



HAL
open science

ETIQUETTES MAGNETIQUES INTERROGEABLES A DISTANCE.APPLICATION A LA MESURE DE TEMPERATURE.

Diana Mavrudieva

► **To cite this version:**

Diana Mavrudieva. ETIQUETTES MAGNETIQUES INTERROGEABLES A DISTANCE.APPLICATION A LA MESURE DE TEMPERATURE.. Sciences de l'ingénieur [physics]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2007. Français. NNT: . tel-00267076

HAL Id: tel-00267076

<https://theses.hal.science/tel-00267076>

Submitted on 26 Mar 2008

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.

N° attribué par la bibliothèque

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

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INP Grenoble

Spécialité : « Génie Electrique »

préparée au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble
dans le cadre de l'Ecole Doctorale « Electrotechnique, Automatique, Télécommunication, Signal »

présentée et soutenue publiquement

par

Diana MAVRUDIEVA

le 30 Novembre 2007

Titre :

**ETIQUETTES MAGNETIQUES INTERROGEABLES A DISTANCE.
APPLICATION A LA MESURE DE TEMPERATURE.**

Directeur de thèse : Jean-Paul YONNET
Co-encadrants : Jérôme DELAMARE, Jean-Yves VOYANT,
Guylaine POULIN, Afef LEBouc

JURY

M. Francisco ALVES	, Président et Rapporteur
M. Bertrand NOGAREDE	, Rapporteur
M. Jean-Paul YONNET	, Directeur de thèse
M. Jérôme DELAMARE	, Co-encadrant
M. Jean-Yves VOYANT	, Co-encadrant
M. Thierry WAECKERLE	, Examineur
M. Vincent LIST	, Examineur

REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse ont été réalisés au Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2Elab) et en collaboration avec la société Imphy Alloys ArcelorMittal.

Tout d'abord, je tiens à remercier la direction de G2Elab et l'ensemble des personnels pour m'avoir permis de travailler dans d'excellentes conditions pendant toutes ces années. Merci également aux personnes du Centre de Recherche d'Imphy Alloys pour leur accueil et leur collaboration.

Ensuite, je voudrais remercier tous les membres du jury.

- ❖ M. **Francisco ALVES**, Professeur à l'Université Paris XI Orsay, pour m'avoir fait l'honneur de présider la soutenance, ainsi que pour avoir accepté d'être rapporteur du mémoire de thèse.
- ❖ M. **Bertrand NOGAREDE**, Professeur à l'INP Toulouse, qui a également accepté la tâche délicate de rapporteur. J'ai beaucoup apprécié l'intérêt qu'il a porté à ce travail et les commentaires pertinents qu'il a apporté.
- ❖ M. **Thierry WAECKERLE**, Ingénieur de recherche chez Imphy Alloys. Au-delà de l'honneur qu'il m'a fait de lire et d'assister à la thèse, je lui exprime mes remerciements pour tous ses conseils précieux qu'il m'a apporté, pour nos longues discussions fructueuses lors de ses passages au laboratoire et mes visites à Imphy. Enfin, je tiens à le remercier pour ses qualités humaines sans égal.
- ❖ M. **Vincent LIST**, Ingénieur chez Crouzet Valence, pour avoir accepté la tâche d'examineur et de relecteur, ainsi que pour ses commentaires avisés du point de vue de l'industrie.
- ❖ M. **Jean-Paul YONNET**, Directeur de recherche CNRS, pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, ainsi que pour son expérience et rigueur scientifique. Je tiens à le remercier pour ses explications éclairées qu'il m'a apporté dans ma compréhension du champ démagnétisant.
- ❖ M. **Jérôme DELAMARE**, Professeur à l'INPG, grâce à qui ce travail a pris un nouvel élan en début de la deuxième année. Son dynamisme et sa bonne humeur, mariés à ses compétences scientifiques font de lui un encadrant d'exception avec qui j'ai eu plaisir de travailler.
- ❖ M. **Jean-Yves VOYANT**, Professeur agrégé à l'INPG, pour sa disponibilité dévouée à mon égard tout au long de ces trois ans. Je tiens à le remercier pour son suivi appliqué et consciencieux au quotidien.

Mes remerciements s'adressent également à **Guyline POULIN** que j'ai si maladroitement oubliée lors de la soutenance. Je tiens à la remercier pour sa participation dans l'encadrement, pour

son aide précieuse lors de la rédaction du mémoire, ainsi que pour ses encouragements dans la dernière ligne droite.

Enfin, j'adresse ma profonde reconnaissance à Jérôme, Jean-Yves et Guylaine pour leur patience, pour leur écoute et conseils, et pour avoir lu et relu très consciencieusement les chapitres de ma thèse.

Merci aussi à **Afef LEBOU**C, pour sa participation dans l'encadrement en début de la thèse et pour avoir été toujours disponible à répondre à mes questions et à me donner des conseils.

Je remercie également **Rostislav GRECHISHKIN** pour nos échanges scientifiques.

Mes remerciements s'adressent aussi à **Alain DEMIER** du Centre de Recherche d'Imphy Alloys pour son savoir-faire sur les mesures magnétiques qu'il m'a apporté et pour sa collaboration précieuse. Je tiens à lui rendre la part de travail qui est la sienne.

Merci à tous les ingénieurs, techniciens et mécaniciens du laboratoire pour avoir toujours été disponibles à me dépanner dans mes manip, et plus particulièrement à **Manu** et **Dji-dji** qui se sont occupés de mon système d'interrogation (baptisé "zigouilleur à gnons" par François Blache).

Je remercie toutes les personnes qui font la vie du labo et que j'ai eu plaisir de côtoyer dans une ambiance conviviale pendant toutes ces années.

Je pense en particulier à mes amis de l'équipe μ Systemes : **Aline, Christian, Louis C., Louis S., Hichem, Lalao, Arnaud, Dan, Paul**, et les permanents **Orphée** et **Gilbert**. Mais aussi à mes autres amis : **Carolina, Sylvie, Immen, Asma**, les bulgares **Lora, Max** (je croise les doigts pour ta soutenance)...La liste étant trop longue, alors merci à vous toutes et à tous anciens et futurs Docteurs pour les bons moments passés ensemble. J'espère que nous resterons en contact.

Mes remerciements se tournent maintenant vers ma famille qui m'a toujours soutenu et encouragé du mieux qu'elle pouvait même si c'était à distance (eh oui, je reste fidèle aux mots clés de ma thèse).

Et enfin, MERCI à mon **Philip** pour son soutien affectif tout au long de ces trois ans. Je n'oublierait jamais son aide, ses encouragements et ses sacrifices pendant la phase de rédaction du mémoire. Cette réussite, c'est grâce à toi aussi!!

Table des matières

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	9
<u>CHAPITRE I.</u> ETAT DE L'ART DES MESURES DE TEMPERATURE SANS CONTACT	11
1. INTRODUCTION	13
2. CHAINE DE MESURE D'UN CAPTEUR. QUELQUES DEFINITIONS.	13
3. METHODES DE MESURE TRADITIONNELLES	14
3.1. Méthodes électriques	14
3.2. Méthodes mécaniques	15
4. METHODES REPERES	15
4.1. Montres fusibles	15
4.2. Crayons et peintures thermosensibles	17
5. METHODES DE MESURE SANS CONTACT	18
5.1. Introduction	19
5.2. Bilan des avantages et des inconvénients	19
5.3. Classification des méthodes de mesure de température sans contact	20
5.4. Méthodes directes	20
5.4.1. Principe de fonctionnement	21
5.4.2. Pyromètres	21
5.5. Méthodes interrogatives	23
5.5.1. Systèmes de surveillance électronique des articles (EAS)	24
5.5.2. Mise en scène des mesures de température sans contact	26
5.5.3. Mesure de température sans contact par variations d'une amplitude	27
5.5.4. Mesure de température sans contact par variations d'une fréquence de résonance	28
5.5.5. Mesure de température sans contact par variations d'une signature harmonique	34
6. CONCLUSION	37
<u>CHAPITRE II.</u> ALLIAGES FENI : DES BASES THEORIQUES A LA CARACTERISATION	39
1. INTRODUCTION	41
2. PRESENTATION GENERALE DES ALLIAGES FENI	41
2.1. Le ferromagnétisme du point de vue atomique	41
2.2. Le ferromagnétisme et la température	43
2.3. Procédé de fabrication	44
2.4. Température de Curie (T_C)	45
2.4.1. Valeur de T_C en fonction de la teneur en Ni	46
2.4.2. Valeur de T_C avec addition d'autres éléments dans la composition de l'alliage	46
2.5. Résistivité électrique	48
3. ETUDE THEORIQUE DES PROPRIETES MAGNETIQUES DES ALLIAGES FENI	49
3.1. Polarisation à saturation des alliages FeNi	50
3.1.1. Polarisation à saturation en fonction de la teneur en Ni	50
3.1.2. Polarisation à saturation en fonction des additions d'autres éléments	51
3.1.3. Variations de polarisation à saturation en fonction de la température	52
3.2. Perméabilité magnétique	53
3.2.1. Impact de l'effet de peau et de la température de mesure	54
3.3. Champ coercitif (H_C)	56
3.4. Anisotropie magnétocristalline	56
3.5. Magnétostriction	57
3.6. Aptitude à régler le cycle d'hystérésis	58
4. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE NOUVEAUX ALLIAGES FENI	58
4.1. Résultats des mesures sur le tore TC664	59
4.1.1. Variations de $B(T^\circ C)$ pour différentes amplitudes du champ d'excitation	60
4.1.2. Variations de $\mu_{\text{rmax}}(T^\circ C)$, $\mu_{\text{diff}}(T^\circ C)$	62
4.1.3. Variations de $\mu_r(T^\circ C)$ pour différentes amplitudes du champ d'excitation	62
4.2. Résultats des mesures sur le tore TC759	63
5. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ALLIAGES FENI	65
5.1. Compensation thermique	65
5.2. Poêles autorégulant pour plaques à induction	67
6. CONCLUSION	67
<u>CHAPITRE III.</u> UTILISATION DE LA VARIATION DE RELUCTANCE POUR LA MESURE DE TEMPERATURE SANS CONTACT	71

1. INTRODUCTION	73
2. STRUCTURES MAGNETOSTATIQUES A AIMANTS PERMANENTS	73
2.1. <i>Structure simple</i>	73
2.1.1. Principe de fonctionnement	74
2.1.2. Résultats des simulations	77
2.1.3. Résultats des mesures	80
2.2. <i>Structure différentielle</i>	82
2.2.1. Principe de fonctionnement	82
2.2.2. Résultats des simulations	85
2.2.3. Résultats des mesures	86
3. STRUCTURE INDUCTIVE EN REGIME ALTERNATIF	87
3.1. <i>Principe de fonctionnement</i>	87
3.2. <i>Commentaires et perspectives</i>	89
4. CONCLUSION	89
CHAPITRE IV. ETIQUETTE MAGNETIQUE DE MESURE DE LA TEMPERATURE EN TEMPS REEL	91
1. INTRODUCTION	93
2. THEORIE SUR LA SIGNATURE HARMONIQUE D'UN MATERIAU MAGNETIQUE DOUX	93
2.1. <i>Dépendance de la signature harmonique avec l'amplitude de $h_{exc}(t)$</i>	94
2.2. <i>Dépendance de la signature harmonique avec la composante continue de $h_{exc}(t)$</i>	96
2.3. <i>Dépendance de la signature harmonique avec la fréquence de $h_{exc}(t)$</i>	97
2.4. <i>Dépendance de la signature harmonique versus H_c et μ_r</i>	97
2.5. <i>Dépendance de la signature harmonique avec la forme du cycle du matériau</i>	98
2.6. <i>Bilan</i>	99
3. PRESENTATION DE L'ETIQUETTE MAGNETIQUE DE TEMPERATURE	99
4. PRESENTATION DU SYSTEME D'INTERROGATION A DISTANCE	100
5. PARTICULARITES DES MESURES SANS CONTACT	101
6. EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX	102
6.1. <i>Impact de la fréquence du champ d'excitation sur la signature harmonique</i>	103
6.2. <i>Impact de l'amplitude du champ d'excitation sur la signature harmonique</i>	103
6.3. <i>Impact du champ démagnétisant sur la signature harmonique</i>	105
6.4. <i>Impact de la distance de mesure sur la signature harmonique</i>	107
6.5. <i>Impact de l'angle d'orientation de l'étiquette sur la signature harmonique</i>	109
6.6. <i>Impact de la température sur la signature harmonique</i>	111
6.7. <i>Impact combiné de la distance et de la température sur la signature harmonique</i>	112
7. APPLICATION POUR LA DETECTION DU DEPASSEMENT D'UN SEUIL DE TEMPERATURE	114
8. CONCLUSION	116
CHAPITRE V. ETIQUETTES MAGNETIQUES A EFFET MEMOIRE DU DEPASSEMENT D'UN SEUIL DE TEMPERATURE	117
1. INTRODUCTION	119
2. ETIQUETTE FONCTIONNANT PAR SATURATION LOCALE	120
2.1. <i>Idee générale</i>	120
2.1.1. Phénomènes physiques utilisés pour obtenir l'effet mémoire	121
2.1.2. Autre phénomène pouvant être utilisé pour obtenir l'effet mémoire	122
2.2. <i>Interprétation de l'effet mémoire par la mesure</i>	122
2.3. <i>Réalisation d'un prototype et analyse des résultats</i>	124
2.3.1. Simulations en magnétostatique 3D	124
2.3.2. Expérimentation	129
3. VERS UNE ETIQUETTE FONCTIONNANT PAR DESAIMANTATION PARTIELLE	132
3.1. <i>Idee générale du fonctionnement de l'étiquette</i>	132
3.2. <i>Mesure sans contact d'un dépassement mémorisé de T_{seuil}</i>	133
3.3. <i>Motivations de l'étude</i>	133
3.4. <i>Avantages des étiquettes magnétiques à effet mémoire</i>	133
3.5. <i>Etude théorique des phénomènes utilisés pour mémoriser le dépassement de T_{seuil}</i>	134
3.5.1. Circuit magnétique d'étude	134
3.5.2. Rôle et choix du matériau doux	135
3.5.3. Rôle et choix du matériau dur	136
3.5.4. Effet mémoire : phénomène collaboratif	139
3.5.5. Consigne pour l'interrogation du circuit	150
3.6. <i>Réalisation d'un prototype</i>	151
3.6.1. Caractéristiques du matériau doux sensible à la température	151
3.6.2. Caractéristiques du matériau semi rémanent	152

3.6.3. Etude sur la désaimantation de l'AFK 584	156
3.6.4. Assemblage du circuit (SR+FeNi)	169
3.6.5. Simulations en magnétostatique du circuit complet (SR+FeNi)	169
3.6.6. Mesure de l'effet mémoire en statique	171
3.6.7. Mesure de l'effet mémoire en alternatif	175
4. CONCLUSION	175
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	179
BIBLIOGRAPHIE	183
ANNEXES	187
<u>ANNEXE 1.</u> APPLICATIONS DES ALLIAGES FeNi [COU-96]	189
<u>ANNEXE 2.</u> ASPECT ECONOMIQUE DES ALLIAGES MAGNETIQUES DOUX [WAE ² -06]	193
<u>ANNEXE 3.</u> PRINCIPE DE CARACTERISATION DES ALLIAGES FENI	194
<u>ANNEXE 4.</u> EVOLUTION DES CARACTERISTIQUES DES ALLIAGES FeNi EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE MESURE. MESURES EN CONTITU	197
<u>ANNEXE 5.</u> MODELE DE MATERIAU DOUX ISOTROPE/ANISOTROPE : COURBE DE SATURATION ANALYTIQUE + CONTROLE DU COUDE	199
<u>ANNEXE 6.</u> MODELE D'AIMANT LINEAIRE	199
<u>ANNEXE 7.</u> MODELES D' AIMANT NON LINEAIRE	199
<u>ANNEXE 8.</u> PRESENTATION DES ALLIAGES SEMI REMANENTS FeCoV	200
<u>ANNEXE 9.</u> PROTOCOLE D'ESSAIS POUR LA DETERMINATION DES DROITES DE REcul	202
<u>ANNEXE 10.</u> STRUCTURE INDUCTIVE EN REGIME ALTERNATIF	203

Introduction générale

INTRODUCTION GENERALE

Les travaux de thèse présentés dans ce document se sont déroulés dans le cadre d'une collaboration entre le Centre de Recherche de la société IMPHY ALLOYS-ARCELORMITTAL d'une part, et le Laboratoire de Génie Electrique de Grenoble (G2ELAB) d'autre part.

Les capteurs sans contact font l'objet d'une demande accrue dans les processus technologiques, pour la mesure ou la régulation de grandeurs aussi variées qu'une température, un courant, des contraintes mécaniques, etc. Nombreux sont les cas d'applications où une mesure avec contact s'avère inappropriée car il n'est pas possible de faire passer des conducteurs électriques jusqu'au point de mesure (ex. enceintes hermétiques, pièces en mouvement, etc.). Il existe différentes méthodes de mesure sans contact : magnétiques, capacitives, optiques, etc. Les capteurs sans contact basés sur des méthodes magnétiques utilisent un élément sensible magnétique pour mesurer la position ou les déplacements d'un objet magnétique par rapport au capteur. Par ailleurs, certains matériaux magnétiques dits "intelligents" ("smart" en anglais) ont leurs propriétés (ex. perméabilité, induction à saturation, magnétostriction, mémoire de forme etc.) qui varient avec une grandeur extérieure et cette dépendance peut être exploitée afin de mesurer la grandeur en question. Par exemples, des contraintes résiduelles sont mesurables en exploitant la magnétostriction, ou encore un courant de défaut peut être détecté par la saturation d'un matériau doux, etc.

Dans cette thèse nous nous intéressons d'une part aux dépendances des matériaux magnétiques (élément sensible) à différentes grandeurs extérieures, et aux méthodes pour exploiter ces dépendances afin de mesurer sans aucun contact la grandeur physique en question. L'objectif consiste donc à développer un capteur constitué de deux parties indépendantes : d'une part un élément sensible (étiquette) et d'autre part un système de mesure. Plus particulièrement, nous nous intéressons au problème de mesure de température. De nos jours, les mesures de température sans contact sont réalisées en utilisant des méthodes optiques relativement chères, ou bien des méthodes repères. Dans cette thèse, nous étudions une autre idée de mesure de température sans contact basée sur des phénomènes magnétiques dépendant de la température, tels que la transition de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique de certains alliages ferromagnétiques doux avec la température, la désaimantation d'un aimant ou toute autre interaction magnétique induite

par la température. Plus particulièrement, nous nous intéressons à l'utilisation d'alliages ferromagnétiques FeNi en tant qu'élément sensible à la température.

Dans le premier chapitre, nous présentons l'état de l'art des mesures de température sans contact. Tout d'abord nous rappelons brièvement le principe des capteurs de température basés sur des méthodes dites traditionnelles (avec contact). Un classement des différentes méthodes de mesure sans contact a attiré notre intérêt sur les méthodes interrogatives qui consistent à interroger à distance l'état d'un élément sensible afin de mesurer une grandeur physique (ex. température, pression, humidité, acidité, etc.). Enfin, nous présentons les avancées actuelles des capteurs de température basés sur des méthodes interrogatives.

Le deuxième chapitre porte sur les alliages FeNi en se concentrant sur deux aspects : mesure de température et mesure sans contact. Nous présentons des données bibliographiques décrivant les propriétés et les particularités des alliages FeNi. Ensuite, nous présentons des résultats de caractérisation pour démontrer la dépendance des propriétés des alliages FeNi avec la température. Enfin nous concluons sur leur intérêt pour les mesures de température.

Dans le troisième chapitre, nous présentons une première approche d'exploitation des propriétés des alliages FeNi. Il s'agit d'utiliser la variation de réluctance pour mesurer la température sans contact. Cette approche a été mise en oeuvre à l'aide de deux prototypes. Les résultats et conclusions obtenus nous ont ensuite amenés à nous intéresser aux méthodes interrogatives basées sur l'analyse d'une signature harmonique.

Le quatrième chapitre aborde l'utilisation des alliages FeNi en tant qu'étiquettes magnétiques de température interrogeables à distance grâce à leur signature harmonique. En particulier, nous montrons une application innovante pour la détection du dépassement d'un seuil de température en temps réel.

Enfin, le cinquième chapitre est, quant à lui, axé sur la faisabilité d'étiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement d'un seuil de température. Nous présentons deux idées innovantes d'étiquettes à effet mémoire fonctionnant par saturation locale pour la première, et par désaimantation partielle pour la deuxième.

**CHAPITRE I. *Etat de l'art des mesures de
température sans contact***

1. INTRODUCTION

Ce chapitre a pour but d'introduire le lecteur dans l'état de l'art des mesures de température et en particulier dans celui des mesures sans contact. Nous allons tout d'abord citer et donner les définitions des différentes méthodes de mesure de la température. Ensuite nous allons décrire en détails les méthodes existantes de mesure de la température sans contact. Les avancées actuelles seront présentées en donnant des exemples de produits industriels ou des résultats de travaux de recherche. Enfin ce chapitre se doit de faire un bilan concis des méthodes existantes de mesure de la température sans contact afin de nous aider à introduire aisément le cadre et les motivations de nos travaux de recherche.

La température est l'une des grandeurs physiques les plus fréquemment mesurées. Comme toute grandeur physique, la température n'est jamais mesurée directement mais elle est toujours traduite sous forme de variations d'une grandeur ou d'un phénomène quelconque qu'elle provoque. Du nombre important de propriétés de la matière et de phénomènes physiques et physico-chimiques sensibles à la température résulte une grande diversité de méthodes de mesure [ASCH¹-1982]. Nous allons distinguer ici les différentes méthodes de mesure selon la façon de transmettre l'information de la température et de ses variations entre l'élément sensible (le corps chaud) et le capteur. Il existe trois grandes catégories : méthodes de mesure traditionnelles (avec contact), méthodes repères et méthodes de mesure sans contact.

2. CHAÎNE DE MESURE D'UN CAPTEUR. QUELQUES DEFINITIONS.

La chaîne de mesure représente l'ensemble des dispositifs rendant possible dans les meilleures conditions la détermination précise de la valeur d'un mesurande. Dans ce paragraphe nous rappelons les définitions générales des éléments constituant la chaîne de mesure d'un capteur [ASCH¹-1982]. La Figure I-1 représente la chaîne de mesure type d'un capteur, on y distingue :

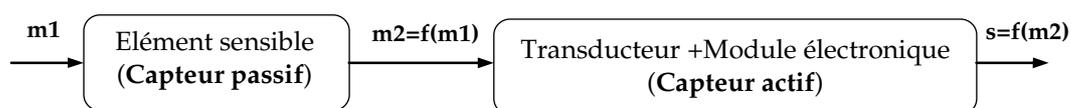


Figure I-1. Chaîne de mesure.

- ❖ **Mesurande primaire (m1)** : grandeur physique objet de la mesure (température, déplacement, pression, etc.) ;
- ❖ **Élément sensible (capteur passif)** : dispositif qui, soumis au mesurande primaire étudié en assure une première traduction en une autre grandeur physique non électrique, le mesurande secondaire (m2). Dans certains cas l'élément sensible représente un dispositif qui est en contact avec le milieu ou l'objet dont on veut estimer un mesurande, et dans d'autres c'est le milieu ou l'objet eux-mêmes qui jouent le rôle d'élément sensible ;
- ❖ **Capteur actif** : dispositif qui soumis à l'action du mesurande non électrique présente une caractéristique de nature électrique (charge, tension, courant ou impédance) désignée par s et qui est fonction directement de m_2 et indirectement de m_1 ;
- ❖ **Mesurage** : ce terme désigne l'ensemble des opérations expérimentales permettant d'associer une valeur numérique au mesurande primaire.

3. METHODES DE MESURE TRADITIONNELLES

Les méthodes de mesure avec contact consistent à transmettre l'information de la température grâce à un lien matériel, électrique ou mécanique, entre l'élément sensible et le capteur actif. Les capteurs de température qui mettent en œuvre ces méthodes de mesure sont couramment appelés capteurs de température avec contact.

Nous n'allons donner qu'un aperçu des principales méthodes de mesure avec contact sans entrer dans les détails car ces méthodes sortent du cadre de nos travaux. Pour de plus amples informations le lecteur peut néanmoins se reporter aux exemples et références présentés ci-dessous.

3.1. Méthodes électriques

Ces méthodes reposent essentiellement sur la variation avec la température de la valeur d'une résistance ou de son bruit de fond, sur l'effet Seebeck ou sur la sensibilité thermique de la fréquence d'oscillation d'un quartz,... Dans la catégorie des capteurs de température mettant en œuvre des méthodes électriques, on distingue le plus souvent : les thermomètres à résistance métallique [VIG-2007], les thermistances [VER-1977], et les couples thermoélectriques [BON-1997], [ASCH²-1982].

3.2. Méthodes mécaniques

Les méthodes mécaniques sont essentiellement fondées sur la dilatation d'un solide, d'un liquide ou d'un gaz à pression constante, sur la pression d'une vapeur saturante ou sur la célérité du son... Les principaux thermomètres basés sur ces méthodes sont : les thermomètres à dilatation de gaz (thermo manomètres), les thermomètres à dilatation de liquide, les thermomètres à dilatation de solide, les thermomètres à tension de vapeur.

4. METHODES REPERES

Les méthodes repères représentent une catégorie particulière des moyens de mesure de la température. Dans ce cas l'information de la température et de ses variations est obtenue en contrôlant visuellement l'état d'un élément sensible : ses déformations ou ses changements de couleur. Comme l'indique leur nom, ces méthodes se doivent avant tout de donner une valeur approchée de la température. La précision doit être suffisante mais ce n'est pas un paramètre prioritaire. Ce sont des méthodes tout à fait passives, sans aucune automatisation, et leur mise en œuvre se fait uniquement par l'intermédiaire de manipulations manuelles et d'observations visuelles. Le fonctionnement des méthodes repères est basé sur la fusion franche ou progressive de solides, des changements de couleur de vernis ou de peintures [BIS-2001]. Les principales réalisations pratiques de ce type sont ce que l'on appelle les montres fusibles et les revêtements colorés représentés par les crayons et peintures thermosensibles.

4.1. Montres fusibles

Les montres fusibles sont principalement utilisées dans les industries céramiques pour rendre compte de l'état de cuisson d'un produit. Leur fonctionnement est basé sur des déformations rapides par ramollissement des solides (kaolin, feldspath, silice, alumine, etc.) à partir d'une température donnée. Les mesures sont effectuées dans un domaine allant de 600 à 2000°C. Les montres fusibles ne peuvent pas être réutilisées, ce sont donc des moyens de mesure jetables.

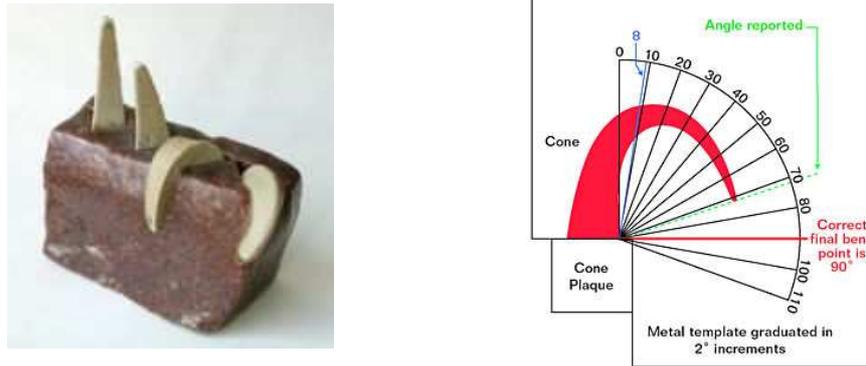


Figure I-2. Cônes Seger.

On distingue : les cônes Seger, les cônes Orton, les montres P.F., les montres décimales, les barreaux Holcroft, les pastilles Watkin, et les anneaux Buller.

En comparaison avec les autres méthodes de thermométrie, ces méthodes ont l'avantage de rendre compte aisément de la température à l'intérieur d'un four, et également de l'état de cuisson d'un produit. En plus, les montres fusibles sont parfaitement adaptées comme indicateurs mémorisant le dépassement d'un seuil critique de température car si leur température de fusion est atteinte les montres se mettent irrévérablement en état horizontal. Néanmoins ceci n'est possible que pour des seuils de températures allant au-delà de 600°C, et les montres fusibles ne peuvent pas être utilisées pour mémoriser le dépassement d'un seuil bas de température (p. ex la température ambiante).

La Figure I-2 représente des cônes Seger et l'échelle des angles de déformations d'après laquelle la température atteinte est estimée.

La Figure I-3 représente un anneau Buller et sa jauge de mesure. Placés dans un four ces anneaux rétrécissent en fonction de la température et l'importance du retrait est estimée à l'aide d'une jauge dans laquelle on fait passer les anneaux (Figure I-3).

Les inconvénients majeurs des montres fusibles sont :

- ❖ la dépendance vis-à-vis de l'atmosphère du four, par exemple une atmosphère contenant de la vapeur d'eau peut être néfaste ;
- ❖ l'influence de la vitesse de montée en température sur les indications données par un cône, par exemple les indications peuvent varier de plusieurs dizaines de degrés dans les cas de montée rapide ou lente en température ;
- ❖ leur utilisation n'est pas intuitive ;
- ❖ enfin, ce sont des méthodes visuelles non adaptées pour systèmes embarqués soumis à des mouvements.



Figure I-3. Anneau Buller et jauge de mesure.

4.2. Crayons et peintures thermosensibles

Les crayons et les peintures thermosensibles fonctionnent sur le principe du changement définitif de couleur ou de la variation réversible de teinte suite à un changement de composition à une température donnée, par exemple départ d'eau, de CO₂, de NH₃, etc. Ces produits sont très simples d'utilisation et permettent de surveiller l'échauffement de pièces compliquées, inaccessibles, ou dont on désire connaître la température de surface ou la répartition de la température. En revanche, c'est de nouveau une méthode visuelle ne pouvant pas être automatisée. Dans cette catégorie on distingue les produits suivants :

- ❖ Les crayons thermiques utilisés pour des températures de 120 à 600°C (Figure I-4) ;
- ❖ Les « *Tempilstiks* » dont la trace déposée se liquéfie à une température connue de 30 à 1371°C (Figure I-5) ;
- ❖ Les peintures « *Thermindex* » changeant irréversiblement de couleur et de teinte, utilisées pour des températures de 70 à 800°C ;
- ❖ Les vernis « *Tempilaq* » fondant à une température fixe, utilisés pour des températures de 79 à 1093°C (Figure I-6) ;
- ❖ Les indicateurs irréversibles de température « *Tempilabels* » et « *Thermax* » allant de 29 à 290°C (Figure I-7) ;
- ❖ Les papiers imprégnés « *Thermopaper* » et « *Thermotube* » qui virent irréversiblement du blanc au noir en une fraction de seconde pour des températures allant de 50 à 250°C.



Figure I-4. Crayons thermiques.



Figure I-5. « Tempilstiks ».

De même que les montres fusibles, les crayons, les vernis et les peintures thermosensibles ne sont pas réutilisables parce qu'il n'y a pas moyen de les réinitialiser. Les modifications dues à la température sont irréversibles et une fois la couleur changée elle y reste. Nous remarquons également qu'il n'existe pas de vernis ou autre utilisés pour des températures inférieures à 0°C.



Figure I-6. « Tempilaq ».

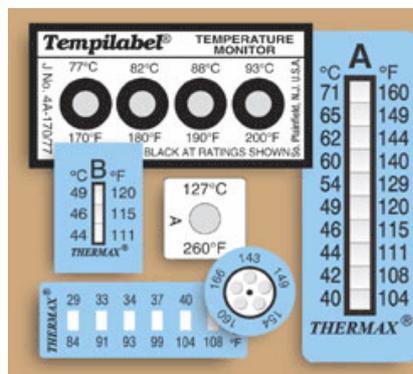


Figure I-7. « Tempilabels » et « Thermax ».

5. METHODES DE MESURE SANS CONTACT

Les méthodes de mesure sans contact consistent à transmettre l'information de la température et de ses variations sans aucun contact matériel entre l'élément sensible et le capteur. Les capteurs de température qui mettent en œuvre ces méthodes de mesure sont couramment appelés capteurs de température sans contact. Comme nous l'avons mentionné au début nous allons décrire en détails cette catégorie de méthodes de mesure car le terme « sans contact » est l'un des mots clés de nos travaux de recherche.

5.1. Introduction

Les capteurs de température sans contact sont en demande croissante dans plusieurs applications où les capteurs traditionnels avec contact s'avèrent mal adaptés. Nombreuses sont les applications où il est difficile, voire néfaste, de faire passer des fils électriques entre l'élément sensible, placé dans l'endroit dont on veut mesurer la température, et le capteur qui analyse la réponse. Nous pouvons en citer quelques unes : par exemple les enceintes étanches, les paquets de produits alimentaires ou encore les boîtes de médicaments, etc. Dans tous ces cas et bien d'autres, il est indispensable que la température soit mesurée à distance sans aucun contact. D'autre part, la mesure de la température sans contact est indispensable dans les cas de pièces en mouvement, de pièces sous tension ou encore dans des processus industriels à très haute température où le contact direct peut être dangereux pour le personnel de maintenance.

5.2. Bilan des avantages et des inconvénients

Faire une mesure sans contact, c'est sans doute un avantage incontournable ouvrant les portes à une multitude de nouvelles applications. Cependant, les divers capteurs de température sans contact peuvent être plus au moins adaptés et pratiques d'utilisation au regard de leur fonctionnement, et surtout au regard de l'application envisagée. Ils présentent donc des avantages et des inconvénients divers qui doivent être étudiés pour chaque application donnée. Il n'est pas vraiment possible de désigner un capteur comme bon ou mauvais car les capteurs qui sont parfaitement adaptés pour certaines applications ne le sont peut-être pas pour d'autres. Le choix doit donc être fait en fonction des besoins de l'application donnée. L'objectivité de ce dernier exige des connaissances complexes sur toutes les méthodes de mesure utilisées, sur leurs avantages et limitations, ainsi que sur leurs coûts. La maîtrise de tous ces facteurs permet de trouver le compromis idéal pour une application donnée. Afin de mettre en évidence tout ceci, nous allons d'abord proposer une classification globale des différentes méthodes de mesure de température sans contact, et ensuite nous allons les décrire le plus précisément possible. Lors de la description de chacune des méthodes nous tâcherons toujours de répondre aux questions suivantes :

- ❖ Quel est l'élément sensible utilisé dans la chaîne de mesure ?
- ❖ A travers les variations de quelle grandeur (phénomène) la température est-elle traduite ?

- ❖ La mesure est-elle automatisée ou bien demande-t-elle des manipulations manuelles ou surveillances visuelles ?
- ❖ S'agit-il d'une mesure en temps réel ou d'une mesure de type tout ou rien ?
- ❖ Y a-t-il la possibilité de garder en mémoire le dépassement d'un seuil de température ?
- ❖ Quelles sont les applications possibles et/ou envisageables ?
- ❖ Plage de températures d'utilisation, précision, sensibilité, linéarité ?
- ❖ Aisance de mise en œuvre et de fonctionnement ?
- ❖ Quel est le coût ?

5.3. Classification des méthodes de mesure de température sans contact

Dans ce paragraphe nous distinguons les méthodes de mesure de température sans contact en deux grandes sous catégories (Figure I-8).

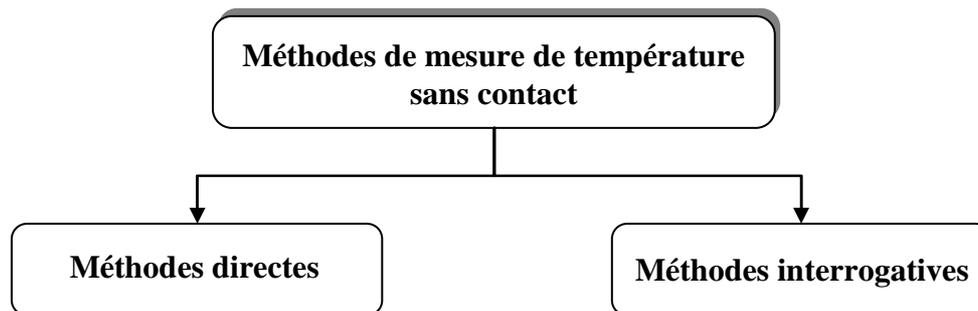


Figure I-8. Principales méthodes de mesure de température sans contact.

5.4. Méthodes directes

Les méthodes directes de mesure de température sans contact consistent à analyser le rayonnement d'un corps, objet de la mesure, en fonction de la température. Ce sont des méthodes dites passives car aucun signal d'interrogation n'est fourni pour obtenir une réponse. Le domaine des mesures de température sans contact basées sur des méthodes directe est couramment appelé « pyrométrie ».

5.4.1. Principe de fonctionnement

Tout corps émet un rayonnement électromagnétique (de la lumière) dû à sa température. Les méthodes directes sont basées sur l'analyse du rayonnement émis par un corps pour déterminer sa température. La longueur d'onde (ou couleur) du rayonnement émis par le corps est directement liée à sa température. C'est donc le corps lui-même qui joue le rôle d'élément sensible et ce sont les variations de son rayonnement qui traduisent les variations de la température. La longueur d'onde est de l'ordre de plusieurs micromètres pour les températures autour de 20-30°C, et de l'ordre de centaines de nanomètres pour les températures élevées (p. ex. le soleil). Ainsi, en analysant la lumière émise par un objet il est possible de déterminer sa température.

5.4.2. Pyromètres

Les capteurs de température mettant en œuvre les méthodes directes sont couramment appelés pyromètres ou encore pyromètres optiques. On distingue :

- ❖ Les pyromètres à radiation totale ;
- ❖ Les pyromètres à récepteur sélectif ;
- ❖ Les pyromètres à disparition de filament ;
- ❖ Les pyromètres bichromatiques,...

De nos jours, il existe de nombreux fabricants qui se partagent le marché des capteurs de température sans contact. Grâce aux recherches très poussées et à l'évolution des technologies de fabrication, le domaine de la pyrométrie évolue à grands pas et des modèles de plus en plus sophistiqués sont désormais proposés sur le marché. Ils présentent certes de nombreux avantages mais également quelques inconvénients. Nous allons tout d'abord citer quelques avantages en les illustrant par des modèles de pyromètres existants sur le marché. Avant tout, les pyromètres optiques offrent l'avantage incontournable d'effectuer des mesures de température sans contact.

Autres avantages :

- ❖ Très large étendue de mesure en température. La Figure I-9 présente un nouveau modèle développé par la société Espi-Heitronics permettant des mesures de -50°C à 3000°C ;



Plage de mesure : -50°C à 3000°C

Figure I-9. Pyromètre infrarouge [www.espi-heitronics.fr].

- ❖ Possibilités d'effectuer des mesures de pièces sous tension (composants électriques/électroniques) ou ne pouvant pas être touchées (pièces stériles ou fraîchement peintes, etc.). Les mesures des pièces en mouvement ou la surveillance de processus industriels sont également possibles. Plusieurs fabricants proposent des modèles portables idéalement adaptés pour ces types de mesure. La Figure I-10 présente un exemple de pyromètre portable pour des verres ;



Plage de mesure : 150°C à 1800°C
Distance de mesure jusqu'à 2000 mm

Figure I-10. Pyromètre portable [www.impacinfraed.com].

- ❖ Temps de réponse pouvant être très faible, de l'ordre de quelques ms ;
- ❖ Distance de mesure importante ;
- ❖ Durée de vie importante ;
- ❖ Grande souplesse d'utilisation, etc.

Cependant, les pyromètres optiques présentent également quelques inconvénients ou plutôt on peut dire qu'il y a des applications et des cas de figures particuliers où ils sont mal appropriés. Voici quelques inconvénients :

- ❖ Les pyromètres optiques n'indiquent jamais, ou presque la température thermodynamique du milieu. Un écart de plusieurs dizaines de degrés est courant si les corrections d'émissivité et d'absorption n'ont pas été effectuées. Normalement les pyromètres sont préalablement étalonnés par le fabricant et une liste des émissivités des différentes matières est fournie ;
- ❖ Les pyromètres optiques ne fournissent qu'une mesure surfacique de la température. Nous suggérons donc qu'ils sont mal adaptés dans des cas où nous voulons mesurer la température à l'intérieur d'une enceinte étanche par exemple ;
- ❖ La détection du dépassement d'un seuil critique de température est possible mais nécessite des mesures en temps réel. En aucun cas le dépassement ne peut être mémorisé sans risque d'effacement, par exemple à cause d'une coupure de l'alimentation électrique. Prenons comme exemple le transport d'aliments ou de médicaments où nous voulons vérifier que les produits n'ont pas été exposés à des températures trop élevées durant le voyage. Dans ce cas les mesures en temps réel par pyrométrie sont très coûteuses et pas bien adaptées. Nous suggérons donc qu'un dispositif capable de mémoriser le dépassement d'une température critique sans faire des mesures continues s'avère très intéressant et peut ouvrir la voie de nouvelles applications ;
- ❖ La mise en œuvre des mesures pyrométriques n'est pas toujours très pratique car elle demande des moyens importants d'instrumentation ;
- ❖ Enfin, les pyromètres, bien que très précis, demeurent pour l'instant des moyens très onéreux et ne sont utilisés que dans des cas où ils sont indispensables.

5.5. Méthodes interrogatives

Avant d'expliquer comment la température peut être mesurée sans contact à l'aide des méthodes interrogatives, nous tenons à présenter une autre application de ces méthodes dans les systèmes de surveillance électronique des articles (EAS pour Electronic Article Surveillance). La description a pour but de mettre en évidence le principe de fonctionnement et les critères qui doivent être pris en compte.

5.5.1. Systèmes de surveillance électronique des articles (EAS)

Les systèmes EAS sont très répandus dans la vie de tous les jours et jouent un rôle important contre les vols et la fraude. On retrouve ces systèmes à nombreux endroits publics tels que les bibliothèques, les magasins, les banques de prêt, etc. Le principe consiste à poser une étiquette antivol sur l'article sous surveillance. Ensuite cette étiquette est interrogée sans contact par un système excitation/détection (portiques électroniques) au point de contrôle (ex. sortie du magasin) et, si elle n'est pas désactivée, déclenche une alarme. On distingue trois grandes catégories de systèmes EAS (Figure I-11).

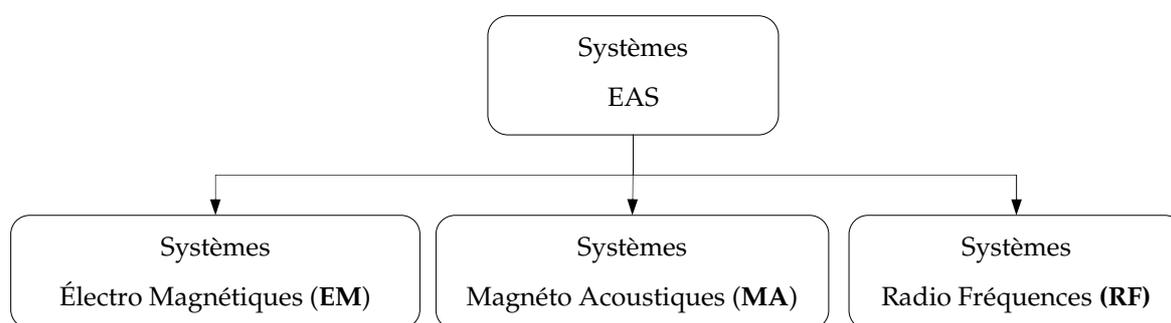


Figure I-11. Classification des systèmes EAS.

Les systèmes Electro Magnétiques (EM) sont utilisés essentiellement dans les bibliothèques. Le principe de fonctionnement est basé sur la détection d'une signature harmonique que l'étiquette antivol présente (si étiquette présente et active) ou pas (si étiquette absente ou désactivée) lorsqu'elle est soumise à un champ sinusoïdal d'excitation. La fréquence du signal d'excitation est de 50 Hz à quelques kHz. Les étiquettes EM les plus répandues sont constituées de matériau doux (ex. alliage « Permalloy ») et de matériau semi rémanent (Figure I-12). La signature harmonique est due à la non linéarité du cycle d'hystérésis du matériau doux. Généralement, des matériaux doux très perméables avec un champ coercitif très faible sont utilisés. Le matériau semi rémanent joue un rôle important dans la désactivation et la réactivation de l'étiquette.



Figure I-12. Etiquette EM.

L'avantage majeur des systèmes EM consiste en ce que les étiquettes EM sont réutilisables. En revanche, la précision (ex. faux déclenchement d'alarme) est médiocre.

Les systèmes Magnéto Acoustiques (MA) utilisent des étiquettes magnéto acoustiques (Figure I-13) associant un matériau amorphe magnétostrictif et un matériau semi rémanent. Le principe de fonctionnement est basé sur la résonance acoustique. La fréquence utilisée est d'environ 60 kHz. L'antenne d'excitation envoie des impulsions précises avec un champ crête précisément défini. Lorsque l'étiquette antivol pénètre dans ce champ et si elle n'est pas désactivée, son matériau amorphe se met à résonner à une fréquence unique qui est reçue par l'antenne de détection sous forme d'ondes électromagnétiques. La précision accrue de ces systèmes est due au fait que la reconnaissance de l'étiquette est répétée plusieurs fois en une fraction de seconde avant de déclencher l'alarme. Plus précisément, l'antenne d'excitation émet des impulsions répétitives espacées d'intervalles de pauses bien définies. L'antenne de détection est synchronisée à « n'écouter » les signaux que pendant les pauses. Si l'étiquette est active, l'amortissement de sa vibration pendant la période de pause déclenche l'alarme.



Figure I-13. Etiquette MA.

Les systèmes Radio Fréquences (RF) et les étiquettes RF sont les plus largement répandus dans le monde, on en a tous vu sur les CD par exemple. L'avantage majeur des étiquettes RF (Figure I-14) est leur faible coût et l'inconvénient majeur est qu'elles sont jetables, il n'est pas possible de les réactiver ni donc de les réutiliser. Les fréquences habituelles du système d'interrogation sont 3.25, 5 ou 8.2 MHz.



Figure I-14. Etiquette RF.

La température peut également être mesurée sans contact à l'aide des méthodes interrogatives. Dans ce cas, l'élément sensible à la température est soumis à un signal d'interrogation afin d'obtenir une réponse. La chaîne de mesure est constituée alors de deux parties parfaitement indépendantes et séparées l'une de l'autre. D'une part nous avons l'élément sensible qui subit les variations de la température et y répond par les variations d'une propriété particulière, et d'autre part nous avons le capteur avec toute l'instrumentation nécessaire pour interroger l'élément sensible et détecter sa réponse.

5.5.2. Mise en scène des mesures de température sans contact

La Figure I-15 représente schématiquement la mise en scène des mesures de température sans contact par des méthodes interrogatives. Dans cet exemple, nous distinguons d'une part l'élément sensible dont les propriétés varient avec la température et d'autre part le capteur représenté par une bobine d'interrogation et une bobine de détection. L'élément sensible est un dispositif passif ne pouvant pas communiquer tout seul ses variations avec la température. Voilà pourquoi il est excité par un champ magnétique créé par la bobine d'interrogation. Ainsi les variations de ses propriétés avec la température peuvent être traduites en une autre grandeur détectable par la bobine de mesure ou les microphones. Les fonctions d'excitation et de détection peuvent également être accomplies par une seule bobine. Le signal détecté par la bobine de mesure représente la somme du signal d'interrogation et de celui du à l'élément sensible. Il peut être interprété en terme de variations d'amplitude, de fréquence de résonance ou encore de signature harmonique.

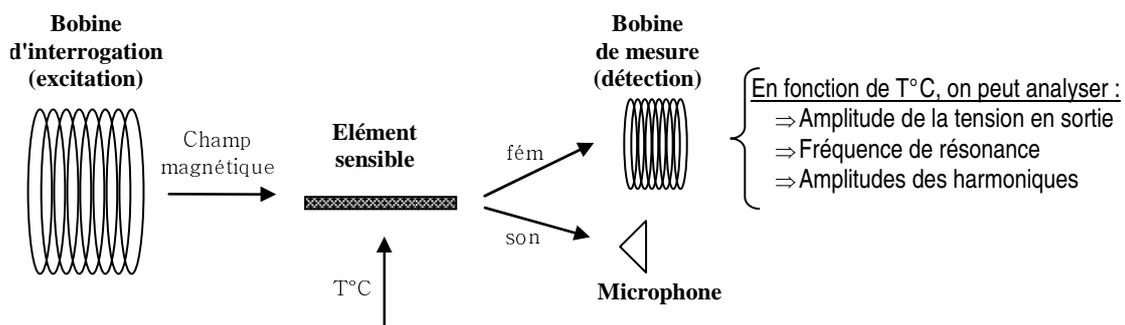


Figure I-15. Mise en scène des mesures de température sans contact par des méthodes interrogatives.

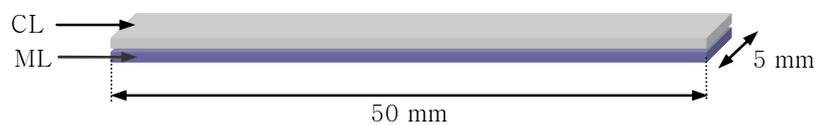
La maîtrise du fonctionnement des méthodes interrogatives demande des connaissances complexes aussi bien sur l'élément sensible que sur le système d'excitation et de détection. L'élément sensible fait une première traduction de la température en une

grandeur non électrique que le système de mesure traduit ensuite en une grandeur électrique détectable.

Dans les paragraphes suivants nous allons présenter les avancées actuelles des capteurs de température sans contact mettant en œuvre des méthodes interrogatives de mesure. Au fur et à mesure nous veillons à définir d'une part l'élément sensible, sa nature et la dépendance de ses propriétés à la température, et d'autre part le fonctionnement de la mesure.

5.5.3. Mesure de température sans contact par variations d'une amplitude

Les travaux de E. Kaniusas et al de Vienna University of Technologie [KAN-2003], [KAN-2004] présentent des configurations intéressantes d'éléments sensibles (capteurs passifs) qui, en fonction de la température, peuvent changer l'amplitude du signal en sortie du capteur actif. La Figure I-16 illustre un capteur passif magnétique constitué d'une couche de matériau magnétostrictif appelée "couche magnétostrictive" (ML pour magnetostrictive layer) collée sur une couche non magnétique (par exemple aluminium) appelée "couche compteuse" (CL pour counter layer).



ML

Alliage: VAC7505
 Epaisseur = 30 μ m
 $\alpha = 12 \cdot 10^{-6}/K$

CL

Al ou laiton
 Epaisseur = 50 μ m
 $\alpha = 24 \cdot 10^{-6}/K$ (Al)
 $\alpha = 18 \cdot 10^{-6}/K$ (laiton)

Figure I-16. Élément sensible, [KAN-2003].

Ce type d'élément sensible a été initialement conçu pour la mesure de courbure (déformation) mais par la suite les auteurs se sont aperçus que s'ils changent un des deux matériaux, il peut également être utilisé pour mesurer la température.

Pour la mesure de courbure, les deux matériaux de l'élément sensible ont le même coefficient d'expansion thermique (α), afin d'éviter les courbures parasites dues aux variations de la température. En revanche, dans le cas de mesure de la température, les

coefficients sont différents justement pour pouvoir tenir compte des courbures dues à la température.

Le fonctionnement des éléments sensibles de température est dû à 2 effets : 1) à cause des différents coefficients d'expansion thermique, les deux couches de matériaux réagissent différemment à la température ; 2) si les deux couches sont collées, les déformations (torsion, courbure..) de l'une entraînent les déformations de l'autre.

C'est donc ainsi que suite aux déformations de l'ensemble, la couche ML se déforme mécaniquement, sa perméabilité varie considérablement et change l'inductance de la bobine de détection.

Pour détecter sans contact les variations de l'amplitude avec la température, les auteurs ont utilisé une bobine placée à 1 cm de l'élément sensible (Figure I-17).

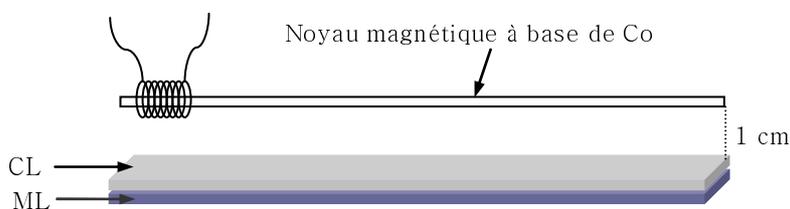


Figure I-17. Mise en scène de la mesure sans contact, [KAN-2004].

La sensibilité du capteur passif à la température a été déterminée en le plaçant dans un verre d'eau dont la température varie de 24 à 41°C. Les résultats des mesures effectuées à distance de 1 cm ont été montrés. Les auteurs ont constaté que l'inductance et donc la perméabilité augmentent linéairement avec la température. Par contre ils ont également constaté que la sensibilité des mesures effectuées à 1 cm était 10 fois inférieure à celle des mesures avec une bobine placée directement sur l'élément sensible. La sensibilité est annoncée être de 0.1%/°K dans le premier cas, et de 1%/°K dans le deuxième [KAN-2003].

5.5.4. Mesure de température sans contact par variations d'une fréquence de résonance

Ce paragraphe est dédié à une nouvelle famille de capteurs de température sans contact fonctionnant par la détection d'une fréquence de résonance qui varie en fonction de la température. Les recherches sur ce type de capteurs de température sont relativement récentes et les premières publications sont parues entre 1999 et 2003. Le principe de fonctionnement est similaire au celui utilisé dans les systèmes EAS MA et RF décrits

précédemment (§5.5.1) et est basé sur les variations de la fréquence de résonance de l'élément sensible avec la température.

La fréquence de résonance est le signal en sortie de la chaîne de mesure du capteur et ses variations sont causées par les variations d'autres grandeurs non électriques avec la température. Nous rappelons que c'est l'élément sensible dans la chaîne de mesure qui traduit la température et ses variations en autres grandeurs non électriques, qui conditionnent par la suite le signal en sortie du capteur.

Nous présentons ci-après des études sur l'utilisation de différents éléments sensibles dans des capteurs de température à détection de fréquence de résonance. Pour chacun d'entre eux nous précisons quelle grandeur physique de l'élément sensible varie avec la température.

❖ **Elément sensible magnétique**

L'utilisation des matériaux magnétiques en tant qu'éléments sensibles dans divers types de capteurs n'est pas nouvelle et plusieurs applications peuvent être citées : les capteurs fluxgates, les capteurs de magnétorésistance anisotropique (AMR) ou encore les capteurs de magnétorésistance géante (GMR). Par contre, rares sont les cas où des matériaux magnétiques sont utilisés dans des capteurs de température sans contact. Notre recherche bibliographique a montré que quelques groupes de chercheurs ont mené des travaux quasi simultanés sur ce sujet dans différents instituts aux Etats-Unis.

Dans leurs travaux R. Fletcher et N. Gershenfeld du Media Laboratory au MIT ont utilisé un élément sensible constitué de trois différentes couches de matériaux magnétiques (Figure I-18) : un ruban d'alliage amorphe $\text{Fe}_{35}\text{Ni}_{33}\text{Co}_{19}\text{B}_8\text{Si}_5$ dont on détecte la fréquence de résonance ; une fine couche de matériau semi rémanent (un aimant faible) « Arnokrome 3 » dont le rôle est d'imposer une polarisation continue ; et enfin une couche d'alliage ferromagnétique doux $\text{Fe}_{70,5}\text{Ni}_{29,5}$ dont la perméabilité varie avec la température et dont la Température de Curie (T_C) est de 70°C [FLE-2000].

Les variations de température font varier la perméabilité de l'alliage FeNi, par conséquent ceci change la répartition du champ de l'aimant entre les deux couches de matériaux doux (amorphe et FeNi). Lorsque l'alliage FeNi en dérive moins, l'alliage amorphe est de plus en plus polarisé et ceci atténue sa fréquence de résonance. La polarisation imposée sur l'alliage amorphe est donc indirectement contrôlée par la température. D'autre part, la fréquence de résonance de l'alliage amorphe dépend non seulement de la polarisation qu'il subit mais également du signal d'interrogation envoyé par le capteur.

Ainsi, la température pourrait être évaluée en analysant continuellement la fréquence de résonance détectée par le capteur. Les résultats de mesure dans la plage de 20°C à 70°C ont été présentés et une chute de 4% de la fréquence de résonance a été observée [FLE-2000], [FLE-2002]. La plage d'utilisation est en fait fixée par la Température de Curie (T_C) du FeNi et les auteurs remarquent qu'en variant la teneur en Ni des alliages FeNi dans la plage 28 à 80%, il est possible de changer T_C de 30 à 540°C.

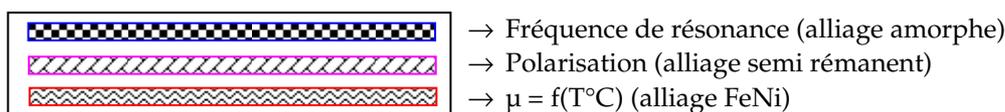


Figure I-18. Élément sensible pour capteur à détection de fréquence de résonance, [FLE-2000].

Pour résumer, il a été question ci-dessus d'un capteur de température utilisant un élément sensible magnétique, passif, et sans puce. Les variations de la température entraînent des variations des propriétés magnétiques qui engendrent des variations de fréquence de résonance, variations mesurées via le couplage inductif entre l'élément sensible et le capteur actif. La mesure se fait à distance et demande une acquisition continue. Les applications suggérées par les auteurs sont par exemple : la cuisson, la manutention ou encore le transport de produits alimentaires en bateaux.

Des travaux similaires ont été menés par des chercheurs du Materials Research Laboratory, de l'Université de Pensylvanie ou encore de l'Université du Kentucky (Department of Electrical Engineering). L'élément sensible utilisé consiste en une couche simple d'alliage ferromagnétique amorphe à forte magnétostriction de type « Metglas ». Cette classe de matériaux est couramment utilisée dans les capteurs de position [BAR-1997], les systèmes EAS [HER-2000] ou encore les capteurs de contrainte [MIT-1986]. Ces matériaux résonnent à des fréquences spécifiques déterminées par plusieurs facteurs, d'une part les caractéristiques intrinsèques du matériau : module de Young, densité, longueur, et facteur de Poisson, et d'autre part les conditions environnantes : taux d'humidité, contraintes extérieures, température, etc.

Le rôle du capteur actif est donc d'envoyer un signal d'interrogation en balayant plusieurs fréquences jusqu'à ce que la résonance du matériau soit déclenchée et sa fréquence de résonance soit donc identifiée. Si la fréquence du signal envoyé par le capteur est identique à la fréquence de résonance du matériau, ce dernier convertit de manière optimale l'énergie magnétique en énergie élastique et présente une déformation mécanique maximale.

De plus les études montrent que la superposition d'un champ continu au champ sinusoïdal permet de s'affranchir des problèmes d'anisotropie et d'améliorer ainsi les propriétés magnéto élastiques des matériaux. Un tel champ continu peut être fourni électriquement c'est-à-dire en imposant un offset sur le signal sinusoïdal ou bien il peut être créé magnétiquement en additionnant un aimant au matériau doux comme c'était le cas dans les travaux de Fletcher présentés précédemment.

Les variations de fréquence de résonance des matériaux avec la température résultent des variations de leur magnétisation et de leur module d'élasticité (module d'Young). Lorsque la température varie, ils résonnent à des fréquences différentes détectables par le capteur. Dans des plages limitées de température, la magnétisation et le module d'élasticité décroissent de façon linéaire en fonction de la température. Il a été montré que dans la plage de 23-92°C, la fréquence de résonance d'un « Metglas » ($\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$), égale à 58,2 kHz à température ambiante, décroît linéairement de 12Hz/°C, la sensibilité étant donc de 0,02%/°C [GRI-1999], [GRI-2000]. Dans [MUN-2002] et [ONG²-2003], l'influence combinée de la température et de l'amplitude du champ continu appliqué a été étudiée en détails à l'aide d'un modèle théorique et d'essais expérimentaux, et il a été montré que pour différentes valeurs de champ continu les variations de la fréquence de résonance en fonction de la température peuvent être croissantes, décroissantes ou nulles. Selon les résultats, les auteurs ont constaté que pour de faibles valeurs de champ continu la fréquence de résonance décroît avec l'augmentation de la température ; pour des champs de plus en plus importants, elle passe par 0 et puis augmente avec l'augmentation de la température. D'après les auteurs, c'est un moyen efficace de contrôler la réponse du capteur, y compris de la rendre insensible aux variations de la température. La mise en œuvre de cette technique, c'est-à-dire le choix du champ continu convenable, a été utilisée pour mesurer de façon simultanée plusieurs paramètres environnementaux avec le même élément sensible : par exemple, la mesure simultanée de température, pression, et niveau de PH a été traitée [JAI¹-2001], ainsi que celle de température et pression [JAI²-2001] ou encore celle de température et humidité [JAI³-2000]. Enfin nous citerons à titre informatif que les variations de la fréquence de résonance des matériaux « Metglas » sont exploitées pour réaliser de nouveaux capteurs prometteurs pour le domaine médical : capteurs de concentration de glucose [ONG²-2001], capteurs de surveillance de la coagulation du sang [PUC-2003], capteurs d'endotoxine [ONG-2006].

Un autre cas intéressant d'élément sensible magnétique a été utilisé dans les travaux de Y. H. Kim et al. La Figure I-19 représente l'élément sensible constitué d'une barre en ferrite munie de 12 tores en ferrite, l'ensemble est placé dans un tube en verre sur lequel il y a un

bobinage [KIM-2000]. Les tores ont une basse T_C et leur perméabilité change rapidement dans la plage de 35-50°C. Ce sont donc les tores qui sont sensibles à la température. La barre, quant à elle, est utilisée uniquement pour augmenter l'inductance de l'élément sensible, et ses propriétés ne changent pas dans la plage de température de la mesure.

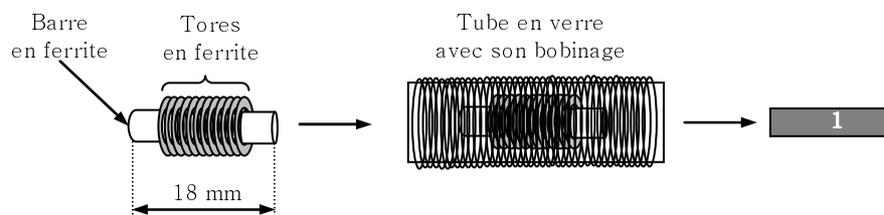


Figure I-19. Elément sensible pour capteur à détection de fréquence de résonance, [KIM-2000].

Le noyau magnétique (barre+rondelles) est muni d'un bobinage de 800 spires. L'élément sensible représente donc un circuit LC série avec un noyau magnétique. Les propriétés magnétiques du noyau changent avec la température, et cela change la fréquence de résonance du circuit.

La mise en scène de la mesure ainsi que les systèmes d'excitation et de détection sont représentés sur la Figure I-20. Les bobines d'interrogation et de mesure sont réalisées sur des ½ pots ferrites en forme de U munis de bobinages.

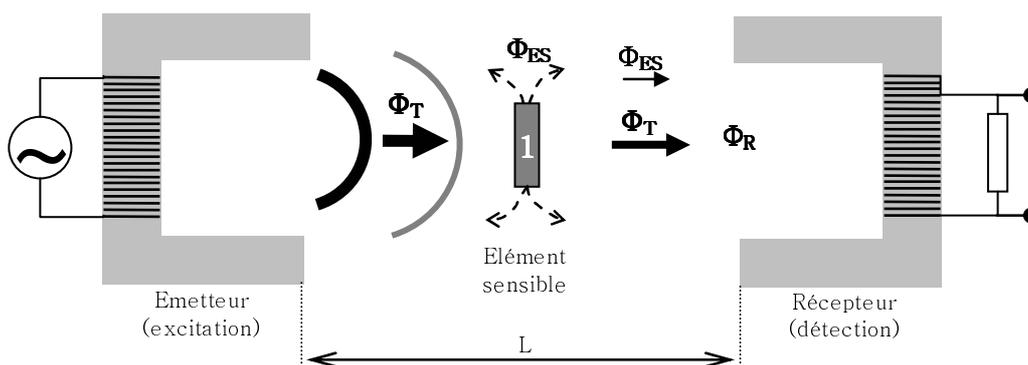


Figure I-20. Mise en scène de la mesure, [KIM-2000].

Des résultats des calculs et des mesures de la fréquence de résonance en fonction de la température ont été présentés [KIM-2000].

❖ **Élément sensible de type circuit résonant LC**

Nous citons dans ce paragraphe des travaux de recherche qui portent sur l'utilisation d'autres types d'éléments sensibles à la température dans des capteurs à détection sans contact d'une fréquence de résonance. Il s'agit de circuits passifs LC sans noyau magnétique conçus de façon à ce que leur fréquence de résonance soit dépendante des grandeurs physiques objets de la mesure. La Figure I-21 représente un circuit LC planaire 2D utilisé dans les travaux de K. Ong et C. Grimes, (Pennsylvania State University). La fréquence de résonance du circuit LC varie en fonction de la température et est mesurée à distance via le couplage d'inductance mutuelle entre l'élément sensible et le capteur [ONG¹-2001]. Une bobine simple ou une paire de bobines sont utilisées dans la chaîne de mesure pour interroger l'élément sensible (Figure I-22). La distance maximale à laquelle la mesure peut être effectuée dépend des dimensions de l'élément sensible, ainsi que des dimensions et de la puissance des antennes. Elle est annoncée aux alentours de 15 cm dans le cas d'une bobine simple, et approximativement à 1,5 m dans le cas d'une paire d'antennes émettrice et réceptrice.

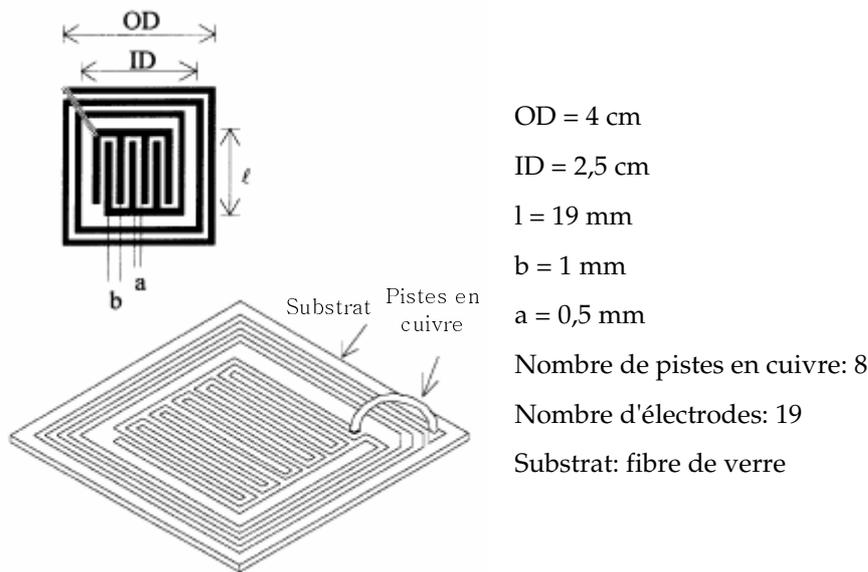


Figure I-21. Circuit LC sensible à la température [ONG¹-2001].

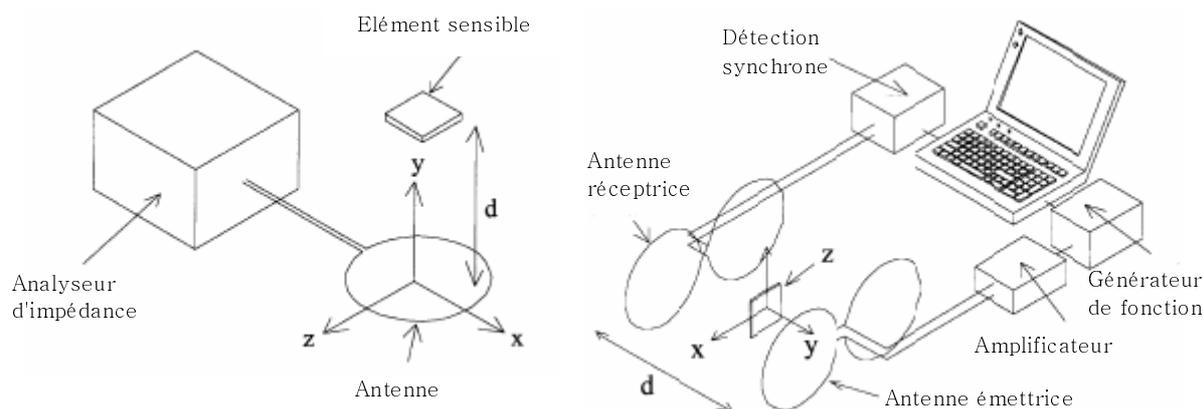


Figure I-22. Chaîne de mesure de capteur avec une ou deux antennes [ONG¹-2001].

Les variations de la température modifient les dimensions des pistes de cuivre et déforment le substrat du circuit LC, par conséquent l'inductance et la capacité changent, ainsi que la fréquence de résonance du circuit. Les auteurs stipulent également que le coefficient d'expansion thermique du substrat peut être choisi de façon à ce que le circuit soit sensible ou pas à la température. Il a été constaté par des mesures que la fréquence de résonance du circuit LC chute linéairement d'environ 6,4kHz/°C dans la plage de 0°C à 110°C [ONG¹-2001]. La fréquence du signal d'interrogation n'est pas annoncée mais d'après les figures nous pouvons l'estimer de l'ordre de 25MHz.

Les limitations majeures de cette technique sont :

- ❖ Perturbations de la mesure par la présence de matériaux conducteurs entre l'élément sensible et les antennes de réception ou émission ;
- ❖ Erreurs importantes dans la détermination de la fréquence de résonance lorsque la distance entre le capteur et l'élément sensible augmente.

5.5.5. Mesure de température sans contact par variations d'une signature harmonique

Cette catégorie de capteurs a un fonctionnement similaire aux capteurs à détection de fréquence de résonance, à la différence qu'ici on analyse la signature harmonique du signal en sortie. Ce dernier est une image des variations causées par la température sur l'élément sensible. Des matériaux magnétiques particuliers sont utilisés en tant qu'élément sensible dans la chaîne de mesure du capteur.

❖ **Elément sensible magnétique**

Dans leurs travaux R. Fletcher et N. Gershenfeld ont utilisé deux types d'éléments sensibles constitués de :

- ❖ Type 1- alliage amorphe+aimant ;
- ❖ Type 2- alliage amorphe+aimant+alliage FeNi.

Ils ont montré qu'avec ces éléments sensibles il était possible de détecter (mesure réversible) ou de mémoriser le dépassement d'un seuil de température [FLE-2000]. Pour la mémorisation du dépassement de seuil les auteurs utilisent le Type 1 (Figure I-23).

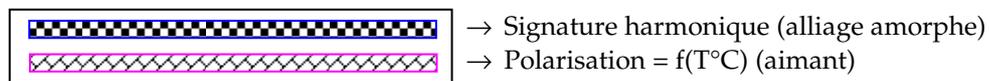


Figure I-23. Elément sensible pour mémoriser le dépassement d'un seuil de T°C, [FLE-2000].

A température ambiante, la polarisation de l'aimant sur l'amorphe est plus importante que l'amplitude du champ sinusoïdal d'excitation et l'amorphe ne présente aucune signature harmonique. Par contre, en dépassant la température de Curie de l'aimant, sa polarisation disparaît et l'amorphe est désormais libre de répondre au champ sinusoïdal d'excitation en présentant une signature harmonique. Cette dernière persiste tant que l'aimant n'est pas réaimanté. La valeur de la température de Curie de l'aimant n'est pas annoncée, ni les possibilités éventuelles de la modifier pour permettre d'ajuster le seuil de température à détecter.

Pour la détection réversible du dépassement d'un seuil de température, les auteurs utilisent l'élément sensible Type 2 (Figure I-24).

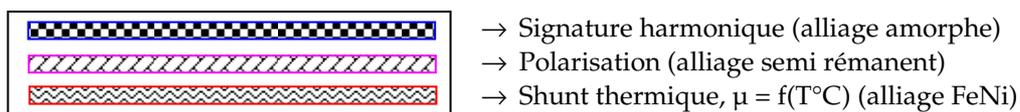


Figure I-24. Elément sensible pour la détection réversible du dépassement d'un seuil de T°C, [FLE-2000].

Le fonctionnement est décrit comme suit : à température ambiante, le FeNi a une perméabilité initiale $\mu = \mu_0 * \mu_r = 43$ qui sert de shunt pour atténuer la signature harmonique de l'alliage amorphe. Avec l'augmentation de la température jusqu'à 80°C, de forts harmoniques

émergent ce qui s'explique par la dégradation de la perméabilité ($\mu < 5$) du FeNi à cette température. En refroidissant l'élément sensible les harmoniques s'atténuent de nouveau en même temps que la perméabilité du FeNi augmente. Les auteurs annoncent également que le processus est répétitif et peut être appliqué dans le cas de cycles thermiques répétitifs.

Des matériaux « Metglas » de différentes compositions ont été utilisés dans les travaux de K. Ong et C. Grimes, ces matériaux présentent une signature harmonique dépendante de la température [ONG¹-2002], [ONG²-2002], [ONG¹-2003]. L'élément sensible est présenté sous forme de ruban fin d'épaisseur 28 μ m. Il a été montré que l'amplitude des harmoniques paires et impaires change de façon linéaire et réversible en fonction de la température, mais aussi en fonction des contraintes externes. Des mesures de la température ont été effectuées en plaçant successivement trois différents éléments sensibles dans un récipient d'eau chaude dont la température est surveillée par des thermocouples. Les résultats des variations des harmoniques des trois matériaux avec la température ont été présentés [ONG²-2002], et les auteurs ont constaté que les différents types de matériau manifestent des comportements différents à l'égard de la température et qu'ils présentent par conséquent des signatures harmoniques différentes. Par exemple ils annoncent que les alliages riches en Fe varient de façon considérable et linéaire en fonction de la température avec une pente croissante ou décroissante, alors que les alliages riches en Co demeurent quasi insensibles aux variations de la température. Ce sont les variations de la perméabilité magnétique avec la température qui conditionnent la signature harmonique de l'alliage. Les auteurs remarquent également qu'il est possible de s'affranchir des problèmes liés à l'orientation et la distance entre l'élément sensible et le capteur, en analysant le rapport de deux ou plusieurs harmoniques. Le principe de mesure consiste, comme dans le cas précédent, à soumettre l'élément sensible à un champ magnétique variable combiné avec un champ continu (offset) fourni par la bobine d'excitation, et de détecter sa réponse harmonique par une bobine de détection.

6. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté, de manière concise, les méthodes de mesure de la température en rappelant tout d'abord les méthodes traditionnelles, et en décrivant ensuite en détails les méthodes de mesure sans contact. Deux grandes catégories de méthodes sans contact ont été présentées : Méthodes directes et Méthodes interrogatives. Leur principe de fonctionnement a été présenté en donnant des exemples. Nous avons cité des travaux de recherche stipulant que la température pouvait être mesurée sans contact à l'aide des méthodes interrogatives par variations d'une amplitude, d'une fréquence de résonance ou d'une signature harmonique.

Le bilan sur les différentes méthodes de mesure sans contact d'une part, et au respect des objectifs de nos travaux de recherche d'autre part, notre intérêt s'oriente vers les méthodes interrogatives permettant de détecter à distance un élément sensible magnétique, comme par exemple les systèmes EAS (en particulier les systèmes EM) qui détectent sans contact la présence d'une étiquette magnétique. En adoptant cette méthode de mesure nous voulons l'appliquer pour exploiter les variations des propriétés magnétiques d'une étiquette avec la température, c'est-à-dire nous pourrions détecter non seulement la présence de l'étiquette mais également sa température.

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les matériaux magnétiques que nous voulons utilisés en tant qu'éléments sensibles de température.

CHAPITRE II. Alliages FeNi : Des bases théoriques à la caractérisation

1. INTRODUCTION

Il existe de nombreux cas d'utilisation de matériaux magnétiques doux dans des systèmes de capteurs, disjoncteurs, actionneurs, etc. Dans toutes ces applications on exploite une propriété originale de quelques métaux et de leurs alliages : le ferromagnétisme. On parle alors d'alliages ferromagnétiques doux, tels que les alliages FeNi qui font l'objet de notre travail.

Dans ce chapitre nous allons présenter des études théoriques et expérimentales sur les alliages FeNi afin d'une part de justifier leur choix en tant qu'élément sensible de température, et d'autre part d'analyser leur exploitation par des méthodes interrogatives de mesure sans contact. Pour cela nous allons analyser les caractéristiques et les particularités des alliages FeNi à travers les mots clés : mesure de température et mesure sans contact (excitation et détection à distance).

2. PRESENTATION GENERALE DES ALLIAGES FENI

L'étude théorique des alliages FeNi a pour but de présenter des données bibliographiques sur leurs caractéristiques fondamentales. Ainsi, les possibilités d'exploiter ces alliages en vue des applications en capteur de température sans contact vont être mises en évidence. Nous allons tout d'abord expliquer les principes généraux du ferromagnétisme et ensuite nous allons présenter le procédé de fabrication et les propriétés fondamentales des alliages FeNi.

2.1. Le ferromagnétisme du point de vue atomique

Dans l'édifice atomique, chaque particule élémentaire apporte sa contribution au moment magnétique de l'atome. La contribution du noyau atomique est toujours négligeable et le moment magnétique de l'atome dépend essentiellement de la somme des moments des électrons que les physiciens expriment en magnéton de Bohr μ_B Equation [II.1] :

$$\mu_B = \hbar e / (2m_e) = 9.273 \times 10^{-24} \text{ Am}^2 \quad \text{Equation [II.1]}$$

$\hbar = h / (2\pi) = 1.04 \times 10^{-34} \text{ Js}$ - constante de Planck divisée par 2π

$e = 1.619 \times 10^{-19} \text{ C}$ - valeur absolue de la charge de l'électron

$m = 9.11 \times 10^{-31} \text{ kg}$ - masse de l'électron

D'une façon générale, pour satisfaire les règles de la physique atomique, les électrons se regroupent pour constituer des couches aussi complètes que possible, où ils sont appariés deux à deux avec des spins opposés qui conduisent à un moment magnétique résultant nul. Le moment magnétique d'un atome ne provient donc que des électrons non appariés. Les éléments susceptibles de donner un moment magnétique important sont ceux qui ont beaucoup d'électrons non appariés :

- ❖ Métaux de transition (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) ;
- ❖ Métaux de terres rares (La, Ce, Pr, etc.)

Dans les états peu condensés de la matière (gaz, liquide), il n'y a pas d'interaction entre les moments magnétiques d'atomes proches voisins. En revanche, la situation peut être très différente dans les solides où les atomes porteurs de moments sont proches et ordonnés sur un réseau cristallin. En simplifiant, on a deux situations :

- ❖ Soit les atomes voisins s'ignorent et la somme de leurs moments magnétiques demeure statistiquement nulle : c'est le paramagnétisme ;
- ❖ Soit il apparaît une interaction entre les moments magnétiques et ils s'ordonnent, soit parallèlement (ferromagnétisme), soit antiparallèlement (antiferromagnétisme), soit quelquefois de façon plus complexe (ferrimagnétisme).

Le cas le plus simple et le plus intéressant pour les applications en génie électrique est le ferromagnétisme que l'on observe dans le fer, le cobalt, le nickel et la plupart de leurs alliages [COU-1995].

L'alignement des moments magnétiques atomiques conduit à une sorte de magnétisme géant : la polarisation à saturation est très grande, elle est maximale à 0°K et décroît avec l'augmentation de la température. La Figure II-1 représente les polarisations à saturation maximales (à 0°K) du fer pur ($J_s = 2,19$ T), du nickel pur ($J_s = 0,65$ T) et du cobalt pur ($J_s = 1,82$ T), ainsi que leurs variations avec la température jusqu'à la Température de Curie (T_C). Les allures de $J_s(T^\circ\text{C})$ et les valeurs de T_C (en °C) pour chacun des éléments purs (Fe, Ni et Co) sont également indiquées sur la Figure II-1, à savoir $T_{C\text{Fe}} = 770^\circ\text{C}$, $T_{C\text{Ni}} = 358^\circ\text{C}$, $T_{C\text{Co}} = 1131^\circ\text{C}$.

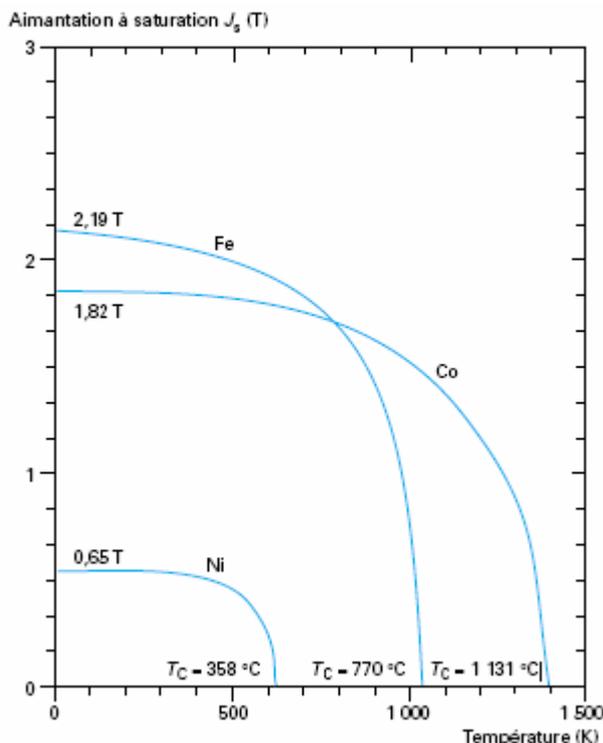


Figure II-1. Polarisation à saturation du fer, du cobalt et du nickel purs [COU-1995].

2.2. Le ferromagnétisme et la température

A basse température les atomes sont parfaitement ordonnés dans l'édifice du réseau cristallin (ferromagnétisme) et la polarisation à saturation du matériau est maximale (Figure II-1, J_s (0°K)). Quand on chauffe un solide ferromagnétique, l'agitation croissante des atomes contrarie le couplage entre les moments magnétiques des différents atomes et la perfection de leur alignement décroît progressivement avec la température, d'abord lentement, ensuite de façon catastrophique à l'approche de la Température de Curie (T_C). Pour des températures supérieures ou égales à T_C l'alignement ferromagnétique disparaît complètement pour laisser place au désordre paramagnétique. Ce phénomène est réversible, c'est-à-dire que si la température redescend le matériau retrouve ses propriétés ferromagnétiques. En fonction de la température le matériau peut donc transiter entre état ferromagnétique et état paramagnétique. D'une manière générale, le phénomène de transition entre le ferromagnétisme et le paramagnétisme est représenté sur la Figure II-2. On y voit (Figure II-2, a) le réseau ferromagnétique type à basse température (0°K), ainsi que la variation de la polarisation due au désordre croissant des atomes avec la température (Figure II-2, b).

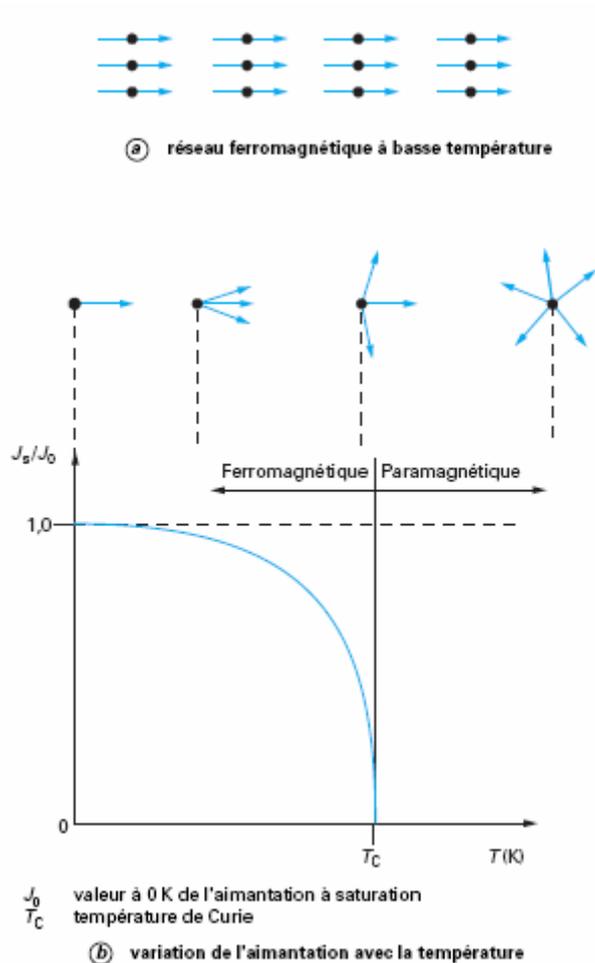


Figure II-2. Transition entre ferromagnétisme et paramagnétisme [COU-1995].

L'intensité du couplage et, par la suite, l'allure de $J_s(T^\circ\text{C})$ ainsi que la valeur de T_C dépendent naturellement des éléments en présence, s'il s'agit des éléments purs (ex. Fe, Ni, Co) ou bien des alliages (leurs compositions). Nous aborderons par la suite les propriétés magnétiques et électromagnétiques des alliages FeNi : binaires (à deux éléments) ou ternaires (à trois éléments).

2.3. Procédé de fabrication

Les alliages FeNiCr que nous avons utilisés dans nos travaux ont été fabriqués au Centre de recherche d'Imphy Alloys. La première étape de la fabrication consiste à « élaborer la composition » de l'alliage, c'est-à-dire doser et rassembler les différentes matières premières qui sont ensuite fondues afin d'obtenir des coulées d'environ 50kg. Le forgeage consiste à écraser le lingot brut afin d'obtenir un métal grossièrement parallélépipédique apte à subir le laminage à chaud qui suit et fait passer le métal de 5 à 10 cm d'épaisseur jusqu'à 2 à 5 mm d'épaisseur. La procédure de décapage permet, après laminage à chaud,

d'enlever les oxydes avec en surface. Ensuite, au laminage à froid, l'épaisseur souhaitée des lingots peut être affinée jusqu'à quelques dizaines de μm . Selon la structure cristalline et la composition de l'alliage, le laminage à froid peut être plus ou moins aisé nécessitant parfois un recuit intermédiaire et il existe des limites pour les épaisseurs atteintes. Enfin, le ou les traitements finaux thermiques, par la durée, le champ magnétique éventuel, la température et l'atmosphère contrôlée, permettent de fixer les propriétés magnétiques finales des alliages. La Figure II-3 illustre le procédé de fabrication des alliages FeNi.

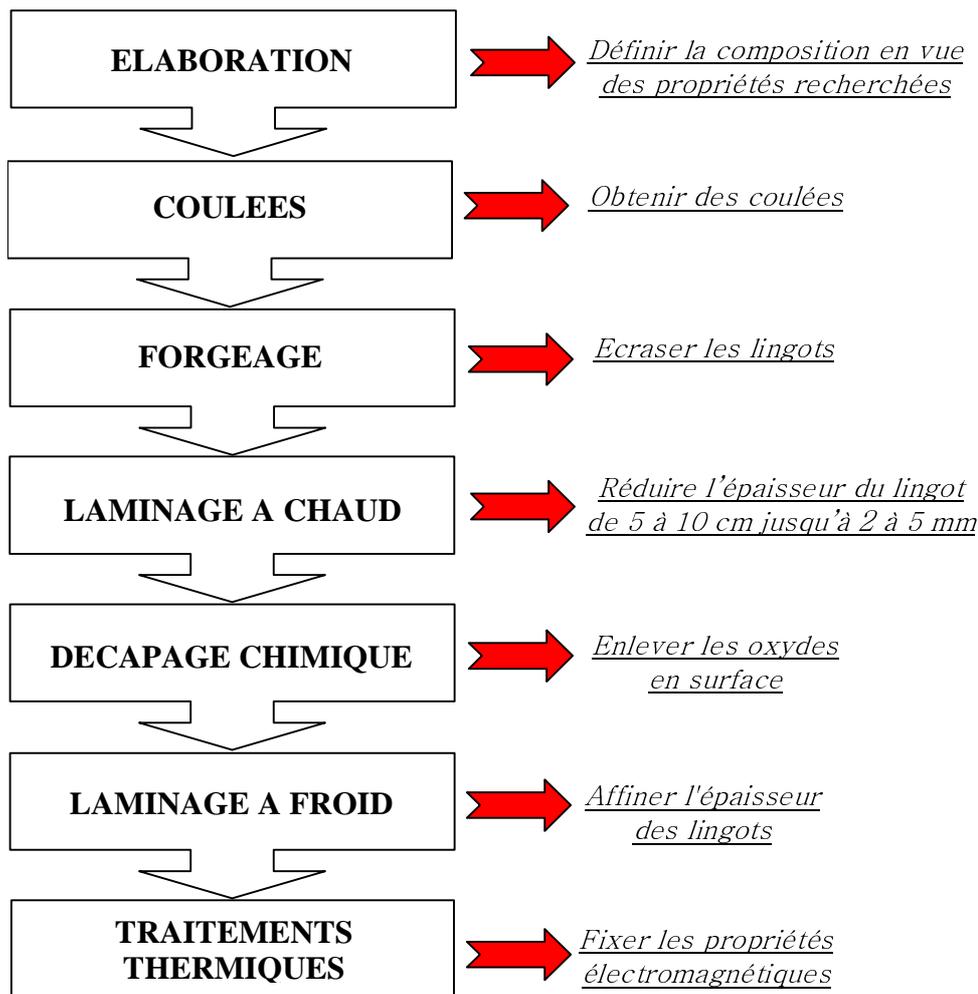


Figure II-3. Procédé de fabrication des alliages FeNi.

2.4. Température de Curie (T_C)

La Température de Curie (T_C) est la température à laquelle les matériaux ou alliages ferromagnétiques perdent leurs propriétés magnétiques et deviennent paramagnétiques. C'est donc cette caractéristique électromagnétique qui détermine la plage de températures

d'utilisation des alliages FeNi. Dans notre cas, en vue de l'utilisation des alliages FeNi en tant qu'élément sensible dans des capteurs de température, T_C est le paramètre clé pour chaque application envisagée. Dans ce paragraphe nous tâcherons d'expliquer comment la valeur de T_C peut être ajustée en jouant sur la composition chimique de l'alliage.

2.4.1. Valeur de T_C en fonction de la teneur en Ni

La valeur de T_C dépend de la composition chimique de l'alliage, et en particulier de la teneur en Ni : T_C augmente si la teneur en Ni augmente (jusqu'à 80%), au-delà de 80% de Ni la valeur de T_C décroît. La Figure II-4 représente l'évolution des T_C des alliages FeNi binaires en fonction de la teneur en Ni dans la plage de 28 à 35% de Ni [COU-1994].

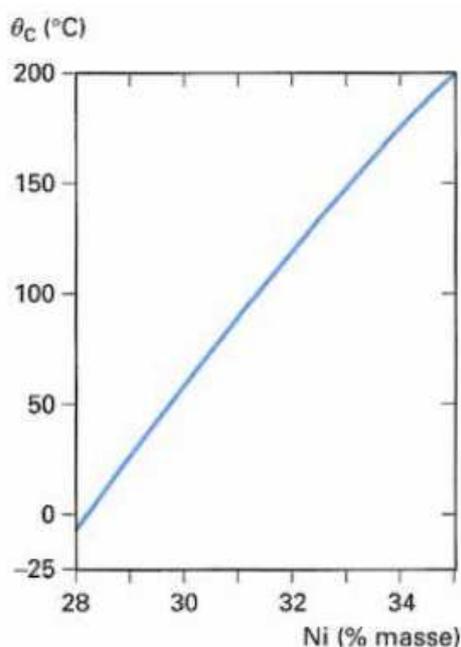


Figure II-4. Valeur de T_C des alliages FeNi en fonction de la teneur en Ni [COU-1994].

Nous remarquons que de très faibles augmentations de la teneur de Ni permettent d'accroître significativement la valeur de T_C . Ainsi pour 28-30% de Ni la valeur de T_C est proche de l'ambiante, et pour 35% de Ni elle est de l'ordre de 200°C.

2.4.2. Valeur de T_C avec addition d'autres éléments dans la composition de l'alliage

La valeur de T_C dépend également des additions d'autres éléments dans la composition, elle peut ainsi être revue à la hausse ou à la baisse. En général, les additions d'éléments non ferromagnétiques (ex. Cr, Mo, Si) permettent d'abaisser T_C . La Figure II-5

représente un exemple classique de l'évolution de T_C en fonction de l'addition de Cr (%) et pour différentes teneurs en Ni [COU-1996]. On y remarque que l'addition du Cr non seulement baisse la valeur de la T_C mais déplace aussi la position de son maximum avec la concentration. Ainsi pour un alliage de 35% de Ni la valeur de T_C peut être autour de 300°C pour 0% de Cr, et de l'ordre de -150°C pour 20% d'addition de Cr.

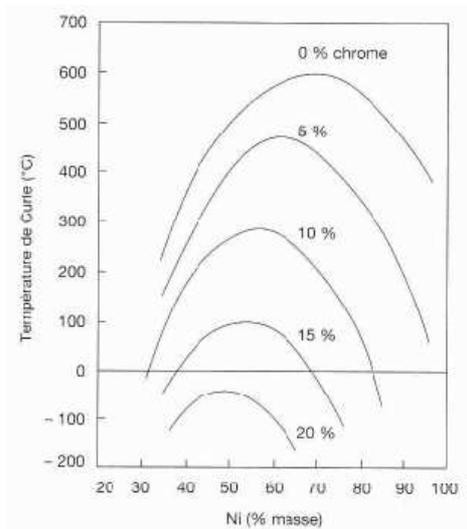


Figure II-5. T_C en fonction du Ni (en %) et pour différentes additions du Cr (en %) [COU-1996].

Nous pouvons également citer quelques commentaires issus des recherches exploratoires sur la composition des alliages FeNi menées au centre de recherche d'Imphy Alloys. Il a été trouvé que :

- ❖ L'addition supplémentaire de 3% de Cr dans des alliages Fe-34%Ni-5%Cr entraîne une baisse de T_C avec $\Delta T_C = -17^\circ\text{C}/\% \text{Cr}$;
- ❖ L'addition de 2% de Co dans des alliages Fe-34%Ni-5 ou 8%Cr permet d'augmenter T_C avec $\Delta T_C = 15^\circ\text{C}/\% \text{Co}$;
- ❖ L'addition de Cu dans des alliages Fe-32%Ni-2%Cr permet d'augmenter T_C avec $\Delta T_C = 15^\circ\text{C}/\% \text{Cu}$;
- ❖ L'addition de Mo semble avoir le même effet que le Cr, c'est-à-dire abaisser T_C .

La dépendance de T_C des alliages FeNi, en fonction des additions d'autres éléments dans la composition, nous laisse imaginer la grande flexibilité de choix de T_C , ainsi que les possibilités d'adapter la valeur de T_C en accord avec les autres exigences de l'application.

2.5. Résistivité électrique

La valeur de la résistivité électrique ρ exprimée en ($\Omega \cdot m$) est importante lorsque les alliages sont utilisés en régime alternatif (impact de la fréquence de mesure), c'est donc un paramètre important pour la méthode de mesure. Pour les applications à fréquence moyenne ou élevée, une valeur élevée de ρ est nécessaire afin de limiter la dégradation des propriétés magnétiques et les pertes élevées. En ce qui concerne les alliages FeNi, la valeur de ρ est déterminée par la composition et les additions d'autres éléments. La Figure II-6 donne l'évolution, à 0°C, de la résistivité en fonction de la teneur en Ni dans les alliages FeNi : la valeur est maximale pour environ 30% de Ni et décroît pour des teneurs en Ni plus importantes [COU-1995]. Or, nous avons déjà dit que ce sont les alliages Fe(~30%)Ni qui sont intéressantes pour les applications de capteurs de température ce qui est en accord avec les bonnes valeurs de ρ pour ces alliages.

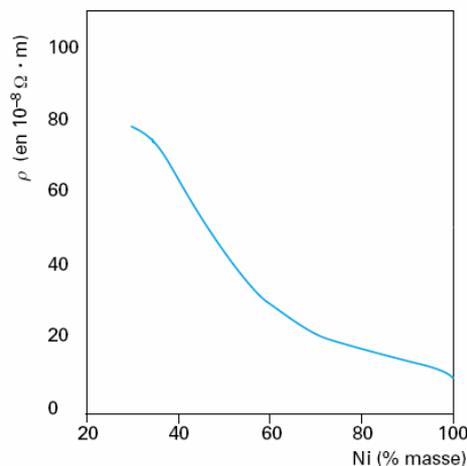


Figure II-6. Résistivité électrique en fonction de la teneur en Ni [COU-1995].

De plus, les additions limitées à quelques pourcents du chrome ainsi que d'autres éléments permettent d'augmenter sensiblement la résistivité, ce qui est davantage favorable à l'obtention de bonnes propriétés dynamiques lorsque des alliages à pourcentage élevé de Ni sont utilisés. La Figure II-7 représente l'évolution de ρ en fonction de la masse (en %) du chrome ajouté dans des alliages Fe80%Ni [COU-1994]. Il est évident que même les faibles ajouts du Cr augmentent considérablement la résistivité.

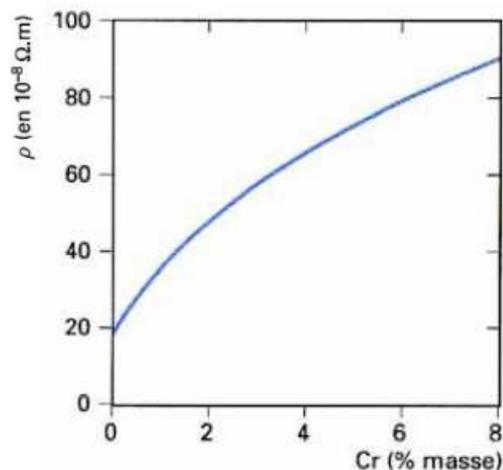


Figure II-7. Résistivité électrique en fonction de l'addition du Cr [COU-1994].

La résistivité électrique dépend également de la température de mesure, et sa valeur croît avec l'augmentation de la température, comme le montre la Figure II-8 [COU-95].

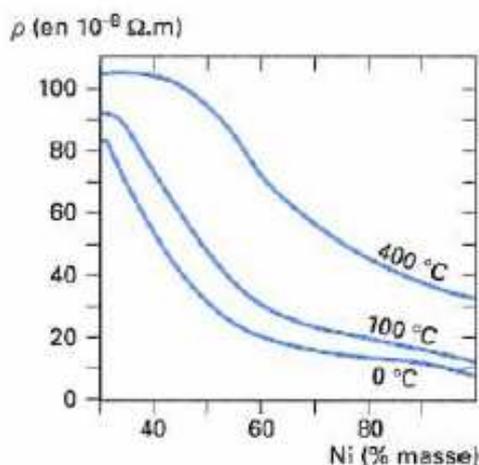


Figure II-8. Evolution de ρ en fonction du Ni (%) et pour différentes températures [COU-1995].

3. ETUDE THEORIQUE DES PROPRIETES MAGNETIQUES DES ALLIAGES FENI

Les alliages FeNi ne sont actuellement utilisés pour leurs propriétés magnétiques que pour des teneurs en nickel supérieures à 29,3%, c'est-à-dire tant qu'ils sont de structure cubique face centrée qui garantit de faibles constantes électromagnétiques K_1 et λ . Le choix des propriétés magnétiques (l'alliage le mieux adapté) est déterminé par les besoins de l'application (critères multiples à prendre en compte) et par les méthodes de mesure utilisées (avec ou sans contact). Des propriétés magnétiques et/ou électromagnétiques spécifiques peuvent être ajustées soit par la composition chimique soit par les traitements thermiques

auxquels l'alliage est soumis. Cependant, l'évolution des différents paramètres va rarement dans le même sens et un compromis doit être trouvé en fonction des priorités pour chaque application, en particulier pour les applications en régime alternatif. Dans cadre de notre étude, outre la priorité de pouvoir choisir aisément la valeur de T_C (voir le paragraphe précédent), nous avons avant tout l'objectif d'effectuer des mesures sans contact en exploitant les variations des propriétés magnétiques des alliages FeNi avec la température.

Ici, nous allons tout d'abord nous intéresser aux propriétés magnétiques (aimantation à saturation, champ coercitif, perméabilité, magnétostriction, anisotropie) des alliages FeNi en donnant les ordres de grandeur. Ensuite, les variations de ces propriétés avec la température de mesure et les possibilités de leur exploitation par des méthodes interrogatives de mesure vont être discutées.

3.1. Polarisation à saturation des alliages FeNi

L'induction B des alliages FeNi en fonction d'un champ magnétique H (continu ou périodique) est régie par les lois fondamentales de l'électromagnétisme. L'interprétation des électrotechniciens est ici utilisée (Equation [II.2]). L'aimantation M ou la polarisation magnétique $J = \mu_0 M$ maximale est atteinte à la saturation, c'est-à-dire pour des champs H suffisamment élevés. Sa valeur dépend de la composition des alliages (teneur en Ni) et d'éventuelles additions.

$$B(H) = \mu_0 H + J(H) \quad \text{Equation [II.2]}$$

B - induction magnétique en (T)

$\mu_0 = 4 \times \pi \times 10^{-7}$ - perméabilité du vide en (H/m)

μ_r - perméabilité relative

J - polarisation magnétique en (T)

H - champ magnétique d'excitation en (A/m)

3.1.1. Polarisation à saturation en fonction de la teneur en Ni

Lorsque l'on allie du fer qui possède $2,2 \mu_B$ (soit $J_s = 2,2$ T) à du nickel qui ne possède que $0,6 \mu_B$ (soit $J_s = 0,6$ T), on s'attend bien à un accroissement de la polarisation à saturation du Ni (pour l'alliage binaire résultant). L'évolution de J_s n'est toutefois pas triviale. La Figure II-9 montre que l'accroissement de J_s est linéaire jusque vers 60% de Fe alliés au Ni, à partir de 50% de Fe il apparaît un écart à la linéarité qui se transforme dans la région « Invar » (Fe36%Ni) en une extraordinaire anomalie [COU-1994], [COU-1996]. Tout se passe comme si

entre 40 et 25% de nickel non seulement le couplage ferromagnétique disparaît mais qu'en même temps la polarisation de l'alliage s'évanouit. Dans le cadre de notre étude, nous allons nous servir de ces effets pour ajuster J_s à la valeur désirée, pas forcément la plus élevée possible.

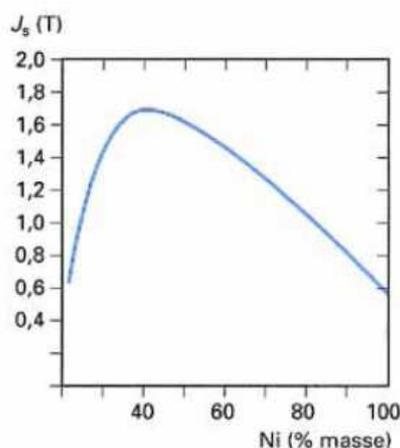


Figure II-9. Polarisation à saturation des alliages FeNi en fonction de la teneur en Ni [COU-1994].

3.1.2. Polarisation à saturation en fonction des additions d'autres éléments

De même que la valeur de T_C , la valeur de l'aimantation à saturation J_s des alliages FeNi dépend des additions d'autres éléments dans la composition, on parle alors d'alliages ternaires. La Figure II-10 illustre l'évolution, à température ambiante et $H=2400$ A/m, de J_s en fonction de la teneur en Ni et pour différentes additions de Cr [COU-96]. La polarisation à saturation baisse également avec l'ajout important d'éléments non magnétiques tels que le Cr ou le Mo. Ces phénomènes s'expliquent soit par la dilution des moments magnétiques du fait des additions, soit encore plus finement en tenant compte de la modification de la structure des bandes 3d responsables du ferromagnétisme (par les électrons apportés par les atomes étrangers). Quoi qu'il en soit, nous constatons un choix à volonté de la valeur de J_s : par exemple, si une valeur faible de J_s est souhaitée pour l'application il faut ajouter 10-15% de Cr, dans le cas contraire l'ajout doit être minimal ou nul.

Signalons cependant que les additions importantes du Cr vont certes abaisser la valeur de J_s mais également celle de T_C et c'est là où le compromis doit être trouvé entre la température et l'aimantation à saturation.

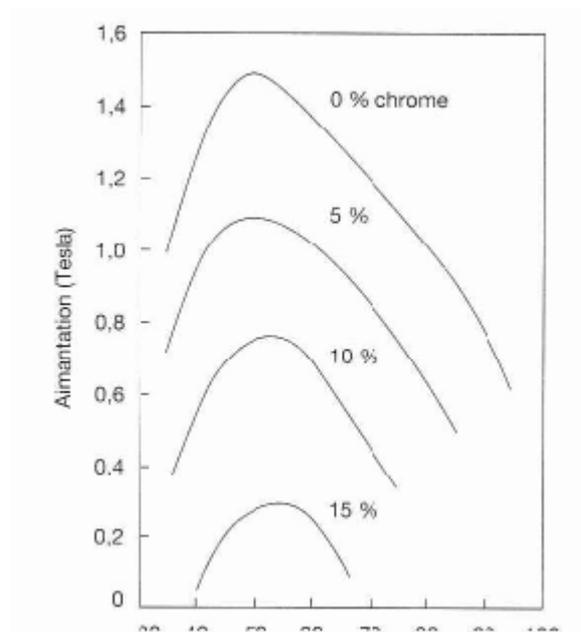


Figure II-10. J_s en fonction de la teneur en Ni (en %) et pour différentes additions de Cr (en %) [COU-1996].

3.1.3. Variations de polarisation à saturation en fonction de la température

Comme nous l'avons montré précédemment sur la Figure II-1, la polarisation à saturation des éléments Fe, Ni et Co dépend fortement de la température, il en est de même pour leurs alliages. Ceci est d'ailleurs à l'origine de l'intérêt d'exploiter ces alliages dans les capteurs de température. La valeur de J_s décroît avec l'augmentation de la température. Les variations de J_s avec la température sont particulièrement intéressantes pour des alliages FeNi à Ni~30% (type « Phytherm ») et sont exploitées dans l'électrotechnique miniaturisée pour faire de la compensation thermique dans les appareils de précision ou encore dans la téléphonie. Des exemples d'applications industrielles vont être donnés dans le §5.1.

Avec l'augmentation de la température, la polarisation à saturation varie rapidement et de façon réversible et presque linéaire à l'approche de T_C . La Figure II-11 représente les variations de J_s avec la température à l'approche de T_C pour quelques alliages FeNi (« Phytherm ») à différentes teneurs en Ni [COU-1994].

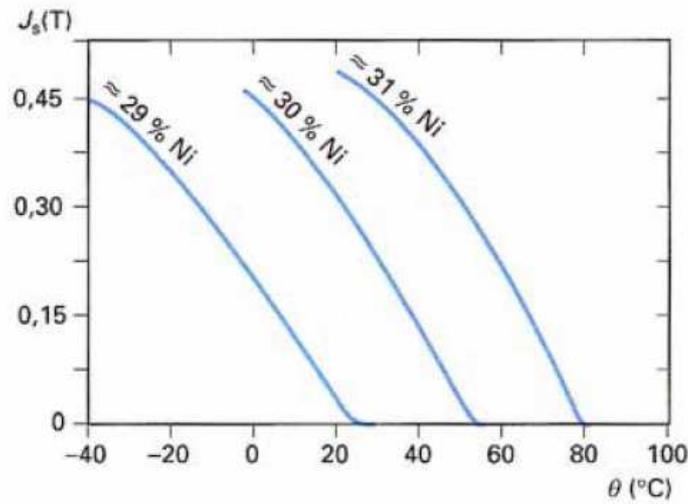
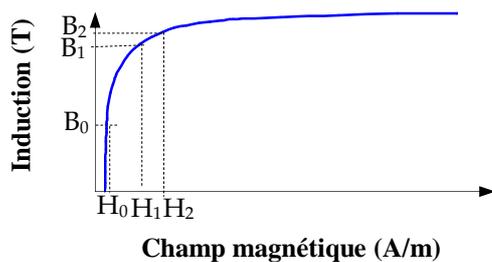


Figure II-11. Variation de J_s en fonction de la température et la teneur en Ni [COU-94].

Il est important de souligner ici que la pente et la linéarité de variation de J_s à l'approche de T_C ($T_C-10^\circ\text{C}$) peuvent être ajustées par les traitements thermiques auxquels l'alliage est soumis. Il est donc possible de rendre la pente linéaire, raide ou douce. C'est un avantage important qui permet d'envisager l'utilisation des alliages FeNi pour différents types de mesure de température : mesures de type tout ou rien (pente raide de $J_s(T^\circ\text{C})$) ; mesures continues (pente douce de $J_s(T^\circ\text{C})$).

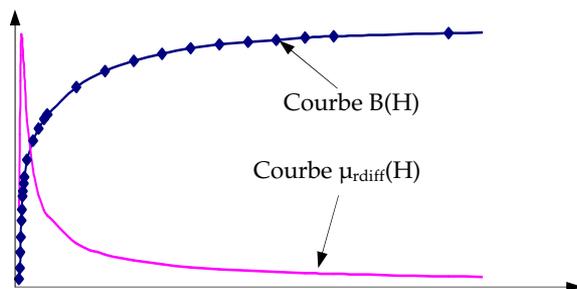
3.2. Perméabilité magnétique

La perméabilité magnétique μ est un paramètre d'importance majeure lorsque des méthodes interrogatives sont utilisées pour les mesures car elle quantifie les performances de l'alliage et son aptitude à répondre au signal d'interrogation. On distingue la perméabilité relative maximale $\mu_{r,\text{max}}$ (Schéma ci-dessous et Equation [II.3]). C'est la perméabilité maximale qu'un matériau présente lors de son aimantation. Elle est définie pour un point B_0 en fonction de H_0 dans la partie linéaire de la courbe $B(H)$ du matériau.



$$\mu_{r,\text{max}} = \frac{B_0}{\mu_0 H_0}$$

Equation [II.3]



$$\mu_{rdiff} = \frac{dB}{\mu_0 dH} = \frac{(B_2 - B_1)}{\mu_0 (H_2 - H_1)}$$

Equation [II.4]

Afin de déterminer la perméabilité ou plutôt la pente de variation dynamique de B en fonction de H en tout point de la courbe B(H), on utilise la perméabilité différentielle μ_{rdiff} (Equation [II.4]). Une courbe $\mu_{rdiff}(H)$ superposée, à échelle différente, sur une courbe B(H) sont montrées ci-dessus pour exemple.

Plus les valeurs de μ_{rmax} et μ_{rdiff} sont importantes, plus le matériau s'aimante facilement et peut atteindre J_s même pour des champs de faible amplitude. Ceci est d'autant plus important lorsque des méthodes interrogatives (excitation/détection) sont utilisées pour la mesure car l'amplitude du champ d'excitation décroît rapidement avec la distance et si la perméabilité du matériau que l'on mesure est faible la distance maximale de la mesure va être fortement réduite. La valeur de μ_{rmax} peut être ajustée par les traitements thermiques : des températures de recuit élevées conduisent à l'obtention de μ_{rmax} élevées. Dans le cas des alliages FeNiC (« Phytherm »), les traitements thermiques sont effectués à basse température (100-200°C) afin d'ajuster la pente de $J_s(T^\circ C)$, mais ceci ne s'avère pas favorable pour développer de bonnes perméabilités à cause de la présence du fort pourcentage de C. Or, nous avons mentionné ci-dessus que pour les méthodes interrogatives de mesure, des perméabilités les plus élevées possible sont nécessaires (ex. systèmes EAS). Un compromis doit être trouvé entre la pente de variation de $J_s(T^\circ C)$ souhaitée et la perméabilité nécessaire pour la mesure.

3.2.1. Impact de l'effet de peau et de la température de mesure

Dans le cas des mesures à fréquence moyenne ou élevée, les problèmes liés à l'effet de peau sont de effectifs et nous trouvons nécessaire de leur consacrer ce paragraphe. L'impact de l'effet de peau ou autrement dit l'impact des courants induits sur la mesure est estimé en prenant en compte les paramètres suivants : la fréquence, la perméabilité relative maximale, la résistivité électrique et l'épaisseur de l'échantillon d'alliage. Le calcul nécessaire pour le choix des paramètres ci-dessus est l'Equation [II.5] :

$$\delta(f) = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu_0\mu_{r\max}f}} \quad d = \frac{e}{\delta} \quad \text{Equation [II.5]}$$

δ - épaisseur de peau (m)

ρ - résistivité électrique ($\Omega\cdot\text{m}$)

f - fréquence (Hz)

$\mu_0 = 4 \times \pi \times 10^{-7}$ - perméabilité du vide en (H/m)

e - épaisseur du matériau (m)

d - rapport (sans unité)

La fréquence et/ou l'épaisseur du matériau doivent être suffisamment faibles pour que la pénétration du champ d'excitation dans le matériau soit complète, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas d'effet pelliculaire. L'épaisseur du matériau doit être du même ordre de grandeur que l'épaisseur de peau, le rapport d ne doit pas dépasser 2. Autrement dit, plus la fréquence est élevée, plus l'épaisseur du matériau doit être faible car la perméabilité maximale décroît avec l'augmentation de la fréquence [BRI-1997].

Dans notre étude, nous voulons appliquer des méthodes interrogatives (excitation/détection à distance) pour mesurer les propriétés des alliages FeNi. Ces méthodes sont d'autant plus efficaces (distance de mesure importante) que la fréquence de mesure est élevée car l'amplitude du signal détecté est proportionnelle à la fréquence. Cependant, la fréquence élevée abaisse la perméabilité maximale du matériau et ceci décale la saturation (un champ d'excitation plus élevé est désormais nécessaire). Voilà encore un compromis qui doit être trouvé pour la fréquence pour concilier distance de mesure et saturation du matériau.

De plus, les éventuelles variations de δ avec la température doivent également être prises en compte dans les calculs. Il s'agit de voir si l'épaisseur de peau varie avec la température, la fréquence de mesure étant fixe. Pour ce faire, nous devons connaître les variations de ρ et de $\mu_{r\max}$ avec la température et faire le calcul d'après l'Equation [II.6]. Dans le §2.5. nous avons annoncé que la résistivité augmente avec la température. Pour ce qui est des variations de $\mu_{r\max}(T^\circ\text{C})$ pour les alliages FeNi, des comportements différents sont possibles : $\mu_{r\max}$ peut croître, décroître ou les deux avec l'augmentation de la température. Afin de faire un calcul le plus précis possible, il est donc indispensable de disposer des données expérimentales de $\rho(T^\circ\text{C})$ et $\mu_{r\max}(f, T^\circ\text{C})$ pour chaque matériau.

$$\delta(f, T^\circ\text{C}) = \sqrt{\frac{\rho(T^\circ\text{C})}{\pi\mu_0\mu_{r\max}(f, T^\circ\text{C})f}} \quad d = \frac{e}{\delta} \quad \text{Equation [II.6]}$$

A titre d'exemple, si la résistivité et la perméabilité s'accroissent avec le même pourcentage, la valeur de l'épaisseur devrait rester inchangée avec les variations de la température.

3.3. Champ coercitif (H_C)

Le champ coercitif H_C donne la valeur du champ que l'on doit appliquer en sens inverse afin d'annuler la polarisation. La valeur de H_C peut être fixée lors des traitements thermiques : en augmentant la température de recuit, il est possible de baisser H_C ce qui est recherché. En effet, des champs coercitifs faibles sont favorables pour la mesure par des méthodes interrogatives en régime alternatif (excitation/détection à distance) : plus H_C est faible, moins le champ d'excitation nécessaire pour amener le matériau à renverser son aimantation (donc décrire des cycles d'hystérésis) est important. Notons enfin que :

- ❖ En fonction de la température de mesure, le champ coercitif manifeste la même dépendance que l'aimantation, il décroît (« s'améliore ») avec l'augmentation de la température de mesure et s'annule pratiquement à T_C ;
- ❖ En fonction de la fréquence de mesure, le champ coercitif augmente (« se dégrade ») pour des fréquences élevées.

3.4. Anisotropie magnétocristalline

L'anisotropie magnétocristalline est à l'origine de la capacité du matériau à s'aimanter plus au moins facilement selon la direction du champ d'excitation (\vec{H}). Ce phénomène est caractérisé par une ou plusieurs constantes d'anisotropie K_1 représentant l'énergie par unité de volume nécessaire pour amener la polarisation d'une direction de facile aimantation sur une direction difficile. Si ces constantes sont nulles ou négligeables le matériau est considéré comme isotrope, c'est-à-dire qu'il n'a pas de direction privilégiée d'aimantation.

Les alliages FeNi sont caractérisés par une très faible anisotropie magnétocristalline qui dépend à la fois de la composition et de l'ordre établi par les traitements thermiques successifs. La Figure II-12 représente à titre informatif les variations de K_1 en fonction de la teneur en Ni dans les alliages binaires FeNi et en fonction de l'état (ordonné ou trempé). Nous constatons qu'avec l'augmentation de la concentration en Ni l'anisotropie diminue considérablement et s'annule pour Ni~75% (en état ordonné). La situation est différente lorsque l'alliage contient des additions de Cr, Mo, Cu et autres. Ces éléments sont indispensables pour obtenir des propriétés magnétiques intéressantes : augmenter ρ , ou bien

fixer une valeur de T_c souhaitée ; en revanche ils peuvent modifier profondément l'anisotropie et la magnétostriction. Actuellement nous n'avons pas de données explicites des effets provoqués par les différentes additions (type d'élément et %).

Néanmoins une conclusion peut être dégagée : plus l'anisotropie du matériau est faible (et donc la perméabilité est élevée), plus il est sensible aux variations de la température.

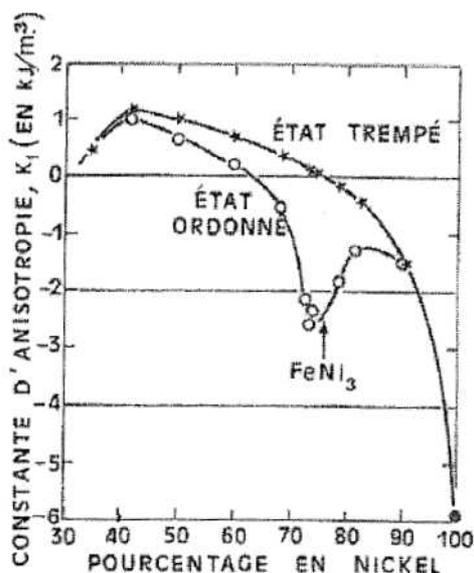


Figure II-12. Variations de la constante d'anisotropie magnétocristalline K_1 des alliages binaires FeNi en fonction de la teneur en Ni (%) et des traitements thermiques, d'après [BRI-1997].

Les constantes d'anisotropie magnétocristalline K_1 décroissent généralement avec la température de mesure, pour s'annuler à la température de Curie ou légèrement avant. C'est d'ailleurs ce phénomène qui explique les éventuelles augmentations de μ_{rmax} avec la température car nous vérifions l'Equation [II.7], d'après laquelle une baisse de K_1 entraîne une hausse de μ_{rmax} .

$$\frac{1}{\mu_{rmax}} \frac{\partial \mu_{rmax}}{\partial T} \approx - \frac{1}{2K_1} \frac{\partial K_1}{\partial T} \quad \text{Equation [II.7]}$$

T – la température de mesure en (°C)

3.5. Magnétostriction

Lorsque le matériau est soumis à un champ d'excitation, il s'aimante et change de dimension. Ce phénomène d'une faible amplitude est décrit par les constantes de magnétostriction du cristal λ_{100} et λ_{111} . Les alliages FeNi se distinguent par une faible magnétostriction qui diminue encore avec l'augmentation de la température.

3.6. Aptitude à régler le cycle d'hystérésis

Jusqu'à présent nous avons balayé les principales caractéristiques (magnétiques et électromagnétiques) des alliages FeNi en vue de leur application comme élément sensible dans des capteurs de température. Nous avons également expliqué comment les différentes propriétés se prêtent aux mesures sans contact (leurs dépendances aux conditions de mesure).

Ici, nous voulons évoquer l'importance de la forme du cycle d'hystérésis (rectangulaire ou couché) pour la méthode de mesure en particulier. C'est le rapport de l'induction rémanente sur l'induction maximale (à saturation) B_r/B_m qui sert d'indice de la forme du cycle, ce rapport est proche de 1 pour des cycles rectangulaires, et est d'autant plus faible que le cycle est couché. La Figure II-13 montre l'exemple de deux types d'alliages FeNi ayant des cycles de formes différentes : cycle rectangulaire, alliage SUPRA 50 (Fe-50%Ni) ; cycle couché alliage SP302+ (Fe-30%Ni). Le facteur essentiel déterminant la forme du cycle est la composition chimique, plus précisément la teneur en Ni.

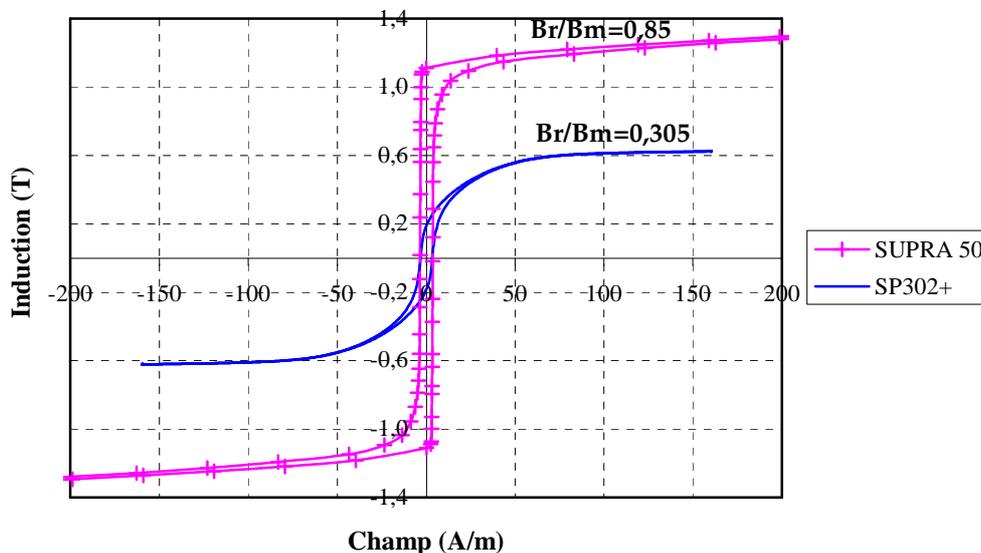


Figure II-13. Cycles d'hystérésis rectangulaire et couché.

4. CARACTERISATION EXPERIMENTALE DE NOUVEAUX ALLIAGES FENI

En général, la caractérisation de tout matériau magnétique est effectuée en circuit fermé car c'est le moyen d'accéder aux propriétés intrinsèques.

La caractérisation des alliages FeNiCr que nous montrons dans ce paragraphe a pour

but de révéler, à travers des résultats expérimentaux, leur comportement en fonction de deux principaux facteurs : le champ d'excitation (amplitude et fréquence) et la température. Le premier nous renseignant sur l'aptitude des alliages à s'aimanter (notion de μ_r) et à être exploités par des méthodes interrogatives de mesure, et le deuxième sur la sensibilité de leurs propriétés magnétiques avec la température. Le banc de test, les dimensionnement des tores de matériaux ainsi que le principe de mesure est détaillé en Annexe 3.

4.1. Résultats des mesures sur le tore TC664

La Figure II-14 présente les courbes $B(H)$ mesurées sur le tore TC664 à fréquence 50Hz et à différentes températures dans la plage de l'ambiante jusqu'à T_C . Nous constatons que l'induction à saturation (B_s) diminue progressivement avec l'augmentation de la température. La Figure II-15 montre l'évolution de B_s en fonction de la température (pour $H_{exc}=2000A/m$). Les caractéristiques magnétiques de plusieurs échantillons de FeNi mesurées en continu pour différentes températures de mesure sont données en Annexe 4.

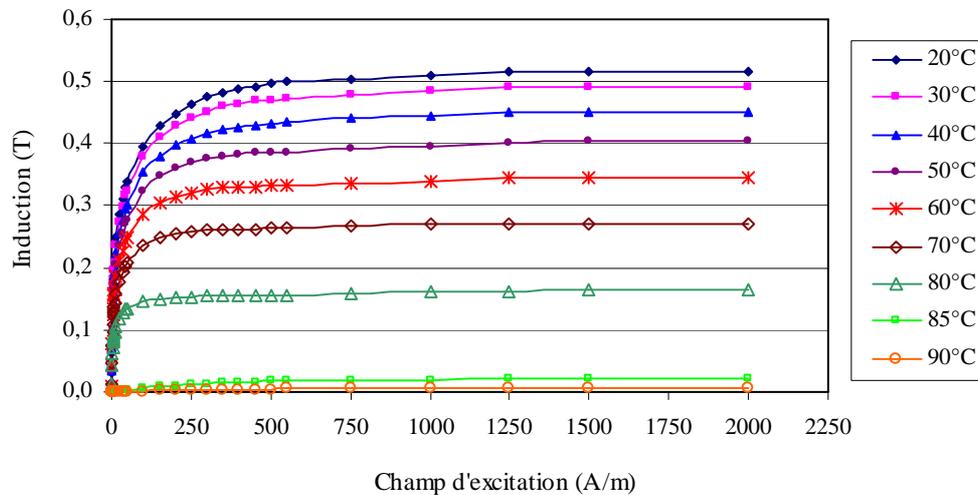


Figure II-14. Courbes $B(H)$ de TC664 pour différentes températures de mesure.

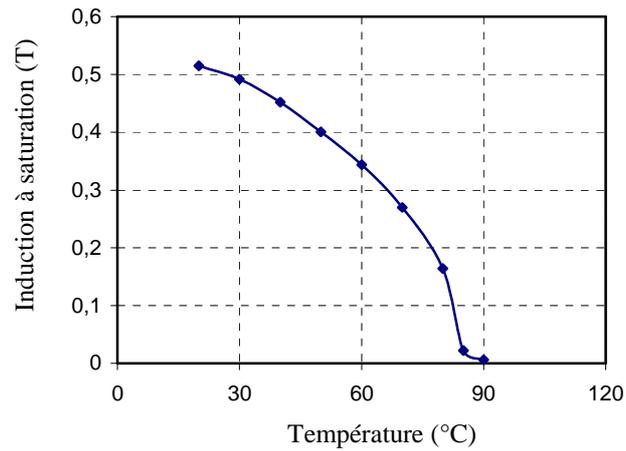


Figure II-15. Induction à saturation ($H_{exc}=2000A/m$) en fonction de la température.

Comme nous l'avons mentionné auparavant, la pente de $J_s(T^{\circ}C)$ ou $B_s(T^{\circ}C)$ peut être rendue plus ou moins raide en fonction des traitements thermiques adéquats.

4.1.1. Variations de $B(T^{\circ}C)$ pour différentes amplitudes du champ d'excitation

Nous allons nous intéresser ici de l'influence du champ d'excitation sur les variations de l'induction avec la température. Un champ d'excitation d'amplitude suffisamment élevée permet au matériau d'atteindre B_s , alors que pour un champ de faible amplitude le matériau reste dans la partie linéaire de sa courbe $B(H)$. Nous allons donc analyser $B(T^{\circ}C)$ pour différents champs d'excitation (élevés et faibles).

La Figure II-16 présente des courbes $B(T^{\circ}C)$ pour des champs d'excitation de $10A/m$ à $2000A/m$. Les courbes laissent croire que la variation de $B(T^{\circ}C)$ est maximale à la saturation ($H=2000A/m$ dans ce cas). Néanmoins, pour évaluer précisément le taux de variation il faut calculer le rapport B/B_0 (en %), ou B étant la valeur de l'induction à une température donnée supérieure à $T_{ambiante}$, et B_0 la valeur de l'induction à $T_{ambiante}$ et champ d'excitation donné.

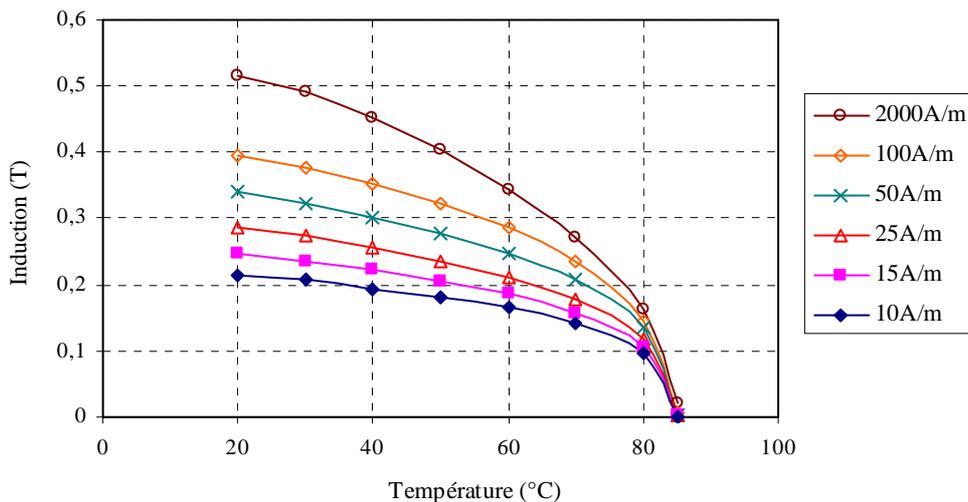


Figure II-16. Induction en fonction de la température pour différentes amplitudes de Hexc.

La Figure II-17 présente les rapports B/B_0 en fonction de la température et pour différentes amplitudes de Hexc. Nous constatons que le taux de variation est le plus important à la saturation c'est-à-dire pour Hexc élevé. Cependant, les différences de taux pour les différents Hexc ne sont pas significatives.

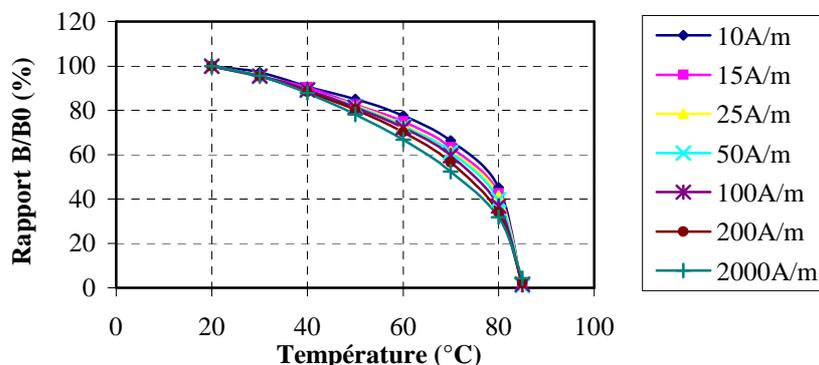


Figure II-17. Rapports B/B_0 en fonction de la température pour différents Hexc.

Nous pouvons donc dire que la saturation (Hexc élevé) n'est pas indispensable pour obtenir un rapport B/B_0 variant avec la température. Néanmoins, des valeurs élevées de l'induction, obtenues pour des champs élevés, sont favorables afin d'augmenter l'amplitude du signal mesuré (tension induite). Comme nous avons dit dans la partie théorique de ce chapitre, ceci est d'autant plus important lorsque des méthodes interrogatives de mesure à distance sont utilisées, car nous savons qu'avec la distance l'amplitude du signal détecté décroît très rapidement.

4.1.2. Variations de $\mu_{\text{rmax}}(T^{\circ}\text{C})$, $\mu_{\text{diff}}(T^{\circ}\text{C})$

Nous avons analysé les variations de la perméabilité relative différentielle (μ_{diff}) et de la perméabilité relative maximale (μ_{rmax}) du tore TC664 en vue de l'exploitation éventuelle de ces grandeurs magnétiques pour mesurer la température. La Figure II-18 représente les courbes des perméabilités, mesurées à $\text{Hexc}=3\text{A/m}$, en fonction de la température. Nous signalons qu'il s'agit des perméabilités maximales à l'origine pour un Hexc faible. On remarque qu'avec l'augmentation de la température, μ_{diff} et μ_{rmax} alternent des montées et des descentes, avant de s'annuler à T_{C} .

Nous pouvons donc conclure que pour le tore TC664 ni $\mu_{\text{diff}}(T^{\circ}\text{C})$, ni $\mu_{\text{rmax}}(T^{\circ}\text{C})$ n'ont une allure exploitable pour mesurer la température. Ce comportement n'est pas une référence pour tous les alliages FeNi($\sim 30\%$)Cr, car en fonction de la composition et des traitements thermiques les allures de $\mu_{\text{diff}}(T^{\circ}\text{C})$ et de $\mu_{\text{rmax}}(T^{\circ}\text{C})$ peuvent être différentes.

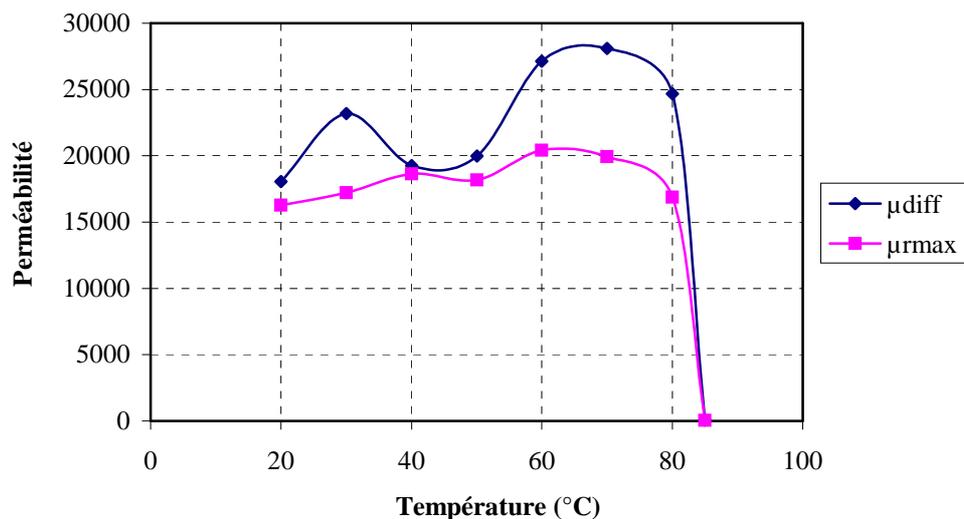


Figure II-18. Evolution de μ_{diff} et de μ_{rmax} en fonction de la température de mesure.

4.1.3. Variations de $\mu_{\text{r}}(T^{\circ}\text{C})$ pour différentes amplitudes du champ d'excitation

Les variations de $\mu_{\text{r}}(T^{\circ}\text{C})$ pour différentes amplitudes de Hexc (atteinte de B_{s} ou pas) sont identiques aux variations de $B(T^{\circ}\text{C})$ présentées sur la Figure II-16 et la Figure II-17. Nous présentons sur la Figure II-19, le rapport $\mu_{\text{r}}/\mu_{\text{r0}}$ (en %), où μ_{r} étant la perméabilité relative à une température donnée supérieure à T_{ambiante} et μ_{r0} la perméabilité relative à T_{ambiante} et un champ d'excitation donné.

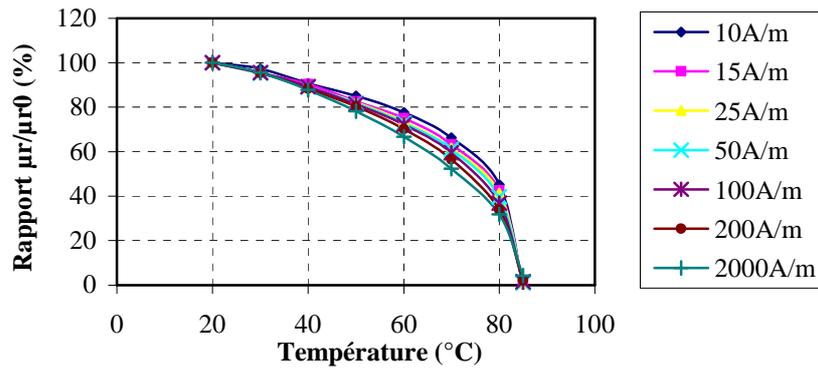


Figure II-19. Rapports μ_r/μ_{r0} en fonction de la température pour différents Hexc.

Les variations de $\mu_r(T^\circ\text{C})$ peuvent donc également être exploitées pour mesurer la température, et ceci de façon quasi indépendante du niveau de saturation atteint.

4.2. Résultats des mesures sur le tore TC759

L'alliage TC759 présente des propriétés différentes du TC664. Les courbes $B(H)$ pour différentes températures de mesure (à fréquence 50Hz) sont montrées sur la Figure II-20 et la Figure II-21 illustre la variation de $B_s(T^\circ\text{C})$. Nous remarquons la différence de Hexc nécessaire pour atteindre B_s , à savoir : $\text{Hexc}=2000\text{A/m}$ pour le TC664 (Figure II-14), $\text{Hexc}=120\text{A/m}$ pour le TC759 (Figure II-20). Rappelons que les matériaux nécessitant de faibles champs pour atteindre B_s peuvent être mieux adaptés pour les mesures sans contact.

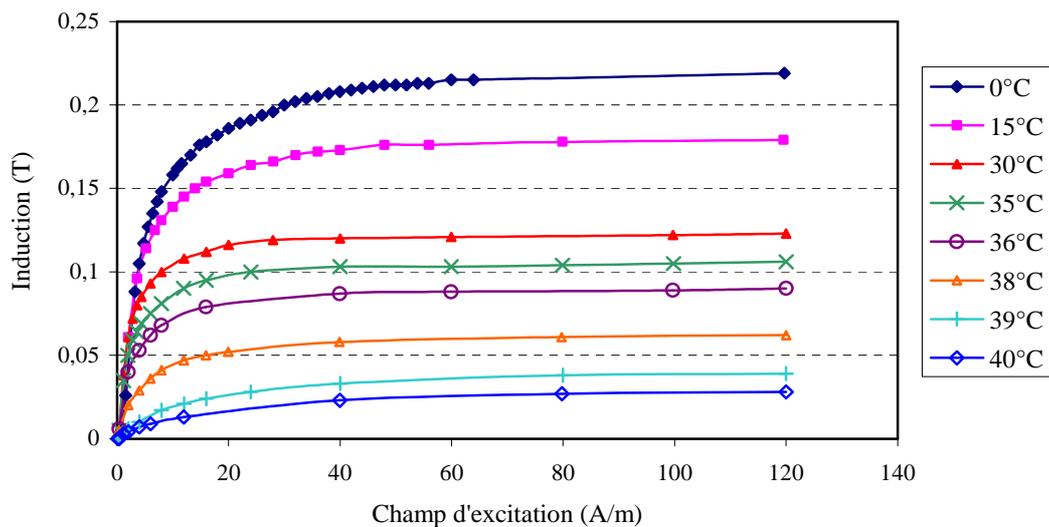


Figure II-20. Courbes $B(H)$ pour différentes températures et $f=50\text{Hz}$.

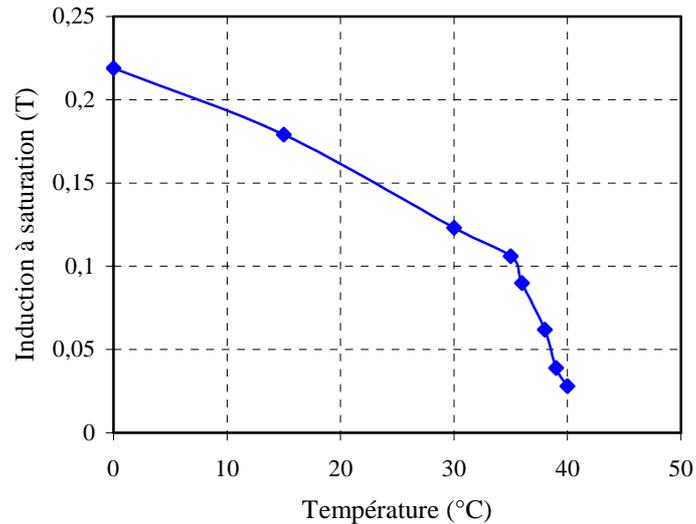


Figure II-21. Induction à saturation ($H_{exc}=120$ A/m) en fonction de la température.

Nous observons également que l'allure de $B_s(T^{\circ}C)$ pour le TC759 (Figure II-21) est significativement différente de celle du TC664 (Figure II-15).

La Figure II-22 représente des cycles d'hystérésis tracés pour différentes fréquences (50 Hz et 1 kHz) et températures de mesure ($T_{ambiante}$ et T_C). Des commentaires que nous avons évoqués dans la partie théorique peuvent maintenant être confirmés d'après ces courbes. Et notamment :

- ❖ plus la fréquence de mesure est élevée, plus le cycle d'hystérésis s'élargit à cause des pertes par hystérésis, (H_c augmente, μ_{rmax} diminue), voir les cycles à 50Hz et à 1kHz sur la Figure II-22. La valeur de B_s ne change pas, par contre à 1kHz il faut un champ d'excitation plus élevé pour l'atteindre ;
- ❖ à T_C le matériau perd ses propriétés, que la mesure soit effectuée à 50Hz ou à 1kHz, les cycles d'hystérésis sont alors assimilés à des lignes droites, et sont donc équivalents à l'induction dans l'air (sans présence de matière magnétique).

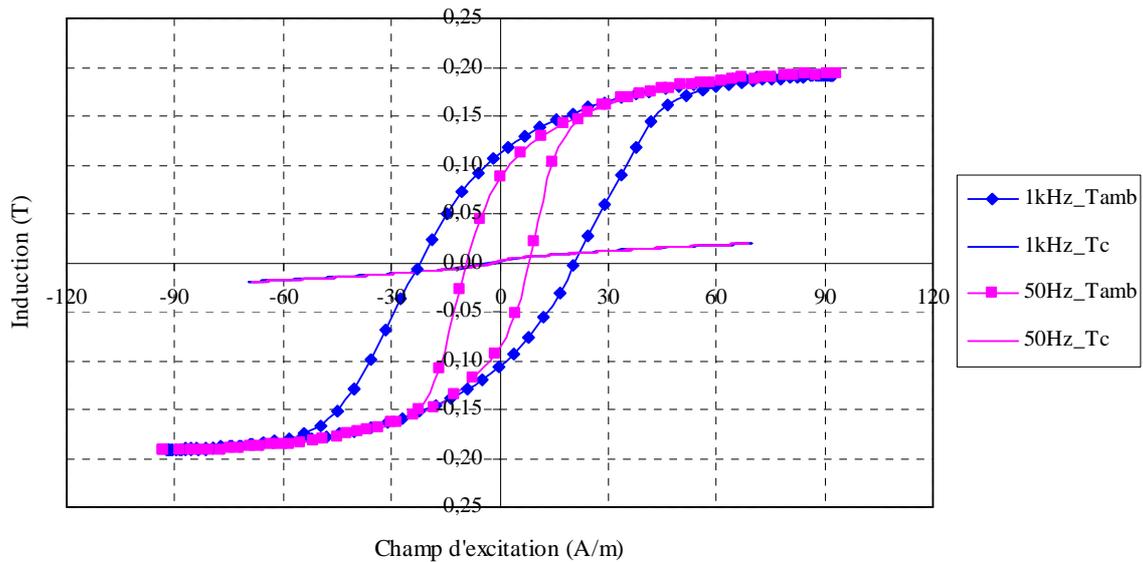


Figure II-22. Cycles B(H) à différentes fréquences et températures de mesure.

5. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ALLIAGES FENI

Comme nous l'avons montré dans les parties théoriques et expérimentales précédentes, les propriétés des alliages FeNi sont très variées et ajustables, ce qui leur confère une très large diversité d'applications. Contrairement aux alliages FeSi qui sont massivement utilisés dans l'électrotechnique traditionnelle, les alliages FeNi sont produits en quantités beaucoup plus réduites mais ils sont excellents dans des applications où des propriétés spécifiques sont demandées, en particulier dans les petits dispositifs électromagnétiques. En fonction des propriétés exploitées, on distingue trois grandes classes d'applications : alliages à dilatation contrôlée, alliages magnétiques et alliages à propriétés structurales particulières. Les principales applications industrielles et commerciales actuellement connues sont listées dans l'Annexe 1. Néanmoins les recherches sur les FeNi ne cessent d'améliorer leurs propriétés exceptionnelles, si bien que d'autres applications innovantes verront certainement le jour à l'avenir. Puisque cette thèse est centrée autour des alliages FeNi à propriétés magnétiques sensibles aux variations de la température, nous trouvons intéressant d'en présenter quelques exemples d'applications industrielles. A titre informatif l'aspect économique des alliages FeNi est donné en Annexe 2.

5.1. Compensation thermique

La compensation thermique est utilisée dans divers dispositifs électromagnétiques afin de corriger les variations de certaines de leurs caractéristiques avec la température :

décroissance de la polarisation des aimants ou croissance de la résistivité des bobinages ; afin de rendre la mesure la plus précise possible [WAE¹-2006, COU-1995]. Nous pouvons citer comme exemple les appareils de mesure, les compteurs électriques, les tachymètres d'automobile et d'avion, certains relais, etc. La Figure II-23 illustre le principe de fonctionnement qui consiste à dériver une partie du flux de l'aimant par un shunt magnétique dont l'induction à saturation décroît avec l'augmentation de la température. Ainsi lorsque la température de mesure augmente, le flux dérivé par le shunt (Φ_{feni}) est d'autant plus faible que le flux délivré par l'aimant (Φ_a) décroît. Cette compensation coopérative permet de garder constant le flux utile (Φ_u) dans l'entrefer, d'après l'Equation [II.8].

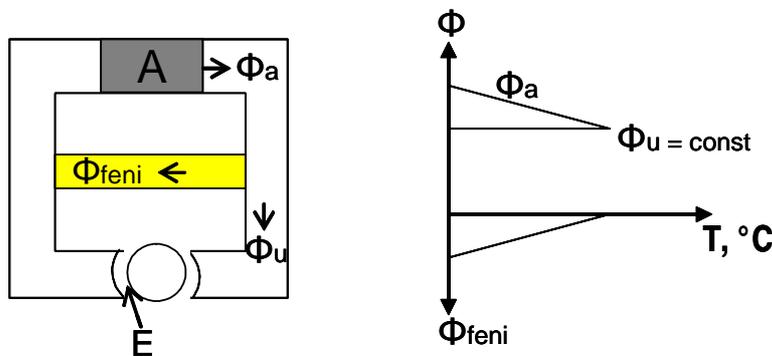


Figure II-23. Compensation thermique.

$$\Phi_u = \Phi_A - \Phi_{feni} \quad \text{Equation [II.8]}$$

$$\Phi_u = J_A S_A - J_{feni} S_{feni}$$

$$\Phi_u = [J_A^{20^\circ C} + \alpha(T + 20)] S_A - k(T - T_C) S_{feni}$$

$J_A^{20^\circ C}$ - polarisation de l'aimant à 20°C

S_A - section de l'aimant

J_{feni} - polarisation du Fe-Ni à 20°C

S_{feni} - section de l'alliage Fe-Ni

α - taux linéaire de réduction de l'aimantation de l'aimant

k - pente de variation de $J_{feni}(T^\circ C)$

T - température de mesure (°C)

T_C - température de Curie de l'alliage (°C), imposée par la température maximale à compenser $T_{max} \sim T_C - 10^\circ C$

Le shunt magnétique est réalisé avec des alliages FeNiC à très faible %Ni (28 à 32%) (« Phytherm », « Temperature Compensator 30 », « Thermoflux », « MS-1 ») car ils présentent les avantages suivants :

- ❖ Leur température de Curie est réglée par le %Ni dans une zone de

température proche de l'ambiante (0 à 100°C selon l'alliage) ;

- ❖ La variation $J_s(T)$ sur une plage de 50 à 60°C avant $T_C-10^\circ\text{C}$ est parfaitement linéaire et réversible de type $J_s(T)=k(T-T_C)$;
- ❖ La pente k (ainsi que T_C) est ajustable par un traitement thermique à basse température (100-200°C) lors de la fabrication.

En revanche, ces alliages ont de faibles perméabilités et il faut donc les soumettre à des champs d'excitation de l'ordre de 1000A/m en circuit fermé pour atteindre J_s .

5.2. Poêles autorégulant pour plaques à induction

Il existe des applications intéressantes des alliages FeNi avec addition ternaire d'élément non magnétique (Cr, Mo, Si, etc.) dans l'électroménager, par exemple pour la cuisson par induction. Ce mode de cuisson obéit aux règles du chauffage par induction où une excitation périodique provoque des échauffements par courants induits dans le matériau. En général le fond des récipients pour les plaques à induction est constitué d'une couche d'inox magnétique (type Fe17 à 20%Cr), apportant à la fois le magnétisme nécessaire pour canaliser le flux de l'inducteur et la résistance à la corrosion. Cependant rien ne permet d'éviter une surchauffe du récipient, du revêtement, et des aliments. Tous ces enjeux peuvent être réglés en remplaçant l'inox magnétique par un alliage FeNiCr dont T_C est choisie au niveau de la température de cuisson recherchée [WAE²-2006]. Comme l'induction à saturation, et donc les pertes magnétiques, sont d'autant plus réduites que la température s'approche de T_C , on forme ainsi une régulation thermique de la cuisson via l'électronique de puissance de l'inducteur. Des récipients (poêles, wok, etc.) avec un tel fond d'alliage FeNiCr existent depuis quelques années sur le marché [DEM].

6. CONCLUSION

Nous avons montré dans ce chapitre, à travers l'étude théorique, que les alliages FeNi binaires ou avec des additions ternaires proposent un éventail de propriétés magnétiques pouvant être ajustées selon les besoins des applications. Il a été mis en évidence que les additions chimiques et les traitements thermiques soignés permettent de remplacer en quelque sorte le pourcentage élevé de Ni tout en obtenant des propriétés magnétiques et dynamiques intéressantes. Dans cette optique, les alliages FeNiCr ont été ressentis comme très prometteurs pour les applications en génie électrique. Nous avons montré que la valeur

souhaitée de T_c peut aisément être réglée en vue de l'application envisagée. La dépendance des propriétés magnétiques et électromagnétiques (μ_{rmax} , μ_{diff} , H_C , etc.) des variations de la température a été analysée (Tableau II-1.).

Les résultats de la caractérisation expérimentale de deux types d'alliages FeNiCr ont été montrés et commentés.

L'induction à saturation s'est affirmée être la grandeur la mieux adaptée pour satisfaire à nos deux objectifs : mesure de température et mesure sans contact.

Tableau II-1. Dépendance des propriétés magnétiques et électromagnétiques des alliages FeNi en fonction de la température de mesure.

Si la température augmente					
$B_s \downarrow$	$K_1 \downarrow$	$\lambda \downarrow$	$\rho \uparrow$	$\mu_{rmax} \uparrow \downarrow$	$H_C \downarrow$
Si $T \geq T_c$					
$B_s \sim 0$	$K_1 = 0$	$\lambda \downarrow$	$\rho -$	$\mu_{rmax} = 0$	$H_C \sim 0$

Nous avons évoqué l'influence des méthodes interrogatives de mesure à distance sur le choix des propriétés et de l'alliage convenable et la nécessité de trouver un compromis entre plusieurs facteurs qui sont souvent contradictoires. De plus, certains paramètres qui sont favorables pour la méthode de mesure, sont difficilement atteignables par le procédé de fabrication du matériau. Dans le Tableau II-2 nous décrivons quelques principales exigences pour les méthodes interrogatives de mesure, les avantages sont désignés par un (+) et les inconvénients par un (-).

Tableau II-2. Exigences pour les méthodes interrogatives de mesure à distance.

Exigences	Description
Bs du matériau élevée	<i>Augmente l'amplitude du signal détecté (+)</i>
μ_{rmax} et μ_{diff} du matériau élevées	<i>Le matériau s'aimante et atteint rapidement Bs (+)</i>
H_C du matériau faible	<i>Facilite l'excitation du matériau par le champ d'interrogation (+)</i>
Fréquence de mesure élevée	<i>Favorable pour la mesure car augmente l'amplitude du signal détecté (+)</i>
Fréquence de mesure élevée	<i>Défavorable pour la perméabilité du matériau (-)</i>

Enfin, nous avons constaté que l'exploitation de $B_s(T^\circ\text{C})$ pour des mesures de la température en temps réel s'avérait quelque peu délicate à cause de :

- ❖ L'allure non linéarité de B_s en fonction de T ;
- ❖ La dépendance du taux de variation de l'amplitude du champ d'excitation.

Voilà pourquoi nous suggérons que des mesures de type tout ou rien s'avèrent plus intéressantes, car permettant de s'affranchir des facteurs cités ci-dessus et de ne tenir compte que du dépassement de T_C . Les alliages FeNi peuvent alors être utilisés pour détecter le dépassement d'un seuil de température ou pour pourquoi pas de mémoriser un dépassement.

CHAPITRE III. Utilisation de la variation de réluctance pour la mesure de température sans contact

1. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent nous avons présenté des études théoriques et expérimentales sur les alliages FeNi en vue d'exploiter leurs propriétés pour mesurer la température sans contact. La caractérisation des propriétés magnétiques et des constantes électromagnétiques a été réalisée par des mesures en circuit magnétique fermé (tores en FeNi). Les résultats expérimentaux ont démontré les variations de l'induction (à saturation ou pas) et de la perméabilité relative avec la température.

Dans ce chapitre, nous présentons une première approche d'exploitation des variations des propriétés magnétiques du FeNi avec la température. Nous intégrons le FeNi dans des structures magnétiques afin d'utiliser les variations de sa réluctance pour mesurer la température sans contact. L'objectif est de traduire les variations de $\mu_{rFeNi}(T^{\circ}C)$ ou $B_{FeNi}(T^{\circ}C)$ en variations d'une grandeur électrique mesurable (ex. l'amplitude d'une tension mesurée). Trois prototypes de structure vont être étudiés : deux structures magnétostatiques à aimants permanents, simple et différentielle, et en annexe une structure inductive en régime alternatif. Le principe de fonctionnement de chacune des structures sera expliqué, et des résultats des simulations et des mesures vont être présentés.

2. STRUCTURES MAGNETOSTATIQUES A AIMANTS PERMANENTS

Ici, nous présentons des structures magnétostatiques à aimants permanents permettant d'exploiter les variations de la réluctance du FeNi pour mesurer la température sans contact. Deux structures ont été étudiées : structure simple et structure différentielle.

2.1. Structure simple

La Figure III-1 présente la structure étudiée [MAV-2006]. Elle est composée de :

- ❖ une bande FeNi (1) qui joue le rôle d'élément sensible à la température ;
- ❖ deux aimants (2) qui créent un flux magnétique constant ;
- ❖ des pièces polaires (3) qui canalisent le flux ;
- ❖ un entrefer fixe de 4 mm qui donne accès à la mesure ;
- ❖ un capteur à effet Hall (4) qui permet de mesurer l'induction dans l'entrefer.

Les dimensions de la structure sont également indiquées sur la Figure III-1.

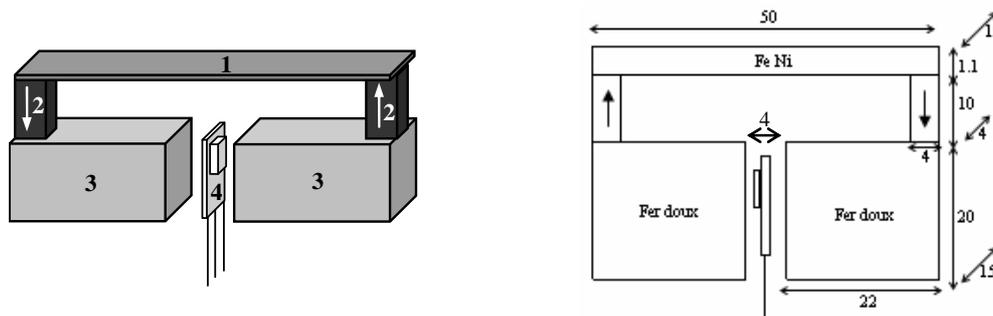


Figure III-1. Structure simple : 1) bande FeNi ; 2) aimants ferrite ; 3) pièces polaires ; 4) capteur à effet Hall [SS94A].

Nous utilisons un échantillon d'alliage FeNi (TC664) fabriqué au Centre de Recherche d'Imphy Alloys. La caractérisation de ses propriétés magnétiques pour différentes températures a été présentée dans le Chapitre II, §4.1. Ici, nous utilisons directement les résultats expérimentaux pour faire des simulations par éléments finis.

Des aimants ferrites aimantés selon la hauteur sont utilisés pour fournir un flux magnétique constant. Leurs caractéristiques à température ambiante sont : $B_r \approx 0.4T$, $H_{cB} = 260kA/m$, $H_{cI} = 265kA/m$, $T_C = 450^\circ C$. La variation de B_r en fonction de la température ($\Delta B_r / (B_r \cdot \Delta T)$) est de $-0.2\%/^\circ C$. Le Tableau III-1 présente les valeurs de B_r estimées pour différentes températures. La température maximale d'utilisation est $150^\circ C$ [4B/99].

Tableau III-1. Caractéristiques des aimants ferrites pour différentes températures

T, (°C)	20	30	40	50	60	70	80	85	90
B_r , (T)	0,4	0,392	0,384	0,376	0,368	0,360	0,352	0,348	0,344

Le capteur à effet Hall est constitué d'une sonde munie d'un circuit intégré permettant de traduire la valeur mesurée de l'induction dans l'entrefer en une tension. Ce capteur est compensé en température et le signal en sortie (une tension) est linéaire. La variation avec la température est de $0.02\%/^\circ C$ et la plage de mesure est de $-50mT$ à $50mT$ [SS94A].

2.1.1. Principe de fonctionnement

Le flux de l'aimant est canalisé dans le FeNi, les pièces polaires et passe par l'entrefer. L'idée générale consiste en ce que les variations de la perméabilité du FeNi avec la température modifient l'induction mesurée dans l'entrefer, qui varie elle aussi en fonction de la température. De plus, l'induction mesurée est constante sur toute la surface de l'entrefer et ne dépend pas de la position du capteur à effet Hall pour de petits déplacements à l'intérieur

de cette zone. Le fonctionnement de la structure peut être expliqué à l'aide du schéma de réductances présenté sur la Figure III-2.

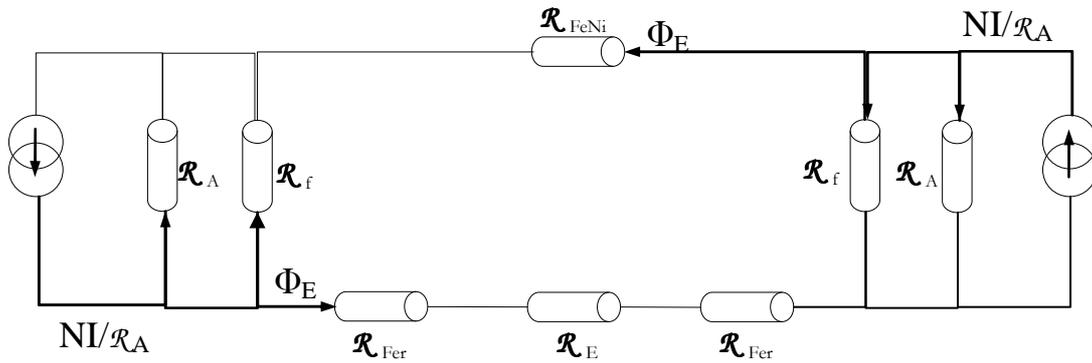


Figure III-2. Schéma de réductances de la structure simple.

Où :

$$NI = \frac{J_A h_A}{\mu_0}, J_A \text{ polarisation de l'aimant, } h_A \text{ hauteur de l'aimant ;}$$

$$R_{eq} = \frac{R_A R_f}{R_A + R_f}, R_A - \text{réductance de l'aimant (pièces 2), } R_f - \text{réductance de fuites ;}$$

$$R_E = \frac{1}{\mu_0} * \frac{L_E}{S_E}, \text{réductance de l'entrefer, } L_E \text{ longueur, } S_E \text{ section de l'entrefer ;}$$

$$R_{Fer} = \frac{1}{\mu_0 \mu_{rFer}} * \frac{L_{Fer}}{S_{Fer}}, \text{réductance du fer (pièces 3), } L_{Fer} \text{ longueur, } S_{Fer} \text{ section du fer ;}$$

$$R_{FeNi} = \frac{1}{\mu_0 \mu_{rFeNi}} * \frac{L_{FeNi}}{S_{FeNi}}, \text{réductance de FeNi (pièce 1), } L_{FeNi} \text{ longueur, } S_{FeNi} \text{ section du FeNi.}$$

On déduit le schéma équivalent présenté sur la Figure III-3.

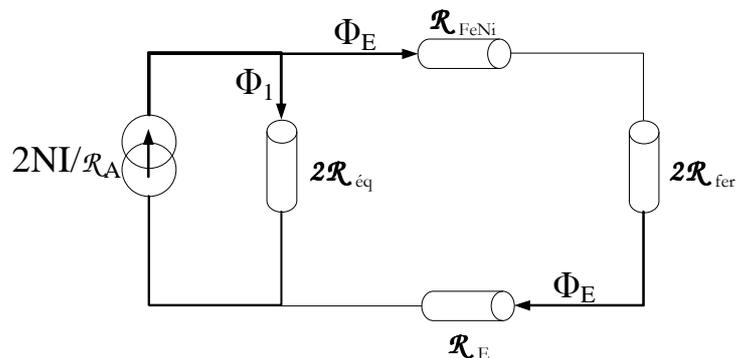


Figure III-3. Schéma équivalent de la structure simple.

A partir du schéma équivalent nous pouvons écrire l'Equation [III.1] et Equation [III.2].

$$\frac{2N}{R_A} = \Phi_1 + \Phi_E \quad \text{Equation [III.1]}$$

$$\Rightarrow \Phi_E = \frac{2N}{R_A} - \Phi_1$$

$$2R_{\acute{e}q} * \Phi_1 = (R_{FeNi} + 2R_{Fer} + R_E) * \Phi_E$$

$$\Rightarrow \Phi_1 = \frac{(R_{FeNi} + 2R_{Fer} + R_E)}{2R_{\acute{e}q}} * \Phi_E$$

Equation [III.2]

En remplaçant l'Equation [III.2] en l'Equation [III.1], nous obtenons l'Equation [III.3].

$$\Phi_E * \left(\frac{R_{FeNi} + 2R_{\acute{e}q} + 2R_{Fer} + R_E}{2R_{\acute{e}q}} \right) = \frac{2NI}{R_A}$$

$$\Rightarrow \Phi_E = \frac{2NI/R_A}{\left(1 + \frac{R_{FeNi}}{2R_{\acute{e}q}} + \frac{R_{Fer}}{R_{\acute{e}q}} + \frac{R_E}{2R_{\acute{e}q}} \right)}$$

Equation [III.3]

Ainsi, l'induction dans l'entrefer est donnée par l'Equation [III.4].

$$B_E = \frac{2NI/R_A}{\left(1 + \frac{R_{FeNi}}{2R_{\acute{e}q}} + \frac{R_{Fer}}{R_{\acute{e}q}} + \frac{R_E}{2R_{\acute{e}q}} \right)} * S_E$$

Equation [III.4]

Les rapports $\mathcal{R}_{Fer}/\mathcal{R}_{\acute{e}q}$ et $\mathcal{R}_E/\mathcal{R}_{\acute{e}q}$ étant fixes, nous pouvons les remplacer par des coefficients (Equation [III.5] et Equation [III.6]). La réluctance du FeNi varie réversiblement avec la température, si T°C augmente la perméabilité du FeNi diminue et sa réluctance augmente et inversement (Equation [III.7]). Les flux de fuites varient proportionnellement aux variations de la température car les variations de \mathcal{R}_{FeNi} modifient le potentiel aux bornes de $\mathcal{R}_{\acute{e}q}$. Ainsi, nous obtenons la formulation finale de l'induction dans l'entrefer en fonction de la température (Equation [III.8]), où le rapport $\mathcal{R}_{FeNi}/2\mathcal{R}_{\acute{e}q}$ doit être supérieur à $1 + \mathcal{R}_E/2\mathcal{R}_{\acute{e}q}$ pour obtenir une variation intéressante : une augmentation de la réluctance du FeNi avec la température provoque alors une diminution de l'induction dans l'entrefer.

$$k1 = R_{Fer}/R_{\acute{e}q} \quad \text{Equation [III.5]}$$

$$k2 = R_E/R_{\acute{e}q} \quad \text{Equation [III.6]}$$

$$R_{FeNi}(T^{\circ}C) = \frac{1}{\mu_0 \mu_{rFeNi}(T^{\circ}C)} * \frac{L_{FeNi}}{S_{FeNi}} \quad \text{Equation [III.7]}$$

$$B_E(T^{\circ}C) = \frac{2NI/R_A}{\left(1 + \frac{R_{FeNi}(T^{\circ}C)}{2R_{\acute{e}q}} + k_1 + \frac{k_2}{2}\right) * S_E} \quad \text{Equation [III.8]}$$

Le flux créé par l'aimant (NI/R_A) peut être considéré constant seulement si son induction rémanente ne varie pas avec la température dans la plage de mesure. Or, B_r des aimants ferrites que nous utilisons varie d'environ $-0,2\%/^{\circ}C$ et impliquerait par conséquent une variation de l'induction dans l'entrefer en plus de celle due à la réluctance du FeNi. Afin d'assurer la bonne canalisation du flux au début de la mesure (ex. à température ambiante), il faut veiller à ce que le FeNi ne soit pas saturé.

2.1.2. Résultats des simulations

Nous avons effectué des simulations par éléments finis à l'aide du logiciel Flux2D en prenant en compte les caractéristiques réelles des matériaux. Les courbes $B(H)$ du FeNi mesurées pour différentes températures, ont été approchées par des courbes $B(H)$ analytiques à l'aide d'un modèle mathématique de matériau doux isotrope (Annexe 5). Les jeux de paramètres permettant de définir les courbes expérimentales dans les simulations sont donnés dans le Tableau III-2 et la Figure III-4 présente la comparaison entre les courbes $B(H)$ mesurées pour différentes températures et les courbes $B(H)$ modélisées.

Tableau III-2. Définition des courbes $B(H)$ expérimentales dans les simulations Flux2D.

T, (°C)	20	30	40	50	60	70	80	85	90
B_s , (T)	0,54	0,52	0,46	0,405	0,345	0,27	0,162	0,021	0
μ_r	10000	10000	8500	8000	8000	8000	8000	90	1
a	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5

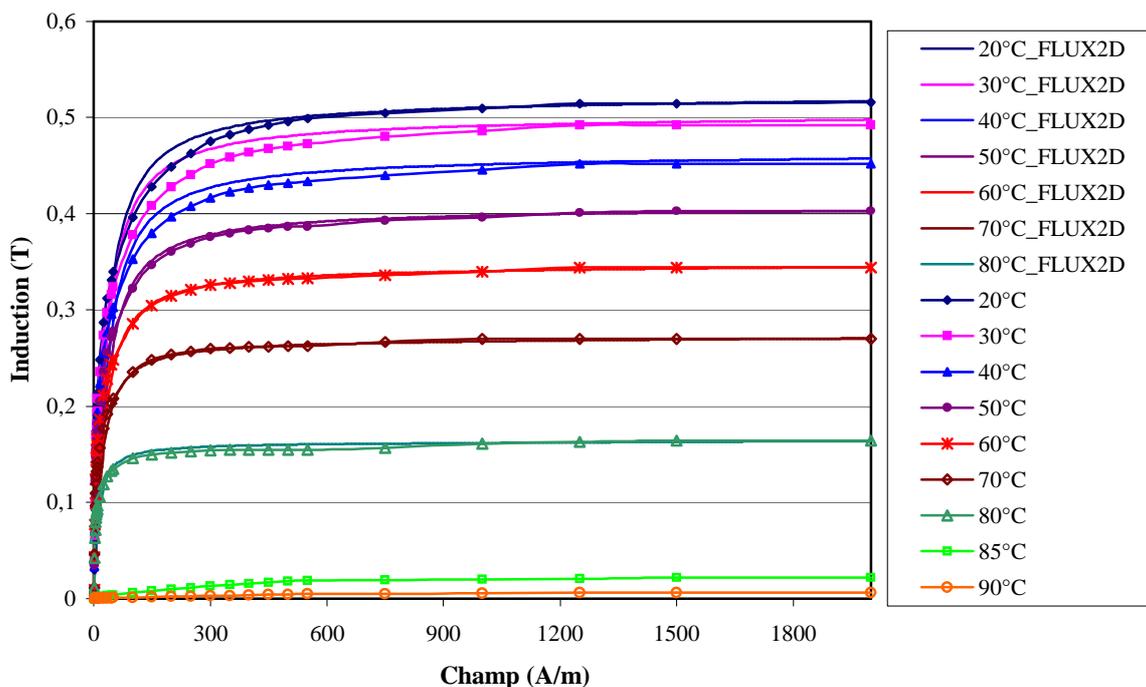


Figure III-4. Comparaison des courbes B(H) expérimentales et modélisées.

Les caractéristiques des aimants ferrites pour différentes températures (Tableau III-1) sont modélisées avec un modèle d'aimant linéaire (Annexe 6). En ce qui concerne les pièces polaires, leurs caractéristiques ont été modélisées avec le même type de modèle que le FeNi mais en négligeant les variations avec la température ($T_{C_{FeNi}}$ beaucoup plus élevée que la plage de températures de mesure). Les paramètres pour les pièces polaires sont : $B_s=2$ T ; $\mu_r=1000$; $a=0,5$.

Il est à noter que la géométrie sous Flux2D ne correspond pas tout à fait aux dimensions réelles de la structure. Les dimensions ont été corrigées afin de conserver en simulations 2D des sections de flux identiques aux pièces réelles 3D qui sont de profondeurs différentes. La Figure III-5 montre la répartition du flux dans la structure pour les deux cas extrêmes, température ambiante (20°C) et température de Curie du FeNi (90°C). Dans les deux cas, les lignes de flux sont tracées par paliers identiques de 0,5 μWb . Cela permet de mieux comparer les deux figures (a et b). On voit qu'à température ambiante (Figure III-5, a), le flux créé par les aimants est presque totalement canalisé dans le FeNi et les pièces polaires, et on a peu de pertes dans l'air. En revanche, à $T_{C_{FeNi}}$, nous remarquons que le FeNi ne canalise plus du tout le flux des aimants et les flux de fuites augmentent considérablement.

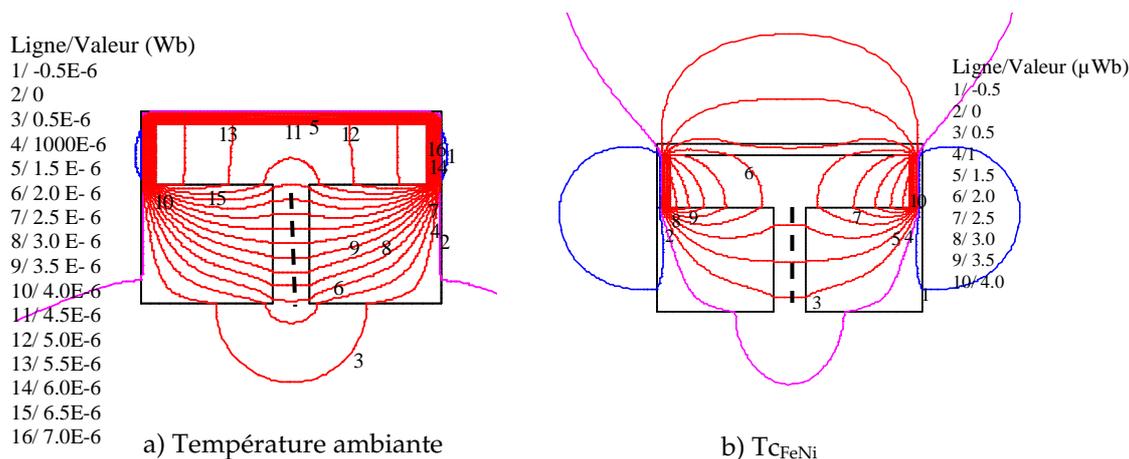


Figure III-5. Répartition du flux pour deux températures extrêmes (20°C et 90°C).

Des simulations ont été effectuées pour différentes températures entre T_{ambiante} et T_{CFeNi} et l'induction dans l'entrefer a été observée sur un chemin selon la hauteur de l'entrefer et correspond au futur emplacement du capteur à effet Hall. Sur la Figure III-5, le chemin est indiqué avec un trait pointillé. La Figure III-6 présente les inductions tracées en fonction du chemin pour différentes températures. Nous constatons que les inductions sont pratiquement constantes sur toute la hauteur de l'entrefer. Cela représente un avantage de cette structure, car elle autorise des déplacements relatifs de petite amplitude entre le point de mesure et l'électronique délivrant le signal. De plus, nous vérifions que l'induction maximale dans l'entrefer reste dans la plage de mesure du capteur à effet Hall. Enfin, nous observons la décroissance de l'induction avec l'augmentation de la température (ex. $B=26$ mT à 20°C et $B=9$ mT à 85°C).

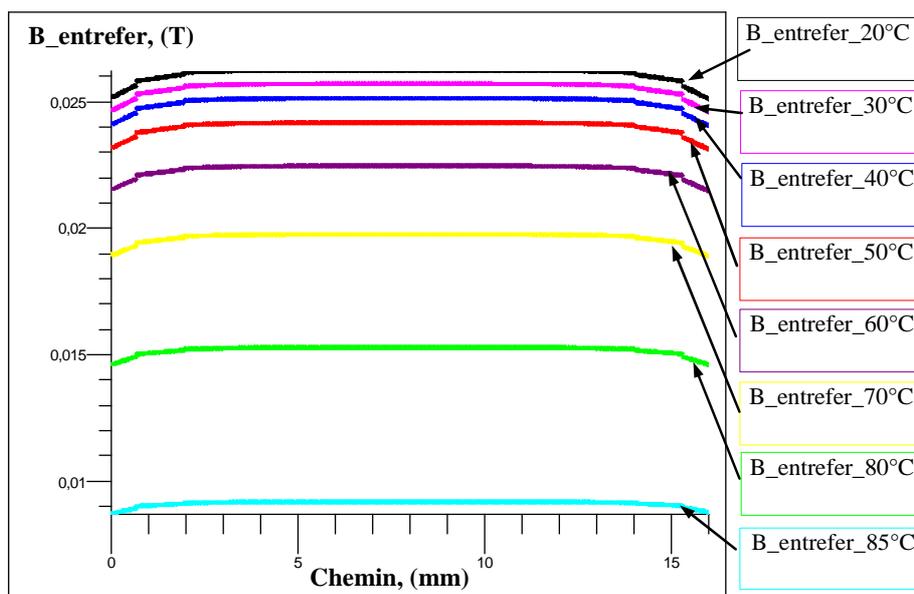


Figure III-6. Inductions selon un chemin dans l'entrefer pour différentes températures.

A partir de la Figure III-6, nous traçons l'évolution de l'induction dans l'entrefer en fonction de la température comme cela est représenté sur la Figure III-7. Nous remarquons que l'allure de la courbe est sensiblement la même que la loi de variation des propriétés du FeNi avec la température, ce qui prouve que nous arrivons à les exploiter fidèlement.

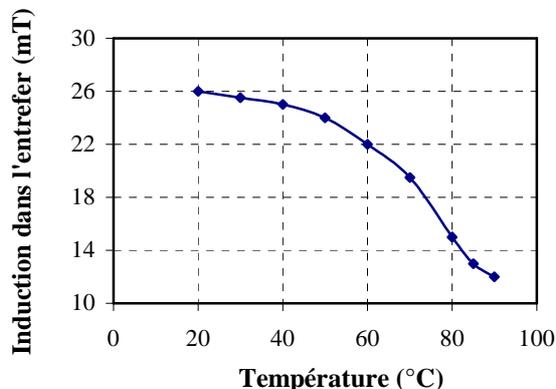


Figure III-7. Induction dans l'entrefer en fonction de la température.

2.1.3. Résultats des mesures

Les mesures à température variable ont été effectuées en plaçant l'ensemble de la structure dans une étuve thermique à température contrôlée. La Figure III-8 présente les résultats des mesures de l'induction dans l'entrefer en fonction de la température. Nous distinguons la variation de l'induction engendrée uniquement par les variations de l'induction rémanente des aimants (courbe "Aimants+Fer"), et celle due aux variations combinées des aimants et du FeNi (courbe "Aimants+FeNi"). D'après la première courbe, nous déduisons que les variations des aimants peuvent également être exploitées pour mesurer la température dans une grande plage ($\approx 100^\circ\text{C}$) avec une sensibilité de $0,2\%/^\circ\text{C}$. La courbe "Aimants+FeNi" montre que l'addition du FeNi dans la structure permet d'amplifier les variations de l'induction dans une plage bien définie. Ainsi, nous obtenons une sensibilité d'environ $2\%/^\circ\text{C}$ dans une plage de 15°C avant T_{CFeNi} .

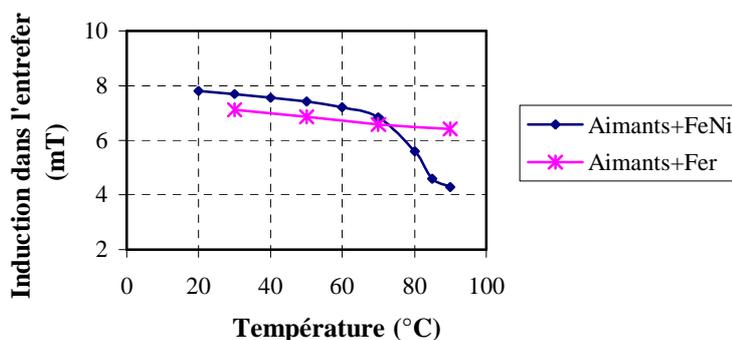


Figure III-8. Induction mesurée dans l'entrefer en fonction de la température.

La Figure III-9 présente l'évolution du rapport B/B_0 (en %) en fonction de la température, où B_0 est l'induction mesurée à température ambiante et B l'induction mesurée à différentes températures supérieures à l'ambiante.

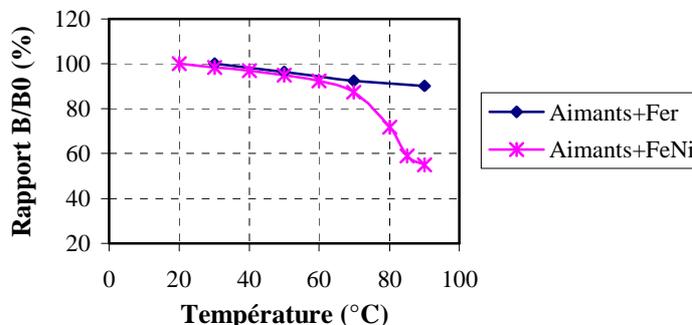


Figure III-9. Evolution du rapport B/B_0 en fonction de la température.

Nous constatons que jusqu'à 60°C les impacts des aimants et du FeNi sur la mesure sont pratiquement confondus, en revanche entre 60°C et $T_{C_{FeNi}}$, le FeNi se distingue et nous constatons une brusque variation de l'induction mesurée. La sensibilité de la mesure pourrait encore être améliorée en modifiant la géométrie de la structure afin de réduire au mieux les fuites dans l'air.

Enfin, la Figure III-10 compare les résultats des simulations 2D et des mesures en fonction de la température. La courbe de l'induction mesurée a été corrigée afin de tenir compte des fuites (en 3D) de la structure. Pour cela nous avons multiplié chaque valeur mesurée par le coefficient de fuite σ , à savoir ce coefficient est souvent de l'ordre de 2 à 5 pour une structure avec aimants, ce qui signifie que le flux réellement utilisé n'est que la moitié ou le cinquième du flux créé par l'aimant [MAG-1999]. Ici, $\sigma = 3$ a été arbitrairement appliqué.

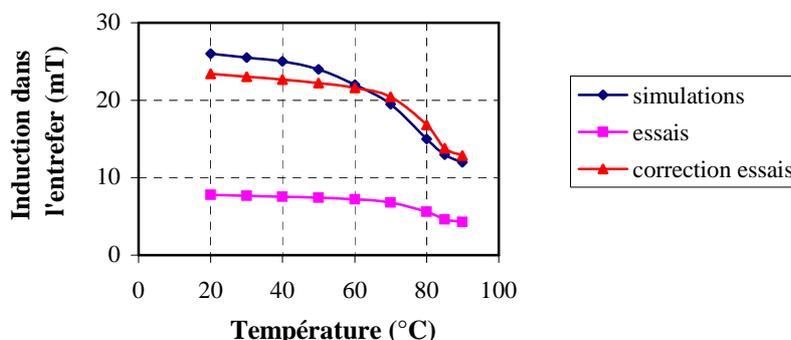


Figure III-10. Comparaison des résultats des simulations et des mesures.

Sous Flux2D seules les fuites dans le plan (X, Y) étudié sont estimées. Or, dans ce systèmes à aimants permanents, d'importantes fuites ont lieu aux extrémités du système selon l'axe Z. D'où la nécessité de corriger les valeurs avec le coefficient σ . Voilà pourquoi pour la structure suivante nous avons opté pour des simulations en 3D.

2.2. Structure différentielle

La Figure III-11 présente une structure différentielle permettant d'exploiter les variations de la réluctance du FeNi pour mesurer la température sans contact [MAV-2007].

La structure est constituée de :

- ❖ un aimant ferrite (1) – source de flux magnétique constant ;
- ❖ une bande FeNi (2) – élément sensible à la température ;
- ❖ des pièces polaires en fer (3, 4, 5, 6, 7) – canalisent le flux magnétique ;
- ❖ deux entrefers fixes (Entrefer 1 et Entrefer 2)– donnent accès aux mesures ;
- ❖ deux capteurs à effet Hall (8) – mesurent l'induction dans les entrefers.

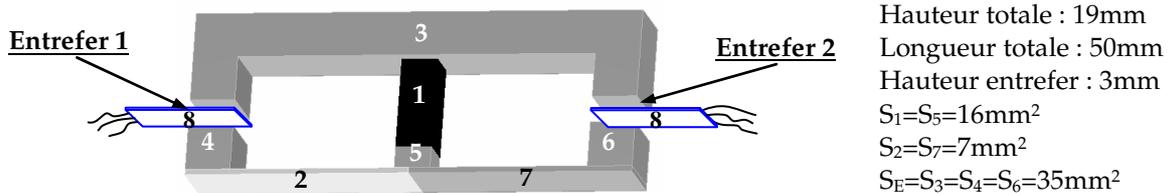


Figure III-11. Structure différentielle : aimant ferrite (1) ; bande FeNi (2) ; pièces polaires (3, 4, 5, 6, 7) ; capteurs à effet Hall (8).

Nous utilisons les mêmes matériaux magnétiques (FeNi, aimants, fer) et les mêmes capteurs à effet Hall que dans la structure précédente.

2.2.1. Principe de fonctionnement

Le flux créé par l'aimant est canalisé dans les pièces polaires, la bande de FeNi pour une part et traverse les deux entrefers. L'idée générale consiste en ce que la répartition du flux dans la structure est conditionnée par la température : à température très inférieure à T_{FeNi} , le FeNi a une perméabilité supérieure à celle du fer et le flux circulant dans la branche gauche et donc l'entrefer 1 est prépondérant (Figure III-11) ; lorsque la température augmente, la perméabilité du FeNi décroît entraînant ainsi le détournement du flux de l'aimant (considéré constant) : plus le flux dans la branche gauche diminue, plus celui dans la branche droite augmente. Par conséquent, les inductions mesurées dans les entrefers varient

de façon complémentaire en fonction de la température. L'avantage de cette structure consiste en ce qu'elle permet de s'affranchir des fuites et des imperfections du circuit magnétique. Grâce au fonctionnement en mode différentiel, l'impact des imperfections sur la mesure s'applique à titre égal dans les deux branches et peut, de par ce fait, être omis. Considérons le schéma de réductances présenté sur la Figure III-12.

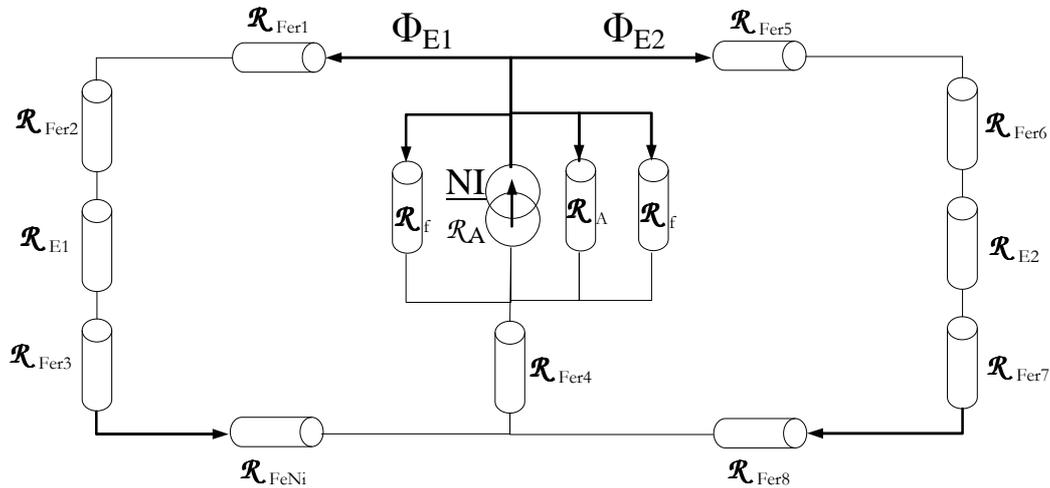


Figure III-12. Schéma de réductances de la structure différentielle.

Où :

$$\mathcal{R}_{\text{Fer1}} = \mathcal{R}_{\text{Fer5}} ; \mathcal{R}_{\text{Fer2}} = \mathcal{R}_{\text{Fer6}} ; \mathcal{R}_{\text{Fer3}} = \mathcal{R}_{\text{Fer7}}$$

En remplaçant $\mathcal{R}_{\text{Fer1}} + \mathcal{R}_{\text{Fer2}} + \mathcal{R}_{\text{Fer3}} = \mathcal{R}_{\text{Fer5}} + \mathcal{R}_{\text{Fer6}} + \mathcal{R}_{\text{Fer7}} = \Sigma \mathcal{R}_{\text{Fer}}$, et $\mathcal{R}_{\text{éq}} = \mathcal{R}_f \parallel \mathcal{R}_A \parallel \mathcal{R}_f$, nous obtenons le schéma équivalent présenté sur la Figure III-13.

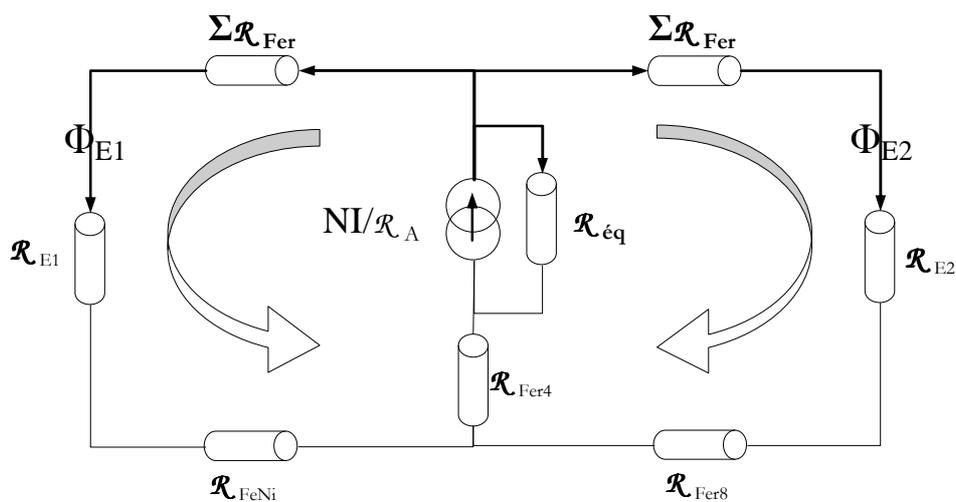


Figure III-13. Schéma équivalent de la structure différentielle.

Nous attirons l'attention sur la présence de la réductance $\mathcal{R}_{\text{Fer4}}$ dont le rôle est d'améliorer l'aiguillage du flux de l'aimant entre les deux branches. Nous avons obtenu des

résultats nettement moins intéressants sans cette pièce lorsque l'aimant était directement en contact, pour moitié avec le FeNi, et l'autre moitié avec le fer.

A partir du schéma équivalent de la Figure III-13, nous pouvons écrire l'Equation [III.9] du flux total dans la structure, c'est un flux constant créé par l'aimant. D'après l'Equation [III.10] des flux dans les deux branches, nous remarquons que la répartition du flux constant de l'aimant est à tout moment équilibrée entre les deux branches et que Φ_{E1} et Φ_{E2} doivent varier de façon complémentaire afin de conserver cet équilibre. Les flux Φ_{E1} et Φ_{E2} sont définis par l'Equation [III.11]. En remplaçant Φ_{E1} et Φ_{E2} de l'Equation [III.11] dans l'Equation [III.10], nous obtenons l'Equation [III.12].

$$NI/R_A = \Phi_{E1} + \Phi_{E2} = const \quad \text{Equation [III.9]}$$

$$\Rightarrow \Phi_{E1} = NI/R_A - \Phi_{E2} \text{ et } \Phi_{E2} = NI/R_A - \Phi_{E1} \quad \text{Equation [III.10]}$$

$$\begin{aligned} \Phi_{E1} * (\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{FeNi}) &= \Phi_{E2} * (\sum R_{Fer} + R_{E2} + R_{Fer8}) \\ \Rightarrow \Phi_{E1} &= \Phi_{E2} * \frac{(\sum R_{Fer} + R_{E2} + R_{Fer8})}{(\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{FeNi})} \\ \Rightarrow \Phi_{E2} &= \Phi_{E1} * \frac{(\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{FeNi})}{(\sum R_{Fer} + R_{E2} + R_{Fer8})} \end{aligned} \quad \text{Equation [III.11]}$$

$$\begin{aligned} \Phi_{E1} &= \frac{NI}{R_A} * \frac{(\sum R_{Fer} + R_{E2} + R_{Fer8})}{(2\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{E2} + R_{Fer8} + R_{FeNi})} \\ \Phi_{E2} &= \frac{NI}{R_A} * \frac{(\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{FeNi})}{(2\sum R_{Fer} + R_{E1} + R_{E2} + R_{Fer8} + R_{FeNi})} \end{aligned} \quad \text{Equation [III.12]}$$

Etant donné que $R_{E1} = R_{E2} = R_E$, nous pouvons remplacer $\sum R_{Fer} + R_E = k$ et en arriver aux équations finales des flux (Equation [III.13]) et des inductions dans les entrefers (Equation [III.14]).

$$\begin{aligned} \Phi_{E1} &= \frac{NI}{R_A} * \frac{(k + R_{Fer8})}{(2k + R_{Fer8} + R_{FeNi})} \\ \Phi_{E2} &= \frac{NI}{R_A} * \frac{(k + R_{FeNi})}{(2k + R_{Fer8} + R_{FeNi})} \end{aligned} \quad \text{Equation [III.13]}$$

$$B_{E1} = \frac{NI}{R_A S_E} * \frac{(k + R_{Fer8})}{(2k + R_{Fer8} + R_{FeNi})} = \frac{NI}{R_A S_E} * \frac{1}{1 + \frac{k + R_{FeNi}}{k + R_{Fer8}}}$$

$$B_{E2} = \frac{NI}{R_A S_E} * \frac{(k + R_{FeNi})}{(2k + R_{Fer8} + R_{FeNi})} = \frac{NI}{R_A S_E} * \frac{1}{1 + \frac{k + R_{Fer8}}{k + R_{FeNi}}}$$

Equation [III.14]

A la différence de la structure précédente, ici nous pouvons nous affranchir des variations de l'induction rémanente de l'aimant ferrite avec la température car elles sont perçues équitablement par les deux branches et n'influencent donc pas les inductions mesurées dans les entrefers. Afin d'assurer la bonne canalisation du flux au début de la mesure (ex. à température ambiante), il faut veiller à ce que le FeNi ne soit pas saturé. Avec l'augmentation de la température, μ_{rFeNi} diminue, R_{FeNi} augmente et cela modifie la répartition du flux de l'aimant. Par conséquent, d'après l'Equation [III.14], B_{E1} décroît et B_{E2} augmente.

2.2.2. Résultats des simulations

Nous avons réalisé des simulations par éléments finis à l'aide du logiciel Flux3D. Tout d'abord, nous nous sommes intéressés aux fuites en fonction de la hauteur de la structure. Des simulations ont été effectuées pour différentes hauteurs : la hauteur initiale ($hi=19mm$) ; $hi+3$; $hi+5$ et $hi+10$ mm. Comme cela est montré sur la Figure III-14, l'augmentation de la hauteur de la structure consiste à augmenter la hauteur des pièces polaires (4, 5 et 6 sur la Figure III-11). Les sections et les hauteurs de l'aimant et des entrefers restent inchangées. Le flux de fuite est estimé en faisant l'intégrale de B sur les surfaces montrées sur la Figure III-14. Une légère diminution des fuites a été constaté, et nous en déduisons que l'augmentation de la hauteur de la structure améliore la canalisation du flux en l'obligeant à suivre les trajets définis par le circuit magnétique. Nous avons utilisé la hauteur $hi+10$ dans les simulations pour différentes températures.

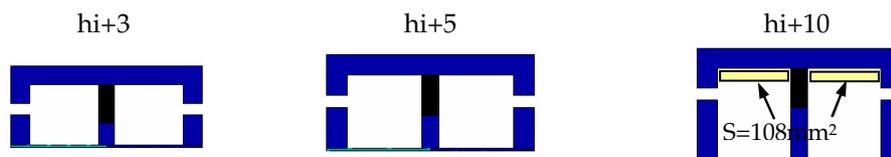


Figure III-14. Augmentation de la hauteur de la structure pour les simulations.

La Figure III-15 présente, sur la même échelle, les dégradés de couleur de l'induction dans la structure à $T_1=-80^\circ\text{C}$ et $T_2=80^\circ\text{C}$. A basse température (Figure III-15, a), le FeNi est beaucoup plus perméable que le fer, par conséquent le flux est prépondérant dans la branche gauche à travers l'entrefer 1. En revanche à 80°C (Figure III-15, b), le FeNi n'assure plus la canalisation, et le flux est redirigé dans la branche opposée à travers l'entrefer 2. On remarque les différences des dégradés de couleurs dans les deux cas.

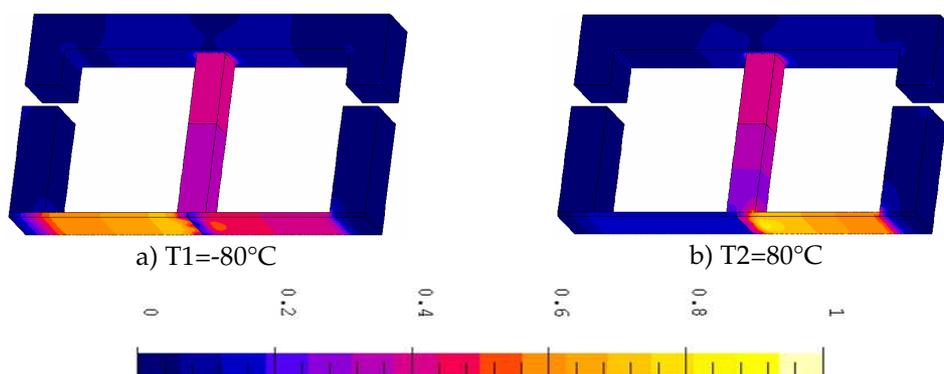


Figure III-15. Dégradés de couleurs de l'induction dans la structure.

La Figure III-16 présente l'évolution des induction dans les entrefers pour différentes températures dans la plage de -80°C à 80°C .

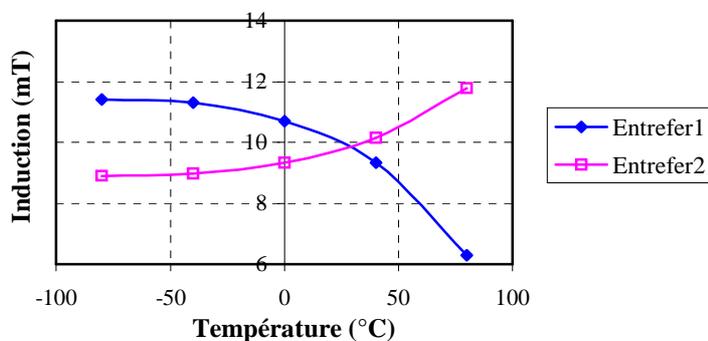


Figure III-16. Evolution des inductions dans les entrefers dans la plage de -80°C à 80°C .

2.2.3. Résultats des mesures

Les mesures pour différentes températures ont été effectuées en plaçant l'ensemble de la structure dans une étuve à température contrôlée. Un premier prototype a été réalisé avec la hauteur initiale de la structure. Les mesures faites avec lui n'étaient pas suffisamment significatives pour le fonctionnement différentiel en particulier dans la plage entre 20 et 50°C où les inductions mesurées dans les entrefers étaient pratiquement les mêmes. En

augmentant la hauteur comme cela a été montré dans le §2.2.2, nous sommes parvenus à améliorer considérablement la sensibilité du système. Les variations mesurées des inductions dans les deux entrefers en fonction de la température sont représentées sur la Figure III-17.

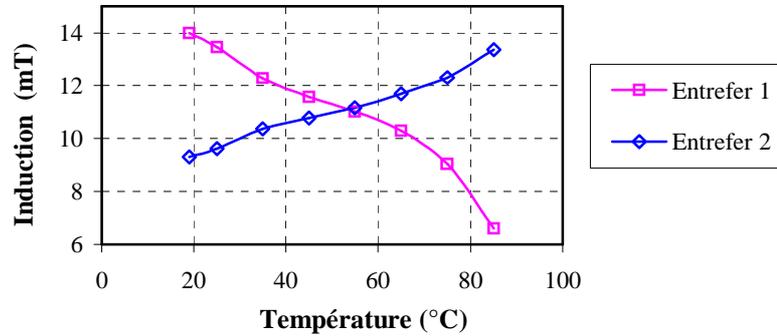


Figure III-17. Variations mesurées des inductions dans les entrefers en fonction de la température dans la plage de 20°C à 85°C.

3. STRUCTURE INDUCTIVE EN REGIME ALTERNATIF

Cette structure de capteur a été proposée dans le cadre du Master de A. Yacouben [YAC-2004] qui a précédé ces travaux de thèse. Tout d'abord, nous allons rappeler brièvement le principe de fonctionnement de la structure et ensuite, dans l'Annexe 10, nous poursuivons et complétons l'étude menée dans [YAC-2004] avec de nouveaux résultats expérimentaux.

3.1. Principe de fonctionnement

La structure étudiée est présentée sur la Figure III-18. Son principe de fonctionnement est analogue à celui des capteurs inductifs sans contact [CHA-2003] et il a été adapté pour des mesures de température sans contact. Sur la Figure III-18, (1) désigne l'élément sensible à la température (FeNi), (3) désigne un demi pot ferrite sur lequel sont placés des bobinages d'excitation et de mesure repérés par (2). Par principe, les capteurs inductifs fonctionnent par variations des propriétés de l'élément sensible, FeNi dans notre cas, qui font varier le flux magnétique du système, et par conséquent l'amplitude de la tension induite aux bornes du bobinage de mesure. Du moment où les propriétés de l'élément sensible (μ_{rFeNi}) varient avec la température, les variations de l'amplitude de la tension en sortie peuvent en être l'image. C'est l'objectif recherché avec cette structure.

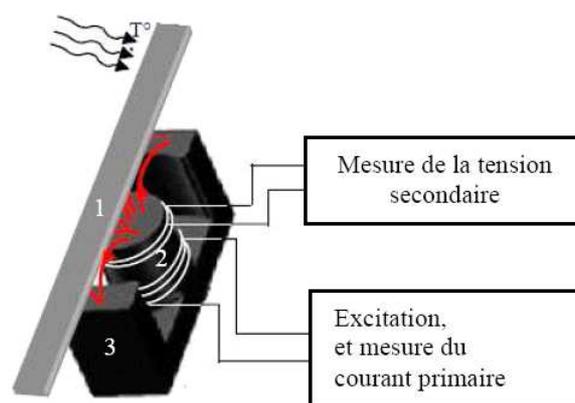


Figure III-18. Structure inductive en régime alternatif pour la mesure de température sans contact.

Les rôles des différents constituants (matériaux et bobinages) sont détaillés ci-dessous :

- ❖ *Elément sensible (FeNi)* - fait une première traduction des variations de la température en variations de $\mu_r(T^{\circ}C)$, canalise le flux d'excitation et contribue, de par sa réluctance, à modifier le flux dans la structure ;
- ❖ *Pot ferrite* – porte les bobinages d'excitation et de mesure, canalise le flux d'excitation, sert d'intermédiaire entre l'élément sensible et le module électronique ;
- ❖ *Bobinage d'excitation* - crée le champ d'excitation pour l'ensemble de la structure (pot ferrite+entrefers+ FeNi) ;
- ❖ *Bobinage de mesure* – donne accès à la mesure les variations du flux dans la structure.

Nous avons utilisé un échantillon d'alliage FeNi (TC664) dont la caractérisation a été présentée dans le Chapitre II, §4.1, et un pot ferrite ETD39 [ETD39]. La caractérisation du pot ferrite complet pour différentes températures est aussi présentée en Annexe 10.

La structure fonctionne en régime alternatif ($f=50$ Hz). Les mesures à température variable sont effectuées en plaçant l'ensemble de la structure dans une étuve thermique à température contrôlée. Quant aux mesures sans contact, elles consistent à imposer un entrefer entre le pot ferrite et le FeNi. Nous signalons que la taille de cet entrefer, ainsi que les variations éventuelles des propriétés du pot ferrite avec la température, influencent aussi l'amplitude de la tension mesurée, d'où la difficulté d'extraire l'information due uniquement au FeNi dans le cas des mesures sans contact.

3.2. Commentaires et perspectives

Nous avons pu montrer l'effet de la température sur l'amplitude des tensions délivrées en sortie par ce système (essais et mesures en Annexe 10). Cependant les variations obtenues sont faibles et dépendent fortement de l'entrefer. Il faudrait éventuellement passer aussi à une structure différentielle ce qui paraît bien compliqué. Cette voie n'a pas été explorée plus longuement car le système semble difficile à mettre en œuvre expérimentalement et nécessiterait beaucoup d'ampères-tours pour traverser tous les entrefers.

4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons développé une première approche d'exploitation des variations des propriétés du FeNi pour mesurer la température sans contact. L'idée proposée consistait à utiliser les variations de la réductance du FeNi. La structure inductive en régime alternatif n'a pas donné de résultats prometteurs. Nous avons aussi conçu et réalisé deux prototypes de structures magnétostatiques à aimants permanents : structure simple fonctionnant par la mesure d'induction dans l'entrefer, et structure différentielle. Ce dernier système donne des variations tout à fait exploitables.

Au cours de la présentation des résultats, de simulations ou de mesures, de nombreuses observations ont été évoquées. Les résultats obtenus et les conclusions tirées nous ont permis d'évaluer quelques avantages (apportés par le FeNi) mais aussi des limitations de cette approche (en particulier la forte dépendance des résultats par rapport aux flux de fuites).

Enfin, cette première étude nous a amené à nous intéresser à d'autres méthodes de mesure sans contact paraissant mieux adaptées, et notamment les méthodes interrogatives mentionnées dans le Chapitre I.

CHAPITRE IV. *Etiquette magnétique de mesure de la température en temps réel*

1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous étudions les possibilités d'utiliser des alliages FeNi en tant qu'étiquettes magnétiques pour la mesure de la température sans contact. Nous utilisons des méthodes interrogatives pour la mesure de température sans contact en analysant le spectre harmonique du signal en sortie. Le principe est exactement le même que celui utilisé dans les systèmes EAS (type EM) mentionnés dans le Chapitre I, §5.5.1. On distingue deux parties indépendantes dans la chaîne de mesure : étiquette magnétique en FeNi (partie passive) et système d'interrogation à distance (partie active). Le rôle de l'étiquette consiste, à la fois à capter la température et à présenter une signature harmonique. Le système d'interrogation à distance est constitué de bobines d'excitation et de mesure et son rôle consiste à exciter et à détecter à distance la signature harmonique de l'étiquette magnétique.

Tout d'abord nous décrivons la théorie sur la signature harmonique d'un matériau magnétique doux en circuit fermé. Ensuite, nous reportons cette théorie dans le cas d'une mesure sans contact avec une étiquette magnétique (circuit ouvert). Nous présentons ensuite l'étiquette magnétique de température objet de notre étude et le système d'interrogation utilisés dans nos essais. Dans la suite de ce chapitre, nous montrons et analysons des résultats de plusieurs campagnes de mesure dont l'objectif est de démontrer la faisabilité et/ou les limitations de la mesure. Ainsi, l'impact de divers facteurs sur la signature harmonique va être étudié et mis en évidence. Nous rappelons néanmoins que l'objectif principal est d'obtenir une signature harmonique dépendante de la température.

Enfin, nous présentons un exemple d'application de ce principe de mesure pour détecter en temps réel et à distance le dépassement d'un seuil de température.

2. THEORIE SUR LA SIGNATURE HARMONIQUE D'UN MATERIAU MAGNETIQUE DOUX

Chaque matériau magnétique doux présente une signature harmonique lorsqu'il est soumis à un champ sinusoïdal d'excitation. Dans le cas d'un circuit magnétique fermé, la signature harmonique dépend de :

- ❖ Champ d'excitation $h_{exc}(t)$ (amplitude, fréquence, composante continue) ;
- ❖ Caractéristiques intrinsèques du matériau (B_s , H_c , μ_r , B_r/B_s , et forme du coude).

Dans les paragraphes suivants, nous allons étudier, par des simulations à l'aide du logiciel MATLAB, la dépendance de la signature harmonique avec les différents facteurs mentionnés ci-dessus. Les caractéristiques du matériau doux (B_s , H_c , μ_r) sont choisies de

façon arbitraire et le cycle qu'il décrit sous champ sinusoïdal d'excitation (en quasi statique $f=50$ Hz) est représenté à l'aide du modèle de Jiles-Atherton [JIL-1986].

2.1. Dépendance de la signature harmonique avec l'amplitude de $h_{exc}(t)$

Un champ sinusoïdal d'excitation $h_{exc}(t)$ d'amplitude H_{exc} (composante continue $H_0=0$), de fréquence f et période $T=1/f$ (Equation [IV.1]), appliqué à un matériau magnétique doux donne lieu dans ce dernier à une induction $b(t)$ donnée par l'Equation [IV.2].

$$h_{exc}(t) = H_{exc} \cos(2\pi ft + \varphi) \quad \text{Equation [IV.1]}$$

$$b(t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n2\pi ft + \varphi_n) \quad \text{Equation [IV.2]}$$

Le flux magnétique variable $\Phi(t)$ circulant dans le matériau (Equation [IV.3]) induit une tension $v(t)$ mesurée aux bornes d'une bobine de détection ($N2$) (Equation [IV.4]).

$$\Phi(t) = \int_{S_{N2}} (b(t)) dS \quad \text{Equation [IV.3]}$$

S_{N2} – section de la bobine de détection $N2$

$$v(t) = -N2 \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad \text{Equation [IV.4]}$$

En remplaçant l'Equation [IV.2] dans l'Equation [IV.3] et puis l'Equation [IV.3] dans l'Equation [IV.4], on obtient l'Equation [IV.5].

$$v(t) = -N2 \frac{d}{dt} \left[\int_{S_{N2}} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n2\pi ft + \varphi_n) dS \right] = -N2 * 2\pi f \int_{S_{N2}} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(n2\pi ft + \varphi_n) dS \quad \text{Equation [IV.5]}$$

Le spectre de la tension induite est obtenu en appliquant la transformée de Fourier discrète calculée sur un nombre fini de périodes. Nous remarquons dans l'Equation [IV.5] que la tension induite et par conséquent les harmoniques qu'elle contient dépendent essentiellement de l'induction $b(t)$ dans le matériau dépendante quant à elle de l'amplitude de $h_{exc}(t)$. Dans le cas d'un $h_{exc}(t)$ d'amplitude H_{exc} telle que la saturation B_s du matériau n'est pas atteinte, $b(t)$ et donc $v(t)$ sont sinusoïdales et seul le fondamental est présent dans le spectre car $B_n=0$ pour $n \geq 2$ (Figure IV-1). En revanche, si l'amplitude de $h_{exc}(t)$ est suffisamment élevée, la saturation du matériau est atteinte, $b(t)$ n'est plus sinusoïdale à cause de la non linéarité des cycles d'hystérésis que le matériau décrit. De plus, en absence de composante continue, la relation $b(t+T/2)=-b(t)$ est vérifiée quelque soit t , et donc on n'aura

que $B_n \neq 0$ pour n impair. Par conséquent, la tension $v(t)$ présente deux pics (positif et négatif) par période espacés de $T/2$ et le spectre ne contient que des harmoniques impairs multiples de la fréquence d'excitation (Figure IV-2).

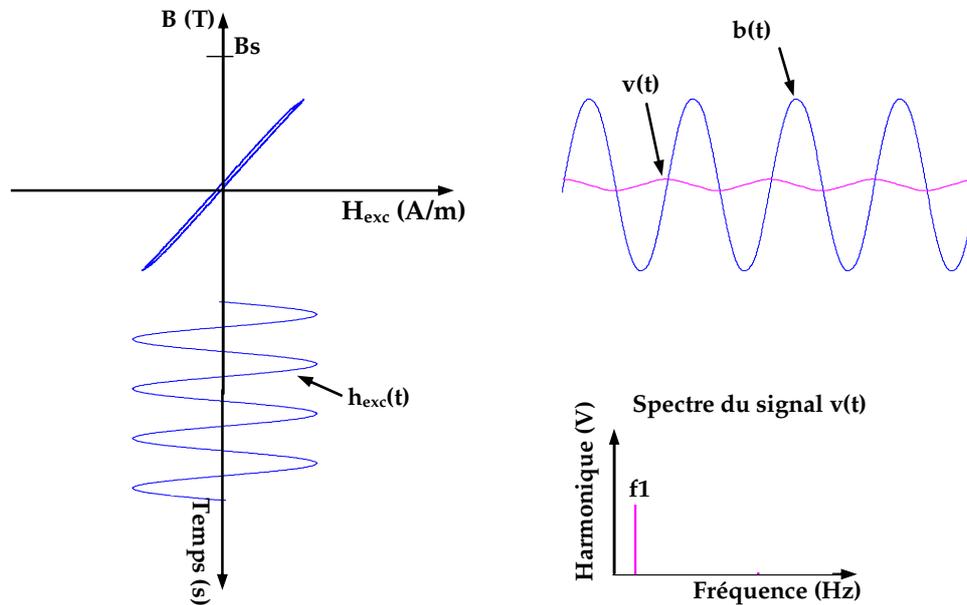


Figure IV-1. Signature harmonique dans le cas d'un $h_{exc}(t)$ d'amplitude faible.

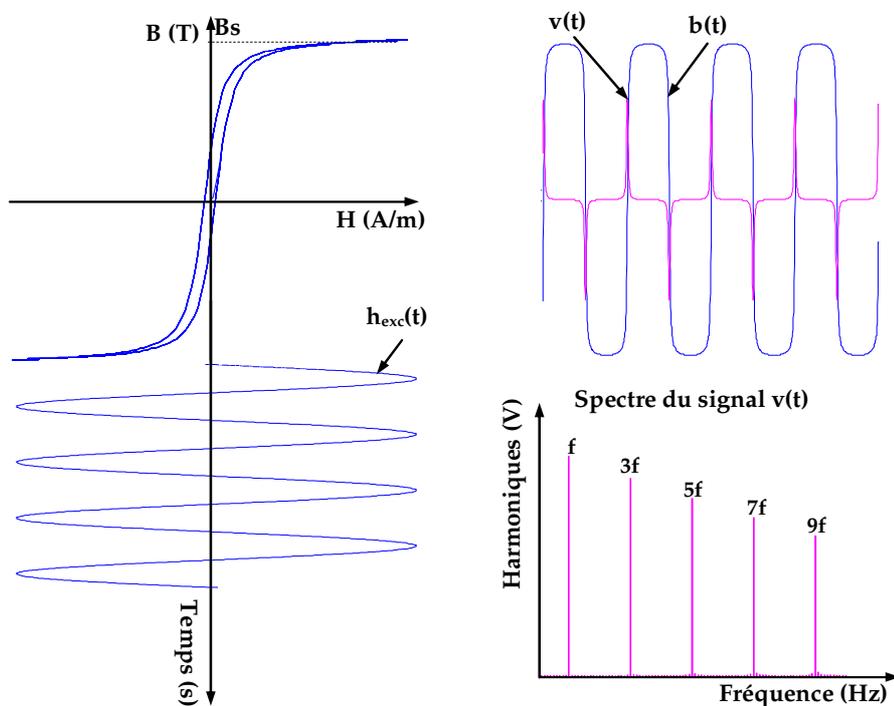


Figure IV-2. Signature harmonique dans le cas d'un $h_{exc}(t)$ d'amplitude élevée.

2.2. Dépendance de la signature harmonique avec la composante continue de $h_{exc}(t)$

Lorsqu'une composante continue H_0 , créée par un aimant (polarisation continue) ou par un offset, s'additionne au champ sinusoïdal d'excitation $h_{exc}(t)$ d'amplitude H_{exc} et de fréquence f ($T=1/f$) (Equation [IV.6]), l'induction $b(t)$ dans le matériau est donnée par l'Equation [IV.7], et la tension induite $v(t)$ par l'Equation [IV.8], où le premier terme est nul car c'est la dérivée d'un terme constant.

$$h_{exc}(t) = H_0 + H_{exc} \cos(2\pi ft + \varphi) \quad \text{Equation [IV.6]}$$

$$b(t) = B_0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n2\pi ft + \varphi_n) \quad \text{Equation [IV.7]}$$

$$v(t) = -N2 \frac{d}{dt} \int_{S_{N2}} B_0 dS - N2 \frac{d}{dt} \left[\int_{S_{N2}} \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n2\pi ft + \varphi_n) dS \right] \quad \text{Equation [IV.8]}$$

Si la saturation B_s du matériau est atteinte, $b(t)$ n'est pas sinusoïdale à cause de la non linéarité des cycles d'hystérésis. De plus, de par la présence d'une composante continue, la relation $b(t+T/2)=-b(t)$ n'est plus vérifiée, et donc on aura $B_n \neq 0$ pour n pair et impair. Par conséquent, les deux pics (positif et négatif) que la tension $v(t)$ présente par période ne sont plus espacés de $T/2$ et le spectre contient des harmoniques pairs et impairs multiples de la fréquence d'excitation (Figure IV-2). Ce phénomène est utilisé dans les capteurs "Fluxgate".

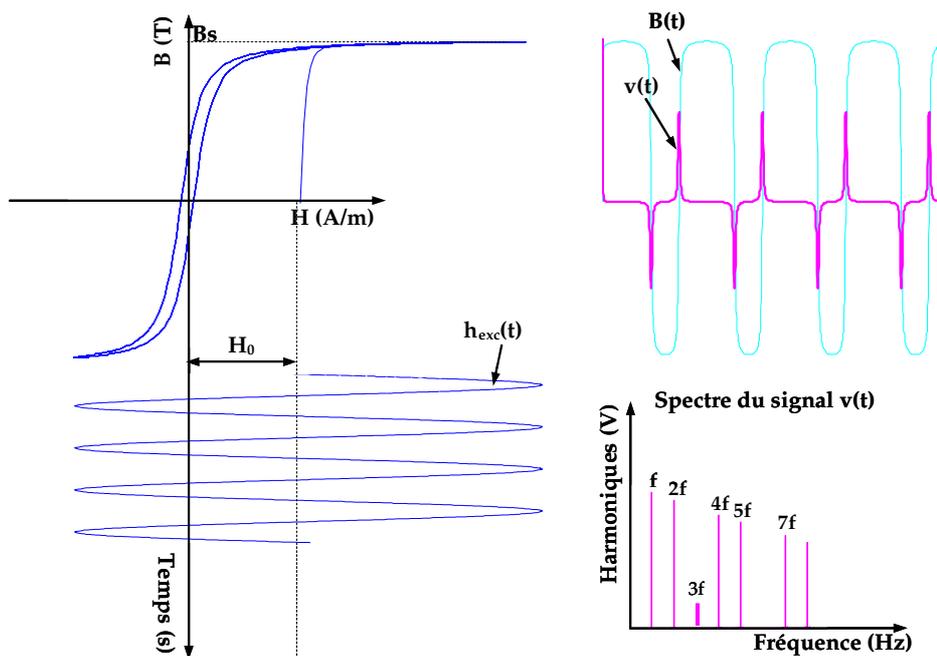


Figure IV-3. Signature harmonique dans le cas d'une composante continue H_0 .

La Figure IV-4 présente l'évolution des harmoniques en fonction de la composante continue H_0 du champ : un cas particulier est présenté sur la Figure IV-3.

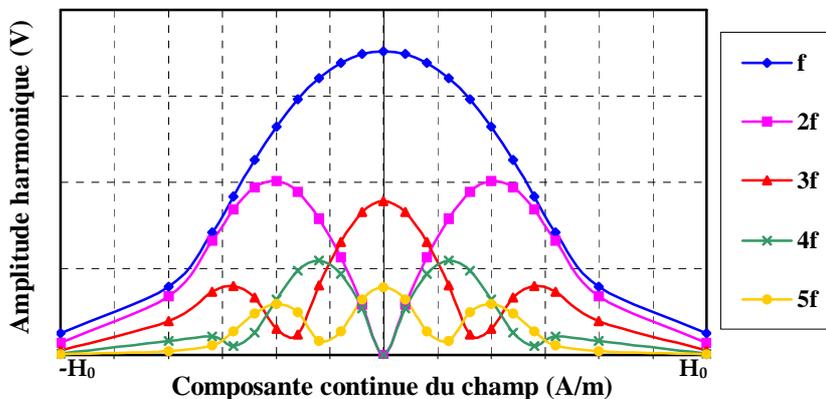


Figure IV-4. Evolution des harmoniques en fonction de la composante continue H_0 .

2.3. Dépendance de la signature harmonique avec la fréquence de $h_{exc}(t)$

La fréquence d'excitation conditionne la surface du cycle décrit par le matériau : plus elle est élevée plus la surface du cycle est grande (pertes par hystérésis) (ex. Figure IV-5). Par conséquent, l'augmentation de la fréquence implique celle de l'amplitude H_{exc} nécessaire pour atteindre la saturation et donc obtenir la signature harmonique (Figure IV-5 : 100 A/m à $f=50$ Hz ; 200 A/m à $f=1$ kHz). De plus, la fréquence doit être adaptée à l'épaisseur du matériau afin de limiter les courants induits et donc les problèmes dus à l'effet de peau.

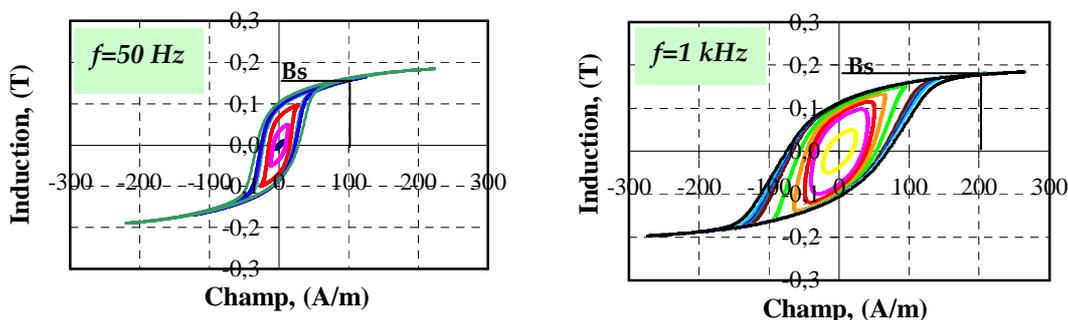


Figure IV-5. Cycles décrits en fonction de H_{exc} à différentes fréquences (50 Hz et 1 kHz).

2.4. Dépendance de la signature harmonique versus H_c et μ_r

En général, dans les systèmes de mesure basés sur l'analyse d'une signature harmonique (ex. EAS, types EM et AM), on utilise des matériaux doux de très grande

perméabilité relative et d'un champ coercitif faible (hystérésis négligeable). Le choix n'est pas anodin et s'explique par le fait que plus le matériau est perméable et son champ coercitif faible, moindre est l'amplitude de $h_{exc}(t)$ nécessaire pour atteindre la saturation B_s et obtenir la signature harmonique et inversement. Donc, les caractéristiques intrinsèques du matériau peuvent faciliter ou pas l'obtention de sa signature harmonique.

2.5. Dépendance de la signature harmonique avec la forme du cycle du matériau

La signature harmonique dépend également de la forme du cycle d'hystérésis $B(H)$ que le matériau décrit à saturation (rapport B_r/B_s). Ici, nous présentons des résultats de simulations pour deux cas extrêmes : matériau de cycle d'hystérésis rectangulaire avec $B_r/B_s \approx 1$ (Figure IV-6) ; matériau de cycle couché avec $B_r/B_s \approx 0$ (Figure IV-7). On remarque que le matériau à cycle très rectangulaire présente de forts harmoniques d'ordres supérieurs et de même amplitude que le fondamental, alors que les harmoniques générés par le matériau à cycle couché sont bien plus faibles et s'atténuent rapidement.

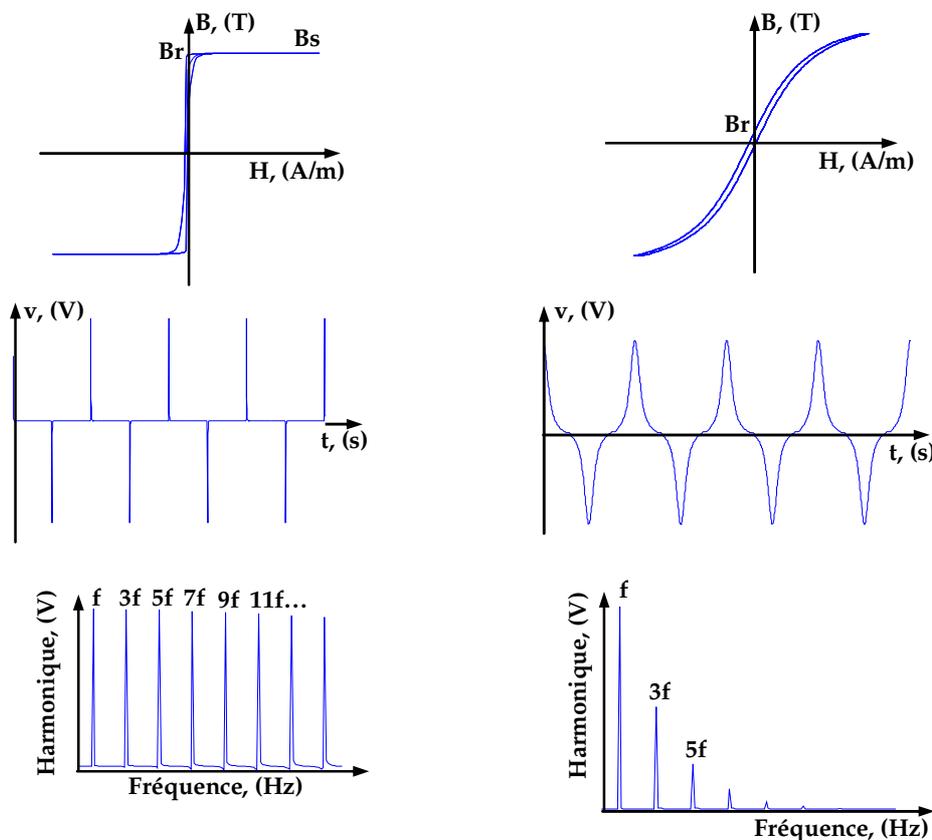


Figure IV-6. Signature harmonique d'un matériau de cycle $B(H)$ rectangulaire : $B_s=0,6$; $H_c=2$ A/m ; $B_r/B_s=0,97$).

Figure IV-7. Signature harmonique d'un matériau de cycle $B(H)$ couché : $B_s=0,5$; $H_c=5$ A/m ; $B_r/B_s=0,05$.

2.6. Bilan

Nous pouvons résumer qu'un matériau magnétique doux présente une signature harmonique quand sa saturation est atteinte (présence de non linéarité), donc quand il est soumis à un champ d'excitation $h_{exc}(t)$ d'amplitude suffisante ($H_{exc}+H_0$). En absence de composante continue, le spectre ne contient que des harmoniques impairs, et dans le cas contraire il contient à la fois des harmoniques pairs et impairs.

Dans le cas d'un circuit magnétique fermé avec des bobinages d'excitation et de mesure placés directement sur le circuit, le choix de l'amplitude H_{exc} dépend des caractéristiques électromagnétiques du matériau doux (μ_r , H_c , B_s , B_r/B_s), et de la fréquence d'excitation (f). Plus le matériau est perméable (μ_r élevée) et de faible champ coercitif, plus on obtient facilement sa signature harmonique. L'augmentation de la fréquence d'excitation implique d'augmenter aussi l'amplitude H_{exc} afin d'atteindre la saturation. De plus, la fréquence doit être adaptée à l'épaisseur du matériau afin d'éviter les problèmes liés à l'effet de peau.

Dans le cas d'un circuit magnétique ouvert (ex. étiquettes), la signature harmonique est mesurée sans contact avec des bobinages d'excitation et de détection placés à une certaine distance de l'étiquette. Ainsi, la signature harmonique dépend de la distance de mesure et du champ démagnétisant dû aux dimensions géométriques du matériau.

Par la suite, nous présentons une étiquette magnétique de température dont la signature harmonique est mesurée sans contact à l'aide d'un système d'interrogation mis en place dans le cadre de notre étude.

3. PRESENTATION DE L'ETIQUETTE MAGNETIQUE DE TEMPERATURE

L'étiquette magnétique de température que nous étudions est constituée d'une bande de FeNi (TC759, cf Chapitre 2, §4.2) dont les propriétés varient avec la température. De plus, comme chaque matériau doux, le FeNi présente une signature harmonique dépendante de son état. Ainsi, avec une telle étiquette nous pouvons obtenir une signature harmonique dépendante de la température. Contrairement aux mesures de caractérisation, ici les bobines d'excitation et de détection ne sont pas placées directement sur le matériau et on ne mesure pas les propriétés intrinsèques du matériau.

4. PRESENTATION DU SYSTEME D'INTERROGATION A DISTANCE

Le système d'interrogation sans contact que nous avons réalisé pour nos essais est constitué d'une bobine d'excitation, et d'une bobine de détection (Figure IV-8). La chaîne de mesure complète contient, outre les bobines, des appareils d'instrumentation et d'affichage.

Pour l'excitation, nous avons conçu et fabriqué un paire de bobines de diamètre 20 cm ayant chacune 25 spires, montées en série et en configuration d'Helmholtz. La particularité de cette configuration consiste à espacer les bobines d'une distance D égale au rayon R des bobines (dans notre cas $D = R = 10\text{cm}$), afin de créer un champ $H=k*I$ (k – coefficient de la bobine en A/m/A , dans notre cas $k=176,8 \text{ A/m/A}$; I – courant en A) le plus homogène possible dans le volume situé entre les deux bobines. L'allure du champ magnétique créé est représentée sur la Figure IV-9. L'avantage de ce montage consiste en ce que nous pouvons utiliser, soit une bobine simple (Montage I sur la Figure IV-8), soit les bobines en configuration d'Helmholtz (Montage II sur la Figure IV-8).

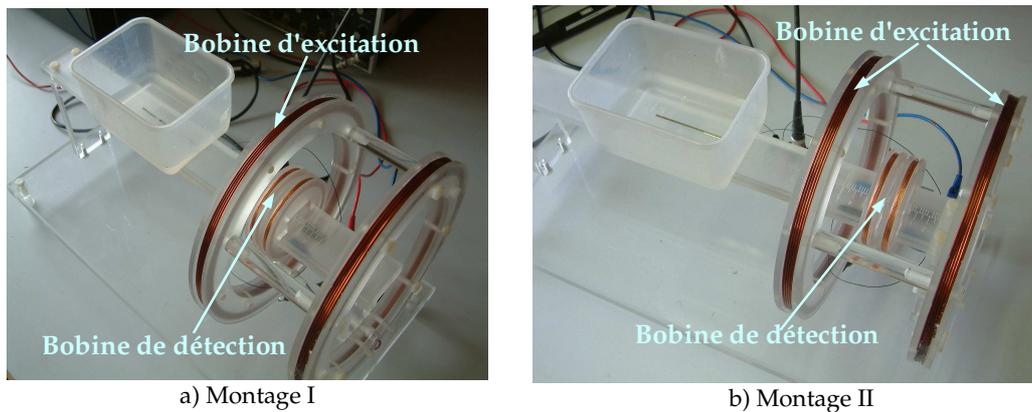


Figure IV-8. Système d'interrogation sans contact : a) Montage I - Bobine d'excitation simple ; b) Montage II - Bobine d'excitation en configuration d'Helmholtz.

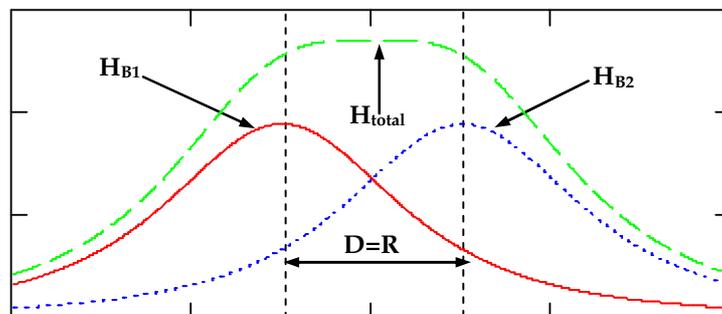
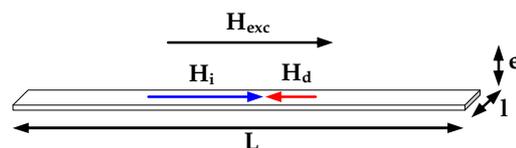


Figure IV-9. Champ magnétique créé par des bobines d'Helmholtz.

La bobine de détection est constituée quant à elle, de deux bobines identiques de diamètre 7 cm contenant chacune 400 spires, reliées en série opposition (fonctionnement en mode différentiel). En plaçant les bobines ainsi reliées dans un champ externe homogène (créé par les bobines d’Helmholtz par exemple), les tensions induites dans chacune des bobines de détection sont de même amplitude mais de signe opposé. Par conséquent, en les mettant en série, le signal résultant aux bornes de la bobine de détection est nul à cause de l’équilibre. En revanche, si cet équilibre est modifié par la présence d’un matériau magnétique (ex. étiquette) à proximité de l’une des deux bobines, le signal résultant n’est plus nul et son amplitude est due uniquement au matériau. Ce principe de détection permet d’augmenter la sensibilité du système de mesure et de s’affranchir du flux d’excitation dans l’air (où, $b_{exc}(t) = \mu_0 h_{exc}(t)$) qui peut masquer le signal dû au matériau magnétique. Ceci est d’autant plus intéressant dans le cas de mesures sans contact où l’amplitude du signal mesuré décroît considérablement lorsque la distance augmente. Nous signalons néanmoins que les bobines de détection fonctionnent efficacement en mode différentiel seulement si elles voient exactement le même flux, ce qui est le cas quand elles sont placées dans un champ externe homogène (Montage II sur la Figure IV-8). Par contre, lorsqu’une seule bobine est utilisée pour l’excitation, il faut que les bobines de détection soient placées dans l’axe, au centre de la bobine afin d’assurer un champ identique dans les deux bobines comme cela est montré sur le Montage I de la Figure IV-8. Dans la partie expérimentation, nous précisons lequel des deux montages a été utilisé pour chaque mesure.

5. PARTICULARITES DES MESURES SANS CONTACT

Avant toute chose, il faut comprendre que dans cas d’une étiquette de dimensions finies (Figure IV-10), le champ interne de l’étiquette (noté par H_i) est différent de H_{exc} que nous imposons car il tient compte du champ démagnétisant (H_d) (Equation [IV.9]).



L – longueur de l’étiquette
 l – largeur de l’étiquette
 e – épaisseur de l’étiquette

Figure IV-10. Etiquette magnétique de dimensions finies.

$$H_i = H_{exc} + H_d, \text{ où } H_d = -N \frac{J}{\mu_0}$$

H_{exc} – champ d'excitation

H_i – champ interne du matériau

H_d – champ démagnétisant

N – coefficient de champ démagnétisant

Equation [IV.9]

Il faut souligner que c'est H_{exc} qui implique H_d , et H_d s'oppose à H_{exc} . La conséquence physique de H_d consiste en ce qu'un champ d'excitation suffisant pour saturer un tore ne sera pas forcément suffisant pour saturer une étiquette du même matériau. Le coefficient de champ démagnétisant (N) dépend des dimensions géométriques de l'étiquette et peut être estimé approximativement par le rapport $N=1/L$ ou $N=\sqrt{l * e} / L$ selon la direction de H_{exc} . Il varie entre 0 et 1 : si $N=0$, cas d'une étiquette infiniment longue, $H_{exc} \approx H_i$ car $H_d \approx 0$; si $N=1$, cas d'une étiquette très courte, où $H_i \approx 0$ car $H_{exc} \approx H_d$. Voilà pourquoi, il est préférable de prendre des bandes très allongées, fines et peu larges (ex. systèmes EAS). Néanmoins, seule une bande infiniment longue peut être assimilée à un circuit fermé. La valeur de H_d ne peut être déterminée avec précision que dans le cas d'un matériau aimanté uniformément. Or, dans le cas d'une étiquette soumise à H_{exc} , H_i , H_d et B au sein du volume ne sont pas uniformes.

Dans l'exploitation des résultats expérimentaux, nous donnons souvent l'amplitude du champ H_{exc} pour laquelle la mesure est faite, mais il faut noter qu'il s'agit de H_{exc} externe fourni par la bobine d'excitation et calculé à partir du courant que nous faisons circuler ($H_{exc}=k*I$). Donc, ce n'est pas H_i au sein de l'étiquette.

De plus, lorsque la mesure est faite à distance (étiquette éloignée de l'ensemble du système d'interrogation), H_{exc} diminue avec la distance comme cela est montré sur la Figure IV-9.

6. EXPLOITATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats expérimentaux que nous présentons ci-après ont pour but de mettre en évidence les impacts de différents facteurs sur la signature harmonique de l'étiquette. Afin d'évaluer les impacts dus à un facteur il est indispensable que tous les autres restent inchangés durant l'essai. Nous rappelons que notre objectif principal consiste en ce que la signature harmonique dépende et varie uniquement en fonction de la température et que la mesure soit faite sans contact.

6.1. Impact de la fréquence du champ d'excitation sur la signature harmonique

Nous commençons par la fréquence car sa valeur doit être fixée pour les essais suivants. Une fréquence d'excitation élevée est favorable pour augmenter l'amplitude du signal mesuré, mais peut aussi causer un effet pelliculaire (courants induits) important si l'épaisseur du matériau n'est pas adaptée. En fait, pour étudier l'impact de la fréquence sur la signature harmonique, deux types d'essai sont possibles : soit on prend un matériau d'une épaisseur donnée et on augmente la fréquence de $h_{exc}(t)$; soit on fixe la fréquence et on prend des matériaux d'épaisseurs différentes. Ici, nous utilisons des étiquettes de FeNi d'épaisseur $e=0,2$ mm pour lesquelles la fréquence maximale à laquelle les essais peuvent être menés avant l'apparition d'un effet pelliculaire est 1 kHz comme cela est présenté sur la Figure IV-11, où $D=e/\delta$, δ épaisseur de peau. Pour que le flux pénètre dans le matériau, le rapport D est généralement choisi ≤ 2 .

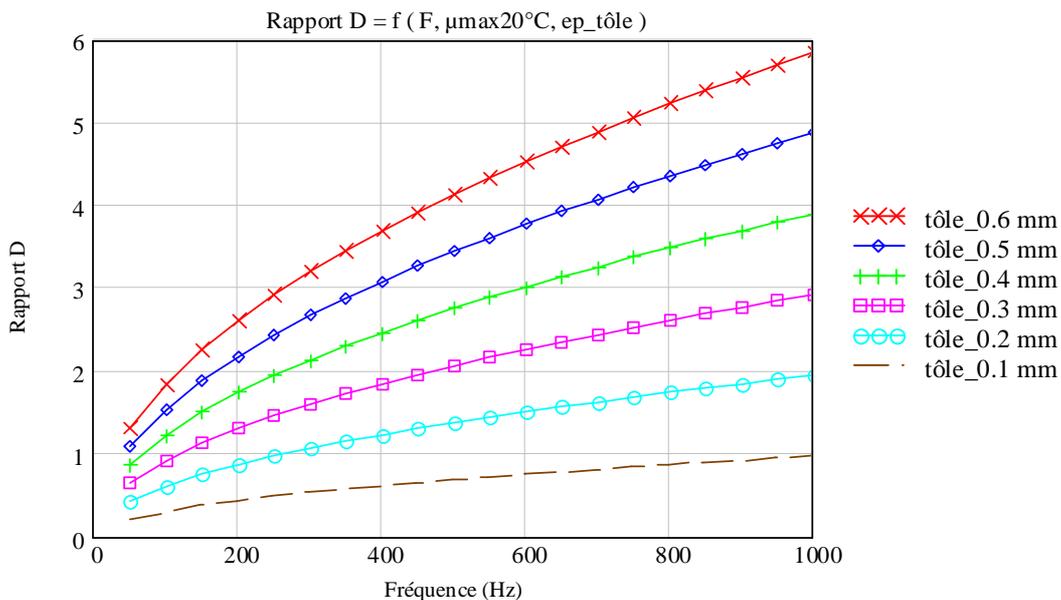


Figure IV-11. Rapport D ($D=e/\delta$) en fonction de la fréquence pour des tôles de différentes épaisseurs.

6.2. Impact de l'amplitude du champ d'excitation sur la signature harmonique

Comme nous l'avons montré dans le §2.1, la signature harmonique d'un matériau doux dépend du niveau du champ d'excitation auquel il est soumis.

Dans ce paragraphe nous montrons des résultats expérimentaux réalisés avec le Montage II (Figure IV-8) à température ambiante ($26^{\circ}C$). Une étiquette de TC759 ($L=40$ mm,

$l=2$ mm, $e=0.2$ mm) a été utilisée. Nous imposons un $h_{exc}(t)$ sinusoïdal ($f=1$ kHz, $H_0=0$) de différentes amplitudes (H_{exc}). L'objectif est de mettre en évidence l'impact de H_{exc} sur la signature harmonique de l'étiquette. Nous précisons que lors de cette évaluation tous les autres facteurs susceptibles d'influencer la signature harmonique restent inchangés. Nous procédons seulement à une augmentation ou diminution de H_{exc} .

Sur la Figure IV-12 nous présentons : a) deux champs d'amplitudes différentes ($H_{exc1}=542$ A/m et $H_{exc2}=40$ A/m) ; b) les tensions correspondantes mesurées. La Figure IV-13 représente : a) la signature harmonique de l'étiquette dans le cas de H_{exc1} ; b) la signature harmonique dans le cas de H_{exc2} . Nous confirmons, par ces mesures, la nécessité de H_{exc} suffisant pour que l'étiquette présente sa signature harmonique.

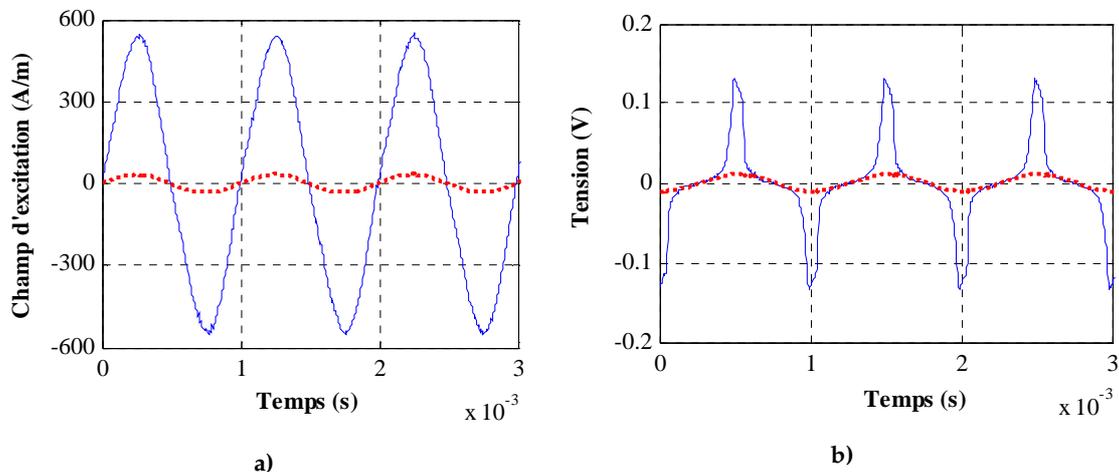


Figure IV-12. a) Champs d'excitation, trait plein $H_{exc1}=542$ A/m, trait pointillé $H_{exc2}=40$ A/m ; b) Tensions mesurées, trait plein dans le cas de H_{exc1} , trait pointillé dans le cas de H_{exc2} .

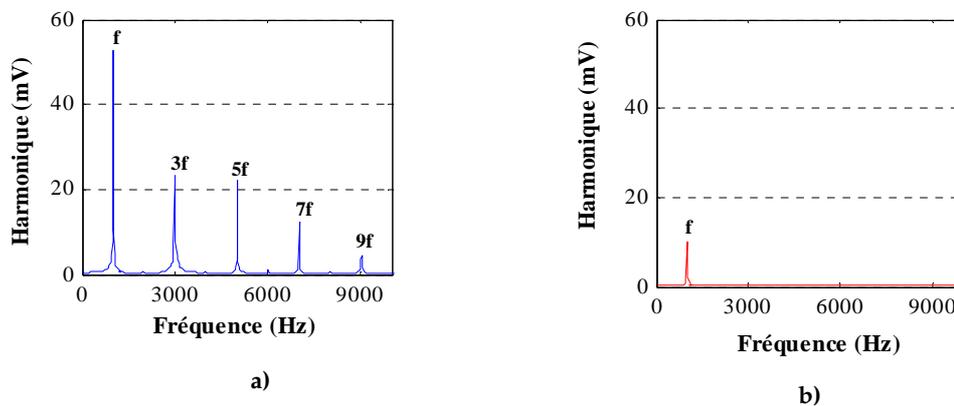


Figure IV-13. Signatures harmoniques : a) pour H_{exc1} ; b) pour H_{exc2} .

La Figure IV-14 montre l'évolution des harmoniques (f , $3f$, et $5f$) en fonction de H_{exc} dans la plage $[H_{exc2} ; H_{exc1}]$. Plus H_{exc} augmente, plus les amplitudes du fondamental (f) et des harmoniques d'ordre supérieur ($3f$, $5f$) augmentent. De plus les harmoniques d'ordre

élevé sont prépondérants comme cela est montré sur la Figure IV-15. Nous constatons que, dans le cas de notre étiquette, il faut appliquer un champ d'excitation d'amplitude supérieure à environ 200A/m pour que la saturation soit atteinte. Nous rappelons qu'il s'agit du champ externe d'excitation et non de celui qui pénètre réellement dans le matériau, la valeur de ce dernier est bien inférieure. De plus, les valeurs présentées ici concernent l'étiquette utilisée pour ces essais. Pour une autre étiquette, d'autres dimensions géométriques et ayant un autre H_d , H_{exc} nécessaire pour atteindre la saturation sera différent.

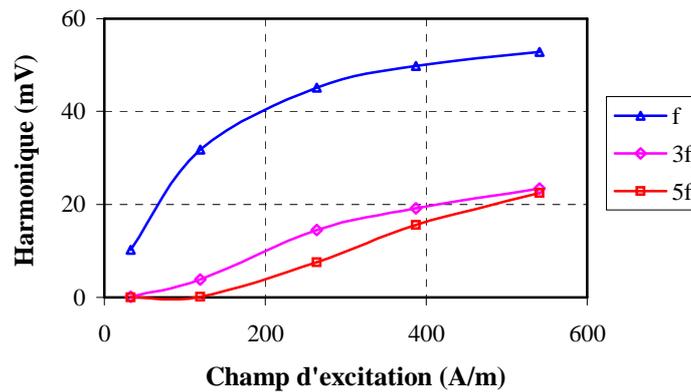


Figure IV-14. Evolution de l'amplitude des harmoniques en fonction de H_{exc} .

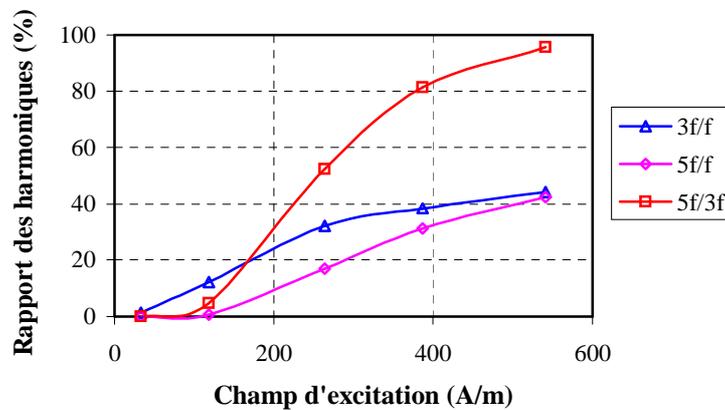


Figure IV-15. Rapports des harmoniques en fonction de H_{exc} .

6.3. Impact du champ démagnétisant sur la signature harmonique

Comme nous l'avons mentionné dans le §5, une étiquette magnétique représente un circuit ouvert dans lequel le champ interne (H_i) est différent du champ d'excitation créé par la bobine (H_{exc}). Si la bobine d'excitation est enroulée directement sur l'étiquette et si l'étiquette est très longue, la différence entre H_i et H_{exc} peut être considérée comme négligeable. Or, dans notre cas la bobine d'excitation n'est pas placée sur l'étiquette, et

l'étiquette a des dimensions finies. Par conséquent, H_{exc} créé par la bobine est très différent du champ d'excitation dans l'étiquette. L'impact du champ démagnétisant peut être mis en évidence en comparant les résultats de la caractérisation d'un tore TC759 à 1kHz ($H_d=0$) avec les résultats de mesures à la même fréquence faites avec une bande TC759 et des bobines d'excitation et de mesure placées à distance. Par exemple, on obtient :

Caractérisation tore	Mesure étiquette
$H_{exc_tore}=100$ A/m	$H_{exc_étiq}=100$ A/m
$B_{tore}=0.2$ T	$B_{étiq}=0.05$ T

On voit que les valeurs de B diffèrent malgré le même champ d'excitation appliqué sur le tore et l'étiquette, cela est dû au H_d . Pour estimer la valeur moyenne de H_d , on peut retrouver par interpolation la valeur de H_{exc_tore} pour laquelle on a $B_{étiq}$. Alors la différence entre $H_{exc_étiq}$ appliqué et H_{exc_tore} retrouvé par interpolation permet d'estimer la valeur moyenne de H_d au sein de l'étiquette.

Nous proposons également une autre expérience intéressante permettant de mettre en évidence l'impact de H_d en jouant sur les dimensions géométriques de l'étiquette. Pour cela nous prenons 4 étiquettes de même largeur (2mm) et épaisseur (0.2mm) mais de différentes longueurs (10mm, 20mm, 30mm, 40mm) et nous les soumettons au même champ d'excitation ($H_{exc}=482$ A/m). La Figure IV-16 présente les 4 essais que nous faisons. Les mesures sont menées dans un champ externe homogène (Montage II, Figure IV-8), à température 29°C.

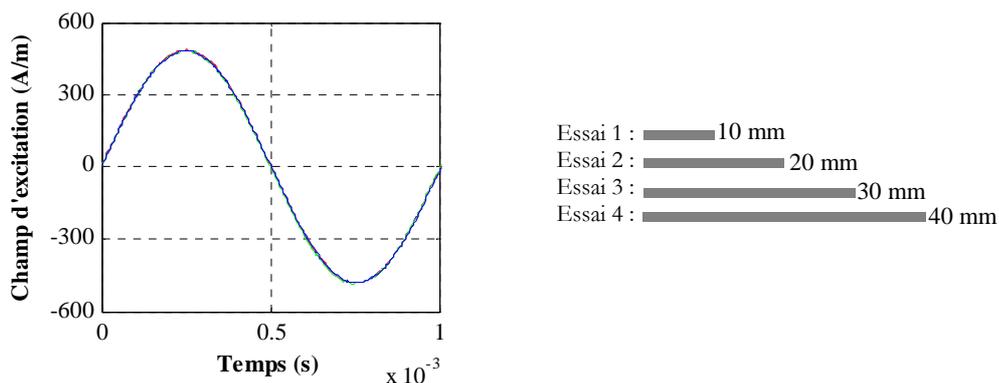


Figure IV-16. Conditions expérimentales pour la mise en évidence de différentes valeurs de H_d (H_{exc} homogène).

La Figure IV-17 montre les tensions induites mesurées avec chacune des étiquettes de longueurs différentes. On remarque que pour le même H_{exc} , la tension mesurée avec l'étiquette de 40mm est déformée et présentera donc des harmoniques, alors que celle mesurée avec l'étiquette de 20mm par exemple, n'est pas déformée et ne présentera pas

d'harmoniques.

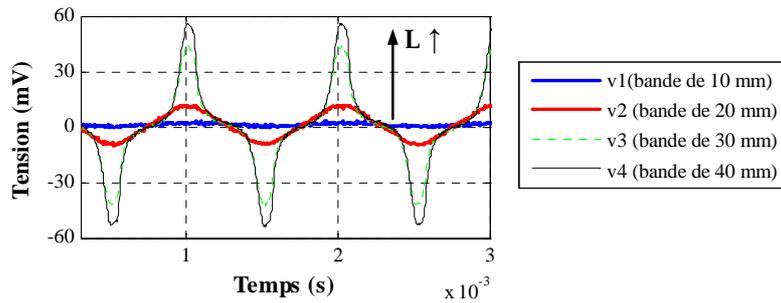


Figure IV-17. Tensions mesurées pour le même H_{exc} avec des étiquettes de différentes longueurs (L).

La Figure IV-18 présente l'évolution de l'amplitude des harmoniques (f , $3f$, $5f$) en fonction de la longueur de l'étiquette.

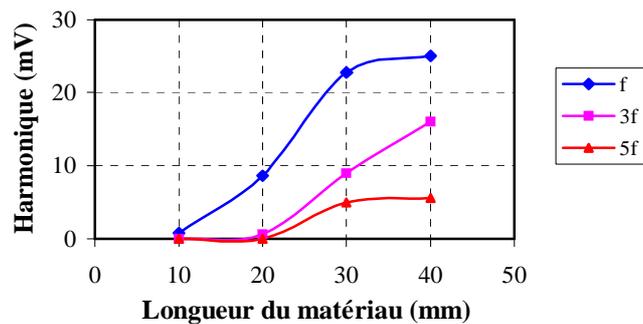


Figure IV-18. Evolution des harmoniques en fonction de la longueur de l'étiquette.

En conclusion, nous pouvons dire que plus l'étiquette est longue, moindre est l'impact de H_d . De plus, pour H_d faible, H_{exc} nécessaire pour atteindre la saturation de l'étiquette est plus petit que dans le cas de H_d important.

6.4. Impact de la distance de mesure sur la signature harmonique

Dans ce paragraphe, nous voulons mettre en évidence l'impact de la distance entre l'étiquette et le système d'interrogation sur la signature harmonique. Cette évaluation est indispensable vu notre objectif de faire des mesures sans contact. Pour ces essais nous avons utilisé les deux configurations illustrées sur la Figure IV-19 : Essai 1) Bobine d'excitation en configuration d'Helmholtz, les bobines de détection sont placées à l'intérieur. ; Essai 2) Bobine simple d'excitation, les bobines de mesure sont placées en son centre.



Figure IV-19. Configurations de mesure à distance variable : Essai 1 – H_{exc} homogène ; Essai 2 – H_{exc} non homogène.

Dans le premier cas, on change seulement la distance (d) entre l'étiquette et les bobines de détection, et H_{exc} est maintenu constant. Dans ce cas, l'éloignement de l'étiquette change uniquement l'amplitude de la tension induite mais pas sa forme car H_{exc} ne change pas. En revanche, dans le deuxième cas on éloigne l'étiquette de l'ensemble du système d'interrogation, ainsi H_{exc} n'est plus constant et il décroît rapidement en s'éloignant de la bobine. Par conséquent, dans le deuxième cas la tension mesurée est à la fois l'image des variations de la distance de mesure et de l'amplitude de H_{exc} .

La Figure IV-20 représente les résultats de l'essai 1 sur l'évolution de l'amplitude des harmoniques en fonction de la distance d . On voit que seul le rapport entre $5f$ et $3f$ peut être exploité.

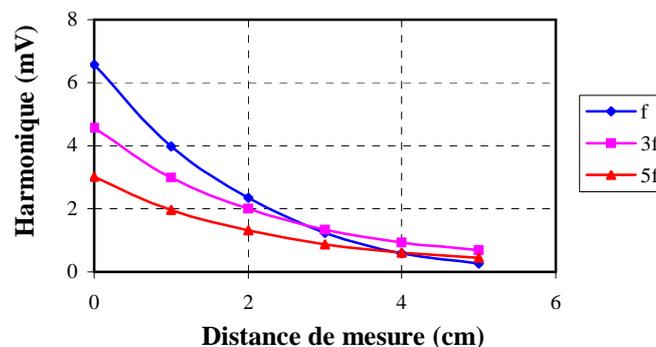


Figure IV-20. Evolution de l'amplitude des harmoniques en fonction de la distance de mesure dans le cas de l'essai 1 (H_{exc} homogène).

La Figure IV-21 montre les résultats de l'essai 2 sur l'évolution des harmoniques en fonction de la distance d .

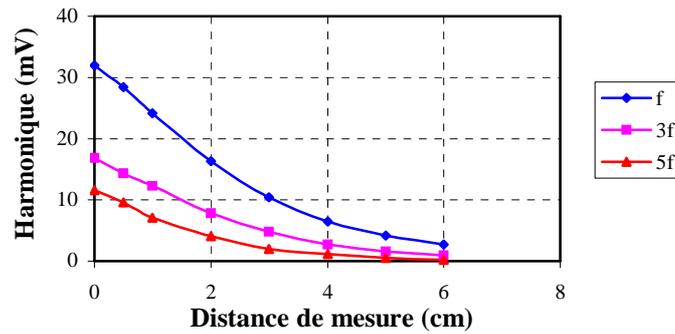


Figure IV-21. Evolution de l'amplitude des harmoniques en fonction de la distance de mesure dans le cas de l'essai 2 (H_{exc} non homogène).

Nous avons analysé le rapport des harmoniques 5f et 3f en fonction de la distance. Les résultats sont présentés sur la Figure IV-22. Dans le cas H_{exc} constant (Essai 1), ce rapport reste constant en fonction de la distance et permet, par conséquent, de s'affranchir du facteur "distance". Par contre, si H_{exc} change en même temps que la distance le rapport des harmoniques change lui aussi. En fait, les variations de H_{exc} sont inévitables lorsqu'on change la distance car on s'éloigne de la bobine d'excitation.

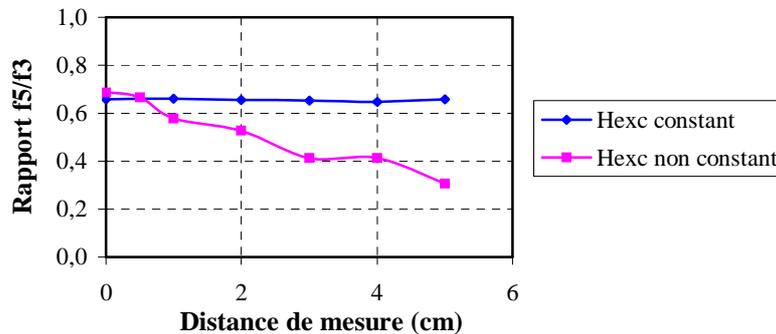


Figure IV-22. Comparaison entre Essai 1 et Essai 2 à travers le rapport des harmoniques 5f et 3f.

6.5. Impact de l'angle d'orientation de l'étiquette sur la signature harmonique

Jusqu'à présent nous avons analysé l'impact de différents facteurs sur la signature harmonique dans le cas où l'étiquette est perpendiculaire au plan des bobines (excitation et détection), c'est-à-dire l'angle $\alpha=0^\circ$ sur la Figure IV-23.

Dans ce paragraphe, notre objectif est d'analyser l'impact de l'angle d'orientation ($\alpha \neq 0^\circ$) de l'étiquette par rapport aux bobines de détection sur la signature harmonique. Il s'agit de tourner l'étiquette selon l'axe OY (changer l'angle α) tout en gardant la même distance d ($d=0$) par rapport aux bobines de détection. Les essais sont effectués avec une étiquette de

matériau TC759 ($L=40\text{mm}$, $l=2\text{mm}$, $e=0.2\text{mm}$), à température 26°C .

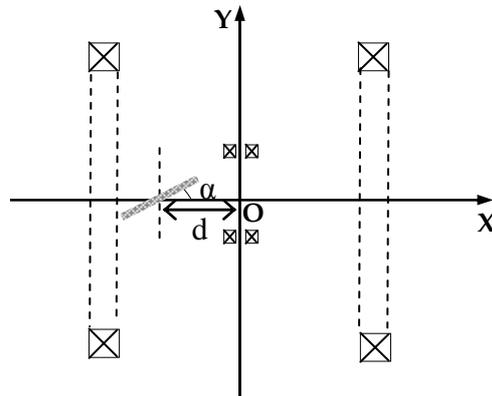


Figure IV-23. Vue d'au-dessus de la mise en scène des essais à angle variable (H_{exc} homogène et orienté selon l'axe OX).

La Figure IV-24 montre l'allure des tensions induites mesurées avec différents angles α , et la Figure IV-25 représente l'évolution de l'amplitude des harmoniques et du rapport $5f/3f$ en fonction de l'angle.

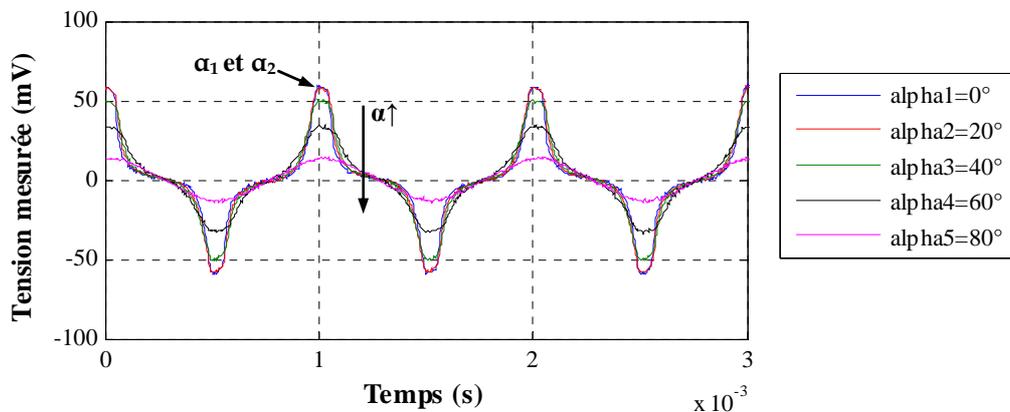


Figure IV-24. Tensions mesurées avec différents angles α .

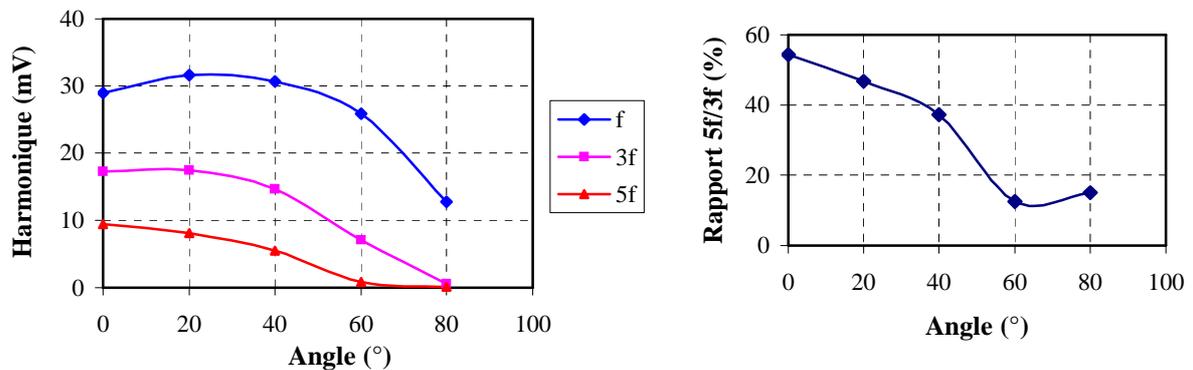


Figure IV-25. Evolution des harmoniques et du rapport $5f/3f$ en fonction de l'angle α ($d=0$).

Nous constatons que même si le matériau est tourné à 60° au lieu de 0° par rapport aux bobines, la mesure reste toujours possible sans diminuer considérablement l'amplitude des harmoniques. Les légères augmentations des harmoniques observées à 20° sont dues à la position de l'étiquette par rapport aux bobines différentielles de détection : en tournant l'étiquette on la rapproche plus du bord d'une des bobines et on change la configuration de la mesure différentielle.

6.6. Impact de la température sur la signature harmonique

Afin d'évaluer l'impact de la température sur la signature harmonique, nous avons mené des essais en plaçant l'étiquette de FeNi dans un récipient d'eau dont la température est contrôlée avec un thermomètre à alcool. Nous avons fait des mesures aux températures suivantes : 16.5°C ; 23°C ; 33°C ; 39.5°C ; 42°C (rappel $T_{\text{CFeNi}}=45^\circ\text{C}$). Le Montage I (Figure IV-8) est utilisé pour les mesures. La distance entre l'étiquette et les bobines de détection reste fixe durant les mesures et elle vaut 2.5cm. Le champ externe d'excitation est d'amplitude suffisante pour atteindre la saturation de l'étiquette ($H_{\text{exc}}=360\text{A/m}$) et il est maintenu constant durant les variations de la température. Dans ces conditions, on fait varier la température de l'eau dans laquelle est placée l'étiquette et on enregistre la tension induite. La Figure IV-26 montre les flux magnétiques mesurés aux bornes de la bobine de détection en fonction de H_{exc} et pour différentes températures de mesure. Nous retrouvons la dégradation des propriétés magnétiques avec la température jusqu'à la disparition, à T_{CFeNi} , de l'état ferromagnétique où le flux mesuré est celui dans l'air.

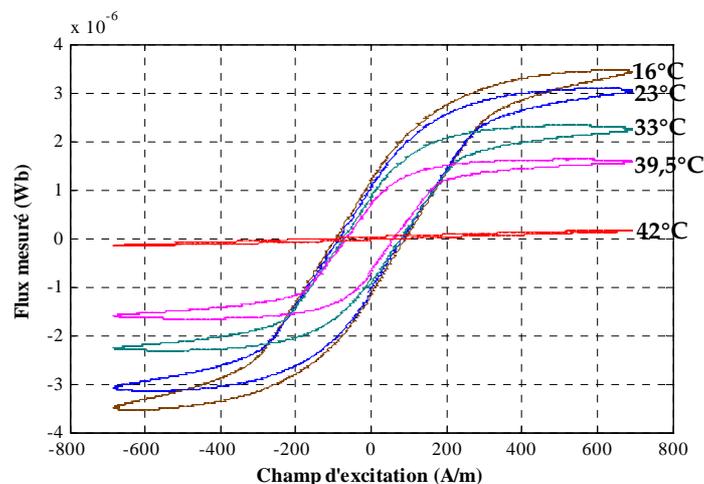


Figure IV-26. Flux magnétiques mesurés en fonction de H_{exc} pour différentes températures (H_{exc} homogène).

L'évolution de l'amplitude des harmoniques f , $3f$ et $5f$ en fonction de la température est donnée sur la Figure IV-27.

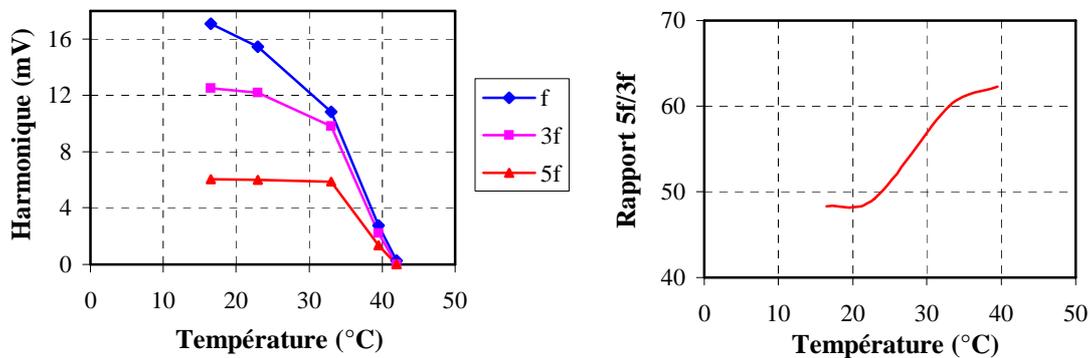


Figure IV-27. Evolution de l'amplitude des harmoniques et du rapport $5f/3f$ en fonction de la température de mesure (H_{exc} homogène).

La dégradation des propriétés magnétiques (l'induction à saturation) implique la diminution de l'amplitude du fondamental et des harmoniques d'ordre supérieur.

6.7. Impact combiné de la distance et de la température sur la signature harmonique

Précédemment nous avons présenté les variations des harmoniques ou rapport des harmoniques en fonction de la température et de la distance respectivement. Nous avons constaté que les harmoniques dépendent de la température et de la distance séparément. A présent nous voulons analyser, par des mesures, l'impact combiné de la distance et de la température sur la signature harmonique afin de voir si la mesure est possible lorsque la distance et la température changent en même temps.

De même que pour l'étude de l'impact de la distance, ici nous avons mené deux types d'essais : Essai 1 – mesures à champ d'excitation homogène même si la distance de mesure change ; Essai 2 – mesures à champ d'excitation non homogène. Pour le premier cas le Montage II (Figure IV-8) a été utilisé, et pour le second nous avons eu recours au Montage I (Figure IV-8). Pour chaque température de mesure, nous avons fait la mesure à différentes distances, et nous avons exploité ensuite l'évolution du rapport des harmoniques $5f$ et $3f$ en fonction de la distance et pour différentes températures, et l'évolution du rapport en fonction de la température et pour différentes distances. La Figure IV-28 représente les résultats des mesures de l'Essai 1, c'est-à-dire à H_{exc} homogène. On voit l'évolution du rapport $5f/3f$ en fonction de la distance et pour différentes températures de mesure. Nous constatons que le rapport reste constant en fonction de la distance.

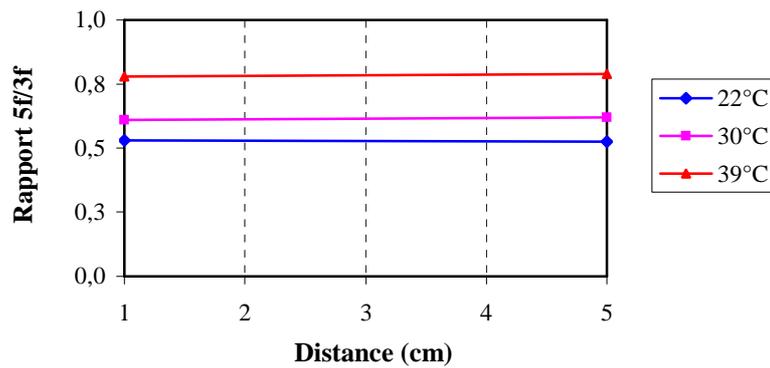


Figure IV-28. Résultat Essai 1 : Evolution du rapport $5f/3f$ en fonction de la distance, et pour différentes températures de mesure (H_{exc} homogène).

La Figure IV-29 montre les résultats des mêmes mesures mais faites cette fois-ci à H_{exc} non homogène (Essai 2). On constate que le rapport $5f/3f$ ne reste constant avec la distance que pour une température de mesure de 39,5°C (près de T_C du matériau), pour les autres températures de mesure le rapport varie avec la distance.

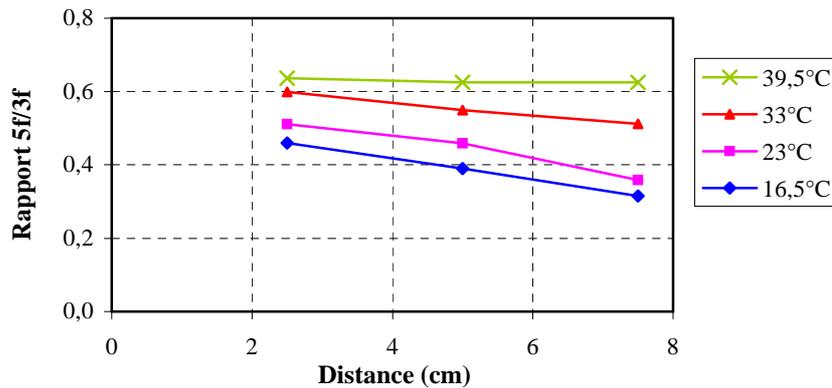


Figure IV-29. Résultat Essai 2 : Evolution du rapport $5f/3f$ en fonction de la distance, et pour différentes températures de mesure (H_{exc} non homogène).

Regardons maintenant l'évolution du rapport $5f/3f$ en fonction de la température de mesure et pour différentes distances : dans le cas de l'Essai 1 (H_{exc} homogène) les rapports évoluent de la même façon (allure et valeurs) pour les différentes distances, ce qui prouve que l'on peut s'affranchir du facteur "distance" et mesurer précisément les variations de la température même si la distance change au cours de l'échauffement (Figure IV-30) ; Par contre dans le cas de l'Essai 2 (H_{exc} non homogène), l'évolution du rapport a la même allure pour les différentes distances mais avec un décalage entre les valeurs sauf pour des températures proches de T_C de l'étiquette (Figure IV-31). Dans le deuxième cas, on ne peut donc pas mesurer précisément les variations de la température si la distance change en

même temps.

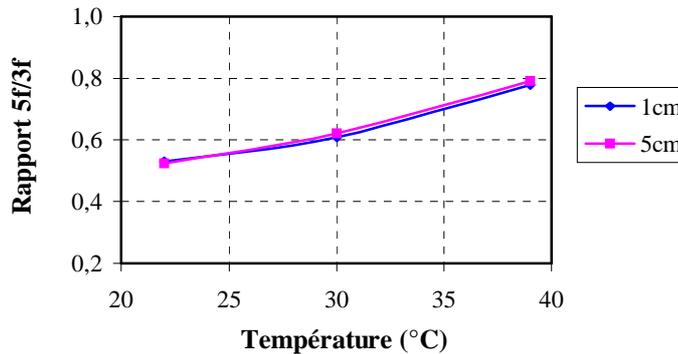


Figure IV-30. Résultat Essai 1 : Evolution du rapport 5f/3f en fonction de la température de mesure, et pour différentes distances (H_{exc} homogène).

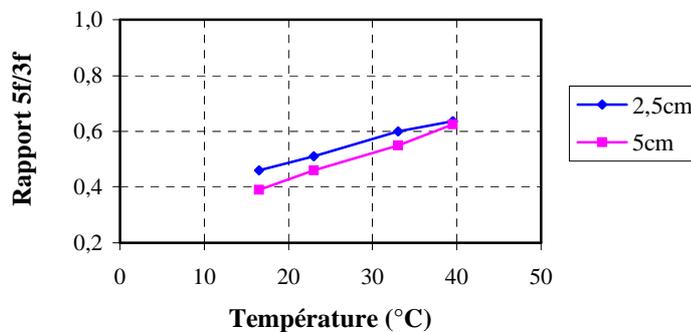


Figure IV-31. Essai 2 : Evolution du rapport 5f/3f en fonction de la température de mesure, et pour différentes distances (H_{exc} non homogène).

7. APPLICATION POUR LA DETECTION DU DEPASSEMENT D'UN SEUIL DE TEMPERATURE

L'étiquette magnétique en FeNi dont les propriétés varient réversiblement avec la température (si $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{CFeNi}}$, B_s disparaît, et si $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{CFeNi}}$ elle réapparaît) peut être utilisée pour détecter le dépassement d'un seuil de température ($T_{\text{seuil}} = T_{\text{CFeNi}}$). De plus, le seuil à détecter peut être modifié en choisissant un FeNi adapté grâce à la possibilité de modifier T_{CFeNi} lors de la fabrication (voir Chapitre II, §2.4). Nous avons mis en place des essais qui permettent de détecter le dépassement d'un seuil de température d'un volume d'eau dans lequel est immergée l'étiquette. La mise en scène est représentée sur la Figure IV-32, où on distingue les caractéristiques de l'étiquette, les paramètres de la bobine d'excitation et de celles de détection, ainsi que la distance entre l'étiquette et le système d'interrogation. Le Montage I (Figure IV-8) est utilisé ici.

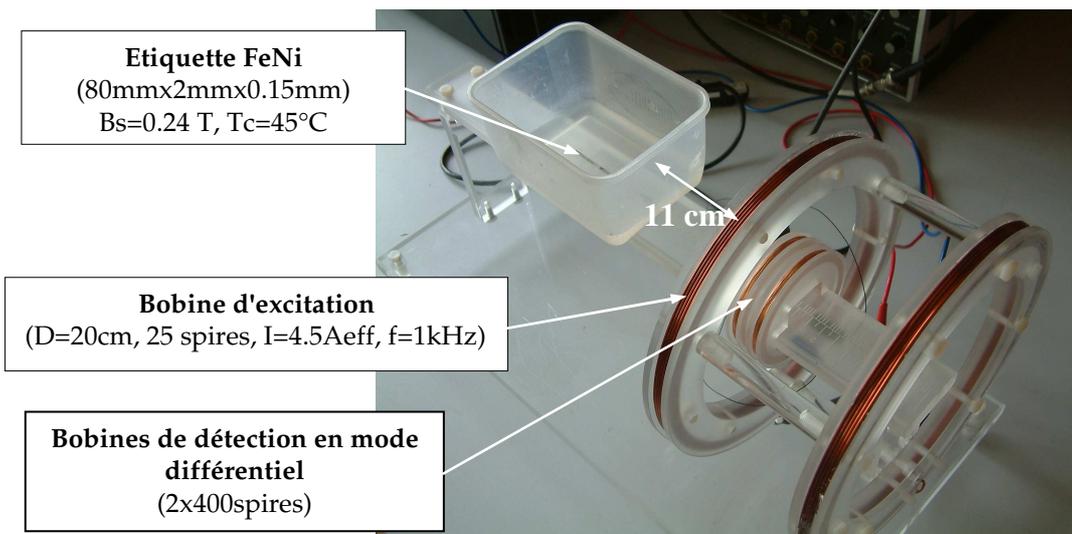


Figure IV-32. Mise en scène des mesures de dépassement de T_{seuil}

Tant que T_{seuil} n'est pas dépassée, la signature harmonique est présente et mesurable (Figure IV-33, a), et une fois le seuil franchi ($T^\circ\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$) les harmoniques disparaissent aussitôt (Figure IV-33, b). Dès que la température descend elles réapparaissent.

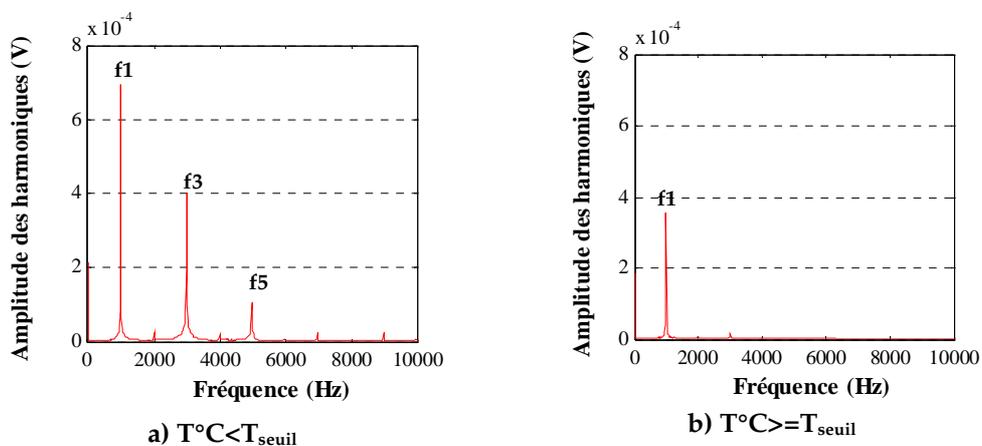


Figure IV-33. Signature harmonique mesurée pour différentes températures

Cette mesure de dépassement de T_{seuil} a été réalisée à une distance de 11 cm entre l'étiquette et le système d'interrogation, c'est le maximum que nous pouvons faire avec notre montage (limitation en courant).

8. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté une application innovante des alliages FeNi en tant qu'étiquettes magnétiques de température interrogeables à distance grâce à leur signature harmonique. Il a été montré que l'amplitude des harmoniques d'ordre supérieur varie en fonction de l'induction à saturation du FeNi et donc de la température, puisque $B_s = f(T^\circ\text{C})$. Les limitations de cette méthode ont été mises en évidence à travers des résultats expérimentaux et ont démontré l'impact de nombreux facteurs sur la signature harmonique. Cependant, l'analyse du rapport des harmoniques permet, à champ homogène d'excitation, de mesurer sans contact les variations de la température en s'affranchissant complètement de la distance de mesure et partiellement de l'orientation. Ainsi, qu'elles restent fixe ou qu'elle changent simultanément avec la température, on est capable de déduire la valeur de la température. La nécessité de garder H_{exc} homogène est la principale contrainte des mesures par analyse des harmoniques, et peut imposer une distance de mesure fixe (résultats de l'Essai 1). Cependant, ceci ne remet pas en question la faisabilité des mesures sans contact à condition que, soit la distance, soit H_{exc} restent fixes.

Quant à la distance limite à laquelle la mesure peut être effectuée, il n'est pas possible de donner une valeur universelle car elle dépend du système de mesure, à savoir : bobine d'excitation (taille, nombre de spire, amplitude du courant) ; dimensions géométriques du matériau. Pour un cahier des charges précis, un compromis peut toujours être trouvé, par exemple en ayant la distance de mesure exigée, et en connaissant la valeur de H_{exc} qu'il faut fournir afin de saturer l'étiquette, il faut dimensionner la bobine d'excitation afin de créer H_{exc} nécessaire, le diamètre de la bobine et le nombre de spires sont d'autant plus grands que la distance exigée est grande. En ce qui concerne le matériau, il est toujours préférable que le rapport \sqrt{S}/L (racine de la section du matériau sur sa longueur) soit le plus petit possible afin de minimiser le champ démagnétisant et d'augmenter la sensibilité du système.

Enfin, nous avons présenté un exemple d'application des étiquettes FeNi pour la détection réversible du dépassement d'un seuil de température.

CHAPITRE V. *Etiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement d'un seuil de température*

1. INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié l'application des bandes FeNi en tant qu'étiquettes magnétiques de température. Il a été montré qu'en analysant la signature harmonique de l'étiquette sous champ sinusoïdal d'excitation, il était possible d'obtenir une image de la température, ainsi que de détecter réversiblement le dépassement d'un seuil correspondant à la température de Curie de l'étiquette ($T_{\text{seuil}}=T_c$). Le dépassement de T_{seuil} ne pouvait être détecté que par une mesure en temps réel sans possibilité d'être gardé en mémoire par l'étiquette.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons aux étiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement d'un seuil de température. C'est-à-dire des étiquettes dont la signature harmonique sous champ sinusoïdal d'excitation est de type Tout ou Rien (TOR) **irréversible** avec la température : pour $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$, signature harmonique initiale (Tout) ; pour $T^\circ C \geq T_{\text{seuil}}$, signature harmonique franchement différente de l'initiale (Rien) ; retour à $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$, signature harmonique reste inchangée (Rien). Nous recherchons donc que le dépassement, au moins une fois, de T_{seuil} modifie la signature harmonique et qu'elle demeure modifiée même après retour à la température initiale. Ainsi, le dépassement de T_{seuil} peut être gardé en mémoire et détecté même si la mesure n'est pas faite en temps réel (ex. vérifier que la chaîne du froid n'a pas été rompue dans le cas du transport d'aliments, médicaments, etc.). Notre objectif consiste donc à concevoir et réaliser des étiquettes magnétiques qui présentent une signature harmonique de type Tout ou Rien (TOR) irréversible en fonction de la température. Dans ce but, il faut avant tout étudier différents phénomènes physiques engendrant l'effet mémoire au sein de l'étiquette.

Deux idées innovantes d'étiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement de T_{seuil} seront présentées ici : **Étiquette fonctionnant par saturation locale**, et **Étiquette fonctionnant par désaimantation partielle**. Pour chacune d'elles, nous allons expliquer les phénomènes physiques que nous voulons exploiter pour garder en mémoire le dépassement de T_{seuil} , ensuite nous allons valider leurs fonctionnements par la réalisation de prototypes et l'analyse de la signature harmonique en fonction de la température, à savoir pour : $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$; $T^\circ C \geq T_{\text{seuil}}$; $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$.

2. ETIQUETTE FONCTIONNANT PAR SATURATION LOCALE

La Figure V-1 présente la première étiquette à effet mémoire que nous allons étudier. Elle est constituée d'une bande de matériau magnétique doux (ex. alliage ferromagnétique) et d'un matériau magnétique dur (aimant), les deux étant séparés par un matériau à changement de phase solide/liquide en fonction de la température (ex. glace/eau).

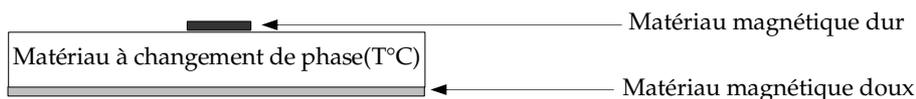


Figure V-1. Etiquette magnétique à effet mémoire.

2.1. Idée générale

Ici, nous présentons l'idée générale que nous voulons mettre en œuvre pour obtenir l'effet mémoire de dépassement d'un T_{seuil} . La Figure V-2 représente les différents états possibles de l'étiquette en fonction de la température : à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ (Figure V-2, a), l'étiquette est à l'état actif, le matériau de changement de phase est à l'état solide (glace) et les deux matériaux magnétiques sont séparés ; à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$ (Figure V-2, b), l'étiquette se désactive lorsque le matériau servant de séparation transite de l'état solide (glace) à l'état liquide (eau) et le matériau dur vient se coller sur le matériau doux ; à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ (Figure V-2, c), l'eau transite de nouveau à l'état solide (glace) mais l'étiquette demeure désactivée.

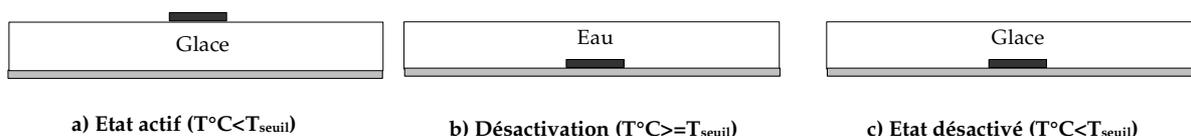


Figure V-2. Etats possibles de l'étiquette en fonction de la température.

Le changement de phase solide/liquide entraîne le collage des deux matériaux magnétiques et par conséquent leur interaction magnétique irréversible par rapport à de nouvelles variations de température. C'est cette interaction magnétique induite par le changement de phase solide/liquide que nous voulons exploiter pour obtenir l'effet mémoire de dépassement de T_{seuil} égal à la température de changement de phase solide/liquide.

2.1.1. Phénomènes physiques utilisés pour obtenir l'effet mémoire

Dans la configuration d'étiquette magnétique que nous étudions ici, l'effet mémoire est obtenu grâce aux phénomènes physiques suivants :

- ❖ Changement de phase solide/liquide (ex. glace/eau) qui se produit lorsque l'on dépasse la température de seuil ;
- ❖ Interaction magnétique entre le matériau doux et le matériau dur qui résulte du changement de phase solide/liquide, et s'exprime par un fort champ statique que l'aimant impose localement sur certaines zones du matériau doux. Les zones concernées sont alors fortement saturées. La Figure V-3 indique les phénomènes physiques caractérisant l'état actif ou désactivé de l'étiquette : au-dessous de T_{seuil} (Figure V-3, a) les deux matériaux sont séparés par la glace et aucune interaction magnétique ne se produit entre eux ; au-dessus de T_{seuil} (Figure V-3, b), le changement de phase solide/liquide entraîne le collage des deux matériaux, ainsi que la saturation locale du matériau doux par le matériau dur.

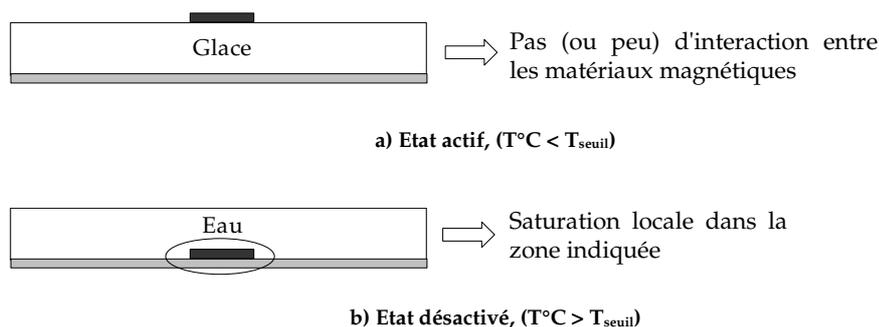
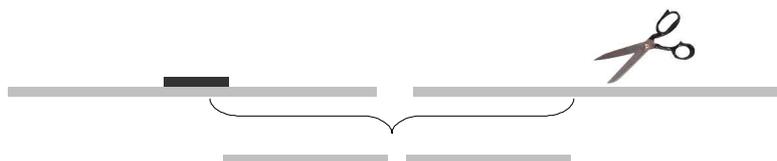


Figure V-3. Phénomènes physiques caractérisant l'état de l'étiquette.

- ❖ "Découpe" virtuelle du matériau doux due à la forte saturation locale imposée par l'aimant. En fait, les zones de contact du matériau doux avec le matériau dur sont fortement saturées et peuvent être assimilées à des entrefers ayant une perméabilité relative égale à celle de l'air. Si la longueur de ces entrefers est non négligeable par rapport à la longueur de la bande de matériau doux, nous pouvons considérer la bande de matériau doux initialement longue "découpée" en bandes plus courtes comme si elle avait été découpée avec des ciseaux (schéma ci-dessous).



Pour parvenir à cette "découpe" les deux matériaux doivent être convenablement choisis en terme de dimensions géométriques et caractéristiques magnétiques.

Le phénomène de saturation locale ("découpe" virtuelle) est également utilisé dans certains capteurs de position sans contact comme par exemple le capteur PLCD (Permanent magnetic Linear Contactless Displacement) [NIL-1988]. C'est un capteur constitué d'un barreau magnétique muni d'un bobinage primaire et de deux bobinages secondaires (fonctionnement différentiel). Un aimant mobile se déplace au-dessus du barreau et en sature une portion réduite mais suffisante pour créer virtuellement deux barreaux magnétiques dissociés. Le flux ainsi mesuré par les bobinages secondaires est fonction de la position de l'aimant. Nous citons également un autre exemple de capteur de position où un aimant sature localement un circuit magnétique doux dont la mesure de la réluctance donne une image de la surface saturée et donc de la position de l'aimant [LEG-2001].

2.1.2. Autre phénomène pouvant être utilisé pour obtenir l'effet mémoire

La dégradation de la polarisation d'un aimant lorsque l'on dépasse sa température de Curie peut également être utilisée pour obtenir l'effet mémoire, T_{seuil} est alors définie par T_{Caimant} . L'étiquette magnétique de température mettant en œuvre ce phénomène peut être réalisée seulement avec deux couches de matériaux (doux et dur) sans aucune couche de séparation. Le fonctionnement sera décrit comme suit : 1) Etat désactivée ($T < T_{\text{Caimant}}$), l'aimant sature localement le matériau doux et le "découpe" ; 2) Etat actif ($T \geq T_{\text{Caimant}}$), l'aimant perd sa polarisation et ne sature ("découpe") plus le matériau doux. La réactivation magnétique de l'étiquette consiste à réaimanter l'aimant. De plus, contrairement au cas présenté dans §2.1.1, l'étiquette est désactivée quand $T < T_{\text{seuil}}$ et active quand $T \geq T_{\text{seuil}}$. La difficulté étant de produire des aimants dont la température de Curie puisse être choisie dans une large gamme de température.

2.2. Interprétation de l'effet mémoire par la mesure

Dans ce paragraphe nous allons expliquer comment on peut constater à distance un dépassement éventuel de T_{seuil} dans le cas de l'étiquette étudiée ici. Il s'agit d'expliquer comment les phénomènes physiques qui se produisent au-dessous (pas de "découpe") et au-dessus de T_{seuil} ("découpe") sont perçus par la mesure sans contact. Nous avons déjà dit que la mesure sans contact est basée sur des méthodes interrogatives (excitation et détection à distance) et consiste à analyser la signature harmonique que l'étiquette présente sous champ sinusoïdal d'excitation. Donc, pour constater le dépassement de T_{seuil} il faut que la signature

harmonique de l'étiquette soit différente avant et après le dépassement de T_{seuil} .

Avant tout, nous voulons rappeler quelques résultats présentés précédemment dans le Chapitre IV, §5 concernant l'impact du champ démagnétisant (H_d) et des dimensions géométriques de l'étiquette magnétique (bandes FeNi) sur la signature harmonique que cette dernière présente sous champ sinusoïdal d'excitation. Il a été montré que la signature harmonique des bandes FeNi de même largeur et même épaisseur, soumises au même champ d'excitation (même amplitude), dépendait fortement de leurs longueurs : des bandes longues présentaient une signature harmonique, alors que des bandes trop courtes n'en présentaient peu (Chapitre IV, §6.3). Les différences sont dues aux différents champs démagnétisants dans les deux cas : dans le cas d'une bande longue H_d est faible par rapport au champ d'excitation, alors que dans le cas d'une bande courte H_d est beaucoup plus important et son opposition au champ d'excitation rend très difficile la saturation du matériau et donc l'obtention d'une signature harmonique. Ces réflexions sont vraies pour n'importe quel matériau magnétique doux en circuit ouvert.

Dans le cas de l'étiquette avec le matériau à changement de phase, le rôle de l'aimant est de saturer localement la bande longue de matériau doux et de la "découper" ainsi en bandes de longueurs suffisamment petites pour qu'elles ne présentent pas de signatures harmoniques. Ainsi, avant le dépassement de T_{seuil} la bande n'est pas "découpée" et elle présente une signature harmonique, et après avoir dépassé T_{seuil} elle est "découpée" et n'en présente peu. De plus, une fois collé (après le dépassement de T_{seuil}) l'aimant désactive irréversiblement la signature harmonique du matériau doux et cela permet de parvenir à l'effet mémoire. La Figure V-4 présente les différents comportements possibles de l'étiquette vis à vis de la mesure et de la température : si $T < T_{seuil}$ (Figure V-4, a), la signature harmonique est présente ; si $T \geq T_{seuil}$ puis de nouveau $T < T_{seuil}$ (après avoir dépassé T_{seuil}) (Figure V-4, b), la signature harmonique est peu présente ou voire absente.

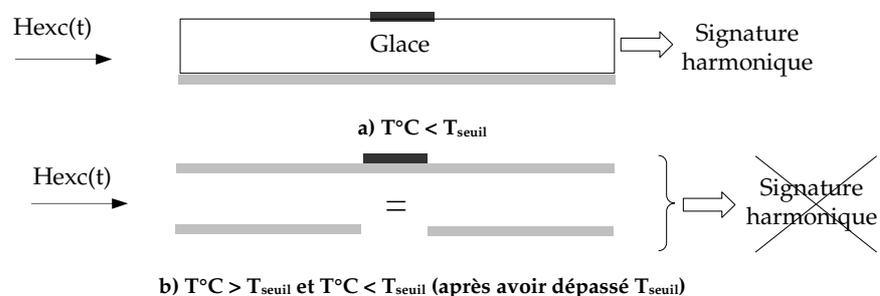


Figure V-4. Effet mémoire du point de vue de la mesure.

2.3. Réalisation d'un prototype et analyse des résultats

Nous avons étudié et réalisé un prototype de l'étiquette magnétique présentée ci-dessus afin de valider son fonctionnement et donc l'obtention de l'effet mémoire. Pour cela, nous avons utilisé deux approches d'étude : simulations et expérimentation.

2.3.1. Simulations en magnétostatique 3D

Nous avons effectué des simulations en magnétostatique afin d'étudier le comportement magnétique de l'étiquette (interaction entre les deux matériaux). C'est une étape indispensable car elle permet de choisir convenablement les propriétés magnétiques des différents matériaux constituant l'étiquette et de les dimensionner en vue d'obtenir le fonctionnement souhaité. Le logiciel Flux3D de simulations par éléments finis a été utilisé pour cette étude. Nous avons cherché à vérifier :

- ❖ Est-ce que l'aimant "découpe" efficacement, de par la saturation locale, l'alliage doux quand l'étiquette est désactivée ?
- ❖ A quelle distance l'aimant doit-il être éloigné (épaisseur du matériau de changement de phase) en vue de ne pas saturer ("découper") l'alliage doux quand l'étiquette est active ?

2.3.1.1. Définitions des matériaux magnétiques (doux et dur)

Le matériau doux est constitué d'un alliage amorphe et comme matériau dur nous avons utilisé un aimant NdFeB. Le Tableau V-1 renseigne les caractéristiques magnétiques des matériaux, leurs dimensions géométriques retenues pour les simulations, ainsi que les modèles mathématiques utilisés pour approcher les caractéristiques réelles des matériaux dans les simulations. Les définitions des modèles sont données en Annexe 5 et Annexe 6.

Tableau V-1. Caractéristiques magnétiques, dimensions géométriques et modèles des matériaux

Matériau	Caractéristiques magnétiques	Dimensions géométriques	Modèle utilisé pour les simulations
Alliage amorphe	$B_s = 0.53 \text{ T}$; $H_c = 13 \text{ A/m}$	épaisseur : 20 μm longueur : 20mm largeur : 2mm	Matériau doux isotrope [Annexe 5]
Aimant NdFeBr	$B_r = 1 \text{ T}$; $\mu_0 H_c = 1,5 \text{ T}$	épaisseur : 20 μm longueur: 4mm largeur : 2mm	Aimant linéaire [Annexe 6]

2.3.1.2. Définition de la géométrie

Les dimensions géométriques des matériaux, à savoir une épaisseur très inférieure par rapport à la longueur et à la largeur, rendent les simulations de l'étiquette complète très contraignantes en terme de maillage et de convergence de la résolution.

Afin de palier à ces contraintes, nous avons simulé le fonctionnement d'un quart de la géométrie, indiqué en pointillé sur la Figure V-5.

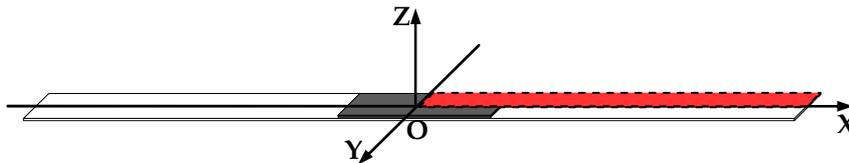


Figure V-5. Géométrie de l'étiquette et définition d'un quart de la géométrie utilisé dans les simulations.

En définissant les symétries suivant la largeur et la longueur, les dimensions réelles de la structure ont été prises en compte dans la résolution. Un autre moyen permettant d'alléger les calculs consiste à représenter l'alliage doux en tant que région surfacique d'épaisseur donnée. En faisant cette démarche nous considérons, en fait, que le comportement magnétostatique de l'alliage doux est identique à la surface et au sein du volume. De cette manière, le nombre d'éléments pour le maillage a été considérablement réduit et la résolution rendue possible.

2.3.1.3. Critère d'évaluation du fonctionnement (étiquette active et désactivée)

Pour répondre aux questions mentionnées précédemment et évaluer le fonctionnement de l'étiquette, nous nous basons sur un critère qui consiste à analyser le champ et l'induction au sein de l'alliage doux lorsque les deux matériaux interagissent ou pas. En analysant la perméabilité différentielle (μ_{diff}) en fonction du champ créé par l'aimant, nous pouvons déduire si le matériau doux est saturé ou pas : des champs pour lesquels μ_{diff} est proche de la perméabilité de l'air sont considérés suffisants pour "découper" l'alliage.

La Figure V-6 représente les courbes $B(H)$ et $\mu_{\text{diff}}(H)$ de l'alliage amorphe que nous avons utilisé. Sur la même figure nous comparons la courbe $B(H)$ expérimentale (mesurée) avec la courbe approchée par le modèle mathématique dans les simulations. D'après ces courbes, en particulier $\mu_{\text{diff}}(H)$, nous concluons que, dans notre cas d'étude, le champ imposé

par l'aimant doit être supérieur à 100A/m afin que les zones de contact de l'alliage amorphe avec le NdFeBr soient très fortement saturées et assimilées à des entrefers. Néanmoins, plus le champ imposé est élevé, plus la saturation locale est importante et la "découpe" nette.

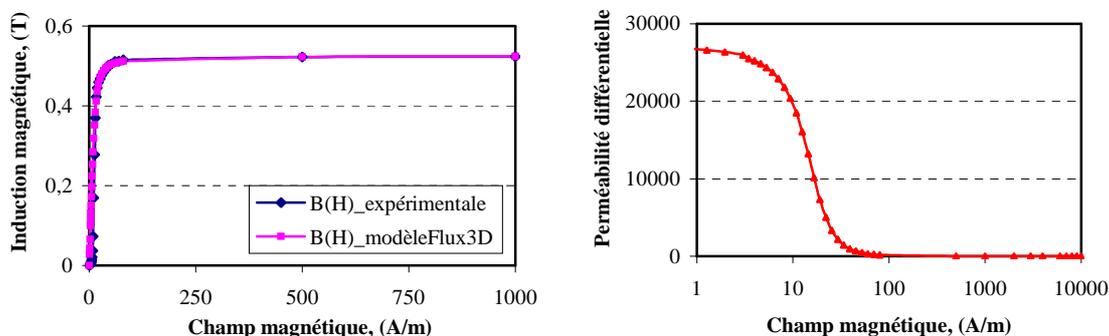


Figure V-6. Caractéristiques magnétiques de l'alliage doux.

2.3.1.4. Impact de la direction de polarisation de l'aimant sur la saturation de l'alliage doux

Afin d'étudier l'impact de la direction de polarisation de l'aimant sur la saturation locale de l'alliage amorphe, nous avons réalisé des simulations en 3D dans le cas d'une polarisation horizontale (direction selon l'axe OX (Figure V-5)) et dans le cas d'une polarisation verticale (direction selon l'axe OZ (Figure V-5)). Un quart de la géométrie a été utilisée (Figure V-5) pour les simulations en prenant en compte les symétries définies selon OX et OY. Une distance de 200 μ m est imposée entre l'aimant et l'alliage doux, la raison de ce choix sera expliquée dans la partie expérimentale.

La Figure V-7 représente l'impact de la direction de polarisation de l'aimant sur l'allure de la zone saturée sur l'alliage amorphe : a) polarisation horizontale (selon OX), la zone saturée de l'alliage amorphe est de longueur et largeur similaires à celles de l'aimant ; b) polarisation verticale (selon OZ), la saturation est observée sur une zone étroite correspondant à l'endroit de contact aux extrémités de l'aimant. La position de l'aimant est également indiquée sur les figures. Les dégradés de couleur représentent les valeurs de champ, nous ne donnons pas les échelles mais uniquement l'allure des zones saturées.

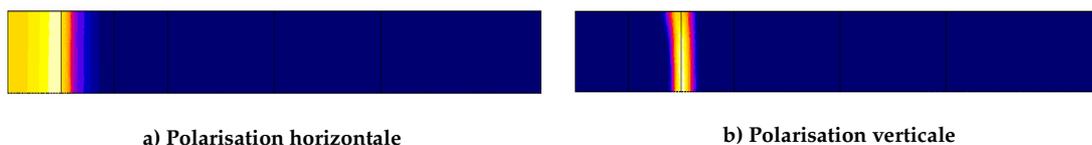


Figure V-7. Impact de la direction de polarisation de l'aimant sur l'allure des zones saturées de l'alliage amorphe. Un quart de la géométrie vue de dessus.

Même si l'allure des zones saturées n'est donnée que pour un quart de la géométrie, nous pouvons imaginer, par symétrie selon OX et OY, l'allure des zones saturées globales.

La Figure V-9 complète la Figure V-7 en montrant cette fois-ci les valeurs de champ au sein de l'alliage doux dans le cas d'une direction de polarisation horizontale ou verticale. Les courbes sont tracées sur un chemin au milieu de la demi-longueur de la tôle (selon l'axe OX) comme cela est indiqué sur la Figure V-8.

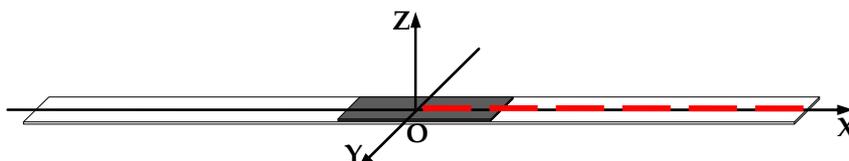


Figure V-8. Définition du chemin des tracés (trait pointillé) de champ.

Nous constatons que le champ maximal imposé localement par un aimant de polarisation verticale est de l'ordre de 10000 A/m, alors que celui créé par un aimant de polarisation horizontale est de 350 A/m. Le champ dans le premier cas est beaucoup plus fort mais la zone saturée est beaucoup plus courte que dans le deuxième cas. Dans les deux cas de polarisation de l'aimant, la saturation locale de l'alliage amorphe semble être suffisamment forte pour "découper" la tôle. Néanmoins, la zone saturée par un aimant de polarisation horizontale est plus longue et la "découpe" est plus efficace. Ces résultats démontrent également la désactivation efficace de l'étiquette et répondent à la première question posée.

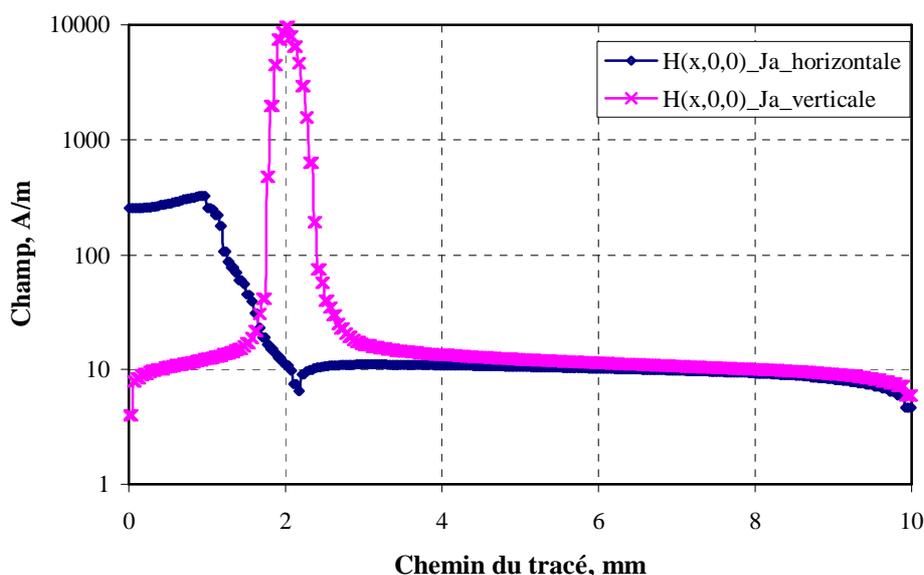


Figure V-9. Champ au sein du matériau doux tracé en fonction d'un chemin pour deux directions différentes de polarisation de l'aimant.

2.3.1.5. Simulation de l'effet mémoire

Dans ce paragraphe nous essayons de répondre par les simulations à la deuxième question concernant la non désactivation de l'étiquette, c'est-à-dire d'estimer la distance de séparation entre l'aimant et le matériau doux nécessaire pour éviter la saturation locale et maintenir l'étiquette active. Pour cela nous avons effectué des simulations pour différentes distances (D) entre l'aimant et l'alliage : $200\ \mu\text{m}$; $1\ \text{mm}$; $2\ \text{mm}$; $3\ \text{mm}$; $4\ \text{mm}$ et avec un aimant de polarisation verticale (selon OZ). Deux cas extrêmes de $D=200\ \mu\text{m}$ et de $D=4\ \text{mm}$ sont présentés ici. La Figure V-10 illustre les dégradés de couleur des valeurs du champ au sein de l'alliage amorphe dans le cas d'une distance $D=200\ \mu\text{m}$ où l'étiquette est désactivée grâce à la saturation locale. La Figure V-11 représente le cas d'une distance $D=4\ \text{mm}$ où l'étiquette est active car il n'y a pas de saturation locale. La même échelle a été imposée pour les tracés afin de pouvoir comparer les deux cas de figures.

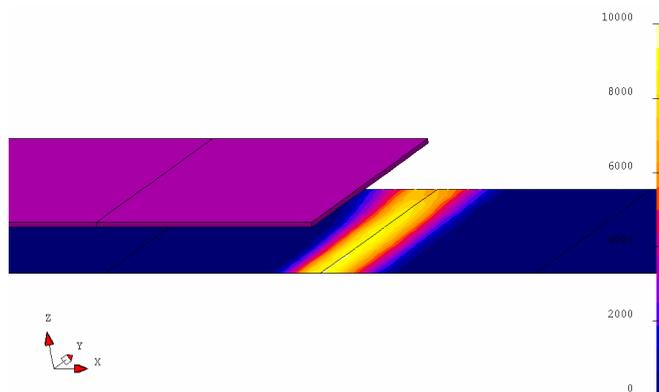


Figure V-10. Dégradés de couleur des valeurs du champ vu par l'alliage amorphe placé à une distance de $200\ \mu\text{m}$ de l'aimant. Agrandissement de la zone saturée.

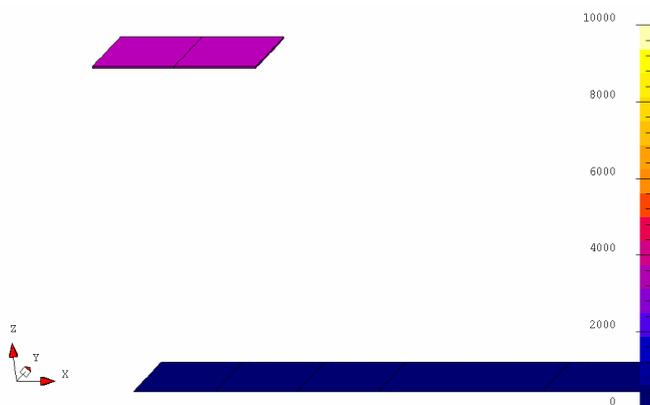


Figure V-11. Dégradés de couleur des valeurs du champ vu par l'alliage amorphe placé à une distance de $4\ \text{mm}$ de l'aimant.

Ainsi, nous avons constaté la différence entre l'état actif et l'état désactivé de l'étiquette en fonction de la distance entre l'aimant et l'alliage amorphe.

La Figure V-12 représente l'évolution du champ magnétique vu par l'alliage doux pour les différentes distances. Nous concluons qu'une distance de 2 mm minimum suffit pour que l'aimant ne sature pas l'alliage et ne le découpe donc pas. Néanmoins, pour avoir plus de certitude que l'alliage amorphe ne sera pas désactivé d'avance, nous choisissons une distance (épaisseur du matériau de séparation) de 4 mm pour nos expérimentations.

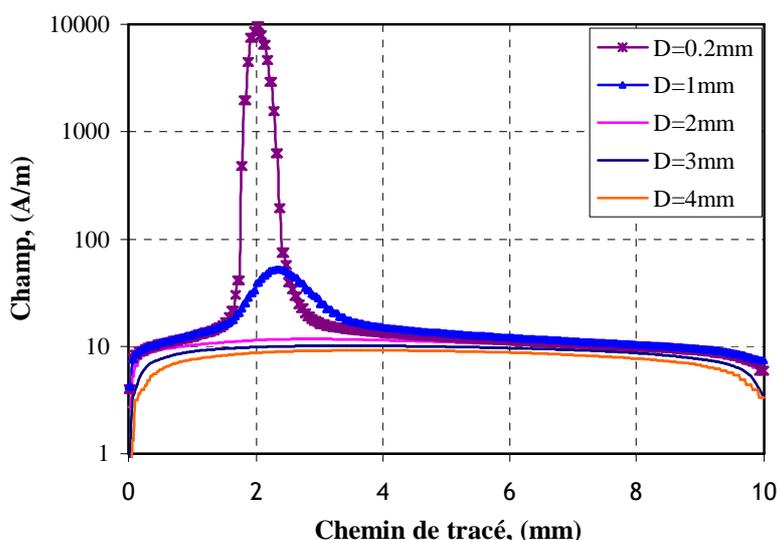


Figure V-12. Champs magnétiques en fonction d'un chemin de tracé et pour différentes distances (D) entre l'aimant et l'alliage amorphe.

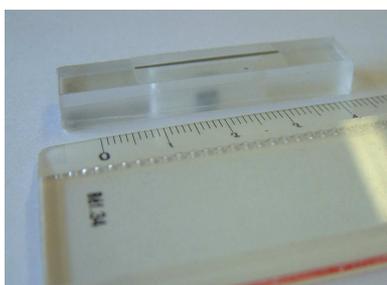
En conclusion, nous pouvons dire que grâce aux simulations nous avons démontré que la saturation locale permet de "découper" virtuellement l'alliage doux. Pour cela nous avons contrôlé le champ au sein de l'alliage doux en se référant à un critère d'évaluation. Nous avons également étudié les conditions pour lesquelles la "découpe" ne se produit pas, c'est-à-dire la distance de séparation nécessaire pour que l'impact de l'aimant sur la saturation de l'alliage doux soit négligeable.

2.3.2. Expérimentation

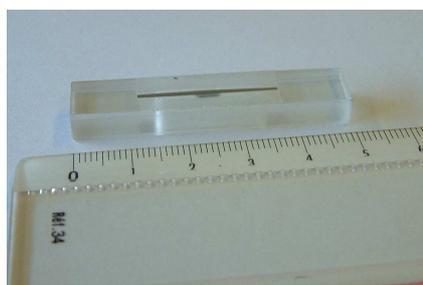
L'expérimentation consiste à réaliser un prototype et à valider son fonctionnement du point de vue de la mesure sans contact (excitation et détection à distance) et de l'analyse de la signature harmonique.

Le prototype que nous avons réalisé est présenté sur la Figure V-13. Il est constitué

d'un aimant NdFeBr (épaisseur 20 μm ; longueur 4 mm ; largeur 2 mm), aimanté selon l'axe OZ (polarisation verticale) et déposé sur silicium au Laboratoire Louis Néel. Quant au matériau doux, nous avons utilisé un alliage amorphe élaboré au Centre de Recherche d'Imphy Alloys. L'épaisseur est de 20 μm , la largeur de 2 mm. La longueur doit être telle qu'à l'état actif (lorsqu'il n'y a pas de "découpe") et Hexc d'amplitude donnée, l'alliage présente une signature harmonique, et à l'état désactivé et pour le même Hexc, les longueurs résultant de la "découpe" soient insuffisantes pour que l'alliage ne présente plus d'harmoniques. A l'aide des essais préalables, la longueur de la tôle est fixée à 25 mm. Un boîtier en plexiglas avec une rainure au milieu a été préparé pour y assembler l'alliage amorphe, le NdFeBr et le matériau de changement de phase. Dans le premier prototype réalisé, nous avons collé l'alliage amorphe au fond de la rainure remplie d'eau. Lors des premiers essais nous nous sommes aperçus que la contrainte imposée par le matériau de séparation lorsqu'il était à l'état solide (glace) dégradait les propriétés (perméabilité relative) de l'alliage amorphe à cause de la magnétostriction. Ainsi, l'étiquette ne présentait aucune signature harmonique ni à l'état actif, ni à l'état désactivé. Voilà pourquoi, nous avons décidé de coller l'alliage amorphe à l'extérieur du boîtier en plexiglas afin d'éviter cette contrainte directe causée par la glace. Ainsi, la distance minimale due au plexiglas entre l'aimant et l'alliage amorphe est d'environ 200 μm . D'où la distance de 200 μm prise en compte dans les simulations afin de correspondre au mieux au prototype réel que nous avons réalisé.



a) Etiquette active, ($T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$)



b) Etiquette désactivée, ($T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$ ou $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$, après avoir dépassé T_{seuil})

Figure V-13. Prototypes d'étiquette à effet mémoire fonctionnant par saturation locale.

Les mesures sont effectuées avec le même système d'interrogation à distance présenté dans le Chapitre 4, §4. La procédure consiste à soumettre l'étiquette active (matériau de séparation à l'état solide) à $h_{\text{exc}}(t)$ sinusoïdal (dans notre cas $f=1$ kHz, $H_{\text{exc}}=350$ A/m) afin d'obtenir sa signature harmonique, ensuite nous attendons que la glace séparant l'aimant et la tôle fonde et que l'aimant vienne se coller sur la tôle, ce qui correspond à la désactivation de l'étiquette, et nous enregistrons de nouveau la signature harmonique. La Figure V-14 présente les signatures harmoniques mesurées dans le cas d'une étiquette active (Figure

V-14, a) et d'une étiquette désactivée (Figure V-14, b).

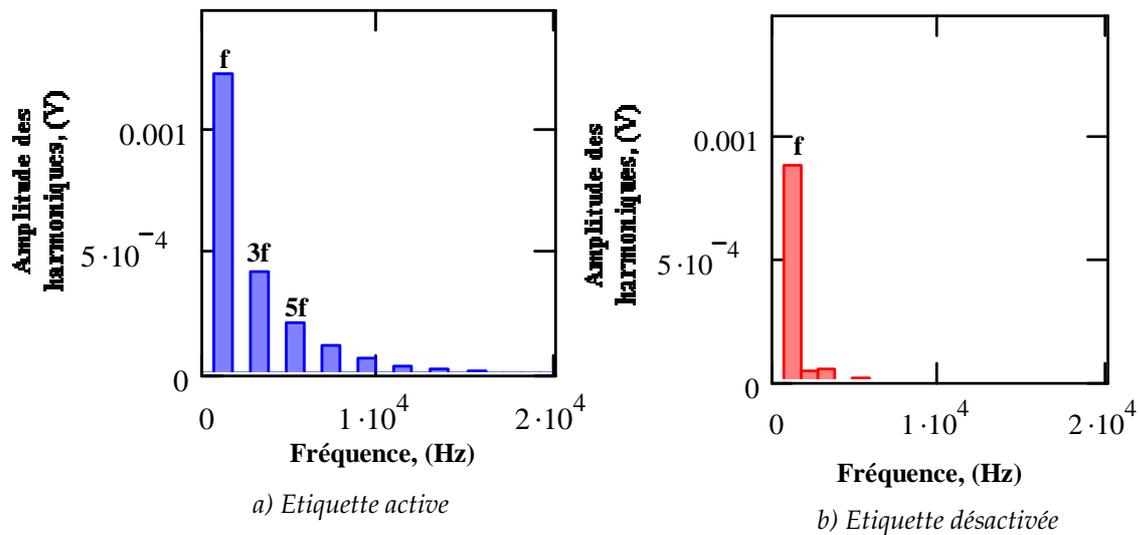


Figure V-14. Signatures harmoniques dans le cas d'une étiquette active (a) et désactivée (b).

Pour la réactivation de l'étiquette, on utilise un aimant extérieur pour séparer de nouveau l'aimant de la tôle d'amorphe. Une fois que cela est fait, on place l'étiquette dans un congélateur afin de transformer l'eau en glace et de rétablir ainsi la couche de séparation. Ainsi, l'étiquette est réactivée et peut être réutilisée. Dans ce cas, nous avons utilisé la gravité et l'étiquette ne peut être utilisée qu'en position horizontale car si on la retourne au moment de la transition glace/eau l'aimant ne viendra pas se coller au milieu de la tôle et ne la désactivera pas. Un système à ressort par exemple permettrait de palier ce défaut.

3. VERS UNE ÉTIQUETTE FONCTIONNANT PAR DESAIMANTATION PARTIELLE

La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à une autre idée innovante d'étiquette magnétique à effet mémoire de dépassement de T_{seuil} dédiée à des mesures sans contact. La configuration d'étiquette que nous voulons étudier est constituée de deux types de matériaux magnétiques : 1) Matériau doux très sensible avec la température (ex. alliages FeNi) ; 2) Matériau dur (aimant) ayant une polarisation rémanente. Nous allons tout d'abord expliquer brièvement comment le dépassement de T_{seuil} peut être mémorisé avec une telle étiquette et comment la réponse de l'étiquette peut être mesurée sans contact. Ensuite, nous allons détailler les phénomènes physiques utilisés pour aboutir à cet objectif. Enfin un prototype sera réalisé et des résultats expérimentaux vont être présentés.

3.1. Idée générale du fonctionnement de l'étiquette

Le fonctionnement de cette étiquette est basé sur un phénomène collaboratif (interaction magnétique) entre les deux matériaux et consiste en ce que la dégradation des propriétés magnétiques du matériau doux avec la température provoque la dégradation de la polarisation rémanente (J_r) de l'aimant. La dégradation de la polarisation rémanente implique la désaimantation complète ou partielle de l'aimant. En général, lorsqu'un aimant est désaimanté il le reste jusqu'à ce qu'il soit réaimanté, d'où l'idée d'utiliser la désaimantation comme moyen d'obtenir un effet mémoire. De plus, si la désaimantation de l'aimant est due à la dégradation du matériau doux avec la température, on obtiendra ainsi un effet mémoire de température. Plus précisément, nous voulons que la désaimantation de l'aimant soit induite par la transition du matériau doux à T_c de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique. La désaimantation de l'aimant sera ainsi obtenue au dépassement de T_c du matériau doux, où T_c est le seuil de température à détecter (T_{seuil}). De cette façon, la valeur de J_r sera différente avant et après le dépassement de T_{seuil} .

C'est donc ce phénomène collaboratif entre les deux matériaux que nous voulons exploiter pour obtenir l'effet mémoire de dépassement de T_{seuil} . De plus, nous voulons que le dépassement puisse être détecté sans contact, c'est-à-dire que l'étiquette soit interrogée à distance.

Enfin, une fois la désaimantation survenue elle reste certes irréversible par rapport à de nouvelles variations de la température mais ceci n'interdit pas la réactivation de l'étiquette en réaimantant l'aimant. L'étiquette est donc réutilisable.

3.2. Mesure sans contact d'un dépassement mémorisé de T_{seuil}

La mesure sans contact sera, comme dans le cas des étiquettes magnétiques étudiées précédemment, basée sur des méthodes interrogatives (excitation et détection à distance) et sur l'analyse de la signature harmonique du matériau doux. Or, l'étiquette est constituée de deux matériaux : matériau doux qui présente une signature harmonique et aimant qui impose une polarisation. Comme nous l'avons montré dans le Chapitre IV, §2.2 une polarisation (composante continue) superposée au champ sinusoïdal d'excitation engendre des harmoniques pairs dans la signature harmonique du matériau doux, dont le plus significatif est l'harmonique 2. L'amplitude de l'harmonique 2 est donc une image de J_r . Nous précisons que dans le cas de notre étiquette, J_r et donc l'harmonique 2 sont imposés par l'aimant, mais l'harmonique 2 est mesuré par l'intermédiaire de la signature harmonique du matériau doux. Alors, une éventuelle désaimantation (dégradation de J_r), suite au dépassement de T_{seuil} , modifiera cette amplitude. Ainsi, la mesure sans contact de l'amplitude de l'harmonique 2 permettra de détecter le dépassement de T_{seuil} . Pour cela on aura besoin de connaître l'amplitude de référence de l'harmonique 2, c'est-à-dire l'amplitude mesurée à une température très inférieure à T_{seuil} . Si une interrogation ultérieure de l'étiquette révèle une amplitude différente de l'amplitude de référence, nous pourrions conclure que T_{seuil} a été dépassée au moins une fois.

3.3. Motivations de l'étude

La motivation d'entreprendre l'étude sur ce type d'étiquettes réside d'une part dans le fait qu'elles pourront mémoriser de façon autonome et passive le dépassement de T_{seuil} , et d'autre part qu'elles pourront être interrogées à distance par la méthode des harmoniques. De plus, à notre connaissance il n'existe pas de nos jours d'étiquettes à effet mémoire mettant en œuvre les phénomènes que nous voulons utiliser. Un autre type d'étiquette à effet mémoire a été présenté dans les travaux de R. Fletcher, où l'étiquette était constituée aussi de deux types de matériaux (doux et dur) mais le phénomène engendrant l'effet mémoire était le dépassement de T_c du matériau dur [FLE-2000].

3.4. Avantages des étiquettes magnétiques à effet mémoire

Les étiquettes magnétiques à effet mémoire que nous voulons développer auront plusieurs avantages parmi lesquels nous pouvons citer : durée de vie illimitée car pas d'usure ; réutilisable car réactivation facile, il suffirait de réaimanter l'étiquette pour pouvoir

la réutiliser ; coût faible car faible quantité de matériau nécessaire ; utilisation facile. Nous voulons souligner en particulier la possibilité de réaliser des étiquettes à T_{seuil} différent et donc envisager des applications diverses. Pour cela il faut choisir un matériau doux dont la température de Curie peut aisément être ajustée dans une grande plage (ex. alliages FeNi, Chapitre II, §2.4). Ainsi, le choix de T_{seuil} serait très grand lui aussi.

Enfin, ces étiquettes peuvent être très avantageuses pour la mesure car, grâce à l'effet mémoire, l'interrogation peut ne pas être en temps réel. Ainsi, le contrôle thermique (T_{seuil} dépassé ou pas) d'un processus quelconque (ex. transport d'aliments, médicaments, etc.) peut se faire en seulement une interrogation de l'étiquette.

3.5. Etude théorique des phénomènes utilisés pour mémoriser le dépassement de T_{seuil}

A présent, nous allons détailler théoriquement les phénomènes physiques utilisés pour garder en mémoire le dépassement de T_{seuil} . A cause de la complexité des phénomènes physiques d'une part, et de leur fonctionnement collaboratif peu connu d'autre part, l'étude sera faite sur un circuit magnétique fermé et non sur une étiquette (circuit ouvert). Nous allons tout d'abord présenter le circuit d'étude et élucider les rôles des deux matériaux qui le constituent. Ensuite, nous éclaircirons le phénomène collaboratif entre eux en vue de l'obtention de l'effet mémoire, c'est-à-dire nous essayerons d'expliquer comment le dépassement de T_c du matériau doux provoque la désaimantation du matériau dur. Tout au long de l'étude nous nous référons à trois étapes de température : $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$; $T^\circ C = T_{\text{seuil}}$; retour $T^\circ C < T_{\text{seuil}}$.

3.5.1. Circuit magnétique d'étude

La Figure V-15 représente le circuit magnétique d'étude. Il est constitué d'un circuit de matériau doux et d'un aimant dont la polarisation est dirigée selon la longueur du circuit. Tout au long de cette étude, le circuit magnétique sera considéré comme parfait sans entrefers résiduels aux endroits de contact entre l'aimant et le matériau doux. Pour cela le cadre peut être découpé de façon à "pincer" sur quelques millimètres l'aimant au niveau du contact entre les deux matériaux comme cela est indiqué sur la Figure V-15.

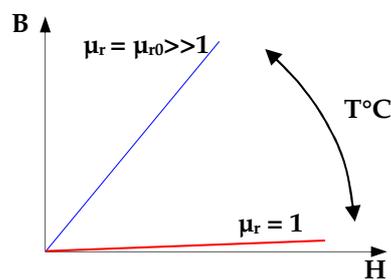


Figure V-15. Circuit magnétique d'étude.

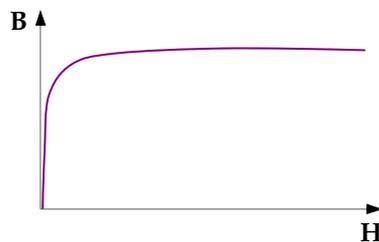
3.5.2. Rôle et choix du matériau doux

En vue du fonctionnement souhaité de notre étiquette, nous avons besoin d'un matériau doux qui :

- ❖ Assure une bonne canalisation du flux de l'aimant à $T < T_{\text{seuil}}$, c'est-à-dire qui a une perméabilité relative ($\mu_r \gg 1$) ;
- ❖ Présente une modification réversible de comportement magnétique en température, c'est-à-dire il faut que $\mu_r \gg 1$ pour $T < T_{\text{seuil}}$ et $\mu_r \approx 1$ pour $T \geq T_{\text{seuil}}$;



- ❖ Peut être interrogée à distance grâce à sa signature harmonique. Et, pour qu'il présente une signature harmonique, il faut qu'il y ait une non linéarité ;



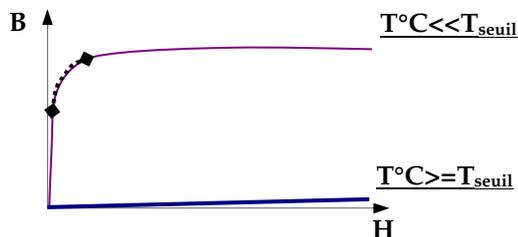
Bien évidemment, le choix du matériau doux doit être fait en vue de tous les besoins cités ci-dessus.

Les alliages FeNi que nous avons étudiés précédemment s'y prêtent parfaitement bien car ils remplissent toutes les exigences, à savoir :

- ❖ A $T < T_C$ les alliages FeNi sont ferromagnétiques et $\mu_r \gg 1$; si $T \geq T_C$ ils deviennent paramagnétiques et $\mu_r = 1$; la transition entre les deux états est réversible avec la température ;
- ❖ A $T < T_C$ les courbes et cycles $B(H)$ sont non linéaires ;
- ❖ A $T < T_C$ les alliages FeNi ont une perméabilité relative élevée permettant la bonne canalisation du flux de l'aimant.

Donc, le circuit magnétique est constitué d'un alliage FeNi. En vue de tous les besoins

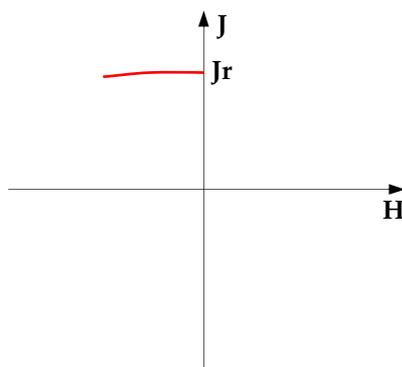
réunis, la zone de travail pour le FeNi à $T \ll T_{\text{seuil}}$ est délimitée par une portion au niveau du coude de la courbe $B(H)$ (en pointillés sur le schéma ci-dessous). Cette zone ne doit pas être dépassée (la saturation ne doit pas être atteinte) faute de quoi le circuit en FeNi aura une perméabilité moins élevée et le premier rôle mentionné ci-dessus ne sera pas rempli.



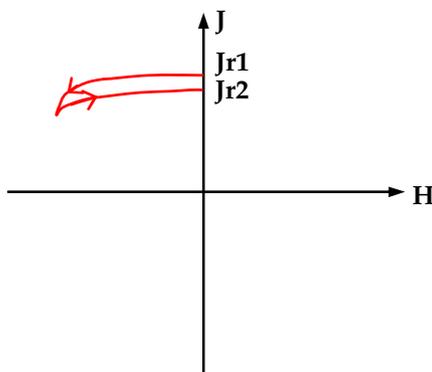
3.5.3. Rôle et choix du matériau dur

En vue du fonctionnement souhaité de notre étiquette, le matériau dur doit accomplir les fonctions suivantes :

- ❖ A $T < T_{\text{seuil}}$ - Polarisation du circuit magnétique, création d'un flux (aimant) ;

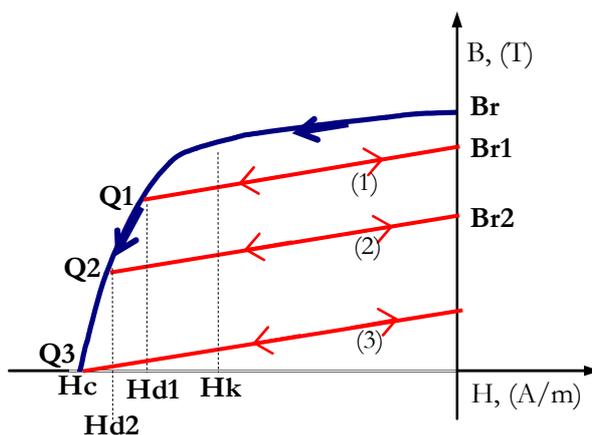


- ❖ A $T >= T_{\text{seuil}}$ - Mémoire, aimant qui se désaimante avec hystérésis ;



Les aimants qui remplissent ces fonctions sont ceux qui ont des courbes de désaimantation non linéaires (ex. aimants "AlNiCo", alliages semi rémanents "FeCoV").

Le matériau ci-dessous présente une courbe de désaimantation non linéaire typique. A partir du franchissement de la partie réversible pour un champ inverse (démagnétisant) critique (H_k sur le schéma), l'induction ne peut plus revenir sur l'induction rémanente maximale, mais elle revient sur une droite de recul (ex. droites (1), (2) et (3) sur le schéma) et se stabilise à une nouvelle valeur de B_r (ex. B_{r1} , B_{r2} et B_{r3} sur le schéma). Les droites de recul sont des portions de courbes selon lesquelles évolue l'induction à partir d'un point de la courbe de désaimantation suffisamment éloigné de B_r (ex. $Q1(H_{d1})$, $Q2(H_{d2})$ et $Q3(H_{d3}=H_c)$ sur le schéma), quand le champ inverse diminue en module. Leur pente est considérée homogène à une perméabilité μ_{DR} (DR pour droite de recul). Généralement, la pente $\mu_0\mu_{DR}$ est supérieure à $\mu_0\mu_{rév}$ (la pente dans la partie réversible).

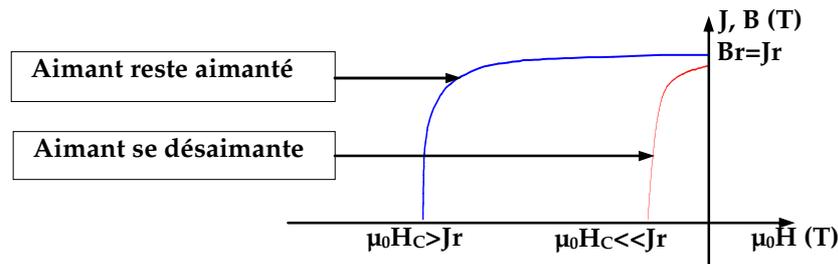


Les droites de recul sont également considérées réversibles : par exemple, si le champ inverse (démagnétisant), après avoir diminué en module à partir de $Q1$, augmente à nouveau, l'induction B décrit dans l'autre sens la même droite de recul (droite (1) pour cet exemple), et l'on revient au point $Q1$ pour le champ H_{d1} .

Nous remarquons que le point de désaimantation atteint sur la courbe est d'autant plus éloigné de B_r , donc la désaimantation est d'autant plus importante, que le champ démagnétisant est grand. Néanmoins, même si H_d était égal à H_c , l'aimant ne peut pas complètement se désaimanter de par lui-même (voir droite de recul (3) sur le schéma). Voilà pourquoi nous parlons de désaimantation partielle.

Nous évoquons également quelques exigences supplémentaires pour l'aimant dans notre cas d'étude :

- ❖ La température de Curie de l'aimant doit être très supérieure à celle du FeNi pour que les variations de la polarisation avec la température n'interviennent pas dans le fonctionnement du circuit ;
- ❖ Le champ coercitif ($\mu_0 H_c$) doit être très inférieur à B_r afin de favoriser la désaimantation même due au champ démagnétisant (voir le schéma ci-dessous comparaison avec un aimant terre rare). A titre informatif, les champs coercitifs des aimants terre rare se situent autour de 1000 kA/m (ex. NdFeBr), voire 2000 kA/m (ex. SmCo₅) ;



- ❖ L'aimant doit présenter de bonnes possibilités de mise en forme afin de faciliter son emploi.

Nous avons choisi des alliages semi rémanents "AFK" qui représentent une catégorie intermédiaire entre les aimants et les matériaux doux et semblent très bien adaptés à notre étude, à savoir : leurs champs coercitifs sont peu élevés et se situent dans la gamme allant de 0,8 à 32 kA/m, la polarisation ou induction rémanente est de l'ordre de 1 T, et leurs courbes de désaimantation sont non linéaires. Les applications de ces matériaux sont tantôt du type matériaux doux (ex. "AFK 502" dans des dispositifs bistables, relais, afficheurs), tantôt du type matériaux durs (ex. "AFK 584") (ex. appareils de mesure à aimant mobile), et quelquefois des deux types simultanément. La variété des systèmes a conduit à développer un nombre important d'alliages semi rémanents malgré les petites quantités consommées. Ces alliages, contrairement aux aimants permanents, allient à leurs propriétés magnétiques de bonnes possibilités de mise en forme qui facilitent leur emploi dans les dispositifs de grande série (compteur automobile, téléphonie, etc.) [COU-1994].

Pour conclure, nous utilisons ici les alliages semi rémanents en tant que « mauvais » aimants que nous voulons désaimanter si T_{seuil} est dépassé afin d'obtenir l'effet mémoire, c'est-à-dire avant T_{seuil} $B_r = B_{r\text{max}}$ et après avoir dépassé T_{seuil} $B_r \neq B_{r\text{max}}$. Cette utilisation est tout à fait innovante et très peu connue de nos jours. Dans le paragraphe suivant, nous allons expliquer comment l'effet mémoire de dépassement de T_{seuil} est obtenu grâce au phénomène collaboratif entre les deux matériaux, FeNi et Semi Rémanent ("SR" utilisé pour la suite).

3.5.4. Effet mémoire : phénomène collaboratif

Il est temps maintenant d'expliquer le phénomène collaboratif entre les deux matériaux qui est à l'origine de l'effet mémoire. Le circuit magnétique présenté sur la Figure V-15 est considéré parfait (sans entrefers résiduels aux endroits de contact entre FeNi et SR), et non saturé. Dans ce cas le semi rémanent génère une induction magnétique, dont le flux Φ est complètement canalisé par le FeNi. Le flux induit Φ est constant le long de la boucle fermée (loi de conservation du flux) et nous pouvons écrire l'Equation [V.1] :

$$\Phi = B_{SR} * S_{SR} = B_{FeNi} * S_{FeNi}$$

d'où,

$$B_{SR} = B_{FeNi} * \frac{S_{FeNi}}{S_{SR}}$$

Equation [V.1]

B_{SR} - induction rémanente du semi rémanent

B_{FeNi} - induction dans le FeNi

S_{SR} - section du SR

S_{FeNi} – section du FeNi

Par ailleurs, conformément au théorème d'Ampère, la circulation du champ H est nulle le long du contour du circuit, soit l'Equation [V.2] :

$$\oint_C H \cdot dL = \sum (\text{ampères-tours}) = 0$$

Equation [V.2]

En supposant que H est constant au sein de chaque élément du circuit, on a l'Equation [V.3] :

$$H_{FeNi} * L_{FeNi} + H_{d_SR} * L_{SR} = 0$$

d'où,

$$H_{d_SR} = -H_{FeNi} \frac{L_{FeNi}}{L_{SR}}$$

Equation [V.3]

H_{d_SR} - champ démagnétisant dans le semi rémanent

H_{FeNi} - champ dans le FeNi

L_{SR} - longueur du SR

L_{FeNi} – longueur du FeNi

D'après l'Equation [V.3], nous constatons que le champ du SR (H_{d_SR}) est de signe opposé à celui du FeNi, d'où son appellation de champ démagnétisant.

Remarque : la loi de conservation du flux et le théorème d'Ampère sont respectés si le FeNi n'est pas saturé et sa perméabilité est infiniment grande (rappel rôle du matériau doux, §3.5.2), car sinon une grande partie du champ se referme dans l'air, les fuites sont d'autant plus importantes que le FeNi sature, et les dimensions géométriques (longueur et section) ne sont plus vraies.

Le fonctionnement du circuit magnétique est étudié en trois étapes, à savoir : $T^{\circ}C < T_{seuil}$; $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$; à nouveau $T^{\circ}C < T_{seuil}$. Les particularités de chaque étape sont mises en évidence à l'aide d'une approche graphique basée sur deux figures : La Figure V-16 représentant des courbes typiques $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ et $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$; La Figure V-17 représentant une courbe de désaimantation typique $B_{SR}(H_{SR})$ d'un semi rémanent avec H_C (champ coercitif) et B_{rmax} (induction rémanente maximale). Donc, cette démonstration sera faite avec des exemples de courbes très proches de la réalité. Tout de même, nous soulignons que lors de la conception d'un prototype il faut utiliser les courbes réelles des deux matériaux, obtenues par caractérisation en circuit fermé.

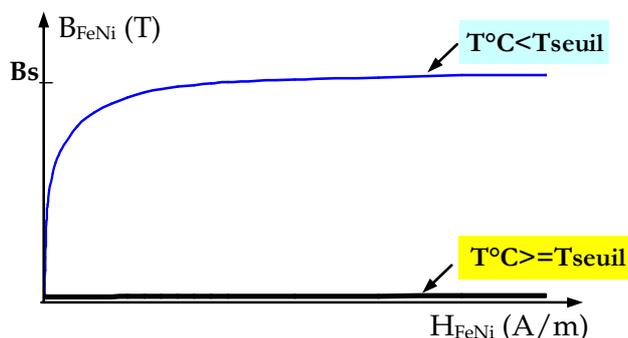


Figure V-16. Courbes typiques $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ pour $T^{\circ}C < T_{seuil}$ et $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$.

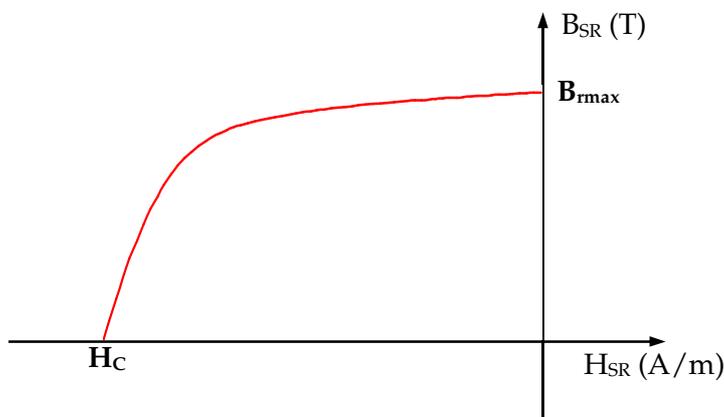


Figure V-17. Courbe de désaimantation typique $B_{SR}(H_{SR})$ d'un semi rémanent.

Etape I : $T^{\circ}C < T_{seuil} (T_{CFeNi})$

A l'étape $T^{\circ}C < T_{seuil}$, le circuit en FeNi est ferromagnétique, la courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ typique est représentée sur la Figure V-16.

La courbe de désaimantation $B_{SR}(H_{SR})$ est représentée, quant à elle, sur la Figure V-18. Sur cette courbe nous reportons celle du FeNi selon l'Equation [V.1] en multipliant les valeurs de B_{FeNi} par le rapport des sections S_{FeNi}/S_{SR} , et l'Equation [V.3] en multipliant les valeurs de H_{FeNi} par le rapport des longueurs L_{FeNi}/L_{SR} . La courbe ainsi reportée représente la courbe de charge du SR et caractérise le "mariage" des deux matériaux à $T^{\circ}C < T_{seuil}$. L'intersection de la courbe de charge équivalente au circuit magnétique en FeNi avec la courbe de désaimantation du SR détermine le point de fonctionnement du SR repéré par B_{1SR} sur la Figure V-18, où $B_{1SR} = B_{1FeNi} * \frac{S_{FeNi}}{S_{SR}}$ et $H_{d1_SR} = -H_{1FeNi} * \frac{L_{FeNi}}{L_{SR}}$. La Figure V-19 montre le

point de fonctionnement sur la courbe du FeNi, où $B_{1FeNi} = B_{1SR} * \frac{S_{SR}}{S_{FeNi}}$ et $H_{1FeNi} = -H_{d1_SR} * \frac{L_{SR}}{L_{FeNi}}$.

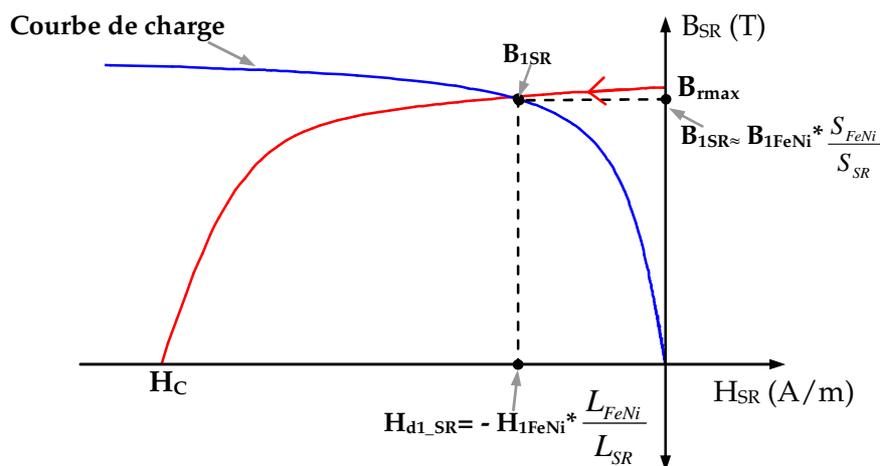


Figure V-18. Courbe de désaimantation $B_{SR}(H_{SR})$ avec courbe de charge reportée à $T^{\circ}C < T_{seuil}$.

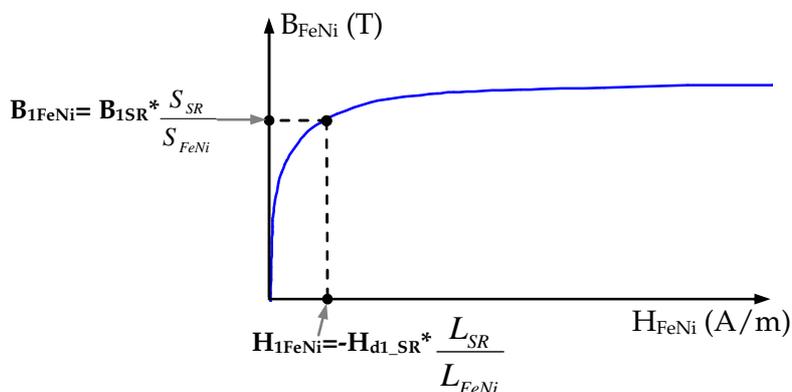


Figure V-19. Courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ avec point de fonctionnement à $T^{\circ}C < T_{seuil}$.

Nous remarquons que les points de fonctionnement dépendent exclusivement des dimensions géométriques des matériaux, et notamment les rapports des sections et des longueurs.

En réglant ces rapports nous devons fixer le point de fonctionnement du SR dans la partie réversible de sa courbe de désaimantation, et le point de fonctionnement du FeNi avant la saturation de sa courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$. Ainsi, nous vérifions la loi de conservation du flux et le théorème d'Ampère. Or, nous avons déjà mentionné (§3.5.2.) que le point de fonctionnement du FeNi présentant un intérêt pour notre étude se situe au niveau du coude de la courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$. Nous avons pris en compte cette exigence dans l'exemple traité ici.

Donc, nous retenons que le dimensionnement du circuit (SR+FeNi) doit obéir aux critères suivants :

- ❖ Point de fonctionnement du FeNi situé au niveau du coude de la courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ sans le dépasser, c'est-à-dire sans que la saturation soit atteinte, faute de quoi le circuit en FeNi ne pourrait pas canaliser correctement le flux magnétique et le SR subirait une désaimantation précoce avant le dépassement de T_{seuil} et l'effet mémoire ne pourrait pas être constaté. Concrètement, pour que le point de fonctionnement du FeNi se situe au coude il faut viser $B_{1FeNi}=90\%B_{sFeNi}$;
- ❖ Point de fonctionnement du SR situé dans la partie réversible de sa courbe de désaimantation et H_{d_SR} inférieur à H_k (champ critique à partir du franchissement duquel il y a désaimantation). En fait, en vue du fonctionnement souhaité ce critère est lié au précédent et si le précédent est respecté celui-ci le sera aussi.

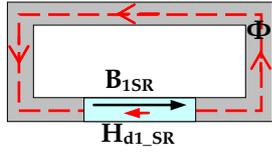
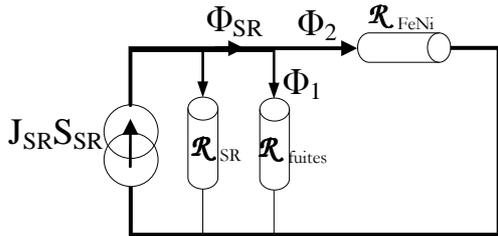
Si ces critères sont remplis, nous pouvons exprimer B_{1SR} par l'Equation [V.4] et la polarisation du circuit en FeNi par l'Equation [V.5].

$$B_{1SR} \approx B_{r\max} = B_{1FeNi} * \frac{S_{FeNi}}{S_{SR}} \quad \text{Equation [V.4]}$$

$$B_{1FeNi} = B_{1SR} * \frac{S_{SR}}{S_{FeNi}} \quad \text{Equation [V.5]}$$

Enfin, le fonctionnement du circuit complet à l'étape $T^\circ C < T_{seuil}$ est résumé dans le Tableau V-2, où on distingue le circuit magnétique et son schéma équivalent.

Tableau V-2. Récapitulatif du fonctionnement du circuit (FeNi+SR) à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$.

Circuit magnétique	Schéma équivalent
	
<ul style="list-style-type: none"> ❖ FeNi ferromagnétique et non saturé ❖ Φ canalisé et passe dans le circuit magnétique ❖ Donc, H_{d1_SR} négligeable ❖ SR reste aimanté ❖ B_{1SR} similaire à B_{rmax} 	$\Phi_{SR} = \Phi_1 + \Phi_2$ $R_{\acute{e}q} = (R_{fuites} R_{SR}) / (R_{fuites} + R_{SR})$ <ul style="list-style-type: none"> ❖ Dimensions et caractéristiques des matériaux choisies telles que $R_{\acute{e}q} \gg R_{FeNi}$ ❖ Ainsi, $\Phi_1 \approx 0$ (trait fin) et "tout" le flux passe dans le FeNi

Étape II : $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$ (T_{CFeNi})

A cette étape $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$, le circuit en FeNi est paramagnétique, $\mu_{rFeNi} = 1$ et la courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi}) = \mu_0 * H_{FeNi}$ (Figure V-16). Par conséquent, il ne canalise plus le flux du semi rémanent et la loi de conservation du flux et le théorème d'Ampère ne sont plus vérifiés. Dans ces conditions le point de fonctionnement ne peut plus être déterminé, comme précédemment, par l'intersection de la courbe de désaimantation avec une courbe de charge, car il n'y a plus de courbe de charge, le circuit en FeNi est magnétiquement "transparent" et le semi rémanent est pratiquement tout seul dans l'air et cela peut provoquer sa désaimantation. Le comportement du SR à cette étape est illustré sur la Figure V-20.

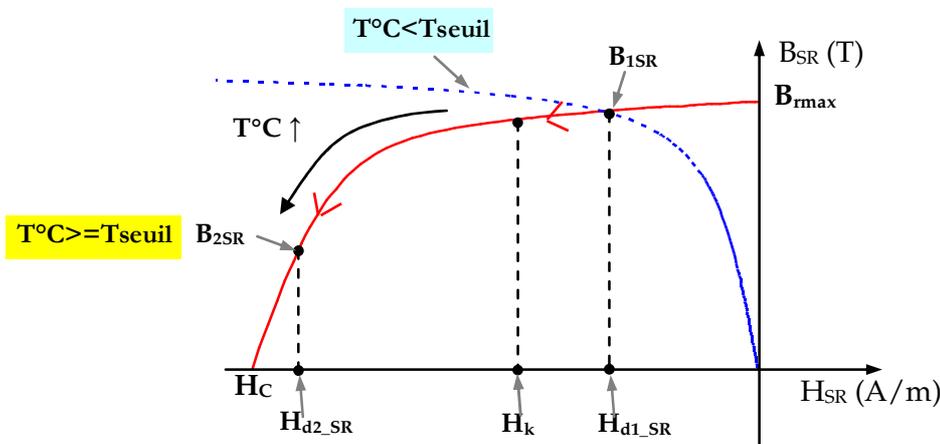


Figure V-20. Courbe $B_{SR}(H_{SR})$ et désaimantation du SR à $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$.

En fait, avec l'augmentation de la température de $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$ à $T^{\circ}\text{C} = T_{\text{seuil}}$, H_{SR} augmente de $H_{\text{d1_SR}}$ à $H_{\text{d2_SR}}$ et peut dépasser H_k . Si H_k est dépassé (partie réversible de la courbe $B_{\text{SR}}(H_{\text{SR}})$ dépassée) B_{rSR} se dégrade irréversiblement. Donc, sous l'influence de son propre champ démagnétisant, le SR peut se désaimanter de $B_{1\text{SR}}$ à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$ jusqu'à une nouvelle $B_{2\text{SR}}$ à $T^{\circ}\text{C} = T_{\text{seuil}}$ comme cela est montré de façon arbitraire sur la Figure V-20.

On arrive ainsi aux questions : Pourquoi le champ démagnétisant augmente-t-il lorsque le SR se retrouve tout seul dans l'air et comment faire pour qu'il dépasse H_k ? La réponse réside dans le choix des dimensions géométriques et de la courbe de désaimantation du SR.

Lorsqu'un matériau de dimensions finies (hors cas d'un circuit fermé) préalablement aimanté se retrouve tout seul dans l'air (ex. en dehors d'un électro-aimant) il est automatiquement soumis à son champ propre appelé aussi champ démagnétisant H_d . D'après le modèle coulombien des densités des charges équivalentes que ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur d'un volume aimanté, les lignes de champ vont des charges plus vers les charges moins, alors que l'aimantation (polarisation) est par convention orientée des charges moins vers les charges plus. Ceci explique pourquoi à l'intérieur du volume aimanté le champ propre (démagnétisant) s'oppose à l'aimantation.

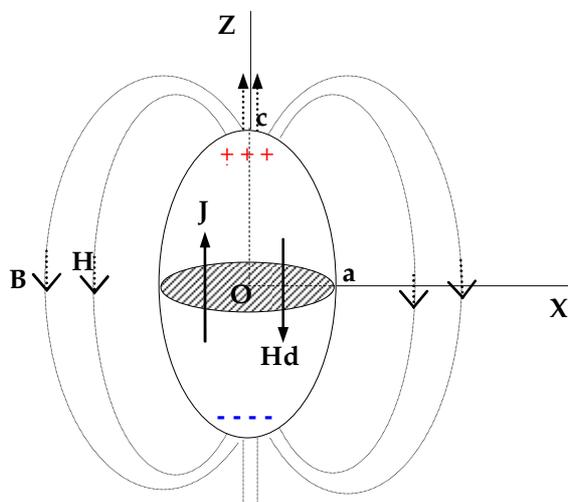


Figure V-21. Allures des lignes de l'induction B et du champ H d'une ellipsoïde de révolution uniformément aimantée selon OZ .

La seule forme de volume aimanté pour laquelle H_d peut être calculé aisément et précisément est celle de l'ellipsoïde (Figure V-21). Si dans tout le volume de l'ellipsoïde, la polarisation \vec{J} est uniforme, les champs magnétiques d'excitation et d'induction \vec{H} et \vec{B} sont également uniformes à l'intérieur de l'ellipsoïde. Quand \vec{J} est dirigée suivant l'un quelconque des axes principaux de l'ellipsoïde, l'axe OZ par exemple, alors \vec{H} est également

parallèle à cet axe par raison de symétrie, et est calculé d'après l'Equation [V.6], où N_z est un coefficient numérique ($0 < N_z < 1$) dépendant de la forme de l'ellipsoïde, qu'on appelle le coefficient de champ démagnétisant dans la direction OZ.

$$H_z = -N_z * \frac{J_z}{\mu_0} \quad \text{Equation [V.6]}$$

Pour les trois axes principaux de l'ellipsoïde, la somme des trois coefficients de champ démagnétisants correspondants est constante (Equation [V.7]).

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad \text{Equation [V.7]}$$

Les expressions qui permettent de calculer les coefficients de champ démagnétisant se simplifient beaucoup pour une ellipsoïde de révolution autour de l'axe OZ. On désigne alors par γ le rapport des axes principaux (Figure V-21) :

- ❖ Dans le cas d'une ellipsoïde allongée suivant OZ ($\gamma=c/a>1$) :

$$N_z = \frac{1}{\gamma^2 - 1} \left[\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} \operatorname{arg} \operatorname{ch}(\gamma) - 1 \right]$$

$$N_x = N_y = \frac{1 - N_z}{2}$$

- ❖ Dans le cas d'une ellipsoïde aplatie ($\gamma=c/a<1$) :

$$N_z = \frac{1}{1 - \gamma^2} \left[1 - \frac{\gamma}{1 - \gamma^2} \arccos(\gamma) \right]$$

$$N_x = N_y = \frac{1 - N_z}{2}$$

- ❖ Dans le cas d'une sphère ($\gamma=c/a=1$) :

$$N_x = N_y = N_z = 1/3$$

Les coefficients de champ démagnétisant $N_x=N_y$ et N_z en fonction du rapport $\gamma=c/a$ sont indiqués sur l'abaque de la Figure V-22 [BRI-1990].

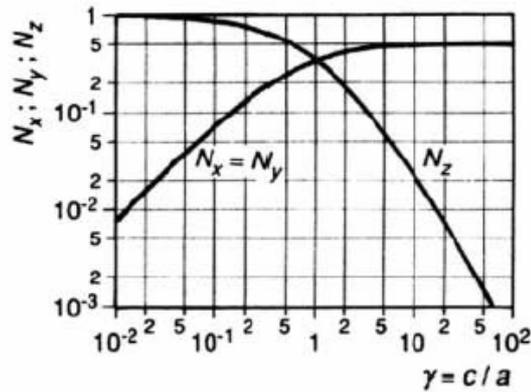


Figure V-22. Coefficients de champ démagnétisant des ellipsoïdes de révolution, [BRI-1990].

Ainsi, un aimant en forme d'ellipsoïde aimanté parallèlement à un axe principal possède un point de fonctionnement parfaitement défini sur sa courbe de désaimantation. Imaginons par exemple la polarisation \vec{J} parallèle à l'axe OZ, \vec{H} et \vec{B} sont également parallèles à OZ et on a l'Equation [V.8].

$$\begin{aligned} \vec{H} &= -N_z \frac{\vec{J}}{\mu_0} \\ \vec{B} &= \mu_0 \vec{H} + \vec{J} = (1 - N_z) \vec{J} \\ \frac{B}{\mu_0 H} &= -\frac{(1 - N_z)}{N_z} \end{aligned} \quad \text{Equation [V.8]}$$

Par analogie, les formulations présentées ci-dessus peuvent être appliquées dans le cas d'un cylindre de révolution allongé pour estimer le champ démagnétisant dans les parties centrales. En revanche, aux extrémités les écarts s'accroissent car on y trouve un champ démagnétisant croissant qui s'oppose au maintien d'une polarisation uniforme. Alors, le coefficient de champ démagnétisant déterminé par les formulations précédentes ne représente qu'une valeur moyenne et dépend de la nature du matériau.

La situation est encore plus complexe dans le cas d'un barreau de section rectangulaire où l'analogie avec une ellipsoïde ne donne qu'une solution très approximative, voire faussée car la polarisation n'apparaît que grossièrement uniforme dans la partie centrale du barreau. Néanmoins, pour avoir une idée "grossière" du coefficient de champ démagnétisant, nous pouvons approcher le barreau par une ellipsoïde s'inscrivant au mieux dans son volume. Cependant, cette approximation est d'autant plus faussée que le rapport c/a est petit, cas dans lequel aucune uniformité ne persiste même dans les parties centrales et alors le volume se désaimante considérablement.

Reprenons maintenant notre bande de SR dont la désaimantation est régie par cette même logique. Afin de favoriser la désaimantation lorsque le SR se retrouve tout seul dans l'air, nous choisissons délibérément des dimensions géométriques défavorables pour maintenir la polarisation uniforme. Ainsi, le champ démagnétisant sera d'autant plus important et non uniforme et B_r d'autant plus dégradée et non uniforme que les dimensions géométriques sont "mal" choisies.

Alors, pour déterminer le point $B_{2SR}(H_{d2_SR})$ sur la Figure V-20 lorsque le SR est tout seul dans l'air à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$, il n'est pas possible d'appliquer les formulations de l'ellipsoïde, mais il faut utiliser des calculs analytiques itératifs ou des simulations éléments finis prenant en compte les dimensions géométriques du SR et sa courbe de désaimantation. La méthodologie est basée sur les critères suivants :

- ❖ H_d et J dépendent mutuellement l'un de l'autre et sont opposés ;
- ❖ H_d et J dépendent des dimensions géométriques du SR ;
- ❖ H_d et J ne sont pas uniformes dans le volume du SR ;
- ❖ H_d et J s'établissent dans un état d'équilibre tel que H_d soit suffisamment faible pour ne plus réduire J .

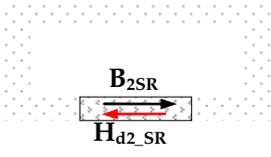
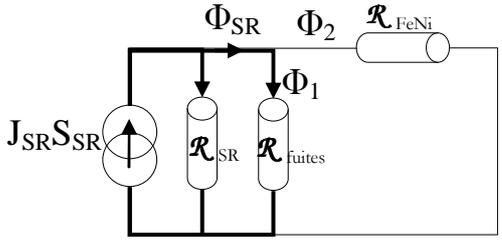
Dans la partie de prototypage nous utilisons ces outils et nous les décrivons en détail.

Enfin, grâce au choix des dimensions géométriques et de la courbe de désaimantation nous fixons le champ démagnétisant H_{d2SR} à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$ supérieur en module à H_k et nous parvenons à une désaimantation. Par conséquent, le point de désaimantation $B_{2SR}(H_{d2_SR})$ à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$ est franchement différent du point de fonctionnement $B_{1SR}(H_{d1_SR})$ à $T^{\circ}C < T_{seuil}$. C'est ainsi que nous obtenons un effet mémoire franc de dépassement de T_{seuil} .

Nous concluons que les dimensions du SR (L_{SR} et S_{SR}) participent à la fois dans la détermination du point de fonctionnement à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ (voir Etape 1) et du point de désaimantation à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$. Alors le choix des dimensions résulte d'un compromis vérifiant à la fois que le point de fonctionnement à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ reste dans la partie réversible de la courbe de désaimantation du SR ($|H_{d1_SR}| < |H_k|$), et que le point de désaimantation atteint à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$ dépasse la partie réversible ($|H_{d2_SR}| > |H_k|$).

Le fonctionnement du circuit complet à $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$ est résumé dans le Tableau V-3, où on distingue le circuit magnétique et son schéma équivalent.

Tableau V-3. Récapitulatif du fonctionnement du circuit (FeNi+SR) à $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$.

Circuit magnétique	Schéma équivalent
	
<ul style="list-style-type: none"> ❖ FeNi paramagnétique ❖ Φ ne se referme plus dans le circuit magnétique ❖ Donc, H_{d2_SR} devient très important ❖ SR se désaimante jusqu'à B_{2SR} 	$\Phi_{SR} = \Phi_1 + \Phi_2$ $R_{\text{eq}} = (R_{\text{fuites}} R_{SR}) / (R_{\text{fuites}} + R_{SR})$ <ul style="list-style-type: none"> ❖ A cause de $\mu_{r\text{FeNi}}=1$ $R_{FeNi} \gg R_{\text{eq}}$ et le flux ne se referme plus dans le FeNi (trait fin) ❖ On choisit les dimensions du SR afin d'augmenter le champ démagnétisant qu'il s'impose lui même

Étape III : $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$ (après avoir dépassé T_{seuil})

A cette étape, le circuit en FeNi redevient ferromagnétique. Avec la diminution de la température de $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$ à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$, la perméabilité du FeNi augmente progressivement et il canalise à nouveau le flux du SR. Par conséquent, le champ démagnétisant dans le SR diminue progressivement et il décrit une droite de recul donnée par l'Equation [V.9]. La Figure V-23 représente la courbe de désaimantation $B_{SR}(H_{SR})$ et la droite de recul décrite lorsque la température diminue. L'intersection de cette droite avec la courbe de charge équivalente au circuit en FeNi détermine le nouveau point de fonctionnement du SR désigné par B_{3SR} sur la Figure V-23 et défini par l'Equation [V.10].

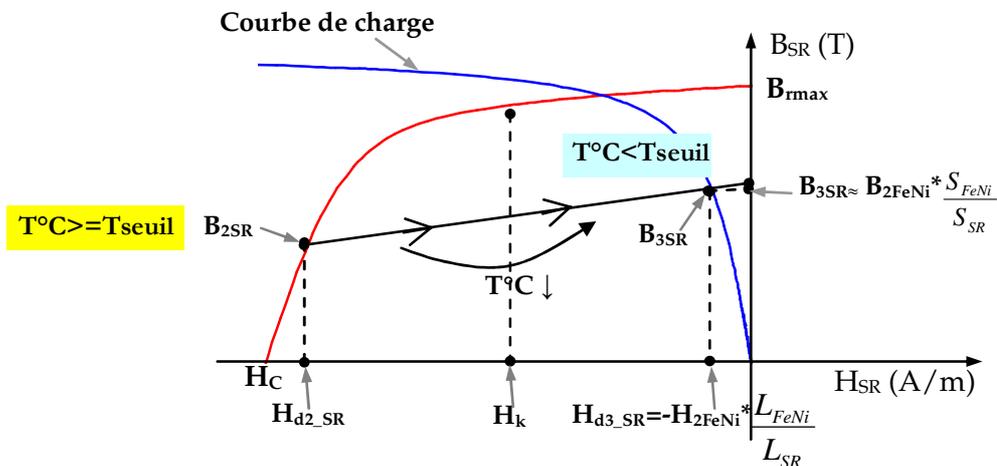


Figure V-23. Courbe $B_{SR}(H_{SR})$ et droite de recul (en trait épais) à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$ après avoir dépassé T_{seuil} .

$$B_{SR}(H) = B_{2SR}(H_{d2_SR}) + \mu_0 \mu_{DR} |H|, \text{ où } H \text{ varie de } H_{d2_SR} \text{ à } H_{d3_SR} \quad \text{Equation [V.9]}$$

$$\begin{aligned} B_{3SR} &\approx B_{2FeNi} * \frac{S_{FeNi}}{S_{SR}} \\ H_{d3_SR} &= -H_{2FeNi} * \frac{L_{FeNi}}{L_{SR}} \end{aligned} \quad \text{Equation [V.10]}$$

La courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ à $T^\circ C < T_{seuil}$ après avoir dépassé T_{seuil} est représentée sur la Figure V-24, où le nouveau point de fonctionnement $B_{2FeNi}(H_{2FeNi})$ est défini par l'Equation [V.11].

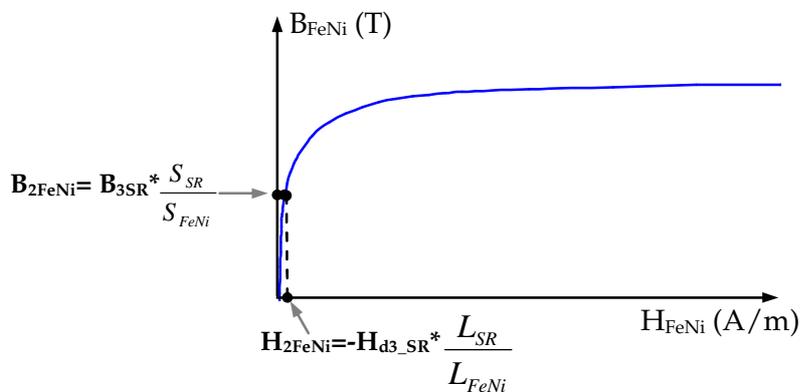


Figure V-24. Courbe $B_{FeNi}(H_{FeNi})$ à $T^\circ C < T_{seuil}$ après avoir dépassé T_{seuil} .

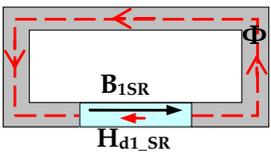
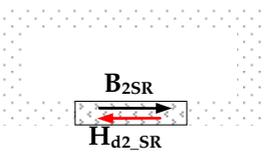
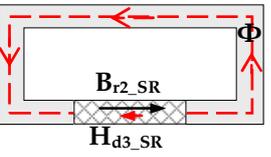
$$\begin{aligned} B_{2FeNi} &\approx B_{3SR} * \frac{S_{SR}}{S_{FeNi}} \\ H_{2FeNi} &= -H_{d3_SR} * \frac{L_{SR}}{L_{FeNi}} \end{aligned} \quad \text{Equation [V.11]}$$

De même que dans l'étape 1, l'Equation [V.10] et l'Equation [V.11] sont vérifiées si l'on suppose le FeNi bien plus perméable que le SR.

Donc, l'induction rémanente (B_{3SR}) à laquelle le SR se stabilise est inférieure à l'induction rémanente (B_{1SR}) à $T^\circ C < T_{seuil}$ avant de dépasser T_{seuil} , d'où l'obtention de l'effet mémoire. Dorénavant, si de nouvelles variations de température surviennent, le SR travaillera sur une nouvelle droite de recul. L'effet mémoire prouve que T_{seuil} a été dépassé au moins une fois. Le moyen d'interrompre cet état, consiste à réaimanter le SR.

Le fonctionnement du circuit (FeNi+SR) en magnétostatique est résumé dans le Tableau V-4. Pour les trois étapes ($T^\circ C < T_{seuil}$; $T^\circ C \geq T_{seuil}$; $T^\circ C < T_{seuil}$) on distingue les différents états des matériaux représentés par différents motifs sur les figures, H_d et B au sein du SR sont également représentés.

Tableau V-4. Récapitulatif du fonctionnement du circuit complet (FeNi+SR) pour les trois étapes.

$T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$	$T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$	$T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$
		
<ul style="list-style-type: none"> ❖ FeNi ferromagnétique et non saturé ❖ Φ canalisé et passe dans le circuit magnétique ❖ Donc, H_{d1_SR} négligeable ❖ SR reste aimanté ❖ B_{1SR} similaire à B_{rmax} 	<ul style="list-style-type: none"> ❖ FeNi paramagnétique ❖ Φ ne se referme plus dans le circuit magnétique ❖ Donc, H_{d2_SR} devient très important ❖ SR se désaimante jusqu'à B_{2SR} 	<ul style="list-style-type: none"> ❖ FeNi de nouveau ferromagnétique et non saturé ❖ Φ de nouveau canalisé ❖ H_{d3_SR} négligeable ❖ SR se stabilise à $B_{3SR} \neq B_{rmax}$

3.5.5. Consigne pour l'interrogation du circuit

L'interrogation a pour but de rendre compte de l'état magnétique du circuit et de constater si un dépassement de T_{seuil} (désaimantation partielle) a eu lieu. Il est impératif qu'une interrogation (H_{exc}) à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$ ne provoque pas la désaimantation du semi rémanent. Pour cela il faut que $H_{d_SR} \pm H_{\text{exc}} < H_k$ comme cela est indiqué sur la Figure V-25.

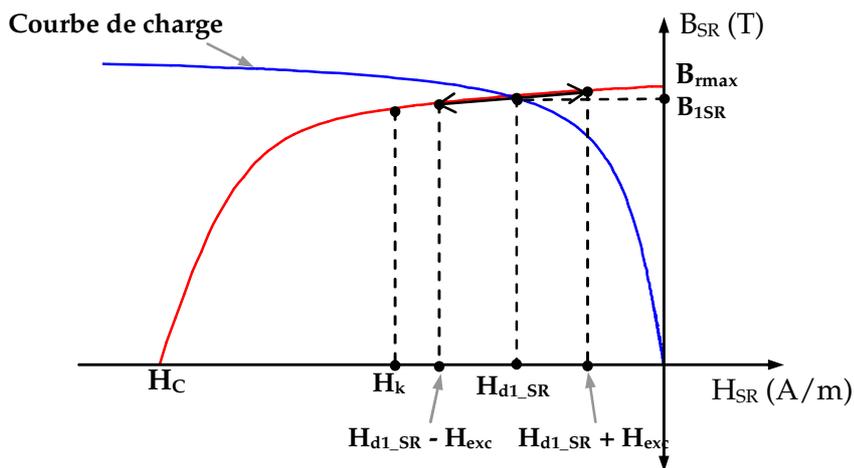


Figure V-25. Consigne pour l'interrogation du circuit.

3.6. Réalisation d'un prototype

Dans cette partie nous allons présenter la conception et la réalisation d'un prototype d'étiquette à effet mémoire de dépassement de T_{seuil} . Nous préférons commencer par un prototype sous forme de circuit fermé comme celui montré dans la partie théorique afin d'étudier le plus proprement possible les phénomènes avant de passer aux étiquettes. L'objectif est avant tout de démontrer expérimentalement l'existence du phénomène collaboratif entre les deux matériaux (FeNi+SR), c'est-à-dire la désaimantation partielle induite par la transition ferromagnétique/paramagnétique, et de s'assurer ainsi de l'obtention de l'effet mémoire.

Nous allons tout d'abord présenter les caractéristiques des matériaux utilisés, ensuite une grande partie sera consacrée à l'étude de la désaimantation du semi rémanent lorsqu'il est tout seul dans l'air. Enfin, nous passerons à l'assemblage du circuit, son fonctionnement sera validé, en magnétostatique, à l'aide des simulations éléments finis et des mesures. Enfin, des mesures en magnétodynamique vont être effectuées afin de valider l'effet mémoire par l'analyse de la signature harmonique du circuit.

3.6.1. Caractéristiques du matériau doux sensible à la température

Nous avons utilisé un nouvel alliage doux FeNiCrCu, (composition Fe-30%Ni-2%Cr-3%Cu ; appellation SP302+). A la base, c'est un alliage magnétique pour stator de moteur horloger. Ici, nous allons l'utiliser comme élément sensible de température. La caractérisation de l'alliage a été faite en continu avec un circuit fermé. Les caractéristiques physiques à température ambiante (20°C) sont données dans le Tableau V-5.

Tableau V-5. Caractéristiques physiques de SP302+ à 20°C.

Bs (T)	Tc (°C)	ρ ($10^{-8} \Omega.m$)
0,73 (à 3200A/m)	130	88

Les caractéristiques magnétiques en fonction de la température de mesure ont été déterminées en courant continu après que l'alliage ait subi un traitement thermique (recuit) de 4 heures à 1170°C. Dans le cas de notre étude (fonctionnement de type TOR), nous n'avons besoin que des caractéristiques à T_{ambiante} pour traiter le cas où $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$, et à T_c pour traiter le cas où $T^{\circ}\text{C} \geq T_{\text{seuil}}$. Les caractéristiques sont données dans le Tableau V-6.

Tableau V-6. Caractéristiques magnétiques de SP302+ pour 20°C et T_c=130°C.

Température (°C)	20	T _c =130°C
B_s (à 3200 A/m)	0,73	≈0
μ_r^{max}	21200	≈1
H_c (A/m)	2,64	≈0

Dans la partie théorique (§3.5.2.), nous avons dit que, pour parvenir au fonctionnement souhaité du circuit étudié, il fallait qu'à T°C < T_{seuil} le matériau doux soit polarisé au niveau du coude juste avant la saturation. Lors de la phase du dimensionnement du prototype, nous veillerons à choisir les dimensions des matériaux (S_{FeNi}, S_{SR}) de telle manière que B_{SP302+} à T°C < T_{seuil} vaille 90% * B_s, soit B_{SP302+} = 0,9 x 0,73 = 0,657 T.

3.6.2. Caractéristiques du matériau semi rémanent

Nous utilisons des alliages semi rémanents AFK 584 (composition 34,5%Fe-51,8%Co-8,7V-3,6%Cr) sous forme de bandes (Epaisseur fixe : 0,6mm ; Largeur fixe : 5,5mm ; Longueur sera fixée suite à l'étude sur la désaimantation). Ces alliages ont été élaborés et fabriqués au Centre de Recherche d'Imphy Alloys. A titre d'information, nous donnons en Annexe 8 une brève description des alliages FeCoV(Cr), en expliquant l'impact de l'ajout de Vanadium sur le champ coercitif et l'induction rémanente.

Les alliages AFK 584 ont subi un traitement thermique (recuit) de deux heures à 525°C. Nous informons le lecteur que la durée et la température du recuit sont des moyens supplémentaires, outre que l'addition de Vanadium, permettant de fixer les caractéristiques des alliages semi rémanents.

3.6.2.1. *Caractérisation de l'AFK 584*

La caractérisation a été faite à l'aide d'un perméamètre montré sur la Figure V-26 qui permet tout à la fois de minimiser le rôle du champ démagnétisant et d'exercer sur l'échantillon un champ d'excitation suffisamment grand pour le saturer (généralement 2*H_c). La bande d'AFK 584 est placée entre deux culasses de fer en forme de U canalisant les lignes de flux et permettant d'assimiler la bande à un circuit fermé. Nous rappelons que seules les mesures faites en circuit fermé permettent de remonter aux caractéristiques intrinsèques du matériau. Les bobinages primaire et secondaire sont placés au centre du circuit magnétique

(Figure V-26) et sont ensuite reliés à un hystérésis graphe permettant d'enregistrer les valeurs du champ que l'on impose au circuit via N1, à savoir $H=357 \cdot I$ (Oe), [$1Oe=79,6$ A/m], et les valeurs de B que l'on mesure via N2 (500 spires) et un intégrateur. La procédure consiste à appliquer tout d'abord un champ positif jusqu'à aimanter à saturation le matériau et relever la valeur de B_s . Ensuite on diminue le champ jusqu'à l'annuler pour relever la valeur de B_r et on continue en appliquant progressivement des champs négatifs de plus en plus importants afin de relever les points de la courbe de désaimantation.



Figure V-26. Perméamètre utilisé pour la caractérisation d'AFK 584.

La Figure V-27 présente le cycle B(H) et la courbe de désaimantation issues de la caractérisation.

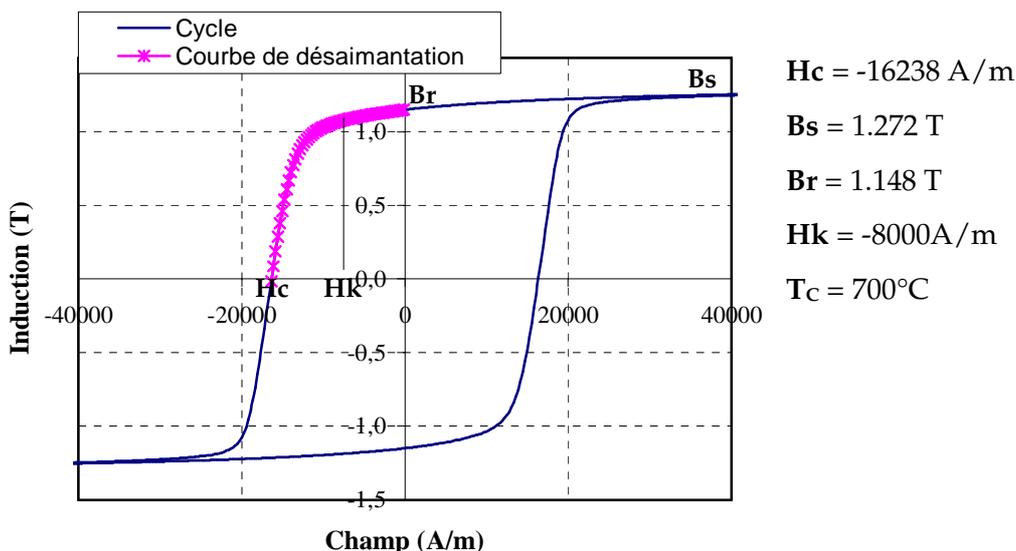


Figure V-27. Cycle B(H) et courbe de désaimantation (courbe avec x) d'un AFK 584 recuit 2H à 525°C.

Les valeurs de H_c , B_r , et B_s sont indiquées et nous remarquons la présence de H_k qui désigne le champ critique à la limite de la partie réversible de la courbe de désaimantation. A

titre informatif nous donnons en Annexe 7 des cycles B(H) du même alliage recuit à différentes températures. Ces caractéristiques sont fortement dépendantes de la température de recuit. La Figure V-28 présente l'évolution du champ coercitif en fonction de la température de recuit, et la Figure V-29 celle de l'induction rémanente. En ayant ses courbes dites de classement, nous pouvons choisir facilement l'alliage présentant Hc et Br souhaités. Cela représente un autre avantage des alliages semi rémanents pour notre application, car il est facile de trouver un compromis entre B_{rSR} et B_{sFeNi} et de faire des étiquettes de différents T_{seuil} . Les valeurs de Hc, Bs et Br pour différentes températures de recuit sont données dans le Tableau V-7.

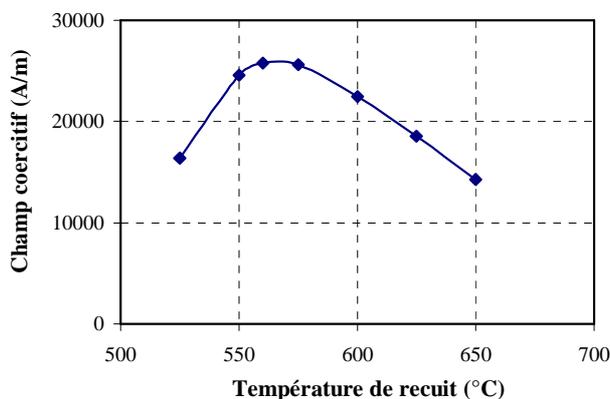


Figure V-28. Champ coercitif en fonction de la température de recuit.

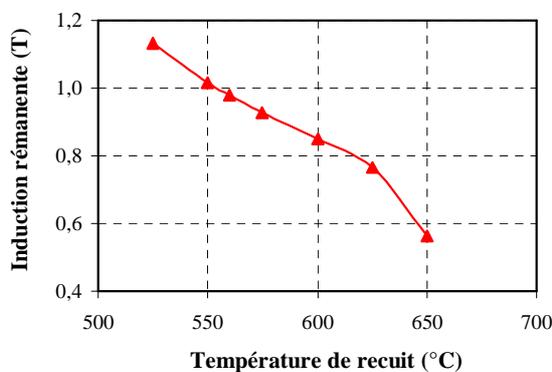


Figure V-29. Induction rémanente en fonction de la température de recuit.

Tableau V-7. Caractéristiques de l'AFK 584 pour différentes températures de recuit.

T recuit (°C)	Hc (A/m)	Bm (T)	Br (T)
525	16398	1,251	1,133
550	24596	1,130	1,017
560	25790	1,092	0,979
575	25631	1,043	0,928
600	22447	0,976	0,850
625	18547	0,915	0,766
650	14248	0,757	0,562

3.6.2.2. Détermination des droites de recul de l'AFK 584

En nous servant du dispositif montré sur la Figure V-26, nous avons effectué des mesures afin de déterminer les droites de recul que l'AFK 584 décrits lorsque le champ inverse appliqué diminue à partir d'un point de désaimantation atteint. Le protocole d'essai est donné en Annexe 9. La Figure V-30 représente l'allure des droites de recul de l'AFK 584, leur pente est déterminée d'après l'Equation [V.12].

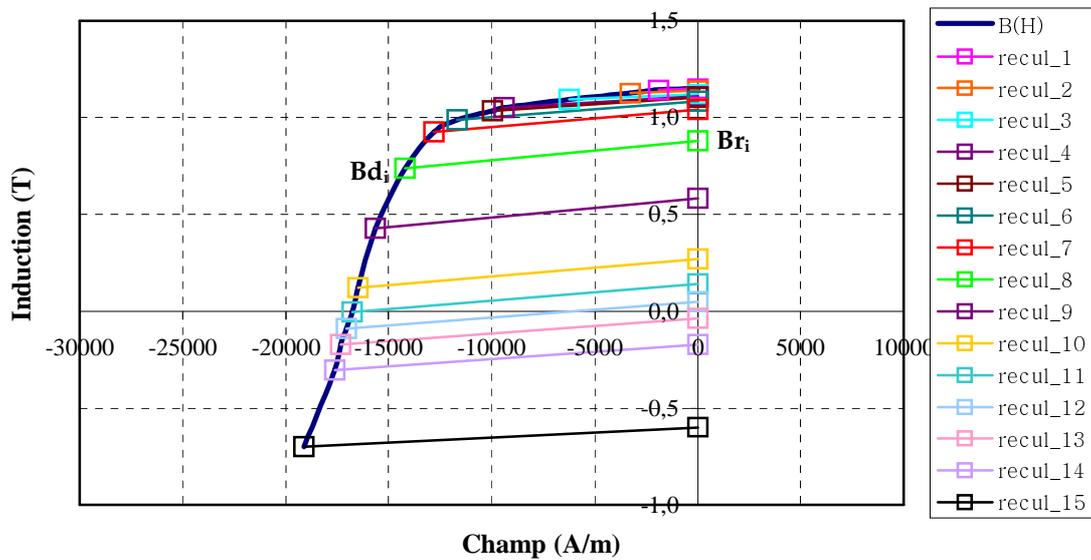


Figure V-30. Courbes de désaimantation et droites de recul mesurées avec AFK 584 recuit 2H à 525°C.

$$pente_i = \mu_0 \mu_r - dr = \frac{Bd_i - Br_i}{Hd_i - H_0}$$

i - numéro de droite de recul

Bd - point de désaimantation atteint

Br_i - induction rémanente résultante

Hd - champ démagnétisant atteint

μ_{r,dr} - perméabilité d'une droite de recul

H₀=0 - champ d'excitation nul

Equation [V.12]

Pour l'ensemble des droites de recul tracées sur la Figure V-30, la pente moyenne (le retour n'est pas parfaitement linéaire à proximité du cycle majeur) a été estimée à 7.10^{-6} et donc la perméabilité relative moyenne des droites de recul à $\mu_{r,moyDR}=6$. En ayant cette information nous pouvons désormais retrouver la valeur de *Br_i* résultante lorsque le champ inverse diminue à partir de n'importe quel point de désaimantation. Il faut alors appliquer l'Equation [V.13].

$$B_r(H) = B_{d_i}(H_{d_i}) + \mu_0 \mu_{r_{moyDR}} |H|, \text{ où } H \text{ varie de } H_{d_i} \text{ à } 0$$

Equation [V.13]

$\mu_0 \mu_{r_{moyDR}}$ – perméabilité relative moyenne des droites de recul

Il ne manque plus qu'une seule information : connaître les points de désaimantation $B_{d_i}(H_{d_i})$ atteints.

A présent, nous voulons faire une remarque très importante qui mérite d'être soulignée. La détermination des droites de recul a été faite en circuit fermé, et le champ inverse était imposé (on fixe I), parfaitement connu ($H=357 \cdot I$) et homogène sur tout le volume du matériau. Dans ce cas, chaque point de désaimantation est caractérisé par un seul couple de valeur $B(H)$, ceci est dû à l'homogénéité de B et H dans le volume.

En réalité, lorsque l'AFK 584 se retrouve seul dans l'air, le champ démagnétisant est imposé par le matériau lui-même en fonction de sa polarisation et de ses dimensions, il n'est pas facilement connu, et il n'est pas du tout homogène au sein du volume. Par conséquent, il est impératif de connaître les couples de valeurs $B_{d_i}(H_{d_i})$ en tout point du volume.

Dans le paragraphe suivant, nous allons montrer comment H_{d_i} et donc B_{d_i} atteints, peuvent être estimés en tout point du volume.

3.6.3. Etude sur la désaimantation de l'AFK 584

Dans cette partie nous allons étudier la désaimantation des bandes AFK 584 lorsqu'elles sont seules dans l'air. Trois approches sont utilisées : calculs analytiques, simulations éléments finis et expérimentation.

Afin de tenir compte de la courbe réelle de désaimantation dans les calculs et les simulations, nous devons approcher cette dernière par un modèle mathématique et le plus fidèlement possible. Trois modèles d'aimant non linéaire sont disponibles dans le logiciel Flux : Modèle I. Courbe de désaimantation décrite par H_c et B_r ; Modèle II. Courbe de désaimantation décrite par H_c , B_r et contrôle du coude ; Modèle III. Courbe de désaimantation décrite par fonction spline. Leurs définitions sont données en Annexe 7. La Figure V-31 présente la comparaison de la courbe réelle de désaimantation avec les courbes approchées par le Modèle I et II. Nous constatons que la courbe est très bien respectée par les deux modèles, avec un léger avantage pour le Modèle II qui permet de contrôler le coude. Dans la suite, nous adoptons le Modèle II, les paramètres de définition du modèle sont donnés dans le Tableau V-8.

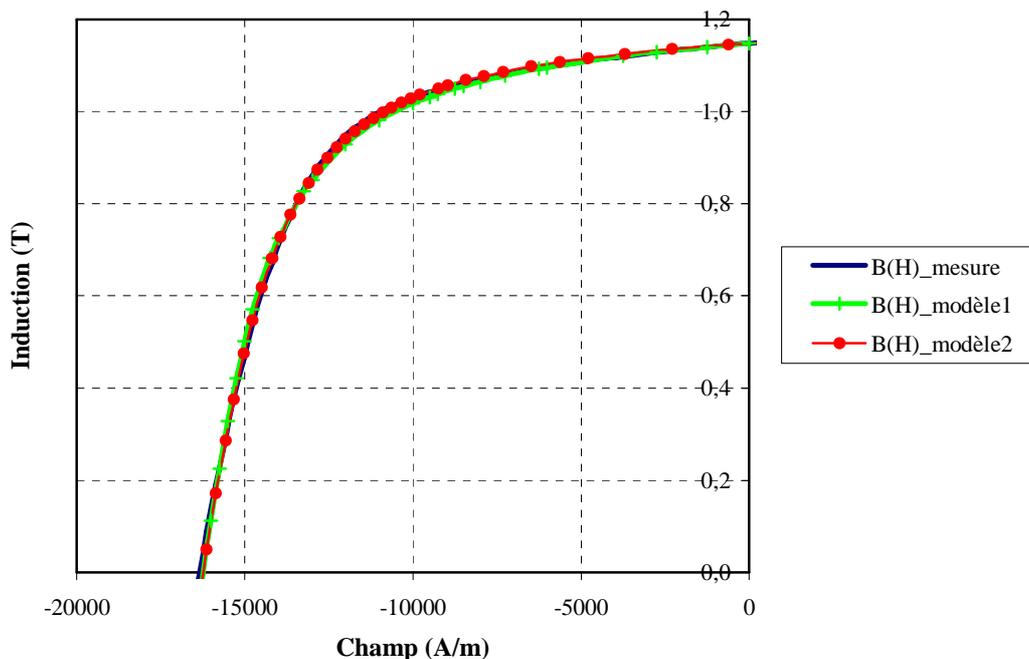


Figure V-31. Comparaison entre courbe de désaimantation mesurée et courbes de désaimantation approchées.

Tableau V-8. Paramètres du modèle de la courbe de désaimantation d'AFK 584.

Modèle	Hc (A/m)	Br (T)	μ_r	a
Modèle II	16238	1,148	350	0,29

3.6.3.1. Calculs analytiques

Les calculs analytiques ont été effectués à l'aide du logiciel Mathcad et reposent sur le modèle coulombien des charges équivalentes, c'est-à-dire on assimile un volume aimanté à deux surfaces chargées, l'une de charge + et l'autre de charge -. Ce modèle a déjà été utilisé pour calculer le champ créé dans l'air par deux aimants en face à face [AKO-1984]. Nous partons de ce calcul et nous l'adaptions au calcul du champ à l'intérieur du volume aimanté. Nous considérons dans un premier temps un volume aimanté défini par ses dimensions géométriques et son Br (Figure V-32), et nous voulons calculer le champ au sein du volume suivant X, Y, Z. Cependant c'est le champ dans la direction de Br (OX ici) qui nous intéresse.

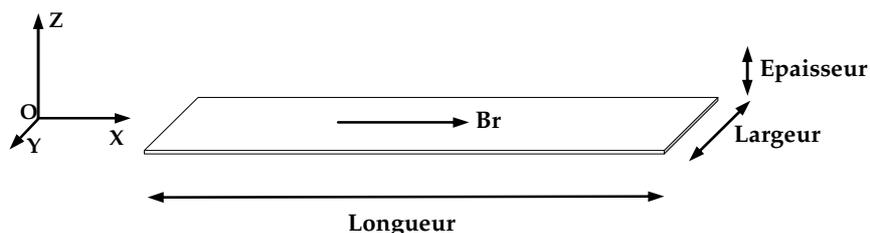


Figure V-32. Volume aimanté défini par ses dimensions géométriques et Br.

Le calcul consiste à appliquer les formulations suivantes [AKO-1984] :

$$a = \frac{\text{Longueur}}{2} \quad b = \frac{\text{largeur}}{2} \quad c = \frac{\text{Epaisseur}}{2}$$

$$S(y, i) = y - (-1)^i \cdot b \quad T(z, j) = z - (-1)^j \cdot c \quad R(x, y, z, i, j) = \sqrt{(S(y, i))^2 + (T(z, j))^2 + x^2}$$

$$Ex(x, y, z, i, j) = \arctan \left[S(y, i) \cdot \frac{T(z, j)}{R(x, y, z, i, j) \cdot x} \right] \quad Ey(x, y, z, i, j) = \ln(R(x, y, z, i, j) - S(y, i))$$

$$Ez(x, y, z, i, j) = \ln(R(x, y, z, i, j) - T(z, j))$$

$$Hx(x, y, z) = \frac{Br}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}} \cdot \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} \cdot Ex(x-a, y, z, i, j) - \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} \cdot Ex(x+a, y, z, i, j) \right]$$

$$Hy(x, y, z) = \frac{Br}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}} \cdot \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 [(-1)^{i+j} \cdot (Ey(x, y-b, z, i, j) - Ey(x, y+b, z, i, j))] \right]$$

$$Hz(x, y, z) = \frac{Br}{4 \cdot \pi \cdot 10^{-7}} \cdot \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 [(-1)^{i+j} \cdot (Ez(x, y, z-c, i, j) - Ez(x, y, z+c, i, j))] \right]$$

Ces formulations permettent de calculer le champ en tout point (x,y,z) selon les axes OX, OY, OZ en fonction des dimensions du matériau et de sa polarisation. En revanche, Br est supposé homogène sur tout le volume, or nous avons déjà mentionné que pour un circuit ouvert ceci n'est nullement le cas : Hd et Br sont mutuellement dépendants et dès que l'un change l'autre change aussi et ce phénomène couplé continue jusqu'à ce qu'un équilibre soit établi. Par conséquent, nous considérons le calcul fait en supposant l'aimantation homogène insuffisant voire incorrect pour estimer correctement la désaimantation.

Afin de calculer avec précision la désaimantation il est nécessaire d'effectuer un calcul par itérations, c'est-à-dire prendre en compte que les variations de Hd impliquent celles de Br et vis versa jusqu'à ce qu'une précision suffisante soit atteinte. Pour cela nous avons discrétisé le volume aimanté afin de pouvoir définir une matrice des valeurs Br. La Figure V-33 montre le volume aimanté discrétisé en MxNxQ sous volumes, où N correspond au nombre de sous volumes suivant la longueur, M suivant la largeur, et Q suivant l'épaisseur.

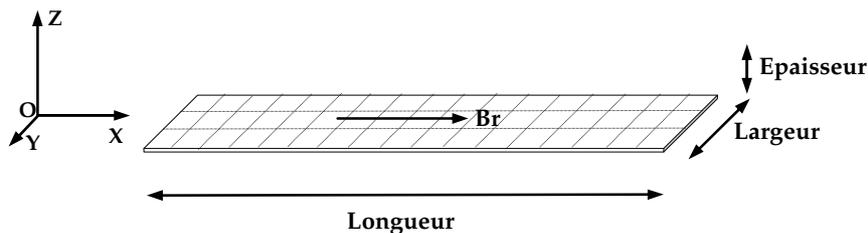


Figure V-33. Volume aimanté discrétisé.

Nous avons également défini des repères locaux au centre de chaque sous volume, d'après l'Equation [V.14].

$$\begin{aligned}
 Ox(n) &= (2n-1-N) \cdot \frac{L}{2.N} & n &\in [1; N] \\
 Oy(m) &= (2m-1-M) \cdot \frac{l}{2.M} & m &\in [1; M] \\
 Oz(q) &= (2q-1-Q) \cdot \frac{e}{2.Q} & q &\in [1; Q]
 \end{aligned}
 \quad \begin{array}{l}
 L - \text{longueur} \\
 l - \text{largeur} \\
 e - \text{épaisseur}
 \end{array}
 \quad \text{Equation [V.14]}$$

Le champ créé par un sous volume est calculé de la même manière que pour le volume entier en utilisant les formulations ci-dessus et en remplaçant les coefficients a, b et c comme suit :

$$a = \frac{L}{2.N} \quad b = \frac{l}{2.M} \quad c = \frac{e}{2.Q}$$

Alors, le champ démagnétisant créé en un point (x,y,z) par un sous volume de polarisation Br dans la direction de la polarisation (axe OX) est donné par l'Equation [V.15].

$$Hdx(x, y, z) = \frac{Br}{4.\pi.10^{-7}} \cdot \left[\sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} .Ex(x-a, y, z, i, j) - \sum_{i=0}^1 \sum_{j=0}^1 (-1)^{i+j} .Ex(x+a, y, z, i, j) \right] \quad \text{Equation [V.15]}$$

Le calcul de Hd en tout point du volume intégral, doit tenir compte non seulement du champ créé par le sous volume auquel appartient le point en question, mais également des champs créés par tous les autres sous volumes. Ainsi, le champ en n'importe quel point du volume doit résulter de la contribution de tous les sous volumes. Nous faisons ce calcul à l'aide de l'Equation [V.16]. Nous remarquons que Hdx est fonction de B et B est fonction de Hdx. Nous faisons également attention que B est désormais représentée par une matrice de dimensions MxNxQ où chaque élément désigne l'induction au sein d'un sous volume.

$$Hdxtotal(X, Y, Z) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \sum_{q=1}^Q B_{n,m,q} \cdot \frac{Hdx}{Br} [X - Ox(n), Y - Oy(m), Z - Oz(q)] \quad \text{Equation [V.16]}$$

La méthodologie du calcul itératif de Hd et B est représentée sur la Figure V-34.

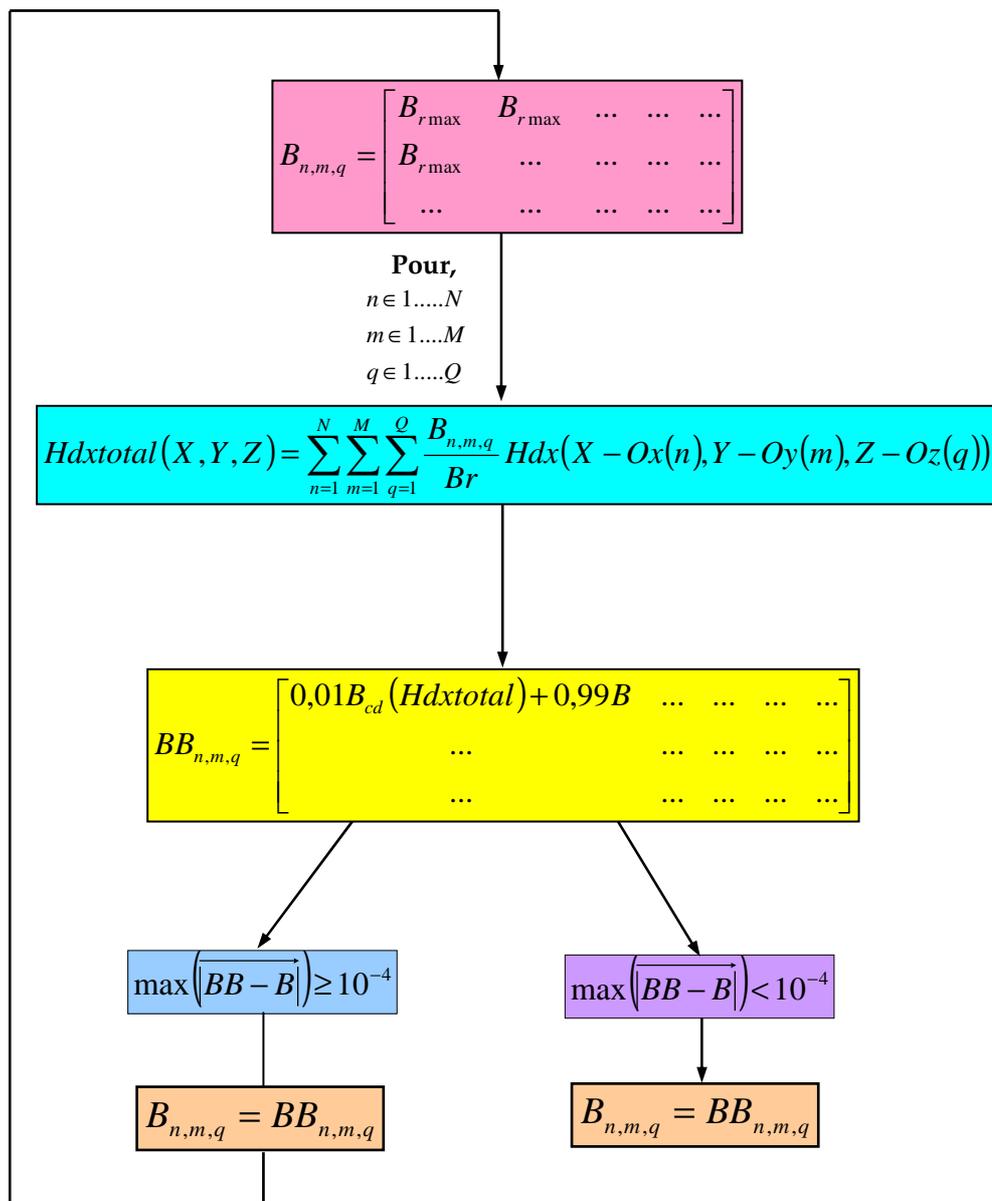


Figure V-34. Méthodologie du calcul de Hd et B par itérations.

Lors de la première itération la matrice $B_{m,n,q}$ est remplie de $B_{r\max}$. On calcule $H_{dxtotal}$ en fonction de $B_{m,n,q}$ et en tout point du volume. Ensuite on remplit une deuxième matrice $BB_{m,n,q}$ avec $0.01B_{cd}(H_{dxtotal}) + 0.99B$, où les valeurs $B_{cd}(H_{dxtotal})$ sont retrouvées sur la courbe réelle de désaimantation (représentée ici par un modèle mathématique) en fonction du $H_{dxtotal}$ calculé. Ainsi, on recalcule $H_{dxtotal}$ et on remplit $B_{m,n,q}$ jusqu'à ce qu'une précision de 10^{-4} soit atteinte. La matrice finale $B_{m,n,q}$ contient un ensemble de points de désaimantation et non pas un seul point comme c'était le cas pour une désaimantation uniforme. Les couples de points $B(H_d)$ peuvent être superposés sur la courbe de désaimantation afin de visualiser

l'état de désaimantation (Figure V-37).

Présentons maintenant quelques résultats des calculs analytiques. Tout d'abord nous voulons mettre en évidence l'importance du calcul de H_d par itérations surtout dans le cas des SR plus courts. La Figure V-35 représente les résultats des calculs, avec et sans itérations, du champ démagnétisant d'un AFK 584 de longueur 100 mm. La courbe "sans itérations" est obtenue par calcul direct à l'aide de l'Equation [V.15] et la courbe "itérations" est obtenue par calcul itératif à l'aide de l'Equation [V.16].

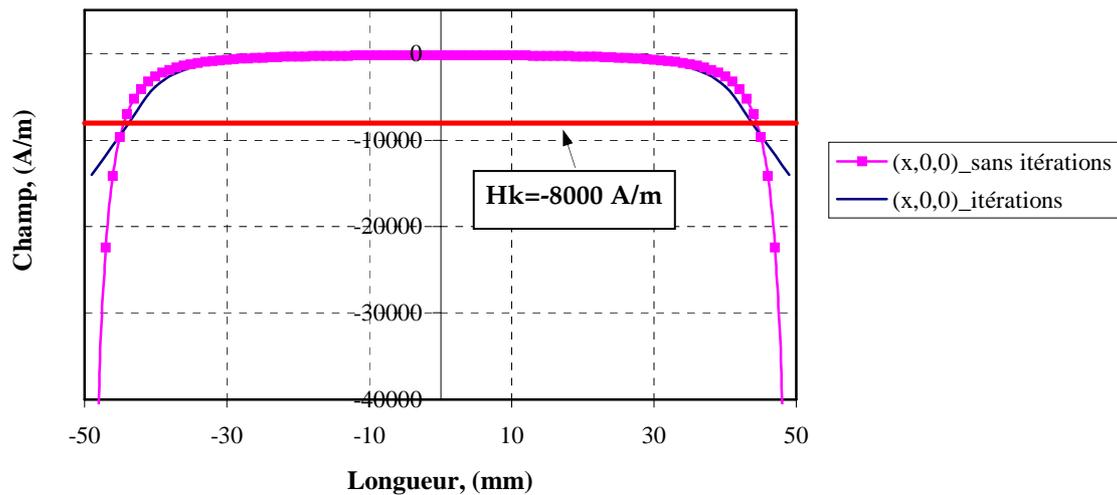


Figure V-35. Champs démagnétisants calculés, avec et sans itérations, d'un SR ($L=100$ mm).

Les résultats relatifs à un AFK 584 de longueur 20 mm sont donnés sur la Figure V-36. Toutes les courbes sont tracées en fonction de la longueur au centre du volume ($y=z=0$). Nous constatons que dans le cas d'un SR long, les résultats des calculs, avec et sans itérations, ne diffèrent pas beaucoup. En revanche, dans le cas d'un SR court, H_d calculé sans itérations est largement surestimé par rapport au H_d obtenu avec le calcul itératif.

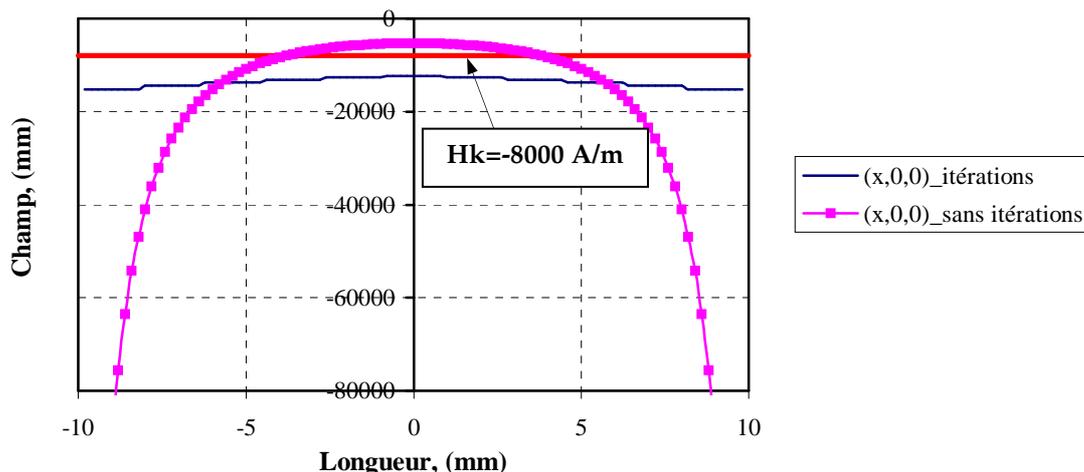


Figure V-36. Champs démagnétisants calculés, avec et sans itérations, d'un SR (L=20mm).

Sur les deux figures précédentes (Figure V-35 et Figure V-36), nous avons également désigné la valeur de H_k (rappel $H_k = -8000$ A/m) afin d'estimer l'impact de H_d sur la désaimantation. Dans le premier cas (Figure V-35) nous remarquons que le H_d calculé, que ce soit avec ou sans itérations, est inférieur à H_k presque sur toute la longueur de la bande. Donc, le matériau ne se désaimante pas. En revanche, dans le deuxième cas (Figure V-36), H_d calculé (nous considérons celui calculé par itérations) est supérieur à H_k et cela sur toute la longueur de la bande. Donc, le matériau se désaimante.

Sur la Figure V-37 nous présentons les points de désaimantation (couples $B(H_d)$) calculés par itérations dans le cas de SR (100 mm) et SR (20 mm). Les points de désaimantation sont superposés sur la courbe de désaimantation.

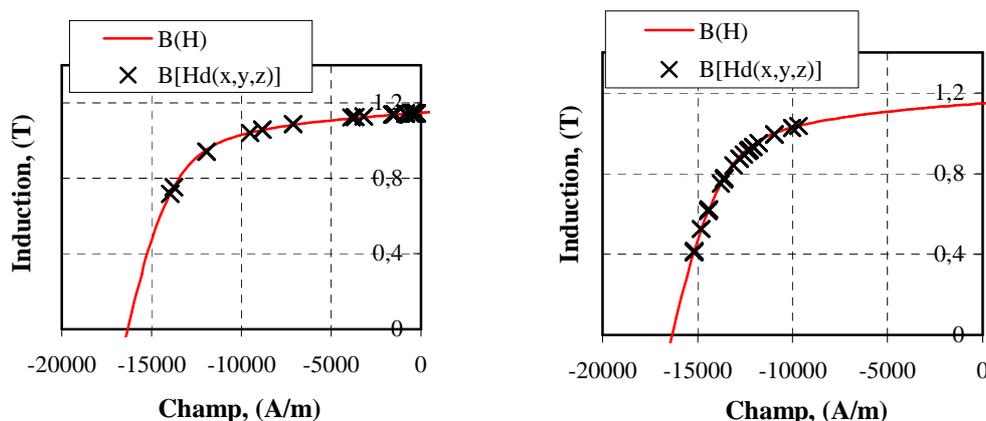


Figure V-37. Points de désaimantation $B(H_d)$ calculés et superposés sur la courbe de désaimantation d'un SR de 100 mm (figure à gauche) et de 20 mm (figure à droite).

Nous voyons que dans le premier cas les points sont essentiellement concentrés dans la partie réversible de la courbe (le SR ne se désaimante pas), alors que dans le second cas ils sont situés au niveau du coude ou plus bas (le SR se désaimante). L'impact des dimensions géométriques est une fois de plus mis en évidence et il est évident que plus on réduit la longueur, plus les points descendront bas sur la courbe et plus la désaimantation sera importante. A partir des points de désaimantation calculés il suffit de tracer les droites de recul Equation [V.13] pour trouver les valeurs de B_r auxquelles le SR retombera si H_d diminue.

3.6.3.2. Simulations

Parallèlement aux calculs analytiques, nous avons effectué des simulations éléments finis en 3D à l'aide du logiciel Flux3D. Il s'agit de simuler le comportement en magnétostatique de bandes AFK 584 de longueurs différentes se trouvant toutes seules dans l'air. Le même modèle mathématique (Tableau V-8) a été utilisé pour approcher la courbe réelle de désaimantation de l'AFK 584. Les dimensions géométriques du matériau sont : Largeur 5,5 mm ; Epaisseur 0,6 mm ; Longueur [100, 20 et 10 mm].

Sur la Figure V-38 nous présentons, sur la même échelle, les dégradés du champ démagnétisant des trois bandes AFK 584 de longueurs différentes. L'agrandissement des figures présente les directions du vecteur B (flèche foncées) et du vecteur H_d (flèches claires). Dans le cas de la bande 100 mm le champ démagnétisant et donc la désaimantation sont importants seulement aux extrémités, soit environ 30% de la longueur, et la polarisation maximale est conservée maximale et uniforme sur environ 70% du volume. En revanche, dans le cas des bandes 20 et 10 mm le champ démagnétisant est très important dans tout le volume et sa répartition n'est pas uniforme. Nous pouvons voir sur les figures agrandies l'opposition des flèches de H à celles de B .

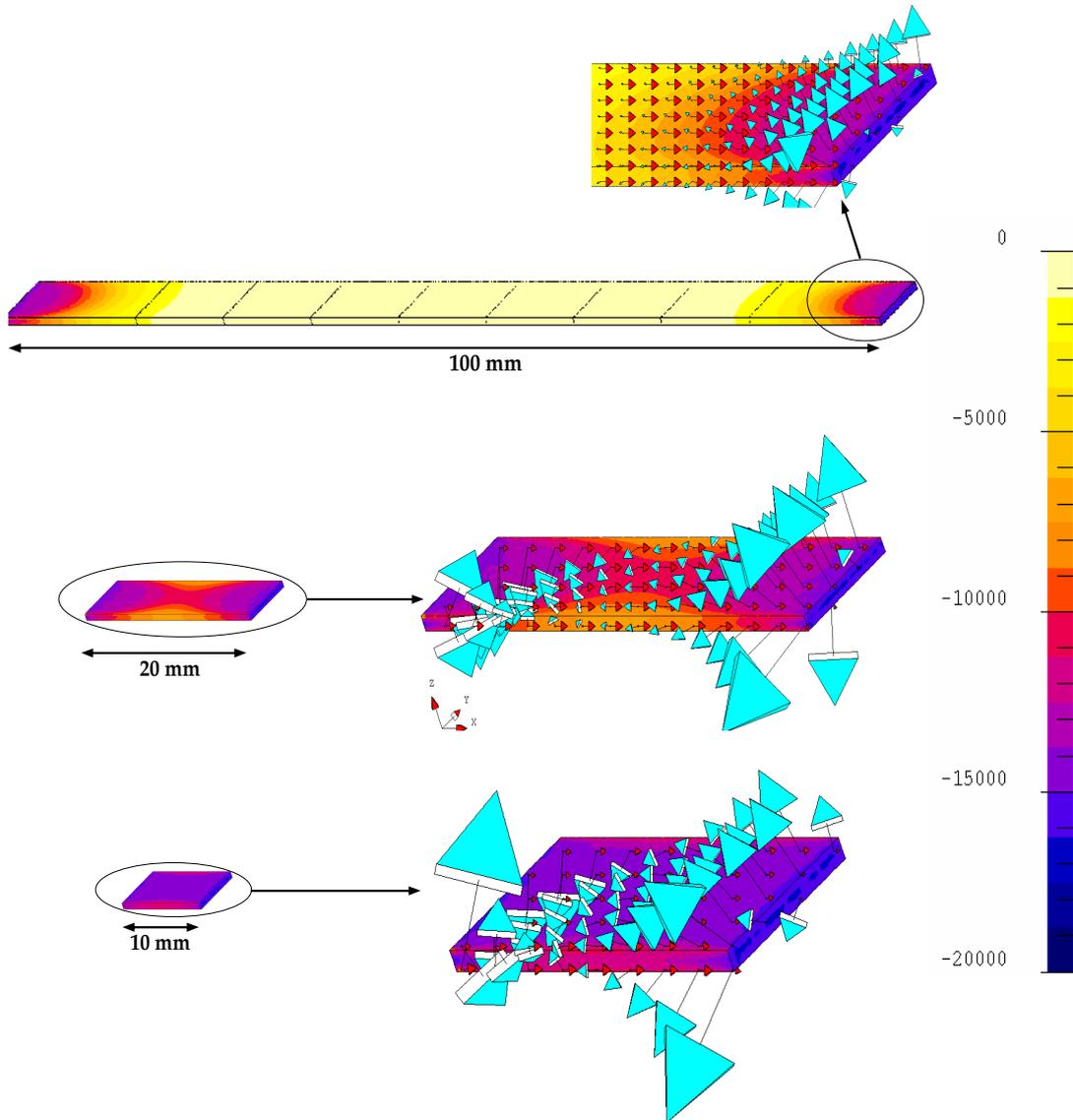


Figure V-38. Dégradés du champ démagnétisant de trois bandes AFK 584 de longueurs différentes et superposition de la direction de B (flèches foncées) et H (flèches claires).

Nous avons comparé les résultats, à savoir l'estimation de H_d et des points de désaimantation $B(H_d)$, donnés par Flux3D avec ceux obtenus avec Mathcad. La Figure V-39 compare les champs démagnétisants estimés avec les deux logiciels pour deux bandes AFK 584 de longueurs 100 et 20 mm. Les courbes représentées sur les figures sont tracées suivant la longueur (axe OX) au centre du volume, soit $H_d(x, 0, 0)$. Nous constatons que les résultats donnés par les deux logiciels sont pratiquement identiques.

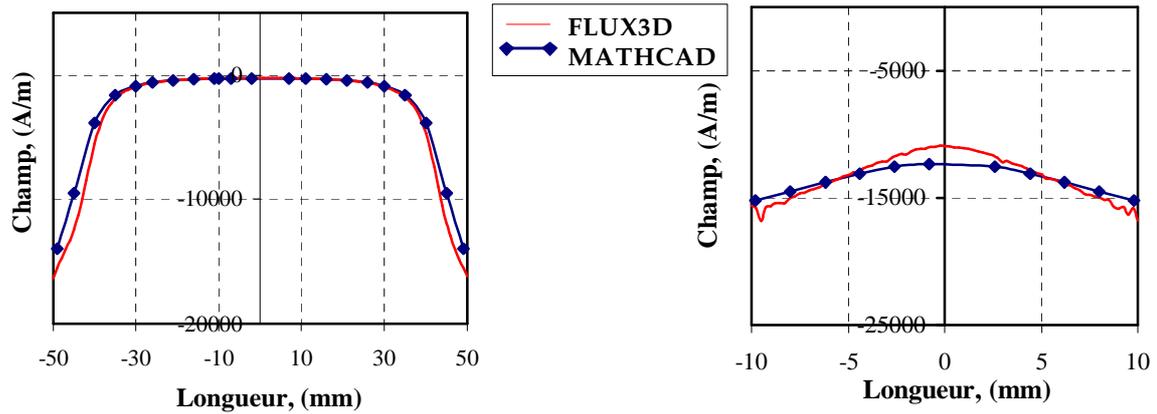


Figure V-39. Comparaison des champs démagnétisants estimés avec Mathcad et Flux3D pour deux bandes AFK 584 de longueurs 100 (figure à gauche) et 20 mm (figure à droite).

L'écart un peu plus élevé pour le cas du SR de 20 mm peut s'expliquer par le calcul du Hd limité à l'axe OZ dans le cas de Mathcad, alors que l'on observe des champs orientés suivant Ox et Oy sur la Figure V-38 donnée par Flux3D.

Il en est de même pour les points de désaimantation B(Hd) comparés sur la Figure V-40 et la Figure V-41. Dans les deux cas présentés nous avons estimé et tracé des points de désaimantation correspondant à la moyenne de Hd et B sur tous les sous volumes.

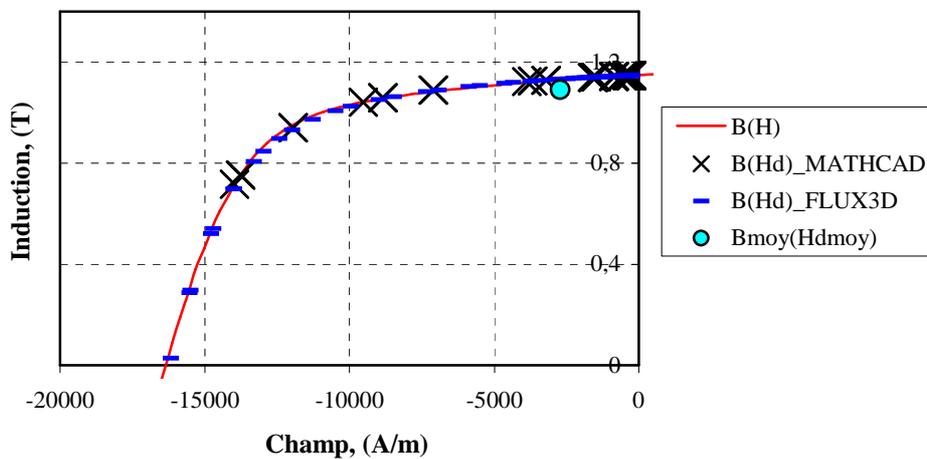


Figure V-40. Comparaison des points de désaimantation B(Hd) donnés par Mathcad et Flux3D pour une bande AFK 584 de longueur 100 mm.

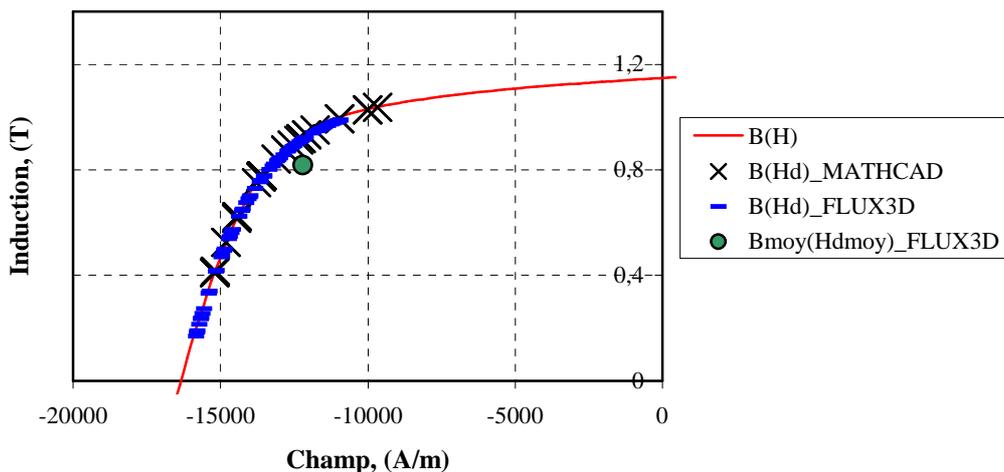


Figure V-41. Comparaison des points de désaimantation B(Hd) donnés par Mathcad et Flux3D pour une bande AFK 584 de longueur 20 mm.

3.6.3.3. Expérimentation

La désaimantation d'un AFK 584 de dimensions données peut également être estimée expérimentalement en mesurant la polarisation moyenne du volume aimanté.

Nous avons utilisé une méthode qui consiste à mesurer par extraction le flux induit par le passage de l'AFK 584 dans une bobine de mesure reliée à un intégrateur. Les dimensions (L et Ø) ainsi que le nombre de spires N_B de la bobine sont indiquées sur la Figure V-42.

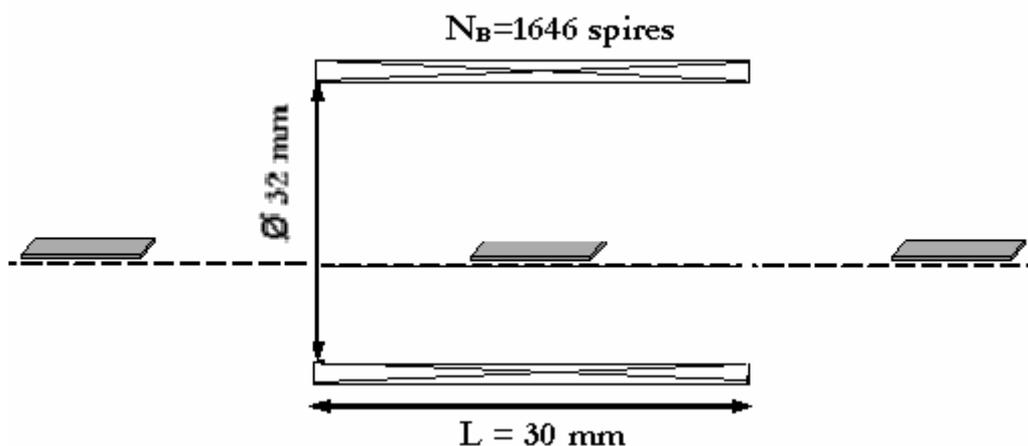


Figure V-42. Bobine utilisée pour les mesures d'induction moyenne par extraction.

L'intégrateur en sortie permet de s'affranchir de la vitesse d'extraction et donne directement accès au flux induit par l'AFK 584. En connaissant le flux induit par une bande, nous pouvons remonter par calcul à sa valeur de B_{moy}. Nous avons fait des mesures avec plusieurs bandes AFK 584 ayant toutes la même épaisseur et même largeur mais différentes

longueurs. Notre objectif est d'une part de remplir un tableau de valeurs définissant $B_{moy}=f(L_{SR})$, et d'autre part de comparer les résultats expérimentaux avec les résultats des simulations et des calculs analytiques. Nous précisons que chaque bande doit être aimantée avant la mesure.

Les mesures par extraction ont été faites sur une première série d'échantillons d'AFK 584 ayant les dimensions suivantes : Epaisseur (e_{SR})=0.5 mm ; Largeur (l_{SR})=4 mm ; et Longueur (L_{SR})=[10 ; 15 ; 20 ; 50 ; 100 mm]. Les valeurs de flux mesurées pour les différentes longueurs de bandes AFK 584 sont données dans le Tableau V-9. Nous précisons que $\Phi_{mesuré}$ est le flux induit par l'AFK 584 dans la bobine.

Tableau V-9. Flux mesuré par extraction pour différentes longueurs de bandes AFK 584.

L_{SR} (mm)	$\Phi_{mesuré}$ (μWb)
10	490
15	846
20	1260
50	2830
100	3360

Pour remonter à la valeur de B_{moy} , il est possible d'appliquer soit la loi de Faraday (Equation [V.17]), soit l'équivalence du moment magnétique (Equation [V.18]). Le choix dépend de la longueur de la bande AFK 584 par rapport à la longueur de la bobine de mesure, si la bande est bien plus longue que la bobine l'Equation [V.17] doit être utilisée, et si elle est bien plus courte c'est l'Equation [V.18] qui fait foi, en revanche le cas intermédiaire de bande aussi longue que la bobine ne peut être traité par aucune des deux équations.

$$B_{moy} = \frac{\Phi_{mesuré}}{S_{SR} N_B} \quad \text{Equation [V.17]}$$

$$B_{moy} = \frac{\Phi_{mesuré} \mu_0}{k_B V_{SR}}, \text{ où } k_B = \frac{\mu_0 N_B}{D_B} \quad \text{Equation [V.18]}$$

k_B – coefficient de la bobine
 N_B – nombre de spires de la bobine, ($N_B=1646$)
 D_B – diamètre intérieur de la bobine, ($D_B=32$ mm)
 V_{SR} – volume du semi rémanent

Or, nous avons utilisé une bobine de longueur 30 mm (Figure V-42) et 5 bandes de longueurs [10 ; 15 ; 20 ; 50 ; 100]. Les échantillons de 100 et 10 mm ne posent aucun problème et les mesures faites avec eux sont exploitées correctement en appliquant l'Equation [V.17]

pour le 100 mm et l'Equation [V.18] pour le 10 mm. La mesure faite avec l'échantillon de 20 mm ne peut pas être exploitée correctement avec aucune des deux équations. Le flux mesuré avec l'échantillon de 15 mm est exploité avec l'Equation [V.18] mais le résultat est considéré incertain car la longueur de l'échantillon est juste à la limite entre un cas exploitable et un cas non exploitable. La situation est la même pour l'échantillon de 50 mm qui est traité avec l'Equation [V.17] mais le résultat est incertain. Afin de mettre en évidence l'impact du choix de l'équation sur l'exploitation des mesures, nous comparons dans le Tableau V-10 les valeurs de B_{moy} calculées avec les deux équations, où : ☺ désigne B_{moy} correcte ; ☹ signifie que la valeur de B_{moy} est franchement sous estimé ; ☺ désigne B_{moy} légèrement sous estimé ; et le cas de figure qui ne peut être exploité correctement avec aucune des deux équations est représenté en couleur foncée (les deux valeurs sont sous estimées).

Tableau V-10. Valeurs de B_{moy} mesurées pour différentes longueurs de bandes AFK 584 : ☺=correct ; ☹ - incorrect ; ☺ - presque correct.

L_{SR} , (mm)	$B_{moy_mesurée}$, (T) (Equation [V.17])	$B_{moy_mesurée}$, (T) (Equation [V.18])
10	0.149 ☹	0.476 ☺
15	0.257 ☹	0.548 ☺
20	0.383	0.612
50	0.860 ☺	0.550 ☹
100	1.021 ☺	0.327 ☹

Enfin, dans le Tableau V-11 nous comparons les résultats expérimentaux (seules les valeurs de B_{moy} correctes et presque correctes sont prises en comptes) avec les résultats des simulations et des calculs analytiques.

Tableau V-11. Comparaison B_{moy} mesures, simulations, et calculs analytiques.

L_{SR} , (mm)	$B_{moy_mesures}$, (T)	$B_{moy_simulations}$, (T)	$B_{moy_calculs}$, (T)
10	0.476 ☺	0.553	0.49
15	0.548 ☺	0.792	0.735
20	>0.62	0.906	0.874
50	0.860 ☺	1.056	1.045
100	1.021 ☺	1.102	1.097

Nous remarquons que les seules grandes différences entre mesures d'une part, et simulations et calculs d'autre part, apparaissent pour les cas que nous avons considéré les mesures comme presque correctes (15 et 50 mm). Les valeurs de B_{moy} calculées, simulées et mesurées sont assez proches dans le cas des bandes de 10 et 100 mm.

3.6.4. Assemblage du circuit (SR+FeNi)

Le circuit assemblé est représenté sur la Figure V-43, il contient une bande SR entourée de trois cadres SP302+ (un cadre d'épaisseur 0,6 mm et deux d'épaisseur 0,15 mm, l'un au-dessus et l'autre au-dessous du cadre de 0,6 mm). Les cadres de 0,15 mm sont légèrement plus longs que celui de 0,6 mm (Figure V-43) et ils "pincent" les extrémités de la bande AFK 584. Ceci permet d'améliorer la fermeture du circuit et la canalisation du flux. Les dimensions des matériaux sont indiquées, ainsi que le nombre de spires au bobinage primaire ($N_p=33$) et secondaire ($N_s=45$).

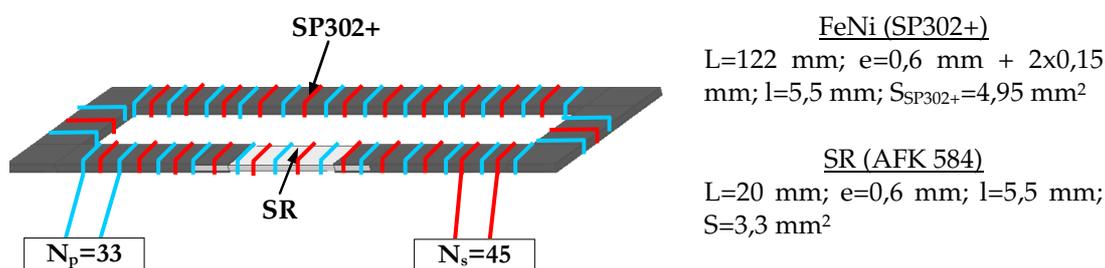


Figure V-43. Circuit assemblé.

Une fois le circuit assemblé on procède à son aimantation. Nous soulignons que l'aimantation doit impérativement être faite sur l'ensemble (AFK 584+SP302+) et à $T^{\circ}C < T_{seuil}$. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si on aimante l'AFK tout seul avant de l'intégrer dans le circuit, il se désaimantera d'avance jusqu'à la valeur que nous voulons atteindre après le dépassement de T_{seuil} . En aimantant le circuit assemblé, nous comptons que dans un premier temps et si $T^{\circ}C < T_{seuil}$ le SP302+ canalise le flux et empêche la désaimantation précoce de l'AFK, et que la désaimantation de l'AFK ne survienne que si $T^{\circ}C$ dépasse T_{seuil} .

3.6.5. Simulations en magnétostatique du circuit complet (SR+FeNi)

Nous avons simulé le comportement du circuit complet en magnétostatique à l'aide du logiciel Flux3D. La Figure V-44 présente, sur la même échelle, l'induction dans le circuit pour les deux étapes : a) $T^{\circ}C < T_{seuil}$ et b) $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$. Dans le premier cas, le matériau SP302+ canalise le flux et l'AFK ne se désaimante pas. D'après les simulations, B_{SP302+} vaut 0.65 T environ et correspond bien aux 90% de B_s que nous souhaitons, et B_{moy_SR} est égal à 1,1 T ce qui est pratiquement la valeur de B_r . En revanche dans le cas où $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$, ce qui correspond à l'état paramagnétique du SP302+, le SR se retrouve pratiquement tout seul dans l'air et B_{moy_SR} vaut désormais 0.836 T.

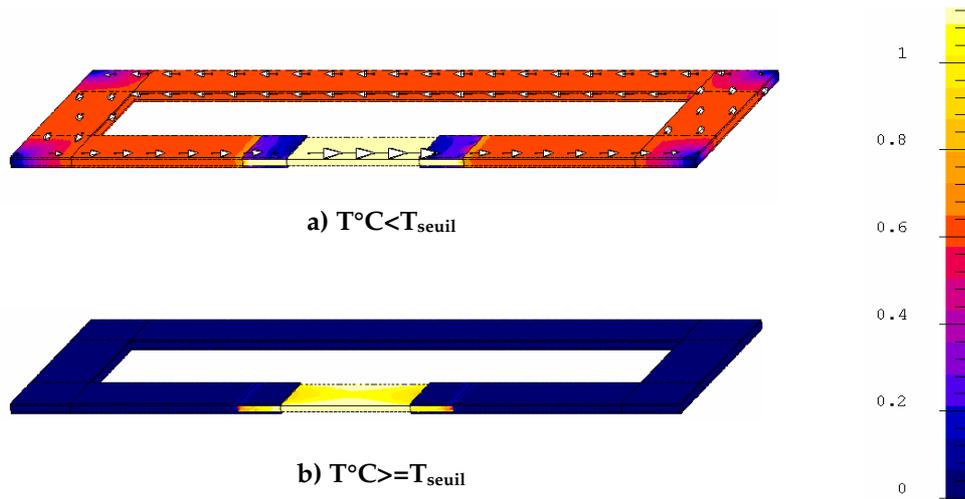


Figure V-44. Induction dans le circuit : a) $T^{\circ}C < T_{seuil}$; b) $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$.

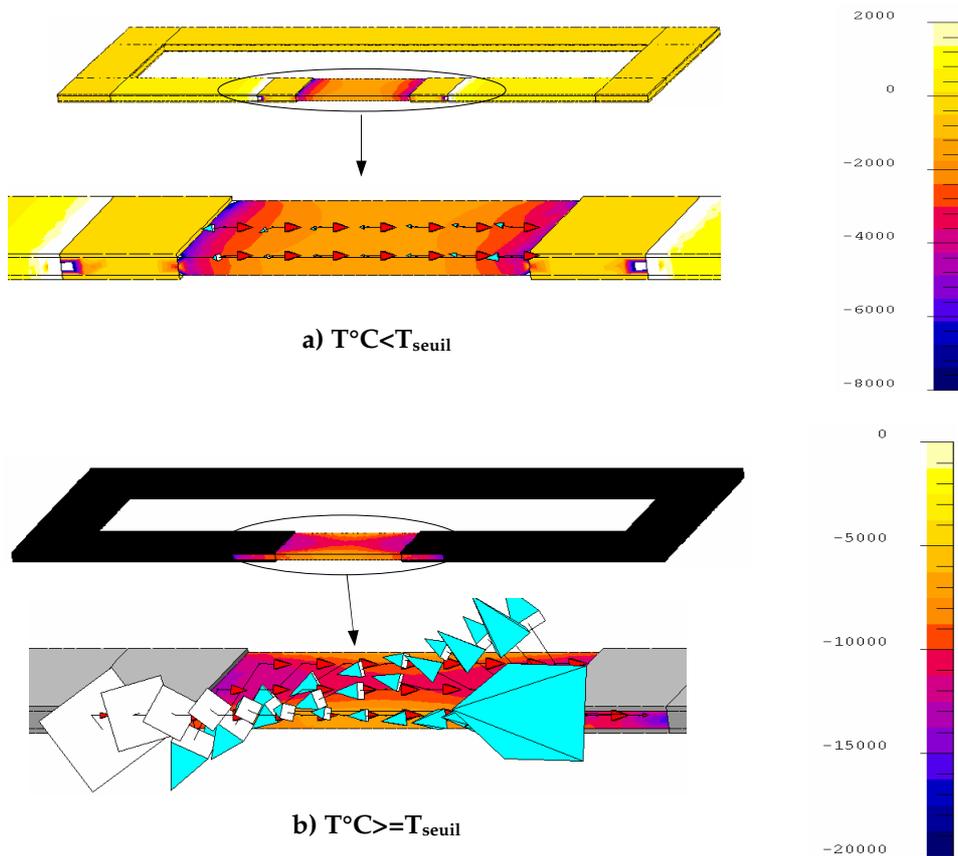


Figure V-45. Champ dans le circuit et superposition de B (flèches foncées) H (flèches claires) dans l'AFK : a) $T^{\circ}C < T_{seuil}$; b) $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$.

La Figure V-45 représente, sur des échelles différentes, les champs qui règnent dans le circuit pour les deux étapes : a) $T^{\circ}C < T_{seuil}$ et b) $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$.

En faisant un agrandissement sur l'AFK nous distinguons les flèches de B (foncées) et de Hd (claires) : dans le premier cas Hd est négligeable et on n'observe pas l'opposition de B et Hd ; en revanche dans le second cas Hd est très important et s'oppose à B, d'où l'allure des flèches sur la Figure V-45, (b).

La valeur moyenne du champ démagnétisant dans l'AFK ($H_{d_{moySR}}$) vaut dans le premier cas -1975 A/m et est inférieur à H_k (-8000 A/m) et dans le second il vaut -12000 A/m, donc supérieur à H_k .

Ainsi, nous avons déterminé les couples de valeurs $B_{moy_SR}(H_{d_{moySR}})$ correspondant aux deux étapes $T^{\circ}C < T_{seuil}$ et $T^{\circ}C \geq T_{seuil}$. Sur la Figure V-46 nous superposons ces points à la courbe réelle de désaimantation.

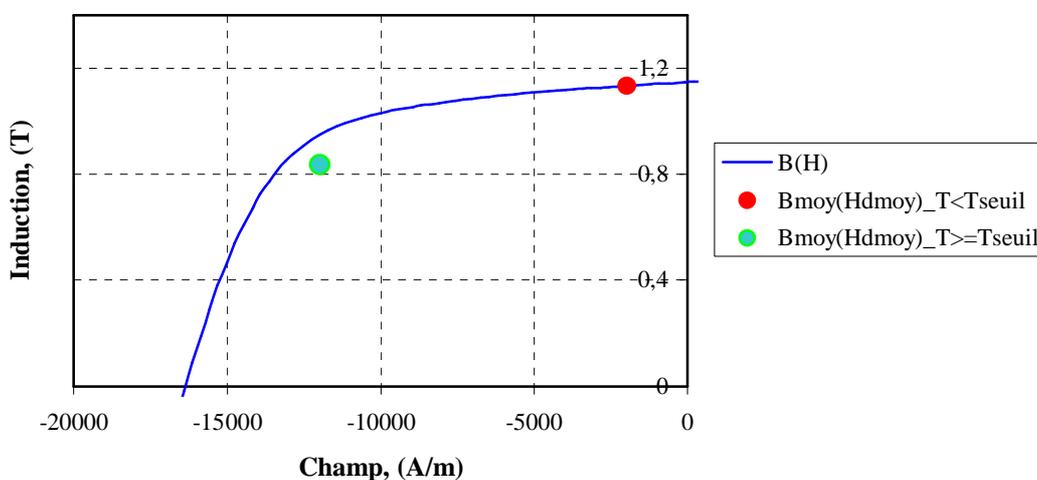


Figure V-46. Superposition des points $B_{moy_SR}(H_{d_{moySR}})$ _Flux3D, caractérisant le prototype (AFK584+SP302+) pour différentes températures, sur la courbe de désaimantation.

3.6.6. Mesure de l'effet mémoire en statique

Les mesures ont été effectuées au Centre de recherche d'Imphy Alloys à l'aide d'un banc de caractérisation en continu. Nous utilisons le circuit complet présenté sur la Figure V-43 et nous distinguons trois cas de figures :

- ❖ Mesure I : à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ avec circuit non polarisé (SR pas encore aimanté) ;
- ❖ Mesure II : à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ avec circuit polarisé (SR aimanté dans le circuit assemblé) ;
- ❖ Mesure III : à $T^{\circ}C < T_{seuil}$ (après avoir dépassé T_{seuil}).

Pour chacun des cas de figures nous mesurons en continu des cycles B(NI), où les différents NI souhaités sont imposés par des sauts de courants et sont répartis dans l'ensemble du circuit comme suit : $NI = H_{TOTAL}L_{CIRCUIT} = H_{SR}L_{SR} + H_{FeNi}L_{FeNi}$, où la longueur totale du circuit $L_{circuit}$ est de 142 mm ($L_{SR} = 20$ mm et $L_{FeNi} = 122$ mm) et N contient 33 spires. Les variations de

flux sont mesurées via un intégrateur et on déduit les valeurs de B comme suit : $B = \Phi_{\text{mesuré}} / S_{\text{circuit}}$, où $S_{\text{circuit}} = S_{\text{FeNi}} = 4.95 \text{ mm}^2$. Un étuve thermique a été utilisée pour chauffer le circuit complet jusqu'à T_{CFeNi} et pour le refroidir ensuite. L'aimantation du circuit complet a été effectuée à l'aide d'un électroaimant et pour la désaimantation un banc de désaimantation a été utilisé. Pour chaque cas de figure les mesures ont été refaites deux fois.

Résultats de la Mesure I :

La Figure V-47 présente des cycles B(NI) mesurés (mesures refaites deux fois) à $T_{\text{ambiante}} (25^\circ\text{C})$ avec un circuit non polarisé.

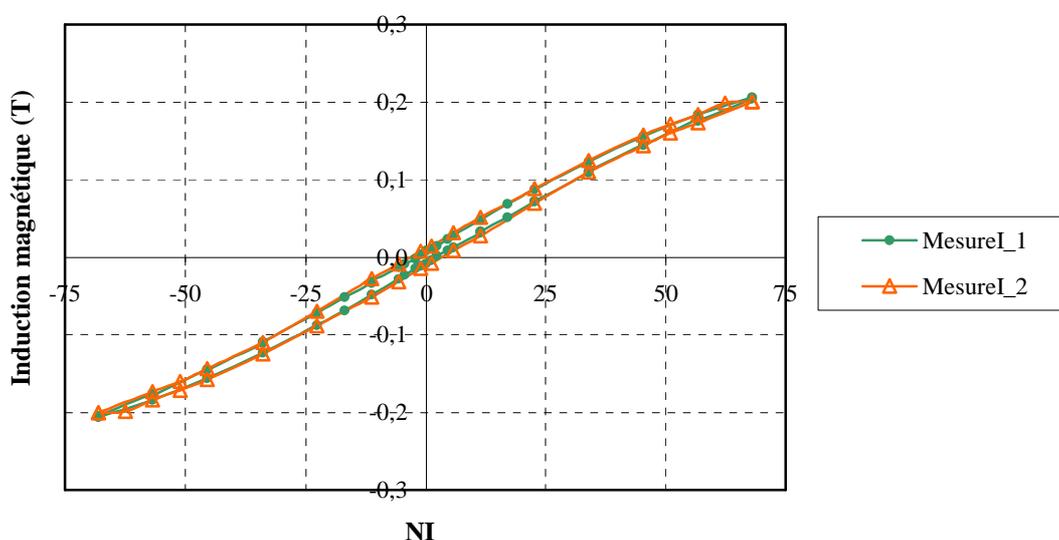


Figure V-47. Cycles B(NI) mesurés à T_{ambiante} avec un circuit non polarisé.

Dans le cas d'un circuit non polarisé ($B_{r,SR} = 0$), on décrit des cycles dans la partie linéaire du cycle B(H) du FeNi. L'indice "r" de $B_{r,SR}$ désigne l'induction imposée par le SR dans le FeNi, c'est-à-dire ramenée avec le rapport S_{SR} / S_{FeNi} . Une représentation schématique de l'interrogation du FeNi est donnée sur la Figure V-48.

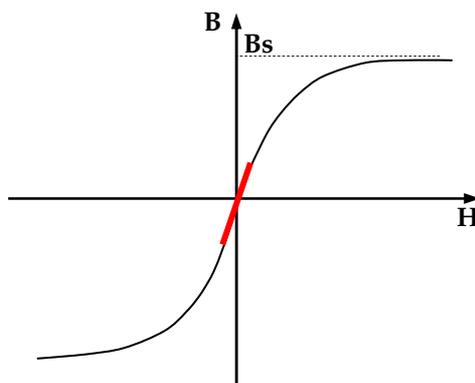


Figure V-48. Représentation schématique de l'interrogation du FeNi non polarisé.

Résultats de la Mesure II :

La Figure V-49 présente des cycles B(NI) mesurés (mesures refaites deux fois) à $T_{\text{ambiante}}(25^{\circ}\text{C})$ avec un circuit polarisé (SR aimanté dans le circuit assemblé). Dans ce cas, le SR polarise le circuit en FeNi et les cycles sont tracés autour d'un point de polarisation ($B_{r1_SR} \neq 0$) indiqué sur la Figure V-49.

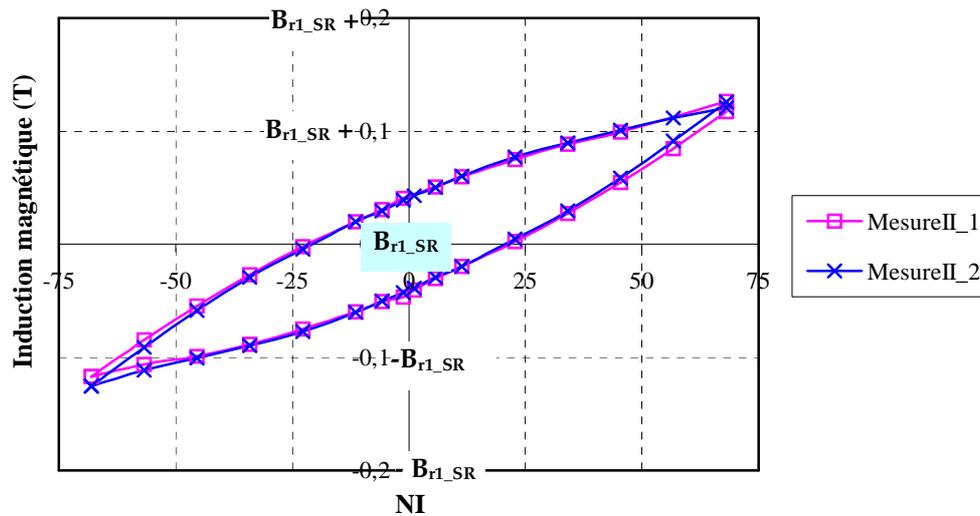


Figure V-49. Cycles B(NI) mesurés à T_{ambiante} avec un circuit polarisé.

D'après le dimensionnement que nous avons fait le FeNi doit être polarisé au niveau du coude de sa courbe B(H). La représentation schématique de l'interrogation du FeNi dans ce cas est donnée sur la Figure V-50.

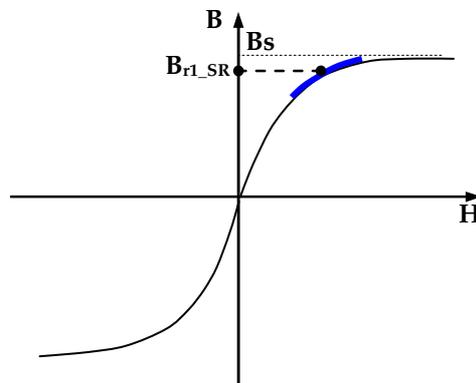


Figure V-50. Représentation schématique de l'interrogation du FeNi polarisé.

Résultats de la Mesure III :

La Figure V-51 présente des cycles B(NI) mesurés (mesures refaites deux fois) à $T_{\text{ambiante}}(25^{\circ}\text{C})$ après avoir dépassé T_{seuil} . Nous constatons que les cycles ont une pente plus importante que les cycles mesurés avec un circuit polarisé (Figure V-49). Cela prouve que la polarisation de l'aimant a subi une dégradation suite au dépassement de T_{seuil} et s'est stabilisée à une nouvelle valeur $B_{r2_SR} < B_{r1_SR}$. Ainsi, cette nouvelle polarisation du semi rémanent fixe un nouveau point de fonctionnement du FeNi situé à un niveau plus bas sur sa courbe. La représentation schématique de l'interrogation du FeNi est donnée sur la Figure V-52.

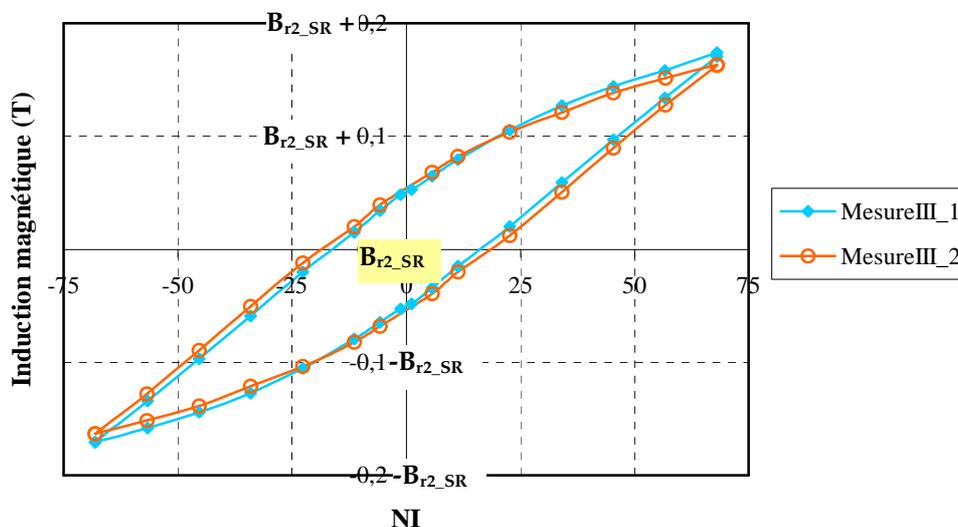


Figure V-51. Cycles B(NI) mesurés à T_{ambiante} après avoir dépassé T_{seuil} .

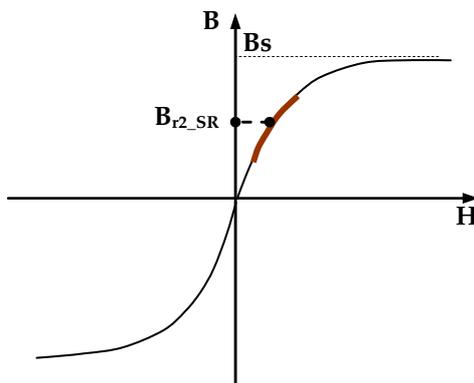


Figure V-52. Représentation schématique de l'interrogation du FeNi partiellement polarisé.

Dans le cas de la Mesure I où aucune polarisation n'est imposée sur le circuit (Figure V-47), la pente des cycles est plus importante que dans les deux autres cas. Dans le second

cas (circuit polarisé), la pente est plus faible et cela prouve que l'assemblage du circuit est suffisamment bien fait pour qu'après aimantation, le circuit en FeNi canalise les lignes de champ et permet de garder la polarisation du SR à $T^{\circ}\text{C} < T_{\text{seuil}}$. Enfin, dans le troisième cas d'un circuit chauffé et refroidi la pente est entre les deux cas précédents et cela prouve qu'une désaimantation a eu lieu suite au dépassement de T_{seuil} . Notre objectif est atteint car nous avons pu constater un effet mémoire suite au dépassement de T_{seuil} .

3.6.7. Mesure de l'effet mémoire en alternatif

Dans cette partie nous voulons mesurer (constater) l'effet mémoire en analysant la signature harmonique du FeNi. Nous nous intéressons à l'amplitude de l'harmonique 2 qui est normalement imposée par le SR. Nous voulons donc voir si l'amplitude de l'harmonique 2 est différente avant et après avoir dépassé T_{seuil} . Les mesures doivent être faites avec le même circuit que nous avons utilisé pour les mesures en continu. Il faut faire une mesure à température ambiante avec le circuit complet aimanté, et une autre mesure toujours à température ambiante mais après avoir dépassé T_{seuil} (on chauffe et puis on refroidi jusqu'à T_{ambiante}). Lors de la mesure il faut faire attention à ne pas appliquer un H_{exc} trop élevé car étant donné que le FeNi est polarisé au niveau du coude un H_{exc} élevé peut l'amener à saturation et provoquer d'avance la désaimantation du SR.

Normalement, si d'après les mesures en continu nous avons réussi à constater une désaimantation suite au dépassement de T_{seuil} , en alternatif on devrait mesurer des harmoniques 2 différents. Malheureusement, nous n'avons pas eu le temps de finaliser cette partie.

4. CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons présenté deux idées innovantes d'étiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement d'un seuil de température : étiquette fonctionnant par saturation locale et étiquette fonctionnant par désaimantation partielle. Le principe de fonctionnement des étiquettes a été étudié de façon théorique par des calculs et des simulations, et ensuite il a été validé par des mesures.

Conclusions et perspectives

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Ce travail de thèse a porté sur deux domaines : les dépendances des matériaux magnétiques à différentes grandeurs extérieures et les méthodes pour exploiter ces dépendances afin de mesurer sans contact une des grandeurs physiques en question.

Plus particulièrement nous nous sommes intéressés à la dépendance de certains matériaux magnétiques, tels que les alliages FeNi, à la température. Les alliages FeNi et leurs propriétés ont été étudiés depuis les bases théoriques jusqu'à la caractérisation, en vue de deux principaux rôles à accomplir : être élément sensible à la température et être interrogeable à distance. Tout d'abord nous avons proposé une première approche de mesure sans contact basée sur la variation de la réluctance du FeNi. Cette approche a été mise en œuvre à l'aide des structures magnétostatiques à aimants permanents, où les variations de la réluctance du FeNi ont pu être exploitées sans contact grâce à des mesures dans l'entrefer.

Après avoir réalisé une importante recherche bibliographique sur les méthodes de mesure sans contact, notre intérêt s'est porté sur des méthodes interrogatives basées sur une excitation et détection à distance (ex. systèmes EAS). Ainsi, nous avons eu l'idée d'utiliser ces méthodes, plus particulièrement celles basées sur l'analyse d'une signature harmonique, pour interroger une étiquette magnétique et mesurer ainsi une grandeur physique ayant une influence sur la signature, en l'occurrence le cas de la température a été traité ici.

Nous avons utilisé des alliages FeNi en tant qu'étiquettes magnétiques de température et nous avons mené des campagnes de mesure afin d'étudier l'impact de divers facteurs, en outre la température, sur la signature harmonique de l'étiquette. Les résultats obtenus nous ont permis de mettre en évidence les avantages de cette méthode de mesure sans contact et de repérer les exigences et les limitations. Nous avons montré la faisabilité d'une application innovante des alliages FeNi : des étiquettes interrogeables à distance pour la détection du dépassement d'un seuil de température en temps réel.

Ensuite nous nous sommes vivement intéressés aux étiquettes magnétiques à effet mémoire du dépassement d'un seuil de température.

Nous avons développé une étiquette à effet mémoire utilisant la saturation locale d'un matériau doux par un aimant ("découpe virtuelle") comme moyen de désactiver la signature harmonique. Le fonctionnement de l'étiquette a été étudié à l'aide des simulations par éléments finis. Son fonctionnement a été validé par la réalisation de prototypes et la mise en place des mesures.

Ce travail a également abouti à la naissance d'une idée originale d'obtention de l'effet mémoire basée sur la désaimantation d'un matériau semi rémanent. Dans cette thèse nous avons étudié la désaimantation d'un semi rémanent induite par la transition des propriétés magnétiques d'un alliage FeNi. Le phénomène collaboratif entre les deux matériaux a été étudié sur un circuit fermé à l'aide de calculs analytiques, simulations et mesures. Le principe de fonctionnement a été validé et cette idée est en cours de dépôt de brevet.

Enfin cette étude sur les mesures magnétiques de température sans contact a abouti à la publication de 4 articles dont 3 en revues internationales et 1 en revue nationale. Il reste encore quelques points à finaliser, tels que la réalisation d'étiquettes à effet mémoire basées sur le principe de désaimantation et l'étude de l'impact de l'interrogation sur l'effet mémoire. Les études présentées ici ont cependant le mérite de montrer la faisabilité de ces systèmes et d'apporter des informations et approches pour l'analyse théorique de leur fonctionnement.

De nombreuses perspectives pour les étiquettes magnétiques interrogeables à distance sont d'ores et déjà envisagées.

Dans ce mémoire, la grandeur influente est la température, or nous pouvons imaginer des étiquettes magnétiques sensibles à d'autres grandeurs extérieures.

L'utilisation de la désaimantation d'un semi rémanent pour garder en mémoire le dépassement d'un seuil de température est un exemple parmi d'autres et beaucoup d'autres applications peuvent être envisagées pour garder en mémoire :

- ❖ une ouverture : champ démagnétisant dû à l'ouverture ;
- ❖ un dépassement de courant : champ démagnétisant dû au courant ;
- ❖ une contrainte mécanique : champ démagnétisant dû à la chute de perméabilité d'un matériau magnétostrictif contraint ;
- ❖ ...

Bibliographie

BIBLIOGRAPHIE

CHAPITRE I

- [ASCH¹ - 1982] **G. ASCH et collaborateurs**,
"Capteurs en instrumentation industrielle",
DUNOD, 1982
- [ASCH² - 1982] **G. ASCH et collaborateurs**,
"Capteurs en instrumentation industrielle",
Chapitre 6, p. 223, DUNOD, 1982
- [VIG - 2007] **T. VIGNERON**,
"Elément sensible à résistance métallique et thermomètres étalons",
Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures Physiques, R2525, 2007
- [VER - 1977] **J. VERNIQUET**,
"Thermistances",
Techniques de l'ingénieur, Archives analyse/mesures, ARCH3, 1977
- [BON - 1997] **G. BONNIER**,
"Couples thermoélectriques. Caractérisation et mesure de température",
Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures Physiques, R2590, 1997
- [BIS - 2001] **G. BISSON**,
"Mesure des températures par méthodes repères",
Techniques de l'ingénieur, Traité Mesure et Contrôle, R2650, 2001
- [FLE - 2000] **R. FLETCHER and N. GERSHENFELD**,
"Remotely interrogated temperature sensors based on magnetic materials",
IEEE Transactions on Magnetics, VOL 36, No 5, p. 2794 – 2795, 2000
- [FLE - 2002] **R. FLETCHER**,
"Low-cost Electromagnetic Tagging: Design and Implementation",
<http://www.media.mit.edu/physics/publications/theses/02.09.fletcher.pdf>
- [FLE - 2001] **R. FLETCHER and N. GERSHENFELD**,
"Wireless Monitoring of temperature",
USA Patent (6 208 253), March 2001
- [FLE - 2000] **R. FLETCHER and N. GERSHENFELD**,
"Electrically active resonant structures for wireless monitoring and control",
USA Patent (6 025 725), February 2000
- [ONG¹ - 2002] **K. G. ONG and C. A. GRIMES**,
"Tracking the harmonic response of magnetically soft sensors for wireless
temperature, stress, and corrosive monitoring",
Sensors and Actuators A 101, p. 49-61, 2002
- [ONG¹ - 2003] **K. G. ONG and C. A. GRIMES**,
"Magnetically Soft Higher Order Harmonic Stress and Temperature Sensors",
IEEE Transactions on Magnetics, VOL 39, No 5, p. 3414-3416, 2003
- [ONG¹ - 2001] **K. G. ONG, C. A. GRIMES, C. L. ROBBINS**,
"Design and application of a wireless, passive, resonant-circuit environmental
monitoring sensor",
Sensors and Actuators A 93, p. 33-43, 2001

- [ONG² - 2002] **K. G. ONG, D. M. GRIMES and C. A. GRIMES,**
 "Higher-order harmonics of a magnetically soft sensor: Application to remote query temperature measurement",
 Applied Physics Letters, VOL 80, No 20, p. 3856–3858, 2002
- [MUN - 2002] **C. MUNGLE, C. A. GRIMES and W. R. DRESCHER,**
 "Magnetic field tuning of the frequency-temperature response of a magnetoelastic sensor",
 Sensors and Actuators A 101, p. 143-149, 2002
- [ONG² - 2003] **K. G. ONG, C. S. MUNGLE and C. A. GRIMES,**
 "Control of a magnetoelastic sensor temperature response by magnetic field tuning",
 IEEE Transactions on Magnetics, VOL 39, No 5, p. 3319-3321, 2003
- [HER - 2003] **G. HERZER,**
 "Magnetic materials for electronic article surveillance",
 Journal of Magn. and Magn. Mat. , VOL 254-255, p. 598-602, 2003
- [GRI - 2000] **C. A. GRIMES and D. KOUZOUZIS,**
 "Remote query of pressure, fluid-flow velocity, and humidity using magnetoelastic thick-film sensors",
 Sensor and Actuators 84, p. 205-212, 2000
- [BAR - 1997] **J. M. BARANDRIAN and J. GUTIERREZ,**
 "Magnetoelastic sensors based on soft amorphous magnetic alloys",
 Sensor and Actuators A 59, p. 38-42, 1997
- [MIT - 1986] **E. E. MITCHELL, R. DEMOYER and J. VRANISH,**
 "A new Metglas sensor",
 IEEE Trans. Ind. Elec. , VOL 33, p. 166-170, 1986
- [GRI - 1999] **C. A. GRIMES et al,**
 "Magnetoelastic sensors for remote query environmental monitoring",
 Smart Mater. Struct. VOL 8, p. 639-646, 1999
- [JAI²-2001] **M. K. JAIN et al,**
 "Magnetoacoustic remote query temperature and humidity sensors",
 Smart Mater. Struct, VOL 9, p. 502-510, 2000
- [JAI³-2001] **M. K. JAIN and C. A. GRIMES,**
 "A wireless magnetoelastic micro-sensor array for simultaneous measurement of temperature and pressure",
 IEEE Transactions on Magnetism, VOL 37, No 4, p. 2022-2024, 2001
- [JAI¹ - 2001] **M. K. JAIN, Q. Y. CAI, C. A. GRIMES,**
 "A wireless micro-sensor for simultaneous measurement of PH, temperature, and pressure",
 Smart Mater. Struct. VOL 10, p. 172-177, 2001
- [ONG² - 2001] **K. G. ONG et al,**
 "Magnetism – based query glucose sensors",
 Sensors VOL 1, p. 138-147, 2001
- [PUC - 2003] **L. G. PUCKETT et al,**
 "Monitoring blood coagulation with magnetoelastic sensors",
 Biosensors and Bioelectronics, VOL 18, p. 675-681, 2003
- [ONG - 2006] **K. G. ONG et al,**

"A rapid – sensitive endotoxin detection system",
Biosensors and Bioelectronics, VOL 21, p. 2270-2274, 2006

- [KIM - 2000] **Y. H. KIM et al,**
"Remote temperature sensing system using reverberated magnetic flux",
IEEE Transactions on Magnetics, VOL 36, No 5, 2000
- [KAN - 2003] **E. KANIUSAS, L. MEHNEN, H. PFUTZNER,**
"Magnetostrictive amorphous bilayers and trilayers for thermal sensors",
Journal of Magn. and Magn. Mater. , VOL 254-255, p. 624-626, 2003
- [KAN - 2004] **E. KANIUSAS et al,**
"Optimisation of sensitivity and time constant of thermal sensors based on
magnetoelastic amorphous bilayers",
Journal of Alloys and Compounds. , VOL 369, p. 198-201, 2004

CHAPITRE II

- [COU - 1994] **G. COUDERCHON,**
"Alliages fer-nickel et fer-cobalt",
Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique, D2130
- [COU - 1995] **G. COUDERCHON,**
"Alliages magnétiques doux",
Techniques de l'ingénieur, traité Matériaux métalliques, M350
- [BRI - 1997] **P. BRISSONNEAU,**
"Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique",
Hermes, 1997
- [WAE¹ - 2006] **T. WAECKERLE,**
"Matériaux magnétiques doux spéciaux et application",
"Matériaux magnétiques en génie électrique 1, chapitre III, p. 199,
Lavoisier, 2006
- [COU - 1996] **G. COUDERCHON et J.L. PORTESEIL,**
"Quelques propriétés des alliages Fe-Ni industriels riches en nickel",
"Les alliages de fer et de nickel", p. 27, Ed. Lavoisier Tec&Doc, 1996
- [WAE² - 2006] **T. WAECKERLE,**
"Matériaux magnétiques doux spéciaux et application",
"Matériaux magnétiques en génie électrique 1, chapitre III, p. 201,
Lavoisier, 2006
- [DEM] www.demeyere.fr

CHAPITRE III

- [CHA-2003] **J. L. CHARRON,**
"Mesures sans contact, Méthodes magnétiques et capacitives",
Techniques de l'ingénieur, Traité Mesures Mécaniques et Dimensionnelles,
R1331, 2003
- [ETD 39] www.ferroxcube.de
- [YAC-2004] **A. YACouben,**
"Etude et réalisation d'un capteur magnétique de température sans contact",

Master Professionnel Ingénierie des systèmes magnétiques,
Université Joseph Fourier, Grenoble, septembre 2004

- [SS94A] http://sensing.honeywell.com/index.cfm/ci_id/141005/la_id/1/document/1/re_id/0
- [4B/99] http://www.euromag-magnets.com/fr_segments_ferrites.html
- [MAG-1999] Magnétisme, II- Matériaux et applications, Ch. 15, p. 16
Ouvrage Presses Universitaires de Grenoble (PUG)
- [MAV-2006] **D. MAVRUDIEVA, J-Y. VOYANT, J-Y. YONNET, A. KEDOUS-LEBOUC,**
"Capteur magnétique de température sans contact",
REE, N°8 pp. 100-105, Septembre 2006
- [MAV-2007] **D. MAVRUDIEVA, J-Y. VOYANT, J-Y. YONNET, A. KEDOUS-LEBOUC,**
"Magnetic structures for contactless temperature sensor".
Sensor and Actuators A Physical, Juillet 2007
- [GRE-2006] **R. GRECHISHKIN, M. KUSTOV, O. CUGAT, J. DELAMARE, G. POULIN, D. MAVRUDIEVA, N. DEMPSEY,**
"Thermo-reversible permanent magnets in the quasi-binary GdCo5-Cu system",
Applied Physics Letters N°89, 2006

CHAPITRE IV

- [JIL - 1986] **D. C. JILES, D. L. ATHERTON,**
"Theory of ferromagnetic hysteresis",
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Vol. 61, pp. 48-60, 1986

CHAPITRE V

- [LEG - 2001] **B. LEGRAND, J-Y. VOYANT, J-P. YONNET,**
"Capteurs magnétique de mesure de la position d'une pièce mobile",
Siemens VDO Automotive S.A.S.
Brevet FR 0113599, déposé le 22 novembre 2001
- [COU - 1994] **G. COUDERCHON,**
"Alliages fer-nickel et fer-cobalt",
Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique, D2130, p. 22-23
- [BRI - 1990] **P. BRISSONNEAU,**
"Aimants permanents. Principes et circuits magnétiques",
Techniques de l'Ingénieur, Traité Génie Electrique, D2090, p. 22, 1990
- [NIL-1988] **H. J. NILIUS,**
"Position sensor for generating a voltage changing proportionally to the
position of a magnet", Vacuumschmelze GmbH.
Brevet US 4774765, édité le 22 Septembre 1988
- [AKO - 1984] **G. AKOUN, J-P. YONNET,**
"3D analytical calculation of the forces exerted between two cuboidal
magnets",
IEEE Transactions on Magnetism, Vol MAG-20, No 5, September 1984

ANNEXES

ANNEXE 1. APPLICATIONS DES ALLIAGES FENI [COU-96]

Composition chimique type		Caractéristiques principales	Applications types	Exemples d'appellations commerciales
Ni	Autres			
41	Résiduels voulus S réglé 0 à 60 ppm	Coefficient de dilatation adapté au silicium, aux céramiques et aux verres durs. Aptitude à la découpe par poinçonnage et au formage (S élevé), aptitude à l'usinage chimique (S faible).	Supports de circuits intégrés, pièces de canons à électrons TVC, scelllements hermétiques sur verre et céramique, transistors, condensateurs tantale, etc.	N42, YEF 42, Nilo 42.
42		Coefficient de dilatation réglé.	Constituant pour bilames thermostatiques.	N42, Low Expansion 42, Dilaton 42 (Dumet).
42	Cr = 6	Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Boutons d'anode de tubes TVC.	N426, YEF 426, SNC-K.
47	Cr = 5	Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Boutons d'anode de tubes TVC.	N475, Nilo 475.
48		Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Traversées étanches.	N48, Pernifer 48.
48	Cr = 5	Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Boutons d'anode de tubes TVC, amenées de courant des canons de tubes TVC.	N 485, Vacovit 485, GNC.
51	Cr = 1	Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Coupe-circuits haute énergie.	N511.
52		Coefficient de dilatation adapté à certains verres tendres.	Traversées étanches, relais Reed, etc.	N52, YEF 52.

B) Alliages à propriétés magnétiques :

Composition chimique type		Caractéristiques principales	Applications types	Exemples d'appellations commerciales
Ni	Autres			
30	Mn = 1	Grande dépendance thermique de l'aimantation à saturation autour de l'ambiante. Résistivité électrique élevée associée à une perméabilité magnétique convenable.	Compensation thermique du flux d'aimants permanents (galvanomètres, wattmètres, tachymètres automobile ou moto, etc.) Blindages magnétiques, petits transformateurs électriques, etc.	Phytherm, Temperature Compensator 30, Thermoflux, MS-1.
36				Supranhyster 36, Magnifer 36, PD.
48		Bonnes propriétés magnétiques associées à une grande latitude d'ajustement de la forme du cycle d'hystérésis par contrôle des modes de recristallisation primaire et secondaire.	Pièces de relais magnétiques (sécurité électrique), blindages, pièces polaires, stators de moteurs de montres, transformateurs électriques, transformateurs d'impulsions, amplificateurs magnétiques.	Supranhyster 50, High Permeability 49, Permalloy B, TMB, Magnifer 50.
50 à 56		Excellentes propriétés magnétiques. Latitude d'ajustement de la forme du cycle d'hystérésis par recuits, notamment en présence de champ magnétique.	Tores pour disjoncteurs différentiels moyenne sensibilité, transformateurs électriques spéciaux.	Rectimphy, Hy-Ra 49, PE.
80	Mo = 5	Perméabilité magnétique exceptionnelle, champ coercitif très faible. Capacité de baisser l'aimantation rémanente par recuit sous champ magnétique (tores).	Tores et pièces de relais pour disjoncteurs différentiels haute sensibilité, stators de moteurs de montres, blindages magnétiques, transformateurs électriques, etc.	Permax M, Satimphy, Magnifer 53.
80	Mo + Nb = 5	Idem à ci-dessus, associé à de bonnes propriétés de résistance à l'abrasion.	Noyaux de têtes de lecture (enregistrement magnétique).	Hy Mu 80, Mumetal, Vaco-perm, PC-80, TMC, MPC, Hy Mu 800, Permimphy, Ultraperm, Supermimphy, KHP, Tufperm, FYR, Recovac.

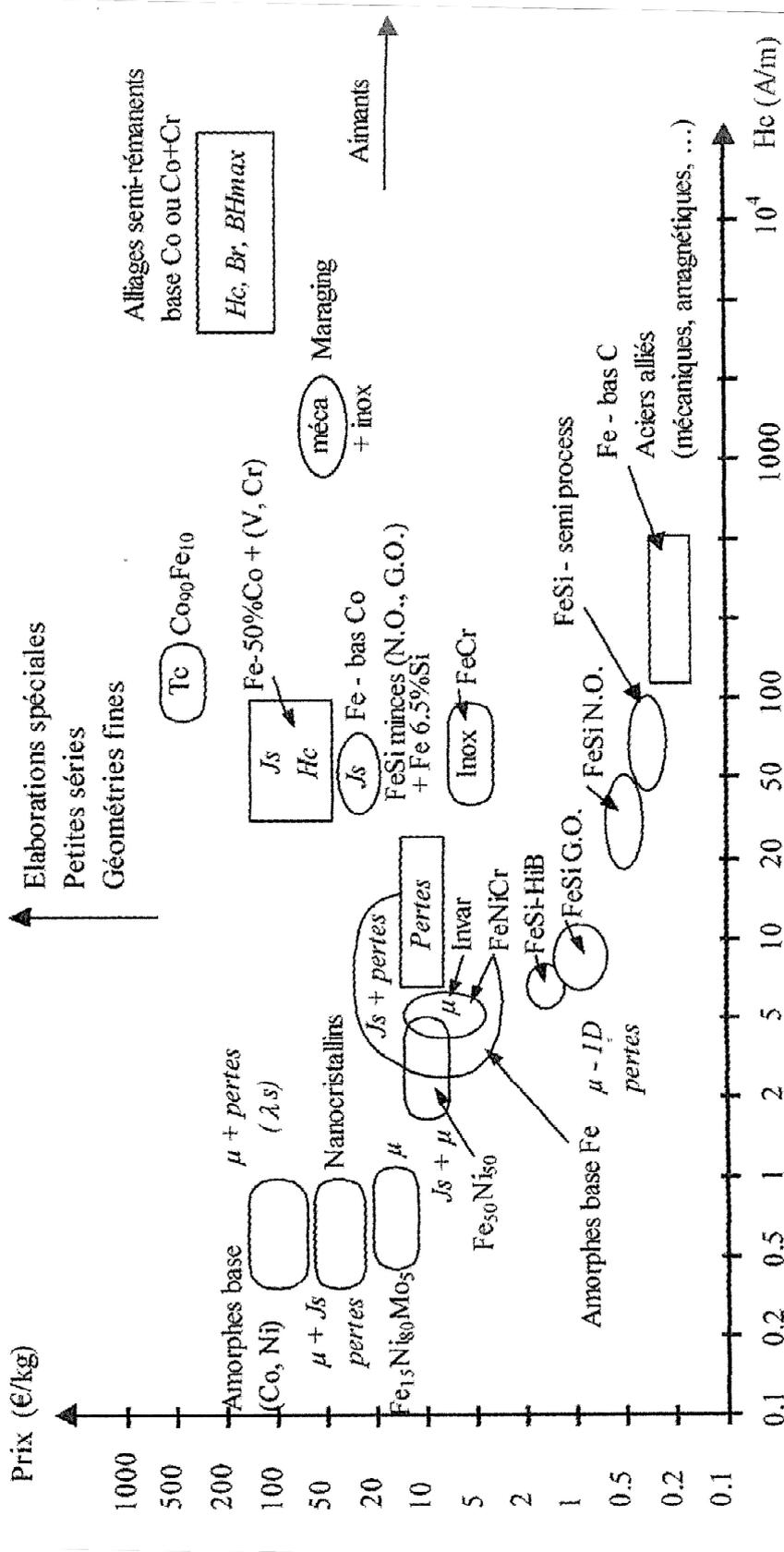
C) Alliages à propriétés structurales particulières :

Composition chimique type			Caractéristiques principales	Applications types	Exemples d'appellations commerciales
Ni	Autres	Résiduels voulus ou autres additions			
16	Co = 40 Cr = 20 Mo = 7		Haute limite d'élasticité obtenue par écrouissage et traitement de revenu. Excellente tenue à la corrosion et amagnétisme.	Ressort principal de moteur de montre mécanique, ressorts pour environnements sévères (chimie, pétrochimie, etc.), automobile (système ABS), prothèses et appareillage médical, etc.	Elgiloy, Phynox, Duratherm, KRNL.
18	Co = 9 Mo = 5	Ti = 0,5	Haute limite d'élasticité obtenue par écrouissage et traitement de revenu. Aptitude à la mise en forme avant traitement thermique. Résistance à la fatigue.	Pièces pour montres à quartz analogiques, cages de roulements à billes, courroies de boîtes de vitesses automatiques pour automobiles, etc.	Inco alloy MS 250, Durimphy, KRN4.
25	Cr = 15	Ti = 2 Mo = 1,5	Résistance au fluage et bonne ductilité.	Fixations pour tenue à haute température (aéronautique, automobile).	Superimphy 286, Pyromet A286, Inco alloy A286.
42	Cr = 5 Ti = 2,5	Al = 0,5	Module d'élasticité indépendant de la température, haute limite d'élasticité.	Spiraux de montres, membranes pour capteurs de pression, ressorts pour appareils de pesage, diapasos, etc.	Durinal, Nispan C, Thermelast, Sumispan.
67	Cr = 21 Mo = 8	Nb = 4	Résistance à la corrosion sévère. Bonnes propriétés mécaniques jusqu'à 450°C.	Equipements pour l'offshore et la pétrochimie. Industrie papetière. Activités de dépollution.	Inconel 625, Superimphy 625, Nicrofer 6020 h Mo.

C) Alliages à propriétés structurales particulières (suite) :

Composition chimique type		Caractéristiques principales	Applications types	Exemples d'appellations commerciales
Ni	Autres			
75	Cr = 16 Fe = 9	Tenue à la corrosion en milieu fortement agressif, y compris à moyenne ou haute température.	Industries chimique, pétrochimique, alimentaire et pharmaceutique. Antenne de getter de tubes TVC, nids d'abeille pour aéronautique, etc.	Inconel 600, Nicroimphy 600, Nicrofer 7216 H.
20 à 80	Cr = 15 à 30	Famille d'alliages présentant à la fois une résistivité électrique élevée et de bonnes propriétés mécaniques à haute température.	Résistances électriques de puissance (trains, métro, etc.).	Gilphy, Cronifer, NRH.

ANNEXE 2. ASPECT ECONOMIQUE DES ALLIAGES MAGNETIQUES DOUX [WAF²-06]



ANNEXE 3. PRINCIPE DE CARACTERISATION DES ALLIAGES FENI

Pour effectuer la caractérisation, nous avons utilisé un banc de mesure dédié au cadre "Epstein" disponible au laboratoire. Le cadre "Epstein" a été remplacé par les tores de matériaux que nous voulions caractériser, le banc de mesure restant inchangé. Une étuve thermique a été utilisée pour les mesures à différentes températures. Figure 1 représente la mise en scène complète des mesures de caractérisation.

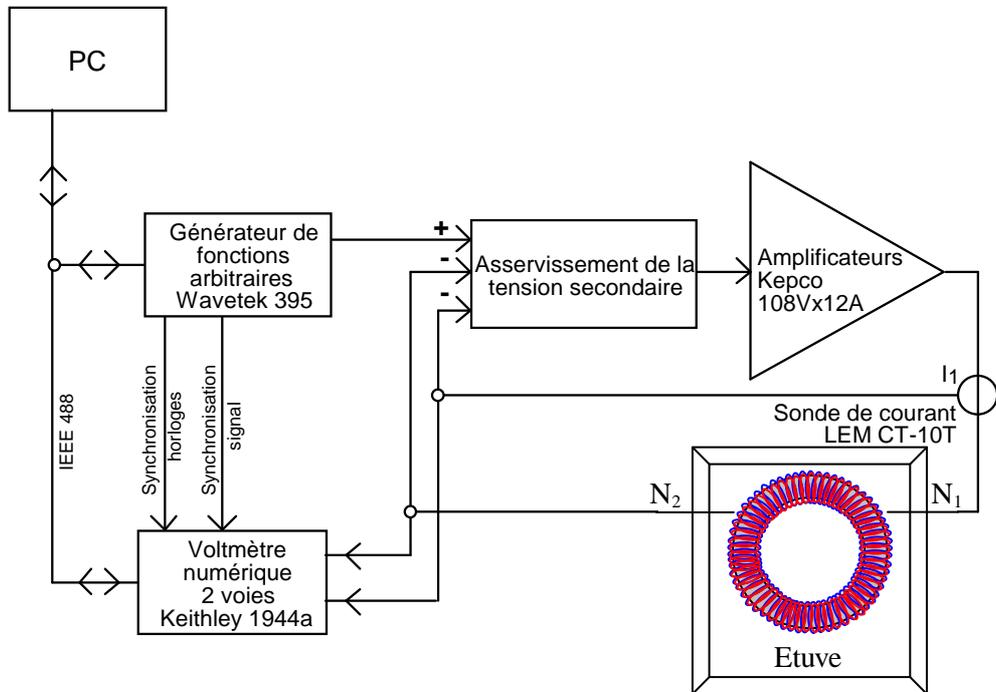


Figure 1. Mise en scène des mesures de caractérisation des alliages FeNi.

Principe de la mesure

Les mesures sont pilotées par un logiciel via l'ordinateur, il est possible d'imposer soit la valeur de l'induction B à atteindre, soit la valeur de H . Dans le premier cas, le générateur fournit une tension v_2 de consigne estimée à partir de la valeur de B demandée, et en prenant en compte les paramètres auxiliaires (nombre de spire du bobinage, fréquence, section du bobinage), d'après la formule de Boucherot (Equation [1]). L'asservissement de la tension secondaire permet à chaque pas de temps de comparer la tension v_2 mesurée aux bornes du bobinage secondaire N_2 avec la tension v_2 de consigne et d'envoyer un signal à l'amplificateur. Tant que la tension mesurée est inférieure à la tension de consigne de l'amplificateur, la tension et donc le courant traversant le bobinage primaire N_1 sont amplifiés, c'est-à-dire que le champ d'excitation augmente jusqu'à ce que la valeur de B souhaitée soit atteinte (v_2 mesurée = v_2 consigne). On peut montrer que :

$$\overline{v_2} = 4.44 N_2 f S \hat{B}$$

$\overline{v_2}$ - valeur moyenne redressée de la tension (V)

N_2 - nombre de spires du bobinage secondaire

f - fréquence (Hz)

Equation [1]

S – section du tore (m²)

\hat{B} - valeur crête de l'induction (T)

Dans le cas où une valeur particulière de champ est demandée, le logiciel calcule la valeur efficace du courant nécessaire à faire circuler dans N_1 afin d'obtenir le H souhaité, d'après le théorème d'Ampère (Equation [2]).

$$i_1 = \frac{H_{eff} L_{moy}}{N_1}$$

i_1 – valeur efficace du courant (A)

Equation [2]

H_{eff} - valeur efficace du champ magnétique (A/m)

L_{moy} - longueur moyenne des lignes de champ (m)

N_1 - nombre de spires du bobinage primaire

Pour chaque mesure le logiciel donne accès aux valeurs de toutes les grandeurs (B , H , v_2 , i_1 , etc.) qui peuvent ensuite être exploitées sur un tableau Excel ou un autre logiciel pour tracer les courbes par exemple les cycles B-H.

En ce qui concerne les mesures à température variable, nos essais ont montré qu'un délai de l'ordre de 20 minutes est nécessaire entre le moment où l'afficheur de l'étuve est stabilisé à la température demandée et le moment de la mesure.

Dimensionnement des tores

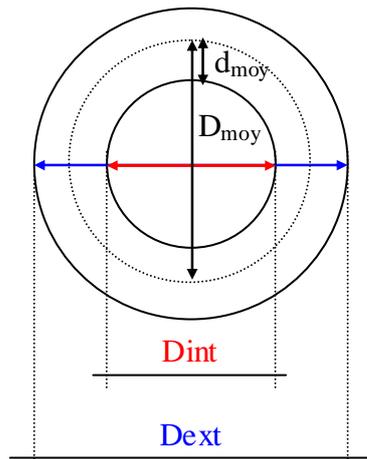
Le dimensionnement des tores consiste à déterminer L_{moy} , S , ainsi qu'à calculer le nombre de spires nécessaire pour les bobinages N_1 et N_2 . Nous avons caractérisé des tores de deux alliages FeNiCr de propriétés différentes. Les échantillons sous forme de tore ont été élaborés et fabriqués au Centre de Recherche d'Imphy Alloys. Leurs appellations, sont TC664 et TC759, c'est ainsi que nous allons les désigner par la suite. Le choix de ces derniers est dû à leurs propriétés magnétiques (μ_r , H_c) et leurs T_c (45°C pour TC759, 90°C pour TC664).

❖ *Dimensions du tore TC664*

La Figure 2 donne les dimensions géométriques du tore TC664 composé de 6 rondelles, ainsi que les nombres de spires du bobinage primaire et secondaire. Le Tableau 1 affiche les principales caractéristiques magnétiques du TC664 donné par le fabricant, nous signalons que ces valeurs ont été mesurées en régime continu et à température ambiante.

Tableau 1. Caractéristiques du tore TC664 mesurées en courant continu.

J_s (T) à 3200 A/m	ρ (Ω .m)	μ_r max	H_c (A/m)	T_c (°C)
0.544	$91.7 \cdot 10^{-8}$	34500	1.848	90



$$D_{ext} = 36,23mm$$

$$D_{int} = 24,82mm$$

$$d_{moy} = \frac{D_{ext} - D_{int}}{2} = 5,705mm$$

$$D_{moy} = d_{moy} + D_{int} = 30,525mm$$

$$e \approx 0,6mm$$

$$E_{x6rondelles} = 3,7mm$$

$$poids_{6rondelles} = 16,08gr$$

$$L = \pi D_{moy} \approx 96mm$$

$$S = E \cdot 2 \cdot d_{moy} = 3,7 \cdot 11,41 = 42,2mm^2$$

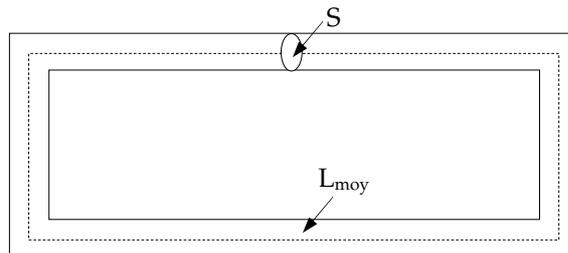
$$N_1 = 41$$

$$N_2 = 134$$

Figure 2. Dimensions du tore TC664.

❖ Dimensions du tore TC759

La Figure donne les dimensions géométriques du tore TC759 constitué de cinq cadres rectangulaires.



$$L_{moy} = 255 \text{ mm}$$

$$S = 6 \text{ mm}^2$$

$$N_1 = 12$$

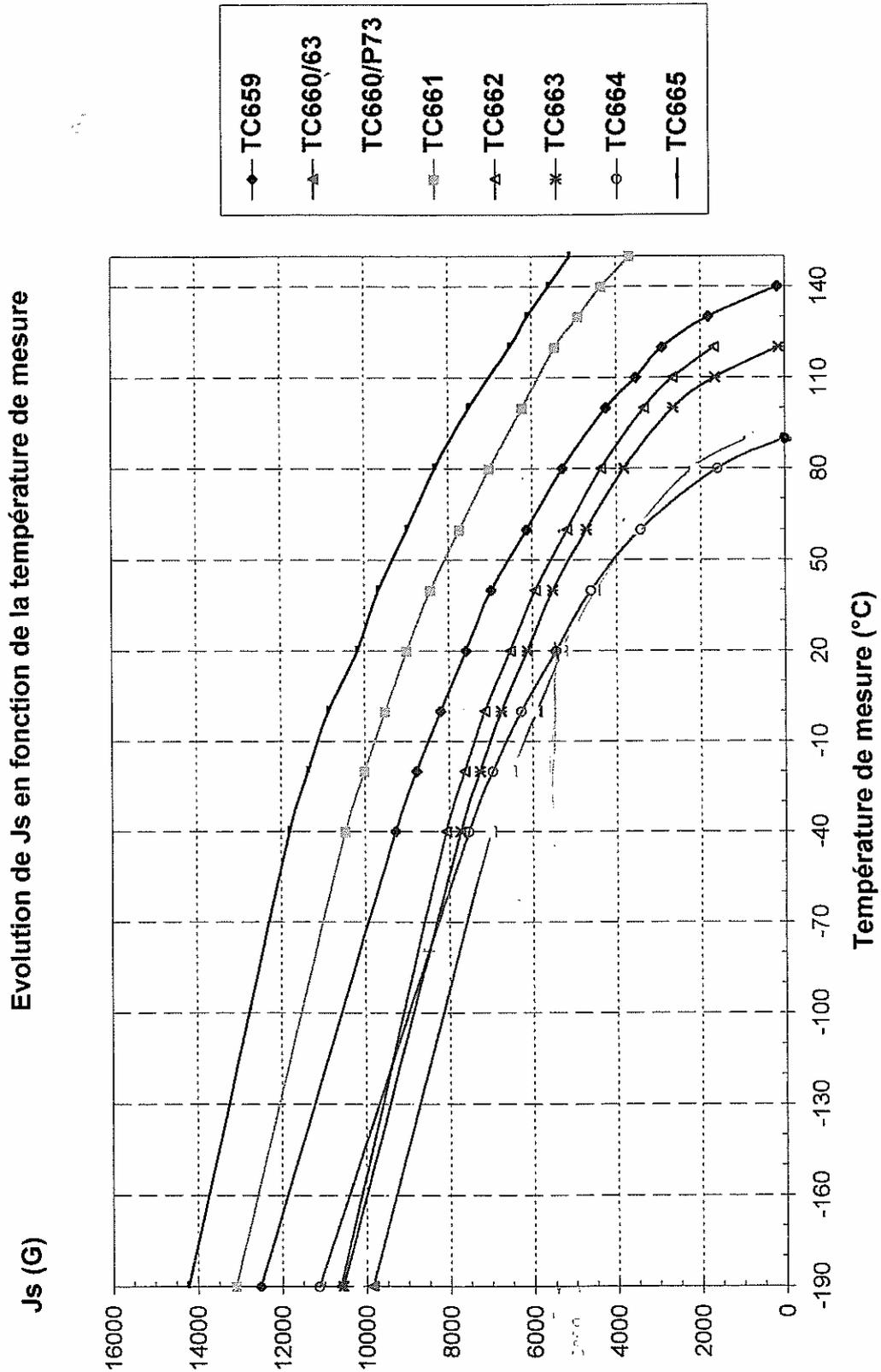
$$N_2 = 170$$

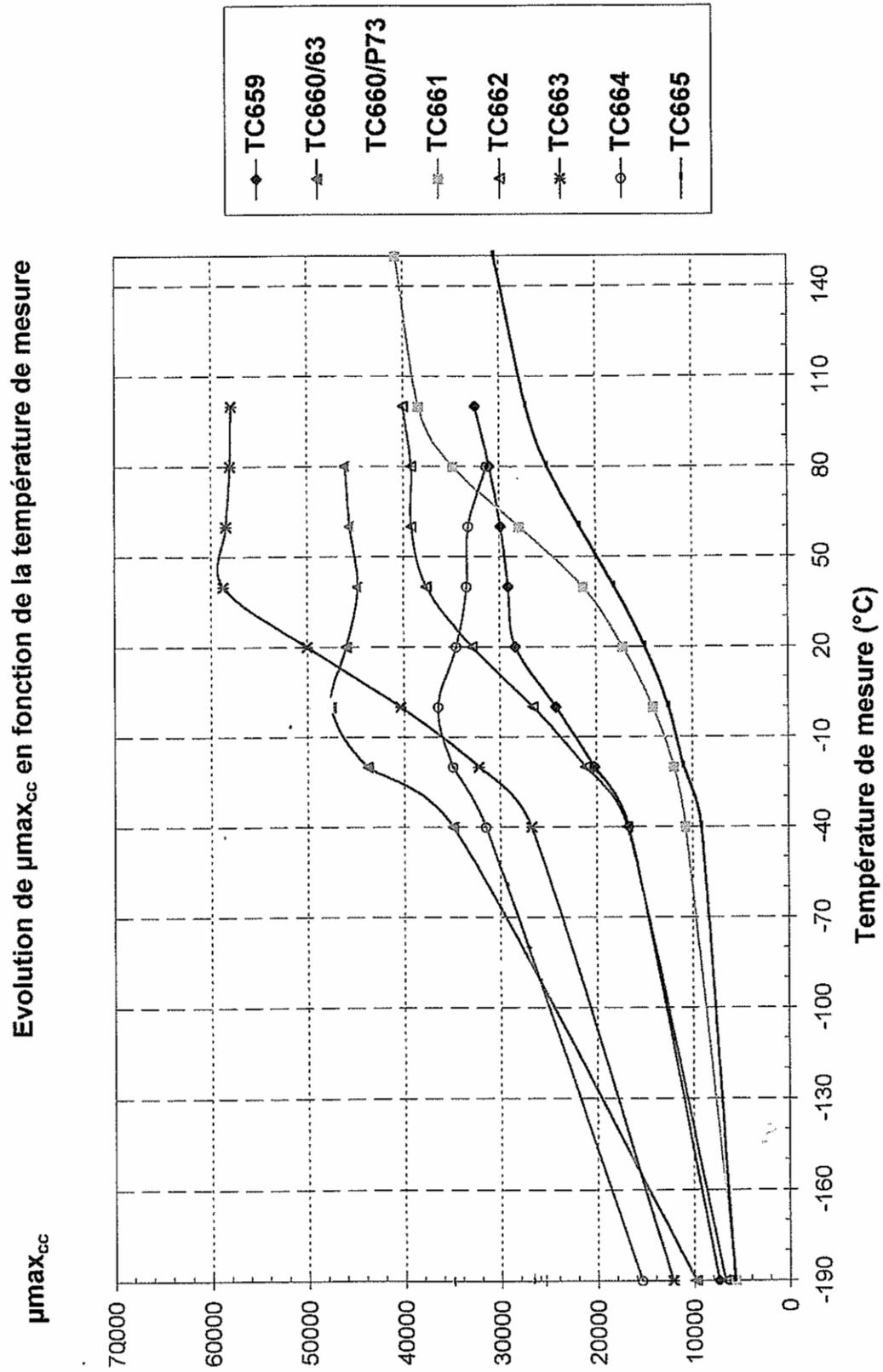
Figure 3. Dimensions du tore TC759.

Le Tableau 2 présente les principales caractéristiques magnétiques du tore TC759 mesurées en continu.

Tableau 2. Caractéristiques du tore TC759 mesurées en courant continu.

Js (T) à 3200 A/m	ρ ($\Omega.m$)	μ_r max	Hc (A/m)	T _c (°C)
0.237	$88 \cdot 10^{-8}$	22050	1.5	45

ANNEXE 4. EVOLUTION DES CARACTERISTIQUES DES ALLIAGES FENI EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DE MESURE. MESURES EN CONTITU



ANNEXE 5. MODELE DE MATERIAU DOUX ISOTROPE/ANISOTROPE : COURBE DE SATURATION ANALYTIQUE + CONTROLE DU COUDE

Ce modèle permet de définir une loi de comportement $B(H)$ non linéaire pour un milieu isotrope ou anisotrope, avec prise en compte de la saturation et contrôle du coude. Le modèle résulte, de la combinaison d'une droite et d'une courbe. Un coefficient permet de régler la forme du coude pour mieux s'approcher de la courbe expérimentale. La formule mathématique correspondante s'écrit :

$$B(H) = \mu_0 H + J_s \frac{Ha + 1 - \sqrt{(Ha + 1)^2 - 4Ha(1 - a)}}{2(1 - a)}$$

$$Ha = \mu_0 H \frac{\mu_r - 1}{J_s}$$

Où :

- μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ (en H/m)
- μ_r est la perméabilité magnétique relative du milieu (à l'origine)
- J_s est la polarisation à saturation (en T)
- a est le coefficient de réglage du coude a ($0 < a < 0,5$)

Plus le coefficient est petit, plus le coude est pointu.

ANNEXE 6. MODELE D'AIMANT LINEAIRE

Ce modèle (Aimant linéaire décrit par le module de B_r) permet de définir une courbe de désaimantation $B(H)$ linéaire. Dans la direction d'aimantation, le modèle est une droite. La formule mathématique correspondante s'écrit :

$$B(H) = \mu_0 \mu_r H + B_r$$

Où :

- B_r est l'induction rémanente (en T)
- μ_r est la perméabilité magnétique relative (droite de recul)

ANNEXE 7. MODELES D'AIMANT NON LINEAIRE

Modèle I : Courbe de désaimantation décrite par H_c et le module de B_r

Ce modèle permet de définir une caractéristique $B(H)$ non linéaire avec prise en compte de la désaimantation. Il faut souligner que le modèle mathématique et la direction d'aimantation sont dissociés. Dans la direction d'aimantation, le modèle résulte de la combinaison d'une droite et d'une courbe en arc tangente. La formule mathématique correspondante s'écrit :

$$B(H) = \mu_0 \cdot (H + H_c) + (B_r - \mu_0 \cdot H_c) \cdot \frac{\left[\arctan \left[\frac{\pi \cdot (\mu_r - 1) \cdot \mu_0 \cdot (H + H_c)}{2 \cdot B_r} \right] \right]}{\left[\arctan \left[\frac{\pi \cdot (\mu_r - 1) \cdot \mu_0 \cdot H_c}{2 \cdot B_r} \right] \right]}, \text{ où}$$

μ_0	perméabilité magnétique du vide ($\mu_0=4.\pi.10^{-7}$ H/m)
μ_r	perméabilité magnétique relative du matériau (pour $H=H_c$)
H_c	champ coercitif du matériau (en A/m)
B_r	polarisation rémanente du matériau (en T)

Modèle II : Courbe de désaimantation décrite par H_c et le module de B_r +contrôle du coude

Ce modèle permet de définir une caractéristique $B(H)$ non linéaire avec prise en compte de la désaimantation et contrôle du coude. Le modèle mathématique et la direction d'aimantation sont dissociés. Dans la direction d'aimantation, le modèle résulte de la combinaison d'une droite et d'une courbe en arc tangente. Un coefficient permet de régler la forme du coude pour mieux s'approcher de la courbe expérimentale. La formule mathématique correspondante s'écrit :

$$B(H) = \mu_0(H + H_c) + (B_r - \mu_0 H_c) \frac{CoefB_r}{CoefB_{r0}} \quad (\text{Pour } H+H_c > 0)$$

$$\text{Avec} \quad CoefB_r = \left(Ha + 1 - \sqrt{(Ha + 1)^2 - 4Ha(1-a)} \right) \quad Ha = \mu_0(H + H_c) \frac{\mu_r - 1}{B_r}$$

$$CoefB_{r0} = \left(Ha_0 + 1 - \sqrt{(Ha_0 + 1)^2 - 4Ha_0(1-a)} \right) \quad Ha_0 = \mu_0 H_c \frac{\mu_r - 1}{B_r}$$

μ_0	perméabilité magnétique du vide ($\mu_0=4.\pi.10^{-7}$ H/m)
μ_r	perméabilité magnétique relative du matériau (pour $H=H_c$)
H_c	champ coercitif du matériau (en A/m)
B_r	polarisation rémanente du matériau (en T)

Modèle III : Courbe de désaimantation décrite par fonction spline

Ce modèle permet de définir un aimant avec une caractéristique $B(H)$ non linéaire, à partir de couples de valeurs expérimentales B, H . La définition d'une loi de comportement $B(H)$ avec ce modèle est un peu plus longue qu'avec les modèles analytiques, mais la courbe expérimentale est bien respectée. Le modèle mathématique et la direction d'aimantation sont dissociés. Dans la direction d'aimantation, le modèle est construit de la façon suivante : entrées des couples de valeurs expérimentales B, H ; interpolation par fonctions spline.

ANNEXE 8. PRESENTATION DES ALLIAGES SEMI REMANENTS FECOV

Les alliages FeCo à 50% de cobalt, même avec une faible addition de Vanadium (<2%) sont à température ambiante des alliages monophasés α (cubique centré) et conduisent aux matériaux magnétiques doux à haute induction à saturation (ex. AFK 502). Si la quantité de Vanadium est portée au-dessus de 3% environ, lors de la fabrication il peut se produire à des températures moyennes (500 à 600°C) une précipitation de phase γ (cubique à face centrée) qui conduit à un durcissement magnétique de l'alliage (augmentation du champ coercitif). Toutefois tant la phase α que γ demeurent ductiles et on peut obtenir des matériaux faciles à mettre en forme contrairement aux aimants traditionnels type AlNiCo et Ferrites. Plus les additions de Vanadium sont élevées, plus la quantité de phase γ précipitée au cours du recuit vers 500-600°C peut être élevée et le champ coercitif grand (Figure ci-dessous). Mais la précipitation de phase γ croissant avec la teneur en Vanadium, l'induction rémanente B_r décroît parallèlement (Figure 1). L'addition contrôlée de Vanadium permet donc de fixer H_c et B_r souhaités.

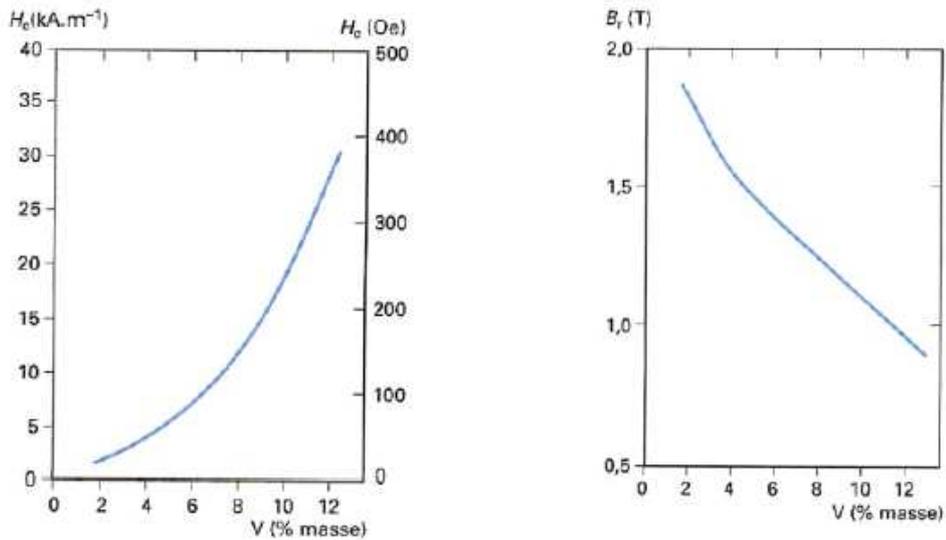


Figure 1. Champ coercitif (figure à gauche) et induction rémanente (figure à droite) pour différentes teneurs en Vanadium [COU-1994].

La Figure 2 présente des cycles $B(H)$ des alliages FeCoV pour différentes températures de recuit.

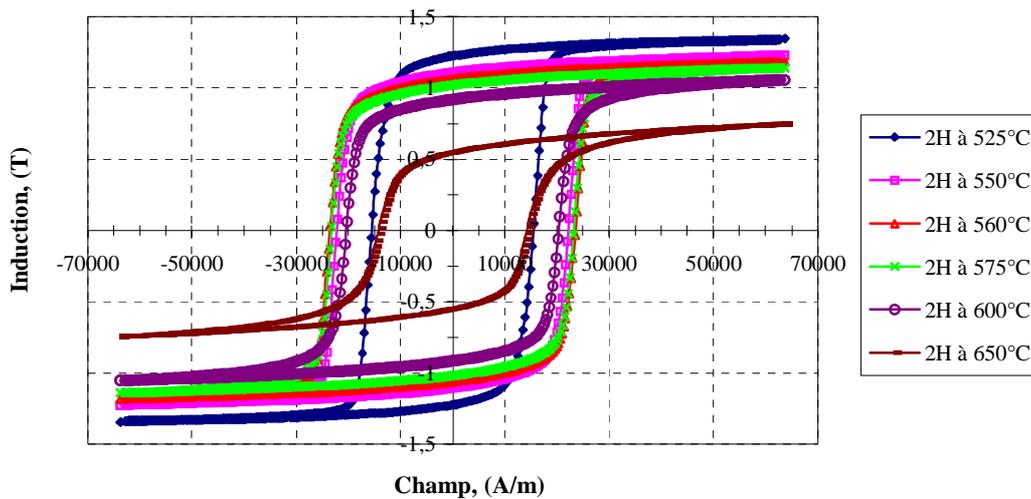


Figure 2. Evolution des caractéristiques des alliages FeCoV en fonction de la température de recuit.

ANNEXE 9. PROTOCOLE D'ESSAIS POUR LA DETERMINATION DES DROITES DE RECULes appareils utilisés :

- ❖ Alimentation + Amplificateur pour ne fournir le courant qu'au primaire ;
- ❖ Multimètre pour surveiller le courant ;
- ❖ Fluxmètre pour relever les variations de flux ;

Dispositifs :

- ❖ Perméamètre : $H = 357 \cdot I$ (Oe) ; $N_s = 500$ spires ;
- ❖ Bande AFK 584

Procédure :

- ❖ Imposer un courant de 2,24 A (donc $H=63655$ A/m) afin d'aimanter (saturer) l'AFK et d'atteindre donc son B_{max} (Figure 1) ;

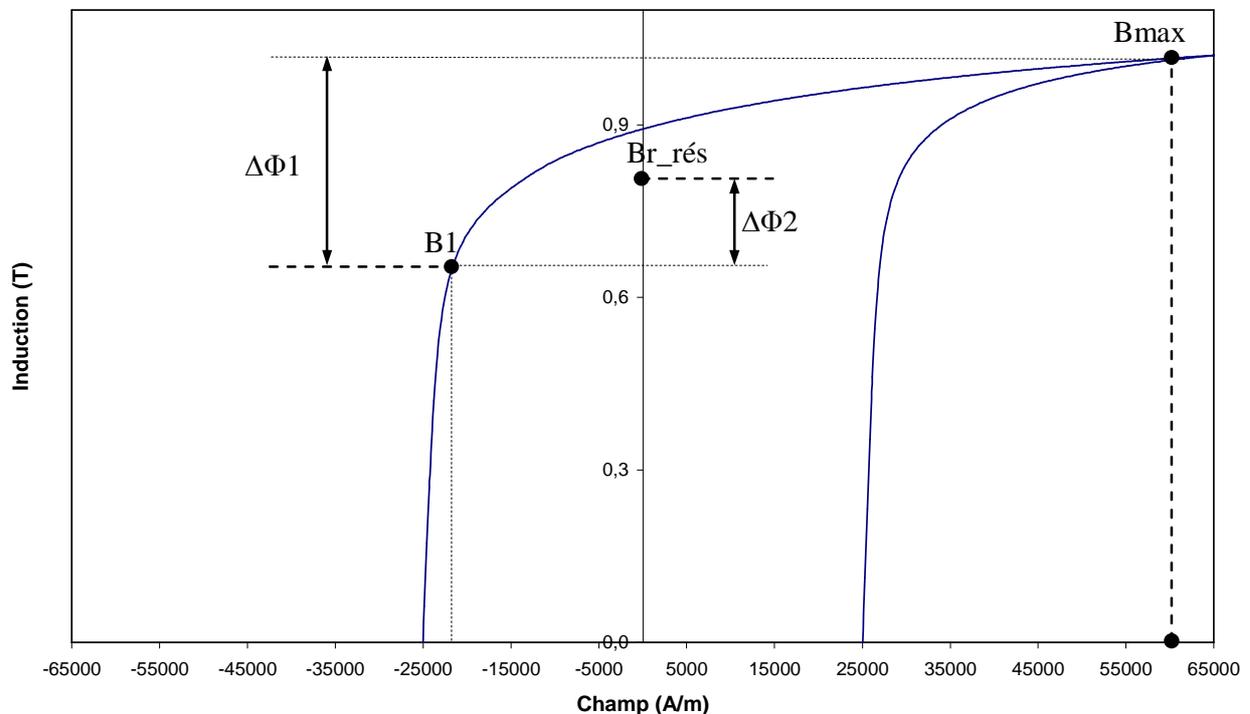


Figure 1. Principe de détermination des droites de recul

- ❖ Remettre à zéro le fluxmètre afin de fixer le point d'origine de la mesure ($\Phi_{max}=0$) ;
- ❖ Diminuer le courant afin d'imposer le champ inverse que l'on veut et atteindre donc un point de désaimantation souhaitée (B1 sur la figure) ;
- ❖ Relever $\Delta\Phi_1 = \Phi_{max} - \Phi_{min} = \Phi_{min}$ (figure), c'est la valeur Φ_{min} affichée sur le fluxmètre ;
- ❖ Remettre de nouveau le fluxmètre à zéro afin d'imposer un nouveau point d'origine ($\Phi_{min}=0$) ;
- ❖ Court-circuiter le primaire afin d'annuler le champ inverse ;
- ❖ Relever la valeur $\Delta\Phi_2 = \Phi_{max} - \Phi_{min} = \Phi_{max}$ (figure), c'est la valeur max affichée sur le fluxmètre. Cette valeur correspond à la variation du flux entre le point de désaimantation atteint (B1) et l'induction rémanente résultante pour $H=0$ (Br_1).

ANNEXE 10. STRUCTURE INDUCTIVE EN REGIME ALTERNATIFProcédure des essais :

La Figure 1 représente la chaîne de mesure mise en place pour les essais, on y distingue le capteur actif (demi pot ferrite) muni de bobinages d'excitation (N1) et de mesure (N2), l'élément sensible (bande FeNi) avec un bobinage de mesure (N3) et l'instrumentation. Le bobinage N1 crée un champ d'excitation se refermant dans l'ensemble de la structure (pot ferrite, entrefers et FeNi). Le bobinage N2 permet de mesurer le flux total dans le système, tandis que le bobinage N3 donne l'image réelle du flux magnétique traversant le FeNi.

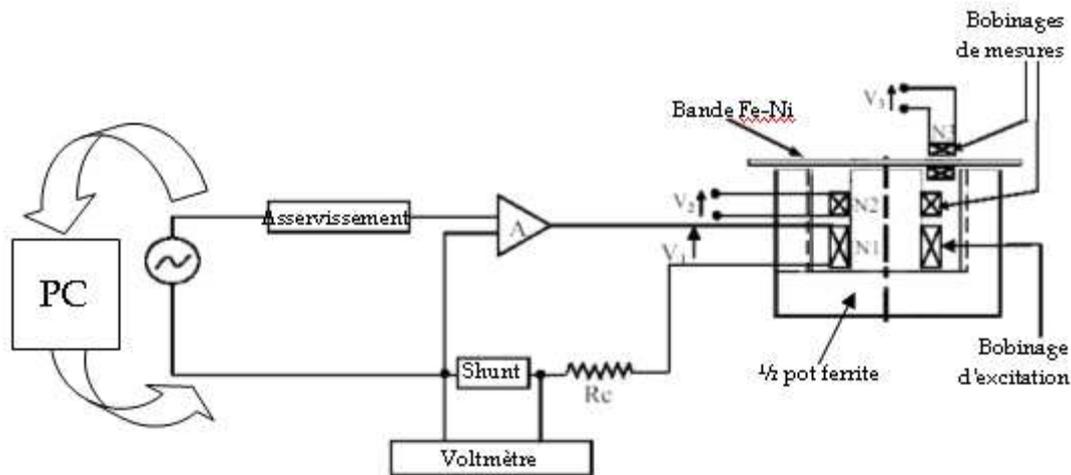


Figure 1. Chaîne de mesure du capteur inductif de température.

Exploitation des résultats et effets de l'entrefer sur la mesure :

Pour valider la possibilité d'effectuer une mesure sans contact, il faut analyser les variations de la tension en sortie en fonction de la température et pour différents entrefers. Lors d'une campagne de mesures à température variable, l'entrefer et le champ d'excitation doivent être fixes car si tous les paramètres varient en même temps il n'est pas possible d'identifier l'effet dû à la température.

Si l'on néglige les fuites, la tension V_2 atteint 203 mV lorsque l'induction à saturation B_s du FeNi est atteinte à 20°C, selon la loi de Boucherot ci-dessous :

$$V_{2_{\text{eff}}} = \sqrt{2} \cdot B_{s_{\text{FeNi}}} \cdot S_{\text{FeNi}} \cdot \omega \cdot N_2$$

Les valeurs numériques sont les suivantes : $B_{s_{\text{FeNi}}} = 0,55 \text{ T}$; $S_{\text{FeNi}} = 2.(8,3 \text{ mm}^2)$; $\omega = 2.\pi.50 \text{ rad/s}$; $N_2 = 50 \text{ spires}$.

Ce coude apparaît sur la Figure 2 ci-dessous pour un entrefer faible (1,5mm) lorsque effectivement les fuites restent faibles.

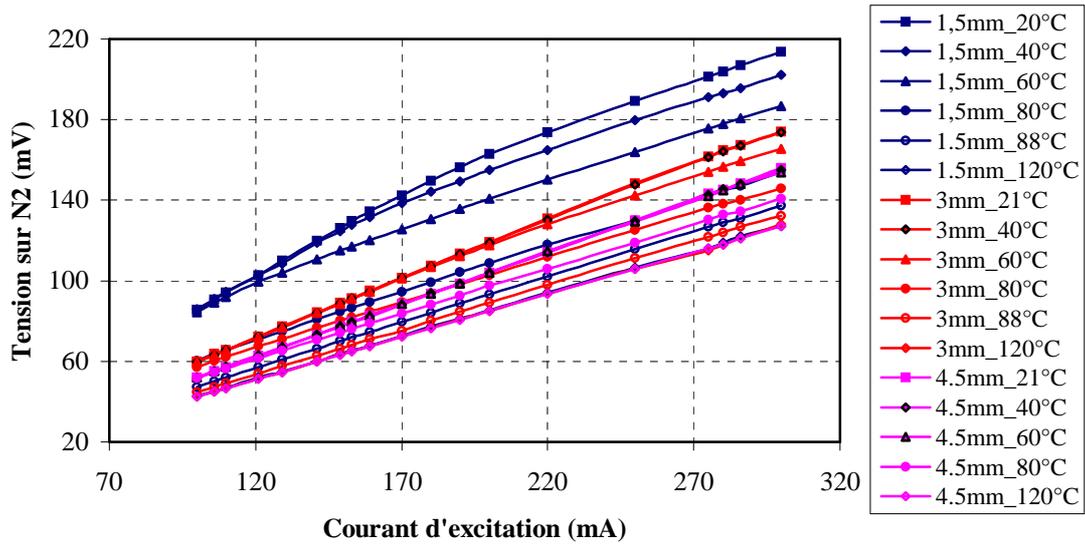


Figure 2. Tension induite dans la bobine N2 (sur le pot ferrite) en fonction du courant d'excitation.

La Figure 3 ci-dessous montre un exemple de résultats obtenus pour un courant d'excitation donné (220 mA). On peut remarquer que la présence de l'entrefer diminue fortement la réponse du système.

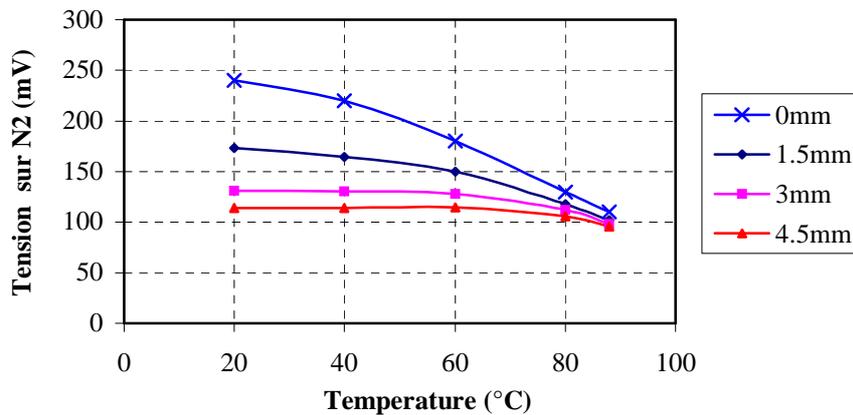


Figure 3. Tension induite en fonction de la température pour différents entrefers et un courant d'excitation de 220 mA.

Influence des flux de fuites :

Les figures suivantes représentent les résultats que l'on peut obtenir avec ce système en configuration sans contact (mesure de V2) et en mesure directe sur le FeNi (tension V3).

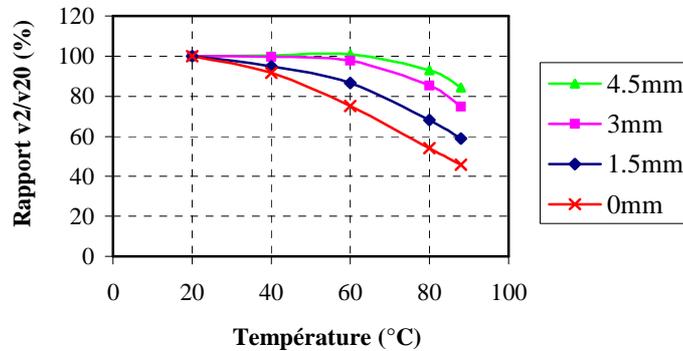


Figure 4. Variation de v2 en fonction de la température et pour différents entrefers (en % de v2 à 20°C) sous un courant d'excitation de 220mA.

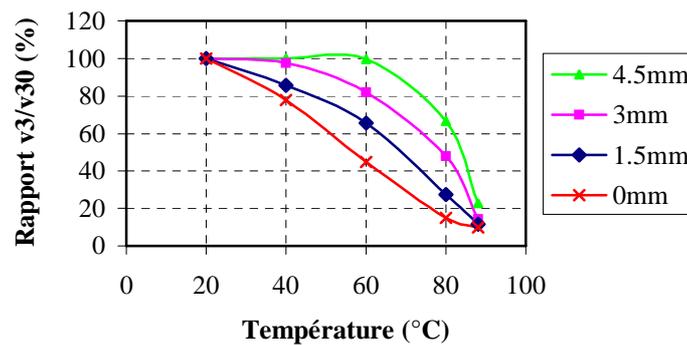
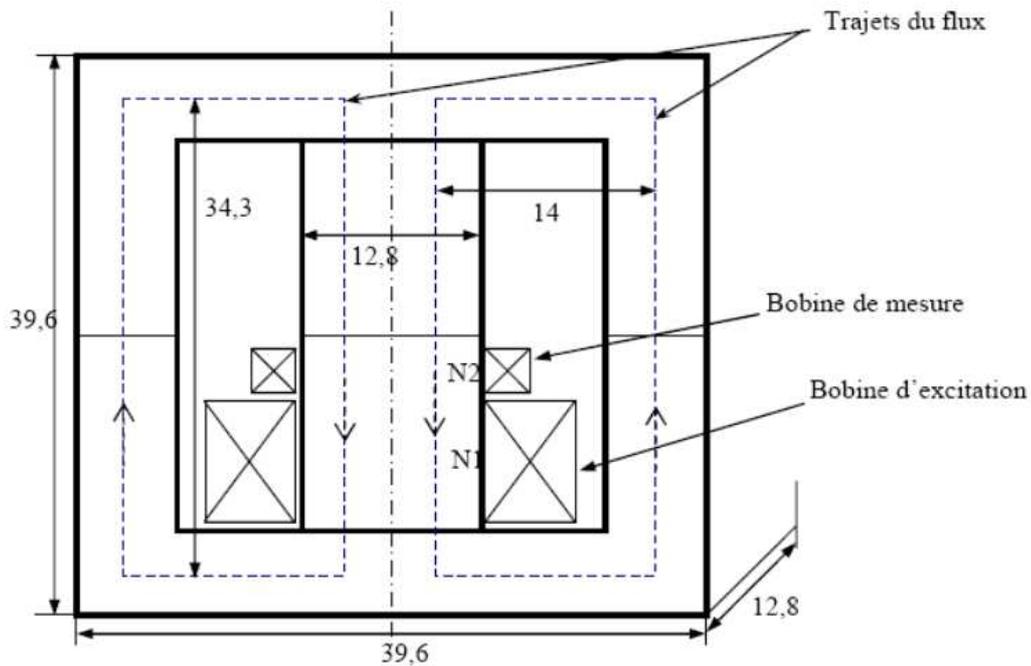


Figure 5. Variation de v3 en fonction de la température et pour différents entrefers (en % de v3 à 20°C) sous un courant d'excitation de 220mA.

La dernière Figure 5 ci-dessus montre que nous obtenons bien une variation de flux dans le FeNi en fonction de la température. Ces variations apparaissent plus tardivement pour un entrefer élevé (4,5 mm), car il faut que la température soit suffisamment élevée pour que la réluctance du FeNi soit supérieure à celle des entrefers. Nous obtenons néanmoins sur v3 des variations très exploitables, mais la mesure est faite directement sur le FeNi et ne peut donc pas être utilisée dans le cas d'un capteur sans contact. Au contraire, la Figure 4 montre que dans une configuration de capteur sans contact, les variations mesurées à distance sont faibles car les flux de fuite viennent se superposer. En effet l'augmentation de la température implique l'augmentation de la réluctance du FeNi, et le flux principal d'excitation se referme alors par des flux de fuite au niveau du pot ferrite.

Caractéristiques géométriques du pot ferrite ETD 39 :



- ❖ Longueur moyenne des lignes du flux dans le pot: 92.2 mm
- ❖ Section du noyau magnétique: 125 mm²
- ❖ Nombre de spires du bobinage d'excitation (N1): 530
- ❖ Nombre de spires du bobinage de mesure (N2): 50

Figure 6. Pot ferrite ETD 39.

Caractéristiques magnétiques du pot ferrite ETD 39 :

La Figure 7 représente les courbes B-H mesurées sur un pot ferrite ETD39 complet à différentes températures de 20 à 70°C. En comparaison avec les courbes B-H des alliages FeNi, nous remarquons que l'induction à saturation du pot ferrite varie beaucoup moins dans cette plage de températures.

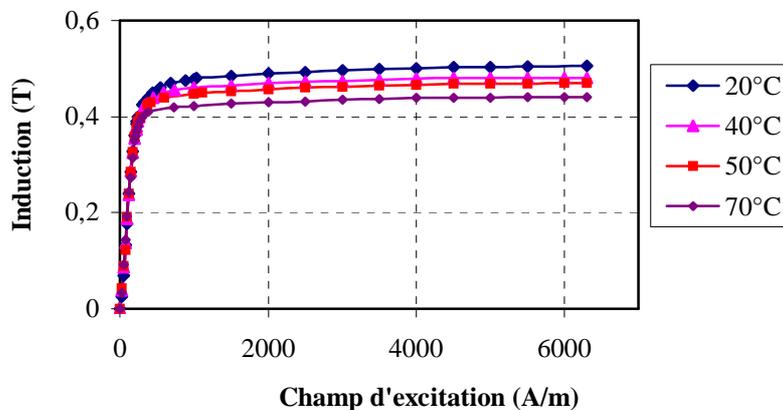


Figure 7. Courbes B-H du pot ferrite ETD39 pour différentes températures.

Sous champ d'excitation constant, les variations de l'induction B sont également très faibles en fonction de la température et ceci d'autant plus que le H_{exc} est faible (Figure 8).

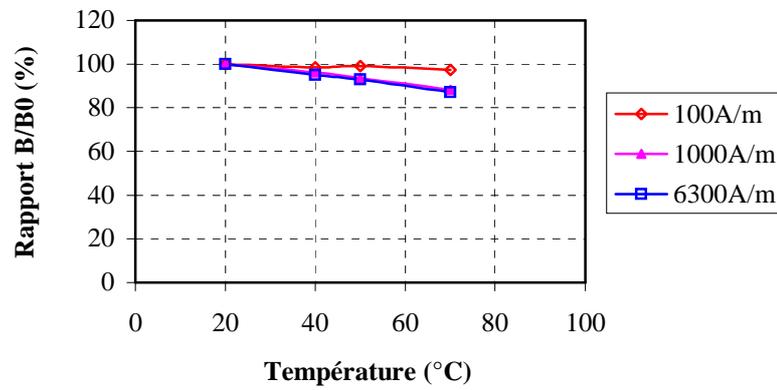


Figure 8. Rapports B/B_0 en fonction de la température et pour différentes amplitudes du H_{exc} .

B_0 est l'induction obtenue à $20^{\circ}C$ pour une valeur donnée de H_{exc} .

Étiquettes magnétiques interrogeables à distance. Application à la mesure de température.

Les travaux décrits dans ce manuscrit portent sur la mesure de température sans contact en employant des étiquettes magnétiques et un système d'interrogation à distance. Les étiquettes ont été réalisées avec différents matériaux magnétiques doux, durs et semi rémanents. Leur fonctionnement met en œuvre différents phénomènes magnétiques dépendants de la température, tels que la transition de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique, la désaimantation d'un aimant ou la saturation locale. L'interrogation à distance est basée sur l'analyse de la signature harmonique de l'étiquette sous champ sinusoïdal d'excitation.

Nous avons étudié théoriquement et validé expérimentalement des idées innovantes d'étiquettes permettant la détection de la température en temps réel ou la mémorisation du dépassement d'un seuil. Les impacts de divers facteurs sur la mesure ont été étudiés à l'aide de calculs analytiques, des simulations par éléments finis et des mesures. Une étude détaillée sur l'estimation du champ démagnétisant dû à la forme des matériaux a été présentée.

Remotely interrogated magnetic labels. Application to temperature measurements.

This thesis focuses on contactless temperature measurement using magnetic labels and a remote interrogation system. Various soft magnetic, hard or semi hard alloys were used to realize the labels. Their operation is based on magnetic phenomena depending on the temperature, such as the ferromagnetic/paramagnetic state transition at Curie temperature, the demagnetization or the local saturation. The harmonic signature of the labels is remotely interrogated with an alternating excitation field in order to analyze the harmonic variations as a function of temperature.

Innovative ideas of magnetic labels enabling the detection of crossing temperature thresholds have been studied on a theoretical basis (theoretical approach) and experimentally validated by measurements : a single NiFe label allows real-time detection ; and an association of NiFe and semi hard alloys provides the memorization of crossing temperature thresholds. Issues on distance between the label and the interrogation system, or on demagnetizing field have also been studied.

Mots Clés

Capteur, sans contact, température, propriétés magnétiques, induction à saturation, interrogation à distance, harmoniques, alliages FeNi, alliages semi rémanents, aimants permanents, champ démagnétisant, flux-gate.
