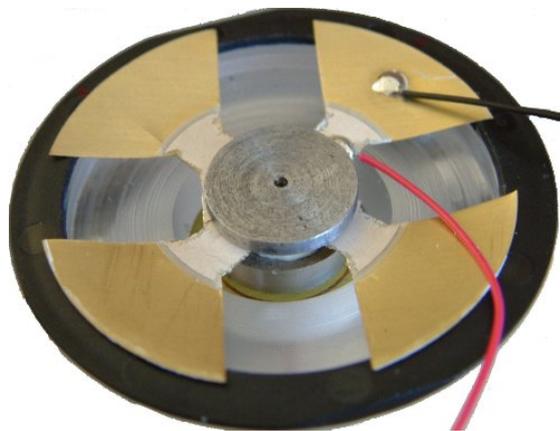


FIGURE IV.11 – Photo d'un générateur de « dernière génération »

Ces tâtonnements nous ont permis d'obtenir une série de générateurs fonctionnels. Néanmoins, comme chacun était fabriqué individuellement à la main, de petites différences étaient présentes au niveau de la découpe du buzzer piézoélectrique. Cela se traduit notamment par des différences au niveau des tensions produites. Dans la prochaine partie, nous présenterons les résultats obtenus pour un générateur en particulier. On tâchera également d'extraire différentes grandeurs, comme par exemple la constante de raideur de la poutre afin de les utiliser dans les simulations.

IV.2 Caractérisation du prototype

Les générateurs ont été soumis à toute une série de tests afin d'en extraire un maximum d'information.

IV.2.1 Mesure de la raideur du dispositif

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la mesure de la raideur du dispositif. En effet, cette donnée était nécessaire à l'esquisse de modèle dressée au chapitre précédent. En supposant que la conversion piézoélectrique est négligeable et que l'on reste dans le domaine linéaire, on peut mesurer la raideur, k , en utilisant la relation : $F = kx$, c'est-à-dire en observant à la fois le déplacement, x , et la force appliquée, F . Nous avons donc construit un banc de mesure incorporant un capteur de force ainsi qu'un comparateur de précision pour effectuer cette mesure. La FIG. IV.12 présente cet appareillage lors de la mesure de la raideur d'un buzzer piézoélectrique non découpé. On aperçoit également la cale qui sert à exercer la force au centre de la poutre. Celle-ci présentant un biais, il est possible d'appliquer différentes forces suivant sa position.

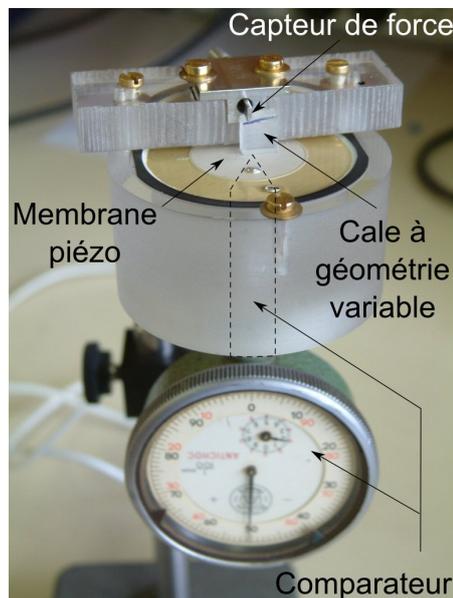


FIGURE IV.12 – Mesure de la raideur d'un buzzer entier à l'aide d'un capteur de force et d'un comparateur

La même mesure a également été menée sur différentes poutres d'1 cm de large (librement posée, collée et encastrée mécaniquement) pour diverses forces et les déplacements enregistrés. Les résultats sont présentés dans les FIG. IV.13, IV.14 et IV.15. Les valeurs de raideur sont ensuite extraites en effectuant une régression linéaire sur l'ensemble des points (cf. TAB IV.2).

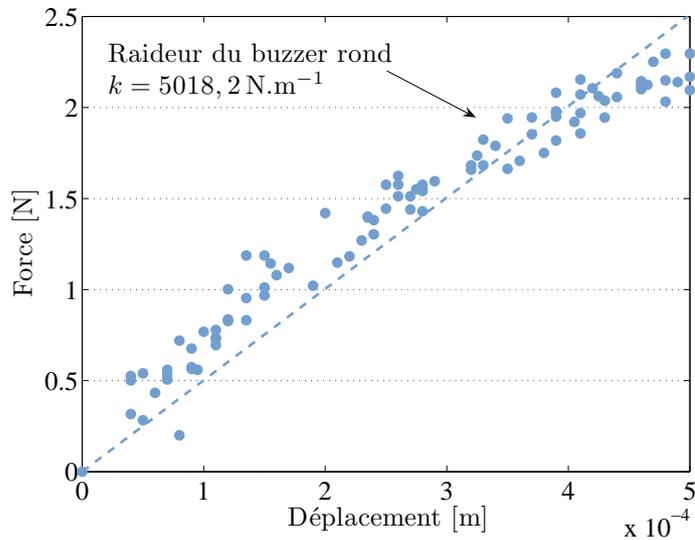


FIGURE IV.13 – Raideur d'un buzzer

Pour le buzzer, on s'aperçoit que l'on sort très vite du domaine linéaire. La grandeur obtenue sur la FIG. IV.13 est donc à prendre comme une approximation uniquement.

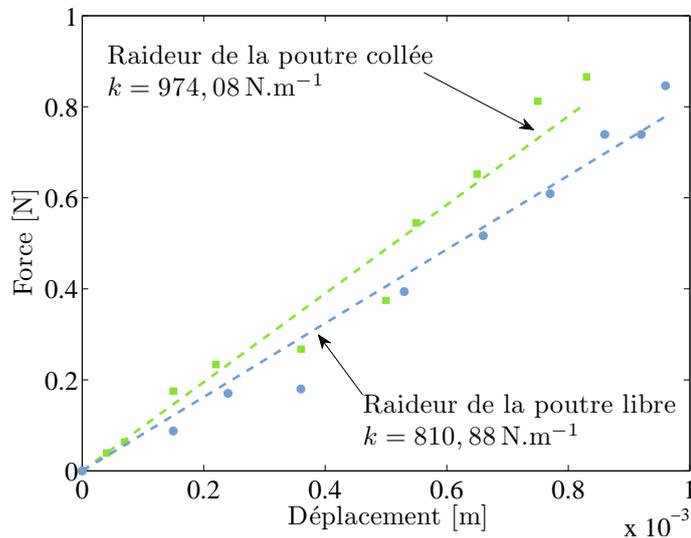


FIGURE IV.14 – Raideur d'une poutre libre et d'une autre collée

Sans surprise, la poutre collée présente une raideur plus élevée que celle libre (en appui simple aux deux extrémités).

Enfin, la FIG. IV.15 présentant les résultats de l'encastrement met en évidence un effet que nous avons mentionné précédemment lorsque nous évoquions la possibilité d'utiliser des mors métalliques pour encastrement le bimorphe. En effet, même

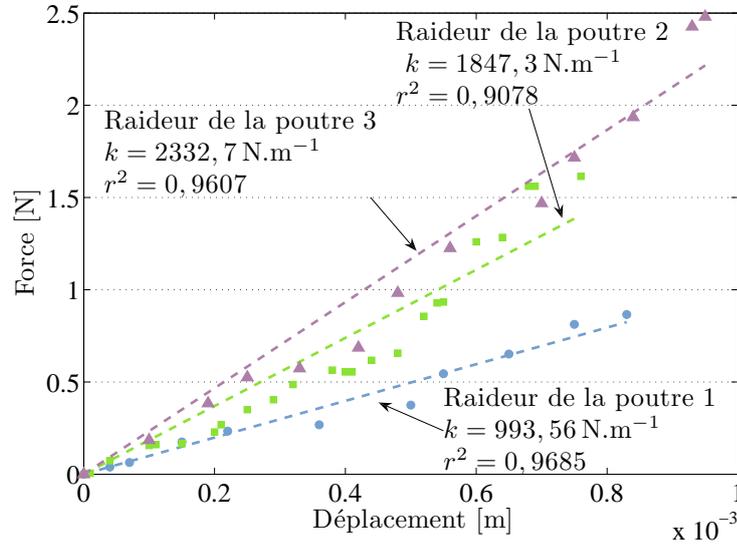


FIGURE IV.15 – Raideur d’une poutre encastree à l’aide de mors (3 essais)

si on a l’impression de serrer de manière identique, on ne transmet pas tout à fait les mêmes contraintes à la poutre et cela se voit très clairement au niveau de la raideur de l’ensemble. Les trois essais proposés ici sont rangés par ordre croissant de raideur équivalente.

Par ailleurs, on peut constater que les points sont relativement dispersés. Plutôt que des non-linéarités au niveau des structures, il faut mieux y voir des erreurs au niveau de la mesure. En particulier, le comparateur exerce également une force (minime) lors du contact et son coulissement n’est pas dénué de frottements. Ce montage n’était donc pas vraiment optimal, en particulier à cause des contacts nécessaires.

Système	Buzzer	Libre	Collée	Encas. 1	Encas. 2	Encas. 3
Raideur [N.m ⁻¹]	5018	811	974	993	1847	2332

TABLE IV.2 – Différentes constantes de raideur pour diverses configurations

Afin d’affiner les mesures pour nos générateurs en forme de croix, nous avons donc changé de manière de faire, en utilisant cette fois un capteur à courants de Foucault pour la mesure de la distance. Le capteur de force était également difficile à manipuler, nous avons donc utilisé une succession de masses métalliques (préalablement pesées) pour simuler les différentes forces appliquées. Le système est présenté dans la FIG. IV.16.

Les résultats sont présentés dans la FIG. IV.17. Ils sont moins dispersés qu’avec la technique précédente et restent cohérents avec les valeurs trouvées précédemment, puisque la raideur du générateur en croix maltaise est d’environ 593 N.m⁻¹ (à comparer à 811 N.m⁻¹ pour la poutre libre dans le cas précédent).

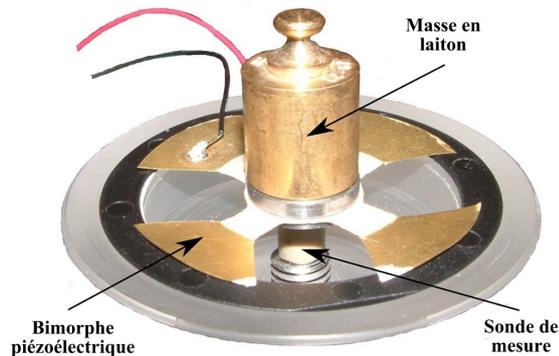


FIGURE IV.16 – Utilisation d'un capteur à courants de Foucault pour la détermination de la raideur

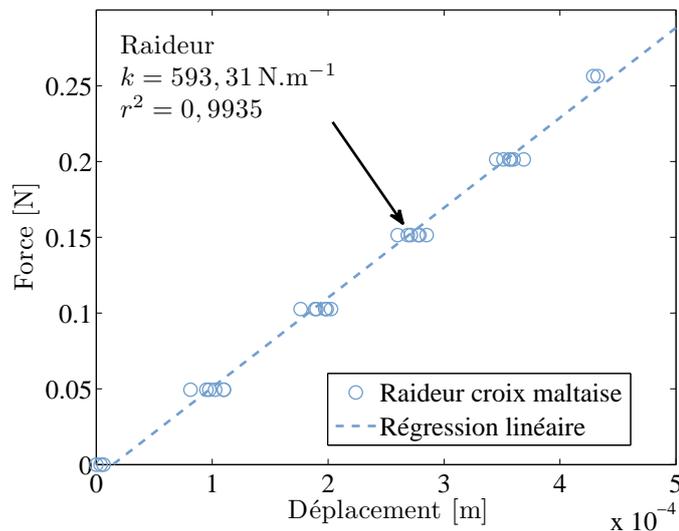


FIGURE IV.17 – Raideur d'un générateur en forme de croix maltaise

Après avoir mesuré ce premier paramètre, nous allons nous intéresser à présent à l'énergie que notre générateur est capable de produire.

IV.2.2 Tension produite par l'élément piézoélectrique, puissance et énergie

Lorsque le générateur est soumis à des variations de température suffisantes pour lui faire franchir un (ou plusieurs) seuil(s), il génère de l'énergie sous forme d'une variation de tension. Cette tension naît de la déformation brusque du bimorphe piézoélectrique. Suivant le seuil franchi (et donc vers quelle position le système évolue), cette variation de tension n'est pas identique.

Nous allons expliciter les deux cas à traiter. Supposons dans un premier temps

que la température est « froide », le générateur est donc dans sa position « fermée », c'est-à-dire que les aimants sont rapprochés de l'élément en FeNi. Lorsque la température augmente suffisamment pour dépasser le seuil d'ouverture, la poutre retourne vers sa position d'origine, ce qui donne lieu à quelques oscillations mécaniques assez vite amorties (conversion mécano-électriques, frottements visqueux, pertes mécaniques. . .). Ces oscillations sont reflétées sur la tension piézoélectrique qui exhibe, elle aussi, des oscillations.

A contrario, lorsque la température diminue jusqu'à dépasser le seuil de fermeture, le générateur va brutalement se « fermer ». La force magnétique contraint très fortement le bimorphe et l'écrase en butée sur le disque de FeNi. On n'observe donc pas les oscillations du cas précédent. De plus, la tension est également significativement différente : elle est de signe opposée (les déformations ont lieu dans l'autre sens) et son amplitude est plus faible.

Concrètement, on observe donc un pic de tension suivi de quelques oscillations lorsque le générateur s'ouvre et un pic unique plus faible lorsqu'il se ferme. Les tensions sont de signes opposés. Il est aisé de visualiser les résultats à l'oscilloscope. Néanmoins pour enregistrer des séquences plus longues (par exemple lorsqu'on souhaite également faire l'acquisition d'une température évoluant lentement), cette solution n'est plus adaptée. Dans ce cas-là, nous avons utilisé une unité d'enregistrement avec un pas d'enregistrement de 0,1 s, qui permettait en outre la conversion directe de la température donnée par le thermocouple placé au centre du FeNi. Entre l'enregistreur et le générateur nous avons également inséré un amplificateur d'instrumentation avec une résistance d'entrée de $1.10^{12} \Omega$ (le même que celui utilisé pour les mesures pyroélectriques). Cet amplificateur évite que les charges « fuient » vers l'enregistreur et donc allonge la décharge des pics de tensions (comparé à une mesure directe à l'oscilloscope). La FIG. IV.18 présente un tel enregistrement sur une durée de 7 minutes. On y observe très clairement les variations de tension survenant lors du dépassement des seuils. Néanmoins, les valeurs de tension sont à prendre avec beaucoup de prudence. L'échantillonnage particulièrement lent ne permet en effet pas de capturer le sommet du pic de tension.

Ensuite, nous avons cherché à recueillir des informations sur la puissance et sur l'énergie produites par notre générateur. Nous avons donc copié le protocole utilisé généralement pour la caractérisation des générateurs piézoélectriques extrayant l'énergie des vibrations. Ainsi, nous avons connecté toute une série de résistances de charges aux bornes du bimorphe piézoélectrique pour déterminer quelle est sa résistance optimale, un paramètre très important afin de maximiser l'énergie récoltée. La mesure était ensuite effectuée à l'aide d'un oscilloscope relié à une sonde de mesure. L'utilisation de l'oscilloscope permet d'obtenir des mesures plus précises qu'avec l'enregistreur.

Cependant, nous nous sommes très vite heurtés à une difficulté due aux différences entre notre source d'excitation et celles des générateurs vibratoires. En effet, ces derniers sont généralement soumis à une excitation sinusoïdale, générant une

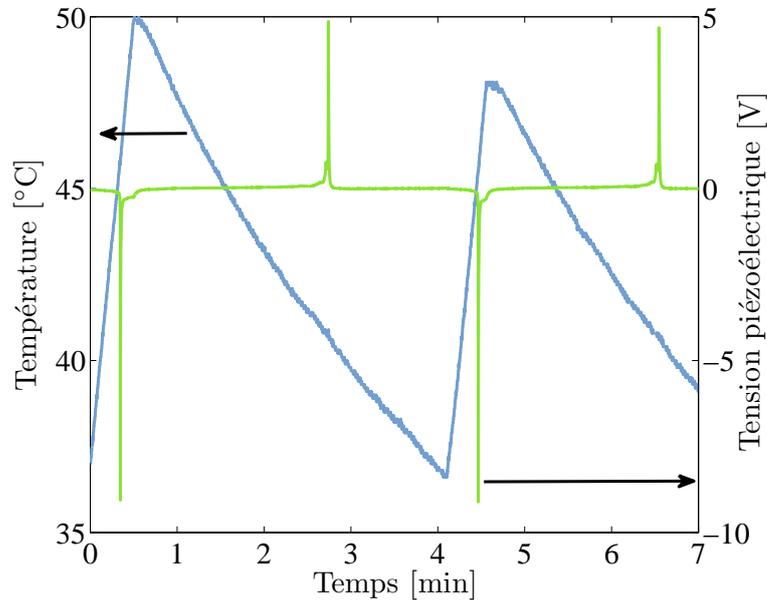


FIGURE IV.18 – Cyclage thermique du générateur et tension piézoélectrique correspondante

tension elle-aussi sinusoïdale. Il est dès lors aisé d'en extraire des données comme la puissance et l'énergie. Nos variations de température étant au mieux cyclique, il nous fallait utiliser des grandeurs différentes.

Nous avons donc choisi dans un premier temps de mesurer le maximum d'amplitude des pics de tension. Les résultats sont présentés dans la FIG. IV.19 (le dernier point pour l'ouverture n'est pas représentatif d'une diminution des tensions après ce point, mais est plutôt dû à un écart de la mesure).

On peut constater que la phase d'ouverture génère des tensions plus élevées que lors de la fermeture. Ces tensions sont quasiment toujours suffisamment élevées pour faire démarrer n'importe quelle électronique (ou étage de conversion de l'énergie). Néanmoins, ces courbes sont assez peu parlantes, c'est pourquoi nous allons plutôt passer à la puissance instantanée produite lors des dépassements de seuils.

Pour ce faire, nous avons utilisé les valeurs maximales (en valeur absolue) des pics de tension que nous avons élevées au carré avant de les diviser par la valeur de la résistance correspondante. Les résultats sont proposés dans la FIG. IV.20.

La puissance instantanée permet de mieux mettre en évidence la résistance optimale du générateur. Que ce soit en ouverture ou en fermeture, cette résistance vaut environ $100\text{ k}\Omega$. Elle permet d'obtenir une puissance instantanée de $3,88\text{ mW}$ à l'ouverture et d'environ $0,5\text{ mW}$ à la fermeture. Ces valeurs sont encourageantes mais sont à prendre avec beaucoup de précautions. En effet, il s'agit d'une valeur instantanée et non moyenne. Les pics de tensions étant assez brefs (environ une centaine de ms sur une charge de $1\text{ M}\Omega$), cette valeur diminue très rapidement.

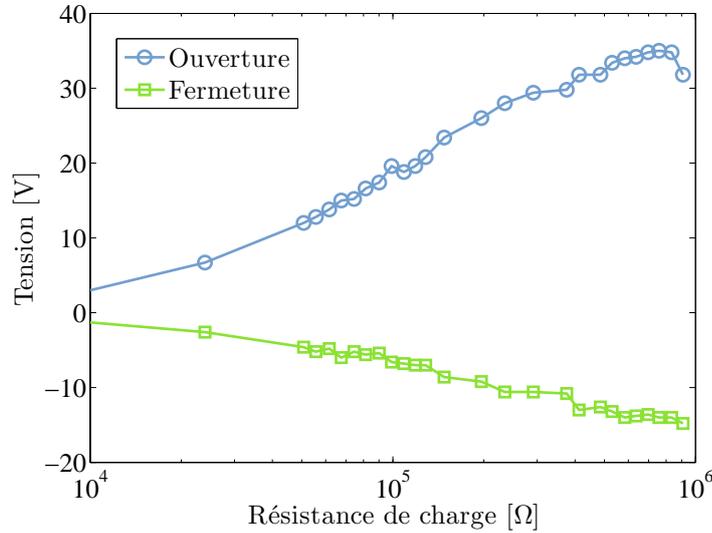


FIGURE IV.19 – Tension maximale (resp. minimale) lors de l’ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge

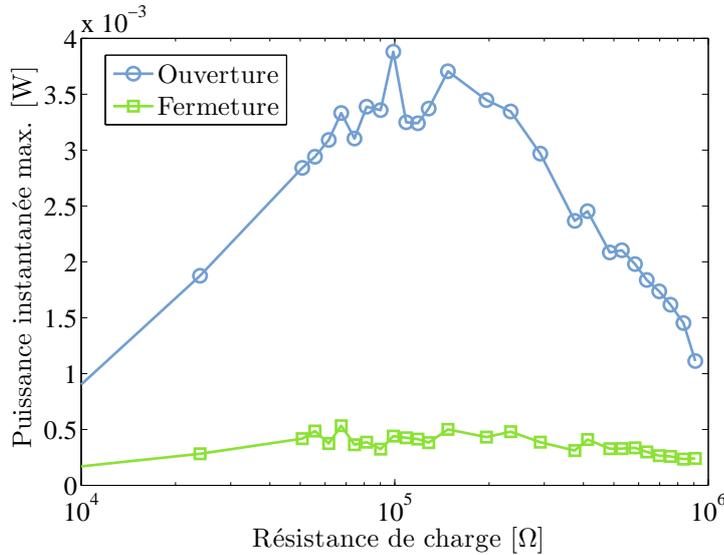


FIGURE IV.20 – Puissance instantanée maximum lors de l’ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge

Afin d’avoir une vision plus précise de l’efficacité de notre générateur, nous nous sommes finalement intéressés à l’énergie produite. Cette donnée est très rarement donnée dans la littérature : les équipes travaillant sur la récupération d’énergie parlant plus volontiers de puissance. Dans notre cas pourtant, il s’agit vraiment de la valeur clé, la puissance instantanée n’ayant qu’une signification très limitée.

La raison pour laquelle l’énergie est rarement donnée, vient sans doute du fait

qu'elle est plus difficile à obtenir que la puissance (qui peut quasiment être lue directement). Afin de mesurer l'énergie, nous avons procédé à l'enregistrement des deux pics de tension obtenus pour chaque résistance de charge. La FIG. IV.21 présente deux de ces mesures obtenues sur une charge de $1\text{ M}\Omega$.

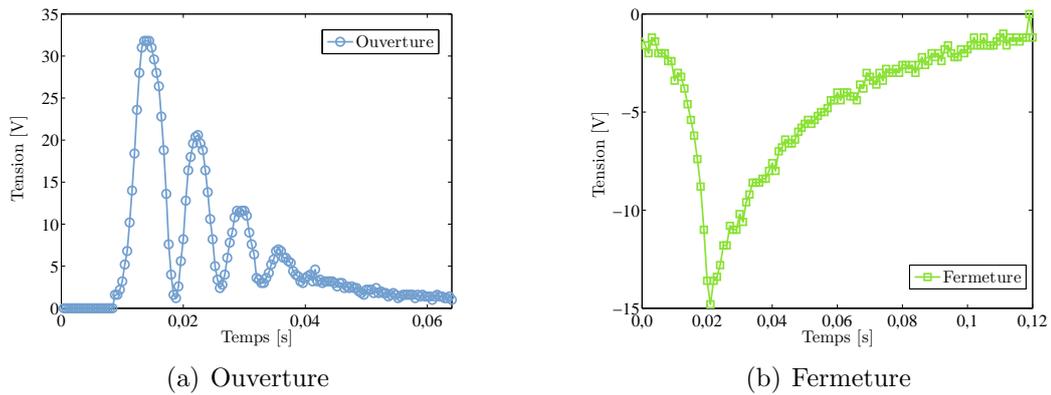


FIGURE IV.21 – Pics de tension obtenus lors du fonctionnement du générateur avec une charge de $1\text{ M}\Omega$

Nous avons ensuite calculé la puissance instantanée en chaque instant et avons procédé à l'intégration numérique de toutes ces valeurs, le résultat étant l'énergie générée lors du pic. L'intervalle d'intégration a été déterminé en considérant que toute tension (en valeur absolue) dépassant 1 V faisait partie du pic. Nous avons donc probablement légèrement sous-estimé l'énergie totale. La FIG. IV.22 récapitule les valeurs obtenues pour toutes les résistances de charge.

À la différence de la puissance qui présentait quasiment une unique résistance optimale, l'énergie est optimale pour une gamme plus large. Pour ce générateur, l'énergie récupérée à l'ouverture se situe aux environs de $30\text{ }\mu\text{J}$ à l'ouverture pour des résistances entre $80\text{ k}\Omega$ et $350\text{ k}\Omega$. L'énergie est beaucoup plus basse lors de la fermeture : entre 3 et $5\text{ }\mu\text{J}$ mais pour une plage de résistances encore plus grande (à partir de $70\text{ k}\Omega$ jusqu'à $1\text{ M}\Omega$).

Ces résultats sont encourageants, surtout si on les compare à l'étude sur le budget énergétique d'un nœud que nous avons réalisé dans le premier chapitre. En effet, nous avons estimé l'énergie nécessaire au fonctionnement d'un nœud à environ $50\text{ }\mu\text{J}$. Notre générateur, avec ces $30\text{ }\mu\text{J}$, est donc proche de ce cap fatidique. Nous le comparerons d'ailleurs avec l'interrupteur d'Enocean un peu plus loin, afin de réaliser la distance qu'il nous reste à parcourir pour réaliser un prototype « industriel ».

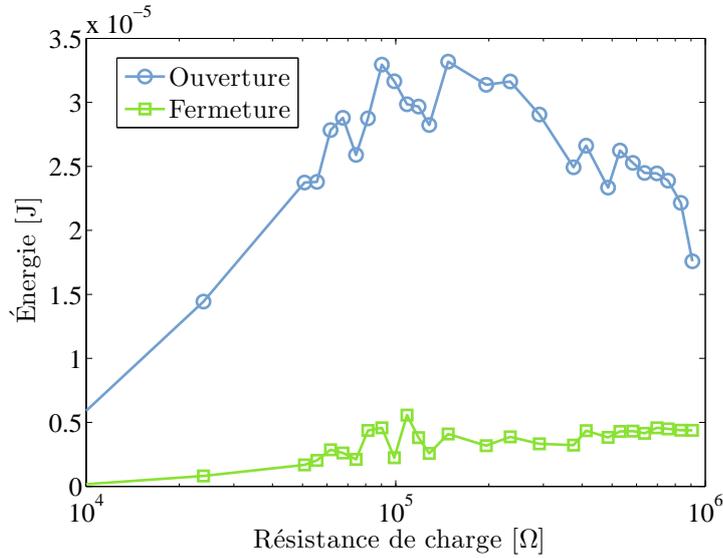


FIGURE IV.22 – Énergie lors de l'ouverture (resp. fermeture) pour plusieurs résistances de charge

IV.2.3 Détermination des paramètres de l'ensemble mécano-électrique

Nous verrons au CHAP. V qu'un système comprenant des épaisseurs de matériaux piézoélectriques et des couches de support peut généralement se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} F &= Kw + \alpha u_p \\ i &= \alpha \dot{w} - C_0 \dot{u}_p \end{aligned} \quad (\text{IV.1})$$

où F est la force extérieur appliquée au système, i est le courant piézoélectrique, w représente le déplacement en bout de poutre, u_p est la tension aux bornes de l'élément piézoélectrique, K est la raideur équivalente du système (en N/m^{-1}), α son facteur de force (en N/V) et C_0 la capacité du patch piézoélectrique (en F).

Ces deux équations permettent de traduire le comportement temporel du système et ainsi de déterminer par exemple la tension produite en réponse à une force appliquée. Les coefficients K , α et C_0 sont généralement déterminés à l'aide des propriétés physiques des matériaux ainsi qu'à l'aide de la géométrie de la structure.

Néanmoins, ces paramètres peuvent également être extraits de manière expérimentales. Nous avons ainsi mesuré $K = 593 \text{ N.m}^{-1}$ au début de cette section pour ce qui concerne la raideur globale du système. Nous allons maintenant nous atteler à l'identification des deux autres.

C_0 peut facilement être mesuré à l'aide d'un impédancemètre. Généralement, cette mesure se fait à une fréquence donnée (puisque la valeur de la capacité dépend de la fréquence). Dans notre cas, la fréquence minimum à laquelle l'appareil

descendait était 20 Hz. Nous avons donc considéré que la valeur en statique était grossièrement la même, soit 20 nF.

La détermination de α est un peu plus fastidieuse. Il faut dans un premier temps procéder à deux lâchers de poutre (on contraint le centre de la croix maltaise et on la laisse reprendre sa position de repos - on élimine pour ce faire la partie attractive en FeNi), l'un en circuit ouvert, l'autre en court-circuit. Durant ces deux lâchers, on mesure le déplacement du centre de la croix (des oscillations amorties).

On écrit ensuite à la relation fondamentale de la dynamique, dans laquelle on insère la force de contre-réaction de la poutre ainsi qu'un amortissement proportionnel à la vitesse. On aboutit à une équation différentielle du second ordre de laquelle on peut déduire la pulsation du système. Cette pulsation dépend uniquement de la raideur et de la masse en court-circuit tandis qu'elle comprend également le terme piézoélectrique α^2/C_0 en circuit ouvert (le courant étant nul, on peut exprimer la tension en fonction de la déformée et l'intégrer à la première équation du système). En effectuant une différence des deux pulsations, on peut remonter à la valeur de $\alpha = -7,5 \cdot 10^{-4} \text{ N/V}$.

En résolvant l'équation différentielle, on peut également obtenir la valeur de λ le coefficient d'amortissement. Nous l'avons évalué à $0,078 \text{ N.m}^{-1} \cdot \text{s}$.

Toutes ces valeurs sont très importantes puisqu'elles caractérisent totalement le système. Nous verrons au CHAP. V, qu'en leur ajoutant la force magnétique, on peut simuler le système dans sa globalité et remonter aux tensions obtenues précédemment.

IV.2.4 Réglage des températures de déclenchement

Nous allons terminer cette partie dédiée à la caractérisation par un point qui s'éloigne *a priori* du sujet, en abordant le réglage du générateur pour qu'il réagisse à une certaine plage de température, qu'il se déclenche à certains seuils particuliers. Cet effet a été observé lors de mesures précédentes et il nous a semblé intéressant de l'approfondir un peu afin d'obtenir un meilleur contrôle du générateur.

IV.2.4.1 Précision des températures de déclenchement

Avant d'expliquer nos mesures, nous allons juste rappeler que notre prototype en croix maltaise (tout comme tous les autres prototypes) possède deux seuils de température : un premier où l'aimant se décroche du matériau doux et un second, où au contraire, il se raccroche. Ces deux seuils ne sont pas superposés puisque la force magnétique nécessaire pour raccrocher est plus importante que celle nécessaire à simplement maintenir le système fermé. Par conséquent, la température de fermeture est plus basse que celle d'ouverture, ce qui crée une hystérésis thermique. Cela se voit assez facilement à l'aide du modèle simplifié du chapitre précédent (cf. FIG. IV.23).

Afin de vérifier le bon fonctionnement de notre générateur, nous nous sommes donc attachés à vérifier que ces seuils de température étaient précis et reproduc-

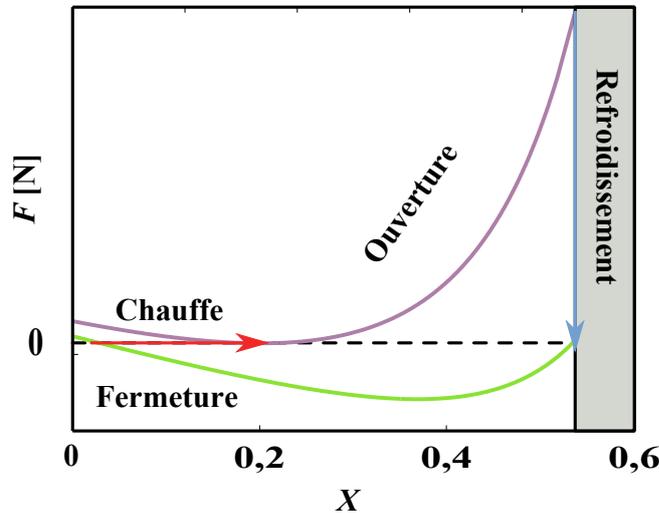


FIGURE IV.23 – Passage d'une position à une autre à l'aide de la température

tibles pour chaque cycle thermique imposé au système. Pour cela nous avons effectués plusieurs dizaines de cycles (un cycle étant considéré comme une augmentation de la température suffisante pour que le générateur s'ouvre, suivit d'une diminution jusqu'à ce qu'il se ferme à nouveau). Pour réaliser ces mesures, le générateur était relié à diverses résistances de charges (ce qui a permis de vérifier par la même occasion le fait que la valeur de la résistance n'influe pas sur les seuils ; une conclusion normale puisque la résistance de charge ne modifie pas les propriétés magnétiques du FeNi ni celles mécaniques du PZT). Nous avons ensuite réalisé des enregistrements simultanés de la tension piézoélectrique et de la température au cœur du FeNi. Le pic de tension produit à chaque dépassement de seuil nous a permis de déterminer l'instant du déclenchement ; il ne nous restait dès lors plus qu'à noter la température correspondante.

Les résultats de ces mesures sont plutôt très bons puisque la variation des seuils est quasiment négligeable. L'écart type maximum est de l'ordre de $0,3^\circ\text{C}$ (alors que la précision du lecteur de thermocouple est de $0,1^\circ\text{C}$). Cela veut dire que le générateur peut être incorporé de manière efficace dans un nœud ou un système qui demande le monitoring de certaines températures avec une précision de l'ordre du degré (comme par exemple un circuit de climatisation).

IV.2.4.2 d comme moyen de réglage

Cependant, cette précision des seuils n'est valable qu'à condition que l'écart (lorsque le générateur est ouvert) entre les aimants et le FeNi soit constant. Comme nous en avons fait la mauvaise expérience, il suffit en effet que cette distance soit faiblement modifiée pour que les résultats changent du tout au tout. Néanmoins, cela nous a permis de compléter les mesures de seuils récoltées précédemment et

d'obtenir ainsi une base de données plus complète (cf. TAB IV.3 et IV.4).

R_{load} [k Ω]	Température du seuil [°C]				
	$d = 2$ mm	1, 9375 mm	1, 875 mm	1, 8125 mm	1, 75 mm
620	47,1	47,8	48,8	49,1	50
560	47,1	47,8	48,8	49,1	50
510	47,0	47,9	48,7	49,1	49,9
430	47,0	47,9	48,8	49,1	49,9
390	47,0	48,2	49,0	49,1	49,9
300	46,9	48,1	49,1	49,1	49,9
240	46,9	48,0	49,1	49,0	49,9
200	46,9	48,0	48,8	49,0	49,9
150	46,8	48,2	48,9	49,0	49,9
100	46,8	48,4	48,8	48,9	49,8
51	46,9	48,2	48,8	48,9	49,5
10	47,1	47,9	48,8	48,9	49,5
Moy.	46,96	48,03	48,87	49,03	49,84
Ec. type	0,10	0,18	0,12	0,08	0,16

TABLE IV.3 – Seuils supérieurs de température (« ouverture »)

R_{load} [k Ω]	Température du seuil [°C]				
	$d = 2$ mm	1, 9375 mm	1, 875 mm	1, 8125 mm	1, 75 mm
620	36,6	37,5	39,6	40,9	42,8
560	36,6	37,5	39,6	40,8	42,7
510	36,7	37,5	39,6	40,8	42,8
430	36,6	37,4	39,6	40,8	42,7
390	36,6	37,4	39,5	40,8	42,8
300	36,5	37,3	39,6	40,9	42,8
240	36,4	37,3	39,7	40,9	42,7
200	36,5	37,3	39,6	40,9	42,7
150	36,4	37,2	39,6	40,8	42,3
100	36,5	37,2	39,5	40,8	42,6
51	36,3	37,0	39,4	40,6	42,3
10	36,3	36,9	39,3	40,6	41,8
Moy.	36,50	37,29	39,55	40,80	42,58
Ec. type	0,12	0,18	0,10	0,10	0,29

TABLE IV.4 – Seuils inférieurs de température (« fermeture »)

Outre la confirmation de la précision du déclenchement de notre générateur, ces mesures ont surtout permis de mettre en évidence un moyen pour ajuster de

manière précise le comportement du générateur. Nous avons évoqué lors de la partie théorique que le premier pas pour adapter le générateur à certains seuils était de choisir attentivement le point de Curie de l'alliage en FeNi. Modifier d est donc un bon moyen pour affiner ce réglage.

Cet effet était prévisible car si on remonte à l'EQ. III.18, on s'aperçoit bien qu'il y a trois paramètres importants : α dont nous avons déjà parlé, k et d . d intervient donc dans la détermination des positions d'équilibre. Le modifier revient à changer l'équilibre du système et donc ses seuils de déclenchement. En outre, d est plus facilement modifiable que k pour un générateur donné, puisque k ne dépend que de la géométrie de la poutre, un paramètre difficile à modifier une fois que le design a été réalisé.

À partir des mesures précédentes, nous avons récupéré les moyennes et les écarts-type que nous avons affichés dans la FIG. IV.24 en fonction de d .

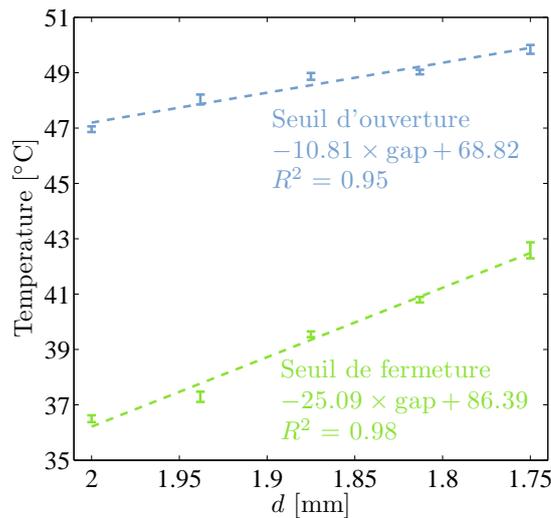


FIGURE IV.24 – Température de déclenchement en fonction de d

Il est intéressant de constater que les deux seuils n'évoluent pas de la même façon. En effet, cela ouvre des perspectives intéressantes quant aux possibilités de réglage du générateur. Outre le réglage simple des seuils eux-mêmes, on peut également modifier l'hystérésis thermique du système (de 10,46 °C pour 2 mm à 7,26 °C pour 1,75 mm). Cette possibilité est très intéressante puisqu'elle permet d'élargir les applications potentielles du générateur.

Cependant modifier d afin de configurer le fonctionnement du générateur n'est pas anodin. Cette modification altère également les tensions en sortie du générateur. D'autres mesures sont nécessaires afin d'approfondir ce phénomène qui doit pouvoir être explicable théoriquement.

IV.3 Comparaison avec le générateur Enocean

Afin de conserver une vision industrielle de ce projet de thèse, il est important de comparer les résultats obtenus (en terme d'énergie notamment) avec notre prototype et des solutions actuellement commercialisées. Nous allons donc ouvrir une parenthèse pour présenter le module PTM 100 de la société Enocean.

IV.3.1 Présentation du module PTM 100

Ce produit est en réalité un générateur autonome commercial destiné principalement à être utilisé comme interrupteur sans fil. Le module convertit la pression et le déplacement du doigt de l'utilisateur sur le bouton poussoir en énergie électrique destinée à transmettre l'information. De l'autre côté, un récepteur (qui lui est alimenté) reçoit l'information et agit en conséquence (en ouvrant / fermant un circuit électrique par exemple). L'application visée est principalement l'éclairage résidentiel avec comme avantage principal l'absence de fil électrique à poser pour la commande.

Le PTM 100 a un fonctionnement assez simple. Il propose deux boutons à bascule, chacun d'entre eux est par défaut dans une position neutre. Deux circuits d'éclairage différents peuvent donc être commandés à l'aide d'un seul module. En pressant dans un sens ou dans l'autre sur un bouton, on active deux autres positions qui correspondent à l'ordre d'allumage ou d'extinction. Le module est présenté ci-dessous (sans les deux boutons à bascule).

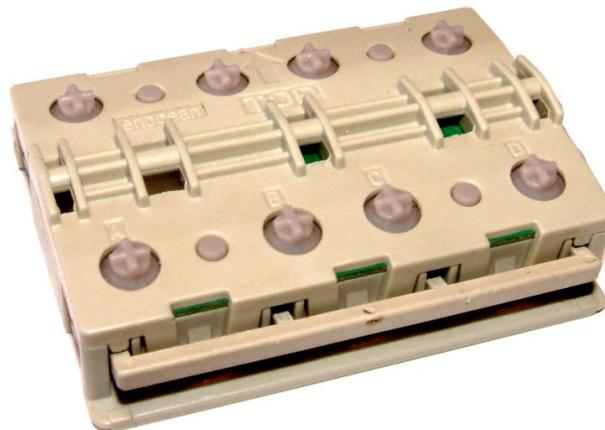


FIGURE IV.25 – Générateur piézoélectrique Enocean

La conversion de l'énergie mécanique fournie par l'utilisateur se fait à l'aide d'une combinaison astucieuse de bras de leviers, de bascules et de ressort. Le cœur du générateur est un bimorphe symétrique piézoélectrique en PZT bistable. Il est par défaut contraint dans une position stable. La pression du doigt sert à passer de

la position d'origine à l'autre position de stabilité. Un ressort est présent pour faire revenir le bimorphe dans sa position d'origine dès lors que l'on relâche la pression. Le système est conçu de telle manière que le passage d'une position à l'autre est très rapide, ce qui assure la non-dissipation des charges à l'intérieur du matériau (cf. FIG. IV.26).

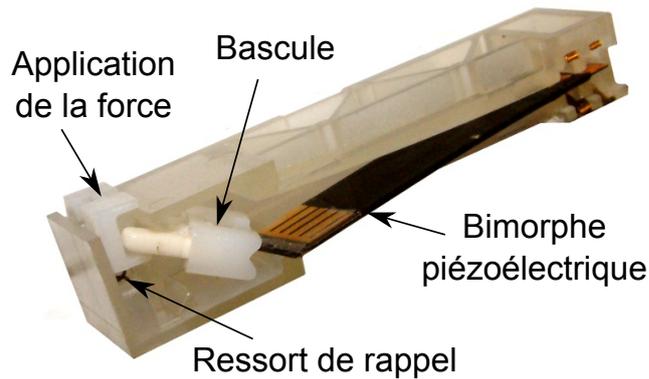


FIGURE IV.26 – Vue « pseudo-éclatée » de l'intérieur du générateur Enocean

L'électricité produite par le matériau piézoélectrique est ensuite redressée et régulée pour alimenter l'ensemble micro-contrôleur et émetteur. L'information est ensuite transmise à l'aide d'une simple modulation ASK à 868.3 MHz. Une pression permet d'envoyer normalement au moins 3 télégrammes à la station de réception.

Parmi les données techniques fournies par le fabricant, on peut noter en particulier qu'il faut une pression de 7 N sur 3,5 mm de la part de l'utilisateur pour actionner l'interrupteur. Il s'agit d'une valeur assez élevée pour un interrupteur grand public, l'optimal étant généralement de ne pas dépasser les 5 N. C'est l'une des raisons qui a poussé par la suite Enocean à changer son système d'interrupteur (passant d'un système piézoélectrique à une conversion électromagnétique).

IV.3.2 Caractérisation expérimentale

Nous allons à présent caractériser le module afin de déterminer quelle est l'énergie mécanique fournie par l'utilisateur et celle disponible en sortie du bimorphe.

IV.3.2.1 Énergie mécanique

Nous avons déterminé la partie mécanique à l'aide d'une balance et d'une tige ponctuelle mobile venant pousser sur le mécanisme. La tige pouvait être déplacée avec une précision de l'ordre de 0,02 mm, nous nous sommes contenté d'une progression de l'ordre de 0,1 mm entre deux relevés sur la balance. La masse enregistrée a ensuite été convertie en force (nous avons également vérifié le fait que la balance n'était pas déformable avec les forces appliquées).

Le tracé obtenu (cf. FIG. IV.27) met en évidence trois grands domaines jusqu'au déclenchement du bimorphe en bout de courbe. Ces trois grands domaines correspondent à la compression au fur et à mesure de différents éléments du mécanisme. L'information importante ici concerne l'énergie totale qui est nécessaire au déclenchement. Cette énergie peut être calculée facilement en réalisant l'intégration de la force sur la distance. On obtient ainsi une valeur totale d'environ 17,0 mJ, ce résultat est assez probant avec les données techniques du module qui prévoyait $7 \times 3,5 \times 10^{-3} = 24,5$ mJ.

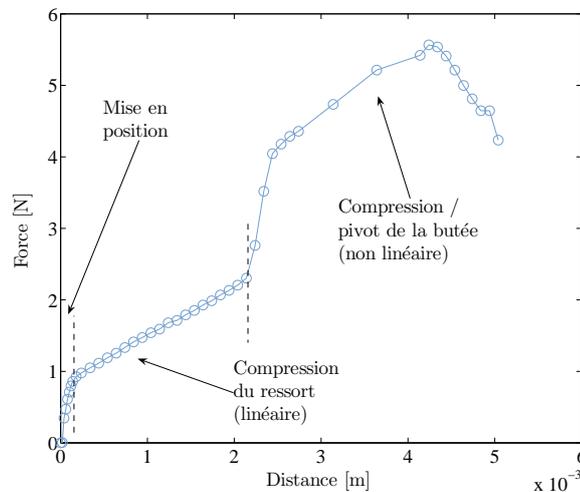


FIGURE IV.27 – Force de compression nécessaire en fonction de la distance pour déclencher le générateur Enocean

La totalité de cette énergie n'est pas transmise au bimorphe. L'énergie nécessaire à l'approche, ainsi que celle destinée à la compression du ressort sont en quelque sorte des « énergies perdues ». Si on se cantonne uniquement à la partie nécessaire pour faire basculer la poutre de sa position originelle vers le second état, l'énergie qui « entre » dans le piézoélectrique n'est plus que de 4,3 mJ.

IV.3.2.2 Énergie électrique

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à l'énergie électrique qui pouvait être récoltée en sortie du bimorphe. Pour ce faire, nous avons réalisé diverses mesures visant à déterminer la tension piézoélectrique disponible aux bornes du générateur en présence d'un large éventail de résistances de charges. A partir de ces valeurs, nous sommes remontés à la puissance instantanée ($P_{inst} = U^2/R$) puis à l'énergie (en intégrant numériquement la puissance au cours du temps - là aussi, nous avons fait la supposition que toute tension inférieure à 1 V en valeur absolue était à exclure du pic).

Ces mesures ont été réalisées à l'aide d'un oscilloscope et d'une sonde présentant une résistance d'entrée de 10 MΩ. Cette résistance peut être négligée pour de

petites résistances de charge mais joue un rôle qui peut être prépondérant lorsque la résistance de charge est de l'ordre du $M\Omega$. Pour éviter tout problème, nous avons, dans tous les cas, calculé la résistance équivalente vue par le générateur. La gamme des résistances sélectionnées vont de $1\text{ k}\Omega$ à $8,2\text{ M}\Omega$ (soit en résistance équivalente de $999,9\ \Omega$ à $4,505\text{ M}\Omega$). Dans la suite de l'exposé, le terme générique de résistance de charge désignera la résistance équivalente (sauf mention contraire).

Les résultats obtenus se présentent sous la forme de pic de tension (positif ou négatif suivant si l'on comprime ou libère le mécanisme) (cf. FIG. IV.28). Ces pics sont assez similaires à la décharge d'un condensateur (circuit RC) ; en première approximation on peut d'ailleurs modéliser le générateur sous la forme d'une source de courant (charges) en parallèle avec une capacité et une résistance équivalente. La résistance interne des matériaux piézoélectriques étant généralement de l'ordre du $G\Omega$, on la néglige généralement devant la résistance de charge. La capacité interne du générateur piézoélectrique a été mesurée à l'analyseur de réseau et sa valeur à basse fréquence a été extrapolée aux alentours de 40 nF . Cette valeur est prépondérante devant la vingtaine de pF de l'ensemble sonde plus oscilloscope.

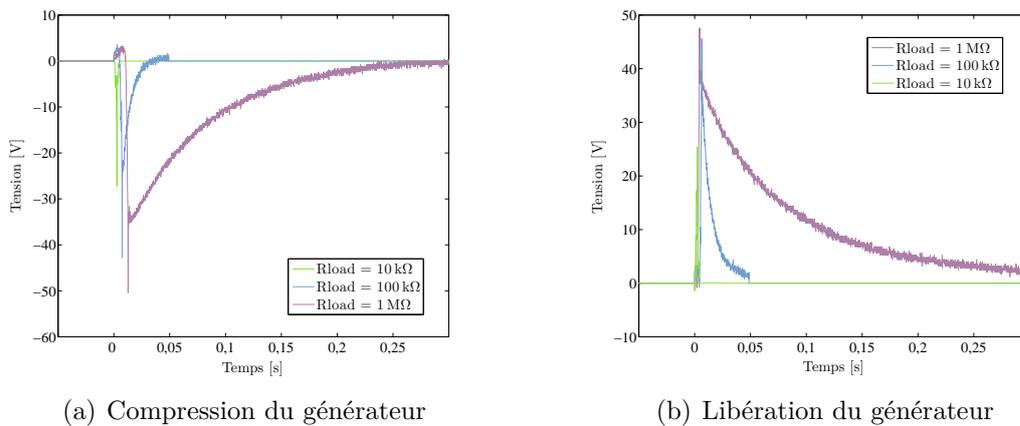


FIGURE IV.28 – Variation temporelle de la tension piézoélectrique sur la résistance de charge (générateur Enocean)

La principale différence entre nos différentes mesures est donc l'évolution de la résistance de charge du circuit. Cela se traduit sur la FIG. IV.28 par l'augmentation de la durée de décharge et de la tension aux bornes du bimorphe lorsque la résistance de charge augmente.

Nous avons ensuite calculé la puissance instantanée pour chaque résistance de charge et nous avons pris la valeur maximale de cette puissance (ce qui correspond à la valeur maximale (resp. minimale) de tension lors de la compression (resp. libération) du générateur). La FIG. IV.29 présente la puissance instantanée maximale en fonction de la résistance de charge. On constate qu'il existe un optimum pour la résistance de charge situé entre 5 et $7\text{ k}\Omega$, ce qui se traduit par une puissance instantanée maximale de 111 mW en compression et de 82 mW lors de la libération

(cf. FIG. IV.29).

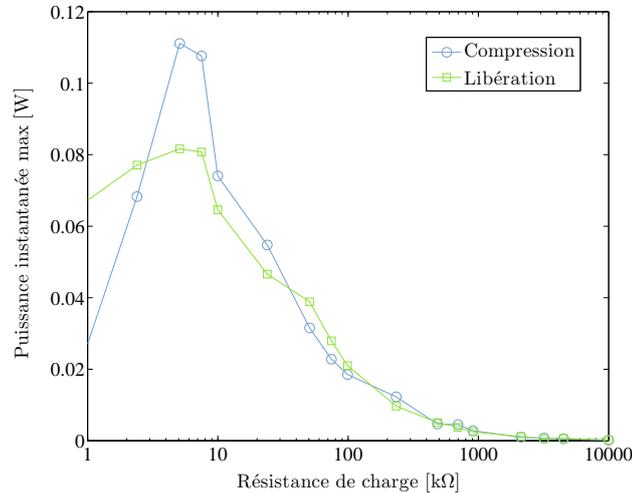


FIGURE IV.29 – Puissance instantanée maximale en fonction de la résistance de charge en sortie du bimorphe Enocean

Une fois en possession des courbes de puissance instantanée, nous les avons intégrées numériquement afin d'obtenir l'énergie créée lors de chaque pic de tension. Les résultats sont reportés dans la FIG. IV.30. On constate donc que la résistance de charge optimale pour maximiser l'énergie produite se situe aux environs de $3\text{ M}\Omega$. L'énergie maximale disponible est alors de $57\ \mu\text{J}$ en compression et de $72\ \mu\text{J}$ lorsque l'on relâche l'interrupteur.

Néanmoins, il faut considérer ces différents résultats avec prudence. En effet, la reproductibilité des mesures n'est pas excellente. Il y a plusieurs raisons pour justifier cet état de fait. La première vient du générateur lui-même et de ses composants mécaniques. Il y a en effet un peu de jeu à l'intérieur et le déplacement du bimorphe piézoélectrique n'est sans doute pas parfaitement identique entre plusieurs pressions. La tension en sortie du matériau piézoélectrique est suffisamment élevée pour que l'on voit une différence. De la même façon, la pression sur l'interrupteur étant manuelle, il est difficile d'être totalement constant.

Il est donc plus sage de ne considérer ces résultats que comme des ordres de grandeur. Globalement, une pression sur l'interrupteur permet, en théorie, de générer une énergie de $57 + 72 = 129\ \mu\text{J}$. De plus, cette énergie est très largement supérieure au minimum nécessaire pour transmettre l'information. En effet, des essais ont montré que presser (sans relâcher) l'interrupteur permettait le fonctionnement du système et l'émission correcte de l'information. On peut donc prendre comme valeur de référence une énergie de $50\ \mu\text{J}$ à générer pour le fonctionnement de la partie aval de l'interrupteur. Nous sommes donc très proches de la valeur obtenue lors de l'évaluation de notre prototype dans la section précédente. Un essai s'imposait donc !

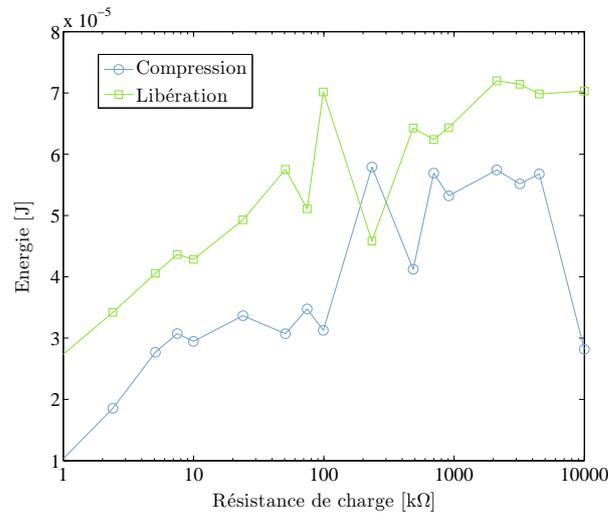


FIGURE IV.30 – Énergie maximale en fonction de la résistance de charge en sortie du bimorphe Enocean

IV.3.3 Alimentation par notre prototype

Nous avons donc enlevé la partie génératrice de l'interrupteur Enocean et avons connecté notre générateur aux bornes de la partie électronique. Ensuite nous avons répété les mêmes cycles thermiques que ceux utilisés lors de la caractérisation de notre générateur. Les résultats ont été peu concluants puisque nous n'avons pas réussi à transmettre suffisamment d'énergie au module pour qu'il puisse envoyer des informations.

La première raison expliquant cela pourrait être la génération de trop peu d'énergie. Cette possibilité ne nous a pas semblé satisfaisante au vu de nos mesures (à la fois avec notre générateur et avec l'interrupteur Enocean). En effet, le générateur Enocean est prévu pour envoyer plusieurs télégrammes à l'aide d'une seule impulsion de l'utilisateur. Cela veut dire que les $57 \mu\text{J}$ mesurés sont surdimensionnés comparativement à l'énergie nécessaire pour un fonctionnement minimal de l'électronique.

Afin de nous en convaincre, nous avons manuellement excité notre générateur, créant ainsi beaucoup plus d'énergie que lors d'une simple ouverture (ou fermeture). L'excitation était de l'ordre du Hertz, ce qui fait que l'on peut considérer comme minimales les pertes à l'intérieur du matériau. Le résultat a été identique ; l'électronique du Enocean refusant obstinément de fonctionner. Cela exclut donc complètement la piste de l'énergie.

Cette conclusion nous a conduit à tester à l'aide d'une alimentation le fonctionnement de l'électronique du générateur. Nous avons ainsi réalisé qu'il fallait une tension d'entrée supérieure à 15 V pour transmettre des télégrammes. Notre générateur peut fournir ce genre de tension mais seulement lorsque la résistance de charge dépasse les 100 kΩ. Il y a fort à parier que la résistance d'entrée de l'élec-

tronique du module Enocean soit beaucoup plus basse que cela (on se souviendra en particulier que la résistance optimale du module se situe entre 5 et 7 k Ω pour la puissance). Or pour ces valeurs, notre générateur fournit des tensions beaucoup plus faibles.

Bien que l'électronique du module Enocean n'ait pas fonctionné à l'aide de notre générateur, cette expérience a cependant eu l'intérêt de mettre en lumière l'importance d'adapter l'électronique et le générateur.

IV.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'aborder des points aussi différents que le choix des matériaux composant le générateur, les problèmes rencontrés durant sa conception, sa caractérisation mécanique et électrique et sa comparaison avec le générateur commercialisé par Enocean.

La première partie a montré que la réalisation d'un prototype n'était pas chose aisée, mais qu'en même temps de nombreuses configurations et de nombreux matériaux pouvaient être utilisés. Les générateurs que nous avons réussi à réaliser sont fonctionnels, mais sans doute très loin d'être optimaux. Le Chap. V va proposer une modélisation de l'ensemble afin de pouvoir calculer et optimiser de nouveaux prototypes.

Ensuite, nous nous sommes attelés à la caractérisation du générateur. Nous avons extrait dans un premier temps la raideur du bimorphe (ainsi que celles d'autres configurations). Puis nous nous sommes intéressés à l'aspect de génération d'énergie du système. Nous avons rapidement constaté que l'approche traditionnellement utilisée pour la récupération d'énergie vibratoire ne fonctionnait que partiellement pour nous. Cela ne nous a néanmoins pas empêché d'obtenir l'énergie maximale du circuit : 33,0 μJ à l'ouverture et 5,6 μJ à la fermeture. Enfin nous avons terminé par la découverte d'un moyen de réglage fin du générateur.

Chapitre V

Modélisation analytique et numérique du générateur

Sommaire

V.1	Modélisation thermo-mécanique	112
V.2	Modélisation mécano-électrique	122
V.3	Assemblage des modélisations sous Simulink	144
V.4	Conclusion	146

Résumé

Au cours de ce dernier chapitre, nous allons poursuivre l'effort de modélisation entrepris précédemment. Tout d'abord, nous allons nous appuyer sur la méthode des moments magnétiques pour effectuer une détermination rapide et précise de la force magnétique. Puis, nous allons utiliser la théorie des poutres et les équations constitutives de la piézoélectricité pour développer un modèle couplé mécano-électrique. Finalement, nous unissons ces deux modèles au sein d'une simulation Simulink.

Notre première modélisation, très sommaire, s'était limitée à approximer les force magnétique et mécanique s'opposant au cœur du système. Le plus gros inconvénient de cette approche était l'absence de prise en compte de la partie piézoélectrique, alors qu'il s'agit finalement du point fondamental pour déterminer quelle est l'énergie que peut produire le générateur. On peut néanmoins estimer que sa simplicité a permis de valider très rapidement le comportement théorique du générateur. Ce comportement a ensuite pu être observé expérimentalement. Dès lors, au vu de l'énergie récupérable, il fallait être capable de modéliser l'ensemble de manière plus précise afin d'optimiser la structure et de maximiser l'énergie.

C'est ce à quoi nous allons nous employer dans ce chapitre. Notre point de départ se base sur une structure telle que celle réalisée pour le second prototype (cf. FIG. V.1) : c'est-à-dire deux aimants durs (entourés par un circuit magnétique) attirés par une masse magnétique douce en FeNi et qui contraint une « poutre » de type bimorphe. Ce bimorphe est composé de deux couches : l'une piézoélectrique (PZT) et l'autre servant de support mécanique (laiton).

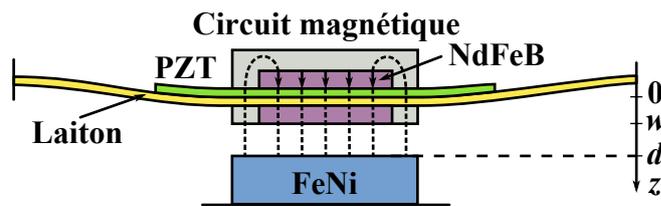


FIGURE V.1 – Schéma du second prototype

La modélisation reste néanmoins complexe du fait des très nombreux couplages entre les grandeurs physiques. Le système peut être décomposé en deux grands couplages : un couplage magnétique qui lie la température et le déplacement (w) à la force magnétique et un couplage mécano-électrique qui prend en entrée cette force et la convertit en tension électrique et en déplacement. Nous allons étudier les deux séparément avant de les unir au sein d'une simulation numérique globale du système.

V.1 Modélisation thermo-mécanique

Comme nous l'avons déjà souligné dans le chapitre III, la température est notre grandeur d'entrée. C'est sa variation qui modifie les propriétés magnétiques du matériau doux et qui par voie de conséquence déclenche le système. On suppose que l'évolution de la température est suffisamment lente pour que l'on puisse considérer tous les constituants du système comme étant en permanence à la même température.

De plus, on fera l'hypothèse que cette température est suffisamment éloignée des températures de Curie à la fois des aimants mais aussi du matériau piézoélectrique pour ne pas risquer de les dépolariser. Nous considérerons également que les

grandeurs caractéristiques de ces éléments ne sont pas altérées par la température ou alors de façon suffisamment faible pour être négligée.

Ces hypothèses posées, la modélisation thermo-mécanique va se décomposer en deux parties. Tout d'abord, nous allons nous intéresser à la caractérisation du FeNi choisi pour réaliser le prototype et sa modélisation pour l'intégrer à un modèle numérique. Dans un second temps, nous présenterons les outils utilisés pour calculer la force magnétique en fonction de la température et de la distance entre matériau doux et aimants permanents.

V.1.1 Caractérisation de l'alliage TC760

La caractérisation de l'élément doux en FeNi est une étape primordiale dans la modélisation de l'ensemble du microgénérateur. S'il fallait retenir un élément-clé dans toute la structure, c'est celui-ci. En effet, ce sont ses propriétés magnétiques qui vont conditionner le fonctionnement global du système, et plus particulièrement sa température générale de fonctionnement. Nous rappelons d'ailleurs à ce sujet que la température de Curie (le point à partir duquel on considère que le matériau a perdu son aimantation) de l'alliage TC760 est de $35 \pm 5^\circ\text{C}$ (donnée d'Imphy Alloys) mais que ce point peut être déplacé considérablement en choisissant un matériau avec une composition très peu différente : -150 à 300°C . Le réglage du point de Curie s'effectue en modifiant la composition de l'alliage (proportion respective de fer / nickel et / ou addition d'éléments supplémentaires comme le chrome); la thèse de Mavrudieva [2007] aborde cela de manière plus approfondie.

La contrepartie de cette flexibilité est une modification des autres propriétés magnétiques de l'alliage, en particulier son aimantation à saturation M_{sat} et sa perméabilité relative maximale μ_r_{max} . Pour rappel, l'aimantation traduit la capacité du matériau à être polarisé par un champ magnétique extérieur. L'aimantation à saturation est la capacité maximale, atteinte pour un champ H suffisamment important. La perméabilité magnétique, quant à elle, peut être envisagée comme la facilité (ou la rapidité) avec laquelle le matériau va être aimanté. Expérimentalement, on peut l'obtenir à l'aide de la pente de la courbe. Ces deux propriétés sont généralement exprimées à l'aide de l'EQ. V.1.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \vec{J} \quad (\text{V.1})$$

où B est l'induction magnétique, J la polarisation magnétique qui s'exprime en fonction de M et de μ_r , μ_0 la perméabilité du vide, égale à $4\pi 10^{-7} \text{H.m}^{-1}$. Cette équation est représentée dans la FIG. V.2 ci-dessous, mesurée sur un échantillon de fer.

Divers modèles (suivant si l'on considère de faibles ou forts champs d'excitation) peuvent ensuite être appliqués aux courbes de ce genre pour modéliser le comportement magnétique du matériau. La caractérisation de notre échantillon de FeNi va donc consister à obtenir de telles données, en gardant à l'esprit que la température a une influence sur la courbe $B(H)$ mesurée.

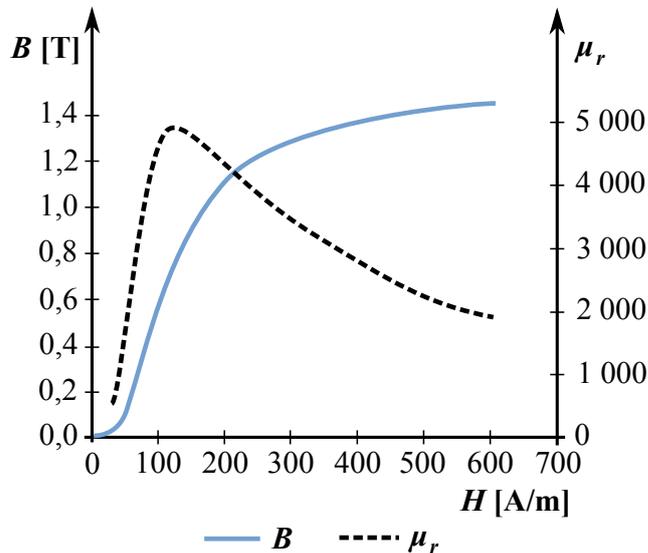
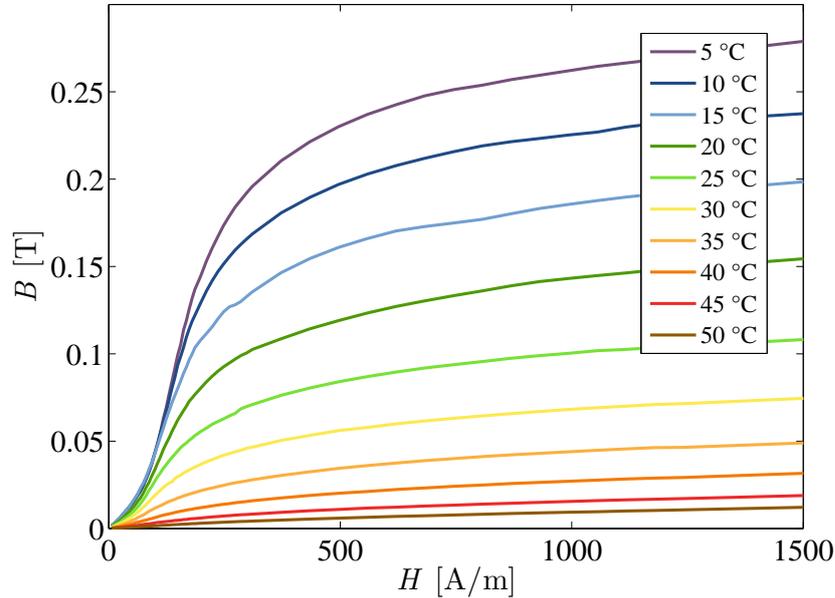


FIGURE V.2 – Courbe d’aimantation $B(H)$ obtenue sur un échantillon de fer [Geofroy - 2008]

Il n’existe pas à notre connaissance de modèle généralisé permettant la détermination de M_{sat} et de $\mu_r max$ à partir uniquement de la composition de l’échantillon. La méthode couramment utilisée pour obtenir les courbes $B(H)$ consiste donc à mesurer expérimentalement l’induction du matériau en fonction du champ d’excitation H et de la température θ . Plusieurs protocoles existent, nous en avons choisi un dont le principe de mesure est décrit en Annexe B. On y retrouvera également une description du banc de test et le dimensionnement du tore de FeNi mesuré.

Les résultats obtenus sont reproduits dans la FIG. V.3. Les courbes ne sont pas lissées. Ces résultats sont cohérents, bien qu’un peu inférieurs, avec les quelques données fournies par Imphy Alloys en même temps que le matériau (B_{sat} de l’ordre de 0,24 T à 20 °C par exemple). Dans la suite de l’étude, nous nous baserons sur nos mesures, tout simplement parce qu’elles sont bien plus nombreuses et offrent par conséquent une description plus précise du matériau.

La poursuite logique, après l’obtention de ces données, est de calculer la force magnétique existante entre le matériau doux et les aimants permanents pour diverses températures. Cependant, comme on le verra par la suite, ce calcul est très complexe et ne peut être réalisé analytiquement que dans des cas bien particuliers (aimants ponctuels [Delamare et al. - 1993], aimants cubiques [Akoun et Yonnet - 1984] ...). On a donc recours à une résolution numérique grâce à un logiciel dédié. Dans notre cas, Locapi, le logiciel choisi et dont nous détaillerons les caractéristiques un peu plus loin, ne peut pas travailler directement avec les valeurs brutes que l’on vient d’extraire et nécessite d’utiliser un modèle mathématique simplificateur. C’est ce modèle que nous allons présenter à présent.

FIGURE V.3 – Courbe d'aimantation $B(H, \theta)$ obtenue sur le tore de FeNi TC760

V.1.2 Modélisation de l'alliage TC760

Avant de commencer cette partie, il est de bon ton de rappeler qu'en magnétisme il n'existe pas de modèle « universel » décrivant la courbe $B(H)$ d'un matériau doux. Il existe plusieurs modèles ayant des hypothèses de validité différentes : certains sont valides pour des champs d'excitation « faibles » comme le modèle de Globus Liorzou et al. [2000], d'autres pour des champs « forts » comme le modèle dit de l'arctangente pour les plus connus et les plus simples. Suivant la précision demandée, on peut utiliser des modèles plus raffinés comme par exemple celui de Mc Gregor [O'Connor et al. - 1985] qui améliore le modèle de l'arctangente.

Bien entendu, la meilleure représentation possible des courbes obtenues (FIG. V.3) aurait consisté à bâtir un modèle de toutes pièces valable quelque soit le champ extérieur. Un tel modèle dépasse clairement le cadre de cette thèse et nous avons donc fait le choix de sélectionner le modèle simplifié en arctangente pour plusieurs raisons.

La première raison relève de l'utilisation que nous comptons faire de l'échantillon de FeNi. En effet, la rondelle de matériau sera toujours à proximité d'un (ou plusieurs) aimant(s) permanent(s) en NdFeB. Par conséquent, elle sera toujours soumise à un champ magnétique important et on peut légitimement émettre l'hypothèse que le matériau doux sera, en permanence, saturé ou proche de la saturation. Cela implique donc, afin de minimiser les erreurs, de choisir un modèle prévu pour les champs « forts ». Enfin, plus pragmatiquement, Locapi n'implémente que quelques modèles de matériaux et le seul disponible dans notre cas est le modèle de l'arctangente.

Concrètement, le modèle de l'arctangente s'écrit sous la forme :

$$B(H) = 2\frac{J_{sat}}{\pi} \arctan\left(\frac{\pi(\mu_{r0} - 1)}{2J_{sat}}\mu_0 H\right) + \mu_0 H \quad (V.2)$$

où J_{sat} est la polarisation magnétique à saturation et μ_{r0} la perméabilité à l'origine, que l'on considère grossièrement égale à $\mu_{r\ max}$. Ces deux derniers paramètres sont ceux servant à définir le modèle. Ce modèle ne prend pas la température comme paramètre, il convient donc de l'appliquer à toutes les températures pour lesquelles nous avons relevé les courbes $B(H)$. Afin de donner une idée de l'approximation résultant du choix de ce modèle, la FIG. V.4 présente les trois courbes $B(H)$ obtenues pour 5, 25 et 45 °C.

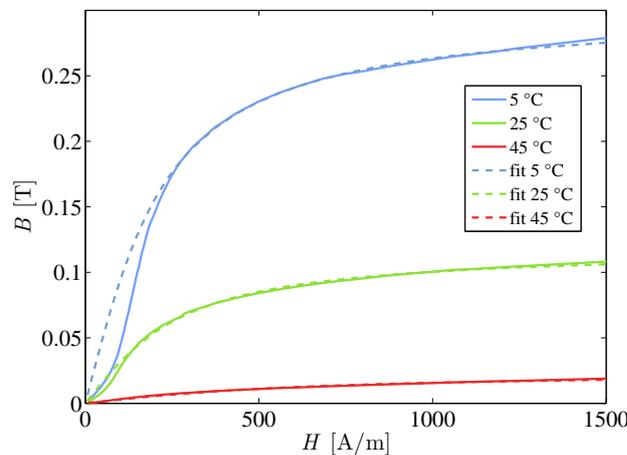


FIGURE V.4 – Comparaison entre quelques courbes $B(H)$ expérimentales et le modèle en arctangente

Si on trace à présent l'erreur relative entre les mesures et le modèle (cf. FIG. V.5), on constate comme prévu que proche de la saturation, l'erreur est négligeable tandis que pour des bas champs, l'erreur est plus importante.

Finalement, la FIG. V.6 présente l'évolution de J_{sat} et de μ_{r0} en fonction de la température, après extraction à l'aide du modèle en arctangente. Ces données sont cohérentes avec le comportement magnétique d'un matériau doux approchant sa température de Curie : à la fois sa perméabilité ainsi que sa polarisation maximale diminuent toutes deux jusqu'à devenir quasi-nulles.

Nous avons à présent tous les ingrédients nécessaires pour passer à l'étape suivante, celle du calcul de la force magnétique agissant entre l'échantillon de FeNi et le (ou les) aimant(s) permanents en NdFeB.

V.1.3 Détermination numérique de la force magnétique

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la détermination de la force magnétique entre deux éléments ne peut pas s'effectuer sous forme analytique, sauf dans

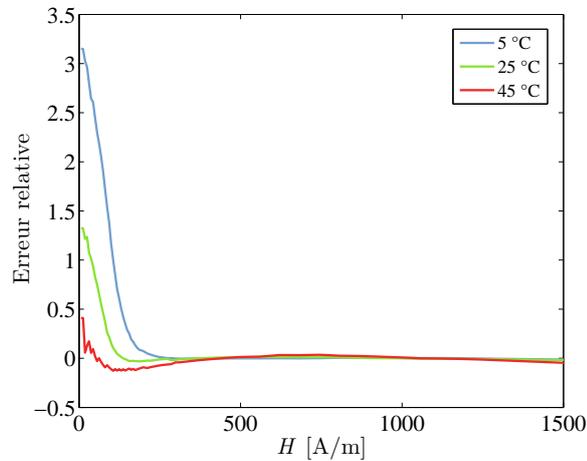


FIGURE V.5 – Erreur relative entre les mesures expérimentales et le modèle en arctangente

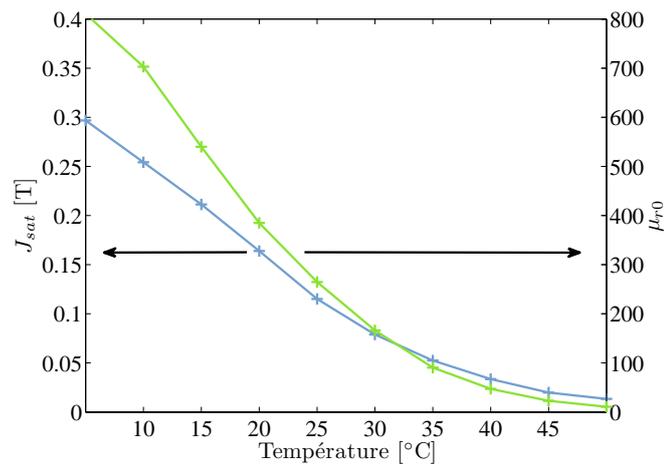


FIGURE V.6 – Aimantation à saturation et perméabilité à l'origine en fonction de la température (obtenues à l'aide du modèle en arctan)

des cas particuliers avec des géométries précises. Ce genre de calculs s'effectuent donc de manière numérique à l'aide de logiciels dédiés. Ces logiciels travaillent le plus souvent avec la méthode des éléments finis, qui ne nous a pas semblé pertinente dans notre cas.

V.1.3.1 Désavantages des éléments finis

Notre système a en effet la particularité d'avoir un interstice variable rempli d'air. Or, la méthode des éléments finis nécessite que l'air soit maillé. Cependant, comme l'entrefer évolue au cours du temps (quand on passe de la position ouverte à celle fermée), le maillage doit également être modifié. Cette modification est source

d'erreurs puisque le bruit numérique dû au maillage n'est pas constant. Le fait de mailler l'air allonge également la durée de résolution.

Par ailleurs, la force magnétique entre matériaux doux et durs a pour vocation à être calculée un très grand nombre de fois. En effet, il nous faut dresser une cartographie assez fine de cette force magnétique en fonction de la distance séparant les matériaux mais aussi en fonction de la température du système. Chaque sous-calcul doit donc être le plus bref possible afin que le calcul global ne nécessite pas un temps trop important pour aboutir (comme ce peut être le cas avec des géométries 3D traitées par éléments finis).

V.1.3.2 La méthode des moments magnétiques

Cette réflexion nous a donc amené à envisager une méthode différente : celle des moments magnétiques. Cette méthode est fondée sur les interactions magnétiques qui existent entre différents éléments placés à proximité les uns des autres. Chaque élément est discrétisé jusqu'à ce que l'on puisse considérer que l'aimantation du sous-élément est uniforme dans le sous-volume. Ensuite on calcule les interactions entre les différents sous-volumes.

Du fait de l'uniformité de l'aimantation sur le volume, l'expression du champ magnétique créé par un unique sous-élément est simplifiée à une intégration surfacique. Ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$H_x = g_{i,x}(M_i) \quad (\text{V.3})$$

où x désigne le point de calcul du champs et i l'élément considéré.

Soit à présent le système global, composé de N sous-éléments ferromagnétiques, chacun considéré comme ayant une aimantation uniforme. H_i , le champ magnétique au centre du sous-élément i , peut alors s'écrire comme la somme d'un champ magnétique extérieur (boucle de courant, aimant permanent) et du champ créé par chacun des sous-éléments sur i :

$$H_i = \sum_{j=1}^N g_{j,i}(M_j) + H_{ext,i} \quad (\text{V.4})$$

En parallèle, l'aimantation M_i d'un sous-élément dépend du champ magnétique H_i vue par le sous-élément. Cette relation est donnée par les propriétés du matériau (courbes $M(H)$) que nous écrirons :

$$M_i = f_i(H_i) \quad (\text{V.5})$$

L'ensemble d'EQ. V.4 et V.5, écrit pour tous les sous-éléments définit le problème étudié. La résolution simultanée de toutes les équations permet de trouver la solution du problème.

Les avantages de cette approche sont de n'avoir à mailler ni l'air ni l'infini puisqu'on ne se préoccupe que des sources et des éléments magnétiques. Ceci est

particulière utile pour un problème « ouvert » comme le notre (où le flux n'est pas canalisé par l'objet étudié). En outre, vu qu'il faut découper en sous-éléments à l'aimantation uniforme, cela permet d'avoir un maillage très lâche pour les aimants par exemple. On peut donc obtenir des résultats satisfaisants avec un maillage simple, le tout avec une durée raisonnable (quelques minutes par pas).

V.1.3.3 Résolution de la force magnétique grâce à Locapi

Locapi (l'abréviation de LOficiel de Calcul des Aimantations Permanentes et Induites) est « un logiciel de calcul d'aimantation et de champ magnétique basé sur la méthode des moments. Il permet de résoudre les équations de Maxwell de la magnétostatique pour différentes géométries et différentes sources de champs magnétiques. »

Il s'agit d'un programme réalisé sous l'environnement Matlab, qui peut être utilisé soit via une interface graphique, soit directement à l'aide de script dans Matlab (et donc potentiellement sous Simulink à l'aide de *S-function*). Cette particularité est avantageuse car elle permet de n'utiliser qu'un seul environnement pour l'ensemble de la modélisation du générateur (puisque la partie piézoélectrique peut également être implémentée sous Matlab).

L'interface graphique de Locapi est adaptée à une utilisation ponctuelle du logiciel (calcul de l'état magnétique du système) et permet la visualisation des résultats (comme par exemple la direction ou l'amplitude de l'aimantation dans les matériaux). C'est celle que nous avons utilisée pour la prise en main du logiciel afin de comprendre les différentes étapes nécessaires au calcul des résultats. Cette interface est également intéressante pour vérifier la position des éléments ou leur aimantation. La FIG. V.7 présente par exemple les résultats obtenus lorsqu'un aimant en NdFeB magnétise un disque en FeNi TC760 à une température de 5 °C.

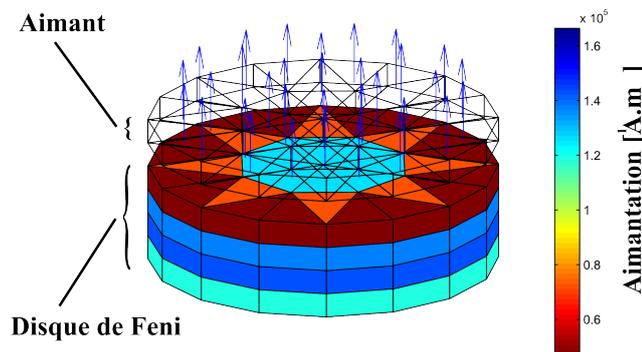


FIGURE V.7 – Représentation de l'aimantation d'un disque de FeNi par un aimant en NdFeB

Néanmoins, dès qu'il s'agit de calculer un grand nombre de fois la force magnétique du système, il est plus pratique d'utiliser l'approche en ligne de commande (c'est-à-dire une succession de commandes à rentrer dans la fenêtre de travail de

Matlab). Cette approche n'était cependant pas entièrement compatible avec le choix que nous avons fait d'implémenter le modèle final du générateur sous Simulink. En effet, Simulink travaille avec des blocs prédéfinis. Afin de bénéficier malgré tout des calculs de Locapi dans cet environnement, nous avons donc créé une *S-function* permettant d'utiliser Locapi sous Simulink. A chaque itération sous Simulink, la force magnétique était donc calculée à partir des propriétés magnétiques du FeNi et de $d - w$, la distance entre les aimants et le FeNi.

À cause du très grand nombre de pas de calcul, cette solution s'est révélée particulièrement coûteuse en temps puisqu'un pas de calcul signifie une simulation. Une solution devait donc être envisagée pour accélérer le calcul de la force magnétique.

V.1.3.4 Accélération de la résolution de la force magnétique

Pour ce faire, nous n'avons pas remis en cause le logiciel utilisé, mais plutôt décidé de rationaliser son utilisation. Notre *S-function* tenait par exemple compte du fait que le calcul était inutile quand $d - w$ et la température n'avaient pas évolué entre deux instants consécutifs. Mais en aucun cas, elle ne mémorisait ces valeurs si jamais la même configuration se reproduisait plus tard. De nombreux calculs auraient pu ainsi être évités (en particulier si la température est *pseudo-cyclique*).

Nous avons donc décidé de dresser une table de la force magnétique en fonction de la température et de d , puis d'interpoler à partir des valeurs calculées pour déterminer les cas non calculés. Afin de constituer notre base de données, nous avons fait évoluer la température entre 5 et 50 °C avec un pas de 5 °C (ce qui modifie les propriétés magnétiques de l'élément en FeNi) et la distance $d - w$ de 0,3 à 2 mm par pas de 0,1 mm. Un script itératif a été utilisé pour obtenir une unique fois ces 170 résultats (temps de calcul total d'environ 2 jours).

Les résultats sont présentés dans la FIG V.8.

Avant d'analyser ces résultats, nous allons brièvement expliquer pourquoi nous avons limité $d - w$ à 0,3 mm au minimum. Nous avons mentionné dans le CHAP IV avoir ajouté plusieurs épaisseurs de scotch à l'aimant inférieur afin de limiter la force magnétique s'exerçant entre les aimants et le FeNi. Cette couche a une épaisseur d'environ 0,3 mm.

Les résultats donnés par Locapi sont conformes à ce que l'on pouvait attendre : plus la distance est faible, plus la force est forte et plus la température est élevée, plus la force diminue. Ces deux évolutions sont non linéaires, ce qui correspond à la fois à l'évolution de l'aimantation à saturation du FeNi avec la température et à l'évolution de la force magnétique avec la distance. Les ordres de grandeurs sont également compatibles avec les données en notre possession. Par exemple, en reprenant les données obtenues lors de la caractérisation de notre prototype, la force mécanique de rappel est de l'ordre de $2.10^{-3} \text{ mm} \cdot 593,31 \text{ N.m}^{-1} \approx 1,186 \text{ N}$, ce qui correspond selon les résultats de Locapi à un décrochage entre 40 et 45 °C (en supposant que $d = 2.10^{-3} \text{ mm}$ et que $d - w = 0,3.10^{-3} \text{ mm}$ au minimum). Or nos mesures ont montré que le décrochage survenait à une température d'environ 47 °C.

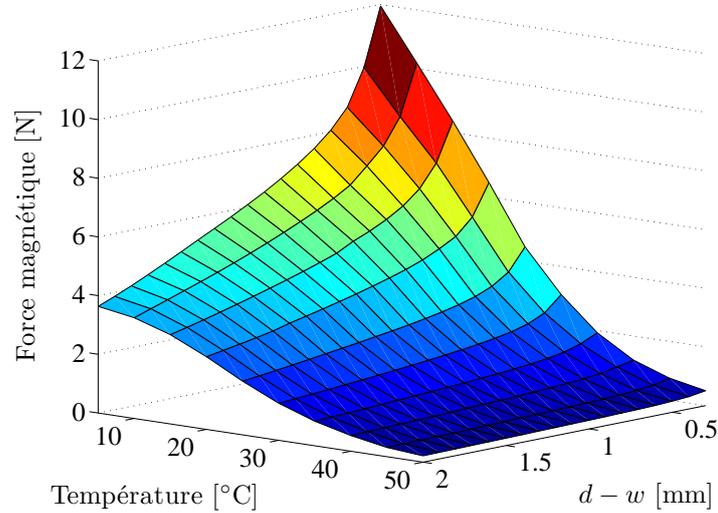


FIGURE V.8 – Représentation de la force magnétique en fonction de la température et de la distance $d-w$

Nous avons également vérifié à quels points nos résultats différaient du modèle très simplifié utilisé dans le CHAP. III. Pour ce faire, nous avons donc tenté d'approximer les valeurs de Locapi à l'aide du modèle simplifié (cf. FIG. V.9 qui présente donc les courbes obtenues avec Locapi et les *fit* correspondants). Sans surprise, la force magnétique ne s'écrit pas sous la forme $\alpha/(d-w)^4$, notamment car nos pièces magnétiques ne sont ni ponctuelles ni des sphères mais également parce que notre élément en FeNi n'a pas toujours une forte perméabilité. Néanmoins, l'allure très générale des courbes (celles obtenues par Locapi et les modèles en $\alpha/(d-w)^4$) est globalement similaire, mis à part le fait que la non-linéarité semble moins poussée avec Locapi. Cela ne remet donc pas vraiment en cause le raisonnement que nous avons pu tenir initialement (non linéarité de la force magnétique vis-à-vis de la force mécanique afin de décrocher / raccrocher brutalement la partie mobile du générateur).

V.1.4 Conclusion

Dans cette section, nous sommes arrivés à obtenir l'expression de la force magnétique pour une configuration bien précise (température et $d-w$). Dans un premier temps, nous avons donc caractérisé notre échantillon de FeNi afin d'extraire ses propriétés magnétiques en fonction de la température. Ces données ont ensuite servi pour modéliser le matériau à l'aide d'approximation en arctan. Enfin, nous avons abandonné le modèle simplifié développé au CHAP. III et nous sommes passés à la résolution numérique, à l'aide du logiciel Locapi. Devant la longueur des calculs, il a finalement été décidé de dresser une cartographie relativement précise de la force magnétique en fonction de la température et de $d-w$ et d'interpoler

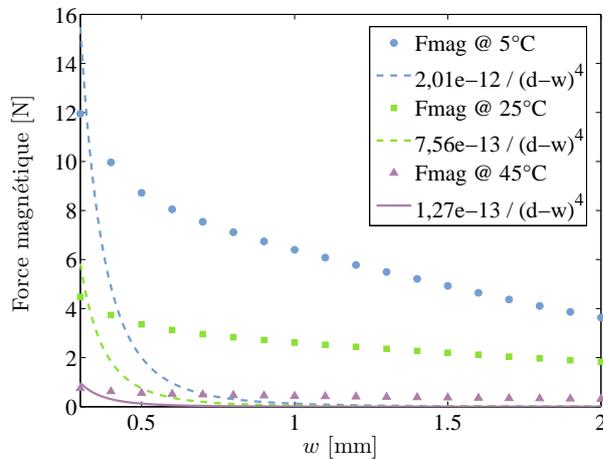


FIGURE V.9 – Différences entre les résultats de Locapi et ceux obtenus par approximations en $\alpha/(d-w)^4$

les points manquants.

V.2 Modélisation mécano-électrique

À présent, nous allons entamer la deuxième partie de ce travail de modélisation en nous concentrant sur la modélisation mécano-électrique (on pourrait également parler de couplage piézoélectrique). Cette modélisation se concentre exclusivement sur le sous-système bimorphe + aimants - circuits magnétiques ; le matériau doux étant laissé de côté (on suppose qu'il est parfaitement solidaire du boîtier et indéformable). Le but de ce modèle est de relier la force provenant de l'interaction magnétique au déplacement de la poutre et à la tension piézoélectrique à l'aide un système de deux équations à deux inconnues (cf. FIG. V.10). Ces équations seront ensuite insérées dans le modèle Simulink et permettront de calculer l'évolution dynamique du prototype.

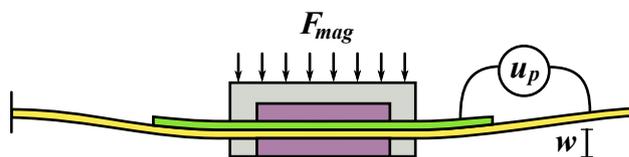


FIGURE V.10 – Les trois grandeurs à relier dans le modèle mécano-électrique

Cette modélisation est plus complexe que la précédente puisqu'elle mêle des éléments provenant de la théorie des poutres multi-couches et les matériaux piézoélectriques. En effet, la couche piézoélectrique n'est qu'une partie de la structure mobile du générateur. On ne peut donc pas se limiter aux seules équations fonda-

mentales de la piézoélectricité pour déterminer ses grandeurs. Il faut nécessairement y ajouter des éléments de mécanique des milieux continus et en particulier des équations régissant les poutres multi-couches.

L'approche classique pour résoudre ce genre de problème est souvent l'utilisation des éléments finis. Néanmoins, elle est difficilement envisageable dans notre cas, car à notre connaissance il n'existe pas de solutions permettant d'y incorporer les données provenant de la modélisation thermo-mécanique. De plus, comme notre grandeur d'entrée n'est pas régulière ni périodique, cela nécessite d'utiliser les éléments finis pour chaque pas de calcul. Le temps de calcul nécessaire constitue donc un frein important à l'utilisation de cette solution.

Nous avons donc choisi de nous orienter vers un modèle analytique qui, lui, serait plus facile à intégrer à l'environnement Matlab / Simulink. Cette solution présente l'avantage d'être économe en temps de calcul et également de pouvoir être paramétrée ce qui ouvre la porte à une optimisation future de la structure. En contrepartie, les résultats sont moins précis (ou si on voit les choses sous un angle différent, les valeurs obtenues ne sont valables que sous certaines conditions bien particulières. Dès que l'on s'éloigne de ces mêmes conditions, le modèle engendre des erreurs de modélisations).

Nous allons donc commencer par énumérer ces hypothèses et dans quelle mesure notre prototype les respecte.

V.2.1 Hypothèses de départ

Tout d'abord, comparativement au prototype réel, le design doit être un peu simplifié afin de pouvoir utiliser la théorie des poutres. En particulier, on supposera que le bimorphe est une poutre (et non une croix) formée de deux couches parallélépipédiques : un support en laiton de longueur 44 mm et d'épaisseur 0,085 mm et une couche piézoélectrique en PZT de longueur nominale 25 mm (on verra plus loin que l'on conservera cette grandeur comme paramètre) et d'épaisseur 0,1 mm.

Le bimorphe est encadré par deux masses magnétiques (elles aussi parallélépipédiques). Ces deux masses magnétiques seront modélisées comme deux couches de longueur 10 mm et d'épaisseur 1 mm ayant les mêmes propriétés mécaniques que l'acier du circuit magnétique (ce qui est globalement vrai puisque l'acier des circuits magnétiques a un module d'Young bien plus élevé que le reste des éléments du générateur). Cela donne donc un système ayant l'allure de la FIG V.11.

On supposera également que les épaisseurs comme la colle ou les électrodes sont négligeables en première approximation et que le boîtier contenant le générateur est indéformable mécaniquement et thermiquement. Par ailleurs, les différentes liaisons entre les éléments du générateur ou entre le générateur et le boîtier sont supposées parfaites. Cela se traduit par :

- Les masses magnétiques (NdFeB + acier) sont parfaitement collées à la poutre.
- Les deux matériaux de la poutre (laiton et PZT) sont parfaitement collés entre eux.

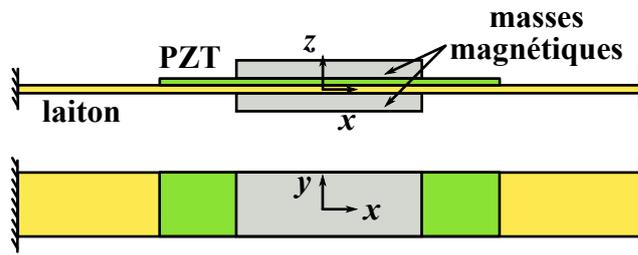


FIGURE V.11 – Vue en coupe et de dessus de la partie modélisée mécaniquement

- Les deux extrémités de la poutre sont encastées dans le boîtier.

Ces conditions ne sont pas totalement respectées dans le cas des prototypes que nous avons construits. En particulier en ce qui concerne les encastremets aux extrémités de la poutre et entre les masses magnétiques et le bimorphe. Néanmoins, dans l'optique d'une réalisation à l'échelle milli- ou micrométrique, ces hypothèses seraient valides puisque les techniques collectives (dépot et gravure) apportent une meilleure précision au niveau de la fabrication.

D'autre part, en vue de simplifier encore la modélisation analytique, nous allons considérer que notre système est symétrique suivant le plan $y0z$. Cela va nous permettre de ne considérer qu'une moitié de poutre, encastree à une extrémité et guidée au centre (cf. FIG V.12 où les différentes côtes sont indiquées). Cette hypothèse est correcte si le prototype bénéficie d'une construction parfaite (au niveau des découpes). Avec nos prototypes, nous avons vu qu'il était difficile d'obtenir cette symétrie (ce qui a eu pour conséquence d'utiliser un design en forme de croix pour faire en sorte que le déplacement des masses magnétiques se fasse uniquement suivant l'axe z). Néanmoins, cette hypothèse est à nouveau raisonnable si on considère des prototypes micro-fabriqués.

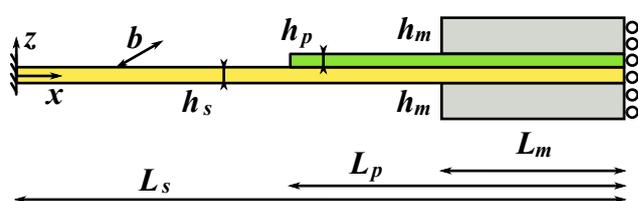


FIGURE V.12 – Vue en coupe de la partie finalement modélisée

Finalement, nous allons terminer par plusieurs hypothèses mécaniques afin de pouvoir utiliser la théorie d'Euler-Bernoulli qui préside au comportement des poutres en flexion pure. Il restera ensuite à y ajouter les équations régissant le couplage mécano-piézoélectrique.

- Les épaisseurs (dimensions selon z) sont petites devant la longueur L_s de la poutre.
- La largeur, b (dimension selon y) est identique pour toutes les couches et est

petite devant la longueur L_s de la poutre.

- Lors de la flexion, le déplacement maximal est très petit devant l'épaisseur de la poutre (petites déformations).
- Il existe un plan neutre qui servira de référence de coordonnées suivant l'axe $0x$. Ce plan reste neutre même après la flexion de la poutre.
- Les sections droites qui étaient initialement normales au plan neutre restent normale à ce plan même après flexion.
- Les différents matériaux de la poutre étant parfaitement collés, les déformations sont transmises intégralement d'une couche à l'autre.

Les premières hypothèses sont généralement vraies ou sont de bonnes approximations lorsqu'on regarde nos prototypes. Ces deux hypothèses permettent de négliger les contraintes suivant les axes y et z ce qui ramène le problème à une dimension. Par contre, l'hypothèse des petites déformations (et les hypothèses suivantes qui en découlent) est plus dure à valider expérimentalement.

Il est donc clair que la modélisation (en petites déformations) que nous allons réaliser ne représentera que très imparfaitement le comportement de nos prototypes (en grandes déformations). Néanmoins, outre l'intérêt purement scientifique de la modélisation de poutres multi-couches, non symétriques, à **longueurs différentes**, il nous a semblé intéressant de déterminer si le modèle pouvait quand même être utilisé, et ce, malgré les hypothèses retenues.

V.2.2 Définition de l'axe neutre

Le premier point à considérer est la détermination de l'axe neutre. L'axe neutre (ou fibre neutre) est par définition la coordonnée à laquelle la résultante des forces axiales agissant sur la section de la poutre est nulle. Dans le cas de la flexion d'une poutre avec une courbure vers le bas par exemple, les fibres localisées au sommet vont être en tension tandis que celles du dessous seront en compression. Entre les deux se trouve la fibre neutre qui restera constante si l'on considère l'hypothèse des petites déformations.

Concrètement, dans le cas simplifié à une seule couche, la fibre neutre se détermine en réalisant l'intégrale de la contrainte sur la section et en l'égalant à zéro : $\iint_1 T_{x1} dydz = 0$. Dans le cas où la largeur de la poutre (dimension suivant y) est constante, cette équation double peut se simplifier à une intégrale simple suivant z . Dans le cas où il y a plusieurs couches (de même largeur), l'équation se transforme en une somme d'intégrales des contraintes : $\int_1 T_{x1} dz + \int_2 T_{x2} dz = 0$ par exemple dans le cas de deux couches.

La contrainte, quant à elle s'obtient à l'aide de la Loi de Hooke (couches purement mécaniques) (EQ. V.6 et V.9) ou via la première équation constitutive de la piézoélectricité (couche piézoélectrique) (EQ. V.7).

Support

$$T_{xs} = Y_s S_{xs} \quad (\text{V.6})$$

Piézoélectrique

$$T_{xp} = c_{11}S_{xp} - e_{31}E_{zp} \quad (\text{V.7})$$

$$D_{zp} = e_{31}S_{xp} + \epsilon_{33}E_{zp} \quad (\text{V.8})$$

Masse

$$T_{xm} = Y_m S_{xm} \quad (\text{V.9})$$

Le schéma qui va nous servir pour les calculs est présenté dans la FIG. V.13. Le repère choisi est identique à celui de la vue générale (cf. FIG. V.12) avec notamment l'axe z orienté verticalement et son origine choisie à mi-hauteur de l'épaisseur du support.

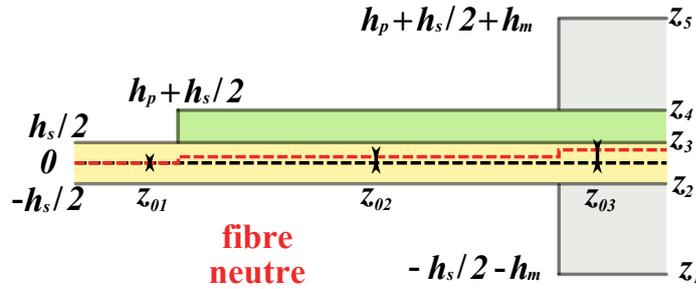


FIGURE V.13 – Représentation schématique de la fibre neutre à l'intérieur du prototype

La première chose à remarquer c'est que géométriquement parlant, la poutre peut être décomposée en trois parties : la première (la plus à gauche) composée uniquement d'une couche en laiton, la seconde est bi-couche (laiton + PZT) et la troisième est quadri-couche (masse, laiton, PZT et masse). À cause de ces trois parties, la fibre neutre n'est donc pas identique suivant la partie considérée.

Le plus problématique reste cependant de déterminer le comportement de la fibre neutre au passage d'une partie à une autre (en $L_s - L_p$ et $L_s - L_m$), puisque l'approche d'Euler-Bernoulli ne traite pas habituellement ce genre de cas. Nous avons donc fait l'hypothèse que la fibre neutre serait discontinue dans notre modèle et qu'en cela elle reflèterait la géométrie, elle-aussi, discontinue (cf. FIG. V.13). Nous noterons donc z_{01} , z_{02} et z_{03} les distances entre l'origine et la fibre neutre pour les trois parties.

Dès lors, la fibre neutre peut être déterminée en résolvant :

Partie 1

$$\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} T_{xs} dz = 0 \quad (\text{V.10})$$

Partie 2

$$\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} T_{xs} dz + \int_{\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}+h_p} T_{xp} dz = 0 \quad (\text{V.11})$$

Partie 3

$$\int_{-h_m-\frac{h_s}{2}}^{-\frac{h_s}{2}} T_{xm} dz + \int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} T_{xs} dz + \int_{\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}+h_p} T_{xp} dz + \int_{\frac{h_s}{2}+h_p}^{\frac{h_s}{2}+h_p+h_m} T_{xm} dz = 0 \quad (\text{V.12})$$

Comme nous avons fait la supposition que les couches sont parfaitement liées les unes au autres, les déformations sont parfaitement transmises d'une couche à l'autre et ne dépendent donc que de la position relative par rapport à la fibre neutre. On peut donc écrire que $S_{xs} = S_{xp} = S_{xm} = -\kappa(z - z_0)$ où κ est la courbure de la poutre et où z_0 prend la valeur correspondant à la partie concernée.

Par ailleurs, on néglige l'effet de la partie électrique (qui est très faible devant la partie mécanique [Brissaud - 2007] p.336) sur la contrainte pour la couche piézo-électrique, ce qui veut dire que l'on suppose que $T_{xp} \approx c_{11}S_{xp}$. Cela permet d'écrire que :

$$T_{xs} = -Y_s \kappa(z - z_0) \quad (\text{V.13})$$

$$T_{xp} \approx -c_{11} \kappa(z - z_0) \quad (\text{V.14})$$

$$T_{xm} = -Y_m \kappa(z - z_0) \quad (\text{V.15})$$

On injecte ensuite l'EQ. V.15 dans les EQ. V.10, V.11 et V.12. Et on résout les équations pour obtenir la position de la fibre neutre dans chaque partie.

Partie 1

$$z_{01} = 0 \quad (\text{V.16})$$

Partie 2

$$z_{02} = \frac{h_p c_{11}(h_s + h_p)}{2(Y_s h_s + c_{11} h_p)} \quad (\text{V.17})$$

Partie 3

$$z_{03} = \frac{h_p c_{11}(h_s + h_p) + 2Y_m H_m h_p}{2(2Y_m h_m + Y_s h_s + c_{11} h_p)} \quad (\text{V.18})$$

On peut alors définir les relations entre les coordonnées relatives à la fibre neutre et celles relatives au repère de départ. Il suffit ensuite de remplacer z_{0i} ($i \in [0, 3]$) par sa valeur en fonction de la partie dans laquelle on se trouve (EQ. V.19) :

$$\begin{aligned}
z_1 &= -\frac{h_s}{2} - h_m - z_{0i} \\
z_2 &= -\frac{h_s}{2} - z_{0i} \\
z_3 &= \frac{h_s}{2} - z_{0i} \\
z_4 &= \frac{h_s}{2} + h_p - z_{0i} \\
z_5 &= \frac{h_s}{2} + h_p + h_m - z_{0i}
\end{aligned} \tag{V.19}$$

V.2.3 Équation du moment fléchissant

L'étape suivante va consister à exprimer le moment fléchissant, \mathcal{M} . Par définition, le moment fléchissant élémentaire s'écrit comme $d\mathcal{M} = -T_x z dA$. Le moment fléchissant sur une section A s'écrit donc comme $\mathcal{M} = -\iint_A T_x z dA$. Dans le cas d'un multi-couches, le moment fléchissant consiste donc en une somme d'intégrales. Le but ici étant de faire apparaître les relations entre le moment fléchissant et la courbure de la poutre.

Partie 1

$$\mathcal{M} = -\int_{z_2}^{z_3} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xs} z dA \tag{V.20}$$

Partie 2

$$\mathcal{M} = -\int_{z_2}^{z_3} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xs} z dA - \int_{z_3}^{z_4} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xp} z dA \tag{V.21}$$

Partie 3

$$\begin{aligned}
\mathcal{M} &= -\int_{z_1}^{z_2} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xm} z dA - \int_{z_2}^{z_3} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xs} z dA \\
&\quad - \int_{z_3}^{z_4} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xp} z dA - \int_{z_4}^{z_5} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xm} z dA \tag{V.22}
\end{aligned}$$

La résolution de ces équations se fait en utilisant la loi de Hooke pour les couches purement mécaniques. Pour la couche piézoélectrique, on revient aux équations constitutives (Eq. V.7 et V.8) que l'on combine pour écrire que :

$$T_{xp} = c_{11} S_{xp} - e_{31} E_{zp} = c_{11} S_{xp} - e_{31} D_{zp} / \epsilon_{33} + e_{31}^2 S_{xp} / \epsilon_{33} \tag{V.23}$$

Ensuite, on utilise la relation entre déformé et courbure ce qui permet de simplifier les équations. Au final, on obtient que :

Partie 1

$$\mathcal{M} = b\kappa Y_s \int_{z_2}^{z_3} z^2 dz \quad (\text{V.24})$$

On remplace z_2 et z_3 en utilisant les EQ. V.19. Et on pose :

$$I_s = \frac{bh_s^3}{12}$$

où I_s est le moment d'inertie du support par rapport à son centre de gravité. L'EQ. V.24 se simplifie alors en :

$$\mathcal{M} = \kappa Y_s I_s = \alpha_1 \kappa \quad (\text{V.25})$$

Partie 2 La résolution pour la partie 2 est un peu plus complexe puisqu'il faut rajouter la contrainte pour la partie piézoélectrique.

$$\mathcal{M} = b\kappa Y_s \int_{z_2}^{z_3} z^2 dz + b\kappa c_{11} \int_{z_3}^{z_4} z^2 dz + \frac{be_{31}D_z}{\epsilon_{33}} \int_{z_3}^{z_4} z dz + \frac{be_{31}^2}{\epsilon_{33}} \kappa \int_{z_3}^{z_4} z^2 dz \quad (\text{V.26})$$

On remplace z_1 , z_2 et z_3 en utilisant les EQ. V.19.

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s \left(\frac{bh_s^3}{12} + bh_s z_{02}^2 \right) + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) \left(\frac{bh_p^3}{12} + bh_p \left(\frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_{02} \right)^2 \right) \right] + \frac{e_{31}D_{zp}b}{\epsilon_{33}} bh_p \left(\frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_{02} \right) \quad (\text{V.27})$$

On pose :

$$\begin{aligned} I_s &= \frac{bh_s^3}{12} & I_p &= \frac{bh_p^3}{12} \\ A_s &= bh_s & A_p &= bh_p \\ d_{s2} &= z_{02} & d_{p2} &= \frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_{02} \end{aligned}$$

où I_s et I_p sont les moments d'inertie par rapport au centre de gravité de chaque couche, A_s et A_p sont les sections des deux couches et où d_{s2} et d_{p2} sont les distances entre la fibre neutre et le 0 de l'axe du repère originel. L'EQ. V.27 se simplifie alors en :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s \left(I_s + A_s d_{s2}^2 \right) + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) \left(I_p + A_p d_{p2} \right) \right] + \frac{e_{31}D_{zp}b}{\epsilon_{33}} (A_p d_{p2}) \quad (\text{V.28})$$

On pose ensuite :

$$I_{xs2} = I_s + A_s d_{s2}^2 \quad I_{xp2} = I_p + A_p d_{p2}^2$$

où I_{xs2} et I_{xp2} sont les moments d'inertie dans les deux matériaux par rapport à la fibre neutre de la structure totale. En remplaçant, on trouve :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s I_{xs2} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) I_{xp2} \right] + \frac{e_{31} D_{zp} b}{\epsilon_{33}} (A_p d_{p2}) \quad (\text{V.29})$$

Or

$$\int_{z_3}^{z_4} E_{zp} dz = -u_p \quad (\text{V.30})$$

où u_p désigne la tension aux bornes de la couche piézoélectrique.

Ce qui donne, en extrayant E_{zp} de l'EQ. V.8 et en utilisant que $S_{xp} = -\kappa(z)$:

$$\int_{z_3}^{z_4} \left(\frac{D_{zp}}{\epsilon_{33}} + \frac{e_{31}}{\epsilon_{33}} \kappa z \right) dz = -u_p \quad (\text{V.31})$$

On extrait à présent D_{zp} de l'EQ. V.31 :

$$D_{zp} = -\frac{\epsilon_{33}}{h_p} u_p - e_{31} \kappa d_{p2} \quad (\text{V.32})$$

et on l'insère dans l'EQ. V.29. On obtient finalement :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s I_{xs2} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) I_{xp2} - \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} A_p d_{p2}^2 \right] - e_{31} b d_{p2} u_p = \alpha_2 \kappa - \beta_2 u_p \quad (\text{V.33})$$

Partie 3 Enfin, la partie 3 est identique à la partie 2 en ajoutant les intégrales sur les deux masses. Nous allons donc poser dans un premier temps que :

$$\begin{aligned} I_m &= \frac{bh_m^3}{12} \\ A_m &= bh_m \\ d_{m3a} &= -\frac{h_s}{2} - \frac{h_m}{2} - z_{03} \\ d_{m3b} &= \frac{h_s}{2} + h_p + \frac{h_m}{2} - z_{03} \\ d_{s3} &= -z_{03} \\ d_{p3} &= \frac{h_s}{2} \frac{h_p}{2} - z_{03} \end{aligned}$$

Puis que :

$$\begin{aligned} I_{xm3a} &= I_m + A_m d_{m3a}^2 & I_{xs3} &= I_s + A_s d_{s3}^2 \\ I_{xm3b} &= I_m + A_m d_{m3b}^2 & I_{xp3} &= I_p + A_p d_{p3}^2 \end{aligned}$$

On obtient finalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = \kappa \left[Y_m I_{xm3a} + Y_s I_{xs3} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) I_{xp3} - \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} A_p d_{p3}^2 + Y_m I_{xm3b} \right] \\ - e_{31} b d_{p3} u_p = \alpha_3 \kappa - \beta_3 u_p \quad (\text{V.34}) \end{aligned}$$

Résumé Avant d'aborder le point suivant, nous allons résumer les trois équations exprimant le moment de flexion suivant la partie considérée :

$$\begin{aligned} \text{Partie 1 : } \mathcal{M} &= \alpha_1 \kappa \\ \text{Partie 2 : } \mathcal{M} &= \alpha_2 \kappa - \beta_2 u_p \\ \text{Partie 3 : } \mathcal{M} &= \alpha_3 \kappa - \beta_3 u_p \end{aligned} \quad (\text{V.35})$$

V.2.4 Extraction de la déformée

L'étape suivante va consister à remplacer \mathcal{M} et κ pour faire apparaître w , la déformée de la poutre suivant z en tout point x et F , la force s'appliquant au niveau de la masse. Nous allons commencer par revenir sur la définition de la courbure de poutre, κ . Par définition, on peut écrire :

$$\kappa = \frac{1}{\rho} = \frac{d\gamma}{ds} \quad (\text{V.36})$$

où ρ est la rayon de courbure (distance entre la poutre et le centre de la courbure), $d\gamma$ représente l'angle infinitésimal entre deux normales choisies le long d'une fibre de la poutre, ds est la distance infinitésimale le long de la fibre entre les deux normales (cf. FIG. V.14).

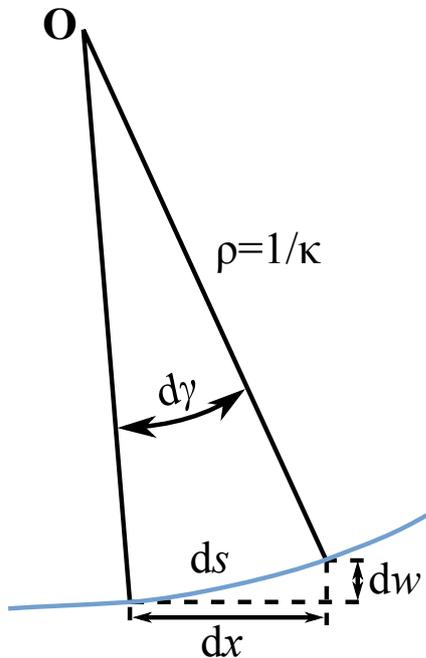


FIGURE V.14 – Vue schématique (et exagérément courbée) de la déformation d'une poutre

Dans le cas des petites déformations, on approxime généralement ds par sa projection horizontale dx . En utilisant la même hypothèse, γ est approximé par

dw/dx . On obtient alors la relation classique entre la courbure et la déflexion pour les petites déformations :

$$\kappa = \frac{d^2w}{dx^2} = w'' \quad (\text{V.37})$$

Dans un second temps, nous allons à présent exprimer \mathcal{M} en fonction des forces et des moments agissant sur la poutre. La FIG. V.15 illustre ces grandeurs sous forme d'un schéma. L'orientation des forces et moments de contre-réaction (symbolisés par une barre sur les flèches des vecteurs) suit la convention de signe habituellement utilisée pour ce genre de calculs : cela veut dire que l'orientation des vecteurs ne suit pas forcément le « sens physique », leur valeur peut donc être négative.

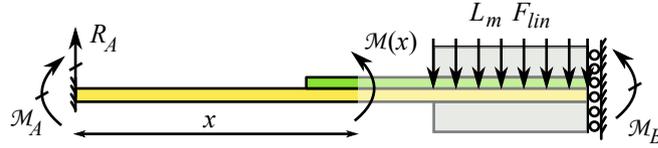


FIGURE V.15 – Présentation des forces et moments interagissant sur la moitié de la poutre

Du fait des liaisons aux extrémités, la force $\vec{F} = -L_m F_{lin} \vec{z}$ appliquée au niveau de la masse génère une force de contre-réaction, \vec{R}_A , en A, ainsi que des moments de contre-réaction \mathcal{M}_A en A et \mathcal{M}_B en B. Pour déterminer ces trois inconnues, nous ne disposons que des deux équations de la statique : l'équilibre des forces et celui des moments. Une inconnue devra donc être déterminée par la suite à l'aide des conditions aux limites et de la continuité du système. Nous choisissons \mathcal{M}_B comme étant cette inconnue. En statique, on aboutit donc aux équations suivantes :

$$R_A = L_m F_{lin} \quad (\text{V.38})$$

$$\mathcal{M}_A = \mathcal{M}_B - L_m F_{lin} \left(L_s - \frac{L_m}{2} \right) \quad (\text{V.39})$$

Par ailleurs, suivant la partie considérée, le moment de flexion s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{Partie 1 : } \mathcal{M}(x) &= R_A x + \mathcal{M}_A \\ \text{Partie 2 : } \mathcal{M}(x) &= R_A x + \mathcal{M}_A \\ \text{Partie 3 : } \mathcal{M}(x) &= R_A x + \mathcal{M}_A - \frac{F_{lin}}{2} (x - (L_s - L_m))^2 \end{aligned} \quad (\text{V.40})$$

On relie ensuite les deux système d'Eq. V.35 et V.40, ce qui nous permet

d'obtenir le système suivant :

$$\begin{aligned}
 \text{Partie 1 : } w_1''(x) &= \frac{R_A x + \mathcal{M}_A}{\alpha_1} \\
 \text{Partie 2 : } w_2''(x) &= \frac{R_A x + \mathcal{M}_A + \beta_2 u_p}{\alpha_2} \\
 \text{Partie 3 : } w_3''(x) &= \frac{R_A x + \mathcal{M}_A - \frac{F_{lin}}{2} (x - (L_s - L_m))^2 + \beta_3 u_p}{\alpha_3} \quad (\text{V.41})
 \end{aligned}$$

La détermination de la déformée w en tout point x de la poutre s'obtient ensuite en réalisant une double intégration du système et en y intégrant les conditions aux limites et de continuité. L'écriture des équations devient très rapidement fastidieuse (à cause d'un très grand nombre de termes) même si elle n'est pas complexe. Nous avons donc poursuivi la résolution du problème à l'aide du logiciel de calcul formel Maple et nous nous contenterons d'indiquer les étapes du raisonnement afin de ne pas encombrer inutilement le manuscrit. Le lecteur intéressé pourra s'il le souhaite se reporter à l'Annexe C qui détaille l'ensemble des calculs pour l'exemple plus simple d'une poutre constituée d'un bimorphe mécano-piézo soumis à une force en bout de poutre.

La première intégration du système d'EQ. V.41 fait apparaître 3 constantes d'intégration que l'on détermine en imposant que $w_1'(0) = 0$, $w_3'(L_s) = 0$ (pas de rotation aux extrémités à cause de l'encastrement et du guidage) et que les dérivées sont continues en $L_s - L_p$, soit $w_1'(L_s - L_p) = w_2'(L_s - L_p)$. La seconde condition de continuité en $L_s - L_m$ ($w_2'(L_s - L_m) = w_3'(L_s - L_m)$) permet quant à elle de déterminer \mathcal{M}_B .

On intègre à nouveau les résultats obtenus pour obtenir cette fois la déformée. Les trois nouvelles constantes d'intégration sont cette fois résolues en imposant que $w_1(0) = 0$ (pas de déplacement à l'encastrement) et que la déformée est continue en $L_s - L_p$ et en $L_s - L_m$ soit $w_1(L_s - L_p) = w_2(L_s - L_p)$ et $w_2(L_s - L_m) = w_3(L_s - L_m)$.

Au final, on obtient un système de trois équations faisant le lien entre la déformée sur les trois parties et la force appliquée ainsi que la tension piézoélectrique. Nous allons extraire de ce système une donnée en particulier : $w_3(L_s)$, la déformée au niveau du guidage (autrement dit, la déformée au centre de la structure totale). Cette donnée est importante puisqu'elle correspond à la grandeur dont nous avons besoin au niveau de la modélisation magnétique pour calculer la force imposée par le couple aimants / matériau doux.

Elle est égale à :

$$\begin{aligned}
 w_3(L_s) &= (8\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_p L_m^4 + 2L_s^4 \alpha_3^2 \alpha_2^2 L_m + 2L_p^4 \alpha_3^2 \alpha_2^2 L_m - 8L_p^3 L_m^2 \alpha_1^2 \alpha_3^2 \\
 &\quad + 2L_p^4 \alpha_3^2 \alpha_1^2 L_m + 12\alpha_3^2 \alpha_1^2 L_p^2 L_m^3 + \alpha_1^2 \alpha_2^2 L_m^5 \\
 &\quad - 9\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_p L_m^4 + 2\alpha_3^2 \alpha_1^2 L_m^5 + 8\alpha_2 L_p^3 L_m^2 \alpha_1 \alpha_3^2 \\
 &\quad - 3\alpha_3 \alpha_1^2 \alpha_2 L_m^5 - 8\alpha_3^2 \alpha_1^2 L_p L_m^4 - 8\alpha_3 L_p^3 L_m^2 \alpha_1 \alpha_2^2 \\
 &\quad + 8\alpha_2 L_s L_p^3 \alpha_3^2 \alpha_1 L_m + 14\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_p^2 L_m^3 + 8\alpha_3 L_p^3 L_m^2 \alpha_1^2 \alpha_2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + 9\alpha_3\alpha_1^2 L_p \alpha_2 L_m^4 - 8\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_s L_m^4 - 14\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_s^2 L_m^3 \\
 & + 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_s^2 L_m^3 - 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_p^2 L_m^3 - 8L_s L_p^3 \alpha_3^2 \alpha_2^2 L_m \\
 & - 4\alpha_2 L_p^4 \alpha_3^2 \alpha_1 L_m + 12L_s^2 \alpha_3^2 \alpha_2^2 L_m L_p^2 - 8L_s^3 L_m \alpha_3^2 \alpha_2^2 L_p \\
 & - 8\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_m^2 L_s^3 + 9\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_s L_m^4 - 12\alpha_3^2 \alpha_1 L_s^2 \alpha_2 L_m L_p^2 \\
 & + 8\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_m^2 L_s^3 + 8\alpha_3^2 \alpha_1 L_s^3 L_m \alpha_2 L_p - 14\alpha_3 \alpha_1^2 L_p^2 \alpha_2 L_m^3) F_{lin} \\
 & / (-24(-\alpha_1 \alpha_3 L_m + \alpha_3 \alpha_2 L_s - \alpha_3 \alpha_2 L_p + \alpha_3 \alpha_1 L_p + \alpha_1 \alpha_2 L_m) \alpha_2 \alpha_1 \alpha_3) \\
 & + (12\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_s^2 L_m \beta_3 - 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_p L_m^2 \beta_2 - 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_s^2 L_m \beta_2 \\
 & + 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_s^2 L_p \beta_2 - 12\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_s L_m^2 \beta_3 + 12\alpha_3^2 \alpha_1 \alpha_2 L_s L_m^2 \beta_2 \\
 & - 12\alpha_3 \alpha_1^2 L_p \alpha_2 L_m^2 \beta_3 + 12\alpha_3 \alpha_1^2 L_p \beta_2 \alpha_2 L_m^2 + 12\alpha_3 \alpha_1 \alpha_2^2 L_p L_m^2 \beta_3 \\
 & - 12\alpha_2 L_s L_p^2 \alpha_3^2 \alpha_1 \beta_2 + 12\alpha_2 L_p^2 \alpha_1 \alpha_3^2 L_m \beta_2 - 12\alpha_3 \alpha_1^2 L_p^2 \beta_2 \alpha_2 L_m \\
 & - 12\alpha_3 L_p^2 \alpha_1 \alpha_2^2 L_m \beta_3 + 12\alpha_3 L_p^2 \alpha_1^2 \alpha_2 L_m \beta_3) u_p \\
 & / (-24(-\alpha_1 \alpha_3 L_m + \alpha_3 \alpha_2 L_s - \alpha_3 \alpha_2 L_p + \alpha_3 \alpha_1 L_p + \alpha_1 \alpha_2 L_m) \alpha_2 \alpha_1 \alpha_3) \quad (V.42)
 \end{aligned}$$

que nous allons mettre sous la forme plus agréable :

$$w_3(L_s) = \frac{Cste_1}{Cste_3} F + \frac{Cste_2}{Cste_3} u_p \quad (V.43)$$

où $F = -L_m F_{lin}$.

Néanmoins cette unique équation n'est pas suffisante pour déterminer le système puisqu'il y a une inconnue en trop, une seconde équation est nécessaire. Pour la déterminer, nous allons à présent nous intéresser à l'aspect électrique du système.

V.2.5 Évolution temporelle du système

Afin de déterminer cette seconde équation, nous allons considérer les charges, q , générées à la surface des électrodes lorsqu'une force est exercée [Brissaud - 2007].

$$q = \int_x \int_y D_z(x) dx dy \quad (V.44)$$

Or on a déjà vu que $D_z(x) = -\frac{\epsilon_{33}}{h_p} u_p - e_{31} d_p \kappa$ (cf. EQ. V.32). D'où :

$$q = -\frac{b\epsilon_{33} L_p u_p}{h_p} - b e_{31} d_{p2} [w'_2(x)]_{L_s-L_p}^{L_s-L_m} - b e_{31} d_{p3} [w'_3(x)]_{L_s-L_m}^{L_s} \quad (V.45)$$

$w'_2(x)$ et $w'_3(x)$ ont été déterminés lors de la première intégration du système

d'EQ. V.41. Ce qui nous donne au final :

$$\begin{aligned}
& b(-6e_{31}h_p z_{02}L_m L_s^2 \alpha_3 L_p + 6e_{31}h_p z_{02} \alpha_3 L_p L_m^3 - 6e_{31}h_p z_{02} \alpha_3 L_s L_m^3 \\
& \quad + 4e_{31}L_m^3 h_p h_s \alpha_2 L_p - 3e_{31}L_m^2 h_p^2 \alpha_2 L_p^2 + 6e_{31}L_m^2 h_p z_{03} \alpha_2 L_p^2 \\
& \quad - 6e_{31}L_m^2 h_p z_{03} \alpha_1 L_p^2 - 3e_{31}h_p^2 \alpha_3 L_s^2 L_m^2 - 6e_{31}h_p z_{02} \alpha_3 L_m^2 L_p^2 \\
& \quad - 3e_{31}h_p h_s \alpha_3 L_s^2 L_m^2 + 3e_{31}h_p h_s L_m L_s^2 \alpha_3 L_p - 3e_{31}h_p h_s \alpha_3 L_p L_m^3 \\
& \quad - 2e_{31}L_m^4 h_p z_{03} \alpha_1 + 6e_{31}h_p z_{02} L_s \alpha_3 L_m L_p^2 + 4e_{31}L_m^3 h_p^2 \alpha_2 L_p \\
& \quad - 4e_{31}L_m^3 h_p h_s \alpha_2 L_s + 6e_{31}h_p z_{02} L_m^2 L_p^2 \alpha_1 + 3e_{31}h_p^2 L_m L_s^2 \alpha_3 L_p \\
& \quad - 3e_{31}h_p^2 \alpha_3 L_p L_m^3 + 3e_{31}h_p^2 \alpha_3 L_m^2 L_p^2 - 3e_{31}h_p^2 L_s \alpha_3 L_m L_p^2 \\
& \quad + 3e_{31}h_p^2 \alpha_3 L_s L_m^3 + 2e_{31}h_p z_{02} \alpha_1 L_m^4 + 3e_{31}L_m^2 h_p h_s \alpha_2 L_s^2 \\
& \quad + 3e_{31}h_p h_s \alpha_3 L_s L_m^3 + 3e_{31}h_p h_s \alpha_3 L_m^2 L_p^2 - 3e_{31}h_p h_s L_s \alpha_3 L_m L_p^2 \\
& \quad - 8e_{31}h_p z_{02} L_p \alpha_1 L_m^3 + 3e_{31}L_m^2 h_p^2 \alpha_2 L_s^2 + 8e_{31}L_m^3 h_p z_{03} \alpha_1 L_p \\
& \quad + 8e_{31}L_m^3 h_p z_{03} \alpha_2 L_s - 3e_{31}L_m^2 h_p h_s \alpha_2 L_p^2 - 8e_{31}L_m^3 h_p z_{03} \alpha_2 L_p \\
& \quad + 6e_{31}h_p z_{02} \alpha_3 L_s^2 L_m^2 - 4e_{31}L_m^3 h_p^2 \alpha_2 L_s - 6e_{31}L_m^2 h_p z_{03} \alpha_2 L_s^2) F_{lin} \\
& \quad /(-12h_p(-\alpha_1 \alpha_3 L_m + \alpha_3 \alpha_2 L_s - \alpha_3 \alpha_2 L_p + \alpha_3 \alpha_1 L_p + \alpha_1 \alpha_2 L_m)) \\
& + b(12e_{31}h_p z_{02} L_p \alpha_1 L_m \beta_3 + 12e_{31}L_m h_p z_{03} \alpha_1 L_p \beta_2 - 12e_{31}L_m h_p z_{03} \beta_3 \alpha_1 L_p \\
& \quad - 12e_{31}h_p z_{02} L_m \beta_2 \alpha_3 L_p + 12e_{31}h_p z_{02} L_m \beta_2 \alpha_3 L_s - 12e_{31}h_p z_{02} L_s \beta_2 \alpha_3 L_p \\
& \quad + 12e_{31}L_m h_p z_{03} \beta_3 \alpha_2 L_p - 12\epsilon_{33}L_p^2 \alpha_3 \alpha_2 - 12e_{31}h_p z_{02} L_p \beta_2 \alpha_1 L_m \\
& \quad + 6e_{31}h_p h_s L_m \beta_2 \alpha_3 L_p - 6e_{31}h_p h_s L_m \beta_2 \alpha_3 L_s + 6e_{31}h_p h_s L_s \beta_2 \alpha_3 L_p \\
& \quad + 12\epsilon_{33}L_p^2 \alpha_3 \alpha_1 + 12e_{31}h_p z_{02} \beta_2 \alpha_1 L_m^2 - 6e_{31}L_m h_p^2 \beta_3 \alpha_2 L_p \\
& \quad - 6e_{31}h_p^2 L_m \beta_2 \alpha_3 L_s + 6e_{31}h_p^2 L_s \beta_2 \alpha_3 L_p + 6e_{31}h_p^2 L_m \beta_2 \alpha_3 L_p \\
& \quad + 12e_{31}L_m^2 h_p z_{03} \beta_3 \alpha_1 + 6e_{31}L_m h_p h_s \beta_3 \alpha_2 L_s + 12\epsilon_{33}L_p \alpha_1 \alpha_2 L_m \\
& \quad + 12\epsilon_{33}L_p \alpha_3 \alpha_2 L_s - 12\epsilon_{33}L_p \alpha_1 \alpha_3 L_m - 6e_{31}h_p^2 \beta_2 \alpha_3 L_p^2 \\
& \quad + 12e_{31}h_p z_{02} \beta_2 \alpha_3 L_p^2 - 6e_{31}h_p h_s \beta_2 \alpha_3 L_p^2 + 6e_{31}L_m h_p^2 \beta_3 \alpha_2 L_s \\
& \quad - 6e_{31}L_m h_p h_s \beta_3 \alpha_2 L_p - 12e_{31}h_p z_{02} \alpha_1 L_m^2 \beta_3 - 12e_{31}L_m^2 h_p z_{03} \alpha_1 \beta_2 \\
& \quad - 12e_{31}L_m h_p z_{03} \beta_3 \alpha_2 L_s) u_p \\
& \quad /(-12h_p(-\alpha_1 \alpha_3 L_m + \alpha_3 \alpha_2 L_s - \alpha_3 \alpha_2 L_p + \alpha_3 \alpha_1 L_p + \alpha_1 \alpha_2 L_m)) \quad (V.46)
\end{aligned}$$

que l'on va également réécrire sous la forme :

$$q = \frac{Cste_4}{Cste_6} F + \frac{Cste_5}{Cste_6} u_p \quad (V.47)$$

Or on sait que :

$$i_p = \frac{dq}{dt} = \frac{u_p}{R} \quad (V.48)$$

où i_p est le courant piézoélectrique circulant à travers R , la résistance de charge connectant les deux électrodes du générateur piézoélectrique.

L'EQ. V.47 peut dès lors se récrire sous la forme :

$$i_p = \frac{Cste_4}{Cste_6} \dot{F} + \frac{Cste_5}{Cste_6} \dot{u}_p = \frac{u_p}{R} \quad (V.49)$$

V.2.6 Équations constitutives du modèle mécano-électrique

Nous sommes à présent en possession d'un système de deux équations qui permettent de déterminer l'état du système :

$$\begin{aligned} w_3(L_s) &= \frac{Cste_1}{Cste_3} F + \frac{Cste_2}{Cste_3} u_p \\ i_p &= \frac{Cste_4}{Cste_6} \dot{F} + \frac{Cste_5}{Cste_6} \dot{u}_p \end{aligned} \quad (V.50)$$

Généralement, ce système est présenté sous la forme ([Badel - 2005] et [Marzencki - 2007]) :

$$\begin{aligned} F &= Kw + \alpha u_p \\ i &= \alpha \dot{w} - C_0 \dot{u}_p \end{aligned} \quad (V.51)$$

où w représente le déplacement en bout de poutre (qui correspond donc à notre $w_3(L_s)$), K est la raideur équivalente du système (en N/m^{-1}), α son facteur de force (en N/V) et C_0 la capacité du patch piézoélectrique (en F).

On reprend à présent l'EQ. V.43 que l'on va reformuler de façon à obtenir la force en fonction de la déformée en bout de poutre et de la tension piézoélectrique (on notera à présent la déformée en bout de poutre $w_3(L_s)$ sous la forme implicite w).

$$F = \frac{Cste_3}{Cste_1} w - \frac{Cste_2}{Cste_1} u_p \quad (V.52)$$

On dérive l'EQ. V.52 que l'on va ensuite réinjecter dans l'équation électrique (EQ. V.49).

$$i = \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_3}{Cste_1} \dot{w} + \left(\frac{Cste_5}{Cste_6} - \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_2}{Cste_1} \right) \dot{u}_p \quad (V.53)$$

Cela permet d'obtenir le système suivant :

$$\begin{aligned} F &= \frac{Cste_3}{Cste_1} w - \frac{Cste_2}{Cste_1} u_p \\ i &= \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_3}{Cste_1} \dot{w} + \left(\frac{Cste_5}{Cste_6} - \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_2}{Cste_1} \right) \dot{u}_p \end{aligned} \quad (V.54)$$

Ce système est presque identique à celui présenté par [Badel - 2005]. Cependant, la discontinuité de la fibre neutre entre la partie 2 et 3 fait que de nouveaux termes sont introduits dans les deux équations, avec pour conséquence le fait que

$Cste_2/Cste_1 \neq (Cste_4 \cdot Cste_3)/(Cste_6 \cdot Cste_1)$. En d'autres termes, dans notre cas, le facteur de force α prend deux valeurs différentes suivant si on le calcule dans la première équation ou bien dans la seconde. On ne peut donc pas utiliser directement le système utilisant les constantes K , α et C_0 .

Néanmoins, lors des applications numériques (et en particulier en introduisant des valeurs s'approchant au plus près du buzzer piézoélectrique), nous nous sommes aperçus qu'en réalité la fibre neutre ne présente qu'une discontinuité très minime entre la partie 2 et 3. En poursuivant les calculs des constantes $Cste_x$, il s'avère que finalement $Cste_2/Cste_1$ est quasiment équivalent à $(Cste_4 \cdot Cste_3)/(Cste_6 \cdot Cste_1)$ (moins de 1% de différence relative entre les deux valeurs dans la très grande majorité des cas). Bien que notre système soit au final très proche de l'écriture habituelle, nous conserverons malgré tout l'écriture sous forme de $Cste_x$, dans la suite des simulations.

Ce système d'équations permet donc de déterminer l'état du système à n'importe quel instant pourvu que l'on ait connaissance des valeurs des grandeurs à l'instant précédent (à cause de la dérivée). Il n'est pas possible de pousser le raisonnement analytique plus loin sans faire quelques suppositions. Par exemple, si la force d'excitation est sinusoïdale, les équations ci-dessus peuvent être résolues en passant dans le domaine de Laplace. Cependant, nous ne pouvons faire cette supposition dans notre cas, puisque la force extérieure appliquée au système est proportionnelle à la force magnétique, qui varie brutalement (lors de l'ouverture et / ou fermeture du générateur). La solution consiste alors à effectuer une résolution numérique temporelle en imposant les conditions initiales du système. C'est ce que nous ferons dans la dernière section de ce chapitre.

V.2.7 Confrontation entre modèle analytique et mesures

Avant d'aborder l'optimisation du prototype, nous allons brièvement confronter les valeurs de K , α et C_0 mesurées sur le prototype au chapitre précédent et celles que nous pouvons extraire du modèle ci-dessus. Cependant, il faut garder à l'esprit que notre modèle est valable uniquement pour une poutre. Nous ne pourrions donc pas obtenir exactement les mêmes résultats entre la simulation analytique (poutre) et les mesures effectuées (croix maltaise). Néanmoins, il doit être possible d'obtenir les mêmes ordres de grandeur avec les hypothèses que nous avons posées au départ de la modélisation.

Pour rappel, la première approximation que nous avons fait concernait la forme. Nous avons supposé que notre prototype était équivalent à une poutre de largeur constante. Nous avons estimé que cette largeur était le double de la largeur d'un bras de la croix au niveau de la couche piézoélectrique (cf. FIG. V.16). De même, nous avons supposé que les circuits magnétiques cylindriques étaient grossièrement équivalents à des masses parallélépipédiques. Nous avons également symétrisé la structure. Il en découlait les grandeurs suivantes :

- $b = 10$ mm
- $L_s = 22$ mm

- $L_p = 12,5 \text{ mm}$
- $L_m = 7 \text{ mm}$
- $h_s = 0,085 \text{ mm}$
- $h_p = 0,1 \text{ mm}$
- $h_m = 1 \text{ mm}$

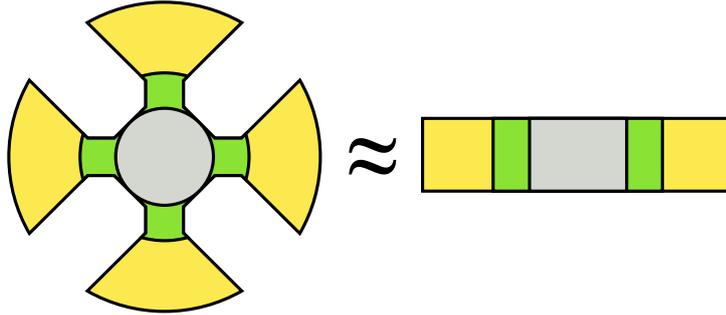


FIGURE V.16 – Approximation de la croix maltaise par une poutre de largeur double

À ces données, il faut également ajouter les caractéristiques des matériaux. Malheureusement, ces données n'étaient pas présentes dans la documentation du buzzer piézoélectrique. Nous avons donc sélectionné des valeurs trouvées dans la littérature. Ces valeurs ne sont donc sans doute pas exactement identiques aux vraies propriétés du prototype, mais nous le répétons à nouveau, le but ici est de vérifier que les valeurs calculées sont du même ordre de grandeur que celles que nous avons pues mesurer. Nous avons donc choisi les valeurs suivantes :

- $Y_s = 100 \text{ GPa}$
- $e_{31} = -6,71 \text{ N.C}^{-1}$
- $\epsilon_{33} = 1,20 \cdot 10^{-8} \text{ F.m}^{-1}$
- $c_{11} = 8,57 \cdot 10^{10} \text{ N.m}^{-2}$
- $Y_m = 220 \text{ GPa}$

Cela permet donc de déterminer les différentes constantes du modèle :

$$\begin{aligned}
 \frac{Cste_3}{Cste_1} &= 495,17 \text{ N.m}^{-1} \\
 \frac{Cste_2}{Cste_1} &= -1,2134 \cdot 10^{-4} \text{ N.V}^{-1} \\
 \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_3}{Cste_1} &= -1,2133 \cdot 10^{-4} \text{ N.V}^{-1} \\
 \left(\frac{Cste_5}{Cste_6} - \frac{Cste_4}{Cste_6} \cdot \frac{Cste_2}{Cste_1} \right) &= 15,07 \text{ nF}
 \end{aligned} \tag{V.55}$$

On constatera au passage qu'il est légitime de considérer, dans ce cas là, que $Cste_2/Cste_1 \approx (Cste_4 \cdot Cste_3)/(Cste_6 \cdot Cste_1)$.

Du fait de la symétrie, ces valeurs doivent être multipliées par deux pour être comparées aux résultats expérimentaux. Les valeurs sont comparées dans le TAB V.1.

	K [N.m ⁻¹]	α [N.V ⁻¹]	C_0 [nF]
Mesures	593, 31	-7, 5.10 ⁻⁴	20
Maple	990, 34	-2, 43.10 ⁻⁴	30, 14

TABLE V.1 – Comparaison des ordres de grandeur pour deux géométries proches

Ces résultats sont relativement proches compte tenu des hypothèses que nous avons dues prendre. Il est probable qu'on aurait obtenu des résultats encore plus concordants si les mesures avaient été réalisées sur une poutre (au lieu d'une croix) dont on connaissait parfaitement les propriétés. Cette seconde vérification reste à faire et constituera la suite logique de cette thèse.

V.2.8 Optimisation du placement de la couche piézoélectrique

Cette première comparaison étant encourageante, nous allons tenter à présent de déterminer quelles devraient être les dimensions optimales (longueur et épaisseur) de la couche piézoélectrique afin de générer la tension la plus importante possible pour un déplacement donné.

Pour ce faire, nous allons revenir aux EQ. V.54 et nous allons supposer que nous sommes en circuit ouvert. Dans ces conditions, le système précédent se simplifie puisque le courant, i , est nul. Ce qui conduit à :

$$\dot{u}_p = \frac{Cste_4 \cdot Cste_3}{Cste_5 \cdot Cste_1 - Cste_4 \cdot Cste_2} \dot{w} \quad (\text{V.56})$$

On peut à présent l'intégrer pour obtenir une relation linéaire entre la force et la tension piézoélectrique. La constante d'intégration peut être considérée comme nulle grâce aux conditions initiales (tension nulle à l'instant précédent), ce qui nous donne finalement :

$$u_p = \frac{Cste_4 \cdot Cste_3}{Cste_5 \cdot Cste_1 - Cste_4 \cdot Cste_2} w \quad (\text{V.57})$$

Cette équation est importante car elle permet d'obtenir une idée assez précise de la tension piézoélectrique (et donc de l'énergie récupérable) pour un déplacement donné (en circuit ouvert). Cela permet donc, en paramétrant le tout sous Maple, d'obtenir une équation qui peut servir à dimensionner le prototype et à chercher les optima de certaines grandeurs géométriques.

L'optimisation s'effectue pour une géométrie particulière et des propriétés de matériaux bien précises. Afin de ne pas se cantonner à un cas purement d'école,

nous allons reprendre les grandeurs utilisées juste avant. La seule différence est que nous avons paramétré trois grandeurs : b , L_p et h_p de la manière suivante :

- b = variable entre 1 et 10 mm
- L_p = variable entre 8 et 21 mm
- h_p = variable entre 0, 1 et 1 mm

Notre modèle étant unidimensionnel (on ne considère que les efforts suivant x), nous avons contrôlé tout d'abord que l'EQ. V.57 ne dépendait pas de la largeur b . Nous avons ensuite fait varier les deux paramètres géométriques caractérisant la couche de matériau piézoélectrique (L_p et h_p) afin de déterminer le placement optimal. Les résultats de cette simulation sont présentés dans la FIG. V.17.

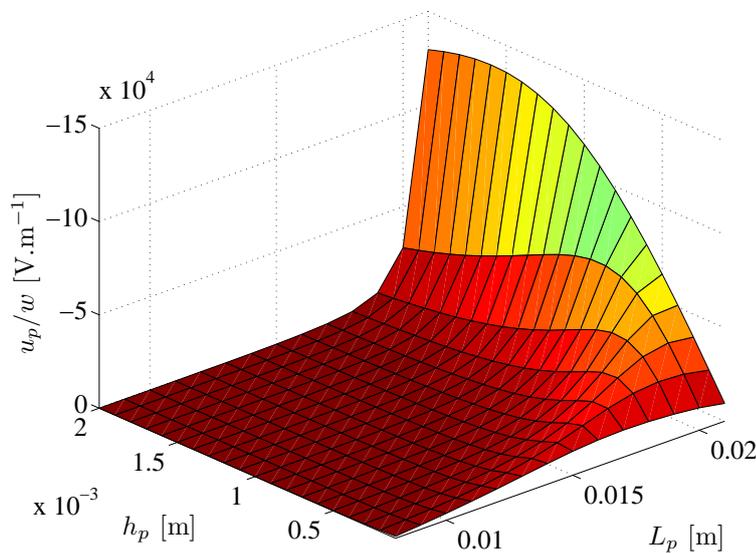


FIGURE V.17 – Recherche de la configuration optimale de la couche piézoélectrique sous Maple

Cette figure est assez dure à analyser. Avant toute chose, il faut noter que le rapport u_p/w est négatif. Nous avons pu constater ce phénomène lors de la confrontation entre résultats expérimentaux et analytiques (α est négatif, tandis que C_0 est positif). On peut aussi le comprendre en conceptualisant qu'à une déformée négative correspond une tension produite positive (définie par convention au début). Quoi qu'il en soit, vu que ce rapport est négatif, il faut en réalité chercher un minimum afin d'obtenir le meilleur système. Néanmoins, pour le confort de lecture, nous avons inversé l'axe présentant u_p/w pour la FIG. V.17 et les suivantes.

Afin de déterminer l'optimum, nous allons procéder en deux étapes. Tout d'abord nous allons analyser l'influence de la longueur de la couche piézoélectrique sur la position du minimum. Pour ce faire, nous avons représenté le rapport u_p/w en fonction de L_p pour des épaisseurs croissantes de piézoélectrique (cf. FIG. V.18).

On constate donc que lorsqu'on augmente l'épaisseur, l'optimum qui était localisé aux environs de $L_p = 17$ mm pour $h_p = 100 \mu\text{m}$ se déplace en direction du

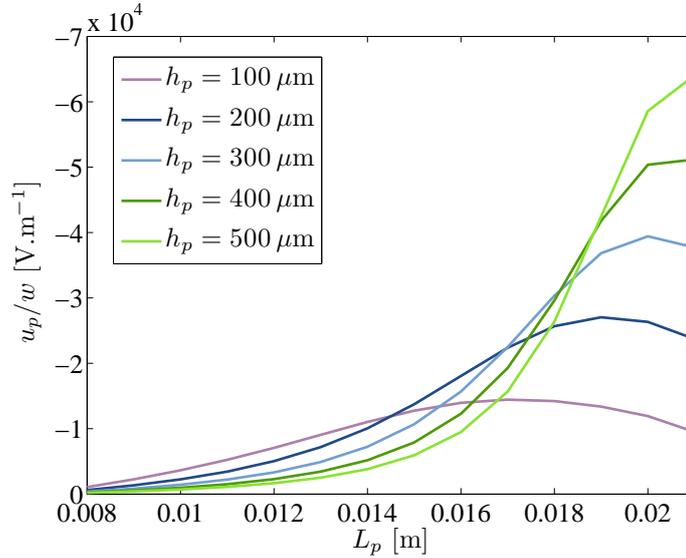


FIGURE V.18 – Déplacement de l'optimum en fonction de L_p pour des épaisseurs diverses

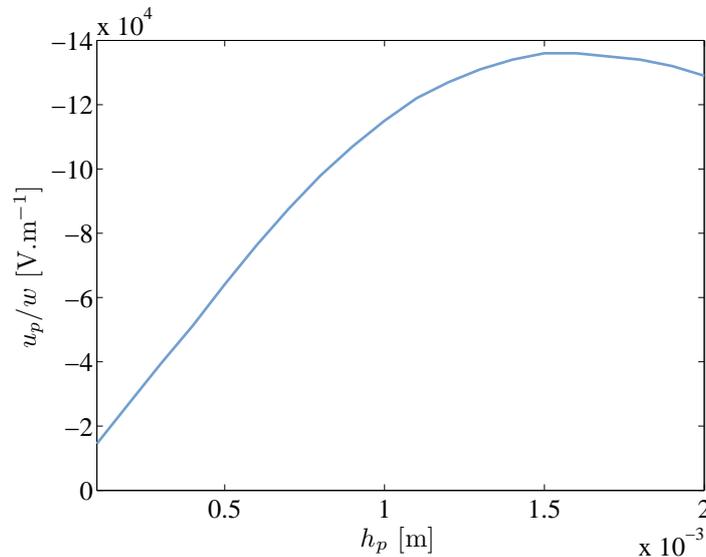
bout de poutre. Dès que l'épaisseur dépasse les $400 \mu\text{m}$, il faut que la couche de PZT soit la plus longue possible. Ce résultat n'était pas évident puisqu'il va à l'encontre de ce que l'on entend généralement pour les poutres encastree-libre avec patch de piézo à l'encastrement. En effet, dans cette configuration, on recommande habituellement de ne recouvrir qu'un tiers de la poutre.

Dans notre cas, recouvrir deux tiers de la poutre (n'oublions pas que notre couche de PZT s'étend elle depuis le centre de la structure) permet d'obtenir le système optimum que pour une couche très fine de $100 \mu\text{m}$. Dès lors que cette couche augmente, on a tout intérêt à allonger la couche pour obtenir un meilleur rapport.

Une fois cette longueur optimale déterminée, on peut s'intéresser à chercher l'épaisseur qui optimise le rapport u_p/w . Ces résultats sont présentés dans la FIG. V.19.

Cette courbe permet de mettre en évidence l'existence d'une épaisseur optimale permettant d'obtenir le meilleur rapport u_p/w possible. Cette épaisseur vaut dans le cas présent $1,6 \text{ mm}$. Pour cette valeur d'épaisseur, l'optimum est atteint lorsque la couche piézoélectrique couvre la maximum de la longueur de la poutre ($L_p = 21 \text{ mm}$).

L'optimisation que nous venons de mener reste néanmoins assez grossière (calcul du rapport u_p/w pour plusieurs couples de valeurs (h_p, L_p)). Cependant, comme les équations sont entièrement paramétrées sous Maple, on peut envisager une recherche de l'optimum de manière plus précise. Il est également possible de faire varier les autres paramètres (dimensions ou propriétés physiques). Pour des raisons de temps, nous n'avons pas poussé plus loin la recherche de la structure optimale.


 FIGURE V.19 – Rapport u_p/w optimal en fonction de h_p

V.2.9 Comparaison avec Ansys

Nous allons terminer cette partie consacrée à la modélisation mécano-électrique en comparant les résultats que nous avons obtenus à ceux de simulations réalisées à l'aide du logiciel d'éléments finis Ansys.

Nous avons donc transposé notre structure sous Ansys, en utilisant les mêmes dimensions et les mêmes propriétés des matériaux. Comme lors de l'optimisation analytique, nous avons paramétré les trois grandeurs suivantes : b , L_p et h_p :

- b = variable entre 1 et 10 mm
- L_p = variable entre 8 et 21 mm
- h_p = variable entre 0,1 et 1 mm

La FIG. V.20 présente le résultat d'une de ces simulations, avec $b = 10$ mm, $L_p = 12$ mm et $h_p = 0,1$ mm. La masse centrale n'est quasiment pas déformée (ce qui est normal), de même que les deux parties recouvertes de PZT. En contrepartie, les deux bras en laiton concentrent eux la majorité des déformations ainsi que des contraintes. Ces effets correspondent à ce que l'on a pu voir expérimentalement et témoignent du fait que notre structure (dans sa composition) est loin d'être la plus adaptée.

En revenant à l'ensemble des simulations, nous avons ensuite analysé l'effet de la largeur variable sur le rapport u_p/w . Avec notre modèle analytique, nous avons constaté que ce paramètre n'avait aucune incidence puisque par hypothèse le modèle était unidimensionnel. Ce n'est plus le cas sous Ansys puisque les effets de bords ainsi que les efforts transverses sont pris en compte. Les simulations sous Ansys montrent donc que plus la largeur augmente et plus les résultats s'éloignent de ceux obtenus avec Maple.

Cet effet corrobore les hypothèses faites lors de l'élaboration du modèle ana-

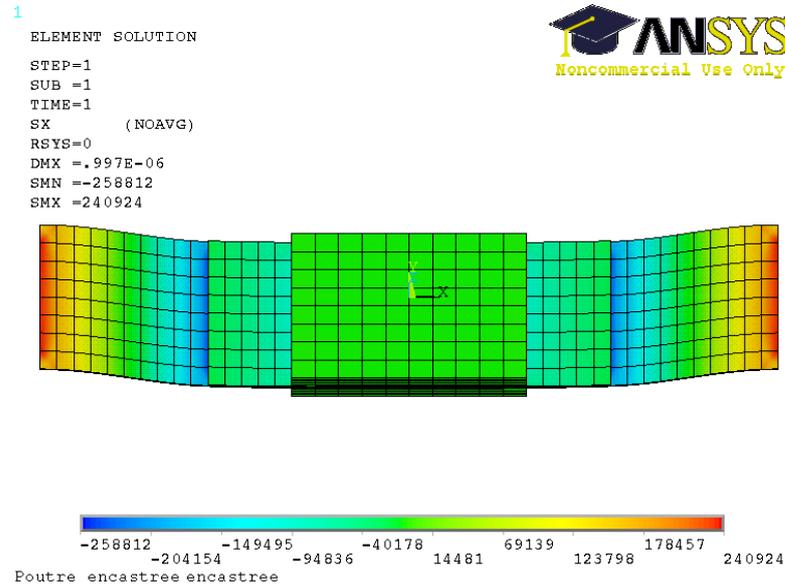


FIGURE V.20 – Déformation résultante et en couleur la contrainte suivant x sous Ansys

lytique puisqu'il est prévu pour fonctionner avec des poutres fines (épaisseur et largeur). Plus on s'éloigne de ces conditions et plus logiquement le modèle analytique perd en précision. On passe ainsi d'une différence de 25 % pour une poutre de 0,1 mm de large à une différence de 45 % pour une poutre de 10 mm. Dans tous les cas, le modèle analytique sous-estime les résultats par rapport à ceux obtenus sous Ansys.

Sans faire la supposition que les résultats donnés par Ansys traduisent parfaitement la réalité, on peut néanmoins estimer qu'ils sont sans doute plus proches des vraies valeurs que les résultats obtenus à l'aide du modèle analytique. Plusieurs raisons peuvent alors expliquer les différences entre les deux simulations. Nous avons vu que la largeur de la poutre est un facteur critique. On peut également citer dans une moindre mesure les effets de bords et l'existence d'efforts suivant y et z .

Devant ces différences, on pourrait être tenté de remettre en question notre modèle analytique. Nous allons montrer à présent que malgré son « imprécision », il reste cohérent avec les résultats obtenus sous Ansys et donc adapté à la recherche de la couche piézoélectrique optimale.

Nous avons donc fixé la largeur de la poutre à 10 mm pour être identique à la structure choisie en début de chapitre (ce faisant nous nous plaçons donc dans le cas le plus éloigné du modèle analytique). Puis, nous avons réalisé des simulations en faisant varier L_p et h_p . Les résultats sont présentés dans la FIG. V.21.

Nonobstant la différence d'amplitude entre les données obtenues sous Maple et sous Ansys, la forme générale de la FIG. V.21 est identique à la FIG. V.17. En particulier la position des optima est globalement identique entre les deux courbes.

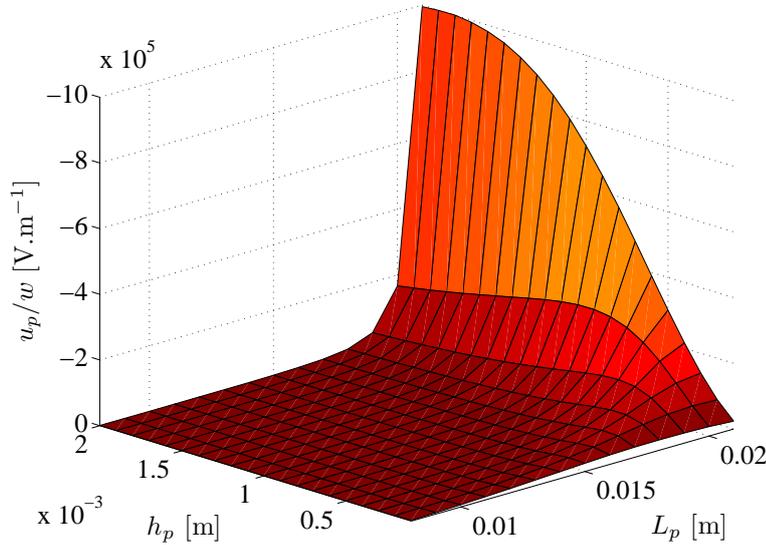


FIGURE V.21 – Recherche de la configuration optimale de la couche piézoélectrique sous Ansys

En conclusion, le travail d'optimisation commencé sous Maple à l'aide du modèle analytique a été confirmé sous Ansys. L'amplitude des résultats diffère - notons tout de même que le modèle analytique sous-estime les résultats obtenus avec Ansys - mais les deux modèles concordent quant aux dimensions optimales que doit avoir la couche piézoélectrique. Ainsi, nous pensons qu'il est légitime d'utiliser notre modèle analytique dans le cadre d'un dimensionnement rapide de prototype (pour information, les valeurs obtenues pour les FIG. V.21 et V.17 ont demandé moins d'une minute sous Maple mais près de 12 h sous Ansys).

V.3 Assemblage des modélisations sous Simulink

Finalement, nous allons conclure ce chapitre en évoquant la simulation globale du système sous Simulink ; notre but avoué lorsque nous avons commencé cette partie dédiée à la modélisation. Nous avons donc assemblé la partie thermo-magnétique et celle mécano-électrique. Le système évoluant de manière dynamique (au cours du temps), nous sommes donc partis de la relation fondamentale de la dynamique appliquée à l'ensemble bimorphe, aimants, circuits magnétiques :

$$\Sigma \vec{F} = \vec{F}_{mag} + \vec{F}_{poutre} - \lambda \dot{w} = m \vec{a} \quad (\text{V.58})$$

\vec{F}_{mag} est la force magnétique, elle dépend du déplacement w et de la température θ . \vec{F}_{poutre} est la force de contre-réaction exercée par la poutre. Elle est égale à $-Kw - \alpha u_p$, soit l'opposé de la force déterminée juste avant. La tension piézoélectrique était obtenue quant à elle à l'aide de la seconde équation du système V.54 et

de la loi d'Ohm (en introduisant donc une résistance de charge). À ces deux forces, nous avons ajouté un terme d'amortissement générique, lié à la vitesse. Le second terme de l'équation comprend quant à lui la masse du système, m , et l'accélération \vec{a} .

Nous avons ensuite implémenté cette formule sous Simulink. Le bouclage temporel s'effectue en intégrant deux fois l'accélération pour obtenir la déformée w à réinjecter dans les blocs des forces. Il faut également ajouter quelques conditions aux blocs intégrateurs afin de tenir compte de la butée mécanique et de son effet sur w . L'ensemble du système n'est pas en soit très compliqué (cf. FIG. V.22).

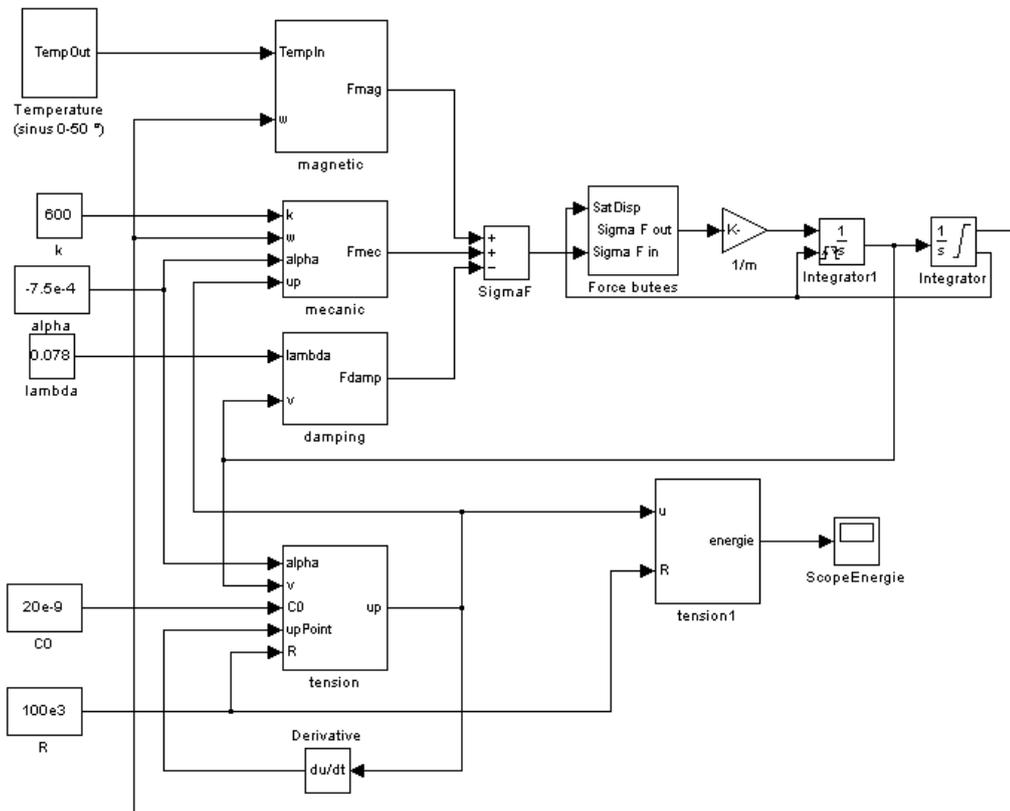


FIGURE V.22 – Modèle du système entier sous Simulink

Le modèle est relativement complet puisqu'il suffit de faire varier la température pour observer une variation de w et par voie de conséquence de u_p . Il tient compte du couplage piézoélectrique et des non-linéarités de la force magnétique. Lorsqu'on franchit le seuil de température haut, le système s'ouvre et oscille, lorsqu'il franchit le seuil bas, il se ferme.

Le dernier test à réaliser consistait à y introduire les données extraites au CHAP. IV (K , α , C_0 et λ) ainsi que la force magnétique calculée au CHAP. V. Nous avons

également choisi une résistance de charge de $100\text{ k}\Omega$ (puisqu'elle correspondait à l'optimum mesuré). Puis nous avons lancé la simulation.

Les résultats ont été très satisfaisants puisque d'une part la tension piézoélectrique présentait un comportement assez identique à celui que nous avons pu mesurer, que ce soit au niveau de l'amplitude mais également dans son évolution temporelle. Nous avons également été plus loin en extrayant l'énergie électrique générée. La valeur trouvée à l'aide de Simulink se situait aux alentours de $30\text{ }\mu\text{J}$ lors de l'ouverture et de $5\text{ }\mu\text{J}$ lors de la fermeture. Ces deux valeurs sont très similaires à celles déterminées expérimentalement avec le prototype, ce qui nous conforte dans la validité de ce modèle global.

Nous n'avons pas poussé l'étude plus avant faute de temps, mais les bases sont là pour vérifier différents effets : influence et optimisation des paramètres sur le comportement global du système, détermination de la résistance optimale de charge...

V.4 Conclusion

Ce chapitre termine cette thèse en approfondissant la problématique de la modélisation abordée au CHAP. III. D'un modèle très simplifié permettant de prédire le comportement général du générateur, nous nous sommes dirigés vers un modèle plus raffiné permettant à la fois d'extraire les grandeurs d'un système (déplacement et tension piézoélectrique) mais également d'optimiser une structure.

Pour ce faire, nous avons, dans un premier temps, caractérisé l'échantillon de FeNi afin d'extraire ces propriétés magnétiques, que nous avons ensuite modélisées à l'aide du modèle en arctangente. Une fois en possession de ces données, nous sommes passés à la simulation numérique du couplage thermo-magnétique à l'aide de la méthode des moments magnétiques et du logiciel Locapi, ce qui nous a permis de dresser une cartographie de la force magnétique en fonction de la température et de la distance entre la partie mobile du générateur et l'échantillon en FeNi.

En parallèle, nous avons développé un modèle analytique afin de retranscrire le couplage mécano-électrique s'effectuant au sein d'un bimorphe piézoélectrique. Ce modèle est basé sur la théorie des poutres à la manière d'Euler-Bernoulli à laquelle nous avons ajouté les aspects piézoélectriques. Cette approche est originale car elle aborde la problématique des multi-couches à longueurs différentes. Elle nous a permis finalement d'aboutir à un système d'équations traduisant le couplage entre force appliquée au système, déplacement et tension piézoélectrique. Une première vérification a été effectuée en comparant les résultats du modèle analytique à ceux obtenus expérimentalement et en obtenant les mêmes ordres de grandeur. Nous avons ensuite montré que notre modèle était adapté au dimensionnement et à l'optimisation de structures en obtenant des résultats cohérents avec ceux donnés à l'aide d'Ansys.

Finalement, nous avons réuni sous Simulink la partie thermo-magnétique et celle mécano-électrique. Cette approche nous a permis de simuler de manière glo-

bale le comportement du générateur en ne faisant varier comme grandeur d'entrée que la température. Sachant que le CHAP. IV nous avait permis d'extraire les paramètres importants de notre prototype en forme de croix maltaise, nous avons ensuite rentré ces paramètres dans notre simulation globale. Nous avons ainsi pu vérifier que notre approche numérique nous permettait d'obtenir des résultats identiques aux mesures expérimentales : tension de sortie du générateur, énergie. . .

Ce dernier chapitre a permis de poser de nombreuses bases quant à la modélisation d'un générateur complexe mêlant thermique, magnétisme et piézoélectricité. Ces bases offrent la possibilité d'optimiser la structure (dimensions, propriétés des matériaux. . .) et également de simuler son comportement. L'approche développée au cours de ce chapitre permet donc d'envisager sereinement la conception d'un nouveau prototype (à l'échelle micrométrique par exemple).

Conclusion et perspectives

Cette thèse avait originellement pour ambition de s'intéresser à la récupération d'énergie et, en particulier, à la récupération de variations temporelles de température. Le but était, à partir de cette énergie générée, d'être en mesure d'alimenter un nœud afin qu'il transmette des informations. Étant donné que le système devait pouvoir fonctionner dans un environnement « humain », le cahier des charges imposait donc que la température évolue de manière lente, avec une faible amplitude et autour de la température ambiante (soit quelques degrés sur plusieurs heures autour de 25 °C).

À partir de ces pré-requis, nous avons donc passé en revue plusieurs principes physiques, ainsi que les matériaux les mettant en application. Selon les cas envisagés, nous nous sommes heurtés à deux verrous majeurs. Le premier concernait la disponibilité des matériaux (chers, difficiles à obtenir ou à réaliser...). Le second, plus problématique encore, était que la plupart des solutions proposées présentait une dépendance temporelle de leur propriétés. En d'autres termes, dès lors que la température présente des variations lentes, l'énergie électrique générée devient très faible et / ou irrécupérable car automatiquement dissipée sous forme de pertes.

Nous avons donc développé une solution innovante en hybridant des matériaux magnétiques, dont un alliage spécifique de FeNi avec une température de Curie proche de l'ambiante, et un bimorphe piézoélectrique. Afin de s'affranchir de cette dépendance temporelle, il fallait laisser de côté l'idée d'une génération électrique continue avec la variation de température et se rapprocher d'un déclenchement brusque, permettant de concentrer l'énergie lors de seuils de température. L'hybridation magnétique / piézoélectrique a rendu cela possible en créant des forces n'évoluant pas de la même manière et créant donc un système qui passe d'une position à une autre de manière brusque. Durant ces transitions, une énergie est générée qui peut être récupérée.

Concrètement, le système que nous avons envisagé comprend deux positions : fermé et ouvert (cf. FIG. V.23). En supposant que la température initiale est une température « froide », le système a sa position d'équilibre dans la position fermée. En effet, le matériau doux se comporte comme un ferromagnétique et la force magnétique résultante entre les aimants et le FeNi ferme le circuit. Lorsque la température devient chaude, le FeNi perd ses propriétés et la force mécanique de rappel ouvre le circuit. Les transitions sont brusques car les deux forces s'opposant ont des caractères très différents : celle mécanique est linéaire (en première

approximation et en petites déformations) tandis que la magnétique ne l'est pas du tout. La couche piézoélectrique traduit ensuite ces déformations brutales en électricité.

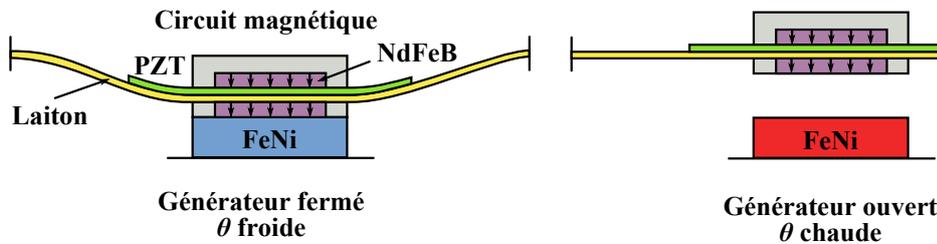


FIGURE V.23 – Les deux positions de notre générateur

Nous avons ensuite mis en œuvre ce principe en construisant différents générateurs. Ces générateurs étaient basés sur un buzzer piézoélectrique, découpé suivant plusieurs formes, ce qui permettait d'obtenir des générateurs facile à construire et peu chers. En contrepartie, la qualité des matériaux n'était pas très bonne et le placement de la couche piézoélectrique pas forcément optimale. Afin de limiter ces inconvénients au maximum, nous avons mis au point un prototype ayant la forme d'une croix maltaise. La caractérisation subséquente du générateur a permis de déterminer ses paramètres constitutifs et également les niveaux d'énergie générés. Sur résistance optimale, notre générateur est capable de produire $30 \mu\text{J}$ lors de l'ouverture et $5 \mu\text{J}$ lors de la fermeture.

Durant les derniers mois, nous avons mis au point une modélisation globale du générateur. Cette modélisation a été découpée en deux parties. Tout d'abord, nous avons étudié l'aspect thermomagnétique, c'est-à-dire de quelle manière la variation de température modifie le FeNi et comment ces modifications influent sur la force magnétique. Cette première partie a mélangé mesures expérimentales afin d'obtenir les caractéristiques de notre alliage, choix d'un modèle pour représenter ces valeurs et enfin simulation numérique à l'aide de la méthode des moments magnétiques pour déterminer la force magnétique résultante.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la modélisation du bimorphe piézoélectrique. Nous avons repris l'approche d'Euler-Bernoulli concernant la mécanique des poutres que nous avons complétée avec le couplage piézoélectrique. Nous avons ensuite innové en traitant des poutres multi-couches à longueurs non-identiques et en proposant la modélisation d'une structure particulière. Ce modèle a été confronté aux résultats obtenus expérimentalement et donnait des valeurs assez similaires. Nous en avons donc profité pour déterminer quelles devaient être les dimensions optimales de la couche de PZT avec la structure que nous avons choisie. Ces résultats ont été comparés à ceux de simulations réalisées sous Ansys. Des écarts assez importants au niveau des valeurs ont été observés mais la position des optimums étaient identiques. Nous en avons conclu que notre modèle analytique était valable pour dimensionner rapidement un générateur.

Pour terminer, nous avons rassemblé ces deux parties sous Simulink et nous y avons incorporé les valeurs extraites durant la caractérisation du prototype en forme de croix maltaise. Nous avons ensuite vérifié que les résultats expérimentaux concordaient avec ceux obtenus par simulation. La tension piézoélectrique présentait bien la même forme caractéristique lors de l'ouverture et de la fermeture, son amplitude était également similaire. Mais le plus important était que les énergies générées étaient quasiment identiques.

En conclusion, ces travaux de thèse ont rempli les objectifs fixés initialement. Nous avons validé l'exploitation des variations lentes de température comme « nouvelle » source pouvant servir à la récupération d'énergie. Nous avons réalisé un prototype capable de fonctionner avec une telle source et pouvant générer de l'électricité au dépassement de certains seuils. Les énergies générées sont pour le moment inférieures au niveau minimal requis pour l'alimentation d'un nœud mais restent suffisamment proches pour laisser espérer remplir cette condition rapidement. Enfin, nous avons mis en place des bases théoriques afin de simuler de manière globale le générateur. Cette simulation peut à la fois être utilisée pour prédire le comportement de la structure mais également pour réfléchir à son optimisation.

Perspectives : Cette thèse a ouvert de nombreuses perspectives. En ayant montré que la récupération des variations temporelles de température était possible, nous espérons que de nouveaux principes, de nouvelles structures seront explorés afin d'enrichir ce champ d'applications. En particulier, les matériaux à retournement d'aimantation en surface nous semblent une voie prometteuse. Nous n'avons jamais réussi à obtenir l'alliage adéquat (le « fameux » vicalloy), mais les résultats montrés laissent présager des résultats intéressants.

En revenant aux concepts que nous avons développés et appliqués dans cette thèse, de nombreux points peuvent être améliorés. L'une des problématiques contre laquelle nous avons lutté était la « mauvaise » qualité des buzzers piézoélectriques ou plutôt le fait qu'ils n'étaient pas conçus pour ce qu'on voulait en faire. Cet inconvénient pourra être résolu en créant des bimorphes adaptés et dimensionnés pour la génération. Nous ne pouvons donc que souhaiter que la collaboration qui s'initie avec Ferroperm, fabricant de piézoélectrique en couches minces, soit la plus fructueuse possible.

Faute de temps les comparaisons avec Ansys et sous Simulink ont été réduites au simple minimum. Il nous semble évident qu'il reste encore de nombreuses choses à explorer à ce niveau là. En particulier, il serait intéressant de comprendre d'où viennent exactement les différences entre notre modèle mécanico-électrique et les données fournies par Ansys. Ces données gagneraient également à être comparées à une vraie poutre multi-couches, ce qui permettraient de trancher définitivement sur qui est le plus juste. De même, la simulation globale peut être exploitée bien plus en profondeur, nous n'avons fait qu'effleurer la surface des possibilités offertes.

Enfin, toute la partie concernant l'électronique de conversion de l'énergie n'a pas été abordée au cours de cette thèse puisque nous nous sommes contentés d'utiliser

une charge purement résistive. Cette charge ne représente qu'imparfaitement le reste du circuit et n'est pas forcément l'élément le mieux adapté pour récupérer le plus d'énergie du générateur. D'autres techniques permettent d'extraire plus d'énergie. En particulier, nous pensons à la commutation synchronisée qui permet généralement d'obtenir de meilleurs résultats. Cette partie reste donc à explorer que ce soit expérimentalement ou numériquement en l'intégrant à notre simulation globale sous Simulink.

Annexe A

Un micro-contrôleur plus économe en veille

Lors de l'étude théorique du budget énergétique d'un nœud, nous avons le choix entre deux micro-contrôleurs : l'ATmega 644 d'Atmel et l'EM6919 de chez EM Microelectronic. L'un était plus économe en veille, tandis que l'autre se comportait mieux en fonctionnement. Nous avons sélectionné ce dernier en faisant la supposition que le temps de fonctionnement était suffisant pour réaliser des économies. Néanmoins, si le rapport cyclique penche dans l'autre sens, il peut être plus intéressant de sélectionner l'ATmega 644. Dans cette annexe, nous allons vérifier ce comportement et estimer à partir de quel point il vaut mieux choisir l'un ou l'autre.

Nous allons commencer par un petit récapitulatif des caractéristiques des deux micro-contrôleurs. L'EM6919 consomme en veille $0,65 \mu\text{A}$ sous $0,9 \text{ V}$ et $4 \mu\text{A}$ lorsqu'il est en fonctionnement. L'ATmega 644 d'Atmel est plus performant en veille puisqu'il ne nécessite que $0,1 \mu\text{A}$ sous $1,8 \text{ V}$. Par contre, en fonctionnement avec ses $240 \mu\text{A}$ il est moins intéressant que les $4 \mu\text{A}$ du EM6919. Ces données sont rassemblées dans le TAB A.1).

Contrôleur	Tension (V)	Puiss. (μW) dormant	Puiss. (μW) actif
EM6919	0,9	0,59	3,2
ATmega 644	1,8	0,18	432

TABLE A.1 – Caractéristiques des deux micro-contrôleurs

Nous avons ensuite calculé la puissance moyenne des micro-contrôleurs pour différentes valeurs de rapport cyclique. La puissance moyenne s'obtient à l'aide de l'équation suivante : $P_{moy} = x \times P_{actif} + (1 - x) \times P_{dormant}$, où x représente le rapport cyclique. Les résultats de ces calculs est représenté dans la FIG. A.1.

Les deux micro-contrôleurs sont à peu près équivalent pour un rapport cyclique de 1.10^{-3} . Si on considère que la durée de la phase active est de 20 ms (comme dans

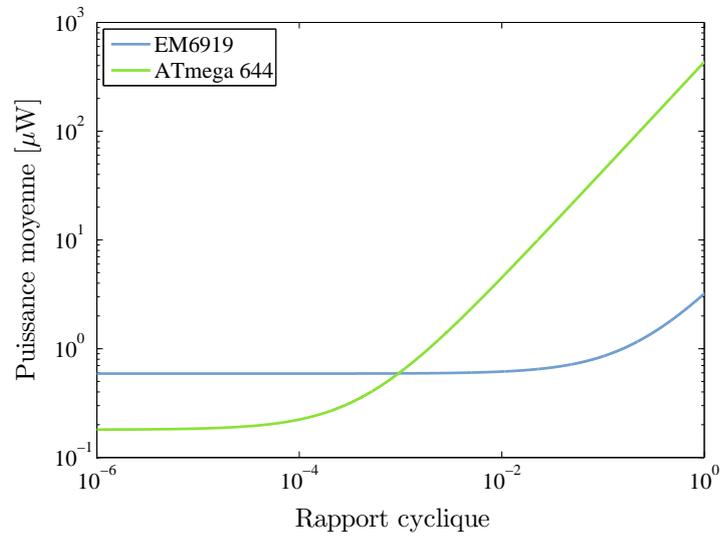


FIGURE A.1 – Puissance moyenne en fonction du rapport cyclique

le manuscrit), la durée totale d'un cycle est donc de 20 s. Suivant si la durée réelle de l'intervalle séparant deux transmissions est supérieure ou non à cette valeur, on choisira donc le micro-contrôleurs correspondant.

Annexe B

Caractérisation magnétique d'un échantillon de FeNi

La caractérisation de l'échantillon de FeNi TC760 a été réalisée au sein du G2Elab sur un banc de mesure comprenant un fluxmètre de précision. Le fluxmètre comme son nom l'indique est un instrument dédié à la mesure de la variation de flux magnétique, ϕ . La mesure du flux permet de remonter jusqu'à la valeur de l'induction magnétique B . Dès lors, il suffit de mesurer le flux pour plusieurs champs d'excitation et l'on obtient une courbe $B(H)$. Un bain d'huile thermostaté (non représenté) complète le banc afin d'évaluer les caractéristiques de l'échantillon pour plusieurs températures. La FIG. B.1 présente sous forme schématique le banc utilisé.

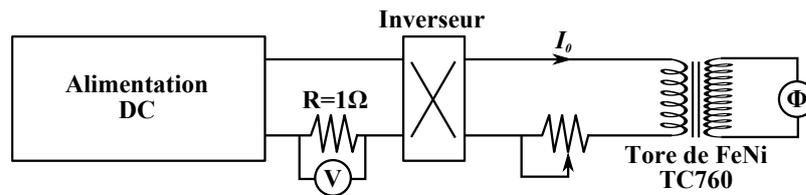


FIGURE B.1 – Banc de caractérisation de l'alliage FeNi

B.1 Principe de la mesure

La mesure est assez simple. On fait circuler un courant dont l'amplitude varie entre $-i_0$ et $+i_0$ dans le bobinage primaire du tore, ce qui donne naissance à un champ magnétique H à l'intérieur du tore. Ce champ magnétique varie lui aussi entre un minima $-H_{eff}$ et un maxima $+H_{eff}$. Au secondaire, on observe donc une variation de tension. C'est cette tension qui est intégrée par le fluxmètre afin de déterminer la variation de flux magnétique $\Delta\phi$. De cette dernière, on déduit ensuite la variation d'induction magnétique ΔB .

Sachant que l'on souhaite tracer des caractéristiques $B(H)$, il faut donc déterminer l'induction pour plusieurs valeurs du champ d'excitation. Cela s'obtient en imposant des valeurs différentes du courant i_0 . Le théorème d'Ampère permet de lier la valeur du courant à celle du champ d'excitation créé par le bobinage primaire dans le tore :

$$i_0 = H_{eff} \frac{L_{moy}}{N_1} \quad (\text{B.1})$$

où i_0 est le courant circulant dans le primaire, mesuré à l'aide d'un voltmètre et de la résistance de 1Ω , L_{moy} le périmètre moyen du tore et N_1 le nombre de spires de l'enroulement primaire. Les mesures antérieures réalisées par Mavrudieva [2007] dans sa thèse sur d'autres échantillons de FeNi nous ont permis de déterminer qu'un champ de 2000 A/m était plus que suffisant pour atteindre la saturation. Cela permet donc de dimensionner N_1 une fois la géométrie du tore fixée.

Au secondaire, le flux est lié à l'induction par la relation :

$$\Delta\phi = N_2 \cdot S \cdot \Delta B \quad (\text{B.2})$$

où N_2 est le nombre de spires de l'enroulement secondaire et S la surface à travers laquelle passe le flux magnétique. Le fluxmètre nous fournit directement la valeur de la variation de flux. Par ailleurs, comme le champ passe de $-H_{eff}$ à $+H_{eff}$ (cf. FIG. B.2), la variation d'induction est égale à $B_0 - (-B_0) = 2B_0$ si l'on considère que B_0 est la valeur obtenue pour un certain champ H_{eff} . On peut donc réécrire l'EQ. B.2 sous la forme :

$$\Delta\phi = 2 \cdot N_2 \cdot S \cdot B_0 \quad (\text{B.3})$$

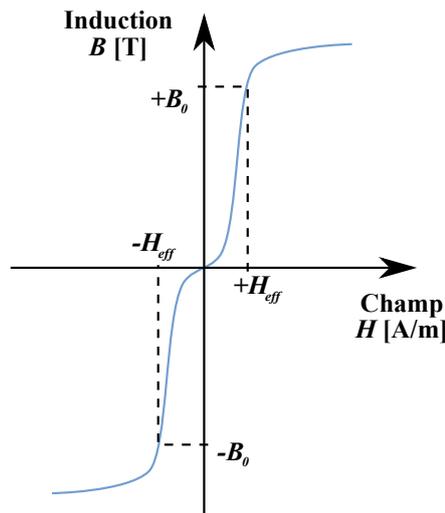


FIGURE B.2 – Courbe d'aimantation

Il ne reste dès lors plus qu'à inverser le courant circulant dans le circuit et à noter le résultat du fluxmètre pour réaliser un point de mesure. Le procédé est répété pour chaque valeur de champ souhaité ainsi que pour toutes les températures.

B.2 Dimensionnement du tore de TC760

Le dimensionnement d'un tore consiste généralement à déterminer L_{moy} , S et à calculer le nombre de spires nécessaires N_1 et N_2 pour les deux enroulements. Dans notre cas, nous avons procédé un peu à l'envers de la progression logique puisque nous avons bobiné le tore en espérant avoir un nombre de spires suffisant à la fois pour l'excitation et pour la mesure. Cette démarche inverse était due au fait que nous avons une quantité limitée de FeNi et que nous ne pouvions donc pas avoir toute latitude lors de la réalisation du tore.

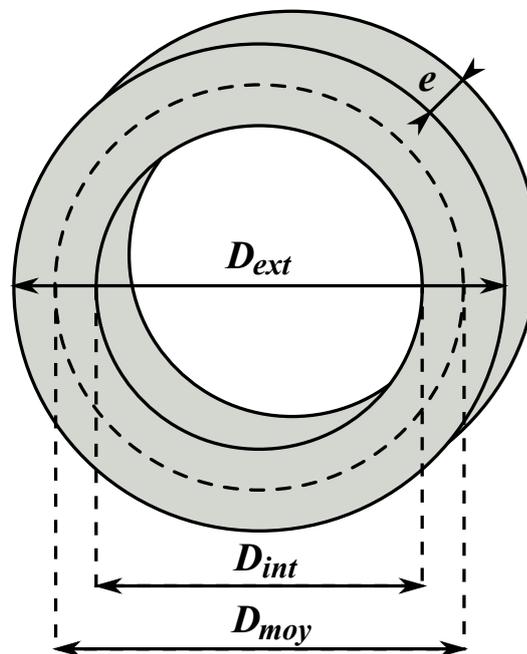


FIGURE B.3 – Schéma du tore de TC760

La FIG. B.3 propose une vue schématique du tore. Ses dimensions sont les suivantes : $D_{ext} = 45$ mm, $D_{int} = 35$ mm, $D_{moy} = 40$ mm. La longueur moyenne est donc de $40\pi = 125,66$ mm. L'épaisseur du tore est $e = 4$ mm, ce qui donne donc une section $S = 20$ mm².

Abordons à présent le dimensionnement du bobinage. Le secondaire ne pose pas spécialement de problème, il suffit juste d'obtenir un nombre de spire suffisamment important pour faciliter la détection par le fluxmètre. Dans notre cas, nous avons $N_2 = 197$.

Le primaire pose par contre un problème à cause de l'intensité du courant passant dedans. En effet, si l'on souhaite monter jusqu'aux environs de 2000 A/m et que l'on suppose un nombre de spires égal à 100, le fil doit pouvoir supporter un ampérage de 2,5 A. Cette forte intensité a également pour effet d'échauffer le fil (plus ou moins suivant sa résistance interne). Or, il faut à tout pris éviter

d'introduire une modification de la température puisque l'on cherche justement à effectuer des mesures à température constante.

Pour remédier à cela nous avons donc mis en place plusieurs parades. La première repose sur le choix de fil de Litz pour le primaire. Le fil de Litz est *a priori* recommandé pour les applications à haute, mais celui que nous avons utilisé propose aussi des propriétés intéressantes même à basse fréquence comme une excellente isolation thermique du fil (la chaleur ne diffuse pas / peu à travers son enveloppe). Ce fil nous a permis de réaliser un enroulement de $N_2 = 78$ tours au primaire.

Dans un second temps, nous avons également utilisé un bain d'huile thermostaté ce qui permet d'augmenter l'inertie thermique du système (comparé à une simple étuve). Ce bain d'huile était régulé grâce à un thermocouple interne et nous avons également ajouté un thermocouple entre le bobinage et le tore afin de s'assurer que la température de ce dernier restait constante (variation de l'ordre de $\pm 0,2^\circ$).

Annexe C

Modélisation mécanique d'un bimorphe discontinu encastré-guidé

Nous avons pu voir dans le corps du manuscrit que la modélisation d'une poutre multi-couches discontinues, bien que peu difficile, devenait très rapidement impossible à écrire à cause du très grand nombre de termes composant les équations. En fait, la complexité des équations s'accroît avec le nombre de parties de la poutre et le nombre de couches.

Au cours de notre thèse, nous avons développé plusieurs modèles de poutres, avec une complexité graduelle. Nous présentons dans cette annexe le modèle d'un bimorphe composé de deux couches (une mécanique et une piézoélectrique, la piézoélectrique ne recouvrant pas toute la poutre) encastré-guidé. Il s'agit du dernier modèle que nous avons réussi à développer entièrement à la main (et vérifié à l'aide de Maple). Nous espérons qu'il facilitera la compréhension des différentes étapes nécessaires à l'obtention d'un modèle plus complexe.

Le système considéré est présenté dans la FIG. C.1.

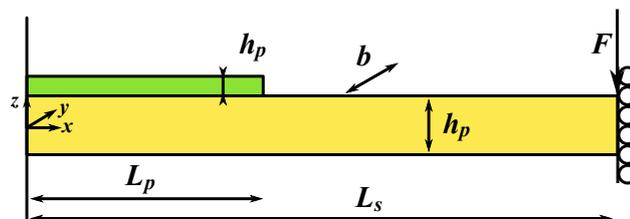


FIGURE C.1 – Repère sur la poutre bicouche

C.1 Hypothèses de départ

Les hypothèses retenues pour la modélisation sont identiques à celles présentées au CHAP. V. Nous tenons néanmoins à souligner le fait qu'ici aussi la poutre se divise en deux parties (avec des géométries différentes) et que par conséquent la fibre neutre est discontinue. Cependant, la couche piézoélectrique ne couvre qu'une seule partie et donc il n'y a pas de différences au niveau du coefficient de force α .

Le schéma qui va nous servir pour les calculs est présenté dans la FIG. C.2. Le repère choisi est identique à celui de la vue générale (cf. C.1) avec notamment l'axe z orienté verticalement et son origine choisie à mi-hauteur de l'épaisseur du support. On pose à présent z_0 comme étant la distance entre l'origine selon z et la fibre neutre.

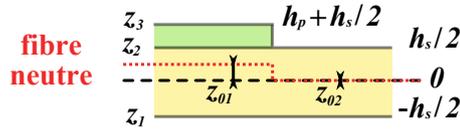


FIGURE C.2 – Représentation schématique de la fibre neutre à l'intérieur du bimorphe asymétrique

Dès lors, la fibre neutre peut être déterminée en résolvant :

Partie 1

$$\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} T_{xs} dz + \int_{\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2} + h_p} T_{xp} dz = 0 \quad (\text{C.1})$$

Partie 2

$$\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} T_{xs} dz = 0 \quad (\text{C.2})$$

Si à présent on intègre le fait que le rayon de courbure, κ , est identique pour tous et qu'il est relatif à la position par rapport à la fibre neutre. On peut écrire que :

$$T_{xs} = Y_s S_x = -Y_s \kappa (z - z_0) \quad (\text{C.3})$$

$$T_{xp} \approx c_{11} S_x = -c_{11} \kappa (z - z_0) \quad (\text{C.4})$$

Si on intègre à présent l'EQ. C.4 dans les EQ. C.1 et C.2, on obtient alors :

Partie 1

$$-\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} Y_s \kappa (z - z_{01}) dz - \int_{\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2} + h_p} c_{11} \kappa (z - z_{01}) dz = 0 \quad (\text{C.5})$$

Partie 2

$$\int_{-\frac{h_s}{2}}^{\frac{h_s}{2}} Y_s \kappa (z - z_{02}) dz = 0 \quad (\text{C.6})$$

Si on résout à présent ces deux équation, on obtient la position de la fibre neutre dans chaque partie.

Partie 1

$$z_{01} = \frac{h_p(h_s + h_p)c_{11}}{2(Y_s h_s + c_{11} h_p)} \quad (\text{C.7})$$

Partie 2

$$z_{02} = 0 \quad (\text{C.8})$$

On peut alors définir les relations entre les coordonnées relatives à la fibre neutre et celles relatives au repère de départ. Il suffit ensuite de remplacer z_0 par sa valeur en fonction de la partie dans laquelle on se trouve (EQ. C.9). :

$$\begin{aligned} z_1 &= -\frac{h_s}{2} - z_0 \\ z_2 &= \frac{h_s}{2} - z_0 \\ z_3 &= h_p + \frac{h_s}{2} - z_0 \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

C.2 Équation du moment fléchissant

L'étape suivante va consister à exprimer le moment fléchissant, \mathcal{M} . Par définition, le moment fléchissant élémentaire s'écrit comme $d\mathcal{M} = -T_x z dA$. Le moment fléchissant sur une section A s'écrit donc comme $\mathcal{M} = -\iint_A T_x z dA$. Dans le cas d'un multi-couches, le moment fléchissant consiste donc en une somme d'intégrales. Le but ici étant de faire apparaître les relations entre le moment fléchissant et la courbure de la poutre.

Partie 1

$$\mathcal{M} = -\int_{z_1}^{z_2} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xs} z dA - \int_{z_2}^{z_3} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xp} z dA \quad (\text{C.10})$$

Partie 2

$$\mathcal{M} = -\int_{z_1}^{z_2} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} T_{xs} z dA \quad (\text{C.11})$$

La résolution de ces équations se fait en utilisant la loi de Hooke pour les couches purement mécaniques. Pour la couche piézoélectrique, on revient aux équations constitutives en écrivant que $T_{xp} = c_{11} S_{xp} - e_{31} E_{zp} = c_{11} S_{xp} - e_{31} D_{zp} / \epsilon_{33} +$

$e_{31}^2 S_{xp} / \epsilon_{33}$. Ensuite, on utilise également la relation entre déformé et courbure et on fait la supposition que la contrainte est nulle suivant l'axe $0y$ ce qui permet de simplifier les équations. Au final, on obtient :

Partie 1

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} &= b\kappa Y_s \int_{z_1}^{z_2} z^2 dz + b\kappa c_{11} \int_{z_2}^{z_3} z^2 dz + be_{31} \int_{z_2}^{z_3} E_z z dz \\
 \mathcal{M} &= b\kappa Y_s \left[\frac{z^3}{3} \right]_{z_1}^{z_2} + b\kappa c_{11} \left[\frac{z^3}{3} \right]_{z_2}^{z_3} + be_{31} \int_{z_2}^{z_3} \frac{D_z - e_{31} S_{xp}}{\epsilon_{33}} z dz \\
 \mathcal{M} &= \frac{b\kappa Y_s}{3} (z_2^3 - z_1^3) + \frac{b\kappa c_{11}}{3} (z_3^3 - z_2^3) + \frac{be_{31}^2}{3\epsilon_{33}} (z_3^3 - z_2^3) + \frac{be_{31} D_z}{\epsilon_{33}} \left[\frac{z^2}{2} \right]_{z_2}^{z_3} \\
 \mathcal{M} &= \kappa \left[Y_s \frac{b(z_2^3 - z_1^3)}{3} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) \left(\frac{b(z_3^3 - z_2^3)}{3} \right) \right] + \frac{e_{31} D_z b}{2\epsilon_{33}} (z_3^2 - z_2^2) \quad (\text{C.12})
 \end{aligned}$$

On remplace z_1 , z_2 et z_3 en utilisant les EQ. C.9.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{M} &= \kappa \left[Y_s \left(\frac{bh_s^3}{12} + bh_s z_0^2 \right) + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) \left(\frac{bh_p^3}{12} + bh_p \left(\frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_0 \right)^2 \right) \right] \\
 &\quad + \frac{e_{31} D_z b}{\epsilon_{33}} bh_p \left(\frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_0 \right) \quad (\text{C.13})
 \end{aligned}$$

On pose :

$$\begin{aligned}
 I_s &= \frac{bh_s^3}{12} & I_p &= \frac{bh_p^3}{12} \\
 A_s &= bh_s & A_p &= bh_p \\
 d_{s1} &= z_{01} & d_{p1} &= \frac{h_p}{2} + \frac{h_s}{2} - z_{01}
 \end{aligned}$$

où I_s et I_p sont les moments d'inertie par rapport au centre de gravité de chaque couche, A_s et A_p sont les sections des deux couches et où d_{s1} et d_{p1} sont les distances entre la fibre neutre et le 0 de l'axe du repère originel. L'EQ. C.13 se simplifie alors en :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s \left(I_s + A_s d_{s1}^2 \right) + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) \left(I_p + A_p d_{p1}^2 \right) \right] + \frac{e_{31} D_z b}{\epsilon_{33}} (A_p d_{p1}) \quad (\text{C.14})$$

On pose :

$$\begin{aligned}
 I_{xs1} &= I_s + A_s d_{s1}^2 & I_{xp1} &= I_p + A_p d_{p1}^2
 \end{aligned}$$

où I_{xs} et I_{xp} sont les moments d'inertie dans les deux matériaux par rapport à la fibre neutre de la structure totale. En remplaçant, on trouve :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s I_{xs1} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) I_{xp1} \right] + \frac{e_{31} D_z b}{\epsilon_{33}} (A_p d_{p1}) \quad (\text{C.15})$$

Or

$$\int_{z_2}^{z_3} E_z dz = -u_p \quad (\text{C.16})$$

Ce qui donne, en utilisant l'EQ. V.7 :

$$\int_{z_2}^{z_3} \left(\frac{D_z}{\epsilon_{33}} + \frac{e_{31}}{\epsilon_{33}} \kappa z \right) dz = -u_p \quad (\text{C.17})$$

On extrait à présent D_z de l'EQ. C.17 et on l'insère dans l'EQ. C.15. On obtient finalement :

$$\mathcal{M} = \kappa \left[Y_s I_{xs1} + \left(c_{11} + \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} \right) I_{xp1} - \frac{e_{31}^2}{\epsilon_{33}} A_p d_{p1}^2 \right] - \frac{e_{31}}{h_p} A_p d_{p1} u_p \quad (\text{C.18})$$

Partie 2 La détermination du moment de flexion est beaucoup plus aisée pour la partie 2. En combinant l'EQ. C.11 à la loi de Hooke, on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= b \kappa Y_s \int_{z_1}^{z_2} z^2 dz \\ \mathcal{M} &= b \kappa Y_s \left[\frac{z^3}{3} \right]_{z_1}^{z_2} dz \\ \mathcal{M} &= \kappa Y_s \frac{b h_s^3}{12} \end{aligned} \quad (\text{C.19})$$

En utilisant la même notation que précédemment ($I_s = b h_s^3 / 12$), on obtient tout simplement :

$$\mathcal{M} = \kappa Y_s I_s \quad (\text{C.20})$$

Afin de simplifier les calculs pour la suite, nous allons réécrire les EQ. C.18 et C.20 sous la forme :

Partie 1

$$\alpha_1 \kappa - \beta_1 u_p = \mathcal{M} \quad (\text{C.21})$$

Partie 2

$$\alpha_2 \kappa = \mathcal{M} \quad (\text{C.22})$$

C.3 Extraction de la déformée

L'étape suivante va consister à remplacer \mathcal{M} et κ pour faire apparaître w , la déformée de la poutre en tout point x et F , la force s'appliquant en bout de poutre. Nous allons commencer par revenir sur la définition de la courbure de poutre, κ . Par définition, on peut écrire :

$$\kappa = \frac{1}{\rho} = \frac{d\gamma}{ds} \quad (\text{C.23})$$

où ρ est le rayon de courbure (distance entre la poutre et le centre de la courbure), $d\gamma$ représente l'angle infinitésimal entre deux normales choisies le long d'une fibre de la poutre, ds est la distance infinitésimale le long de la fibre entre les deux normales (cf. FIG. C.3).

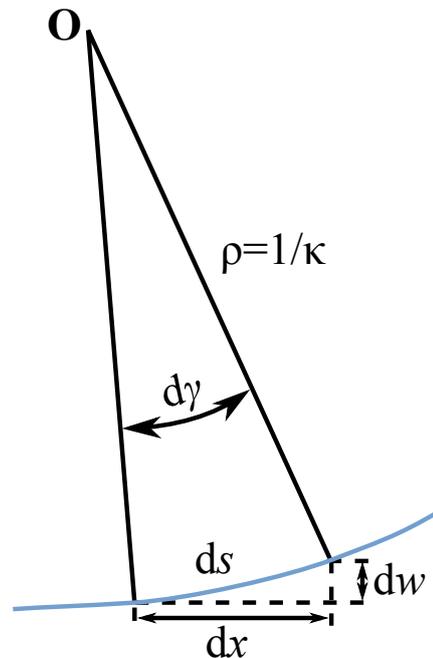


FIGURE C.3 – Vue schématique (et exagérément courbée) de la déformation d'une poutre

Dans le cas des petites déformations, on approxime généralement ds par sa projection horizontale dx . En utilisant la même hypothèse, γ est approximé par dw/dx . On obtient alors la relation classique entre la courbure et la déflexion pour les petites déformations :

$$\kappa = \frac{d^2w}{dx^2} = w'' \quad (\text{C.24})$$

Dans un second temps, nous allons à présent exprimer \mathcal{M} en fonction des forces et des moments agissant sur la poutre. La FIG. C.4 illustre ces grandeurs

sous forme d'une présentation schématique. L'orientation des forces et moments de contre-réaction (symbolisés par une barre sur les flèches des vecteurs) suit la convention de signe habituellement utilisée pour ce genre de calculs : cela veut dire que l'orientation des vecteurs ne suit pas forcément le « sens physique », leur valeur peut donc être négative.

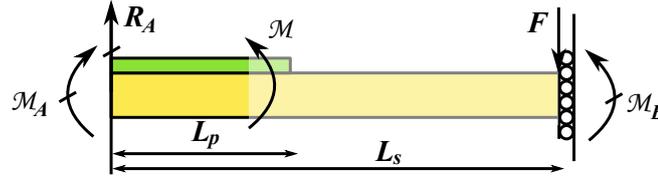


FIGURE C.4 – Présentation des forces et moments interagissant au sein du biomorphe

Du fait des liaisons aux extrémités, la force $\vec{F} = -F_{app} \vec{z}$ appliquée en B génère une force de contre-réaction, $\vec{R}_A = R_A \vec{z}$, en A , ainsi que des moments de contre-réaction \mathcal{M}_A en A et \mathcal{M}_B en B . Pour déterminer ces trois inconnues, nous ne disposons que des deux équations de la statique : l'équilibre des forces et celui des moments. Une inconnue devra donc être déterminée par la suite à l'aide des conditions aux limites et de la continuité du système. Nous choisissons \mathcal{M}_B comme étant cette inconnue. En statique, on aboutit donc aux équations suivantes :

$$R_A = F_{app} \quad (\text{C.25})$$

$$\mathcal{M}_A = \mathcal{M}_B - F_{app} L_s \quad (\text{C.26})$$

Cela nous permet à présent d'exprimer le moment fléchissant \mathcal{M} en un point x comme étant égal à :

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= R_A x + \mathcal{M}_A \\ &= \mathcal{M}_B + F_{app}(x - L_s) \end{aligned} \quad (\text{C.27})$$

On réinjecte cette dernière équation dans l'expression des équations du moment fléchissant (Eq. C.21 et C.22).

Partie 1

$$\alpha_1 w_1'' = \mathcal{M}_B + F_{app}(x - L_s) + \beta_1 u_p \quad (\text{C.28})$$

Partie 2

$$\alpha_2 w_2'' = \mathcal{M}_B + F_{app}(x - L_s) \quad (\text{C.29})$$

La déformée w peut s'obtenir à présent en intégrant les deux équations précédentes. Les deux intégrations successives vont amener des constantes d'intégration

$(C_1, C_2, C_3$ et $C_4)$, qui pourront être déterminées à l'aide des conditions aux limites et de la continuité de la déformée et de sa dérivée en $x = L_p$.

Après une première intégration, on obtient donc :

Partie 1

$$\alpha_1 w'_1 = \mathcal{M}_B x + F_{app} \left(\frac{x^2}{2} - L_s x \right) + \beta_1 x u_p + C_1 \quad (\text{C.30})$$

Partie 2

$$\alpha_2 w'_2 = \mathcal{M}_B x + F_{app} \left(\frac{x^2}{2} - L_s x \right) + C_2 \quad (\text{C.31})$$

Les conditions aux limites pour les dérivées permettent de déterminer les deux premières constantes d'intégration :

$$w'_1(0) = 0 \quad \Rightarrow C_1 = 0 \quad (\text{C.32})$$

$$w'_2(L_s) = 0 \quad \Rightarrow C_2 = \frac{F_{app} L_s^2}{2} - \mathcal{M}_B L_s \quad (\text{C.33})$$

Ce qui permet de modifier les deux EQ. C.29 et C.31.

Partie 1

$$\alpha_1 w'_1 = \mathcal{M}_B x + F_{app} \left(\frac{x^2}{2} - L_s x \right) + \beta_1 x u_p \quad (\text{C.34})$$

Partie 2

$$\alpha_2 w'_2 = \mathcal{M}_B x + F_{app} \left(\frac{x^2}{2} - L_s x \right) + \frac{F_{app} L_s^2}{2} - \mathcal{M}_B L_s \quad (\text{C.35})$$

On détermine à présent \mathcal{M}_B grâce à la continuité de la dérivée de la déformée en $x = L_p$.

$$\mathcal{M}_B = F_{app} \left(L_s - \frac{L_p}{2} \right) + \frac{F_{app} L_s}{2} \frac{L_p - L_s}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} - \frac{L_p \beta_1 u_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \quad (\text{C.36})$$

On réinjecte cette valeur de \mathcal{M}_B dans les EQ. C.34 et C.35 et le calcul se poursuit par une seconde intégration.

Partie 1

$$\begin{aligned} \alpha_1 w_1 = & \frac{F_{app}}{2} \left(\frac{x^3}{3} - \frac{\alpha x^2}{2} \right) + \frac{F_{app} L_s}{4} \frac{(L_p - L_s) x^2}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} \\ & + \frac{\beta_1 u_p x^2}{2} \left(1 - \frac{L_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \right) + C_3 \quad (\text{C.37}) \end{aligned}$$

Partie 2

$$\begin{aligned} \alpha_2 w_2 = & \frac{F_{app}}{2} \left(\frac{x^3}{3} - \frac{L_p x^2}{2} \right) + \frac{F_{app} L_s}{2} \frac{(L_p - L_s)}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} \left(\frac{x^2}{2} + L_p x \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) \right) \\ & + \frac{L_p \beta_1 u_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \left(L_s x - \frac{x^2}{2} \right) + C_4 \quad (C.38) \end{aligned}$$

On utilise les conditions aux limites ($w_1(0) = 0$ et la continuité en $x = L_p$) pour déterminer les constantes d'intégration C_3 et C_4 :

$$C_3 = 0 \quad (C.39)$$

$$\begin{aligned} C_4 = & \frac{F_{app} L_p^3}{12} \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) + \frac{F_{app} L_s}{2} \frac{L_p - L_s}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} \frac{L_p^2}{2} \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \\ & - \frac{\beta_1 u_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \frac{L_p^2 L_s}{2} \quad (C.40) \end{aligned}$$

Cela permet finalement d'obtenir la déformée comme une fonction de la force F_{app} et de la tension piézoélectrique u_p :

Partie 1

$$\begin{aligned} \alpha_1 w_1 = & \frac{F_{app}}{2} \left(\frac{x^3}{3} - \frac{L_p x^2}{2} \right) + \frac{F_{app} L_s}{4} \frac{(L_p - L_s) x^2}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} \\ & + \frac{\beta_1 u_p x^2}{2} \left(1 - \frac{L_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \right) \quad (C.41) \end{aligned}$$

Partie 2

$$\begin{aligned} \alpha_2 w_2 = & \frac{F_{app}}{2} \left(\frac{x^3}{3} - \frac{L_p x^2}{2} + \frac{L_p^3}{6} \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \right) \\ & + \frac{F_{app} L_s}{4} \frac{(L_p - L_s)}{L_p \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1} - 1 \right) + L_s} \left(\left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) (x - L_p)^2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} x^2 \right) \\ & + \frac{L_p \beta_1 u_p}{L_p + \frac{\alpha_1}{\alpha_2} (L_s - L_p)} \left(x \left(L_s - \frac{x}{2} \right) - \frac{L_p L_s}{2} \right) \quad (C.42) \end{aligned}$$

Intuitivement, la position exhibant la déflexion maximale se trouve pour $x = L_s$. Cela peut être montré en effectuant un tableau de variations de la fonction $w(x)$

pour $x \in [0, L_s]$. La valeur de cette déformée, que l'on notera simplement par la suite $w_2(L_s) = w$, est égale à :

$$\alpha_2 w_2(L_s) = \frac{\beta_1 L_p L_s (L_s - L_p)}{2(\alpha_2 L_p + \alpha_1 (L_s - L_p))} u_p + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)[4\alpha_1(L_p^2 + L_s^2)L_p L_s - 6L_p^2 L_s^2 \alpha_1 + L_p^4(\alpha_2 - \alpha_1)] - L_s^4 \alpha_1^2}{12\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_2 L_p + \alpha_1 (L_s - L_p))} F_{app} \quad (C.43)$$

Cette équation constitue la première partie du système permettant de déterminer l'état du générateur au cours du temps. Il faut à présent en écrire une seconde.

C.4 Évolution temporelle du système

Nous allons donc nous intéresser à la seconde équation qui gouverne le système. Pour ce faire, nous allons considérer les charges générées à la surface des électrodes lorsqu'une force est exercée.

$$q = \int_x \int_y D_z \, dx \, dy \quad (C.44)$$

Or on a déjà vu que $D_z = -\frac{\epsilon_{33}}{h_p} u_p - e_{31} d_{p1} w_1''$. De plus, nous allons considérer que D_z est uniforme selon y et que les électrodes sont présentes sur toute la surface de la couche piézoélectrique ($0 \leq x \leq L_p$). D'où :

$$\begin{aligned} q &= -\frac{b\epsilon_{33} L_p u_p}{h_p} - b e_{31} d_{p1} [w_1']_0^{L_p} \\ &= -\frac{b\epsilon_{33} L_p u_p}{h_p} - b e_{31} d_{p1} w'(L_p) \end{aligned} \quad (C.45)$$

La dérivée de la déformée en L_p peut s'obtenir en remplaçant x par L_p , par exemple dans l'EQ. C.30. Ce qui nous donne :

$$w'(L_p) = \frac{1}{2} \frac{L_s L_p (L_p - L_s) F_{app} + 2\beta_1 L_p (L_s - L_p) u_p}{\alpha_1 (L_s - L_p) + \alpha_2 L_p} \quad (C.46)$$

D'où :

$$q = \frac{b e_{31} d_{p1} L_p L_s (L_s - L_p)}{2(\alpha_1 (L_s - L_p) + \alpha_2 L_p)} F_{app} - \left(\frac{L_p b e_{31} d_{p1} \beta_1 L_p (L_s - L_p)}{\alpha_1 (L_s - L_p) + \alpha_2 L_p} + \frac{b\epsilon_{33} L_p}{h_p} \right) u_p \quad (C.47)$$

Or on sait que :

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{u_p}{R} \quad (C.48)$$

où i est le courant piézoélectrique circulant à travers R , la résistance de charge connectant les deux électrodes du générateur piézoélectrique.

L'EQ. C.47 peut dès lors se récrire sous la forme :

$$i = \frac{b e_{31} d_{p1} L_p L_s (L_s - L_p)}{2(\alpha_1 (L_s - L_p) + \alpha_2 L_p)} \dot{F}_{app} - \left(\frac{L_p b e_{31} d_{p1} \beta_1 (L_s - L_p)}{\alpha_1 (L_s - L_p) + \alpha_2 L_p} + \frac{b\epsilon_{33} L_p}{h_p} \right) \dot{u}_p \quad (C.49)$$

Ceci constitue la deuxième équation du système.

C.5 Équations constitutives du modèle mécano-électrique

Notre système est le suivant :

$$w = \frac{\beta_1 L_p L_s (L_s - L_p)}{2\alpha_2(\alpha_2 L_p + \alpha_1(L_s - L_p))} u_p + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)[4\alpha_1(L_p^2 + L_s^2)L_p L_s - 6L_p^2 L_s^2 \alpha_1 + L_p^4(\alpha_2 - \alpha_1)] - L_s^4 \alpha_1^2}{12\alpha_1 \alpha_2^2 (\alpha_2 L_p + \alpha_1(L_s - L_p))} F_{app} \quad (C.50)$$

$$i = \frac{be_{31} d_{p1} L_p L_s (L_s - L_p)}{2(\alpha_1(L_s - L_p) + \alpha_2 L_p)} \dot{F}_{app} - \left(\frac{L_p be_{31} d_{p1} \beta_1 (L_s - L_p)}{\alpha_1(L_s - L_p) + \alpha_2 L_p} + \frac{be_{33} L_p}{h_p} \right) \dot{u}_p \quad (C.51)$$

Ce système est généralement présenté sous la forme ([Badel - 2005] et [Marzencki - 2007]) :

$$\begin{aligned} F &= K w + \alpha u_p \\ i &= \alpha \dot{w} - C_0 \dot{u}_p \end{aligned} \quad (C.52)$$

où K est la raideur équivalente du système (en N/m⁻¹), α son facteur de force (en N/V) et C_0 la capacité du patch piézoélectrique (en F).

Pour homogénéiser les notations, nous allons donc remanier nos équations afin d'obtenir la même présentation. On reprend donc la première équation que l'on va inverser pour obtenir la force en fonction de la déformée en bout de poutre et de la tension piézoélectrique. On rappellera également que $\vec{F} = -F_{app} \vec{z}$

$$F = \frac{-12\alpha_1 \alpha_2 (\alpha_2 L_p + \alpha_1 (L_s - L_p))}{(\alpha_1 - \alpha_2)[4\alpha_1(L_p^2 + L_s^2)L_p L_s - 6L_p^2 L_s^2 \alpha_1 + L_p^4(\alpha_2 - \alpha_1)] - L_s^4 \alpha_1^2} w + \frac{6L_p \beta_1 L_s \alpha_1 \alpha_2 (L_s - L_p)}{(\alpha_1 - \alpha_2)[4\alpha_1(L_p^2 + L_s^2)L_p L_s - 6L_p^2 L_s^2 \alpha_1 + L_p^4(\alpha_2 - \alpha_1)] - L_s^4 \alpha_1^2} u_p \quad (C.53)$$

Afin de simplifier les expressions, on pose $\eta = (\alpha_1 - \alpha_2)[4\alpha_1(L_p^2 + L_s^2)L_p L_s - 6L_p^2 L_s^2 \alpha_1 + L_p^4(\alpha_2 - \alpha_1)] - L_s^4 \alpha_1^2$ et $\nu = \alpha_1(L_s - L_p) + \alpha_2 L_p$. On rappelle également que $\beta_1 = e_{31} b d_{p1}$. Cela permet d'obtenir :

$$F = \frac{-12\alpha_1 \alpha_2 \nu}{\eta} w + \frac{6be_{31} d_{p1} L_p L_s (L_s - L_p) \alpha_1 \alpha_2}{\eta} u_p \quad (C.54)$$

On dérive l'Eq. C.54 que l'on va ensuite réinjecter dans l'équation électrique (Eq. C.49).

$$i = \frac{6be_{31} d_{p1} L_p L_s (L_s - L_p) \alpha_1 \alpha_2}{\eta} \dot{w} - \frac{L_p h_p b^2 e_{31}^2 d_p^2 (L_s - L_p) [3L_p L_s^2 (L_s - L_p) \alpha_1 \alpha_2 + \eta] + \eta be_{33} L_p \nu}{h_p \nu \gamma} \dot{u}_p \quad (C.55)$$

On peut dès lors poser les trois constantes « physiques » suivantes :

$$K = \frac{12\alpha_1\alpha_2\nu}{\gamma} \quad (\text{C.56})$$

$$\alpha = \frac{6be_{31}d_p a L_s (L_s - a)\alpha_1\alpha_2}{\gamma} \quad (\text{C.57})$$

$$C_0 = \frac{ah_p b^2 e_{31}^2 d_p^2 (L_s - a)[3aL_s^2(L_s - a)\alpha_1\alpha_2 + \gamma] + \gamma b \epsilon_{33} a \nu}{h_p \nu \gamma} \quad (\text{C.58})$$

Cela permet de remonter au système « classique » :

$$F = Kw - \alpha u_p \quad (\text{C.59})$$

$$i = \alpha \dot{w} - C_0 \dot{u}_p \quad (\text{C.60})$$

La résolution s'effectue ensuite de la même manière que pour le modèle présenté dans le CHAP. IV.

Bibliographie

- ABE, S. et MATSUSHITA, A., «Construction of electromagnetic rotation sensor using compound magnetic wire and measurement at extremely low frequency rotations», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 30, #6, p. 4635–4637, 11 1994.
- ABE, S., MATSUSHITA, A. et NAOE, M., «Dependence of large Barkhausen jump on length of a vicalloy fine wire with torsion stress», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 34, #4, p. 1318–1320, 07 1998.
- AKOUN, G. et YONNET, J.P., «3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal magnets», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 20, #5, p. 1962–1964, 09 1984.
- ALBERTINI, F., CANEPA, F., CIRAFICI, S., FRANCESCHI, E.A., NAPOLETANO, M., PAOLUZI, A., PARETI, L. et SOLZI, M., «Composition dependence of magnetic and magnetothermal properties of Ni-Mn-Ga shape memory alloys», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 272-276, #Part 3, p. 2111–2112, 05 2004.
- BABITA, I., RAJA, M.M., GOPALAN, R., CHANDRASEKARAN, V. et RAM, S., «Phase transformation and magnetic properties in Ni-Mn-Ga Heusler alloys», *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 432, #1-2, p. 23–29, 04 2007.
- BADEL, A., «Récupération d'énergie et contrôle vibratoire par éléments piézo-électriques suivant une approche non linéaire», Thèse de doctorat, Université de Savoie, 10 2005.
- BAUER, S. et LANG, S., «Pyroelectric polymer electrets», *IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation*, vol. 03, #05, p. 647 – 676, 08 1996.
- BAYART, M., CONRAD, M., CHOVIN, A. et ROBERT, M., «Capteurs et actionneurs intelligents», *Techniques de l'ingénieur*, vol. S7520, 03 2005.
- BEEBY, S.P., TORAH, R.N., TUDOR, M.J., GLYNNE-JONES, P., O'DONNELL, T., SAHA, C.R. et ROY, S., «A micro electromagnetic generator for vibration energy harvesting», *Journal of Micromechanics and Microengineering*, vol. 17, #7, p. 1257–1265, 07 2007.

- BEEBY, S.P., TUDOR, M.J. et WHITE, N.M., «Energy harvesting vibration sources for microsystems applications», *Measurement Science and Technology*, vol. 17, #12, p. R175, 10 2006.
- BRÜCK, E., TEGUS, O., THANH, D. et BUSCHOW, K., «Magnetocaloric refrigeration near room temperature», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 12 2006.
- BRISAUD, M., Matériaux piézoélectriques, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, 1 édition, 09 2007.
- CHERECHUKIN, A.A., TAKAGI, T., MATSUMOTO, M. et BUCHEL'NIKOV, V.D., «Magnetocaloric effect in Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga Heusler alloys», *Physics Letters A*, vol. 326, #1-2, p. 146–151, 05 2004.
- COOK-CHENNAULT, K.A., THAMBI, N. et SASTRY, A.M., «Powering MEMS portable devices—a review of non-regenerative and regenerative power supply systems with special emphasis on piezoelectric energy harvesting systems», *Smart Materials and Structures*, vol. 17, #4, p. 043001, 08 2008.
- DELAMARE, J., RULLIÈRE, E. et YONNET, J., «3D calculation of permanent magnet interactions», dans IMACS TC'1 Canada, p. 289–292, 07 1993.
- DESPESSE, G., JAGER, T., CONDEMINÉ, C. et BERGER, P.D., «Mechanical vibrations energy harvesting and power management», dans Sensors, 2008 IEEE, p. 29–32, 10 2008.
- DIKSHTEIN, I.E., ERMAKOV, D.I., KOLEDV, V.V., KOLEDV, L.V., TAKAGI, T., TULAIKOVA, A.A., CHERECHUKIN, A.A. et SHAVROV, V.G., «Reversible structural phase transition in Ni-Mn-Ga alloys in a magnetic field», *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 72, #7, p. 373–376, 10 2000.
- ELLIOTT, J.F., «Thermomagnetic Generator», *Journal of Applied Physics*, vol. 30, #11, p. 1774–1777, 03 1959.
- ELSAIFY, A., PADHY, P., MARTINEZ, K. et ZOU, G., «GWMAC- A TDMA Based MAC Protocol for a Glacial Sensor Network», dans 4th ACM PE-WASUN 2007, Sheridan Printing Company, Inc., 10 2007.
- GEOFFROY, O., «Physique des matériaux magnétiques», *Techniques de l'ingénieur*, vol. D2080, 08 2006.
- GEOFFROY, O., «Propriétés techniques des matériaux magnétiques», *Techniques de l'ingénieur*, vol. D2081, 02 2008.
- GRECHISHKIN, R.M., KUSTOV, M.S., CUGAT, O., DELAMARE, J., POULIN, G., MAVRUDIEVA, D. et DEMPSEY, N.M., «Thermoreversible permanent magnets

- in the quasibinary GdCo(5-x)Cu(x) system», *Applied Physics Letters*, vol. 89, p. 122505-1-3, 10 2006.
- GSCHNEIDNER JR, K.A., PECHARSKY, V.K. et TSOKOL, A.O., «Recent developments in magnetocaloric materials», *Reports on Progress in Physics*, vol. 68, #6, p. 1479-1539, 05 2005.
- HOLMES, A., HONG, G., PULLEN, K. et BUFFARD, K., «Axial-flow microturbine with electromagnetic generator : design, CFD simulation, and prototype demonstration», dans *Micro Electro Mechanical Systems, 2004. 17th IEEE International Conference on. (MEMS)*, p. 568-571, 01 2004.
- HU, F.X., SHEN, B.G. et SUN, J.R., «Magnetic entropy change in Ni[51.5]Mn[22.7]Ga[25.8] alloy», *Applied Physics Letters*, vol. 76, #23, p. 3460-3462, 06 2000.
- LANG, S., «Pyroelectricity : From Ancient Curiosity to Modern Imaging Tool», *Physics Today*, vol. 58, #08, p. 31 -36, 08 2005.
- LEBOUC, A., ALLAB, F., FOURNIER, J.M. et YONNET, J.P., «Réfrigération Magnétique», *Techniques de l'ingénieur*, vol. RE28, 01 2005.
- LIORZOU, F., PHELPS, B. et ATHERTON, D., «Macroscopic models of magnetization», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 36, #2, p. 418-428, 03 2000.
- MARZENCKI, M., «Conception de microgénérateurs intégrés pour systèmes sur puce autonomes», Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble, 03 2007.
- MARZENCKI, M., AMMAR, Y. et BASROUR, S., «Integrated power harvesting system including a MEMS generator and a power management circuit», *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 145-146, p. 363-370, 08 2008.
- MATSUSHITA, A. et TAKEMURA, Y., «Power generating device using compound magnetic wire», *Journal of Applied Physics*, vol. 87, #9, p. 6307-6309, 05 2000.
- MAVRUDIEVA, D., «Etiquettes magnétiques interrogeables à distance - Application a la mesure de temperature.pdf», Thèse de doctorat, INPG, 11 2007.
- MICHAHELLES, F., MATTER, P., SCHMIDT, A. et SCHIELE, B., «Applying wearable sensors to avalanche rescue», *Computers & Graphics*, vol. 27, #6, p. 839-847, 12 2003.
- MITCHESON, P., YEATMAN, E., RAO, G., HOLMES, A. et GREEN, T., «Energy Harvesting From Human and Machine Motion for Wireless Electronic Devices», *Proceedings of the IEEE*, vol. 96, #9, p. 1457-1486, 09 2008.

- NG, K.L., CHAN, H.L.W. et CHOY, C.L., «Piezoelectric and pyroelectric properties of PZT/P(VDF-TrFE) composites with constituent phases poled in parallel or antiparallel directions», *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, vol. 47, #6, p. 1308 – 1315, 11 2000.
- O'CONNOR, D., SHELLEDY, F. et HEIM, D., «Mathematical model of a magnetoresistive read head for a magnetic tape drive», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 21, #5, p. 1560–1562, 09 1985.
- OHKOSHI, M., KOBAYASHI, H., KATAYAMA, T., HIRANO, M. et TSUSHIMA, T., «A proposal of application of spin reorientation phenomenon to the thermomagnetic power generation», *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 15, #10, p. 2019–2020, 06 1976.
- OHKOSHI, M., KOBAYASHI, H., KATAYAMA, T., HIRANO, M. et TSUSHIMA, T., «Rotational-type spin reorientation in Nd_{1-x}Dy_xCo₅ and its application to thermomagnetic generator», *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 13, #5, p. 1158–1160, 09 1977.
- O'MATHÚNA, C., O'DONNELL, T., MARTINEZ-CATALA, R.V., ROHAN, J. et O'FLYNN, B., «Energy scavenging for long-term deployable wireless sensor networks», *Talanta*, vol. 75, #3, p. 613–623, 05 2008.
- PARADISO, J. et STARNER, T., «Energy scavenging for mobile and wireless electronics», *Pervasive Computing, IEEE*, vol. 4, #1, p. 18–27, 03 2005.
- PESTY, F., «Etudes calorimétriques des comportements multicritiques des phases ondes de densité de spin dans un composé moléculaire», *Habilitation à diriger des recherches*, 06 1993.
- RAISIGEL, H., CUGAT, O. et DELAMARE, J., «Permanent magnet planar micro-generators», *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 130-131, p. 438–444, 08 2006.
- RANCOURT, D., TABESH, A. et FRÉCHETTE, L., «Evaluation of Centimeter-Scale Micro Wind Mills : Aerodynamics and Electromagnetic Power Generation», dans *Proceedings of PowerMEMS 2007*, p. 93–96, Freiburg, Germany, 11 2007.
- RIEM-VIS, R., «Cold Chain Management using an Ultra Low Power Wireless Sensor Network», dans *WAMES 2004 Boston, USA*, 06 2004.
- ROMER, K. et MATTERN, F., «The design space of wireless sensor networks», *Wireless Communications, IEEE*, vol. 11, #6, p. 54–61, 12 2004.
- ROUNDY, S., WRIGHT, P.K. et RABAEY, J., «A study of low level vibrations as a power source for wireless sensor nodes», *Computer Communications*, vol. 26, #11, p. 1131–1144, 07 2003.

-
- ROUNDY, S., «Energy Scavenging for Wireless Sensor Nodes with a Focus on Vibration to Electricity Conversion», Thèse de doctorat, The University of California, Berkeley, 03 2003.
- SAGAWA, M., YAMAGISHI, W. et HENMI, Z., «Temperature-sensitive Nd-Co compounds produced by powder metallurgy», *Journal of Applied Physics*, vol. 52, #3, p. 2520–2522, 03 1981.
- VASIL'EV, A.N., BOZHKO, A.D., KHOVAILO, V.V., DIKSHTEIN, I.E., SHAVROV, V.G., BUCHELNIKOV, V.D., MATSUMOTO, M., SUZUKI, S., TAKAGI, T. et TANI, J., «Structural and magnetic phase transitions in shape-memory alloys $\text{Ni}_{2+x}\text{Mn}_{1-x}\text{Ga}$ », *Physical Review B*, vol. 59, #2, p. 1113–1120, 01 1999.
- VOLGYESI, P., BALOGH, G., NADAS, A., NASH, C.B. et LEDECZI, A., «Shooter localization and weapon classification with soldier-wearable networked sensors», dans *MobiSys '07 : Proceedings of the 5th international conference on Mobile systems, applications and services*, p. 113–126, ACM, New York, NY, USA, 06 2007, ISBN 978-1-59593-614-1.
- WILLIAMS, C.B. et YATES, R.B., «Analysis of a micro-electric generator for microsystems», *Sensors and Actuators A : Physical*, vol. 52, #1-3, p. 8–11, 10 1996.
- YICK, J., MUKHERJEE, B. et GHOSAL, D., «Wireless sensor network survey», *Computer Networks*, vol. 52, #12, p. 2292–2330, 08 2008.
- ZHANG, P., SADLER, C.M., LYON, S.A. et MARTONOSI, M., «Hardware design experiences in ZebraNet», dans *SenSys '04 : Proceedings of the 2nd international conference on Embedded networked sensor systems*, p. 227–238, ACM, New York, NY, USA, 11 2004, ISBN 1-58113-879-2.
- ZHOU, X., KUNKEL, H., WILLIAMS, G., ZHANG, S. et DESHENG, X., «Phase transitions and the magnetocaloric effect in Mn rich Ni-Mn-Ga Heusler alloys», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 305, #2, p. 372–376, 10 2006.

Générateur piézoélectrique à déclenchement thermo-magnétique

Résumé : Ce travail étudie l'alimentation en énergie de systèmes électroniques communicants. Le but est de les rendre autonomes en récupérant de l'énergie provenant du milieu extérieur. En particulier, nous nous sommes attachés à explorer la piste des variations temporelles de température. Ces variations doivent être lentes (quelques degrés sur plusieurs heures) ce qui exclue bon nombre de solutions « classiques ».

Pour répondre à cette problématique, nous avons développé une nouvelle approche, couplant des matériaux magnétiques et piézoélectriques. Cette hybridation permet de s'affranchir de la dépendance temporelle et de générer des pics d'énergie de plusieurs dizaines de μW lors du dépassement de certains seuils de température. Pour terminer, nous nous sommes enfin intéressés à la modélisation globale de ce phénomène sous Simulink.

Mots-clefs : générateur d'énergie, variation temporelle de température, hybridation piezo magnétique, microsysteme autonome, récupération de l'énergie ambiante

Piezoelectric generator thermo-magnetically triggered

Summary : This Ph.D. thesis is focused on the energy supply of communicating electronic microsystems. The ultimate goal is to make them autonomous by harvesting energy coming from the ambient environment. In particular, we explored a scavenging way based on temporal variations of temperature. Those variations are, by nature, slow (some degrees during several hours) which excludes nearly all "classical" solutions.

To solve this problem, we developed a new approach, coupling magnetic and piezoelectric materials. This hybridization is able to overcome the temporal dependence and to generate peaks of energy of several tens of μW when crossing some thermal thresholds. To conclude this work, we turn our attention to the global simulation of this phenomena under Simulink.

Keywords : energy generator, temporal variation of temperature, piezo-magnetic hybridization, autonomous microsystem, ambient energy harvesting

Louis Carlioz - 2009 - ISBN : 978-2-84813-146-7

TIMA - 46, avenue Félix Viallet - 38031 Grenoble, France

G2Elab - 961, rue Houille Blanche - 38402 St Martin d'Hères, France