



HAL
open science

Caractérisations physicochimique et magnétique de rubans nanocristallins à haute perméabilité et étude de leur intégration en électronique de puissance

Hervé Chazal

► **To cite this version:**

Hervé Chazal. Caractérisations physicochimique et magnétique de rubans nanocristallins à haute perméabilité et étude de leur intégration en électronique de puissance. Energie électrique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00740409

HAL Id: tel-00740409

<https://theses.hal.science/tel-00740409>

Submitted on 10 Oct 2012

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.

Université Joseph Fourier

N°attribué par la bibliothèque

/ / / / / / / / / / / / / / / /

THESE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UJF

Spécialité : « Génie Electrique »

Préparée au **Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble**

UMR 5529

et au **Laboratoire de Magnétisme Louis Néel**

UPR 5051

Dans le cadre de l'école doctorale « **Electronique, Electrotechnique, Automatique,**

Télécommunication, Signal »

Présentée et soutenue publiquement

par

Hervé CHAZAL

Le 16/12/2004

Titre :

Caractérisations physicochimique et magnétique de rubans nanocristallins à haute perméabilité et étude de leur intégration en électronique de puissance

Directeurs de thèse : Jean Louis Porteseil

James Roudet

Rapporteurs : Florence Ossart

Philippe Le Moigne

Examineurs : Francisco Alves

Thierry Waeckerle

Olivier Geoffroy

Afef Kedous-Lebouc

REMERCIEMENTS

« Le temps des remerciements » : je l'ai appréhendé et ~~près~~ plus d'un an plus tard, j'affronte à nouveau cette « page blanche ».

Ce ne sera pas cette fois une guerre de tranchées entre « elle » et un simple « merci ». Pour enfoncer ces lignes ennemies, je compte sur ces quelques mots de remerciements pour ceux qui m'ont soutenus et que j'apprécie.

Dans cette bataille, je compte d'abord sur les vétérans, ceux qui m'ont reçu dans leur caserne EPTE, lieu entouré de hauts miradors et de sacs de sable pour que cette atmosphère ludique qui y règne ne s'en échappe jamais.

Ces vétérans que j'ai rencontré : p'tit lu, Jimi, jean marc (caillou méchant® et highscore à flythecopter), goubs (highscore à cotcote et goubseries®), martin (alias coyote, le père du corbeau et de la verve acérée qui le caractérise et qui galvanise le thésard couard qui n'ose mot dire ;-), Karim Ouattara (le seul docteur accros d'exercices de maths de collège de 4^{ème} et de final fantasy), p'tit lolo, l'agent secret du lag au leg. Enfin, entre ces vétérans et les soldats aguerris, je retrouve Bertrand (alias Babe, le touche à tout de l'EP, le prêcheur de sciences, qui officie aujourd'hui dans une autre paroisse) et Raph, l'architecte d'un des quatre piliers inébranlables sur lequel je m'appuie aujourd'hui.

Après les vétérans, quelques mots pour mes chefs instructeurs, ceux qui m'ont soutenu. Tout d'abord, James et Thierry, merci d'avoir cru en moi. James, le soldat timide, dans le fond de tes salles de cours te dis merci. Et merci Thierry, pour les « coups de pieds » répétés pour que je m'engage sans cesse dans les batailles contre les « pages blanches » et merci pour ces échanges scientifiques, malheureusement trop rares.

Enfin et lors d'une campagne de plus d'un an, j'ai rencontré dans des rôles de chefs instructeurs bien différents : Jean Louis et Olivier. Merci à tous les deux pour tout, vous m'avez beaucoup apporté. Merci Jean Louis, je garde une trace indélébile de cette présence « effacée », tempérance que j'espère un jour égaler. Merci Olivier, pour avoir partager cet enivrement scientifique qui te caractérise. J'espère être en mesure un jour d'insuffler cette même présence et cette même intempérance scientifique.

Dans le cœur de cette bataille, je m'appuie maintenant sur ceux qui sont partis au front à mes côtés : vincent (serial killer of the enter key), eric (alias rico, le chasseur de lapin de la troupe et membre du kat killer confrérie), laurent, dit « le lol » (docteur d'génie et de temps en temps mister high(voltage) ;-) et enfin guillaume, dit kazuya, le

dragon vert, crains au guidon de sa monture et fine lame de la langue française. Un caractère trempé, un perfectionniste agaçant que je remercie pour m'avoir bousculé et aux côtés duquel j'ai beaucoup à apprendre.

Après cette charge dantesque, les lignes blanches se teintent d'une charmante calligraphie. En effet, changement au sein des troupes, ces soldates venues de l'Est n'amènent pas avec elles leurs seuls sourires, ces belles endignent d'une voix douce les débordements lyriques des plus fines lames de l'armée. Adi, Nathaliya, mariya : merci beaucoup.

Leurs camarades de chambrée (ils auraient bien aimé), appelés de la même année sont : franck, kiki (alias christian), roger (alias yves soucard), Jean Paul Gonnet, dit jpeg. Ce dernier est un jedi autodidacte. Son seul problème, c'est le maniement du sabre (plus communément appelé : raquette de squash) (Aie, ... J'te bats quand même).

Les deux larrons qui suivent sont aux caractères et aux tempéraments entiers : Franck, qui n'a rien à envier au plus grand maître joueur de la langue française et répond aux scabres de certains par d'inédites galéjades.

Le second, dit kiki, est non des moindres. C'est a fortiori le plus armé (je ne permet ici que le sens propre). Ces campagnes de chasse, de chamois en montagne et de biquette en ville, se soldent au dire de beaucoup par des gibecières désespérément vides. C'est sans compter les nombreux amis rabattus par ce chasseur savoyard hors normes.

Et pour l'estacade finale, je me tourne maintenant vers les nouvelles recrues. Ces bleus encore inconscients des combats qui les attendent. Le recrutement de ces soldats s'est déroulé sans encombres et plus que de simples nouveaux, qui perpétuent pour un temps encore une atmosphère ancienne, ces gaillards la renouvelle dans un mélange et une atmosphère piquée que j'apprécie. Citons dans un premier temps, Alex (5 2 en force, coéquipier de jorky, ... Attention : ce soldat pense à haute voix), Xav (alias X), un personnage à part, le padawan du plus grand maître jedi (Un jour X, tu feras parti de cette caste des détenteurs du Master Of Jedi Order. Et enfin, Benj, le padawan d'un des plus grands padawans du plus grand maître (Yves). Ces deux jedi surpassent dans la vie, les plus grands maîtres. (De plus, ce padawa est tout simplement imbattable au sabre).

Je peux d'ores et déjà crier victoire tant les lignes se sont succédées.

Dans cette histoire, un personnage récurrent ne s'est encore pas vu mentionné. Présent, dès l'ouverture des barbelés de la caserne, dans toutes les batailles que j'ai pu mener contre ces lignes infiniment longues et blanches. Un vétéran, un soldat présent au front, un maître caché au milieu des padawans, une fine lame parmi les fines lames : guillaume. J'ai toujours pu compter sur toi. Je ne suis pas le premier à te remercier et certainement pas le dernier. Dans ces atmosphères toutes plus plaisantes les unes que les autres en salle epte, tu as mis ton empreinte discrète et je t'en remercie.

J'en ai maintenant fini de ces souvenirs d'anciens. J'ai finalement rencontré peu de résistance et je dédie ces dernières lignes à ceux qui m'ont soutenu, ceux qui m'ont retournés ces quelques sourires échangés au quotidien (mariya, ~~brano-mullet~~ bruno mallet,...).

Merci Corine. C'est auprès de toi que je récolte tous ces sourires.

A mes parents,

SOMMAIRE

<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	7
Chapitre I.....	17
<u>ETUDE DES MECANISMES D'AIMANTATION</u>	
I. Introduction.....	19
II. Le Modèle d'Anisotropie Aléatoire	20
II.1. Introduction	20
II.2. Moyennage de l'anisotropie magnétocristalline	22
II.3. Addition d'une anisotropie induite	24
II.4. Mesure de l'anisotropie effective par le biais du champ coercitif	25
III. Evaluation de l'Anisotropie magnétoélastique à l'échelle des nanograins.....	27
III.1. Coefficients de magnétostriction et modules d'Young	29
III.2. Fluctuations de l'énergie magnétoélastique	30
III.3. Discussions	32
IV. Volumes de corrélation, parois et mécanismes d'aimantation	32
IV.1. Exemples d'inclusions non magnétiques	33
IV.2. Déplacements de parois et volumes de corrélation	35
IV.3. Addition d'une anisotropie uniaxiale	42
V. Modélisation de l'anisotropie magnétoélastique.....	43
V.1. Extraction de l'anisotropie magnétoélastique à partir des mesures	43
V.2. Évaluation de λ^m et E^m	45
V.3. Calcul de l'énergie globale	57
V.4. Première évaluation	57
V.5. Discussions	62
VI. Conclusions.....	62
VII. Bibliographie du Chapitre I.....	64
Chapitre II.....	67
<u>ETUDE DES PERFORMANCES DYNAMIQUES DES NANOCRISTALLINS</u>	
I. Introduction.....	69
II. Les modèles macroscopiques	69
II.1. L'équation de Steinmetz	69
II.2. MSE, GSE et iGSE	70
II.3. Modèle LS (Loss Surface)	72

III. Caractérisations de tores nanocristallins.....	75
III.1. Description du Banc de mesures : Cadre Epstein	76
III.2. Description du Banc de mesures : Onduleur	78
III.3. Acquisition et traitement informatique des mesures	82
III.4. Validation des bancs de mesures	86
IV. Développement du modèle	92
IV.1. Interprétations des courbes $H_m = f_B(dB/dt)$	92
IV.2. Implémentation du modèle	102
IV.3. Validation du modèle	104
V. Conclusions.....	108
VI. Bibliographie du Chapitre II	109
 Chapitre III.....	 113
<u>EVALUATION DES NANOCRISTALLINS EN ELECTRONIQUE DE PUISSANCE</u>	
I. Introduction.....	115
II. Objectifs de l'étude	116
III. Méthodologie retenue	116
III.1. Modèles dédiés au dimensionnement optimisé	116
IV. Explication des modèles	117
IV.1. Calculs prédictifs de pertes Joule	117
IV.2. Calculs prédictifs des pertes magnétiques	122
IV.3. Contribution à la modélisation thermique des composants	122
V. Dimensionnement optimisé de transformateurs	132
V.1. Introduction	132
V.2. Propriétés comparées des Ferrites (MnZn) et des nanocristallins (FeCuNbSiB)	132
V.3. Cahier des charges	134
V.4. Procédure d'optimisation	135
V.5. Résultats de dimensionnement	136
VI. Conclusions et perspectives.....	144
VII. Bibliographie du Chapitre III	146
CONCLUSIONS GENERALES.....	143
ANNEXES.....	147

INTRODUCTION GENERALE

Les convertisseurs d'électronique de puissance s'imposent dans un nombre de domaines d'applications de plus en plus important. La multiplication et l'intégration de ces systèmes constituent alors des éléments moteurs forts pour le développement des structures et des composants de l'électronique de commutation. Dans ce cadre, l'intégration et la miniaturisation des composants semi-conducteurs ont connu de forts développements, en tirant profit des progrès technologiques de la microélectronique. Cependant, et dans le cas des composants passifs, et notamment magnétiques, ces mêmes verrous demeurent. Les alliages magnétiques nanocristallisés (FeCuNbSiB), derniers nés des matériaux doux sont, dans cette optique, une des clés pour l'innovation et l'intégration des composants magnétiques. Ces alliages, développés en France par Imphy UGINE Precision, sont depuis quelques années présents sur les marchés de la sécurité électrique et plus récemment de l'électronique de puissance. La maîtrise des procédés de fabrication, et les très hautes performances magnétiques, conduisent alors à adapter spécifiquement ces matériaux aux différents marchés et applications potentielles. Cependant, les lois comportementales décrites et profitables pour la conduite des procédés en vue de l'optimisation de ces alliages ne sont pas ou peu définies pour les nuances les plus performantes industriellement.

Une des lacunes importantes concerne alors le modèle d'anisotropie aléatoire chargé d'expliquer les performances magnétiques des nanocristallins. Dans un premier volet, nous orienterons en conséquence cette étude vers l'analyse et la compréhension des mécanismes d'aimantation. L'importance des effets magnétoélastiques et la discrimination des différentes sources d'anisotropie : magnétocristalline et magnétoélastique seront mises en exergue. Ces études s'appuieront alors sur une caractérisation métallurgique et magnétique importante, effectuée au Centre de Recherche Imphy. En effet, seules de telles approches peuvent permettre, en relation avec les paramètres métallurgiques et magnétiques (température et durée de recuit, etc), d'optimiser performances magnétiques et procédé.

Dans un second volet, nous nous replacerons dans le cadre de la pré-conception de composant en électronique de puissance. En effet, compte tenu des exigences d'encombrement, des contraintes électriques, magnétiques et thermiques, l'intégration des nanocristallins dans les structures de conversion passe obligatoirement par une maîtrise des différentes composantes de pertes. Nous nous focaliserons alors sur l'étude des performances dynamiques de ces alliages dans le cas de sollicitations électromagnétiques générées par les alimentations à découpage. Parallèlement aux études de compréhension des mécanismes d'aimantation, un modèle de comportement magnétique pour le calcul prédictif de pertes est alors développé. Cette estimation s'appuie sur un modèle d'hystérésis scalaire dynamique LS (Loss Surface).

Le dernier point fédère tous les points précédents et concerne le dimensionnement optimisé de composants nanocristallins. En effet, nous aborderons, au travers du dimensionnement de transformateur hautes fréquences, le potentiel d'intégration des nanocristallins. Dans le cadre d'une démarche d'optimisation, des modèles analytiques seront alors développés. Un des points importants concerne alors la modélisation thermique des composants. En effet, un modèle thermique rudimentaire est dans un premier temps implémenté et plusieurs optimisations multiparamètres sont présentées. Les premiers résultats mettent alors en exergue les calculs des températures de fonctionnement et imposent le re-développement d'un modèle thermique. Dans ce contexte, et en perspective des résultats obtenus dans le cadre de ces trois points, le dimensionnement d'un transformateur optimisé en rubans nanocristallins est alors considéré pour valider in fine la démarche globale.

Chapitre I

ETUDE DES MECANISMES D'AIMANTATION

TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE I

I. Introduction	19
II. Le Modèle d'Anisotropie Aléatoire.....	20
II.1. Introduction	20
II.2. Moyennage de l'anisotropie magnétocristalline	22
II.3. Addition d'une anisotropie induite	24
II.4. Mesure de l'anisotropie effective par le biais du champ coercitif	25
III. Evaluation de l'Anisotropie magnétoélastique à l'échelle des nanograins	27
III.1. Coefficients de magnétostriction et modules d'Young	29
III.2. Fluctuations de l'énergie magnétoélastique	30
III.3. Discussions	32
IV. Volumes de corrélation, parois et mécanismes d'aimantation.....	32
IV.1. Exemples d'inclusions non magnétiques	33
IV.2. Déplacements de parois et volumes de corrélation	35
IV.3. Addition d'une anisotropie uniaxiale	42
V. Modélisation de l'anisotropie magnétoélastique	43
V.1. Extraction de l'anisotropie magnétoélastique à partir des mesures	43
V.2. Évaluation de λ^m et E^m	45
V.3. Calcul de l'énergie globale	57
V.4. Première évaluation	57
V.5. Discussions	62
VI. Conclusions.....	62
VII. Bibliographie du Chapitre I.....	64

I. Introduction

Les alliages magnétiques nanocristallisés sont les derniers nés des matériaux ultra-doux et n'ont qu'une vingtaine d'années d'existence. Ce laps de temps a toutefois suffi pour faire reconnaître leurs hautes performances magnétiques, et pour que la communauté scientifique décortique le comportement de ces nouveaux matériaux au travers de centaines de publications.

Cependant, l'essentiel des informations scientifiques (publications, brevets,...) et en particulier les lois comportementales décrites – profitables à la conduite des procédés d'élaboration – ne donnent qu'une tendance et sont insuffisantes pour optimiser performances magnétiques et procédés.

Le modèle d'anisotropie aléatoire (R.A.M.¹), chargé d'expliquer les performances exceptionnelles des Finemet® n'est pas exhaustif et les relations entre caractéristiques structurales et performances magnétiques finales sont peu ou pas établies quantitativement pour les nuances les plus performantes. En effet, pour les rubans nanocristallins FeCuNbSiB, le modèle d'anisotropie aléatoire classique prédit pour le champ coercitif une très forte dépendance à la taille des grains. Néanmoins, ce comportement demeure qualitatif et marque un désaccord particulièrement flagrant pour les tailles de grains recherchées dans les rubans à usage industriel. En effet, le R.A.M. suggère pour l'anisotropie apparente, caractéristique des dits rubans, le « moyennage » de l'anisotropie magnétocristalline à l'intérieur d'un volume de corrélation magnétique – grandeur clé du modèle. Or, pour un grand nombre de grains, cette anisotropie s'évanouit. Le modèle classique de Herzer ignore dans ce cas l'influence d'autres termes d'anisotropie : induite (recuit sous champ magnétique), magnétoélastique, d'interface cristal-amorphe. Parmi les termes susceptibles de rendre compte de ce désaccord, les effets magnétoélastiques semblent jouer un rôle important.

Dans le cadre préétabli du R.A.M., nous évaluons dans un premier temps les fluctuations d'énergie magnétoélastique, née de l'intrication de deux phases (amorphe et cristalline) de magnétostrictions différentes. L'anisotropie magnétoélastique estimée se heurte alors au terme magnétocristallin – cohérent à la même échelle – et reste a posteriori insuffisante pour influencer notablement la coercivité du matériau.

Dans un second temps et suite à ce premier constat, nous entreprenons l'étude des effets magnétoélastiques immanents au retournement de l'aimantation dans un volume de corrélation.

¹ **R**andom **A**nisotropy **M**odel

L'idée sous-jacente est que l'anisotropie magnétoélastique dans un volume corrélé dépende – à l'instar de la magnétostatique – fortement de l'aimantation à l'extérieur du volume considéré. Le coût énergétique d'origine magnétoélastique qui se manifeste est alors potentiellement grand et présent dans l'étape du retournement exclusivement.

Dans un premier volet, le canevas selon lequel se réconcilient modèle d'anisotropie aléatoire et mécanisme de déplacements de parois est établi. Le champ coercitif est alors quantitativement appréhendé et reflète à la fois la moyenne des duretés des volumes corrélés et leurs fluctuations. Le modèle est étendu au cas d'anisotropie uniaxiale et des expressions analytiques sont établies, offrant une nouvelle vision du modèle d'anisotropie aléatoire popularisé par Herzer.

Dans un second volet, cette nouvelle approche est utilisée pour discriminer les effets magnétoélastiques de la contribution de l'anisotropie aléatoire. Cette étape nous permet de déterminer l'anisotropie magnétoélastique à partir de mesures de coercivité sur des échantillons NANOPHY® caractérisés par des tailles de grain allant de 10 à 13 nm.

Dans un troisième volet, la modélisation de l'anisotropie magnétoélastique est abordée. D'abord analytiquement, où un modèle d'accommodation élastique de régions magnétostrictives (volume corrélé et milieu moyen) est proposé. Puis numériquement via la mise en œuvre d'une procédure d'optimisation, où une zone transitoire de raccordement élastique entre le volume de retournement et le milieu moyen est introduite. Enfin, la confrontation aux valeurs d'anisotropie déduites des mesures est présentée en conclusion de cette étude.

II. Le Modèle d'Anisotropie Aléatoire

II.1. Introduction

Le modèle d'anisotropie aléatoire, initialement développé par Alben [1] dans le cadre des amorphes, et adapté par Herzer [2] aux matériaux nanocristallins propose pour une structure ferromagnétique comptant de nombreux grains d'interpréter les propriétés magnétiques en terme de concurrence d'une énergie d'échange ferromagnétique et d'une énergie d'anisotropie locale. Pour des grains de taille nanométrique, l'énergie d'échange impose l'alignement des moments magnétiques de sorte que, compte tenu de l'anisotropie locale, la longueur d'échange L , égale la taille des grains. C'est le cas notamment des nanocristallins FeCuNbSiB qui présentent une structure magnétique biphasée où coexistent une phase constituée de cristaux nanométriques de FeSi et une phase amorphe (Figure I-1).

$$K_1 \approx 8 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-3} : \text{constante d'anisotropie magnétocristalline } (\alpha - \text{Fe} - 20\text{at}\%) \quad (\text{I-1})$$

$A \approx 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$ constante d'échange

$$L = \sqrt{\frac{A}{K_1}} \approx 35 \text{ nm} \quad (\text{I-2})$$

Cette longueur L , représente la distance en deçà de laquelle les moments magnétiques sont contraints à s'aligner de part l'interaction d'échange et ce au détriment de l'anisotropie locale.

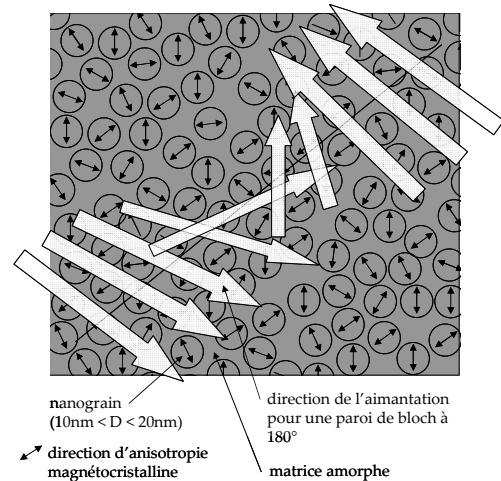
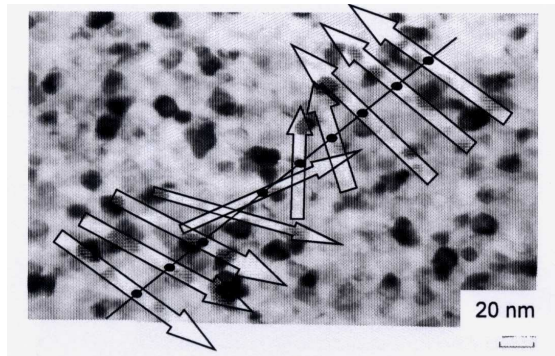


Figure I-1 : Nanostructure (MET) de l'alliage NANOPHY en comparaison de La distance caractéristique d'inversion des directions de moments atomiques (épaisseur de paroi).

Figure I-2 : représentation schématique de la structure magnétique (nanograins FeSi et matrice amorphe) et direction de l'aimantation.

La figure i-2 illustre les directions d'anisotropie magnétocristalline propre à chaque nanograin respectant une distribution et une orientation aléatoire sur lesquels se superposent les directions du vecteur aimantation pour une paroi de Bloch. Les dimensions des grains d'une part et de la paroi d'autre part sont différentes (non respectées sur la figure i-1), l'une de l'ordre de la dizaine de nanomètres et l'autre de l'ordre de $2\mu\text{m}$ [3].

Les moments magnétiques ne peuvent donc pas s'arranger indépendamment d'un nanograin à l'autre, et contrarient l'anisotropie magnétocristalline. Les propriétés magnétiques de ces alliages s'interprètent alors par le modèle d'anisotropie aléatoire (RAM) proposé par Herzer.

La corrélation des moments magnétiques, à une échelle supérieure à celle des grains, entraîne une forte diminution des effets d'anisotropie. Par commodité, nous quantifierons ceux-ci par la grandeur scalaire K_a qui caractérise alors la variation d'énergie entre la direction la plus facile et la direction la plus difficile au sein d'un volume corrélé. Cette anisotropie résiduelle, dite aléatoire, résulte du moyennage (en amplitude et direction) de l'anisotropie magnétocristalline pour un grand nombre de grains de sorte que K_a n'excède pas quelques $\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$ à comparer aux $8 \text{ kJ} \cdot \text{m}^{-3}$ réalisés par K_1 . C'est ce « moyennage » que nous nous attacherons à décrire maintenant.

II.2. Moyennage de l'anisotropie magnétocristalline

Le moyennage de l'anisotropie magnétocristalline s'opère dans un volume de corrélation (CV²), supposé isotrope et de longueur L . La population des N grains contenus dans le CV dépend directement de la taille des grains D :

$$N = f \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^3 \quad (\text{I-3})$$

avec f : la fraction volumique cristalline [4].

Pour un nombre infini de grains, la loi des grands nombres impose une anisotropie moyenne μ nulle. En effet, pour des tailles de grains très réduites, le CV tend à se comporter comme un milieu isotrope. La variation d'énergie magnétocristalline propre au CV : ΔE_{CV} , relative à un changement de la direction d'aimantation est alors nulle. ΔE_{CV} peut alors être perçu comme la somme de variations élémentaires ΔE_i propre à chaque grain, traduisant tantôt une grandeur positive : le passage d'une direction de facile aimantation à une direction de plus difficile aimantation, tantôt une grandeur négative pour un passage inverse.

Toutefois, dans un volume fini L^3 , la moyenne $m = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^N \Delta E_i$ pour un nombre N de grains est non nulle. Le théorème central limite prévoit pour m une distribution de Gauss de moyenne $\mu = 0$ et de variance σ^2/N . Une variation d'énergie non nulle traduit pour le CV la présence d'une direction d'aimantation privilégiée et donc une anisotropie K_a résultante.

La grandeur émergente pour K_a devient alors « par défaut » l'écart quadratique moyen de m vis-à-vis de μ , c'est-à-dire l'écart type de la distribution de m : $\sigma_m = \sigma/\sqrt{N}$ où σ représente l'écart type de la distribution élémentaire, c'est-à-dire des ΔE_i .

Dans une approche simplifiée, les variations d'énergie magnétocristalline peuvent être binarisées, la direction d'aimantation pour un grain i donné étant considérée facile ou difficile respectivement indice f ou d). Les deux valeurs de ΔE_i sont données par :

$$\Delta E_i = K_1 \cdot g(\theta_f, \phi_f) - K_1 \cdot g(\theta_d, \phi_d) \quad \text{et} \quad \Delta E_i = K_1 \cdot g(\theta_d, \phi_d) - K_1 \cdot g(\theta_f, \phi_f)$$

$$\Delta E_i = 0 - K_1$$

$$\Delta E_i = K_1 - 0$$

² CV : correlated volume

où $g(\theta_j, \phi_j)$ est une fonction dépendant de la symétrie cristalline envisagée. La distribution binaire admet alors un écart-type égal à la constante d'anisotropie K_1 . Compte tenu des développements précités, l'anisotropie aléatoire K_a s'écrit alors pour un volume de corrélation L^3 :

$$K_a = f \cdot K_1 / \sqrt{N} \quad (\text{I-4})$$

Le modèle est alors dit autocohérent puisque l'anisotropie aléatoire K_a est avec (I-3) déduite de la longueur de corrélation L – elle-même déduite de l'anisotropie aléatoire avec (I-2).

$$K_a = f^{1/2} \cdot K_1 \cdot (D/L)^{3/2} \quad (\text{I-5})$$

$$K_a = f^2 \cdot K_1^4 \cdot A^{-3} D^6 \quad (\text{I-6})$$

Notons que lorsque l'anisotropie aléatoire diminue – par exemple pour de faibles tailles de grains – le volume de corrélation L^3 tend à augmenter. Or, pour une longueur de corrélation plus grande, la population N des grains augmente de même. Le « moyennage » de l'anisotropie est alors accentué et mène à une anisotropie aléatoire K_a plus réduite.

Dans le cadre du modèle de Alben[1], cette récurrence entre anisotrope aléatoire et longueur de corrélation est abordée au travers d'une approche énergétique. D'après (I-4), l'anisotropie aléatoire K_a représente la densité d'énergie magnétocristalline moyenne pour un volume de corrélation L^3 . Lorsque les moments magnétiques tendent à contenter les fluctuations d'anisotropie magnétocristalline, c'est au détriment de la densité d'énergie d'échange K_E .

$$K_E = A/L^2 \quad \text{d'après (I-2)} \quad (\text{I-7})$$

L'énergie globale $-K_a + K_E$ admet alors un minimum pour une longueur de corrélation L , telle que :

$$\frac{d}{dL} \left(-f^{1/2} \cdot K_1 \cdot (D/L)^{3/2} + A/L^2 \right) = 0 \quad (\text{I-8})$$

$$L = \frac{16}{9} f \frac{A^2}{K_1^2 D^3} \quad (\text{I-9})$$

Le calcul conclut à une longueur de corrélation de l'ordre de $3\mu\text{m}$ ($f = 1$), de sorte que les moments magnétiques trouvent à cette distance l'intérêt d'abandonner l'alignement ferromagnétique pour profiter des fluctuations résiduelles d'anisotropie. Cependant, cette approche ne rend pas compte de l'énergie magnétostatique. En effet, le R.A.M. n'est prédictif que

sur l'épaisseur d'une éventuelle paroi et non pas sur l'existence d'une paroi, liée à la décomposition en domaines et qui ne peut alors être justifiée que par le biais de considérations magnétostatiques.

Dans notre cas, les fluctuations de l'aimantation sont supposées isotropes et sont décrites par le biais d'un volume cubique L^3 . Cependant, dans [5], les prédictions du R.A.M. sont investiguées et intègrent la concurrence d'une énergie magnétostatique en sus des termes d'énergie magnétocristalline et d'échange. Les dimensions du volume de corrélation – obtenues numériquement – sont alors plus grandes par rapport à la longueur L précédemment calculée. Outre les valeurs retenues, cette étude crédite d'une part l'idée de volume de corrélation magnétique et d'autre part l'intérêt d'inclure la magnétostatique dans la description des mécanismes d'aimantation.

II.3. Addition d'une anisotropie induite

La grandeur pertinente quant aux propriétés exceptionnelles des nanocristallins est l'anisotropie aléatoire donnée par (I-6) pour laquelle le R.A.M. prédit une dépendance à la taille de grain très importante. Cette loi en D^6 est en accord avec les données expérimentales pour des tailles de grains allant de 10 à ~ 30 nm. Toutefois, pour les alliages $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$ dont les rubans les plus intéressants industriellement présentent des tailles de grain resserrées autour de 10nm (± 3 nm), la loi en D^6 n'est plus suffisante. En effet, pour des tailles de grains très réduites, l'amplitude de l'anisotropie aléatoire devient du même ordre de grandeur que les anisotropies résiduelles que sont l'anisotropie induite ou magnétoélastique. L'anisotropie aléatoire ne constitue donc plus qu'un des termes de l'anisotropie totale expérimentée à l'échelle du CV. Cette dernière est alors distinguée par la grandeur K_{eff} (comme anisotropie effective), dans le cadre préétabli de notre représentation scalaire des différents termes d'anisotropie. Dans le cas de rubans recuits sous champ magnétique pour lesquels l'anisotropie effective résulte de la compétition de l'anisotropie induite K_u et de l'anisotropie aléatoire K_a , cette concurrence de K_u – uniforme dans le volume de corrélation – et de K_a est usuellement décrite par :

$$K_{eff} = \sqrt{K_u^2 + K_a^2} \quad [6][7] \quad (\text{I-10})$$

La présence d'un second terme d'anisotropie diminue la longueur d'échange L et par conséquent le volume de corrélation L^3 . L'anisotropie effective est compte tenu de cette nouvelle longueur d'échange obtenue par l'équation implicite :

$$K_{eff} = \sqrt{K_u^2 + K_1^2 \cdot A^{-3/2} \cdot K_{eff}^{3/2} \cdot D^3} \quad (\text{I-11})$$

La résolution de cette équation nous permet alors de déterminer l'évolution de K_{eff} par rapport au diamètre de grain D et ce pour différentes valeurs de l'anisotropie induite K_u (Figure I-3).

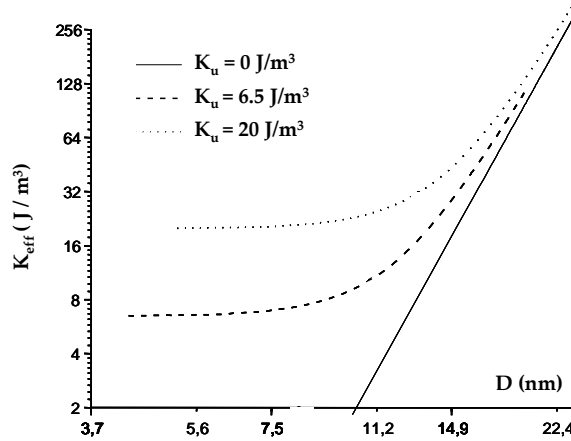


Figure I-3 : évolution de l'anisotropie effective par rapport à la taille des grains pour différentes valeurs de K_u . ($f=1$)

Pour des tailles de grains importantes ($>10\text{nm}$), l'anisotropie effective reste gouvernée par l'anisotropie aléatoire K_a et varie par conséquent selon la loi en D^6 . Toutefois, pour les faibles tailles de grain ($<10\text{nm}$), c'est le terme d'anisotropie induite K_u – quelques $J \cdot m^{-3}$ – qui prédomine et revêt alors une grande importance dans la détermination des propriétés du matériau. Notons que le seul pré requis à cette description réside dans l'uniformité de l'anisotropie K_u à l'intérieur du volume de corrélation.

Ce comportement dépend en outre de la discrimination des effets respectifs de K_u et K_a . Cependant, la manière de rendre compte de la concurrence des différentes anisotropies ne modifie que peu l'allure des courbes et n'influe véritablement que sur l'allure du coude. En effet, et dans les cas de formulations différentes pour l'équation implicite (I-11), le « crossover » entre $K = \text{constante}$ et $K \sim D^6$ reste très rapide.

II.4. Mesure de l'anisotropie effective par le biais du champ coercitif

Nous trouverons dans la littérature, diverses méthodes quant à la mesure de l'anisotropie effective, telles que la mesure du champ coercitif [8][9], l'approche à saturation [10][11][12] ou plus récemment développée, l'observation de la multiplication de parois permettant la mesure de l'énergie surfacique de paroi [13]. Nous préférerons à cette dernière méthode, la mesure de la coercivité et arguons de la relative simplicité de mise en œuvre. Toutefois, nous noterons que

l'interprétation quantitative de l'anisotropie effective repose alors sur la détermination préalable des mécanismes d'aimantation[14] et devront être précisés.

Dans le cadre du R.A.M., les lois décrites quant à l'anisotropie effective s'appliquent indépendamment de toutes discussions quant aux détails des mécanismes d'aimantation. Dans [9], les cas de rotations cohérentes des moments magnétiques et de déplacements de parois sont successivement discutés :

La présence de volumes magnétiquement corrélés est opportune pour la description de mécanisme de rotations. Macroscopiquement, la variation de l'aimantation est vue comme la résultante des rotations de l'aimantation propre aux CVs. Le champ coercitif H_c est alors décrit par :

$$H_c = p \frac{K_{eff}}{J_s} \quad (\text{I-12})$$

où p est un facteur proche de l'unité.

Les rouages permettant d'appréhender le mécanisme de déplacements de parois sont néanmoins plus complexes. Dans [9], la coercivité est classiquement décrite par le terme de fluctuations de l'énergie surfacique de paroi γ .

$$H_c = \frac{1}{2J_s} \left(\frac{d\gamma}{dZ_p} \right)_{\max} \quad (\text{I-13})$$

$$\text{où } \gamma = 4 \cdot \sqrt{A \cdot K_{eff}} \quad (\text{I-14})$$

Les variations de γ par rapport à la position de la paroi sont déduites de (I-13) et (I-14) et s'écrivent :

$$\left(\frac{d\gamma}{dx} \right) = \frac{2 \cdot A}{\sqrt{A \cdot K_{eff}}} \cdot \frac{dK_{eff}}{dZ_p} \quad (\text{I-15})$$

En accord avec le R.A.M., la longueur caractéristique quant à la fluctuation d'anisotropie effective s'identifie à la longueur L de corrélation magnétique, d'où :

$$H_c = \frac{1}{2J_s} \cdot \frac{2 \cdot A}{\sqrt{A \cdot K_{eff}}} \cdot \frac{K_{eff}}{L} = \frac{K_{eff}}{J_s} \quad (\text{I-16})$$

Pour l'un ou l'autre des mécanismes d'aimantation – parois et rotations – la coercivité dépend proportionnellement de la valeur de l'anisotropie effective. Nous décrivons en conséquence le champ coercitif par la relation suivante :

$$H_c = \alpha \cdot \left(\frac{K_{eff}}{J_s} \right) \quad (\text{I-17})$$

Le pré facteur α est alors déterminé par les mécanismes de variation de l'aimantation. Dans le cadre de rotations – mécanisme d'aimantation à priori peu performant [15] – cette pondération vaut 1. Toutefois dans le cadre de variations d'aimantation dans lesquels s'intriquent parois et rotations, l'évaluation de ce pré facteur dépend alors entièrement de la part de l'un ou de l'autre des mécanismes mis en jeu.

Notons que le champ coercitif dépend a fortiori de l'anisotropie effective K_{eff} qui évalue l'énergie d'anisotropie qui résulte du basculement de l'aimantation d'un volume corrélé d'une direction de facile à une direction de difficile aimantation. Les mécanismes d'aimantation macroscopiques sont en ce sens suggérés dans cette approche par les basculements de l'aimantation des volumes de corrélation. Toutefois, la lecture d'un tel script n'est pas sans soulever quelques interrogations, principalement quant à la distribution des rôles.

En effet, l'épaisseur des parois est ici identifiée à la longueur de corrélation des moments dans le terrain d'anisotropie aléatoire. Néanmoins, bien que correct du point de vue des dimensions, le lien réel entre ces grandeurs n'est pas établi.

De plus, tous les volumes corrélés contribuent à la coercivité et posent la question plus générale de la description par un écart-type – grandeur toujours positive – d'une anisotropie statistiquement favorable ou défavorable au changement de la direction d'aimantation.

Les points relevés ci-dessus concluent la description du modèle d'anisotropie aléatoire et constituent les prés requis quant à l'étude développée.

III. Evaluation de l'Anisotropie magnétoélastique à l'échelle des nanograins

Dans une première approche, nous entreprenons, dans le cadre préétabli du R.A.M., la modélisation des effets magnétoélastiques. Ceux-ci sont alors supposés d'origine microscopique et découlent de l'intrication de phases de magnétostrictions différentes. Cette étude considère alors les contributions élastique et magnétoélastique pour chacune des deux phases et intègre le fait que les déformations d'un nanograin et de la phase amorphe environnante sont liées. Cette propriété justifie l'introduction de l'entité « macrograin », constitué d'un nanograin FeSi (c) et de sa gangue amorphe (a). Les propriétés de l'alliage sont alors fortement conditionnées par celles du macrograin dont nous préciserons le comportement.

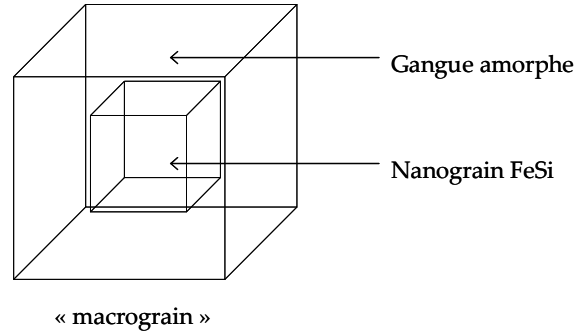


Figure I-4 : description d'un « macrograin » constitué d'un nanograin FeSi et de sa gangue amorphe.

Classiquement, les propriétés magnétoélastiques de l'alliage sont décrites à travers le coefficient de magnétostriction λ obtenu par une moyenne pondérée des coefficients λ^a et λ^c des deux phases constituantes. Ces coefficients de magnétostriction, dont l'expression correspond à des états de moindre énergie [26], sont établis pour des matériaux isolés libres de se déformer et ignorent la présence de contraintes « extérieures » dues à l'intrication des deux phases. Ce couplage « mécanique » détermine alors l'apparition de termes d'énergies élastiques complémentaires.

Dans ce cadre, la déformation du macrograin résulte d'interactions complexes où, dans une vision discrétisée, les deux phases s'agencent en un réseau de cellules élémentaires : en série et/ou en parallèle. De manière simplifiée, les deux phases seront assimilées à des ressorts de raideurs différentes en parallèle de sorte que les frustrations seront ici majorées. Ainsi, la déformation sera la même pour chaque phase et identique à la déformation λ^m du milieu moyen, chaque milieu étant doté d'une loi de comportement générique :

$$\sigma^i = E^i \cdot (\lambda - \lambda^i) \text{ avec } i = c \text{ (cristal) , } a \text{ amorphe, } m \text{ (milieu moyen)} \quad (\text{I-18})$$

où E^i représente le module d'Young, σ^i la contrainte appliquée, et λ^i la déformation de magnétostriction.

Le formalisme proposé s'applique plutôt à des contraintes de compression alors que nous envisageons des contraintes à la fois de cisaillement et de compression, nées du caractère frustré des interactions entre les deux phases, de sorte que E^i apparaît comme un module d'Young « équivalent ». Toutefois, les paramètres seront évalués avec les modules d'Young caractéristiques des matériaux, considérant que les ordres de grandeurs sont préservés.

Compte tenu de la loi de comportement adoptée, l'énergie magnétoélastique stockée s'écrit :

$$W_i = \int_{\lambda^i}^{\lambda} E^i \cdot (\lambda - \lambda^i) d\lambda = \frac{E^i}{2} \cdot (\lambda - \lambda^i)^2 \quad (\text{I-19})$$

L'énergie stockée dans un macrograin W_{mg} est alors comptée à partir de l'énergie minimale qui ne peut être nulle compte tenu du caractère frustré des interactions étudiées.

$$W_{mg} = \frac{1}{2} \cdot \left(f \cdot E^c \cdot (\lambda^m - \lambda^c)^2 + (1-f) \cdot E^a \cdot (\lambda^m - \lambda^a)^2 \right) \quad (\text{I-20})$$

Reste maintenant à en préciser l'expression des paramètres constitutifs.

III.1. Coefficients de magnétostriction et modules d'Young

Le milieu a étant isotrope, λ^a s'identifie à la constante de magnétostriction de ce milieu. Pour un macrograin donné, la magnétostriction λ^c du grain $FeSi$ dépend de l'orientation cristallographique du grain. Du fait de la symétrie cubique, λ^c s'exprime à l'aide de deux coefficients de magnétostriction λ_{100} et λ_{111} . α_j désignant les cosinus directeurs de l'aimantation dans un repère lié aux axes du cristal, nous obtenons pour un allongement dans la direction définie par les cosinus directeurs β_j :

$$\lambda^c = \frac{3}{2} \cdot \lambda_{100} \cdot \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \cdot \lambda_{111} \cdot (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_1 \alpha_3 \beta_1 \beta_3 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3) \quad (\text{I-21})$$

La magnétostriction λ^{mg} d'un macrograin dépend de la position des axes cristallographiques par rapport à la direction d'aimantation (α_j). A l'échelle macroscopique, la direction d'aimantation est invariante tandis que les directions cristallographiques des grains sont aléatoires. La déformation moyenne pour une direction de l'allongement (β_j) est obtenue par $\lambda^m = \langle \lambda^c \rangle_{\alpha_j}$. Pour chaque cristal, la déformation fluctue suivant la direction considérée (β_j) et est maximale suivant la direction d'aimantation. La déformation moyenne peut alors être majorée en posant les deux directions égales ($\alpha_j = \beta_j$) :

$$\lambda^c = \frac{3}{2} \cdot \lambda_{100} \cdot \left(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4 - \frac{1}{3} \right) + 3 \cdot \lambda_{111} \cdot (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (\text{I-22})$$

Notons que la valeur moyenne $\langle \alpha_j^4 \rangle$ est égale à $1/5$, de sorte que $\langle \lambda^c \rangle_{\alpha_j}$ s'écrit $1/5 \cdot (2 \cdot \lambda_{100} + 9 \cdot \lambda_{111})$, c'est-à-dire la magnétostriction à saturation λ_s^{FeSi} .

Le paramètre constitutif λ^m du macrograin est dans ce cas déduit de la contribution des phases amorphes et FeSi au prorata de la fraction cristalline f en accord avec la loi de comportement (I-18) :

$$E^m (\lambda - \lambda^m) = f \cdot E^c \cdot (\lambda - \lambda^c) + (1-f) \cdot E^a \cdot (\lambda - \lambda^a) \quad (\text{I-23})$$

Par identification des termes du polynôme en λ , nous obtenons :

$$\lambda^m = \frac{f \cdot E^c \cdot \lambda^c + (1-f) \cdot E^a \cdot \lambda^a}{f \cdot E^c + (1-f) \cdot E^a} ; E^m = E^c \cdot f + E^a \cdot (1-f) \quad (\text{I-24})$$

Les lois de comportement précisées, déterminons λ : nous considérerons que l'aimantation est invariante sur un volume de corrélation grand devant le grain, hypothèse clé du Modèle d'Anisotropie Aléatoire. λ est alors imposée par le milieu moyen que nous décrirons à l'aide d'une phase cristalline « moyenne » de magnétostriction $\langle \lambda^c \rangle_{\alpha_j} = \lambda s^{FeSi}$.

III.2. Fluctuations de l'énergie magnétoélastique

L'énergie stockée dans le macrograin s'écrit par conséquent : avec (I-20)

$$W_{mg} = \frac{1}{2} \cdot \left(f \cdot E^c \cdot (\lambda^m - \langle \lambda^c \rangle_{\alpha_j})^2 + (1-f) \cdot E^a \cdot (\lambda^m - \lambda^a)^2 \right) \quad (\text{I-25})$$

Notons que le macrograin libre de se déformer présenterait une énergie minimum $W_{equ}(\lambda_{equ})$ non nulle due aux frustrations nées de la coexistence de deux phases différentes (Figure I-5).

$$\lambda_{equ} = \frac{f \cdot E^c \cdot \lambda^c + (1-f) \cdot E^a \cdot \lambda^a}{f \cdot E^c + (1-f) \cdot E^a} \quad (\text{I-26})$$

$$W_{equ} = \frac{1}{2} \cdot \left(f \cdot E^c \cdot (\lambda_{equ} - \lambda^c)^2 + (1-f) \cdot E^a \cdot (\lambda_{equ} - \lambda^a)^2 \right)$$

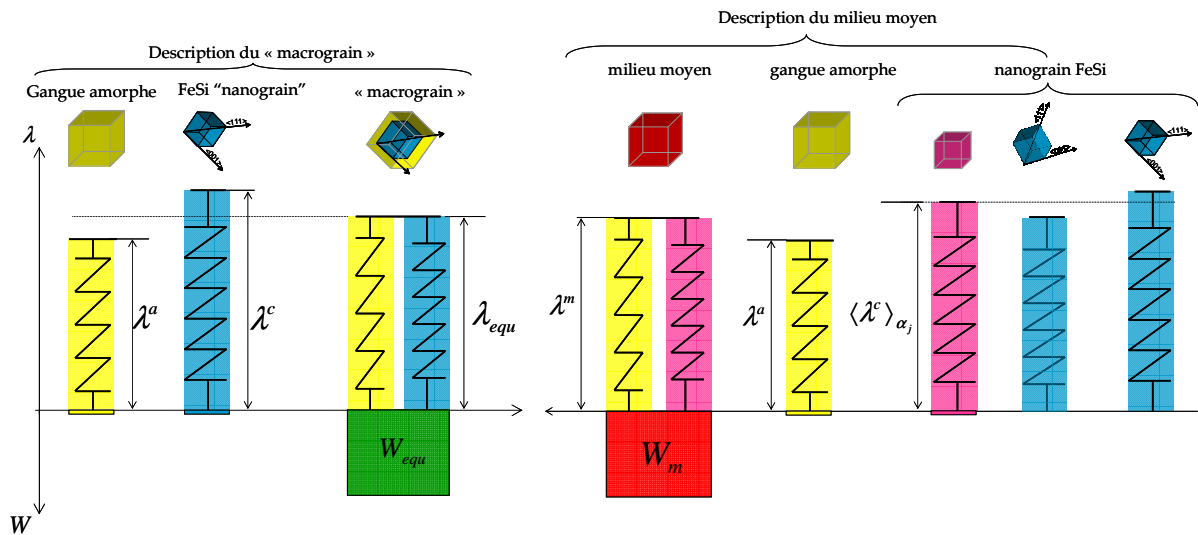


Figure I-5 : représentation schématique de l'association des différents milieux.

Nous introduisons alors la quantité complémentaire $W_m = W_{mg} - W_{equ}$ qui reflète la contrainte imposée par le milieu moyen. L'énergie $W_{equ} + W_m$ trouve ainsi son origine à l'intérieur et à l'extérieur du macrograin.

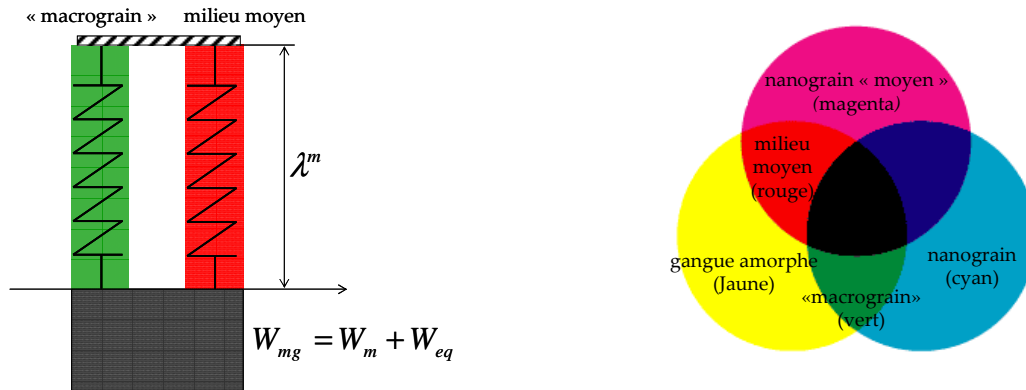


Figure I-6 : représentation schématique de l'énergie stockée dans le macrograin (gauche) et code couleur représentant la mise en parallèle des différents milieux (droite).

Les écarts-types $\sigma_j = \sqrt{\langle (W_j - \langle W_j \rangle)^2 \rangle}$, ($i = mg, equ$ ou m) représentent l'amplitude des fluctuations de ces trois énergies (Figure I-7). Comme prévu, σ_{equ} s'annule pour $f = 0$ et $f = 100\%$ puisque les frustrations interphases disparaissent avec l'une d'entre elles. Nous noterons également que la valeur maximum de $11 J \cdot m^{-3}$ est sans doute surestimée dans la mesure où notre disposition parallèle est celle qui maximise la frustration. σ_m évolue par contre de façon monotone avec f car, au contraire de celles de la phase cristalline, les propriétés de l'amorphe sont identiques au sein du milieu moyen et au sein du macrograin, de sorte que la différenciation de ces deux milieux augmente - et donc les frustrations aussi - avec f .

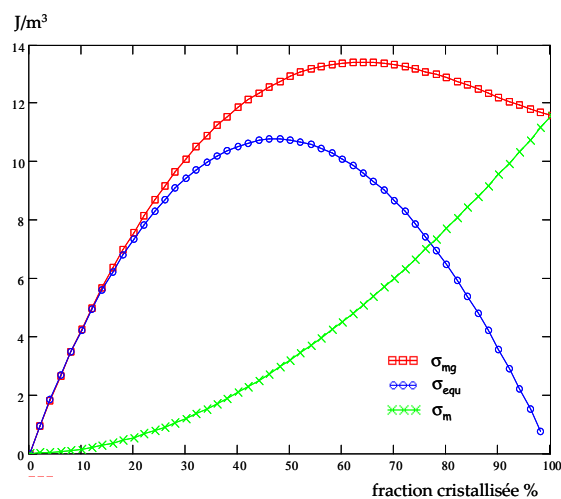


Figure I-7 : Evolution des fluctuations d'énergie magnétoélastique en fonction de la fraction cristallisée, calculs effectués avec les valeurs numériques usuelles correspondant aux matériaux nanocristallins. ($E_c = 210$ MPa, $E_a = 170$ MPa, $\lambda_{100} = -20 \cdot 10^{-6}$ et $\lambda_{111} = 17,5 \cdot 10^{-6}$, $\lambda_a = 22 \cdot 10^{-6}$)

III.3. Discussions

L'anisotropie magnétoélastique K_{me} s'identifie à l'amplitude des fluctuations σ_{mg} ($15 J \cdot m^{-3}$). Ces fluctuations s'établissent à l'échelle de quelques dizaines de nanomètres et peuvent être comparées à l'amplitude des fluctuations de l'anisotropie magnétocristalline. Le rapport des amplitudes est tel que l'anisotropie magnétoélastique apparaît à l'échelle du nanograin négligeable devant l'anisotropie magnétocristalline K_1 ($8000 J \cdot m^{-3}$).

Ce rapport d'amplitude est de plus préservé à l'échelle des volumes de corrélation, quantités centrales du modèle d'anisotropie aléatoire. En effet, le « moyennage » des termes d'anisotropie par lequel s'interprètent les propriétés du matériau prévaut ici tant pour K_{me} que pour K_1 . En conséquence, l'anisotropie magnétoélastique- née de l'état frustré entre nanograin et gangue amorphe – n'aura pas d'influence significative quant à la coercivité des rubans.

Confronté à ce constat, c'est maintenant au sein du mécanisme de retournement de l'aimantation que nous nous proposons d'étudier le coût de la magnétoélasticité. La quantité pertinente est dans ce cadre le volume corréolé pour lequel le basculement de l'aimantation sera l'évènement élémentaire quant à la variation macroscopique de l'aimantation.

C'est alors à cette échelle que les fluctuations d'énergie magnétocristalline devront être évaluées. Celles-ci sont représentées par l'anisotropie effective K_a très inférieure à K_1 compte-tenu de l'effet de filtrage obtenu lors du passage de l'échelle nanoscopique des grains à l'échelle mésoscopique du volume corréolé. Nous nous attendrons alors à une plus grande efficacité des effets magnétoélastiques.

IV. Volumes de corrélation, parois et mécanismes d'aimantation

Les alliages nanocristallins présentent une structure magnétique en domaines de Weiss séparés par des parois de Bloch. Toutefois, et contrairement au cas d'un matériau cristallin classique (cristallites de quelques centaines de microns), les domaines ne sont plus intra-grains et la paroi se déroule sur une très importante population de nanograins (Figure I-1). La quantité pertinente pour décrire le « terrain » d'anisotropie dans lequel évolue la paroi est alors le volume de corrélation. Dans ce contexte, la rotation de l'aimantation au sein d'un CV constitue le mécanisme élémentaire menant à la variation macroscopique de l'aimantation. En conséquence, la coercivité de la paroi, qui caractérise le comportement macroscopique, dépend localement du champ de basculement relatif à chaque CV et de la population des volumes sur lesquels les calculs statistiques s'effectuent. Dans un premier volet, nous développons le cas de parois rigides et

flexibles pour lesquels la coercivité découle statistiquement des champs de piégeages élémentaires de la paroi par des défauts. Ces derniers sont dans ce cadre considérés non magnétiques de sorte que le champ d'accrochage ne dépend a priori que de l'énergie magnétostatique. Dans le second volet, nous quitterons cette description et détaillerons les mécanismes de piégeage dans le cas du basculement de l'aimantation dans un volume corrélé.

IV.1. Exemples d'inclusions non magnétiques

Le « terrain » dans lequel évolue les parois de Bloch, façonné par les optima d'énergie magnétostatique, d'anisotropie magnétocristalline et magnétoélastique détermine in fine de la coercivité de ces parois. Nous considérerons alors dans un premier temps, le cas d'un cristal idéal et ne prendrons en considération que la seule énergie magnétostatique dépendant de la position de la paroi.

L'énergie magnétostatique peut être localement perturbée par la présence de défauts : précipités ou inclusions. Dans le cas d'un volume non magnétique, apparaissent en pourtour des pôles magnétiques (Figure I-8). Cette distribution de masses magnétiques se comporte alors comme un puits d'énergie dont le minimum est atteint lorsque la paroi bissecte le défaut [16] (Figure I-9).

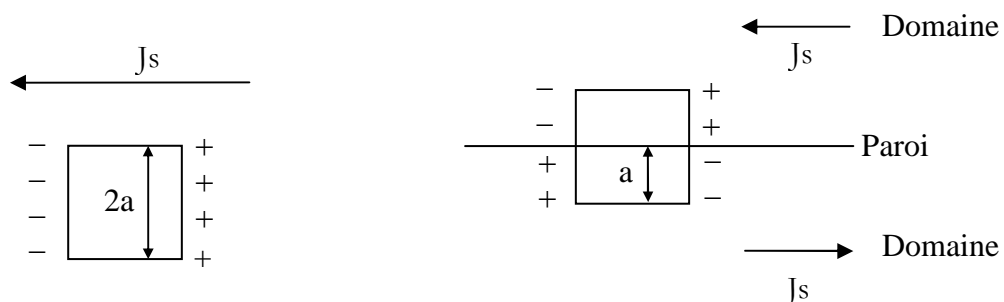


Figure I-8 : pôles magnétiques en pourtour d'un défaut.

Figure I-9 : masses magnétiques associées à un défaut bissecté par une paroi.

La différence d'énergie entre les états 1 et 2 (respectivement Figure I-8 et Figure I-9) témoigne localement de la coercivité de la paroi.

En conséquence, pour une paroi rigide, la somme des forces de piégeage élémentaires - pour une distribution uniforme de défauts - s'annule au sens de la moyenne, les défauts intersectés étant de part et d'autre de la paroi statistiquement en nombre égal. La coercivité liée à de telles parois n'est alors due qu'au seul terme de fluctuations.

Toutefois, le propos diffère lorsque nous envisageons la coercivité de parois flexibles.

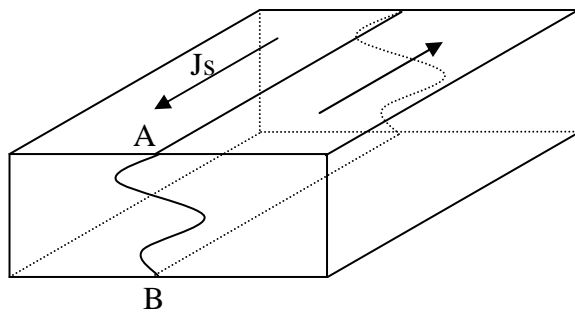


Figure I-10 : représentation d'une paroi courbée parallèlement à l'aimantation des domaines.

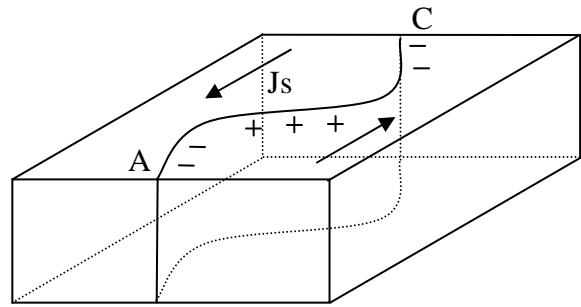


Figure I-11 : représentation d'une paroi courbée « perpendiculairement » à l'aimantation des domaines.

Le développement d'une paroi courbée est possible entre A et B (Figure I-10), puisque la paroi est en tous points parallèle à J_s tandis qu'entre A et C (Figure I-11), des masses magnétiques apparaissent. L'énergie magnétostatique qui en résulte est alors prohibitive et impose à la paroi de rester parallèle à J_s .

Les déplacements et les déformations d'une telle paroi s'apparentent alors à ceux d'une membrane élastique empruntant les vallées d'énergie (l'élasticité évoquée étant bornée par la présence d'une énergie de surface finie).

Contrairement au cas précédent de la paroi rigide, puits et sommets d'énergie intersectés par la paroi ne sont plus en nombre égal et mènent à une valeur moyenne non nulle. La coercivité liée à une telle paroi est alors plus importante et se scinde en un terme de moyenne et un terme de fluctuations [17]:

$$H_c = \overline{H_c} + [c(\overline{\Delta H_c})^2]^{1/2} \quad (\text{I-27})$$

avec $\overline{H_c}$: la valeur moyenne des champs de piégeage vus par la paroi

et $[c(\overline{\Delta H_c})^2]^{1/2}$: la valeur moyenne des fluctuations.

Jusque là absente, la valeur moyenne s'avère une grandeur conceptuellement plus attrayante que l'écart type et à travers laquelle nous voyons poindre la concomitance d'anisotropie favorable et défavorable. Toutefois, pour les nanocristallins, la description classique d'une paroi, piégée par des inclusions non magnétiques est rendue caduque. Comment alors dépeindre la trame d'un mécanisme de déplacement de parois et où trouver la dissymétrie indispensable à une valeur moyenne non nulle.

IV.2. Déplacements de parois et volumes de corrélation

Le propos est ici d'investiguer dans le cadre du modèle d'anisotropie aléatoire, la coercivité propre à un mécanisme de déplacement de paroi. Pour cela, le comportement de la paroi est appréhendé via le mécanisme élémentaire de variation de l'aimantation. Dans une approche simplifiée, ce sont les variations d'aimantation (rotation cohérente) des volumes de corrélation L^3 qui formeront les briques permettant la construction et le déplacement de la paroi.

Cette description s'apparente toutefois en l'état d'avantage à celle d'un milieu granulaire pour lequel les rotations cohérentes restent le mécanisme d'aimantation macroscopique. Le canevas selon lequel s'ordonnent les retournements d'aimantation dans les CVs, menant in fine à la progression d'une paroi se doit donc d'être précisé [18].

Le premier point concerne le basculement de l'aimantation d'un « bloc », à l'intérieur d'un domaine : Le retournement de l'aimantation d'un volume de corrélation immergé dans un domaine est rendu improbable par le coût énergétique magnétostatique résultant (idem Figure I-8). En conséquence, la paroi paraît « cimentée » par ces interactions magnétostatiques et définit la frontière au passage de laquelle les volumes corrélés voient leur aimantation basculer d'une direction à la direction opposée (Figure I-12).

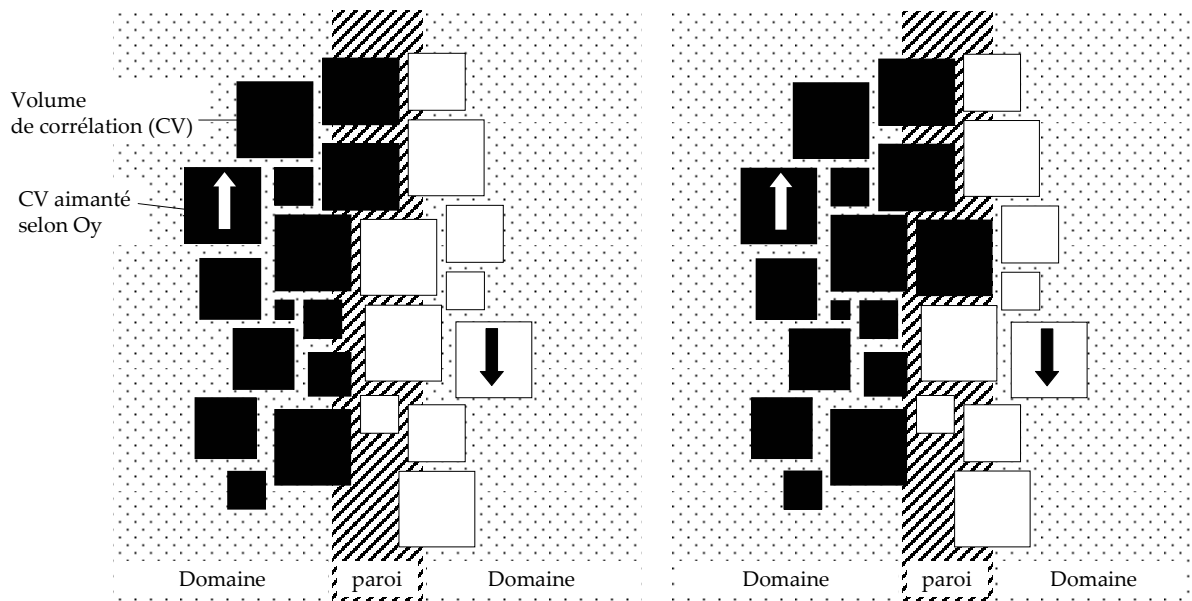


Figure I-12 : représentation schématique du déplacement d'une paroi par les basculements successifs de l'aimantation dans les volumes corrélés.

Le second point relevé concerne la coercivité d'une telle paroi. En effet, le champ coercitif H_c est maintenant apprécié à l'échelle des volumes de corrélation, qui sont alors considérés comme des « défauts » avec leur propre champ d'accrochage H_r . Le champ d'accrochage relatif à la paroi

dépend alors de $\langle\langle H_r \rangle\rangle$, les doubles crochets signifiant le moyennage sur la population des volumes de corrélation coïncidant avec la position de la paroi. Le champ coercitif se compose alors selon (I-27) de la somme d'un terme moyen $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$ - la barre horizontale représentant l'opération de moyennage pour toutes les positions de la paroi - et d'un terme de fluctuations :

$$H_c = \overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle} + \overline{(\langle\langle H_r \rangle\rangle - \overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle})^2}^{1/2} \quad (\text{I-28})$$

La tâche consiste donc maintenant à évaluer $\langle\langle H_r \rangle\rangle$. Dans le cas préalablement décrit de défauts non magnétiques, H_r s'avérait contrôlé par la seule énergie magnétostatique. Ici, H_r résulte de l'interaction complexe entre la position de la paroi et la direction de l'aimantation du volume de corrélation avec d'une part une énergie magnétostatique - interaction du volume corrélé avec son environnement - et d'autre part une énergie d'anisotropie - propre au volume corrélé.

Pour illustrer ces interactions, nous argumenterons le cas d'une énergie d'anisotropie magnétocristalline uniaxiale et entreprendrons l'évaluation de l'énergie magnétostatique dépendante de la position de la paroi.

L'anisotropie magnétocristalline est supposée d'intensité K_1 identique pour tous les nanograins. La direction facile, aléatoire d'un grain à l'autre, est repérée par un angle φ_j référencé par rapport au volume de corrélation considéré. Pour simplifier encore notre démarche, nous considérons que les directions faciles des N nanograins contenus dans ce volume appartiennent à un même plan. La direction de l'aimantation, supposée dans le même plan et identique pour tous les nanograins prend alors comme valeurs : 0 pour la direction initiale et $\frac{\pi}{2}$ pour la direction intermédiaire.

Dans ces conditions, nous pouvons écrire la variation d'énergie d'anisotropie ΔE du volume de corrélation lors de son retournement comme la somme des N contributions élémentaires :

$$\Delta E = v \cdot \sum_{j=1}^N K_1 \cdot (\sin^2(\frac{\pi}{2} - \varphi_j) - \sin^2(-\varphi_j)) \quad (\text{I-29})$$

$$\Delta E = v \cdot K_1 \cdot \sum_{j=1}^N \cos(2\varphi_j) = v \cdot N \cdot K$$

avec v : volume d'un nanograin et K : l'anisotropie effective pour le volume de corrélation considéré.

K s'obtient par le moyennage pour la population des N nanograins de $K_1 \cdot \cos(2\varphi_j)$. Les directions de facile aimantation étant réparties aléatoirement dans le plan, nous retrouvons, pour un nombre de grains important, une distribution centrée en 0 et d'écart type décroissant avec N .

Attachons nous un instant au champ de basculement H_r , qu'introduirait cette seule anisotropie. Celui-ci est atteint lorsque la variation d'énergie engagée pour le retournement de l'aimantation sous l'effet du champ appliqué est égale à ΔE , soit pour une valeur $K/(2J_s)$.

Notons alors que le champ de basculement H_r , n'est véritablement coercitif que pour les volumes de corrélation présentant une anisotropie effective positive. En effet, pour $K < 0$, la direction intermédiaire de l'aimantation est énergétiquement plus favorable que la direction initiale. La paroi gagne d'un point de vue de l'anisotropie à s'attarder dans cette direction intermédiaire. La situation serait alors analogue à une paroi à 180° , scindée en deux parois à 90° . Toutefois, les interactions magnétostatiques déjà évoquées s'opposent à l'apparition d'un domaine intermédiaire à 90° et en limitent son extension.

Nous serions alors tenté de n'attacher le champ coercitif H_c qu'à la population des volumes corrélés présentant une anisotropie positive. Le bénéfice avoué en serait l'émergence d'une valeur moyenne $\langle\langle K \rangle\rangle$ non nulle puisque calculée sur une population tronquée. Toutefois, cette population de volumes de corrélation avec $K > 0$ est statistiquement répartie équitablement de part et d'autre de la paroi. La coercivité résultante de tels « défauts » reste alors déterminée par le seul terme de fluctuation. Nous devons par conséquent affiner notre réfutation et entreprenons maintenant d'évaluer l'énergie magnétostatique accompagnant le retournement de l'aimantation.

Le calcul de l'énergie magnétostatique est toujours un problème ardu. Toutefois et dans le cadre de cette étude, nous concèderons à quelques raccourcis et c'est au travers d'un modèle simplifié que nous nous proposons de poursuivre.

Nous supposerons conséquemment l'aimantation à l'intérieur du volume de corrélation uniforme et de direction θ et remarquons enfin que le « défaut » intersecté est équivalent à la juxtaposition de deux ellipsoïdes P_1 et P_2 , séparés par la paroi. L'énergie magnétostatique totale qui dépend à la fois de la position de la paroi, repérée par Zp ($Zp = 0$ quand la paroi bissecte le défaut) et de la direction θ de l'aimantation propre au volume corrélé, est alors donnée par la somme des énergies propres E_1 , E_2 et de l'énergie d'interaction E_{12} (les détails du développement figurent en annexe I).

L'énergie mise en jeu lors du retournement de l'aimantation dépend conséquemment des mécanismes de $E_m(\theta, Zp)$ et $E_k(\theta)$ actionnés par les leviers que sont la position de la paroi et la direction de l'aimantation

$$E_{Totale}(\theta, Zp) = E_m(\theta, Zp) + E_k(\theta) \quad \text{avec} \quad E_k(\theta) = K \cdot \sin^2 \theta \quad (\text{I-30})$$

Pour une position de la paroi Zp donnée, nous chercherons alors la direction de l'aimantation θ pour laquelle l'énergie sera minimum et définirons la fonction $\theta(Zp)$.

Nous discriminerons les cas de volumes de corrélation pour lesquels la direction intermédiaire de l'aimantation ($\theta = 0$ à $Zp = 0$) coïncident avec une direction de facile ou de difficile aimantation. De manière caricaturale, nous distinguerons alors les cas d'une anisotropie K positive et négative avec respectivement la direction facile d'aimantation parallèle et perpendiculaire à la direction d'aimantation des domaines (Figure I-13).

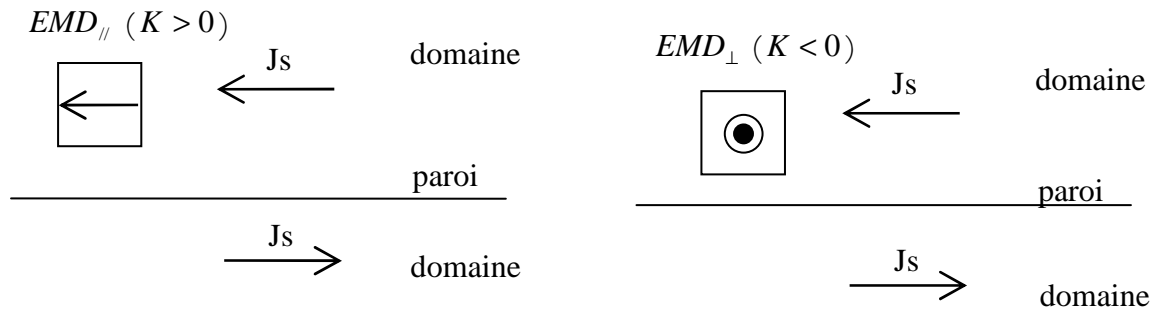


Figure I-13 : représentation de volume de corrélation avec une direction de facile aimantation (EMD) parallèle (a) et perpendiculaire (b).

Direction facile d'aimantation (EMD³) perpendiculaire à la direction d'aimantation des domaines : Nous pouvons d'ores et déjà dégager les cas limite d'une anisotropie effective très grande ($K = -\infty$) et d'une anisotropie effective nulle ($K = 0$).

Une anisotropie effective importante a pour conséquence de contraindre la direction d'aimantation θ selon l'EMD – c'est-à-dire dans ce cas perpendiculaire à la direction d'aimantation des domaines. L'énergie d'anisotropie magnétocristalline E_k est par conséquent nulle. D'un point de vue magnétostatique, l'énergie mise en jeu est quant à elle éventuellement importante. En effet, la direction d'aimantation du volume de corrélation – perpendiculaire à celle du domaine – implique un champ démagnétisant H_{\perp} qui ne dépend pas a priori de la position Zp de la paroi. Toutefois, parallèlement à la direction d'aimantation des domaines, le champ démagnétisant $H_{//}$ dépend de la position Zp de la paroi puisque dans cette direction, le volume corrélié se comportera de manière identique à une inclusion non magnétique.

Conséquemment, l'énergie magnétostatique est une fonction paire par rapport à la position de la paroi (courbe C_1 de la Figure I-14) et est minimum lorsque la paroi bissecte le volume de corrélation ($Zp = 0$).

Dans le cas opposé où l'anisotropie effective est égale à 0, la direction de l'aimantation est non contrainte par l'énergie d'anisotropie E_k et est imposée par la seule énergie magnétostatique.

³ EMD : Easy Magnetization Direction

Dans le cas trivial où le volume de corrélation est plongé dans un domaine, la direction d'aimantation θ est identique à celle du domaine ($\theta = \pm 90^\circ$). L'énergie E_m est alors minimum pour les positions : $Z_p = \pm L/2$ (courbe C_2 de la Figure I-14). Lorsque $Z_p = 0$, le volume est partagé de manière égale entre les domaines. L'énergie magnétostatique est alors minimum pour une direction de l'aimantation intermédiaire ($\theta = 0^\circ$) – et identique au cas précédent.

La description de ces cas nous amène à conclure rapidement quant au cas d'une anisotropie $K < 0$. En effet, pour d'autres valeurs de K négatives les directions de l'aimantation θ restent comprises entre 90 et 0° et les valeurs d'énergie sont elles-mêmes encadrées par les courbes C_1 et C_2 .

En conséquence, le champ H_r des volumes caractérisés par une anisotropie K négative est une fonction paire de la position de la paroi. Avec des « défauts » uniformément distribués de chaque côté de la paroi, $\langle\langle H_r \rangle\rangle$ est alors évanescent. De même, en présence de fluctuations locales des défauts, ce terme s'évanouit de la même manière lorsque nous considérons l'opération de moyennage sur toutes les positions de la paroi $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$. En conclusion, les volumes de corrélation caractérisés par une EMD transverse ne contribuent au champ coercitif que par le terme de fluctuations (dernier terme de l'équation (I-28)).

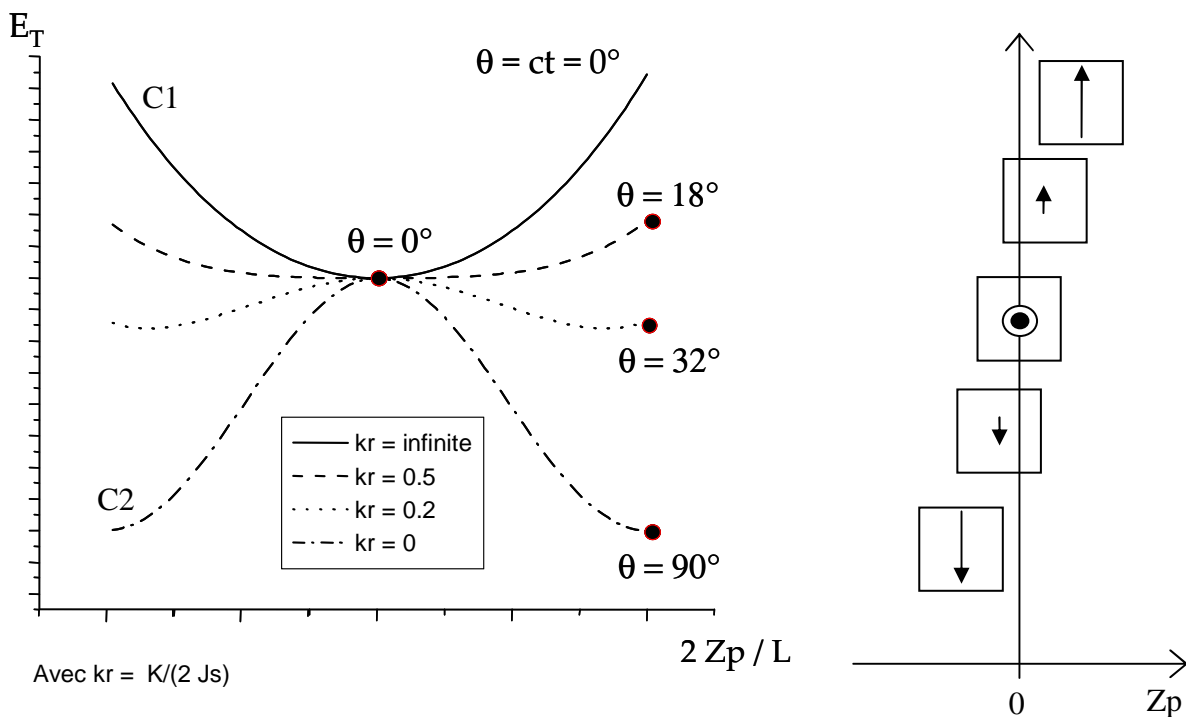


Figure I-14: direction d'aimantation des volumes corrélés caractérisés par une EMD perpendiculaire à la direction d'aimantation des domaines. (La longueur des flèches indiquent l'amplitude de la composante de l'aimantation parallèle à la direction des domaines).

Direction facile d'aimantation (EMD) parallèle à la direction d'aimantation des domaines :

Dans ce cas de figure, l'énergie est bornée inférieurement par la courbe C_2 - obtenue pour $K = 0$. De même, les directions d'aimantation $\theta = \pm 90^\circ$ sont des optima pour les positions $Z_p = \pm L/2$ tant pour l'énergie d'anisotropie - $EMD_{//}$ - que pour l'énergie magnétostatique - aimantation du volume corrélé identique à celle du domaine. Suivant la valeur de K , le retournement de l'aimantation diffère. En effet, plus la constante d'anisotropie est grande et plus la direction intermédiaire ($\theta = 0$) est coûteuse. D'un point de vue énergétique, la direction de l'aimantation s'attarde alors de plus en plus dans les directions limites $\theta = \pm 90^\circ$ et le passage de l'une à l'autre est de plus en plus restreint aux faibles valeurs de Z_p . Toutefois, pour des valeurs plus importantes de K , le calcul met en exergue une discontinuité dans la direction de l'aimantation qui passe brusquement de -90° à $+90^\circ$. Dans ce cas, l'aimantation du volume corrélé se renverse subitement (Figure I-15), cassant la symétrie au niveau des forces exercées en fonction de la position de la paroi. En conséquence $\langle\langle H_r \rangle\rangle$ ne s'évanouit pas, et ce même dans le cas de « défauts » uniformément distribués. Les volumes de corrélation caractérisés par une EMD parallèle contribueront au champ coercitif au travers des termes moyennes $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$ et de fluctuations.

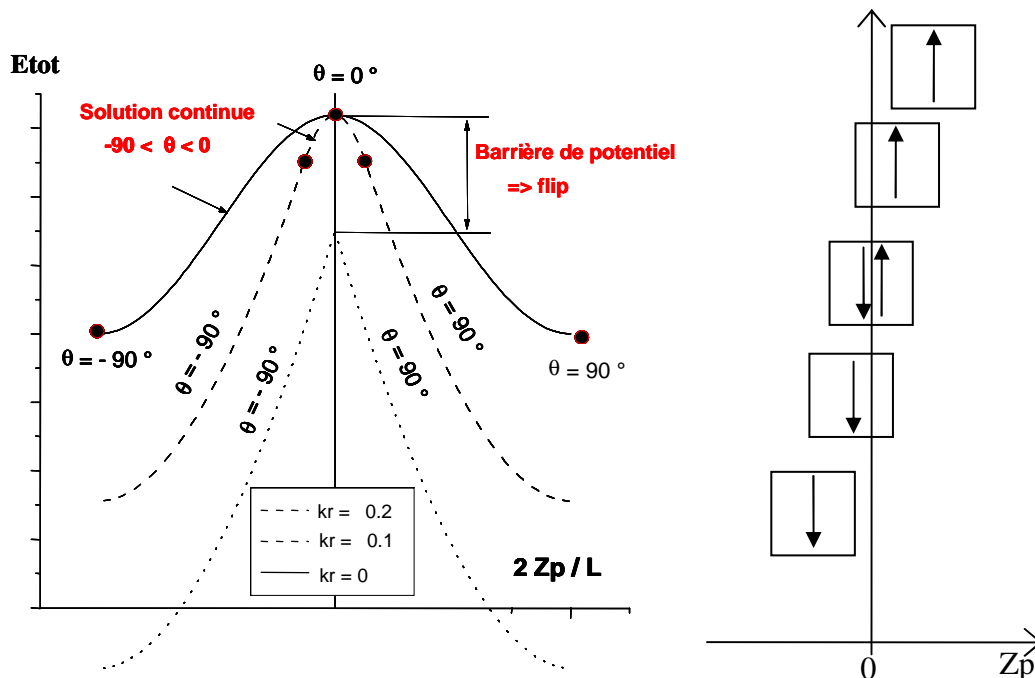


Figure I-15 : direction d'aimantation des volumes corrélés caractérisés par une EMD parallèle à la direction d'aimantation des domaines. (Les doubles flèches indiquent le renversement brusque de l'aimantation dans le volume corrélé)

Dans un premier temps, nous convenons que $\overline{\langle\langle H_r \rangle\rangle}$ représente la contribution la plus importante (ce point étant discuté plus en détails dans le dernier paragraphe de cette partie). De même, les deux opérations de moyennage peuvent être simplifiées, menant avec l'équation (I-28) à $H_c = \langle H_r \rangle$, les simples crochets indiquant le moyennage sur la population entière des volumes de corrélation caractérisés par une direction facile d'aimantation parallèle à celle des domaines.

L'évaluation quantitative de H_r implique un couplage magnétostatique complexe entre le volume de corrélation et le milieu environnant. Dans ces conditions, la situation schématique décrite sur la Figure I-15 est irréaliste puisqu'elle implique une énergie magnétostatique beaucoup trop importante. En conséquence, nous pouvons considérer que H_r est contrôlé par le champ de retournement intrinsèque $\langle K \rangle / (2Js) : Js$ correspondant à l'aimantation à saturation du milieu moyen et $\langle K \rangle$ à l'amplitude résultante de l'anisotropie du volume de corrélation après moyennage sur tous les N nanograins :

$$H_c = \alpha \cdot \langle K \rangle / (2Js) \text{ avec } \alpha = \text{coefficient sans dimension} \quad (\text{I-31})$$

Ce coefficient α pondère la coercivité en fonction des mécanismes d'aimantation mis en jeu – rotations versus parois. Nous choisirons de dépouiller les données expérimentales de champ coercitif en nous référant à la valeur expérimentale de α de 0.26 mesurée par Herzer[9]. Précisons que la valeur de 0.286 constitue ici la limite maximum de α pour pouvoir reconstituer les résultats expérimentaux, ce qui confère à nos dépouillements une valeur prédictive potentiellement intéressante.

Comme discuté auparavant, le moyennage est mené sur la population des volumes de corrélation présentant une direction facile d'aimantation parallèle, ce qui par convention correspond aux valeurs de K positives. Le théorème central limite nous permet alors de considérer la distribution $p(K)$ gaussienne ce qui conduit à :

$$\langle K \rangle = \frac{\int_0^{\infty} K \cdot \exp\left(\frac{-K^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \cdot dK}{\int_0^{\infty} \exp\left(\frac{-K^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \cdot dK} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \sigma \quad (\text{I-32})$$

$$\text{avec } \sigma = \frac{f \cdot K_1}{\sqrt{N}} \text{ et } N = f \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^3$$

Ce qui nous permet alors d'écrire (en accord avec le RAM) :

$$\sigma = f^{\frac{1}{2}} \cdot K_1 \cdot D^{\frac{3}{2}} \cdot A^{-\frac{3}{4}} \cdot \langle K \rangle^{\frac{3}{4}} \quad (\text{I-33})$$

$$\langle K \rangle = \left(\frac{2}{\pi} \right)^2 \cdot K_{Herzer} ; K_{Herzer} = f^2 \cdot K_0^4 \cdot A^{-3} \cdot D^6 \quad (\text{I-34})$$

Nous remarquons la présence d'un facteur $(2/\pi)^2$ qui n'apparaît pas dans l'expression de Herzer. Celui-ci est dû à la différence intervenant dans les populations de volumes corrélés prises en compte pour le moyennage. Dans un premier temps, la statistique menée par Herzer considère la population complète des volumes de corrélation (incluant ceux avec $K < 0$). Le terme de moyenne $\langle K \rangle$ est donc nul et seul le terme de fluctuation $\langle K^2 \rangle^{1/2}$ demeure.

Dans un second temps, comme nous le proposons dans le cadre de mécanisme de déplacement de parois, la statistique s'opère en deux temps : tout d'abord sur la population des volumes de corrélation coïncident avec la position de la paroi, menant à la quantité intermédiaire $\langle\langle K \rangle\rangle$, grandement lissée par rapport à K , donc montrant des fluctuations beaucoup moins prononcées ($\overline{\langle\langle K \rangle\rangle^2} \ll \langle K^2 \rangle$).

IV.3. Addition d'une anisotropie uniaxiale

Comme mentionné précédemment, le cas de matériau avec une anisotropie induite superposée est d'un grand intérêt pour les applications. Nous considérons ici le cas d'une anisotropie uniaxiale et longitudinale (de direction parallèle au champ d'excitation), d'amplitude $K_u > 0$.

$p(K)$ présente une distribution gaussienne comme précédemment, mais cette fois centrée sur K_u . Lorsque K_u augmente, la population des volumes de corrélation éliminée de la statistique (caractérisés par $K < 0$) diminue progressivement jusqu'à la situation asymptotique où $\langle K \rangle = K_u$.

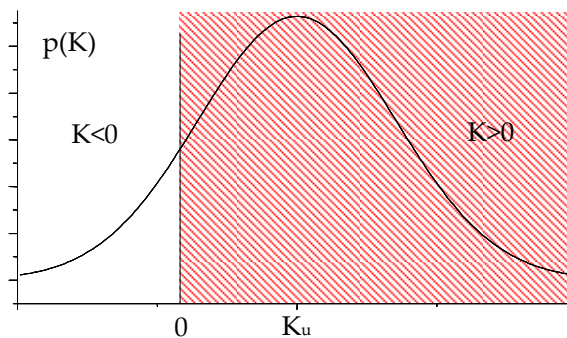


Figure I-16 : représentation de la distribution $p(K)$ de l'anisotropie et évolution de la population des $K > 0$ en présence d'une anisotropie induite K_u .

Le calcul complet montre que $\langle K \rangle$ est très bien décrit par l'équation (I-35) qui, combinée avec (I-33) mène à l'équation (I-36), ne diffère quantitativement peu de l'expression proposée par K. Suzuki, G. Herzer [19].

$$\langle K \rangle = K_u + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \sigma \cdot \exp\left(-1.06 \cdot \left(\frac{K_u}{\sigma}\right)^{1.23}\right) \quad (\text{I-35})$$

$$\langle k \rangle = 1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \left(\frac{\langle k \rangle}{k_a}\right)^{\frac{3}{4}} \cdot \exp\left(-1.06 \cdot \left(\frac{k_a}{\langle k \rangle}\right)^{0.92}\right) \quad (\text{I-36})$$

$$\text{où } \langle k \rangle = \frac{\langle K \rangle}{K_u} \text{ et } k_a = \left(\frac{K_u}{K_{\text{Herzer}}}\right)^{\frac{1}{3}}$$

V. Modélisation de l'anisotropie magnétoélastique

V.1. Extraction de l'anisotropie magnétoélastique à partir des mesures

Les études menées, qu'elles concernent l'estimation des anisotropies magnétocristalline, magnétoélastique, ou magnétostatique, ne peuvent être conduites sans l'appui de données expérimentales. Pour étayer nos propos, nous nous appuyerons donc sur la caractérisation de tores nanocristallisés FeCuNbSiB, entreprise par le C.R.Y.⁴.

Les rubans nanocristallisés, tous prélevés dans une même coulée, ont été recuits à des températures et pendant des durées qui s'étendent respectivement de 490 à 550°C et de 5 min à 5 Heures et ce sans champ magnétique. Les propriétés structurales recueillies couvrent alors une large gamme de fractions cristallines ($0.04 < f < 0.74$), et de tailles de grains ($5.3\text{nm} < D < 13.6\text{nm}$). De même, les valeurs mesurées de champ coercitif nous permettent d'apprécier des comportements très différents entre les tores qui correspondent à une faible cristallisation et ceux qui correspondent à une cristallisation avancée.

Les valeurs de champ coercitif, en fonction des propriétés structurales (f et D), sont regroupées sur la figure i-17.

⁴ C.R.Y. : Centre de Recherche ImphY

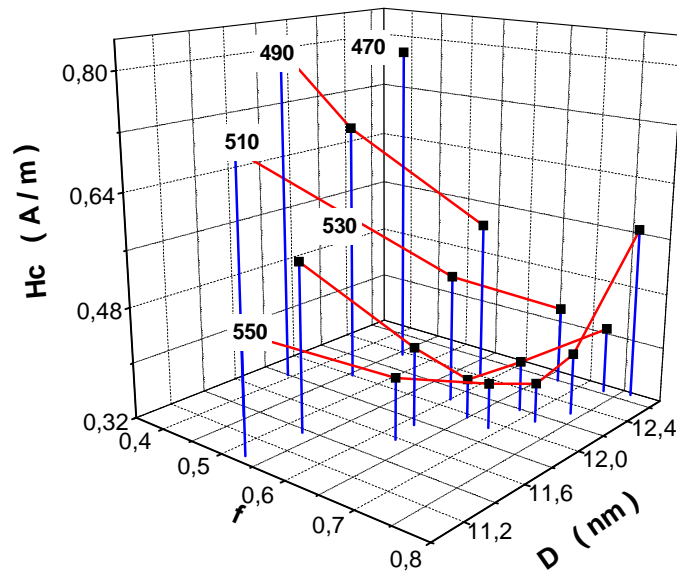


Figure I-17 : champs coercitifs mesurés en fonction de la fraction cristallisée f et de la taille des grains D .

Ces mesures nous permettent grâce à l'équation (I-35) de discriminer la contribution des effets magnétoélastiques de celle de l'anisotropie aléatoire en remplaçant K_u par K_{me} . Des valeurs de H_c , nous déduisons $\langle K \rangle$ en considérant dans l'équation (I-31), $\alpha = 0.26$, valeur mesurée par Herzer (Figure I-18).

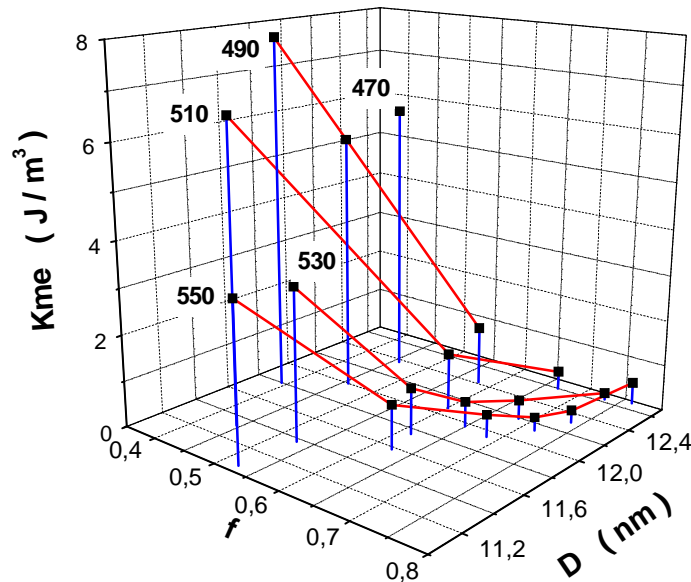


Figure I-18 : valeurs calculées de K_{me} en fonction de la fraction cristallisée f et de la taille des grains D .

K_{me} apparaît alors un peu près insensible au paramètre de taille de grain D , ce qui nous autorise une représentation de K_{me} en fonction de f .

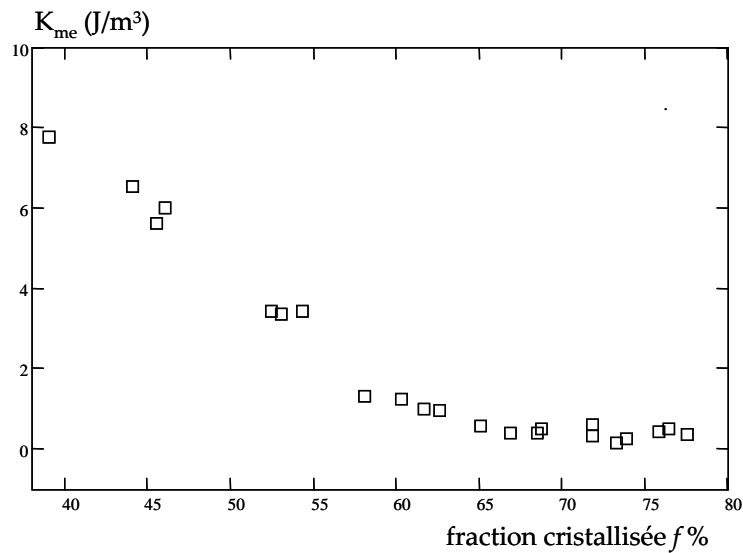


Figure I-19 : valeurs de K_{me} en fonction de la fraction cristallisée f .

Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que l'anisotropie aléatoire K_a pour les plus faibles fractions cristallisées et sont pour les valeurs optimales inférieures à $1 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$.

V.2. Évaluation de λ^m et E^m

Pour l'évaluation des paramètres λ^m et E^m , nous considérerons l'échelle microscopique des nanograins. En effet, l'alliage se compose de deux phases : amorphe (a) et nanocristalline (c), de magnétostriction et d'élasticité différentes. Les déformations de magnétostriction d'un grain FeSi et de sa « gangue » amorphe sont intimement liées.

La déformation de magnétostriction résulte alors d'interactions où, dans une représentation discrétisée, amorphe et grain FeSi s'agencent en un assemblage série parallèle de cellules élémentaires.

Dans une vue à une dimension, celles-ci peuvent être assimilées à des ressorts de raideurs et d'allongement à l'équilibre différents représentés respectivement par leurs modules d'Young E^c et E^a , et par les constantes de magnétostriction $\lambda^c = \lambda^{\text{FeSi}}$ et λ^a .

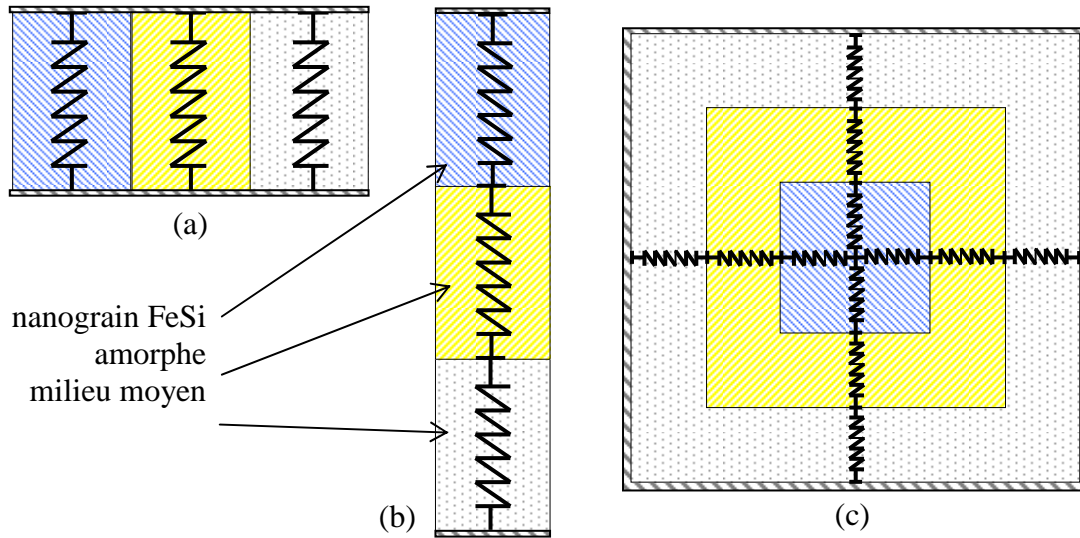


Figure I-20 : vue schématique des nanograins FeSi et de l'amorphe dans le cas dispositions : parallèle (a) ; série (b) ; réelle (c).

Dans ce cas, chacun des milieux obéit à la loi :

$$\sigma^i = E^i \cdot (\lambda - \lambda^i) \text{ avec } i = a, c \text{ ou } m \quad (\text{I-37})$$

Selon la disposition adoptée pour décrire la juxtaposition de l'amorphe et du nanograin FeSi, c'est-à-dire parallèle, série ou de manière plus réaliste « concentrique », les équations relatives au module d'Young et au coefficient de magnétostriction diffèrent.

Dans le cas d'une description parallèle, la déformation est identique pour a et c . La contrainte σ^m résulte alors de la somme des contraintes σ^a et σ^c au prorata de la fraction cristallisée f . Le module d'Young et le coefficient de magnétostriction équivalents à la disposition parallèle s'écrivent alors :

$$E^m = f \cdot E^c + (1-f) \cdot E^a \quad (\text{I-38})$$

$$\lambda^m = \frac{f \cdot E^c \cdot \lambda^c + (1-f) \cdot E^a \cdot \lambda^a}{f \cdot \lambda^c + (1-f) \cdot \lambda^a}$$

Dans le cas de la disposition série, c'est la contrainte qui est identique entre a et c , et la déformation λ^m qui est égale à la somme de λ^c et λ^a pondérée respectivement par f et $(1-f)$. Les paramètres relatifs à la disposition série s'écrivent alors :

$$\lambda^m = f \cdot \lambda^c + (1-f) \cdot \lambda^a \quad (\text{I-39})$$

$$\frac{1}{E^m} = \frac{f}{E^c} + \frac{(1-f)}{E^a}$$

Nous retrouvons avec (I-39) que la description choisie implicitement par Herzer est la disposition série.

Pour la disposition, dite « réelle », l'ensemble constitué d'un nanograin FeSi et de sa gangue amorphe est décrit en trois dimensions. Les expressions de σ^m et de λ^m se déduisent des cas précédents :

D'abord, en considérant une disposition parallèle dans le plan contenant le nanograin, où le module d'Young E^1 et le coefficient de magnétostriction λ^1 dépendent de la fraction cristallisée « planaire », soit $f^{2/3}$.

$$\lambda^1 = \frac{\lambda^c \cdot E^c \cdot f^{2/3} + \lambda^a \cdot E^a \cdot (1 - f^{2/3})}{E^c \cdot f^{2/3} + E^a \cdot (1 - f^{2/3})} \quad (\text{I-40})$$

$$E^1 = E^c \cdot f^{2/3} + E^a \cdot f^{2/3}$$

Ensuite, en considérant une mise en série du plan précédent avec les plans ne contenant que de l'amorphe. E^m et λ^m se déduisent alors de (I-39) et (I-40) avec cette fois la fraction cristallisée « linéaire », soit $f^{1/3}$.

$$\lambda^m = \lambda^1 \cdot f^{1/3} + \lambda^a \cdot (1 - f^{1/3}) \quad (\text{I-41})$$

$$\frac{1}{E^m} = \frac{f^{1/3}}{E^1} + \frac{(1 - f^{1/3})}{E^a}$$

Reste maintenant à préciser les valeurs des différents paramètres. Dans un premier temps, intéressons nous aux valeurs de magnétostriction. Celles-ci diffèrent quelque peu suivant les auteurs de sorte que la magnétostriction à saturation λ^c trouve des valeurs comprises entre $-10 \cdot 10^{-6}$ et $-3 \cdot 10^{-6}$ avec une valeur retenue la plus couramment de $-5 \cdot 10^{-6}$. Les valeurs de λ^a sont de même différentes d'un auteur à un autre. Nous recensons alors les cas d'une magnétostriction constante $\lambda^a = 22 \cdot 10^{-6}$ [20] et le cas d'une magnétostriction qui varie en fonction de la fraction cristallisée et reflète le changement de composition : $\lambda^a = 22 \cdot 10^{-6} \cdot (1 - 11.45 \cdot 10^{-6} \cdot f)$ [21][22].

En ce qui concerne les modules d'Young caractéristiques, nous retiendrons la valeur de $E^a = 210 \text{ GPa}$. Pour E^c les valeurs diffèrent : 170 GPa [23] ; 161 GPa et nous nous efforcerons d'en obtenir une estimation argumentée. Dans [24], figurent 3 points de mesure relatifs à des Finemet® et ce pour des recuits d'une heure à des températures qui nous permettent à l'aide des données compilées sur la Figure I-17 de remonter aux fractions cristallisées. Nous obtenons alors avec (I-41) la reconstitution de la Figure I-21 avec $E^c = 145 \text{ GPa}$ qui constituera notre valeur de référence.

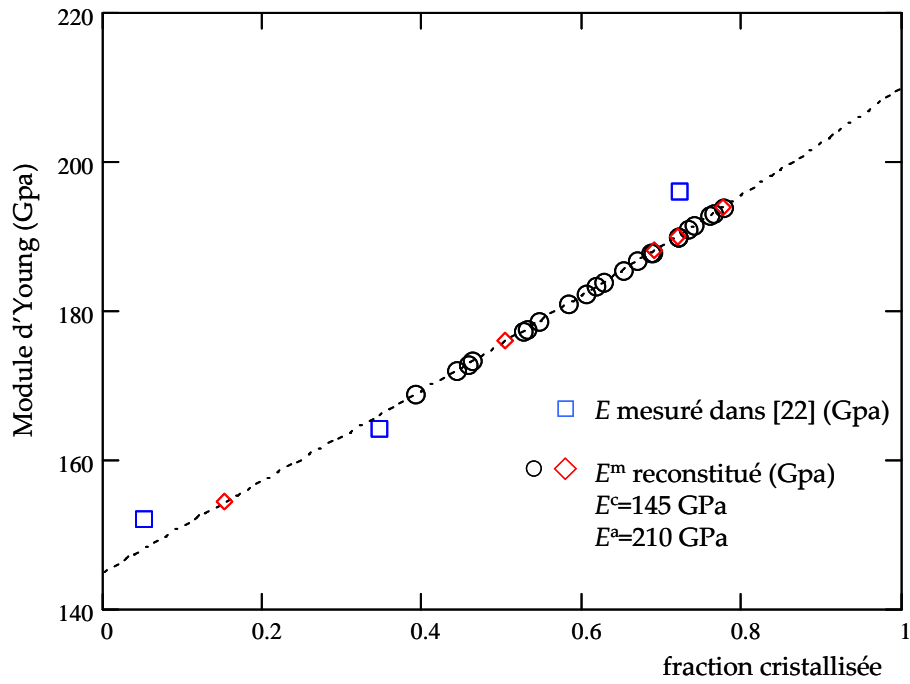


Figure I-21 : évolution du module d'Young en fonction de la fraction cristallisée.

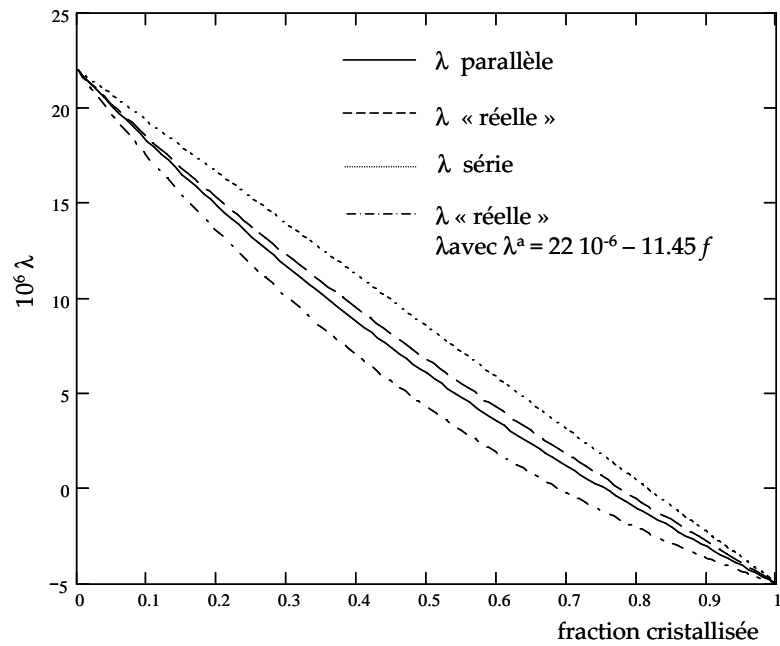


Figure I-22 : magnétostriction λ^m de l'alliage en fonction de la fraction cristallisée.

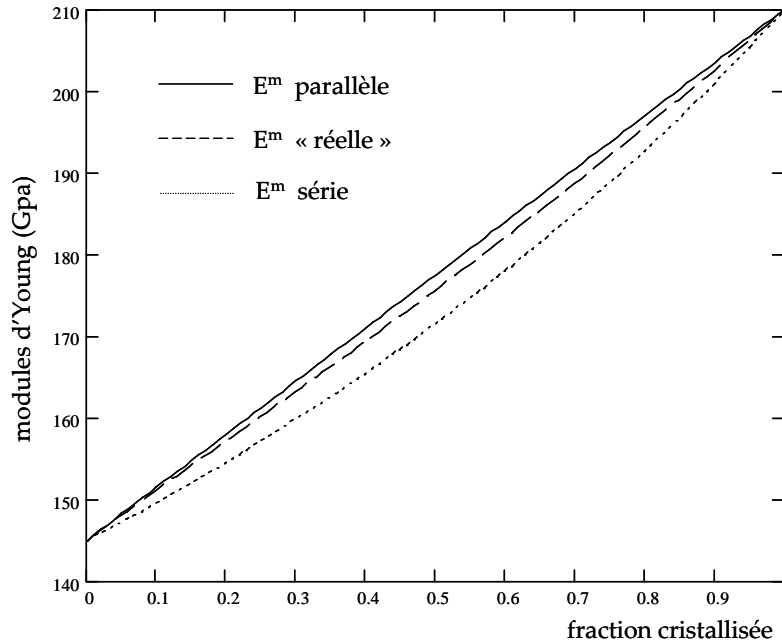


Figure I-23 : module d'Young E^m de l'alliage en fonction de la fraction cristallisée.

Le module d'Young E^m et la déformation de magnétostriction λ^m sont représentés (Figure I-22 et Figure I-23) pour chaque disposition. Nous constatons que pour la disposition parallèle, les valeurs sont assez proches de celles obtenues pour la disposition « réelle », avec des équations plus simples. Par conséquent nous considérerons dans la suite des développements la disposition parallèle pour le calcul des paramètres du milieu moyen.

Nous nous proposons maintenant d'évaluer la densité d'énergie d'anisotropie magnétoélastique immanent au retournement de l'aimantation dans un volume corrélé. Pour cela, nous considérerons les efforts qui s'exercent à l'intérieur de ce volume de corrélation. En effet, les contraintes résultent de l'immersion d'un noyau (CV) – par lequel s'initient les variations de l'aimantation – aimanté uniformément suivant une direction différente de celle du domaine environnant (M). L'énergie stockée découle alors des désaccords entre les déformations « effectives », d'origine élastique et les déformations « voulues », d'origine magnétostrictive.

Nous affinerons notre étude par le biais d'une description simple dans laquelle le noyau, de forme cubique est aimanté uniformément selon O^{CV} , soit une rotation de $\pi/2$ par rapport à la direction d'aimantation du domaine environnant O^M .

Les propriétés élastiques – identiques pour le CV et M sont notées : E pour le module d'Young, $\nu=0.3$ [25] : le module de Poisson, et $G = E/2(1 + \nu)$ le coefficient d'élasticité transversal. Pour les déformations, nous emploierons la notation matricielle Δ , dans laquelle interviennent ε_j^i et

γ_j^i , respectivement pour les allongements relatifs et angulaires. De même, nous notons la matrice des contraintes T , avec σ_j^i et τ_j^i respectivement les contraintes de compression et de cisaillement.

$$\Delta^i = \begin{bmatrix} \varepsilon_x^i & \gamma_z^i & \gamma_y^i \\ \gamma_z^i & \varepsilon_y^i & \gamma_x^i \\ \gamma_y^i & \gamma_x^i & \varepsilon_z^i \end{bmatrix} \quad T^i = \begin{bmatrix} \sigma_x^i & \tau_z^i & \tau_y^i \\ \tau_z^i & \sigma_y^i & \tau_x^i \\ \tau_y^i & \tau_x^i & \sigma_z^i \end{bmatrix} \quad (\text{I-42})$$

Les coefficients de magnétostriction, notés λ , correspondent à des allongements relatifs obtenus pour des matériaux isolés et libres de se déformer sous l'effet de leur aimantation [26]. De telles déformations sont alors relatives à un état de moindre énergie, et par conséquent d'équilibre (indice equ). En conséquence, nous partitionnerons alors les déformations $\varepsilon_j^i = (\lambda_j^i - \lambda_{equ_j}^i)$ en une déformation λ_j^i purement élastique et une déformation $\lambda_{equ_j}^i$ d'origine magnétostrictive induite par l'aimantation. Les lois de Hooke généralisées nous donnent alors les relations entre les contraintes et les déformations :

$$\begin{aligned} [\sigma_x^i - \nu \cdot (\sigma_y^i + \sigma_z^i)] &= E \cdot (\lambda_x^i - \lambda_{equ_x}^i) & \gamma_x^i &= \frac{\tau_x^i}{2 \cdot G} \\ [\sigma_y^i - \nu \cdot (\sigma_z^i + \sigma_x^i)] &= E \cdot (\lambda_y^i - \lambda_{equ_y}^i) & \gamma_y^i &= \frac{\tau_y^i}{2 \cdot G} \\ [\sigma_z^i - \nu \cdot (\sigma_x^i + \sigma_y^i)] &= E \cdot (\lambda_z^i - \lambda_{equ_z}^i) & \gamma_z^i &= \frac{\tau_z^i}{2 \cdot G} \end{aligned} \quad (\text{I-43})$$

Les contraintes de compression suivant chacune des directions s'expriment alors :

$$\sigma_x^i = \frac{E}{(1+\nu) \cdot (1-2\nu)} \cdot [(\lambda_x^i - \lambda_{equ_x}^i) \cdot (1-\nu) + (\lambda_y^i - \lambda_{equ_y}^i + \lambda_z^i - \lambda_{equ_z}^i) \cdot \nu] \quad (\text{I-44})$$

avec σ_y^i et σ_z^i déduits de (I-44) par permutation circulaire des indices x , y et z .

L'énergie élastique stockée s'obtient par le produit des contraintes par les déformations correspondantes et s'écrit :

$$W^i = \frac{1}{2} \cdot \iiint_V (\sigma_x^i \cdot \varepsilon_x^i + \sigma_y^i \cdot \varepsilon_y^i + \sigma_z^i \cdot \varepsilon_z^i + 2 \cdot \tau_x^i \cdot \gamma_x^i + 2 \cdot \tau_y^i \cdot \gamma_y^i + 2 \cdot \tau_z^i \cdot \gamma_z^i) \cdot dV \quad (\text{I-45})$$

Dans le domaine environnant M , cette densité d'énergie est nulle, puisque les déformations λ_j^M s'identifient aux déformations à l'équilibre $\lambda_{equ_j}^M$. En effet, nous considérerons qu'aucune force externe n'est appliquée sur le matériau, le ruban étant libre de se déformer.

Dans le volume de corrélation, nous supposons les déformations et contraintes uniformes dans le volume L^3 . En remplaçant les contraintes σ_j^{CV} données par (I-44) dans (I-45), nous obtenons que la densité d'énergie magnétoélastique stockée dans le CV s'écrit :

$$W_V^{CV} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left[\frac{\nu}{1-2\nu} \left(\sum_{j=x,y,z} (\lambda_j^{CV} - \lambda_{equ_j}^{CV}) \right)^2 + \sum_{j=x,y,z} (\lambda_j^{CV} - \lambda_{equ_j}^{CV})^2 + 2 \sum_{j=x,y,z} (\gamma_j^{CV})^2 \right] \quad (\text{I-46})$$

Cette densité d'énergie élastique dépend des désaccords de déformations Δ^i par rapport à l'équilibre Δ_{equ}^i pour lesquelles les allongements relatifs $\lambda_{equ_j}^i$ et déformations angulaires $\gamma_{equ_j}^i$ dépendent eux-mêmes de la direction d'aimantation. S'attaquer directement à l'étude d'un cas qui déforme le volume de corrélation et suggère les 9 composantes de la déformation non nulles est complexe et ne sera dévoilée que pas à pas dans les paragraphes suivants.

Toutefois, nous pouvons développer dans un premier temps l'exemple simple de contraintes de compressions ou de tractions. En effet, pour la direction O^{CV} - choisie selon l'arrête du cube Ox - et pour la direction O^M selon Oz , la matrice Δ^{CV} des déformations ne comporte que les termes diagonaux, appelés déformations principales.

$$\Delta^{CV} = \begin{bmatrix} \lambda_x^{CV} & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_y^{CV} & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_z^{CV} \end{bmatrix} \quad (\text{I-47})$$

Pour les déformations de magnétostriction $\Delta_{equ_j}^i$, nous considérerons que celles-ci s'effectuent à volume constant [27][28]. Les déformations principales de magnétostriction $\lambda_{equ_j}^i$ vérifient alors :

$$\lambda_{equ_x}^i + \lambda_{equ_y}^i + \lambda_{equ_z}^i = 0 \quad (\text{I-48})$$

Nous identifions alors la déformation dans la direction de l'aimantation à la magnétostriction du milieu moyen λ^m préalablement calculée. Nous obtenons en conséquence :

$$\begin{cases} \lambda_{equ_x}^{CV} = \lambda^m \\ \lambda_{equ_y}^{CV} = -\lambda^m/2 \\ \lambda_{equ_z}^{CV} = -\lambda^m/2 \end{cases} \quad (\text{I-49})$$

L'effet de la magnétostriction est compte tenu de **(I-49)** équivalent à une traction simple σ_x parallèle à Ox , pour laquelle les composantes de la matrice de déformation seraient :

$$\begin{cases} \lambda_{equ_x}^{CV} = \sigma_x / E \\ \lambda_{equ_y}^{CV} = -\nu \cdot \sigma_x / E \\ \lambda_{equ_z}^{CV} = -\nu \cdot \sigma_x / E \end{cases} \quad \text{(I-50)}$$

L'invariance du volume pour les déformations de magnétostriction est alors équivalente à un « coefficient de Poisson » de 0.5, sensiblement plus grand que le coefficient de Poisson mécanique égal à 0.3. En conséquence, une déformation de magnétostriction ne peut être décrite par une seule contrainte de traction dans la direction d'aimantation. En effet, deux contraintes de compression s'adjoignent à cette description, de manière à corriger la différence des coefficients dans les directions orthogonales.

Le cas le plus défavorable quant à l'énergie élastique stockée survient lorsque les déformations du volume de corrélation sont imposées par les déformations à l'équilibre de M, soit pour une direction d'aimantation selon Oz :

$$\begin{cases} \lambda_{equ_x}^M = -\lambda^m / 2 \\ \lambda_{equ_y}^M = -\lambda^m / 2 \\ \lambda_{equ_z}^M = \lambda^m \end{cases} \quad \text{(I-51)}$$

Dans ces conditions, nous obtenons avec **(I-46)**, **(I-49)** et **(I-51)** :

$$W_v^{CV} = \frac{9E^m}{4(1+\nu)} \cdot (\lambda^m)^2 \cdot p \quad \text{où } p \text{ est un facteur de normalisation} \quad \text{(I-52)}$$

La densité d'énergie stockée est alors majorée puisque les déformations du volume de corrélation sont toutes imposées par les déformations de magnétostriction du milieu moyen (Figure I-24). Nous choisirons donc de normaliser nos résultats par rapport à cette estimation, en posant $p = 1$.

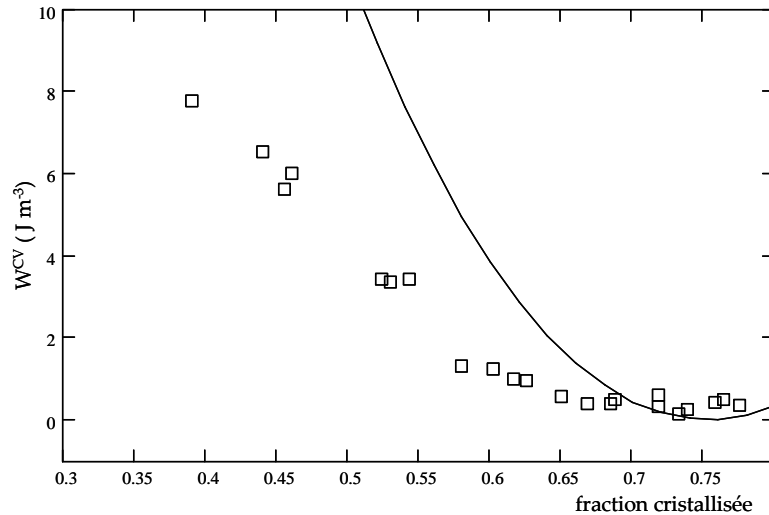


Figure I-24 : Evolution de l'anisotropie magnétoélastique en fonction de la fraction cristallisée. Ligne continue : selon l'équation (I-52).

Notons que l'énergie W_v^{cv} dépend des variations de la magnétostriction λ^m du milieu moyen au carré. Par conséquent, l'anisotropie magnétoélastique est minimale lorsque λ^m est elle-même minimale, c'est-à-dire pour des valeurs de fraction cristallisée de l'ordre de 75%. Toutefois, la densité d'énergie W_v^{cv} qui s'identifie directement à l'anisotropie magnétoélastique K_{me} , est à comparer à l'anisotropie magnétocristalline effective de l'ordre de $10 J \cdot m^{-3}$. L'énergie élastique mise en jeu lors du retournement cohérent de l'aimantation dans le volume de corrélation semble à priori trop élevée.

Nous proposons alors une description affinée dans laquelle le noyau se raccorde au milieu moyen via une zone de transition dont la déformation progressive permettrait l'accommodation des contraintes magnétoélastiques. En effet, la présence d'une zone transitoire introduit les déformations du volume corrélé comme degrés de liberté et permet in fine d'abaisser l'énergie magnétoélastique stockée dans le noyau par rapport au cas précédent. Toutefois, les dimensions de la zone « tampon » ne peuvent être définie à priori et seront déterminées par le compromis entre distance d'accommodation et volume dans lequel s'établissent les contraintes.

La recherche de ce compromis impose de passer numériquement par une méthode d'optimisation, à même de minimiser l'énergie globale magnétoélastique stockée et ce suivant les paramètres que sont les dimensions de la zone transitoire et les déformations caractéristiques du volume de corrélation.

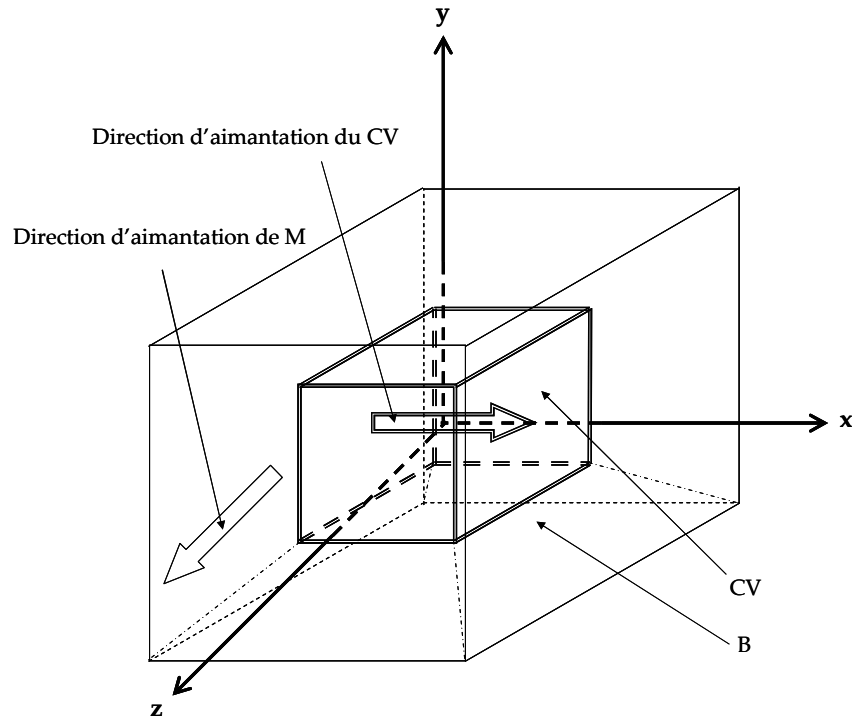


Figure I-25 : Représentation de la « graine » avec à l'intérieur le volume de corrélation (ligne double), autour le milieu homogène environnant (ligne continue) et une zone transitoire d'accommodation des contraintes (ligne pointillée discontinue)

La description volontairement simplifiée de parallélépipèdes imbriqués : le noyau de dimensions : $2L_x^{CV}$, $2L_y^{CV}$ et $2L_z^{CV}$, et la zone transitoire (B) de dimensions $2 \cdot \beta \cdot L_x^{CV}$, $2 \cdot \alpha \cdot L_y^{CV}$ et $2 \cdot \gamma \cdot L_z^{CV}$, nous permet de déterminer l'énergie élastique stockée de manière analytique. Pour cela, la zone transitoire est découpée en volumes élémentaires parallélépipédiques rectangles qui partagent alors leurs sommets avec d'une part le volume de corrélation et d'autre part le milieu moyen (Figure I-25).

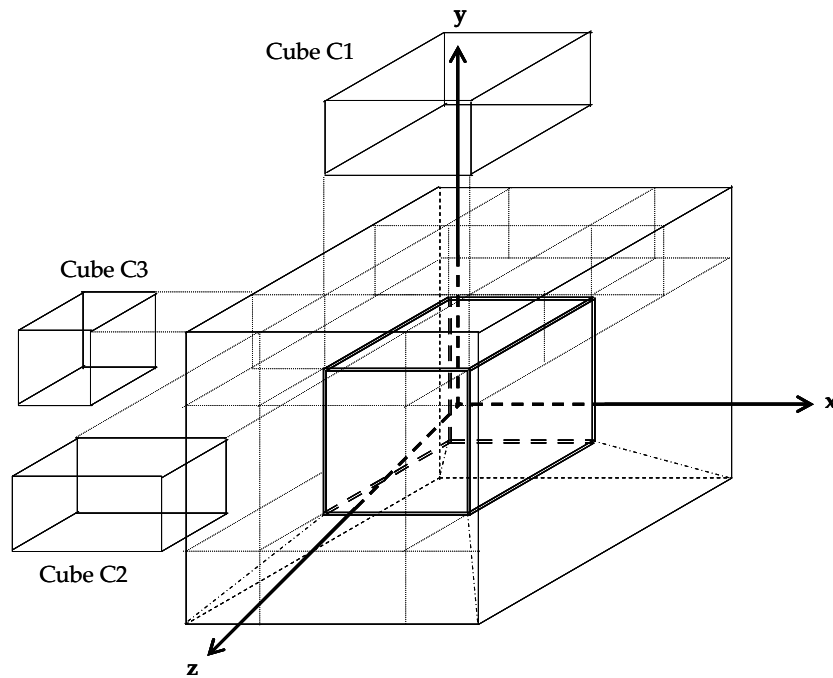


Figure I-26 : Découpage en parallélépipèdes de la zone transitoire d'accommodation des contraintes.

Ce découpage comporte alors 26 volumes élémentaires. Toutefois, l'étude et la mise en équation se cantonne à 3 volumes seulement (par exemple : C1, C2 et C3), puisque pour les autres volumes les équations descriptives seront déduites de ces dernières par permutation circulaire des indices. Nous développons ici le calcul des déformations et de l'énergie en nous référant au cas du volume C2 (Figure I-26).

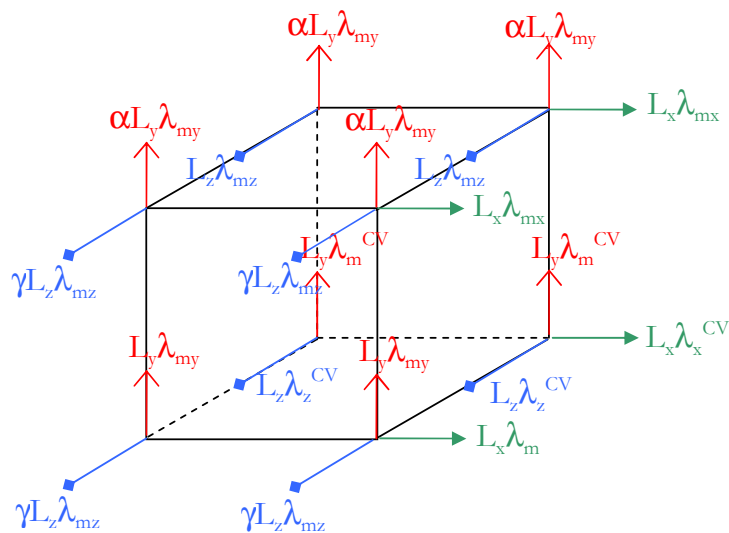


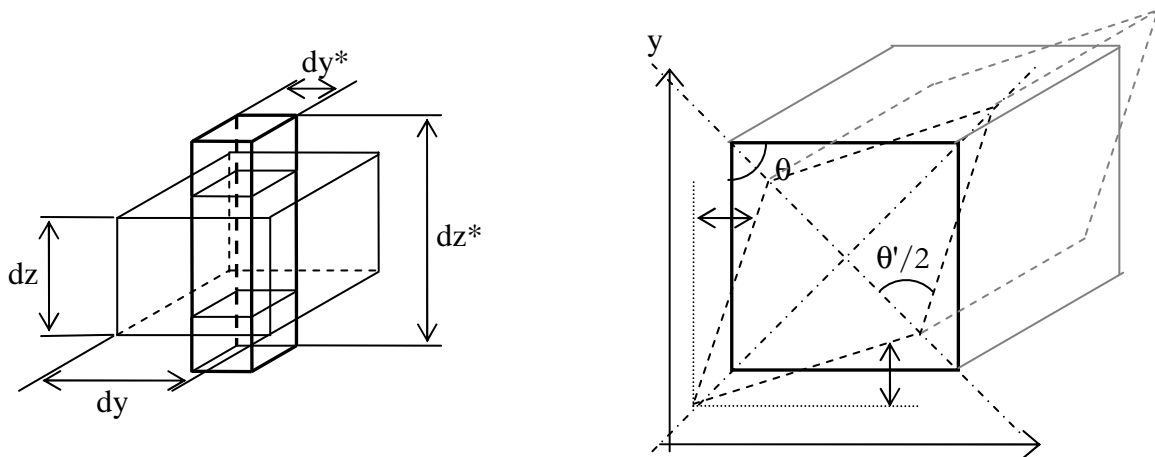
Figure I-27 : Représentation filaire du volume C2 avec à chaque sommet les différents déplacements imposés par le volume de corrélation et le milieu moyen

L'énergie W^{C2} dépend des déformations λ_j^{C2} et des contraintes σ_j^{C2} internes et ce suivant les trois directions. En tous points, la magnétostriction λ_j^i est donné par le rapport entre

l'allongement Δd_j du milieu considéré par la distance d_j sur laquelle elle s'applique ($j = x, y$ ou z). Dans notre exemple, la magnétostriction λ_y^{C2} sera par conséquent calculée en tout point du volume par le rapport entre la différence des déplacements entre les faces supérieure et inférieure, et l'épaisseur $(\alpha - 1)L_y^{CV}$ (figure ci-dessus). Toutefois, seul le déplacement des sommets du parallélépipède est a priori connu puisque imposé par les propriétés du milieu auquel ils se raccordent. Nous supposons alors des variations linéaires des déformations à l'intérieur des volumes considérés.

De même, les déformations différentes entre le milieu moyen et le volume de corrélation impliquent des contraintes de cisaillement. Le parallélépipède C2 n'est dans ce cas plus rectangle et les déformations angulaires qui caractérisent cette déformation sont alors non nulles.

Après déformation, les arêtes initialement orthogonales ne le sont plus. L'allongement angulaire correspond alors à la diminution d'angle, c'est-à-dire la variation à l'angle droit (Figure I-28). Dans le cas de petits angles, la déformation angulaire γ_j peut alors s'exprimer de la façon suivante :



Allongements relatifs dans les directions z et y :

$$\lambda_z = \frac{dz^* - dz}{dz} = \frac{\partial w}{\partial z} ; \lambda_y = \frac{dy^* - dy}{dy} = \frac{\partial v}{\partial y}$$

Déformation angulaire entre les directions y et z :

$$\gamma_{yz} = \gamma_x = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

Figure I-28 : définitions des allongements relatifs et des déformations angulaires

L'énergie stockée W^{C2} s'obtient alors en intégrant dans le volume le produit des contraintes par les déformations (I-46). Ces dernières dépendent de l'écart entre les déformations purement élastiques, précédemment calculées et les déformations à l'équilibre, identique à celle du milieu moyen.

$$W^{C2} = \int_0^{L_x^{CV}} \int_0^{(\gamma-1)L_z^{CV}} \int_0^{(\alpha-1)L_y^{CV}} DE^{C2} dydzdx \quad (\text{I-53})$$

$$DE^{C2} = \frac{E}{2(1+\nu)} \left[\frac{\nu}{1-2\nu} \left(\sum_{j=x,y,z} (\lambda_j^{C2} - \lambda_{equ_j}^B) \right)^2 + \sum_{j=x,y,z} (\lambda_j^{C2} - \lambda_{equ_j}^B)^2 + 2 \sum_{j=x,y,z} (\gamma_j^{C2})^2 \right]$$

V.3. Calcul de l'énergie globale

L'énergie associée au retournement de l'aimantation se rapporte maintenant à l'énergie élastique stockée dans le noyau auquel s'ajoute l'énergie stockée dans la zone transitoire. La densité d'énergie magnétoélastique K_{me} s'exprime alors :

$$K_{me} = (W^{CV} + W^B) / V^{CV} \quad (\text{I-54})$$

avec $V^{CV} = L_x^{CV} \cdot L_y^{CV} \cdot L_z^{CV}$: le volume du volume de corrélation

V.4. Première évaluation

Les valeurs optimales des paramètres sont obtenues numériquement par la minimisation de K_{me} et sont rassemblées dans le tableau ci-dessous et mènent à la réduction du coefficient p de 1 à 0.9.

Les déformations λ_j^{CV} et γ_j^{CV} sont données en valeurs réduites par rapport à la magnétostriction à saturation, c'est-à-dire normées à 1.

$\alpha = 2.001$	$\lambda_x^{CV} = -0.289$	$\gamma_x^{CV} = 0$	
$\beta = 2.240$	$\lambda_y^{CV} = -0.481$	$\gamma_y^{CV} = 0$	$p = 0.86$
$\gamma = 2.111$	$\lambda_z^{CV} = 0.805$	$\gamma_z^{CV} = 0$	

Tableau I-A

Les déformations du volume de corrélation s'effectuent à volume constant, puisque les composantes principales vérifient : $\sum \lambda_j^{CV} \cong 0$. Nous noterons également que l'allongement du CV demeure plus important dans la direction Oz « imposée » par le milieu moyen.

Le volume de la zone transitoire chargée d'accommoder les contraintes entre le noyau et le milieu moyen est 9 fois supérieur à celui du CV. Le point important concerne la valeur de α pour la

dimension $2 \cdot \alpha \cdot L_y^{CV}$ suivant la direction Oy . En effet, dans le cadre de déformations à l'équilibre de CV et M, les directions Ox et Oz sont contraintes de par le désaccord des déformations de magnétostriction, de sorte que les valeurs de β et γ sont quasi-égales et supérieures à 1. Toutefois, dans la direction Oy , les déformations de magnétostrictions sont égales de sorte qu'aucune contrainte n'émerge de ces seules déformations. Cette argument ne rend cependant pas compte des lois de comportement élastique qui lient à une déformation les trois contraintes par le biais du coefficient de Poisson. Dans ce contexte, et pour des déformations à l'équilibre de CV et M – qui nous permettent « d'intuiter » les contraintes – nous obtenons à l'aide de (I-43) les lois suivantes :

$$\begin{aligned} [\sigma_x^i - \nu \cdot (\sigma_y^i + \sigma_z^i)] &= E \cdot \varepsilon_x^i \text{ avec } \varepsilon_x^i = (\lambda_m - \lambda_m / 2) = \lambda_m / 2 \\ [\sigma_y^i - \nu \cdot (\sigma_z^i + \sigma_x^i)] &= E \cdot \varepsilon_y^i \text{ et } \varepsilon_y^i = (-\lambda_m / 2 - \lambda_m / 2) = 0 \\ [\sigma_z^i - \nu \cdot (\sigma_x^i + \sigma_y^i)] &= E \cdot \varepsilon_z^i \text{ et } \varepsilon_z^i = (\lambda_m - \lambda_m / 2) = \lambda_m / 2 \end{aligned} \quad \text{(I-55)}$$

Les contraintes qui résultent de ces déformations supposées sont alors données par :

$$\sigma_x = \frac{E \cdot \lambda_m / 2}{(\nu - 1 + 2\nu^2)} ; \quad \sigma_y = \frac{-E \cdot \lambda_m \cdot \nu}{(\nu - 1 + 2\nu^2)} ; \quad \sigma_z = \frac{E \cdot \lambda_m / 2}{(\nu - 1 + 2\nu^2)} \quad \text{(I-56)}$$

Cette approche conclut à des contraintes égales dans les directions Ox et Oz , et à une contrainte suivant Oy inférieure à celles-ci. Les dimensions de la zone transitoire découlent du compromis entre distance d'accommodation des contraintes et volume sur lequel elles s'établissent. Dans ce cadre, nous retrouvons alors de manière qualitative que la zone transitoire s'agrandisse suivant les trois dimensions avec logiquement $\alpha < \beta = \gamma$.

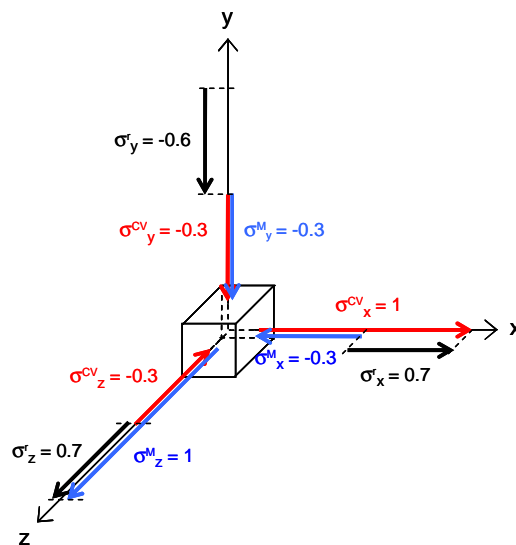


Figure I-29 : représentation schématique des contraintes de traction et compression mécaniques équivalentes aux contraintes de magnétostriction. (Les valeurs indiquées sont normées à 1).

De même, nous remarquons que les allongements angulaires γ_j^{CV} sont nuls, préservant les formes parallélépipédique du CV et de B. Cette situation découle des trop nombreuses symétries géométriques et physiques qu'imposent les directions d'aimantation selon les arêtes du cube. Pour affiner notre démarche et véritablement minimiser l'énergie magnétoélastique stockée dans le volume de corrélation selon toutes les déformations, nous envisageons maintenant d'imposer la direction d'aimantation du noyau suivant la grande diagonale du « cube », avec la direction d'aimantation du milieu moyen définie orthogonalement à cette dernière.

Pour cela, les lois de Hooke relatives à chaque milieu seront écrites dans le repère local déterminé par les directions d'aimantation. Les équations de continuité des déformations de CV, B et M nécessitent alors un repère absolu et les transformations classiques en élasticité pour exprimer les déformations d'un milieu, d'un repère dans un autre.

D'abord, nous attacherons à la direction d'aimantation O^i , un repère local (X^i, Y^i, Z^i) que nous utiliserons pour écrire les déformations à l'équilibre. Les déformations de la zone transitoire sont elles écrites dans le repère absolu (x, y, z) .

L'orientation du trièdre local XYZ par rapport à xyz est défini par les angles d'Euler $(\psi^i, \theta^i, \varphi^i)$. Ces trois angles définissent une série de trois rotations et deux repères intermédiaires :

uvZ obtenu par la rotation d'angle ψ de XYZ autour de Z ,

uwz obtenu par la rotation d'angle θ de uvZ autour de u ,

et xyz obtenu par la rotation d'angle φ de uwz autour de z .

ψ , θ et φ désignent respectivement les angles de précession, de nutation et de rotation propre.

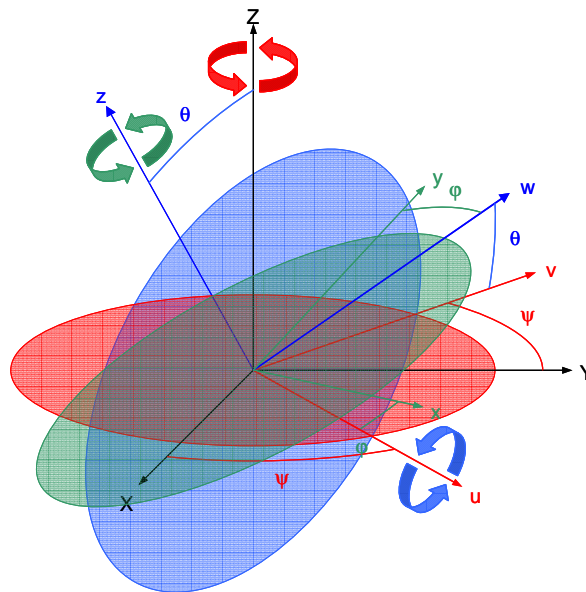


Figure I-30 : définition des angles d'Euler

Relativement à ce nouveau repère, les composantes de la matrice des déformations Δ^i_{xyz} sont données par l'expression :

$$\Delta_{xyz}^i = P^T \cdot \Delta_{XYZ}^i \cdot P \quad (\text{I-57})$$

où P désigne la matrice de changement d'axes :

$$\begin{bmatrix} \cos(\varphi)\cos(\psi) - \sin(\varphi)\cos(\theta)\sin(\psi) & -\sin(\varphi)\cos(\psi) - \cos(\varphi)\cos(\theta)\sin(\psi) & \sin(\theta)\sin(\psi) \\ \cos(\varphi)\sin(\psi) + \sin(\varphi)\cos(\theta)\cos(\psi) & -\sin(\varphi)\sin(\psi) + \cos(\varphi)\cos(\theta)\cos(\psi) & -\sin(\theta)\cos(\psi) \\ \sin(\varphi)\sin(\theta) & \cos(\varphi)\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{bmatrix} \quad (\text{I-58})$$

Pour cette seconde évaluation de l'énergie stockée, les déformations à l'équilibre du noyau et du milieu moyen seront telles que : $\lambda_{equ\ x}^{CV} = \lambda_m$; $\lambda_{equ\ y}^{CV} = -\lambda_m / 2$; $\lambda_{equ\ z}^{CV} = -\lambda_m / 2$.

et $\lambda_{equ\ x}^M = -\lambda_m / 2$; $\lambda_{equ\ y}^M = -\lambda_m / 2$; $\lambda_{equ\ z}^M = \lambda_m$. Les déformations à l'équilibre relatives à la zone transitoire sont dans un premier temps supposées identiques à celles du milieu moyen.

Les directions d'aimantation sont définies de manière à ce que l'axe *OX* soit parallèle à la grande diagonale du noyau, assimilé à un cube. Les angles d'Euler correspondant sont alors donnés par :

$$\varphi^i = 0.196 \cong 11^\circ ; \theta^i = -\arctan(\sqrt{2}) \cong -55^\circ ; \psi^i = -\pi/4 = -45^\circ \quad (\text{I-59})$$

L'angle φ^i est calculé de manière à ce que la direction *OX* s'approche le plus possible de la seconde grande diagonale du cube (noyau) puisque les diagonales d'un cube sont par définition non orthogonales.

Nous obtenons dans le cadre de ce second cahier des charges les valeurs suivantes :

$\alpha = 1.111$	$\lambda_x^{CV} = -0.305$	$\gamma_x^{CV} = -0.185$	
$\beta = 1.111$	$\lambda_y^{CV} = -0.333$	$\gamma_y^{CV} = -0.333$	$p = 0.488$
$\gamma = 1.111$	$\lambda_z^{CV} = 0.026$	$\gamma_z^{CV} = 0.580$	

Tableau I-B

Dans ce cas de figure, les dimensions α , β et γ sont égales ce qui suggère que les contraintes sont de même égales entre les milieux CV et M et ce suivant les directions x,y et z. Le volume final de la zone « tampon » diminue par rapport au cas précédent et vaut 1.4 fois celui du noyau. Notons que les déformations angulaires γ_j^{CV} sont non nulles dans le repère XYZ et se trouvent, en conséquence du changement d'axes, de même non nulles dans le repère absolu xyz. Un point

important concerne la répartition de l'énergie entre le noyau et la zone transitoire. Dans le cas du cahier des charges n°1 et pour un résultat numérique de $p=0.86$, l'énergie magnétoélastique stockée dans le noyau s'élevait à 0.74 soit une part de 86%. Dans le cas n°2, l'énergie stockée dans le noyau représente 79% de l'énergie totale, elle-même plus faible puisque $p = 0.488$.

Nous remarquerons toutefois que la zone transitoire ne permet l'accommodation des contraintes que d'une manière élastique. Or, nous pourrions imaginer introduire un degrés de liberté supplémentaire qu'est la direction de l'aimantation de cette zone « tampon ». Dans ce cas, qui constitue le cahier des charges n°3, la direction de l'aimantation de B, repérée par les angles d'Euler φ , θ et ψ est maintenant « optimisable ».

$$\begin{array}{llll}
 \alpha = 1.029 & \lambda_x^{CV} = 0.663 & \gamma_x^{CV} = -0.588 & \varphi = -0.084 \cong -5^\circ \\
 \beta = 1.025 & \lambda_y^{CV} = -0.308 & \gamma_y^{CV} = -0.06 & \theta = -0.685 \cong -39^\circ \quad p = 0.4 \\
 \gamma = 1.025 & \lambda_z^{CV} = -0.358 & \gamma_z^{CV} = 0.664 & \psi = 1.744 \cong 100^\circ
 \end{array}$$

Tableau I-C

Les dimensions obtenues sont inférieures à celles calculées précédemment (Tableau I-B) et le volume de B ne constitue cette fois qu'une écale autour du noyau ($\alpha\beta\gamma = 1.08$). Toutefois, l'énergie globale est légèrement plus faible ($p=0.4$). Cette diminution n'est alors imputable qu'à la seule énergie stockée dans B puisque l'énergie relative au noyau W^{CV} reste identique au cas précédent et représente maintenant 97% de l'énergie globale.

Les angles d'Euler calculés sont tels que la direction d'aimantation de B est orientée perpendiculairement à la direction d'aimantation du noyau et s'oblique d'un angle de 26° par rapport à celle du milieu moyen.

V.5. Discussions

Les résultats des différentes optimisations sont regroupés sur la figure ci-dessous et superposés aux valeurs de K_{me} .

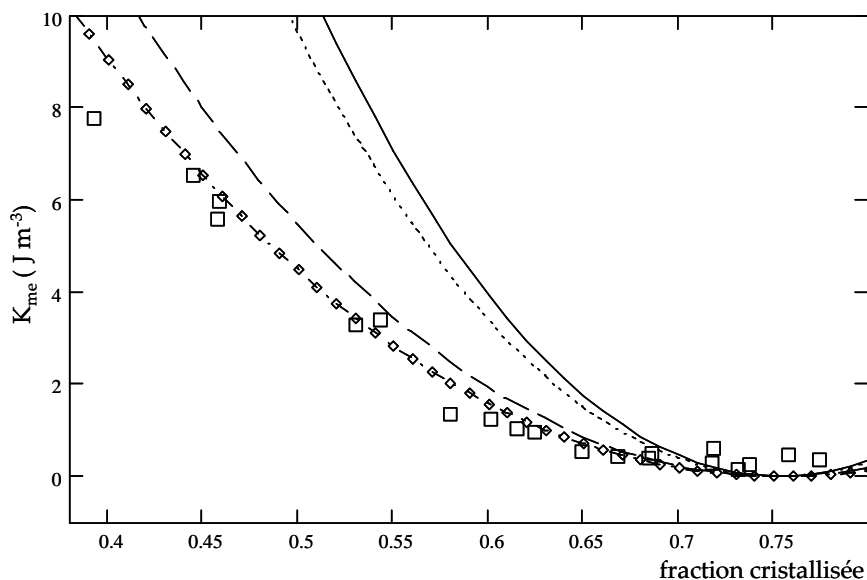


Figure I-31 : valeurs expérimentales de K_{me} (carré) ; première évaluation $p=1$ (continu) ; optimisation avec $O^{CV}=O_x$ et $O^M=O_z$ et $p=0.86$ (pointillés) ; optimisation avec O^{CV} et O^M suivant les grandes diagonales $p=0.488$ (tirets) ; optimisation avec O^{CV} et O^M suivant les grandes diagonales et direction de l'aimantation de B optimisable $p=0.4$ (losange).

Les valeurs de K_{me} , déduite des mesures dans de H_c et calculées sont d'un même ordre de grandeur (quelques $J m^{-3}$). Toutefois, l'amplitude de K_{me} est obtenu indirectement et repose sur l'évaluation d'une anisotropie effective à partir des mesures de champ coercitif au travers d'une constante $\alpha = 0.26$ sujette à caution. De même, les valeurs calculées présentent un minimum pour des fractions cristallisées de l'ordre de 75%. Ce comportement dépend de notre formulation retenue pour la description de λ et ne rend pas compte de valeurs mesurées.

VI. Conclusions

Cette étude sur les rubans magnétiques nanocristallisés concerne la physique des mécanismes d'aimantation. Dans un premier volet, les lacunes du modèle classique d'anisotropie aléatoire pour expliquer le champ coercitif des alliages nanocristallins ont été relevées et l'importance des effets magnétoélastiques a été en ce sens soulignée. La modélisation de l'anisotropie magnétoélastique et la discrimination des différentes sources d'anisotropie : magnétocristalline et magnétoélastique, se sont alors appuyées sur une caractérisation importante : chimique, métallurgique et magnétique, fournie par la société Imphy Ugine Precision.

Un concept essentiel dans le modèle de Herzer est celui de volume de corrélation de l'aimantation. Ce volume, grand devant la taille des nanograins, donne l'échelle du mécanisme élémentaire de retournement de l'aimantation. L'analyse statistique à la base du modèle a été revisitée et une version nouvelle en a été proposée. En effet, et en conclusion, le champ coercitif macroscopique reflète à la fois la moyenne des duretés des volumes corrélés et leurs fluctuations. Le modèle a d'autre part été étendu pour inclure l'anisotropie uniaxiale, qui résulte d'un recuit sous champ et des expressions analytiques ont été établies.

Dans un second volet, ces expressions analytiques ont permis de quantifier l'anisotropie magnétoélastique à partir des données expérimentales. Compte tenu des ordres de grandeur, les effets de l'anisotropie magnétoélastique ne peuvent alors être observés que dans le cas d'une anisotropie cohérente à l'échelle du volume de corrélation. C'est en conséquence à cette même échelle que le mécanisme élémentaire de retournement a été décrit. Au moment du retournement, un volume aimanté perpendiculairement aux domaines antiparallèles qui l'entourent est alors le siège d'un désaccord magnétoélastique, équivalent à une énergie d'anisotropie uniaxiale locale.

L'anisotropie globale du milieu, et dans un second temps, la contribution magnétoélastique ont été extraites des mesures de champ coercitif. Les variations de l'anisotropie magnétoélastique en fonction de la fraction cristalline ont alors permis la comparaison avec un modèle magnétoélastique à l'échelle du volume corrélé.

Dans un troisième volet, un modèle d'accommodation élastique de régions magnétostrictives (volume corrélé et milieu moyen environnant), aimantées différemment, a été établi. Les phases en présence ont alors été assimilées à des ressorts en situation concentrique : nanograin cristallin entouré d'une coquille amorphe. Les meilleurs résultats ont été obtenus en introduisant une zone transitoire de raccordement élastique entre le volume de retournement et le milieu moyen. L'optimisation des paramètres du modèle a alors permis de retrouver les résultats expérimentaux.

Cette étude est alors connexe au développement industriel de noyau en rubans nanocristallins pour le marché de l'électronique de puissance. En effet, l'importance des effets magnétoélastiques, qui émerge des efforts mécaniques imposés sur les rubans, est mise en exergue par les contraintes d'intégration qui pèsent sur les composants d'électronique de puissance. Le socle de connaissances, établi par l'étude des mécanismes d'aimantation constitue dans ce cadre, un outil pour l'optimisation des performances magnétiques des rubans. En effet, les relations obtenues, entre paramètres de procédé (température et durée de recuit) et paramètres métallurgiques et magnétiques ont pu contribuer à la diminution de la sensibilité aux contraintes mécaniques des rubans. En ce sens, des noyaux nanocristallins enrobés, imprégnés et coupés, minimisant la détérioration des propriétés magnétiques ont pu être développés.

VII. Bibliographie du Chapitre I

- [1] R. Alben, J.J. Becker, « Random Anisotropy in Amorphous Ferromagnets », *Journal of Applied Physics*, 49(3), pp 1653-1658, 1978.
- [2] G. Herzer, « Nanocrystalline Soft Magnetic Materials », *Physica Scripta*, T49, pp 307-314, 1993.
- [3] R. Schäfer, A. Hubert, G. Herzer, *Journal of Applied Physics*, 69, pp 5325, 19XX.
- [4] G. Herzer, « Soft Magnetic Nanocrystalline Materials », *Scripta Metallurgica et Materiala*, 33 (10/11), pp 1741-1756, 1995.
- [5] J. Clédière, L. Fratila, O. Geoffroy, J.L. Porteseil, « Soft nanocrystalline materials, random anisotropy and macroscopic properties », ?.
- [6] K. Suzuki et al., *Physical Review B*, 58 – 5, 1998, pp 2730.
- [7] K. Suzuki, G. Herzer, J.M. Cadogan, « The effect of coherent uniaxial anisotropies on the grain-size dependence of coercivity in nanocrystalline soft magnetic alloys », 177-181, pp 949-950, 1998.
- [8] L.K. Varga et al., *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 210, pp 253, 2000.
- [9] G. Herzer, « Grain size dependence of coercivity and permeability in nanocrystalline ferromagnets », *IEEE Transactions on Magnetics*, 26 (5), pp 1397-1402, 1990.
- [10] Y. Ho, X.Y. Xiong, J.Zhi, L.Z. Cheng, *Journal of Applied Physics*, 74, pp 6788, 1993.
- [11] X.Y. Xiong, K.Y. Ho, *Journal of Applied Physics*, 77, pp 2094, 1995
- [12] F. Zhou, K.Y. He, *Journal of Applied Physics*, 7, pp 8850, 1996.
- [13] L. Fratila, « Multiplication de parois dans les matériaux nanocristallins », thèse, 2001.
- [14] Ch. Polak, M. Knobel, R. Grössinger, P. Sato Turtelli “The development of nanocrystalline $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ magnetism and structural disorder”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 134, pp 1-12, 1994.
- [15] E.C. Stoner et E.P. Wohlfarth, *Phil Trans. Roy. Soc. London*, 240, 599, 1948.
- [16] L. Néel, *Cahier de Physique*, 25, pp 21, 1944
- [17] H.R. Hilzinger, H. Kronmüller, “Statistical theory of the pinning of Bloch walls by randomly distributed defects”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2, pp 11-17, 1976.
- [18] O. Geoffroy, L. Fratila, J.L. Porteseil, T. Waeckerle, « Modélisation des processus d’aimantation dans les nanocristallins : de la théorie à l’expérience », *Revue de Métallurgie-CIT Science et Génie des Matériaux*, pp 1213-1225, Décembre 2003.

-
- [19] K. Suzuki, G. Herzer, J.M. Cadogan, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245, pp 229, 2002.
- [20] Herzer G., “Nanocrystalline soft magnetic materials”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 112, pp 258-262, 1992.
- [21] A. Slawska-Waniewska, R. Zuberek, P. Nowicki, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 157-158, pp 147,1996.
- [22] K. Twarowski, M. Kuzminski, A. Slawska-Waniewska, H.K. Lachowicz, G. Herzer, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 150, pp 85, 1995.
- [23] Chen D. -X., Pascual L., Castanio F.J., Vasquez M., Hernando a., *IEEE Trans. On Mag.*, MAG-37, pp 994, 2001.
- [24] Z. Kaczkowski, P. ruuskanen, A. Lovas, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 254-255, pp 164-166, 2003.
- [25] J. Courbon, “Théorie de l'élasticité”, *Techniques de l'Ingénieur*, A-305.
- [26] S. Chikazumi, *Physics of Magnetism* (Wiley, New York, 1964).
- [27] K. Delaere, W. Heylen, R. Belmans, K. Hameyer, « Strong magnetomechanical FE coupling using local magnetostriction forces », *European Physical Journal Applied Physics* 13, 115-119 (2001).
- [28] K. Azoum, M. Besbes, F. Bouillault, « Modélisation numérique du phénomène de magnétostriction dans les matériaux ferromagnétiques », *MGE* 2003.

Chapitre II

Etudes des performances dynamiques des nanocristallins (FeCuNbSiB)

TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE II

I. Introduction	69
II. Les modèles macroscopiques.....	69
II.1. L'équation de Steinmetz	69
II.2. MSE, GSE et iGSE	70
II.3. Modèle LS (Loss Surface)	72
III. Caractérisations de tores nanocristallins	75
III.1. Description du Banc de mesures : Cadre Epstein	76
III.2. Description du Banc de mesures : Onduleur	78
III.3. Acquisition et traitement informatique des mesures	82
III.4. Validation des bancs de mesures	86
IV. Développement du modèle.....	92
IV.1. Interprétations des courbes $H_m = f_B(dB/dt)$	92
IV.2. Implémentation du modèle	102
IV.3. Validation du modèle	104
V. Conclusions	108
VI. Bibliographie du Chapitre II.....	109

I. Introduction

Les efforts en terme de pré-conception en électronique de puissance se trouvent contrebalancés par des contraintes d'intégration de plus en plus importantes. Ce contrepois impose alors le développement de modèles dédiés de dimensionnement de composants magnétiques. L'étude des performances magnétiques des nanocristallins (FeCuNbSiB), pour des sollicitations électromagnétiques proches de celles générées dans les alimentations à découpage est dans ce cadre mise en exergue.

Historiquement, les voies choisies pour le développement de modèles de comportement magnétique sont « microscopiques » et proposent le calcul, par les équations de Maxwell, du mouvement réversible d'une paroi [1][2][3][4]. Cependant, les lois de comportement obtenues sont le plus souvent qualitatives et seront retenues dans le cadre d'études de compréhension des mécanismes d'aimantation.

A contrario, les modèles macroscopiques empruntent le plus souvent des voies empiriques. Les comportements magnétiques sont alors caractérisés par des mesures effectuées dans les cas de sollicitations simples (sinusoïdales, trapézoïdales, ...), modélisés par le biais de lois « mathématiques » et conjecturés au cas de sollicitations diverses.

Nous choisirons d'emprunter dans ce contexte une voie de conception de modèle empirique et nous attacherons au développement de lois de comportement « physique », connexes aux études de modèles microscopiques.

II. Les modèles macroscopiques

II.1. L'équation de Steinmetz

Les calculs prédictifs de pertes magnétiques constituent des outils importants pour la pré-conception des composants d'électronique de puissance. Toutefois, les « designers » en charge de telles études recourent encore le plus souvent à des lois de comportement empiriques. L'approche la plus couramment rencontrée est alors le calcul de pertes magnétiques par la formule de Steinmetz (II-1).

$$\overline{P_v(t)} = k \cdot f^\alpha \cdot \hat{B}^\beta \quad (\text{II-1})$$

Historiquement, cette loi de comportement en puissance se réfère aux pertes mesurées pour des sollicitations en induction sinusoïdale [5]. Les grandeurs pertinentes sont alors d'un point de vue de l'électrotechnicien : la fréquence f , la valeur crête de l'induction \hat{B} et la valeur moyenne des pertes $\overline{P_v(t)}$. Le coefficient k et les exposants α et β sont alors obtenus par la régression puissance des mesures.

Dans le cadre de sollicitations sinusoïdales, ces caractérisations sont effectuées par les différents fabricants et constituent une large base de données. Toutefois, ces caractérisations sont relatives à l'électrotechnique et ne sont en conséquence pas représentatives des sollicitations rencontrées en électronique de puissance. Dans ce cadre, un modèle plus robuste est indispensable. Une des voies de conception de tels modèles concerne alors la généralisation de l'équation de Steinmetz. En effet, ces développements s'appuient grandement sur les abaques constructeurs et éludent en conséquence toutes caractérisations supplémentaires.

II.2. MSE, GSE et iGSE

Chronologiquement les principaux modèles développés à partir de l'équation de Steinmetz sont : le MSE (Modified Steinmetz Equation) [6][7], le GSE (Generalized Steinmetz Equation)[8], et le iGSE (Improved GSE) [9].

Ces approches sont motivées par l'idée que les pertes magnétiques immanentes aux déplacements de parois dépendent de la vitesse de variation de l'induction dB/dt . Dans ce cadre, le MSE intègre le dB/dt par le biais d'une fréquence équivalente f_e . Cette fréquence est alors déduite de l'égalité entre le dB/dt «efficace» $\langle dB/dt \rangle_B$, calculé selon (II-2), relatif à la forme d'onde arbitraire d'une part et celui d'une sinusoïde équivalente de fréquence f_e d'autre part.

$$\langle dB/dt \rangle_B = \frac{1}{\Delta B} \cdot \int_0^T (dB/dt)^2 dt \text{ avec } \Delta B \text{ l'amplitude crête à crête et } T \text{ la période.} \quad (\text{II-2})$$

Les pertes magnétiques sont alors calculées par le biais de l'équation de Steinmetz modifiée :

$$\overline{P_v(t)} = k \cdot f_e^{\alpha-1} \cdot \hat{B}^\beta \cdot f \quad (\text{II-3})$$

Notons alors que d'autres approches sont de même proposées pour intégrer le dB/dt dans le calcul des pertes dans le cadre de sollicitations diverses. Toutefois, y compris pour le MSE, ces modèles dénaturent l'équation de Steinmetz. En effet, dans le cas du MSE, les pertes dépendent implicitement de f^2 et au regard de l'équation de Steinmetz de f^α . En conséquence, ces

différents modèles ne permettent le calcul prédictif des pertes que dans un cadre restreint de sollicitations.

Dans les cas du GSE et du iGSE, les voies de modélisation choisies diffèrent des précédentes. Les pertes magnétiques sont maintenant supposées fonction de la valeur de l'induction B et de sa dérivée dB/dt et ce en valeur instantanée.

$$P_v(t) = k_1 \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^a \cdot B(t)^b \quad (\text{II-4})$$

Dans le cas de sollicitations sinusoïdales, l'équation de Steinmetz est alors respectée si : $a = \alpha$ et $b = \beta - \alpha$. Dans ces conditions, les pertes magnétiques moyennes peuvent être calculées par l'équation de Steinmetz généralisée :

$$\overline{P_v(t)} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T k_1 \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha \cdot B(t)^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II-5})$$

avec $k_1 = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \cdot \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha \cdot |\sin \theta|^{\beta-\alpha} d\theta}$

D'après l'équation (II-4), les pertes à l'instant t dépendent de manière bijective de la valeur de l'induction $B(t)$ et de sa dérivée $|dB/dt|$ et ignore les états d'aimantation précédents du matériau. En conséquence, le GSE présente une limitation dans le cadre de sollicitations harmoniques importantes puisque dans ce cas, les pertes relatives aux cycles d'hystérésis majeur ou mineurs présentent le même poids. Pour rendre compte de l'historique de l'aimantation, le iGSE propose de substituer à la valeur instantanée de B , l'excursion crête-à-crête ΔB .

$$P_v(t) = k_1 \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha \cdot \Delta B^{\beta-\alpha} \quad (\text{II-6})$$

Le calcul des pertes est alors segmenté et rend compte des cycles d'hystérésis majeur et mineurs. Pour chaque segment, ΔB diffère et les pertes sont alors calculées selon l'équation :

$$\overline{P_v(t)} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T k_1 \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha \cdot \Delta B^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II-7})$$

Dans ce cadre, les pertes totales sont alors données par la somme des différentes pertes P_i obtenues selon (II-7), pondérées par la fraction de période T_i/T respective à chaque segment.

$$\overline{P_v(t)} = \sum_i P_i \cdot \frac{T_i}{T} \quad (\text{II-8})$$

Ces méthodes tirent pleinement profit des abaques relatifs à l'électrotechnique (sollicitations sinusoïdales). Les développements récents, notamment du iGSE permettent de plus le calcul prédictif des pertes dans le cadre de sollicitations très diverses. Toutefois, ces modèles montrent quelques limitations, notamment dans les cas de sollicitations non sinusoïdales pour lesquelles les harmoniques couvrent une large bande de fréquence, ou pour lesquelles se superpose une composante continue.

La voie de conception de tels modèles empiriques, pour lesquels les lois de comportement s'appuient sur des considérations physiques préfigure, nous le pensons, du développement le plus important dans le calcul des pertes magnétiques.

II.3. Modèle LS (Loss Surface)

Le modèle LS est un modèle macroscopique d'hystérésis scalaire dynamique développé pour les tôles en acier électrique (FeCo, FeNi, FeSi-GO), qui lie l'induction moyenne dans la section de la tôle au champ appliqué. Les influences de la fréquence et de la forme d'onde d'excitation sont alors reproduites et prennent en compte tous les effets dynamiques qui interviennent dans le matériau. Historiquement, les développements du modèle LS s'appuient sur les caractérisations des tôles magnétiques dans le cadre de sollicitations en induction trapézoïdale périodique de fréquence f [10]. Le comportement macroscopique des tôles est alors déterminé en fonction de l'induction du palier (B_{\max}) et de temps de montée (τ) à dB/dt constant ($dB/dt = 2B_{\max}/\tau$). Les calculs prédictifs de pertes reposent alors sur la décomposition temporelle de l'induction $B(t)$. Pour chaque valeur d'induction B_i et de sa dérivée $(dB/dt)_i$, la mesure de cycles d'hystérésis pour différentes valeurs de B_{\max} et de τ permet de déduire la valeur du champ H_i correspondante. La reconstitution pas à pas de $H(t)$ à partir de $B(t)$ permet enfin l'estimation des pertes magnétiques par le biais du calcul de la surface du cycle d'hystérésis.

Les différents champs H_i mesurés, qui correspondent à des valeurs de champs de surface, sont liées aux valeurs d'induction moyenne B_i par le biais de surfaces $H(B_{\max}, \tau)$. Ces champs incluent alors intrinsèquement l'ensemble des effets dynamiques qui se développent dans le matériau. Les développements suivants du modèle LS proposent alors dans le cadre de sollicitations en induction triangulaire de décomposer le champ H en une contribution statique $H_{stat}(B)$ qui correspond au cycle d'hystérésis quasi-statique et une contribution dynamique H_{dyn} [11]. Les surfaces de champ dynamique $H_{dyn}(B, dB/dt)$ sont alors calculées par soustraction du champ statique $H_{stat}(B)$ à la surface mesurée $H(B, dB/dt)$. Les surfaces

$H_{dyn}(B, dB/dt)$ obtenues, pour différentes inductions B_{max} et pour les mêmes valeurs de dB/dt , sont alors égales. Cette étude propose en conséquence de modéliser d'une part, le comportement dynamique – par la surface $H_{dyn}(B, dB/dt)$, et d'autre part, le comportement statique – par le cycle quasi-statique $H(B)$.

$$H = H_{stat}(B) + H_{dyn}(B, dB/dt) \quad (\text{II-9})$$

La caractérisation d'un matériau est alors considérablement réduite puisque la surface $H_{dyn}(B, dB/dt)$ mesurée à $B_{max} = B_{sat}$ et de 2 cycles quasi-statique centrés majeur et mineur suffisent à identifier le modèle complet.

II.3.1 Le modèle d'hystérésis statique

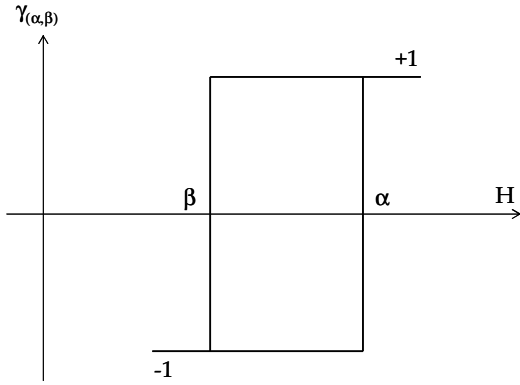
Les modèles d'hystérésis statiques les plus couramment rencontrés en électrotechnique et en électronique de puissance, implémentés dans SPICE et SABER, sont les modèles de Preisach et de Jiles-Atherton.

II.3.1.a Le modèle de Jiles-Atherton

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle mathématique qui rend compte des mécanismes microscopiques de l'aimantation. Les 5 paramètres du modèle sont identifiés par le biais d'un algorithme itératif [12] pour lequel le cycle quasi-statique majeur et la courbe de première aimantation sont requis. Toutefois, cette identification est difficile et un algorithme de minimisation de l'écart entre le modèle et le cycle quasi-statique majeur est le plus souvent utilisé [13].

II.3.1.b Le modèle de Preisach

Le modèle de Preisach propose une approche phénoménologique et s'appuie sur la compréhension du mécanisme d'aimantation. Dans ce modèle, l'hystérésis découle du basculement de commutateurs magnétiques bistables, caractérisés par un cycle d'aimantation rectangulaire ($M = \pm 1$) et par des champs de basculement haut et bas respectivement α et β . L'aimantation du matériau est alors déterminée par la fonction de distribution statistique de Preisach $p(\alpha, \beta)$.



$$M(t) = M_{sat} \cdot \int \int_T p(\alpha, \beta) \cdot \gamma_{(\alpha, \beta)}(H(t)) \cdot d\alpha \cdot d\beta$$

avec M_{sat} : aimantation à saturation

et $H(t)$: le champ appliqué

T : triangle de Preisach

Figure II-1 : commutateur magnétique élémentaire et calcul de l'aimantation dans le cadre du modèle de Preisach.

La fonction de distribution de Preisach peut être alors déterminée analytiquement par une distribution gaussienne [14][15][16] ou par une fonction lorentzienne dans le cas de matériaux doux présentant des cycles relativement rectangulaires [17]. Toutefois, l'identification de la distribution $p(\alpha, \beta)$ est difficile et demande le plus souvent une caractérisation étoffée : cycle quasi-statique majeur, courbe de première aimantation, courbes de renversement du premier et/ou du second ordre, cycles mineurs centrés. De même, en terme de code de calcul, le modèle de Preisach est relativement lourd et ce, vis-à-vis du modèle de Jiles-Atherton qui en terme de code, se résume à une équation différentielle.

II.3.1.c Le modèle d'hystérésis scalaire utilisé dans le modèle LS

Le modèle statique $H_{stat}(B)$ retenu dans le cadre du modèle LS est un modèle d'hystérésis scalaire simple (synoptique en annexe II). Le champ H_{stat} se décompose en une contribution réversible H_{rev} et une irréversible H_{irr} , de la même manière que dans le modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton dans lequel l'aimantation est calculée selon $M(t) = M_{irr}(t) + M_{rev}(t)$. L'aimantation irréversible correspond alors à l'hystérésis due au déplacement et au piégeage de parois alors que l'aimantation réversible découle de la déformation (réversible) de ces mêmes parois. Dans ce cadre, l'aimantation $M_{rev}(t)$ est donnée par la différence entre l'aimantation anhystérétique $M_{an}(t)$ et $M_{irr}(t)$:

$$M_{rev}(t) = c \cdot (M_{an}(t) - M_{irr}(t)) \text{ avec } c : \text{coefficient de réversibilité} \quad \text{(II-10)}$$

Cette décomposition est dans le cadre du modèle LS – qui est un modèle $H(B)$ – écrite en terme de champ et pour laquelle le champ réversible $H_{rev}(B)$ est égale au champ anhystérétique $H_{an}(B)$.

Le terme irréversible $H_{irr}(B)$ est calculé par une loi de comportement simple. En effet, le cycle quasi-statique majeur forme une enveloppe limite de sorte que le champ irréversible est inférieur à la différence entre le champ $H_{stat}^{B_{sat}}$ – relatif au cycle quasi-statique majeur – et le champ anhystérétique H_{an} . Le champ $H_{irr}(B)$ qui dépend de l'induction B et de l'histoire est alors obtenu par homothétie de cette enveloppe.

II.3.2 Le modèle LS (dynamique)

En l'état, le calcul du cycle d'hystérésis est effectué point par point après la décomposition temporelle de $B(t)$. Pour chaque point $(B_i, dB/dt_i)$ le champ H_i est calculé par interpolation de la surface $H_{dyn}(B, dB/dt)$. Toutefois, le modèle LS est dans ce cadre un modèle mathématique, calé sur la caractérisation macroscopique de la surface dynamique. En conséquence, le développement du modèle dans le sens d'une étude physique du matériau est difficile. Dans [18], la surface de champs est alors découpée par rapport à l'induction B en un réseau de courbes $H_{dyn} = f_B(dB/dt)$. Cette étude met en exergue des comportements macroscopiques au travers desquels les différents mécanismes mésoscopiques d'aimantation (déplacements et déformations de parois, rotations) se dévoilent.

Ce dernier point relève d'une part, l'historique du modèle LS et révèle d'autre part, la voie de développement choisie dans le cadre de notre étude.

III. Caractérisations de tores nanocristallins

Le modèle LS est principalement développé au LEG pour l'étude des pertes magnétiques des tôles (FeSi-GO et FeNi) dans les machines électriques [19]. Les caractérisations menées sont alors relatives à l'électrotechnique et les fréquences de fonctionnement : industrielles 50-60 Hz, voire quelques kHz, sont largement inférieures à celles de l'utilisation des nanocristallins (10-100kHz). Cependant, les caractéristiques magnétiques et électriques des nanocristallins permettent a priori le développement du modèle LS dans le cadre de l'électronique de puissance. Toutefois, en plus de la plateforme de mesures magnétiques des tôles [20][11], une structure spécifique à l'électronique de puissance est indispensable. En conséquence, les caractérisations en basse fréquence (10Hz – 1kHz) sont effectuées sur la plateforme : Cadre Epstein ⁵ et celles en moyenne fréquence (1kHz – 100kHz) sur une nouvelle plateforme Onduleur ⁶.

⁵ Nom du capteur : Cadre Epstein

Dans un premier temps, nous décrirons d'une part les bancs de mesures et nous attacherons à la description des problèmes de mesures et d'instrumentation rencontrés. En effet, les mesures de cycles d'hystérésis sont rendues difficiles de part les très hautes performances magnétiques du matériau qui accentuent les effets parasites : offset, oscillations haute fréquence, déphasage de sonde de courant, etc. D'autre part et dans le cas d'induction et de fréquences élevées (1.2 Tesla et 100kHz), un refroidissement et un contrôle de la température du matériau sont mis en œuvre.

Dans un second temps, nous détaillerons les mesures effectuées sur 3 type d'échantillons nanocristallins (Nanophy®) : un tore R recuit sans champ, un tore L recuit sous champ longitudinal et un tore T recuit sous champ transverse. Ces échantillons possèdent des propriétés magnétiques différentes et mettent en jeu des mécanismes physiques d'aimantation différents. Leurs caractérisations nous permettront alors de mettre en parallèle les comportements macroscopiques mesurés et l'analyse de ces mécanismes mésoscopiques d'aimantation (déplacement de parois et rotations). Dans un troisième temps, nous nous attacherons au développement du modèle pour lequel des lois analytiques seront proposées. Un des points relevés concerne alors l'étude qualitative de la déformation d'une paroi de Bloch sous l'effet des courants induits. De même, un second point concerne la comparaison du modèle LS au modèle de Steinmetz et propose quelques éléments de réflexion quant à la diminution du nombre de mesures utiles à la caractérisation et l'implémentation du modèle dans un processus d'optimisation.

Dans un dernier temps, les différents développements du modèle seront comparés, d'une part dans le cadre pré-établi de mesures en induction triangulaire, et d'autre part dans le cas d'inductions sinusoïdales.

III.1. Description du Banc de mesures : Cadre Epstein

Ce banc de mesures, développé au L.E.G. [11][20], permet la caractérisation des tôles magnétiques dans le cadre de sollicitations électromagnétiques diverses et pour lesquelles les fréquences sont comprises entre 0.25Hz et 20kHz. Le synoptique de la figure ii-2 regroupe les différents éléments et les caractéristiques principales des instruments. Dans notre cas, le dispositif cadre Epstein est remplacé par le tore test, équipé de ses bobinages d'excitation et de mesure.

⁶ Nom de la structure de puissance

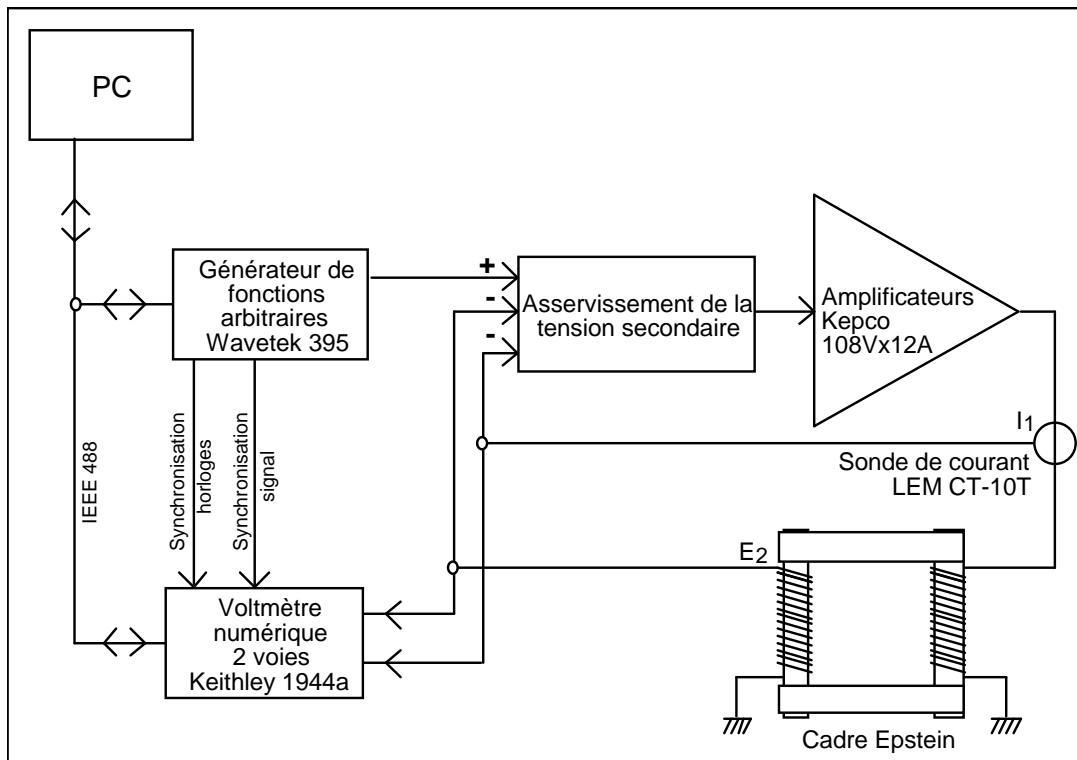


Figure II-2 : schéma du banc de mesure

- Les formes d'ondes de référence sont programmables par le biais du générateur de fonction. Dans le cas de formes complexes (trapézoïdales, courbe de renversement, ...), la forme d'onde est décrite point par point ou par sa transformée de Fourier et stockée dans une mémoire interne (8000 points).

- L'amplification de tension en sortie du générateur est assurée par 3 amplificateurs 36V-12A en série.

- Le voltmètre numérique dispose de calibres adaptables entre 300mV et 300V et d'une fréquence d'horloge interne de 10MHz qui permet une résolution de la période d'échantillonnage de 0.1 μ s. Dans notre cas, la fréquence d'échantillonnage est de 100kHz en 16bits.

La synchronisation de cette horloge de référence et le déclenchement de la mesure sont pilotés par le générateur de fonction.

- Compte tenu des différentes impédances parasites et de la non linéarité du matériau, la variation du flux dans le matériau n'est pas celle de la tension d'alimentation du tore. Dans le cadre de mesure en induction triangulaire et en boucle ouverte, la tension primaire en créneau n'est pas constante. Une contre réaction permet alors de comparer la tension secondaire à la forme d'onde de référence et compense la dérive de l'induction.

III.2. Description du Banc de mesures : Onduleur

III.2.1 Structure d'électronique de puissance :

La structure de puissance retenue dans le cadre du développement du modèle LS est un onduleur en demi-pont capacitif (Figure II-3). En effet, et par rapport à la structure en pont complet, le diviseur capacitif équilibre naturellement le courant dans la charge. De plus, cette structure ne comporte que 2 interrupteurs.

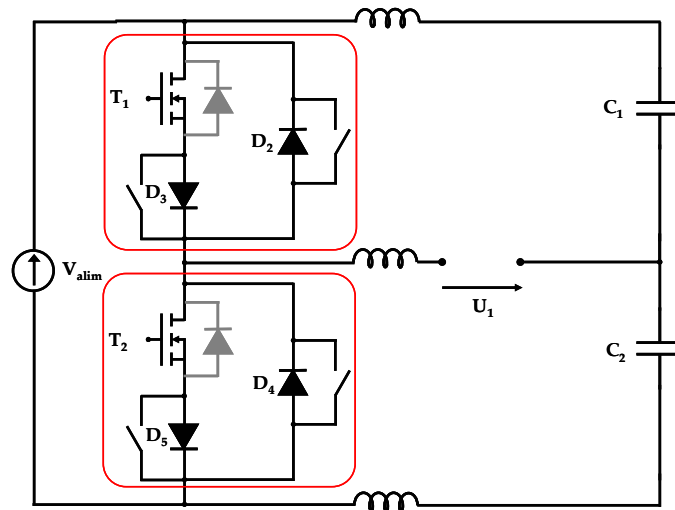


Figure II-3 : schéma de l'onduleur en demi-pont capacitif

III.2.2 Cahier des charges :

Le cahier des charges de la structure est spécifié par rapport au matériau nanocristallin. Dans le cadre de l'électronique de puissance, les fréquences de fonctionnement sont alors comprises entre 400Hz et 100kHz. Cette caractérisation est effectuée dans le cas de sollicitations en induction triangulaire, c'est-à-dire en tension rectangulaire. Les contraintes soulignées sont alors relatives à la forme d'onde de la tension. En effet, un des points relevés concerne le réglage fin ($\pm 1\%$) du rapport cyclique α autour de 0.5. Le second point concerne la forme du créneau de tension pour lequel des oscillations hautes fréquences sont présentes. Dans ce cadre, et d'un point de vue de l'induction, la pente dB/dt est contrainte dans un gabarit et impose une tension la plus constante possible, typiquement $\pm 5\%$, sur une demi-période.

Dimensionnement de la structure de puissance :

La tension primaire maximale $U_{p\max}$ est calculée par rapport à la fréquence f de 100kHz et à l'induction à saturation $\hat{B} = B_{sat}$, connaissant le nombre de spire de l'enroulement d'excitation N_1 et la section utile du tore S :

$$U_{1\max} = 4 \cdot N_1 \cdot f \cdot S \cdot \hat{B} = 86 \text{ V} \quad (N_1 = 10 \text{ spires} ; f = 100 \text{ kHz} ; S = 18 \text{ mm}^2 ; \hat{B} = B_{\text{sat}} = 1.2 \text{ T})$$

Dans le cas du demi-pont, la tension d'alimentation E est double de la tension primaire, c'est-à-dire dans notre cas $E_{\max} = 200 \text{ V}$.

Le courant maximum dans la charge est obtenu lors de la saturation du matériau. Dans le cas de mesures en haute fréquence, le champ maximum est alors d'environ 500 A/m . Compte tenu de la longueur du tore, le courant crête dans la charge est alors de 5 A . Toutefois, notons que le courant efficace dans la charge est dans ce cas d'environ 1 A .

Compte tenu de la fréquence (100 kHz), de la tension et du courant maximum, les interrupteurs seront des IRFP260N ($200 \text{ V} - 35 \text{ A}$).

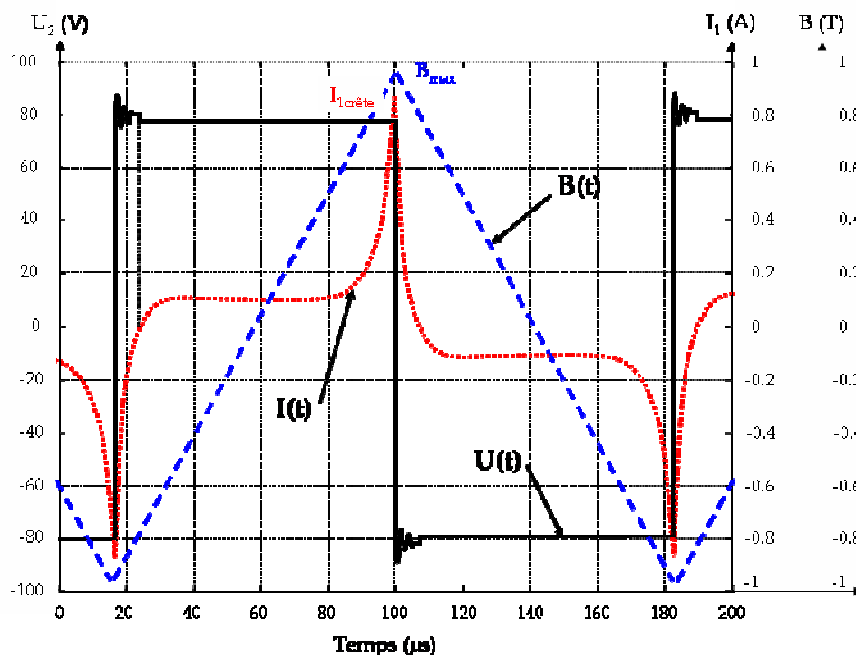


Figure II-4 : formes d'ondes typiques de la tension secondaire, de l'induction et du courant primaire.

Attachons nous maintenant à la forme d'onde en tension. En effet, et dans le cadre de la commutation des MOS, des oscillations hautes fréquences sont généralement présentes (Figure II-4). Ces oscillations sont générées par la résonance des différents éléments parasites : capacitifs et inductifs de la maquette. Dans un premier temps, les résonances et les éléments parasites les plus importants sont identifiés par le biais de simulations temporelles sous le logiciel SPICE. Les différents composants et éléments de câblage sont alors modélisés avec leurs inductances, capacités et résistances parasites.

Dans notre cas, les composants modélisés sont :

- les condensateurs du demi-pont par un modèle constructeur [21],

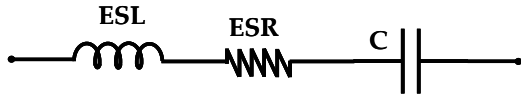


Figure II-5 : schéma électrique équivalent des condensateurs

- le câblage du bus continu par une inductance,
- les MOSFET par un modèle équivalent simplifié [22],

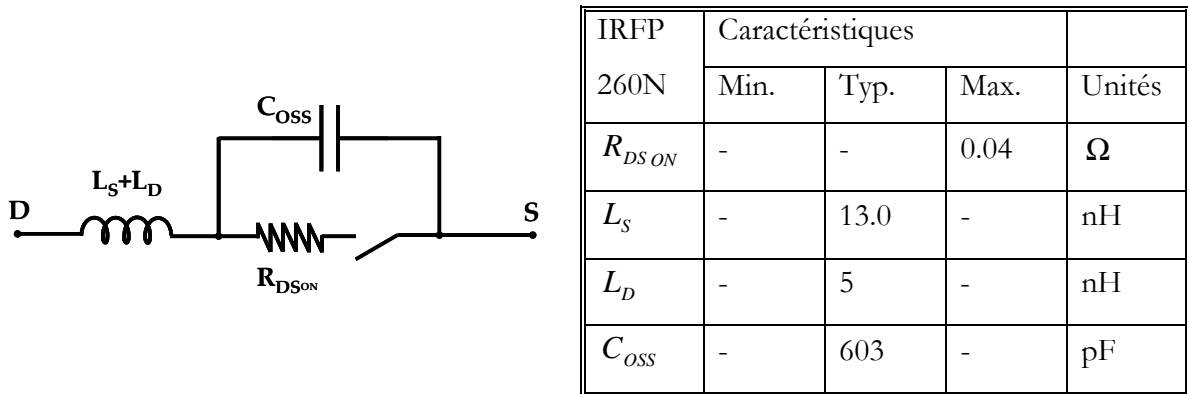


Figure II-6 : relation entre les caractéristiques constructeurs et le modèle simplifié équivalent

- la charge : Le tore nanocristallin est modélisé par un schéma électrique équivalent [23]. La méthode d'identification est alors basée sur la mesure d'impédance (pont d'impédance Agilent 4294A). Toutefois, les nanocristallins présentent un comportement fréquentiel spécifique. Dans ce cadre, un schéma équivalent à plusieurs cellules RL en échelle est proposé et permet de rendre compte de ce comportement [24].

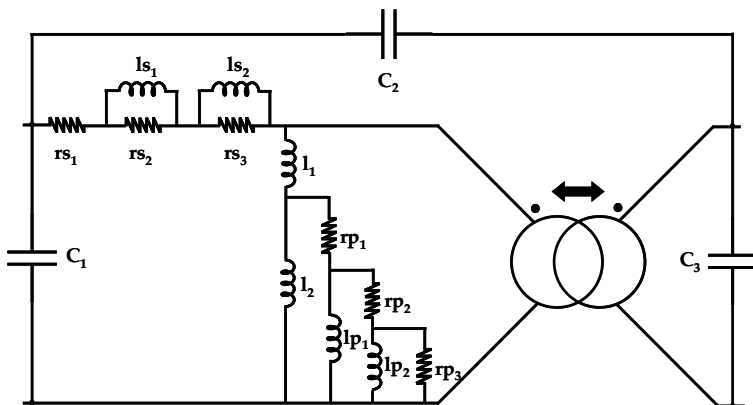


Figure II-7 : schéma électrique équivalent de la charge (transformateur torique nanocristallin)

Dans le cas de notre structure, les éléments les plus importants sont d'une part les capacités parasites des interrupteurs C_{OSS} et d'autre part l'inductance parasite de câblage du bus continu.

En conséquence, le câblage de la structure est modifié afin de minimiser l'inductance parasite dans la maille de commutation. La voie de conception retenue est alors de type bus barre [25].

Cette structure nous permet de minimiser l'inductance de câblage par l'effet du couplage mutuel de plaque. De plus, et parce que non contraint par l'application dans la conception du bus barre, une structure originale est expérimentée. En effet, et de manière à minimiser le câblage, les composants sont implantés de part et d'autre du bus barre [26].

L'inductance du bus continu est alors préalablement estimée sous le logiciel InCa par la méthode de calcul PEEC [27] et est de l'ordre de 16 nH. Ce calcul nous permet de conclure à la bonne efficacité du bus barre puisque dans le cadre d'un câblage filaire, et pour un encombrement identique, les inductances du bus continu sont de l'ordre de 100 nH.

Les inductances *ESL* des condensateurs du demi-pont, sont de même importantes. En conséquence, les condensateurs chimiques (BCC ; UR=250 V ; C=470 µF) sont alors doublés de condensateurs non polarisés MKP polypropylène (C=680 µF ; UR=275V) qui présentent une *ESR* et une *ESL* beaucoup plus faible.

Un second point relevé concerne la tension primaire qui présente une « marche ». Cette marche est due à la chute de tension aux bornes de l'interrupteur qui n'est pas identique suivant le sens du courant. En effet, le courant dans la charge change de signe sur une demi-période. Dans ce cadre, le courant négatif passe dans un premier temps par la diode en antiparallèle D_p ($I_D < 0$), et dans un second temps par le canal du MOS ($I_D > 0$). La diode body du MOS présente un recouvrement important et est peu performante pour un découpage haute fréquence. Le schéma de l'interrupteur est alors modifié (Figure II-8) et est court-circuitée par une diode D_p en antiparallèle et une diode D_s en série. En conséquence, la chute de tension de l'interrupteur est dans le cas d'un courant I_D positif :

$$V_T = (V_{D_s} + R_{D_s} \cdot I_D) + (R_{DS\ ON} \cdot I_D) \quad (\text{II-11})$$

et dans le cas d'un courant I_D négatif :

$$V_T = (-V_{D_p} + R_{D_p} \cdot I_D) \quad (\text{II-12})$$

En conséquence, la chute de tension n'est plus constante puisque les diodes D_p et D_s présentent une tension de l'ordre de $0.6 + R_{D_p} \cdot I_D$ à laquelle s'ajoute la chute de tension résistive du MOS $V_{DS\ ON} = R_{DS\ ON} \cdot I_D$ dans le cas d'un courant I_D positif.

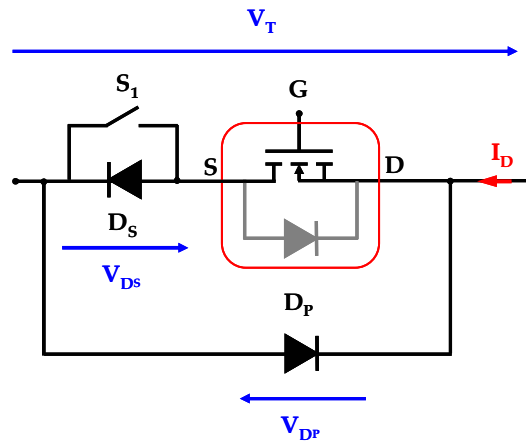


Figure II-8 : schéma de l'interrupteur de puissance

Dans notre cas, le courant I_D est faible ($I_D < 1.5 \text{ A}$). L'écart de tension entre (II-11) et (II-12) est alors faible. (Le choix d'un calibre en courant élevé pour le MOS permet de réduire le $R_{DS\ ON}$). Toutefois, dans le cadre de tension et de courant faibles, un second mode de fonctionnement est possible. En effet, la chute de tension $V_{DS\ ON}$ reste inférieure à la tension seuil de la diode en antiparallèle (et de la diode body). Le courant I_D négatif peut alors passer par le canal du MOS (La diode série D_s est court-circuitée par S_1). Dans ce cas, les commandes des interrupteurs sont décalées et s'empêtent de manière à ce que la tension de commande V_{GS} devienne suffisante pour créer le canal au moment de la commutation. La cellule de commutation est dans ce cadre une cellule MOS – MOS [21][28] et non MOS – DIODE.

Dimensionnement de la commande :

Le cahier des charges quant au dimensionnement de la carte de commande spécifie le réglage fin du rapport cyclique α et de la fréquence f et des temps morts tr entre les commutations. Les fonctions de génération des ordres de commande et de protection en courant sont alors regroupées sur la carte de commande éloignée.

La commande rapprochée des interrupteurs est une structure composée d'un premier étage push-pull et d'un second étage en demi-pont capacitif

III.3. Acquisition et traitement informatique des mesures

III.3.1 Chiffrage des incertitudes.

Les formes d'ondes de la tension secondaire et du courant primaire sont acquises par le biais d'un oscilloscope tektronix TDS 3012B. Cet oscilloscope permet l'acquisition de 2 voies à une

fréquence d'échantillonnage de 1.25 Géch./s. Le nombre de points enregistrés est alors de 10 000 points pour une résolution verticale de 9 bits.

La caractérisation magnétique est fonction de la précision des différents appareils de mesures et capteurs des mesures. Dans ce cadre, plusieurs phénomènes sont alors susceptibles de diminuer la précision de cette mesure et interviennent lors de l'acquisition des formes d'ondes.

III.3.2 La précision de la sonde de tension et sa bande passante.

La sonde de tension est une sonde passive atténuatrice P3010 10x 100MHz Tektronix. Cette sonde est spécifiée pour une précision en gain DC de $\pm 2,5\%$. En AC, (fréquences supérieures à environ 1kHz) le gain est fixé par le diviseur capacitif de la sonde et est ajusté manuellement par la compensation BF de la sonde. Ce réglage est effectué en relatif par rapport au gain DC ne peut pas atteindre des précisions supérieures au 1%. En conséquence, l'erreur quant à la mesure de tension est de l'ordre de 4,5 à 5%. La bande passante de cette sonde est de 100MHz. Le temps de montée de 3.5 ns est alors inférieur au 20 ns du temps de montée de la forme d'onde mesurée.

La précision de la sonde de courant et sa bande passante.

La sonde de courant est une sonde active TCP202 15A 50MHz Tektronix. Cette sonde dispose d'un réglage manuel du niveau de décalage continu (offset). La précision de la mesure en continu ($\pm 3\%$ selon les spécifications Tektronix) dépend alors de cet offset qui sera réglé et contrôlé avant chaque mesure. Quant au gain AC, la précision est spécifiée par Tektronix à $\pm 2\%$.

Compte tenu de la forme du courant et de sa fréquence ($< 100\text{kHz}$), la bande passante de cette sonde (50MHz) est suffisante.

III.3.3 Les décalages d'offset des amplificateurs d'entrée de l'oscilloscope.

Les mesures sont sensibles aux décalages d'offset qui peuvent être amenés par les amplificateurs d'entrée de l'oscilloscope, notamment pour la mesure de tension. En effet, et dans le cas d'une forme d'onde de tension secondaire $U_2(t)$ qui présente un offset, l'induction $B(t)$ calculée sera alors dissymétrique. Ces décalages d'offset varient de $\pm 1,5\text{mV}$ pour le calibre 100mV/div à $\pm 150\text{mV}$ pour le calibre 10V/div (spécifications Tektronix). L'erreur engendrée peut alors être très importante. Toutefois, ces décalages d'offset peuvent être corrigés par une mesure en 2 temps et par traitement numérique.

La mesure en 2 temps: Dans un premier temps, la tension secondaire est mesurée et mémorisée. Dans un second temps, le point chaud de la sonde tension est placé à la masse de mesure et les zéros sont mesurés (la sonde de courant est placée à côté du conducteur dans lequel

est mesuré le courant). Cette deuxième mesure est alors soustraite à la première de manière à annuler les décalage d'offset et tous les bruits synchrones (bruits générés par la maquette).

Traitement numérique : Dans le cas particulier de notre mesure, la tension secondaire présente obligatoirement une moyenne nulle. Le traitement numérique permet alors de calculer et de soustraire la valeur moyenne de U_2 . C'est cette deuxième méthode que nous mettrons en œuvre dans le cadre de nos mesures.

III.3.4 Le décalage temporel entre la mesure de courant et la mesure de tension.

Les mesures de cycles d'hystérésis sont très sensibles au déphasage entre le champ $H(t)$ et l'induction $B(t)$. En effet, le moindre décalage temporel entre la mesure de courant $I_1(t)$ (pour le champ $H(t)$) et la tension secondaire $U_2(t)$ (pour $B(t)$ après intégration) déforme le cycle et perturbe la mesure des pertes. Les mesures de $I_1(t)$ et $U_2(t)$ sont alors synchronisées. Pourtant, un décalage temporel de quelques nanosecondes est souvent constaté et est imputable aux différents appareils de mesure. Tout d'abord pour l'oscilloscope 100 ps maximales de décalage temporel sont garanties. Pour la sonde de courant, le temps de propagation est de 17ns et enfin pour la sonde de tension, et compte tenu de la longueur du câble (2 m), le temps de propagation est estimé à environ 7 ns. Le différentiel de temps de propagation (10 ns) est alors corrigé par traitement numérique. Dans le cas d'une mesure à $f = 100\text{kHz}$ (Tore R1 ; $\hat{B} = 1.12 \text{ T}$; $\overline{P(t)} = 14.8 \text{ W}$; $\overline{P_m(t)} = 966 \text{ W/kg}$), ne pas corriger ce déphasage engendre alors une erreur d'environ 1%.

De toutes ces incertitudes, certaines, comme les décalages temporels ou d'offset, peuvent être évaluées et corrigées. D'autres ne sont pas corrigeables telles que les incertitudes sur le gain AC des sondes. En conséquence, une incertitude d'environ 10% persiste quant à la mesure des pertes.

III.3.5 Traitement informatique des mesures.

Les formes d'ondes de la tension secondaire et du courant primaire sont enregistrées et transférées sous matlab® via une liaison Ethernet. Les fichiers de points sont alors traités numériquement en 4 étapes.

Dans un premier temps, les fichiers de points sont tronqués à la longueur d'une période. Les indices de début et de fin de période sont calculés par le biais de l'autocorrélation $\Gamma_{U_2U_2}$ de la tension secondaire. En effet, la fonction $\Gamma_{U_2U_2}$ permet de « comparer » la tension $U_2(t)$ avec la

tension décalée $U_2(t+d)$ et présente alors un maximum lorsque $U_2(t)$ et $U_2(t+d)$ sont en phase. Le décalage d , nous permet dans ce cas de déterminer la longueur de la période en nombre de points. Cette méthode de traitement est relativement robuste et permet le calcul de la période dans le cas de mesures bruitées (l'autocorrélation d'un bruit blanc est un dirac). De plus et dans le cadre de mesures de courant, des bruits synchrones ont pu être décelés par le biais des différents optima de l'autocorrélation de $I_1(t)$. Les bruits générés par la carte de commande rapprochée ont alors pu être identifiés et supprimés à l'aide d'un filtre de mode commun.

Dans un second temps, les fichiers de points sont rééchantillonnés par FFT (Fast Fourier Transform) et comportent alors un nombre de points de 2^N .

Dans un troisième temps, les transformées de Fourier de la tension et du courant sont calculées par FFT. De cette façon, les décalages d'offset sont corrigés numériquement. En effet, et par le biais de la transformée de Fourier, les valeurs moyennes des signaux (premier terme de la transformée de Fourier) sont annulées.

L'induction est alors obtenue en fréquentiel par l'intégration de la transformée de Fourier de la tension. Enfin, les transformées inverses sont calculées.

Notons que malgré le calcul de la transformée de Fourier, aucun filtre numérique n'est appliqué. En effet, la modification du déphasage entre l'induction et le champ par le filtrage influe sur le cycle d'hystérésis et conséquemment sur les pertes magnétiques calculées (l'induction est toutefois filtrée par rapport à la tension de part l'opération d'intégration).

Dans un dernier temps, les cycles d'hystérésis obtenus sont symétrisés. Cette étape corrige alors arbitrairement les dissymétries observées en terme d'induction et de champ magnétique crête.

III.3.6 Dimensions des tores R, L et T

Les dimensions des tores sont données dans le tableau ci-dessous. Nous avons veillé essentiellement à respecter le rapport entre les diamètres intérieur et extérieur pour assurer un champ homogène dans la section. Les bobinages d'excitation et de mesure sont alors dimensionnés en regard des contraintes imposées d'un côté par les tensions et courants que délivrent les amplificateurs et la structure de puissance et d'un autre côté par la précision des différents capteurs. En effet, et dans le cas de matériau nanocristallin, les champs magnétiques à mesurer sont faibles (champ coercitif H_c inférieur à 1 A/m), ce qui compte tenu des précisions de la sonde de courant impose un nombre de spires N_1 faible.

Repère	Traitement thermique	Diamètre extérieur (mm)	Diamètre intérieur (mm)	Poids (g)	Longueur moyenne (mm)	Section (mm ²)
R1	90 min ; 550°C	38,4	34,5	15,3	114,5	18,3
R2		38,7	34,4	15,6	114,8	18,6
T1	90 min ; 550°C	37,8	34,5	14,4	113,6	17,4
T2	sous champ transverse	38,3	34,4	15,0	114,2	18,0
L1	90 min ; 550°C	38,6	34,3	15,1	114,5	18,0
L2	sous champ longitudinal	38,8	34,6	15,7	115,3	18,6

Tableau II-A : caractéristiques des tores nanocristallins R, L et T.

III.4. Validation des bancs de mesures

Le premier banc de caractérisation couvre la plage de fréquence comprise entre 10Hz et 1kHz et le second la plage comprise entre 500Hz et 100KHz. Compte tenu du recouvrement de fréquence entre 500Hz et 1kHz, les 2 bancs sont comparés. Les mesures sont alors enregistrées d'un côté par le biais de l'interface pc sous labwindows/CVI® et de l'autre côté sous matlab®. Les cycles obtenus sont alors identiques et valident d'une part le banc de mesure et le fonctionnement de la structure de puissance, et d'autre part le traitement informatique.

La figure ii-9 ci-après regroupe les formes d'ondes obtenues dans les cas de fréquence de découpage de : 100Hz et de : 100kHz. Les spécifications du cahier des charges, notamment pour l'induction et le dB/dt sont alors respectées.

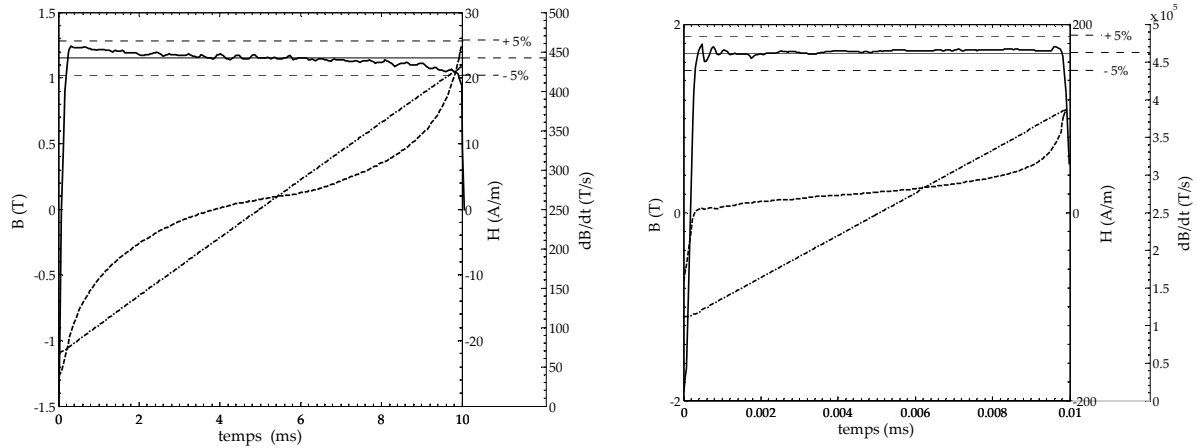
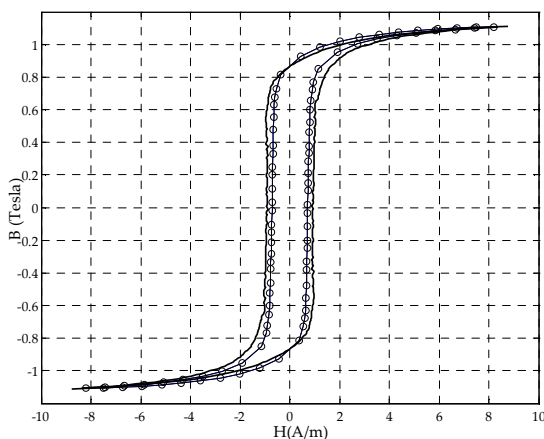


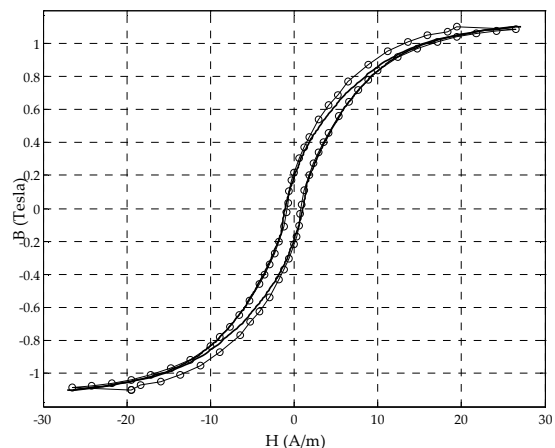
Figure II-9 : (gauche) : mesure du tore T2 : $f = 100 \text{ Hz}$; $\hat{B} = 1.08 \text{ T}$; (droite) : mesure du tore T2 : $f = 100 \text{ kHz}$; $\hat{B} = 1.09 \text{ T}$. ($B(t)$: ligne tiretée pointillée; $dB(t)/dt$: ligne continue ; $H(t)$: ligne tiretée)

III.4.1 Cycles d'hystérésis quasi-statique

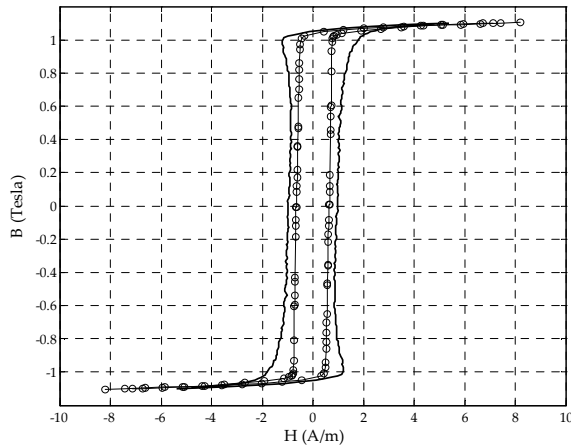
Les cycles d'hystérésis quasi-statique majeur, mesurés d'une part par méthode fluxmétrique au Centre de Recherche Imphy (Alain Demier), et d'autre part en induction triangulaire à une fréquence de 10Hz figurent ci-après. Un point relevé concerne alors l'écart entre les champs coercitifs mesurés. Cet écart peut s'expliquer par les effets dynamiques engendrés dans le cas des mesures à 10Hz. Cette fréquence n'est pas assez basse pour supposer l'état quasi-statique atteint. En conséquence le champ coercitif est estimé par interpolation des points de mesures obtenus pour $f = 10\text{Hz}$, 50Hz , 100Hz et 500Hz (Figure II-10d).



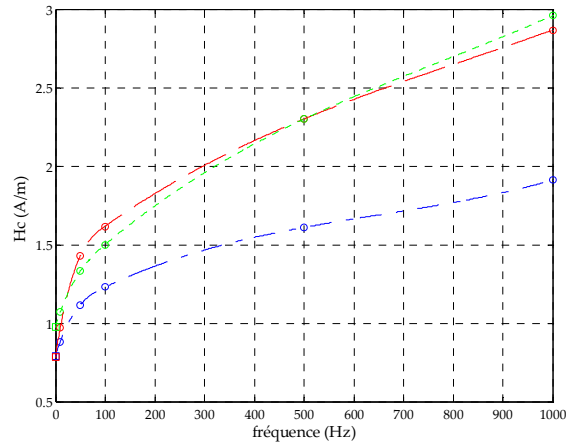
(a) tore R1 : $\hat{B} = 1.107 \text{ Tesla}$



(b) tore T2 : $\hat{B} = 1.099 \text{ Tesla}$



(c) tore L2 : $\hat{B} = 1.105$ Tesla



(d) Champ coercitif mesuré en fonction de la fréquence pour R1 ; T2 et L2

Figure II-10 : ligne continue : cycle d'hystérésis mesuré en induction triangulaire ($f = 10$ Hz) ; cercle : points obtenus par mesure fluxmétrique (CRY : Alain Demier).

Les champs coercitifs obtenues sont alors regroupées dans le tableau ci-dessous.

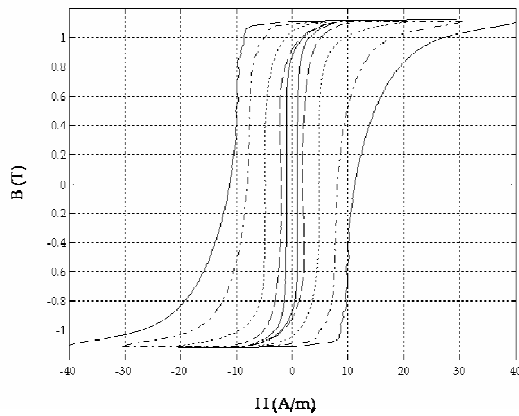
	R1	T2	L2
H_C interpolés (A/m)	0.79	0.98	0.79
H_C mesurés (CRY) (A/m)	0.71	0.74	0.54
écart (%)	11	32	46

Tableau II-B : champs coercitifs mesurés et interpolés.

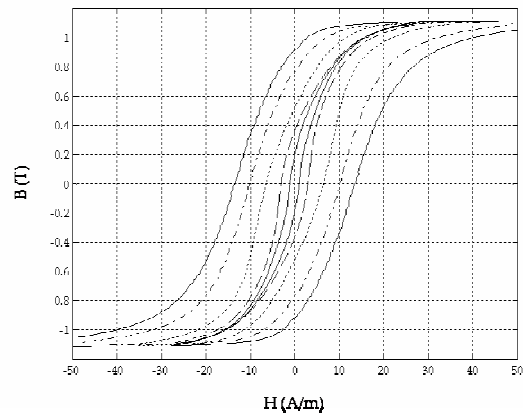
Les écarts constatés sont, notamment dans le cas du tore L2, relativement importants. Néanmoins, le cycle quasi-statique sera en première approximation identifié au cycle d'hystérésis mesuré en induction triangulaire ($f = 10$ Hz).

III.4.2 « Réentrances » des Cycles

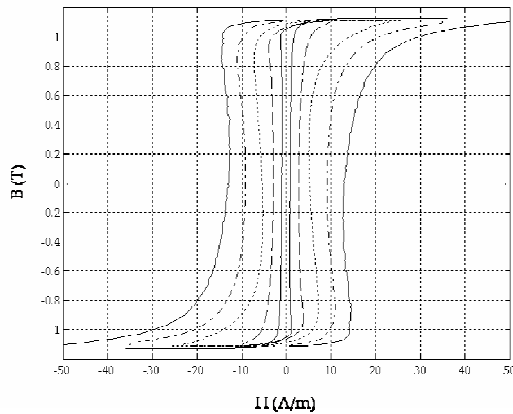
Un second point relevé concerne les mesures des tores R1 et L2 pour lesquels une « réentrance » du cycle d'hystérésis est observée (Figure II-10 et Figure II-11 a et c).



(a) tore R1 : $\hat{B} = 1.1$ Tesla



(b) tore T2 : $\hat{B} = 1.1$ Tesla



(c) tore L2 : $\hat{B} = 1.1$ Tesla

Figure II-11 : cycles d'hystérésis mesurés en induction triangulaire pour les fréquences de 10Hz ; 1kHz ; 10kHz ; 30kHz et 50kHz

Ces cycles sont obtenus, nous le rappelons dans le cas d'une induction triangulaire imposée. Les basculements en terme de $dB(t)/dt$ provoquent alors des pertes non prises en compte et non décrites macroscopiquement. En effet, le modèle $H(B)$ retenu, pour lequel l'induction $B(t)$ est une grandeur intégrée dans la section du matériau, est un modèle a posteriori vis-à-vis des phénomènes microscopiques.

Dans le cas des tores R1 et L2, le cycle d'hystérésis très rectangulaire témoigne de mécanisme d'aimantation de déplacement de parois entre domaines magnétiques. L'inversion du flux dans la section du matériau impose alors microscopiquement l'inversion du sens de déplacement des parois et provoque une impulsion en terme de champ de surface.

Le champ impulsé et entretenu par le $dB(t)/dt$ imposé par le banc de mesure ($dB(t)/dt = 4 \cdot \hat{B} \cdot f$), diffuse alors dans la section du matériau et permet le retournement et le déplacement des parois dans le sens opposé. Le champ de surface diminue alors dans un premier temps et crée une « réentrance » du cycle.

Dans un second temps, les non linéarités du matériau (collapses de parois, rotations,...) impose l'augmentation du champ pour maintenir le $dB(t)/dt$ constant. Cet aspect réentrant de la branche du cycle d'hystérésis ne s'interprète en conséquence que dans le cadre d'une induction $B(t)$ imposée.

Ces réentrances de cycles d'hystérésis sont observées pour toutes les fréquences couvertes (entre 10Hz et 100kHz) pour le tore L2 et pour les fréquences comprises entre 100Hz et 10kHz pour le tore R1 (Figure II-11 a et b). Ce constat conforte le lien entre ces réentrances et le déplacement de parois entre domaines magnétiques. L'impulsion de champ de surface est alors d'autant plus grande que les parois sont nombreuses d'une part et déformées d'autre part. En effet, l'inversion du sens de déplacement des parois est a priori plus difficile lorsque le champ dans la section du matériau n'est pas homogène. Dans le cas opposé de rotations cohérentes, les courants induits développés dans la section du matériau sont plus homogènes et le retournement en fréquence plus facile.

III.4.3 Surfaces de champ dynamique

Les cycles d'hystérésis sont regroupées et traitées numériquement. Le champ statique, identifié au cycle quasi-statique majeur, est alors retranché et permet le calcul de la surface de champ dynamique H_{dyn} en fonction de B et dB/dt (Figure II-12)

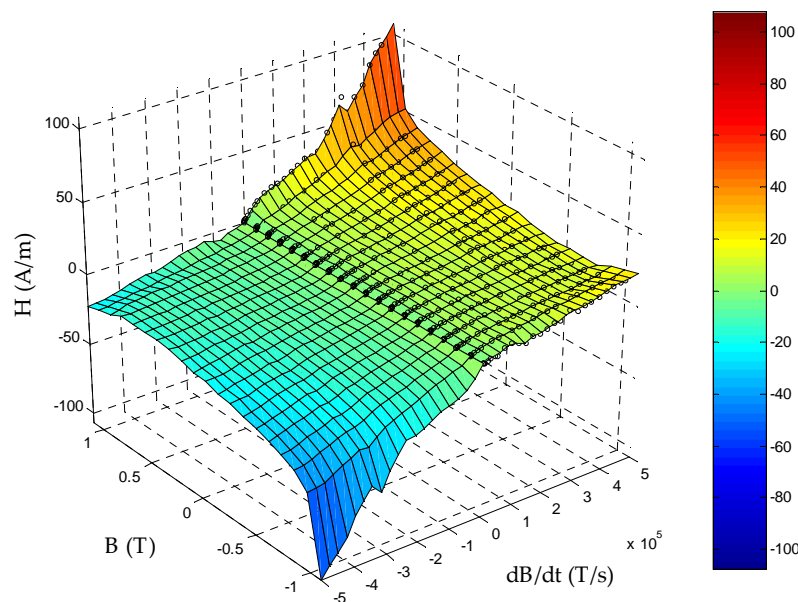


Figure II-12 : surface de champ H_{dyn} (A/m) en fonction de B (Tesla) et dB/dt (Tesla/s) dans le cas du tore R1.

Le calcul de cette surface constitue une première étape dans le développement du modèle. Pour des matériaux ultra-doux tels que les nanocristallins, les pertes magnétiques en régime quasi-statique sont beaucoup moins importantes que les pertes magnétiques en régime dynamique ($f = 10\text{Hz}$; $\hat{B} = 1.1\text{T}$; $P_m = 0.004\text{ W/kg}$ et $f = 1\text{kHz}$; $\hat{B} = 1.1\text{T}$; $P_m = 0.8\text{ W/kg}$). Les calculs prédictifs de pertes sont alors effectués dans un premier temps par interpolation de la surface par rapport à B et dB/dt .

Dans le cadre de sollicitations en induction triangulaire, les pertes dans les différents matériaux R, L et T sont alors estimées (Tableau II-C).

fréquences	Tore R1	Tore L2	Tore T2
1kHz	0.0012 W	0.0018 W	0.0015 W
	0.8 W/kg	1.2 W/kg	0.7 W/kg
10kHz	0.3 W	0.5 W	0.3 W
	18 W/kg	31 W/kg	20 W/kg
30kHz	1.6 W	1.9 W	1.7 W
	104 W/kg	120 W/kg	116 W/kg
60kHz	5.5 W	6.1 W	5.9 W
	361 W/kg	389 W/kg	390 W/kg
100kHz	14.8 W	15.7 W	14.1 W
	966 W/kg	998 W/kg	941 W/kg

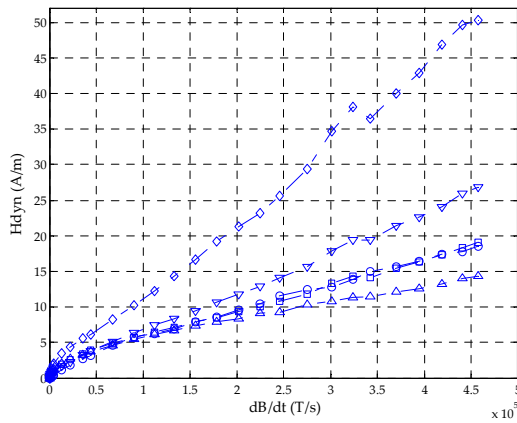
Tableau II-C : calculs des pertes pour les tores R1, T2 et L2 dans le cas de sollicitations en induction triangulaire à saturation ($\hat{B} = 1.1\text{ T}$) et ce pour différentes fréquences.

Les pertes dans les différents tores sont quasi-identiques et ce pour des fréquences comprises entre 1kHz et 100kHz. Nous noterons cependant que les pertes calculées pour le tore L2 sont toujours un peu plus importantes que pour les tores R1 et T2.

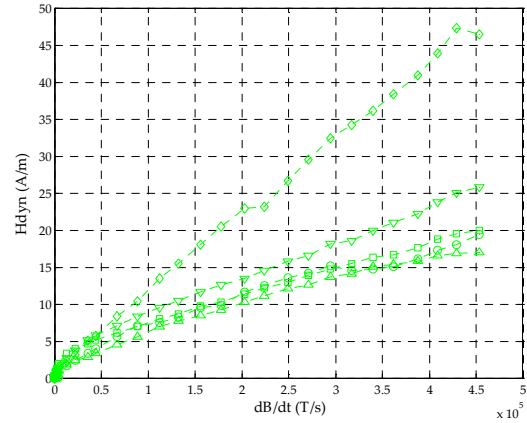
IV. Développement du modèle

IV.1. Interprétations des courbes $H_m = f_B(dB/dt)$

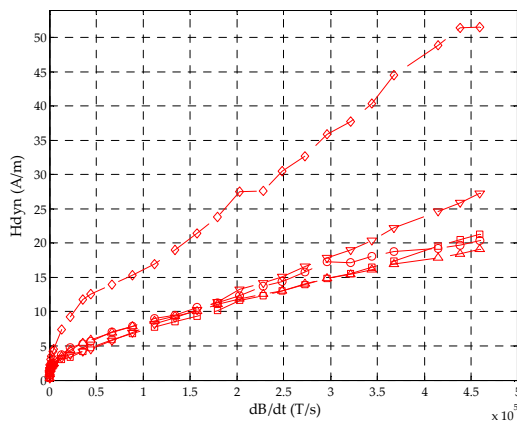
Dans une seconde étape, les surfaces de champ sont découpées en termes de courbes $f_{B_i}(dB/dt)$ pour lesquelles le champ moteur H_m est fonction du dB/dt et ce pour une induction donnée B_i . Ce découpage met alors en exergue des comportements macroscopiques par le biais desquels nous nous proposons d'étayer le développement physique du modèle. Dans un premier temps, les courbes obtenues, respectivement pour les tores R1, L2 et T2 sont présentées et comparées. Dans un second temps, ces courbes seront détaillées et mises en regard de phénomènes physiques.



(a) tore R1 : $\hat{B} = 1.107$ Tesla



(b) tore T2 : $\hat{B} = 1.099$ Tesla



(c) tore L2 : $\hat{B} = 1.105$ Tesla

Figure II-13 : courbes $H_m = f_B(dB/dt)$; (o : $B = -1T$; Δ : $B = -0.5T$; \square : $B = 0T$; ∇ : $B = 0.5T$; \diamond : $B = 1T$)

IV.1.1 Fréquences $f > 30\text{kHz}$

Dans le cas de fréquences importantes ($f > 30\text{kHz}$; $dB/dt > 10^5 \text{ T/s}$), le champ moteur H_m est a priori une fonction affine de dB/dt . Cette linéarité peut alors être rapprochée du calcul du champ en fonction de la fréquence dans le cadre de courants induits macroscopiques classiques.

Le calcul des courants induits est alors mené par le biais d'un modèle simplifié et mis en regard du comportement macroscopique observé. Dans un premier temps, nous rapprochons ces calculs, de mesures d'impédance, pour lesquelles les effets en fréquences sont discernés. Dans un second temps, nous aborderons par le biais du modèle retenu, le calcul du champ de surface dans le cadre de sollicitation en induction triangulaire imposée. Les rapprochements, en terme de fréquences d'une part et en terme de champ moteur d'autre part, nous permettrons alors d'étayer notre étude.

IV.1.1.a Mesures d'impédances :

Les mesures d'impédance en fréquence sont effectuées sous des sollicitations sinusoïdales de très faible amplitude (pont d'impédance Agilent 4294A) (Figure II-14). Le module de l'impédance $|Z|$ présente alors un comportement fréquentiel spécifique [29]. Les effets des courants induits sont identifiés par une pente en \sqrt{f} [23]. Dans ce cadre, la décade de fréquence pour laquelle le changement de comportement (pente en f et pente en \sqrt{f}) est déterminée (10kHz-100kHz).

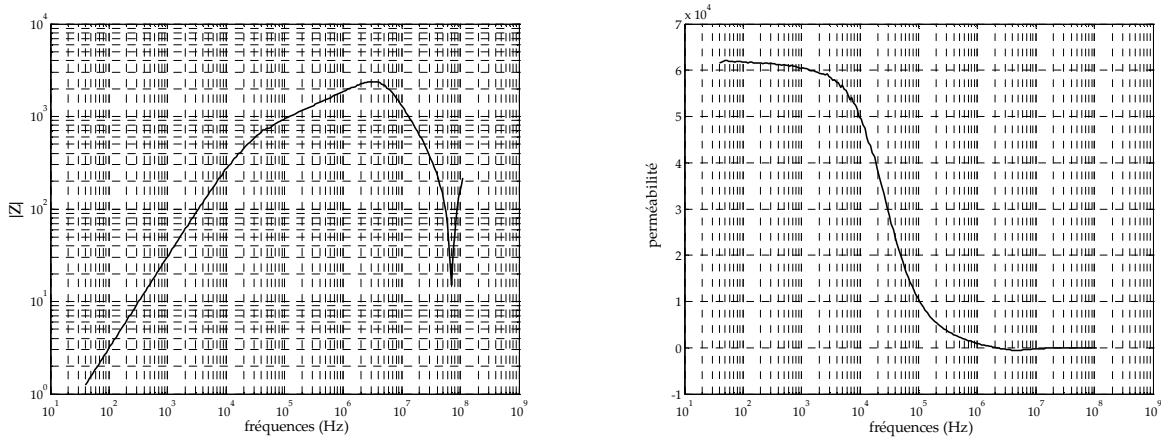


Figure II-14 : module de l'impédance Z du tore R1 (nombre de spires : $N_1 = 20$) et perméabilité μ .

IV.1.1.b Estimation de la perméabilité :

La méthode retenue est simplifiée et élude la mesure du comportement diélectrique du matériau et ne prend en compte que la mesure du comportement inductif [30]. Notons cependant que la

perméabilité calculée est une grandeur macroscopique et inclue les comportements diélectriques et magnétiques du matériau. Dans ce cadre, la perméabilité calculée $\mu(f)$ est constante en basse fréquence, diminue fortement pour les fréquences comprises entre 10kHz et 100kHz et est négative pour les hautes fréquences (effets capacitifs inclus). En conséquence, l'ordre de grandeur retenu pour la perméabilité relative μ_r est alors de 6×10^4 .

Nous nous proposons alors de calculer les effets des courants induits macroscopiques par le biais d'un modèle simplifié. Dans ce cadre, le matériau est supposé linéaire isotrope et homogène et est décrit par une perméabilité $\mu_r = 6 \times 10^4$ et une résistivité $\rho = 1.673 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$ constantes. Le tore R1 est déroulé et modélisé par un feuilletage de rubans de section S et de longueur l (Figure II-15). L'erreur introduite dans ce cas est alors négligée compte tenu du rapport entre l'épaisseur du ruban ($20 \mu m$) et des dimensions du circuit magnétique [30].

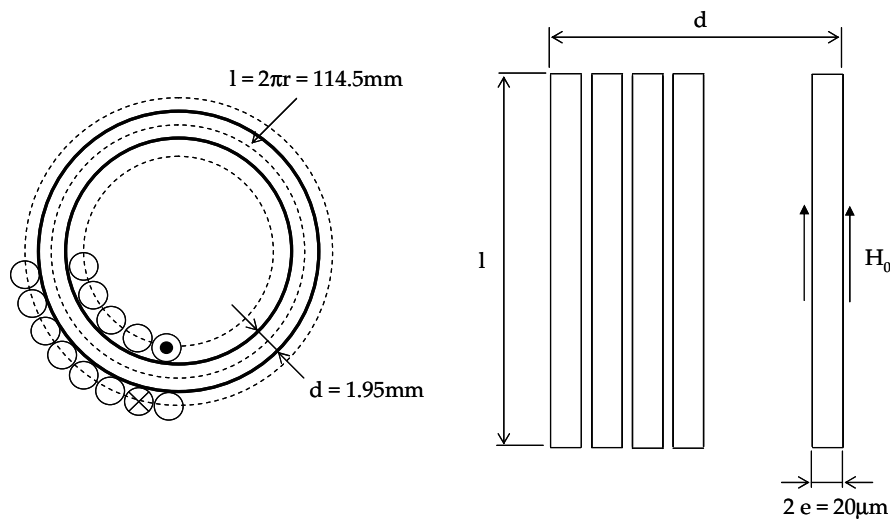


Figure II-15 : description de la géométrie étudiée

La hauteur h (10 mm) et la longueur l du tore (114.5 mm) sont dans notre cas très supérieure à l'épaisseur $2 \cdot e$ d'un ruban de sorte que le champ H_0 et l'induction $|\vec{B}|$ calculés découleront de l'étude d'une tôle infinie soumise à un champ extérieur sinusoïdal de fréquence f . Dans ce cadre, les relations entre H_0 et $|\vec{B}|$ sont rappelées :

$$|H_0(t)| = \frac{2 \cdot e}{\sqrt{2 \cdot \delta \cdot \mu_r \cdot \mu_0}} \cdot |\vec{B}(t)| \cdot \sqrt{\frac{ch\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right)}{ch\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right)}} \quad (\text{II-13})$$

$$\text{Arg}(H_0) = \arctan \left(\frac{\text{sh}\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right) - \sin\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right)}{\text{sh}\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right) + \sin\left(\frac{2 \cdot e}{\delta}\right)} \right) \quad (\text{II-14})$$

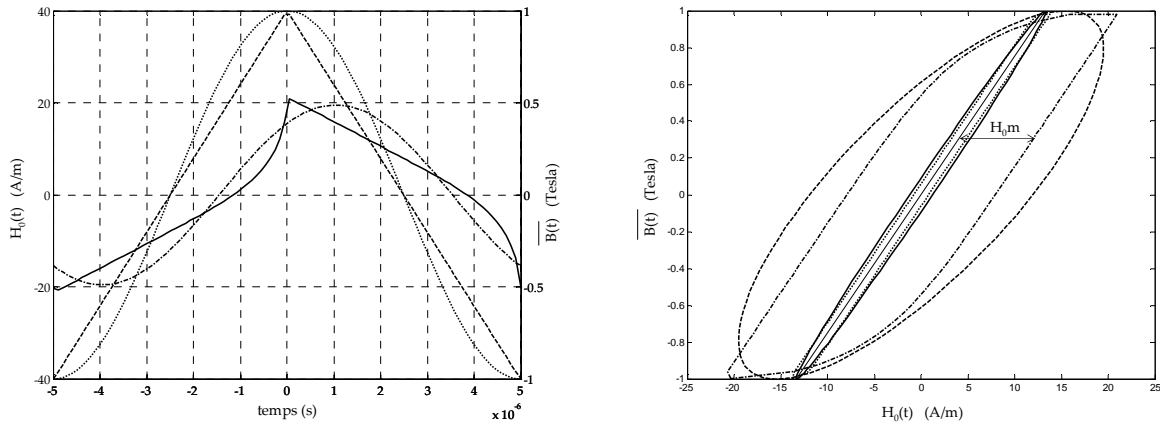
et $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu_r \cdot \mu_0 \cdot \pi \cdot f}}$ l'épaisseur de peau. (II-15)

Dans le cas d'une induction imposée triangulaire $\overline{B(t)}$, nous pouvons décomposer le signal en série de Fourier et calculer le champ $H_0(t)$ à appliquer à la surface de la tôle en utilisant les équations (II-13) et (II-14) pour chacune des harmoniques.

$$\overline{B(t)} = \sum_{n=0}^N \frac{8}{\pi^2} \cdot \frac{\hat{B}}{(2n+1)^2} \cdot \cos(2 \cdot (2n+1) \cdot \pi \cdot f \cdot t) \quad (\text{II-16})$$

$$H_0(t) = \sum_{n=0}^N |H_0| \cdot \cos((2n+1) \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot t - \text{Arg}(H_0)) \quad (\text{II-17})$$

les figures ci-dessous présentent alors les formes d'onde et de cycles obtenus.



(a) : formes d'ondes

(b) cycles d'hystérésis

Figure II-16 : calculs du champ $H_0(t)$ dans les cas d'induction $\overline{B(t)}$ triangulaire et sinusoïdale et ce pour différentes fréquences ($f = 10\text{kHz}$ et $f = 100\text{kHz}$)

Les calculs de champ $H_0(t)$ en induction sinusoïdale nous permettent de tracer le module de l'impédance $|Z_{calc}|$ du tore.

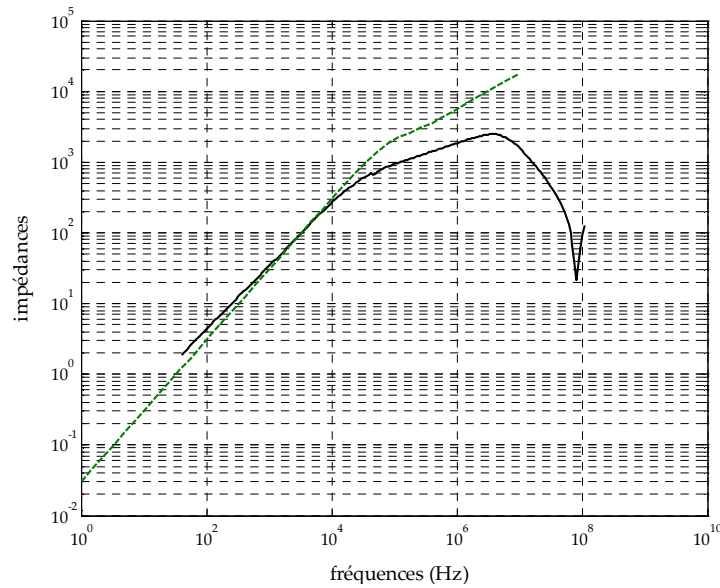


Figure II-17 : module de l'impédance Z du tore R1 (nombre de spires : $N_1 = 20$) ; ligne continue : mesure ; ligne pointillée : calcul.

Le changement de comportement est en terme de fréquence correctement modélisé. Les différences observées découlent en basse fréquence de la non prise en compte de la résistance en continu des enroulements et en haute fréquence de l'atténuation due à la résonance série.

Suite à ce premier constat, le modèle est rapproché des courbes $f_B(dB/dt)$ obtenues dans le cadre d'induction triangulaire (Figure II-18). Le champ moteur H_{0m} est alors obtenu par la différence du champ H_0 calculé précédemment et du champ statique $\overline{B(t)}/\mu_r\mu_0$ (Figure II-16b). Nous retrouvons par ce biais un comportement quasi-linéaire entre 10kHz et 100kHz. Les ordres de grandeur en terme de champ sont comparables et confortent alors notre a priori sur le rôle important des courants induits.

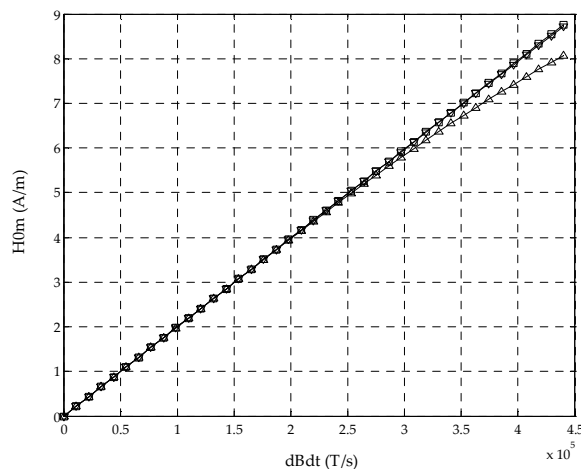


Figure II-18 : évolution du champ moteur calculé H_{0m} en fonction de dB/dt . (Δ : $B = -0.5T$; \circ : $B = 0T$; ∇ : $B = 0.5T$)

En conséquence, les courbes $f_B \left(\frac{dB}{dt} \right)$ sont proches de droites d'équation : $c(B) \cdot dB/dt + d(B)$.

Une régression linéaire permet le calcul de ces coefficients directeurs en fonction de l'induction B (Figure II-19).

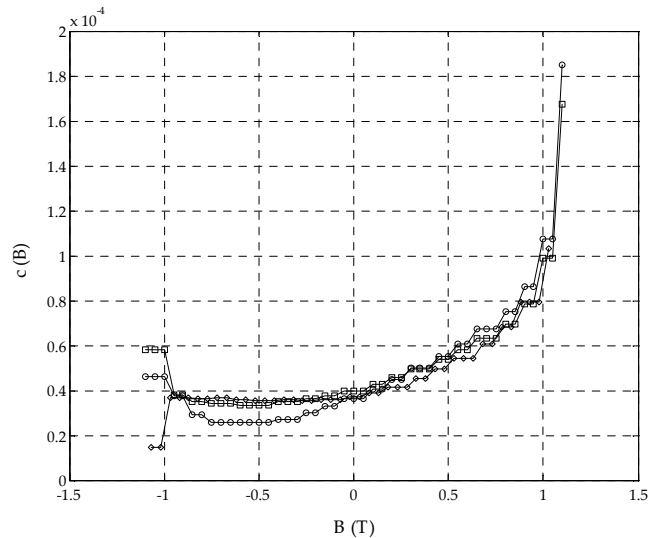
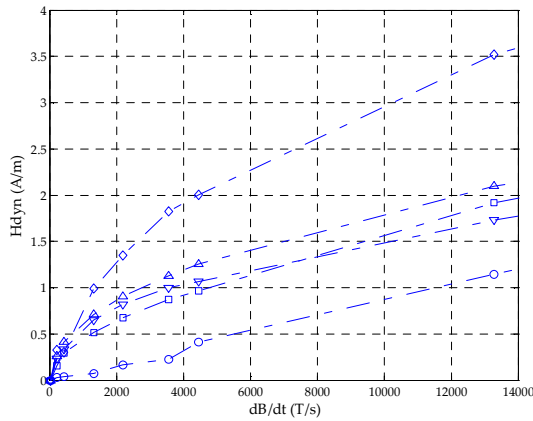


Figure II-19 : coefficients directeurs $c(B)$ pour les trois tores (o : R1, \square : L2, \diamond : T2).

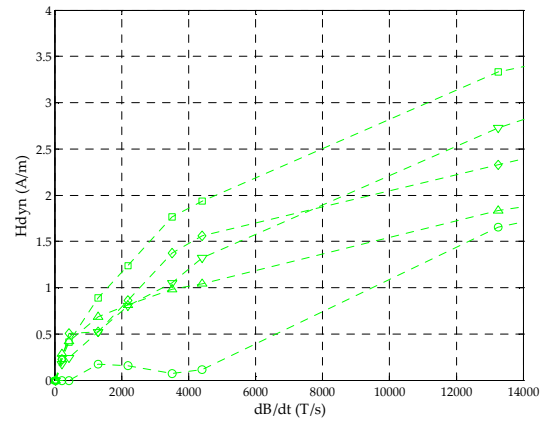
Les coefficients $c(B)$ dans le cas des tores R1, L2 et T2 sont alors comparables. En effet, les comportements des tores sont quasi-identiques bien que les mécanismes d'aimantation (déplacements de parois, rotations) diffèrent a priori. Ce point relevé conforte alors l'idée de courants induits macroscopiques très importants et pour lesquels les propriétés des rubans (résistivité, épaisseur) sont identiques pour R1, L2 et T2.

IV.1.2 Fréquences $f < 30\text{kHz}$

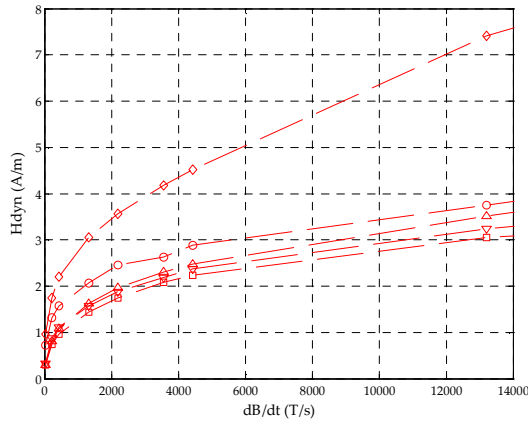
Dans le cas de fréquences moyennes ($1\text{kHz} < f < 30\text{kHz}$; $4 \cdot 10^3 \text{ T/s} < dB/dt < 10^5 \text{ T/s}$), le champ moteur H_m est dans un premier temps proportionnel au dB/dt et présente dans un second temps une dépendance en racine de dB/dt . Cette non linéarité est rapprochée dans les cas de mesures sur les tores R1 et L2 (Figure II-20 a et c), d'études relatives au déplacement de paroi.



(a) tore R1 : $\hat{B} = 1.107$ Tesla



(b) tore T2 : $\hat{B} = 1.099$ Tesla



(c) tore L2 : $\hat{B} = 1.105$ Tesla

Figure II-20 : courbes $H_m = f_B(dB/dt)$; (o : $B = -1T$; Δ : $B = -0.5T$; \square : $B = 0T$; ∇ : $B = 0.5T$; \diamond : $B = 1T$)

Nous retenons dans ce contexte, l'étude des modèles « microscopiques » précités qui nous permettent d'investiguer les phénomènes de déformation de parois de Bloch sous l'effet des courants induits générés lors de cycles d'aimantation en fréquences.

Dans une étude publiée par J.E.L. Bishop [3][31], le calcul des courants induits dus au déplacement d'une paroi déformée en fonction de la vitesse v est proposé. Dans le cas d'une déformation importante de la paroi, le champ moteur H_m est calculé et présente une fonction en racine de v et conséquemment en racine de dB/dt .

Ce premier point relevé nous conforte dans l'idée de rapprocher, parallèlement à la description $H_m = f_B(dB/dt)$, l'étude de modèles $H_m(v)$. Cependant, les calculs menés dans [31], pour lesquels la paroi est segmentée, reflètent de très importantes déformations et questionnent sur les phénomènes de « multiplication » de parois. Nous nous référerons dans ce cadre aux études de Carr [4], pour lesquels la multiplication est formellement mise en exergue et qui constituent une excellente base pour l'étude des phénomènes de déformation de paroi.

IV.1.2.a Modèle de Carr

La mobilité τ et le profil de la paroi x_p en régime permanent (v constante) sont calculés analytiquement et le champ induit par les courants de Foucault est obtenu par la résolution des équations de Maxwell. Carr généralise en ce sens le calcul fondateur de William Schokley Kittel de la mobilité d'une paroi plane.

De l'équation de mouvement dans l'hypothèse quasi-statique, Carr exprime l'équilibre des forces appliquées localement à la paroi :

$$C(y)\left(\frac{\gamma}{2Ms}\right) + H_m + H_e = 0 \quad (\text{II-18})$$

où $C(y)$ représente la courbure locale de la paroi et s'exprime

$$C(y) = \frac{d}{dy} \frac{\frac{dx_p}{dy}}{\sqrt{1 + \left(\frac{dx_p}{dy}\right)^2}} \quad (\text{II-19})$$

x_p est une fonction de y et représente le profil de la paroi conformément à la figure ii-21 ci-dessous :

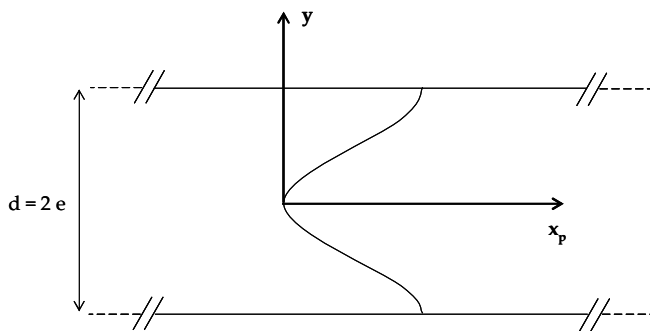


Figure II-21 : profil x_p d'une paroi déformée

Le champ H_e induit par les courants de Foucault générés par le déplacement d'une paroi déformée n'est pas uniforme dans l'épaisseur du ruban d . La paroi se trouve en conséquence plus freinée au centre qu'au voisinage des surfaces du ruban sur lesquelles le champ est évanescent :

$$\frac{dx_p}{dy} = 0 \text{ en } y = 0 \text{ d'où } x_p(y) = \int_0^y \frac{f(y')}{\sqrt{1 - f^2(y')}} \text{ avec } f(y) = \int_0^y C(y) dy \quad (\text{II-20})$$

De l'équilibre des champs (II-18) appliqué localement à la paroi, Carr déduit l'expression de $f(y)$:

$$f(y) = -\frac{2Js}{\varepsilon} H_m \cdot y - \frac{2Js}{\varepsilon} \int_0^y H_e(x_p(y'), y') dy' \quad (\text{II-21})$$

Le calcul du champ induit par les courants de Foucault découle des équations de Maxwell :

$$H_e(x_p(y), y) = -\frac{4}{\pi} \sigma \cdot Js \cdot \sum_{m \text{ impair}} \frac{1}{m} \cos \frac{m\pi y}{d} \int_0^y v \cdot e^{-\frac{m\pi}{d}|x_p(y)-x_p(y')|} \cos \frac{m\pi y'}{d} dy' \quad (\text{II-22})$$

Une méthode itérative est alors mise en place pour résoudre le profil de la paroi. Si H_e est la solution du champ créé par les courants de Foucault pour un profil de paroi $x_p^{(n)}$ (respectivement $f^{(n)}$) alors à l'ordre $n+1$, $x_p^{(n+1)}$ est donné par :

$$x_p^{(n+1)} = \int_0^y \frac{f^{(n)}(y') dy'}{\sqrt{1 - f^{(n)2}(y')}} \quad (\text{II-23})$$

IV.1.2.b Application du modèle de Carr

Dans un premier temps, la vitesse v de la paroi est imposée et la paroi supposée plane ($x_p^{(0)}(y)=0$). Nous calculons alors le champ $H_e^{(0)}$ induit par les courants selon (II-22). Dans un second temps, le profil de la paroi $x_p^{(1)}(y)$ est déduit de (II-20) et (II-21). Dans un troisième temps, le champ $H_e^{(1)}$ est alors recalculé. Le champ moteur $H_{m0}^{(1)}$ est dans ce cas obtenu par :

$$H_{m0}^{(1)} = -\langle H_e^{(1)} \rangle = \tau^{(1)} \cdot v \quad (\text{II-24})$$

Nous nous limitons dans ce cadre au calcul de la mobilité de la paroi à l'ordre 6.

Les profils de parois et les mobilités obtenues en fonction de la vitesse v sont regroupés dans figure ii-22 ci-dessous :

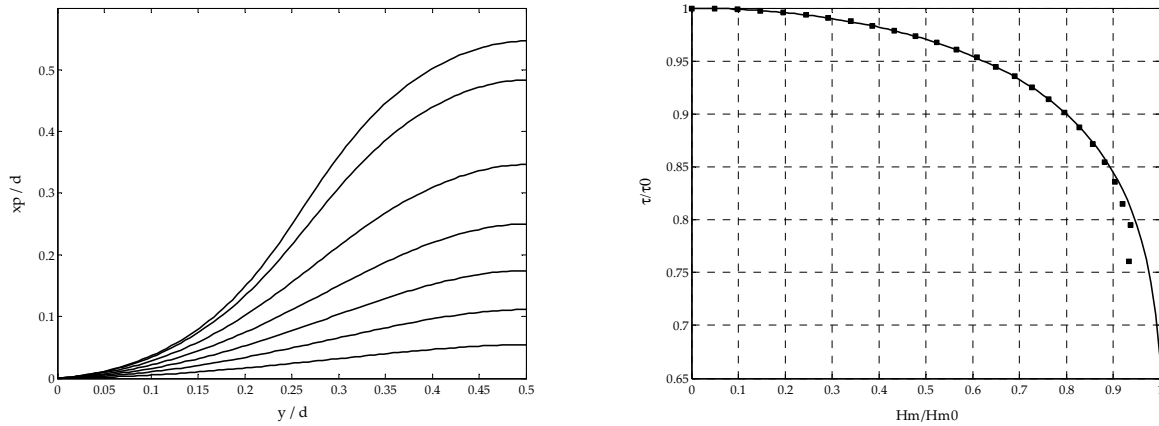


Figure II-22 : calculs effectués sous l'environnement Matlab® (nombre de points = 100) ; gauche (a) : profils de parois déformées ; droite (b) : mobilité d'une paroi rapportée à celle de la paroi plane en fonction du champ moteur.

Nous retrouvons ainsi l'augmentation de la mobilité de la paroi en fonction de la vitesse décrite dans [32] :

$$\frac{\tau}{\tau_0} = \left(1 - \left(\frac{H_{m0}}{H_{cr}} \right)^2 \right)^{0.097} \quad (\text{II-25})$$

où $\tau_0 = \frac{8 \cdot J_s \cdot d}{\pi^3 \cdot \rho} \cdot \sum_{m \text{ impair}} \frac{1}{m^3}$: mobilité de la paroi plane et H_{cr} : champ critique

Le champ moteur H_{m0} calculé en fonction de la vitesse v présente un coude relativement peu marqué puisque les déformations et en conséquence la mobilité de la paroi, n'évoluent fortement qu'au voisinage du champ critique H_{cr} (Figure II-23).

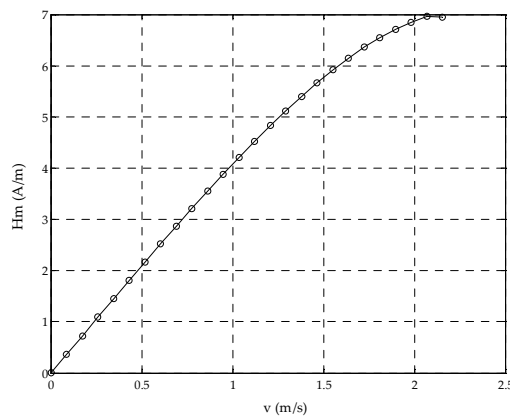


Figure II-23 : champs moteurs H_{m0} calculés par le modèle de Carr à l'ordre 6 en fonction de la vitesse v .

Ce constat reflète le caractère « fugitif » de la déformation de paroi. Ce point ne soutient que peu le rapprochement entre les champs moteurs calculés et mesurés. En conséquence, nous bornerons cette étude à la remarque - somme toute très qualitative - énoncée ci-dessus. Dans ce cadre, et pour clore ce point, la loi de comportement, dans un premier temps linéaire et dans un second temps en racine de dB/dt , est tout de même retenue.

IV.2. Implémentation du modèle

En conséquence des remarques précédentes, le modèle complet s'identifie au travers de 4 coefficients a , b , c et d qui dépendent de l'induction B . Les lois de comportement retenues sont dans le cas de fréquences faibles :

$$H_m^{(1)}(dB/dt) = b \cdot (dB/dt + a)^{0.5} - b \cdot a^{0.5} \quad (\text{II-26})$$

et pour les fréquences élevées :

$$H_m^{(2)}(dB/dt) = c \cdot dB/dt + d \quad (\text{II-27})$$

Les courbes $f_B(dB/dt)$ sont définies continûment en fréquence par le biais des équations ci-dessus pondérées par des fonctions sigmoïdes complémentaires g_1 et g_2 .

$$H_m(dB/dt) = g_1(dB/dt) \cdot H_m^{(1)}(dB/dt) + g_2(dB/dt) \cdot H_m^{(2)}(dB/dt) \quad (\text{II-28})$$

Ces fonctions échelons sont dans ce cas normées et centrées sur le point d'intersection ix des courbes $H_m^{(1)}(dB/dt)$ et $H_m^{(2)}(dB/dt)$.

$$g(x) = \frac{1}{1 + \exp(q \cdot (x - ix))} \quad (\text{II-29})$$

Les coefficients sont identifiés par le biais de la minimisation de la fonction des moindres carrés et nous permettent de calculer la nappe de champ $H_m(dB/dt)$ présentée ci-dessous :

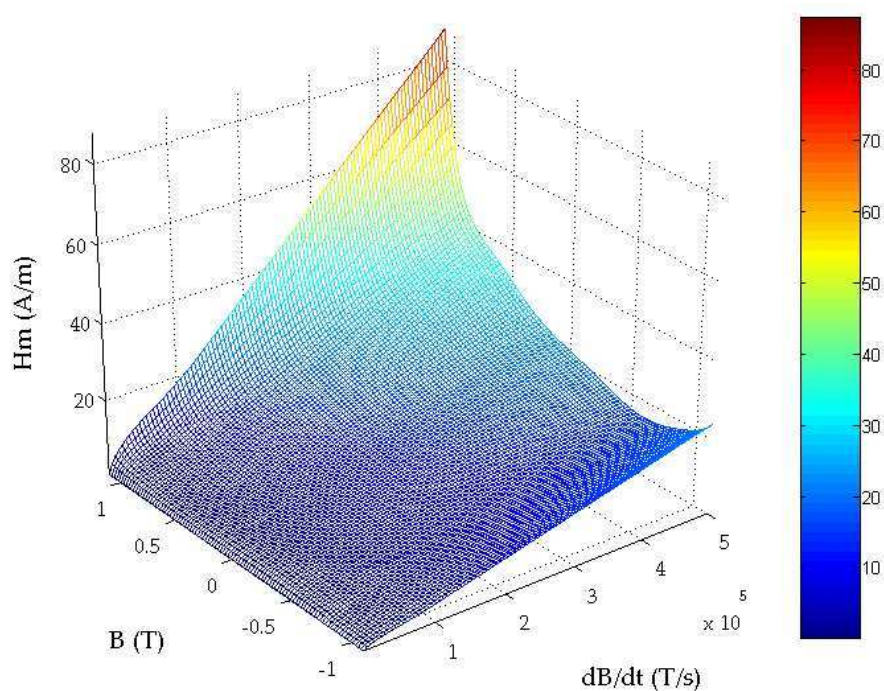


Figure II-24 : nappe de champ calculée pour le tore R1

IV.2.1 Caractérisations du modèle

Le modèle est dans le cadre de cette étude, développé par le biais de lois de comportement. Ces relations analytiques permettent alors une représentation simple de la surface de champ $H_m(B, dB/dt)$ par le jeu de 2 relations (II-26) et (II-27). Les calculs des 4 coefficients ne demandent alors que peu de point en fréquence et peuvent être menés sur la base de 5 à 10 mesures choisies. Ce point peut également être mentionné pour le modèle scalaire d'hystérésis statique. En effet, et parce la mesure de la courbe anhystérétique reste très délicate, celle-ci peut être remplacée dans la construction du modèle par la branche médiane du cycle quasi-statique majeur. L'erreur introduite vis-à-vis des cycles statiques calculés n'est dans ce cadre a priori pas conséquente. En conclusion, l'étape de caractérisation et la construction complète du modèle par le biais des outils développés, ne demandent qu'un temps d'étude et de mesures relativement limité.

Dans ce cadre, le modèle se compose alors de relations analytiques. Cependant, les pertes magnétiques dans le cas de sollicitations diverses ne peuvent être estimées analytiquement et le calcul passe par une décomposition temporelle de l'induction. Le point important concerne alors l'implémentation d'un tel modèle dans un processus d'optimisation.

IV.3. Validation du modèle

IV.3.1 Cas d'induction triangulaire

Dans le cas d'induction triangulaire, le modèle LS, d'un côté interpolé et d'un autre côté semi-analytique peuvent être facilement comparés.

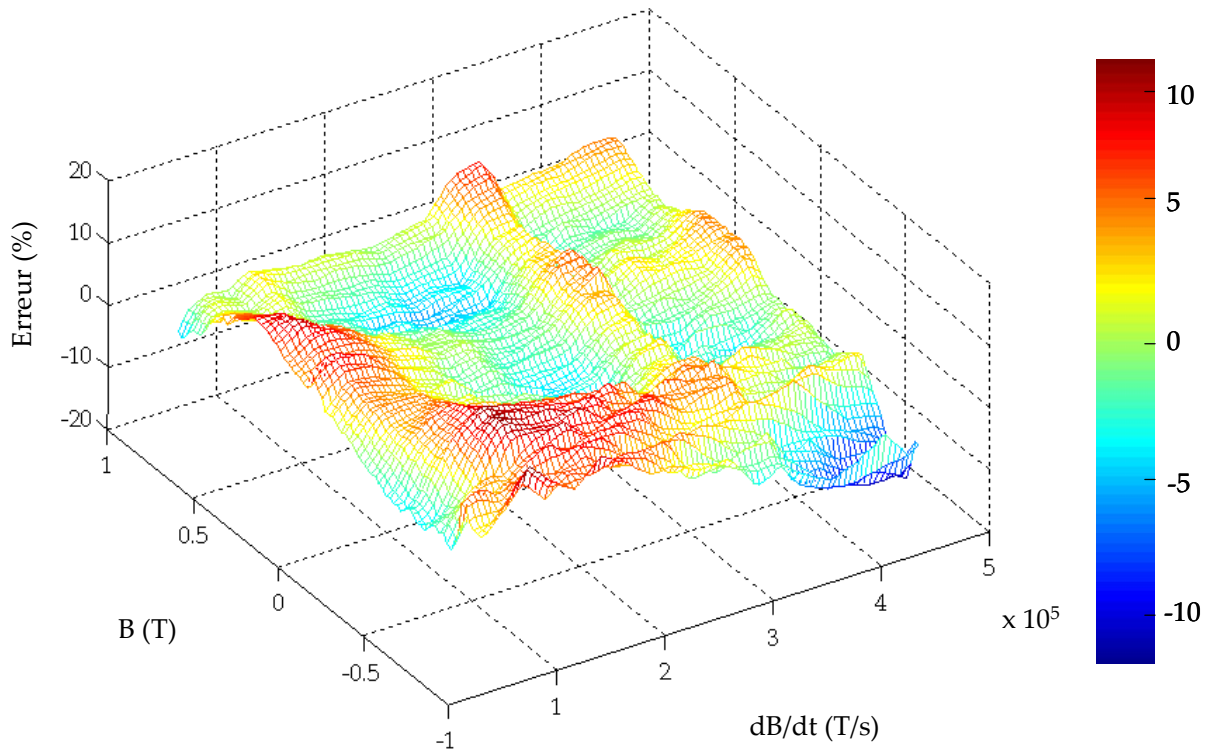


Figure II-25 : erreur entre les modèles LS interpolé et LS semi-analytique.

Les écarts constatés entre ces modèles sont alors relativement importants ($\sim 12\%$). Ces écarts diffèrent d'importance suivant les causes. En effet, nous remarquons par exemple 2 crêtes « rocheuses », à droite de la surface ci-dessus. Ces « chaînes » s'élèvent suivant l'axe de l'induction B et correspondent en conséquence aux mesures de cycles d'hystérésis en fréquence (65kHz ; 70kHz et 100kHz). En effet, les cycles d'hystérésis relevés pour ces fréquences sont a priori entachés d'un offset en terme de champ moteur. Dans le cas du modèle semi-analytique, ces points de mesures pour les courbes $f_B(dB/dt)$ sont alors écartés par le calcul par régression. L'écart constaté entre les surfaces est alors du aux erreurs de mesures.

Dans un second temps, nous observons pour des fréquences de mesure de 10kHz-60kHz et des inductions de -1T à 0.5T, un « massif » relativement étendu. Cet écart est alors constaté dans le cas de « réentrance » des cycles d'hystérésis. En effet, dans le modèle semi-analytique, ces écarts sont de même supprimés par le calcul des lois de comportement.

En conclusion, nous noterons, outre les écarts constatés de l'ordre de 10%, l'importance du développement d'un modèle semi-analytique pour permettre la représentation correcte du champ moteur $H_m(B, dB/dt)$. En effet, seuls de tels développements et une analyse physique peuvent permettre in fine et dans le cadre préétabli d'un modèle a posteriori $H(B)$, une représentation pertinente des phénomènes physiques.

IV.3.2 Cas d'induction sinusoïdale

Le modèle LS et le modèle de Steinmetz sont rapprochés dans le cas de mesures en induction sinusoïdale. Un jeu de mesure, en induction sinusoïdale est alors effectué pour permettre le calcul de la relation de Steinmetz pour le tore R1.

	1kHz	10kHz	30kHz	50kHz
0.2T	0.06	1.1	5.6	17.4
	0.1	2.4	10.7	23
	0.06	2	10.5	23.6
0.5T	0.3	7.2	36.3	97.4
	0.4	9.7	44	104
	0.3	9.3	45.5	106
0.8T	0.7	16.8	94	220
	0.8	18.8	104	238
	0.6	19	106	237
1.1T	1.2	30	195	424
	1.2	30	200	436
	1.2	30	199	437

Tableau II-D : pertes en W/kg en induction sinusoïdale en fonction de l'induction maximale et de la fréquence : valeurs mesurées (haut) ; calculées par le modèle LS interpolé (milieu) et calculées par le modèle LS semi-analytique (bas).

Ces valeurs sont alors regroupées sur le graphe ci-dessous et montre le comportement entre les différents modèles.

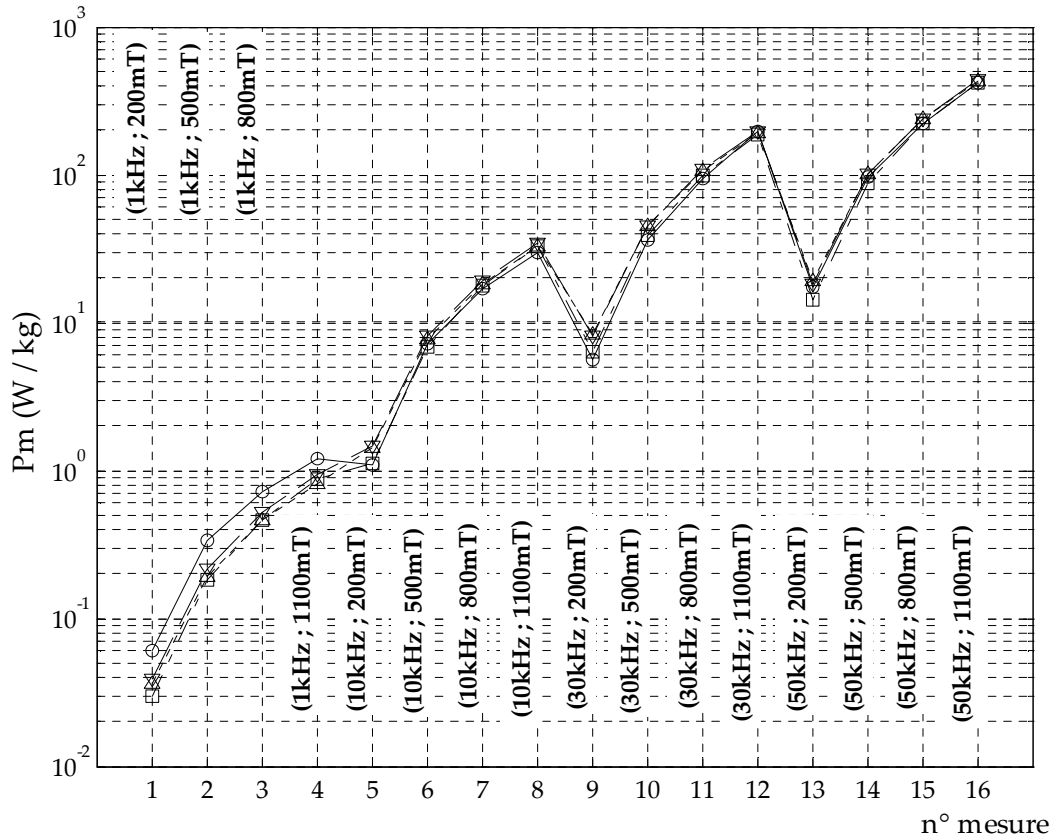


Figure II-26 : Pertes mesurées et calculées dans le cas de sollicitations en induction sinusoïdale. **O** : valeurs mesurées ; valeurs calculées : **∇** : par le modèle LS interpolé ; **Δ** : par le modèle LS semi-analytique ; **□** : par la relation de Steinmetz équivalente (II-30).

Dans ce cadre, nous déduisons de ces valeurs calculées en fonction de l'induction maximale B_m et de la fréquence f , la relation de Steinmetz suivante :

$$P_{mag} (W / kg) = 22.3 \cdot f^{1.6} \cdot B_m^{1.83} \text{ avec } B_m \text{ en } (mT) \text{ et } f \text{ en } (kHz) \quad (\text{II-30})$$

Les comparaisons entre les différentes évaluations montrent des écarts importants, notamment dans les cas d'induction faible. Ces écarts sont alors dus au calcul de cycle statique qui, pour des champs moteurs faibles, pèsent de manière importante sur la reconstitution du cycle et le calcul des pertes. Cependant, les écarts les plus importants restent imputables aux mesures. En effet, et dans les cas d'inductions et de fréquences faibles, les valeurs obtenues sont de l'ordre de quelques mW et ne peuvent être suffisamment précises.

Cependant, et dans le cadre de l'implémentation du modèle LS dans le processus d'optimisation (chapitre III), nous retenons et ce pour des formes d'onde en induction simples, une représentation des pertes par la relation de Steinmetz, calculée en pré-processing par le biais du modèle LS.

IV.3.3 Cas d'induction trapézoïdale (MLI)

Nous soulevons dans ce paragraphe les problèmes rencontrés lors de l'implémentation du modèle LS pour le calcul de pertes dans le processus d'optimisation, et ce dans le cas de formes d'onde complexes, notamment MLI. En effet, le calcul des pertes par le biais du modèle n'est pas directe et demande préalablement la décomposition temporelle de l'induction. Cette étape ne peut dans ce cas être effectuée sans un codage important et ne permet pas in fine de disposer d'un modèle analytique des pertes. Ce codage n'est alors pas compatible avec nos outils et l'utilisation d'algorithme d'optimisation de type gradient.

En conséquence, nous envisagerons, de manière similaire au cas d'induction sinusoïdale, le calcul en pré-processing d'une relation analytique. Dans ce cadre, nous remarquons que le calcul du champ moteur s'effectue sur un « contour » défini dans le plan $(B, dB/dt)$ (Figure II-27).

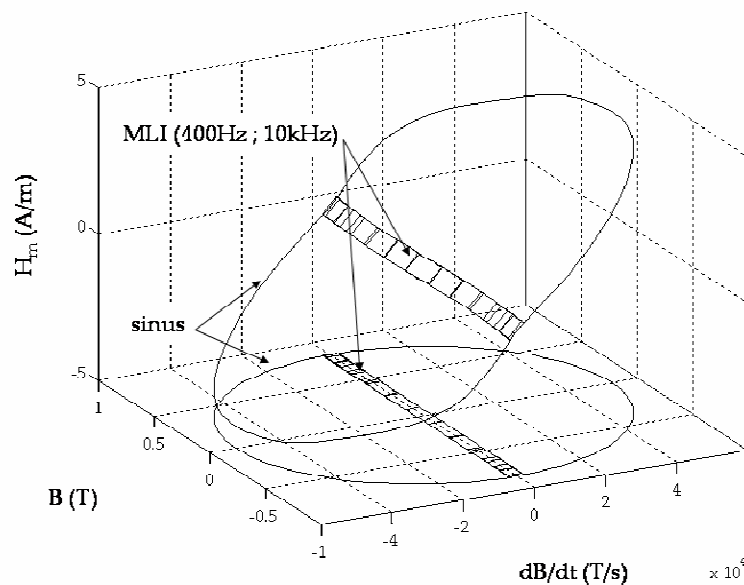


Figure II-27 : champ moteur H_m en fonction de B et dB/dt dans les cas d'inductions sinusoïdale et MLI et « contours » en $(B, dB/dt)$ définis par les formes d'ondes.

Le point important concerne alors la représentation par une relation simple de formes d'ondes MLI complexe. Ce développement est alors une des voies retenues pour l'implémentation du modèle LS dans nos outils de dimensionnement optimisé.

V. Conclusions

Dans le cadre du dimensionnement de transformateurs, et parallèlement aux études de compréhension des mécanismes d'aimantation, l'étude des performances dynamiques des nanocristallins constitue un point clé. En effet, l'estimation des pertes magnétiques conditionne in fine le calcul des contraintes thermiques.

Le modèle retenu est un modèle d'hystérésis scalaire dynamique LS (Loss Surface) et permet dans le cas de sollicitations électromagnétiques rencontrées en électronique de commutation de modéliser le comportement $H(B)$ du matériau par le biais de la décomposition temporelle de l'induction.

Le comportement dynamique est alors caractérisé par une surface $H_m(B, dB/dt)$, déterminée expérimentalement en régime d'induction triangulaire. Cette caractérisation est alors menée parallèlement sur 2 bancs de mesures : un, pour les basses fréquences (de 10Hz à 1kHz) et un, pour les mesures en moyennes fréquences (de 1kHz à 100kHz). Dans ce cadre, une structure de puissance de type onduleur et un protocole d'acquisition et de traitement des mesures ont pu être développés. Le premier point concerne alors le chiffrage des incertitudes de mesures. En effet, et compte tenu des très hautes performances des rubans nanocristallins, les mesures sont rendues difficiles et posent des problèmes d'instrumentation. Cependant, et compte tenu de l'expérience acquise, une amélioration importante pourra être apportée par un dimensionnement plus adapté des tores tests.

Ces imprécisions de mesures sont de même préjudiciables dans le cadre de la validation du modèle et ne permettent pas une confrontation objective entre mesures et résultats de modélisation. En effet, les décalages d'offset ne permettent pas la mesure « propre » de cycles d'hystérésis pour des valeurs faibles d'induction dans le cas des tores R et L (cycles ronds et rectangulaires).

Le second point concerne le développement du modèle LS pour lequel des lois de comportement sont proposées. Ces relations analytiques permettent alors une représentation simple de la surface de champ dynamique $H_m(B, dB/dt)$. La description qualitative des phénomènes physiques est en ce sens esquissée et suppose un développement du modèle et une réduction du nombre de mesures utiles pour la caractérisation complète du matériau. Cette description, étayée d'expérimentations complémentaires constitue, nous le pensons, une des voies de développement des modèles macroscopiques de comportement magnétique.

VI. Bibliographie du Chapitre II

- [1] H.J. Williams, W. Shockley, C. Kittel, “Studies of the Propagation Velocity of a Ferromagnetic Domain Boundary”, Phys. Rev. 80(6), pp 1090, 1950.
- [2] R.H. Pry, C.P. Bean, “Calculation of the Energy Loss in Magnetic Sheet Materials using a Domain Model”, Journal of Applied Physics, 29, 3, pp532, 1958.
- [3] J.E.L. Bishop, “The analysis of eddy-current-limited magnetic domain wall motion, including severe bowing and merging”, Journal of Physics D : Applied Physics, 6, pp97-115, 1973.
- [4] W.J. Carr, “Magnetic domain wall bowing in a perfect metallic crystal”, Journal of Applied Physics, 47, 9, pp 4176-4181, 1976.
- [5] C.P. Steinmetz, “On the law of hysteresis”, AIEEE Transactions, 9, pp. 3–64, 1892, Reprinted under the title ”A Steinmetz contribution to the ac power revolution”, Proceedings of the IEEE 72(2), pp. 196-221, 1984.
- [6] M. Albach, T. Durbaum, and A. Brockmeyer, “Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents a comparison of different approaches.”, PESC 96, 2, pp. 1463–8, 1996.
- [7] J. Reinert, A. Brockmeyer, and R.W. De Doncker, “Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified steinmetz equation”, IAS’99, 3, pp. 2087–2092, 1999.
- [8] Jieli Li, T. Abdallah, and C. R. Sullivan, “Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms”, IAS’01, pp. 2203–2210, 2001.
- [9] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, Hern ´an Tacca, “Accurate Prediction of Ferrite Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms Using Only Steinmetz Parameters ”, COMPEL 2002, pp 1-5, 2002.
- [10] A. Kedous, D. Lebouc, P. Brissoneau, « études des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d’induction $B(t)$ de forme trapézoïdale », Rev. Phys. Appl., 21, pp 269-275, 1986.
- [11] C. Cester, « Etude des pertes magnétiques supplémentaires dans les machines asynchrones alimentées par onduleur à modulation de largeur d’impulsion »,Thèse de Doctorat, INPG,1996.
- [12] D.C. Jiles, J.B. Thoelke, M.K. Devine, “Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis”, IEEE Transactions on Magnetics, 28, pp. 27-35, 1992.

-
- [13] A. Benabou, « Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ », Thèse de Doctorat, Université de Lille I, 2002.
- [14] F. Delincé, « Modélisation des régimes transitoires dans les systèmes comportant des matériaux magnétiques non linéaires et hystérétiques », Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences Appliquées de Liège, 1994.
- [15] H. Debruyne, S. Clénet, F. Piriou, "Characterization and modelling of hysteresis phenomenon", *Mathematic and Computers in Simulation*, 46, 3-4, pp 301-311, 1998.
- [16] L-L. Rouve, T. Waeckerle, A. Kedous-Lebouc, "Application of Preisach Model to Grain Oriented steels : comparison of different characterizations for the Preisach function $P(a,b)$ ", *IEEE Trans. On Mag.*, 31, 6, pp 3557-3559.
- [17] G. Bertotti, V. Basso., *Journal of Applied Physics*, 73 (10), pp. 5827-5829, 1993.
- [18] T. Chevalier, « Modélisation et mesure des pertes fer dans les machines électriques, application à la machine asynchrone », Thèse de Doctorat, INPG, 1999.
- [19] A. Marino, «Caractérisation et modélisation des pertes magnétiques d'une machine asynchrone instrumentée fonctionnant en charge », Thèse de Doctorat, INPG, 2003.
- [20] S. Errard, « Etudes des pertes magnétiques supplémentaires dans les machines tournantes alimentés par convertisseurs statiques », Thèse de Doctorat, INPG, 1993.
- [21] L. Jourdan, « Stratégie de pré-dimensionnement de convertisseurs statiques : Application à une alimentation 42V-14V réversible pour l'automobile, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2002.
- [22] B. Revol, « Modélisation et optimisation des performances CEM d'une association variateur de vitesse – machine asynchrone », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2003.
- [23] A. Schelmanns, « Circuits équivalents pour transformateurs multi-enroulements. Application à la CEM conduite d'un convertisseur », Thèse de Doctorat, INPG, 1999.
- [24] B. Revol, H. Chazal, J. Roudet, "Common Mode Choke Characterisation method and modelling for EMI filter in Power Electronics", *EPE*, 2003.
- [25] M. Besacier, « Adaptation de la méthode PEEC à la représentation électrique des structures d'électronique de puissance », Thèse de Doctorat, INPG, 2001.
- [26] R.Pasterczyk, C.Martin, J.L.Schanen, "Semiconductor & power layout: new challenges for the optimization of high power converter", *PESC*, vol. 1, pp 101-106, 2003.
- [27] E. Clavel, « vers un outil de conception de câblage : le logiciel InCa », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 1992.

-
- [28] J.M. Boggetto, « Contribution à l'intégration d'une inductance sur silicium et étude de son convertisseur synchrone associé », Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 2003.
- [29] F. Blache, « Modélisation électronique et électromagnétique d'un transformateur haute fréquence à circuit magnétique en fonte », Thèse de Doctorat, INPG, 1995.
- [30] P. Fouassier, « Modélisation électrique des composants magnétiques haute fréquence : Prise en compte de la température et caractérisation des ferrites », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 1998.
- [31] J.E.L. Bishop, "Modelling domain wall motion in soft magnetic alloys, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 41, pp 261-271, 1984
- [32] L. Fratila, « Multiplication de parois dans les matériaux nanocristallins », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2001.

Chapitre III

Evaluations des nanocristallins en électronique de puissance

TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE III

I. Introduction	115
II. Objectifs de l'étude.....	116
III. Méthodologie retenue.....	116
III.1. Modèles dédiés au dimensionnement optimisé	116
IV. Explicitation des modèles	117
IV.1. Calculs prédictifs de pertes Joule	117
IV.2. Calculs prédictifs des pertes magnétiques	122
IV.3. Contribution à la modélisation thermique des composants	122
V. Dimensionnement optimisé de transformateurs	132
V.1. Introduction	132
V.2. Propriétés comparées des Ferrites (MnZn) et des nanocristallins (FeCuNbSiB)	132
V.3. Cahier des charges	134
V.4. Procédure d'optimisation	135
V.5. Résultats de dimensionnement	136
VI. Conclusions et perspectives.....	144
VII. Bibliographie du Chapitre III.....	146

I. Introduction

Les nanocristallins (FeCuNbSiB), découverts et brevetés par Hitachi Metals en 1980, sont depuis quelques années de plus en plus présents sur les marchés des composants magnétiques. En effet, les très hautes performances de ces alliages sont des éléments moteurs forts, pour les développements d'applications. Les propriétés intrinsèques des nanocristallins: saturation élevée (1.3 Tesla), pertes magnétiques faibles et stabilité en température ($\leq 200^\circ\text{C}$), marquent une inclination importante à l'intégration et ce vis-à-vis des ferrites (MnZn) et des amorphes dans les cas de densité de puissance importante.

Cependant, cette inclination se trouve contrebalancée par les spécifications et contraintes de dimensionnement, d'intégration forte et d'innovation dans les composants d'électronique de puissance.

En effet, et dans l'exemple de transformateur de puissance, les propriétés intrinsèques des nanocristallins présupposent d'une augmentation de la densité de puissance par rapport au cas de transformateurs ferrite (MnZn). Cependant, cette augmentation se trouve pondérée par les contraintes de dimensionnement du composant et de la structure de puissance. Dans ce cas, le design, au prorata des performances magnétiques (pertes magnétiques et induction), ne permet pas de conclure sur l'amélioration « réelle » obtenue en terme d'application. En effet, l'intégration (en terme de poids / volume) de transformateurs ne peut éluder les contraintes technologiques (packaging, environnement thermique) qui contrebalancent les effets précités. Dans ce contexte, nous nous attacherons au dimensionnement de composants de puissance dans les cas d'applications choisies.

Dans un premier volet, les objectifs de l'étude seront présentés et introduiront la méthodologie retenue. Dans un second volet, les différents outils et modèles dédiés au dimensionnement seront présentés. Les points relevés concernent alors les calculs prédictifs : des pertes magnétiques dans le noyau et des pertes Joule dans les enroulements et enfin des températures de fonctionnement par le biais d'une modélisation thermique des composants. Dans un troisième volet, nous aborderons les cas de dimensionnement de transformateurs de puissance. Les composants magnétiques, transformateur et inductance, occupent en effet un volume très important dans les alimentations à découpage moyenne fréquence. La réduction des volumes occupés par les différents composants magnétiques est, dans le cadre de l'intégration des nanocristallins en électronique de puissance, l'élément moteur le plus important vis-à-vis de cette étude.

II. Objectifs de l'étude

Nous proposons alors dans le cadre de deux applications représentatives, d'évaluer le potentiel d'intégration des nanocristallins et ce vis-à-vis des composants « traditionnels » rencontrés en électronique de puissance. Dans cet objectif, nous envisageons le dimensionnement « optimisé » de composants. En effet, la conception de composants bobinés ne peut éluder les contraintes : « technologiques » qui pèsent d'un côté en terme de packaging et de thermique et « théoriques » qui pèsent d'un autre côté en terme de propriétés magnétiques et de pertes. Les conditions sine qua non pour cette évaluation ne sont alors obtenues que dans les cas où les composants comparés sont optimisés et impliquent que les matériaux fonctionnent à leurs limites thermiques et magnétiques respectives.

Nous développerons en conséquence une méthodologie de dimensionnement dédiée à la préconception. Dans un premier volet et pour chacune des applications retenues, les performances intrinsèques des Ferrites, matériaux « traditionnels » de l'électronique de commutation, seront rappelées. Cette première comparaison nous permettra alors de dégager les points clés et de renseigner les butées, utiles au processus de dimensionnement.

III. Méthodologie retenue

III.1. Modèles dédiés au dimensionnement optimisé

Les modèles rencontrés dans le cadre de la préconception sont le résultat de l'application de règles de modélisation issues d'un compromis entre une finesse de représentation des phénomènes étudiés et la complexité des outils de résolution, théoriques ou matriciels mis en oeuvre. Dans ce contexte, le choix de modèles simples est dans un premier temps retenu. En effet, et dans un objectif de préconception, des modèles analytiques simplifiés, dégradés des modèles fins, seront implémentés. Ce choix implique en conséquence une analyse qualitative et ce au détriment d'une analyse plus quantitative des résultats obtenus. Cependant, les modèles mise en œuvre dans le processus d'optimisation seront validés et permettront une analyse des causes et des effets de différents facteurs et contraintes qui interviennent dans le dimensionnement. Dans ce cadre, nos objectifs seront alors une analyse « pareto » pour permettre in fine de dégager les points clés pour le développement et l'intégration des nanocristallins en électronique de puissance.

IV. Explicitation des modèles

IV.1. Calculs prédictifs de pertes Joule

Les calculs prédictifs des pertes Joule dans les enroulements des composants se réfèrent dans la littérature à des méthodes d'homogénéisation. Dans ce cadre, nous distinguerons alors deux voies de conception pour ces modèles. D'un côté, ceux pour lesquels les pertes Joule sont supposées liées à la résistivité apparente du bobinage. Ces modèles proposent alors de résoudre les équations de Maxwell dans le cas de géométries simplifiées : couronnes ou plaques [1]. D'un autre côté, les modèles pour lesquels les pertes sont supposées liées à la perméabilité [2][3][4]. Ces méthodes s'appuient sur le calcul d'une perméabilité complexe équivalente, obtenue par le biais du calcul de la polarisabilité effective de l'enroulement. Dans ce cadre, le calcul de la perméabilité complexe ne dépend pas a priori pas du champ vu par l'enroulement qui n'est requis qu'a posteriori pour le calcul de la puissance dissipée. En conséquence, ces méthodes couvrent un plus grand nombre de cas d'application, et notamment le cas d'inductances à entrefer localisé.

Cependant, les pré requis à ces méthodes sont importants et sont en cours de développement. En conséquence, nous nous focaliserons dans un premier temps sur les méthodes « classiques » et entreprendrons dans une étude ultérieure le développement du calcul de la perméabilité complexe.

Dans ce cadre, l'approche la plus couramment rencontrée en électronique de puissance est la méthode de Dowell. Cette méthode, initialement appliquée pour des géométries de transformateur en « E » et en pot, peut être étendue au cas de transformateur et d'inductance toriques. En conséquence, et compte tenu des contraintes technologiques qui pèsent sur les formes de noyaux nanocristallins, nous nous référerons principalement à cette étude.

IV.1.1 Méthode de Dowell

Dans ce volet, nous présenterons le calcul des pertes Joule par la méthode de Dowell[5][6][7] dans le cas de transformateurs et d'inductances toriques et nous référerons à l'étude menée dans [8] par G. Lefèvre. En conséquence, les développements du modèle et l'application au cas de composants non toriques seront éludés.

Les calculs prédictifs des pertes Joule sont, dans le cadre de la méthode de Dowell, abordés via l'homogénéisation des conducteurs en plaques, pour lesquelles des relations analytiques sont trouvées. Le premier point de l'étude concerne alors la transformation des conducteurs en plaques. Le second point se rapporte à la séparation des effets propres et de proximité qui

constitue une étape importante pour la construction du modèle. Enfin, les calculs effectués seront confrontés à des mesures de résistances dans les cas d'inductance et de transformateur toriques.

IV.1.1.a Transformation en plaques de Dowell

Dans le cas de composants toriques, les conducteurs sont modélisés dans un premier temps, par des couronnes concentriques (Figure III-1). Le plan (\vec{u}_r, \vec{u}_z) est alors un plan d'antisymétrie pour le champ magnétique \vec{H} . En conséquence, le champ \vec{H} est longitudinal et ne dépend que du rayon r : $\vec{H} = H_\theta(r) \cdot \vec{u}_\theta$.

Dans ce cadre, le théorème d'ampère appliqué à un contour circulaire C , lie le champ H aux ampères-tours NI enlacés et au rayon r :

$$\int_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = H_\theta(r) \cdot 2\pi r = \sum NI \quad (\text{III-1})$$

Dans une première étape, nous suggérons le déroulement du tore (coupe A-A) de la figure III-1 et ramenons par ce biais l'étude au cas de plaques. Nous signalerons simplement que l'erreur introduite par le déroulement du tore est fonction du rapport entre le rayon moyen r_m et le diamètre ϕ des fils – dans notre cas, ce rapport est important ($r_m/\phi > 10$) – et est en conséquence faible. Les conditions sur le champ sont alors respectées lors du déroulement du tore si les longueurs des plaques et des couronnes initiales sont égales. Cependant, nous notons que les conditions aux limites du champ, dans le cas du tore déroulé, sont celles d'une plaque semi-infinie et ignorent en conséquence les effets de bords.

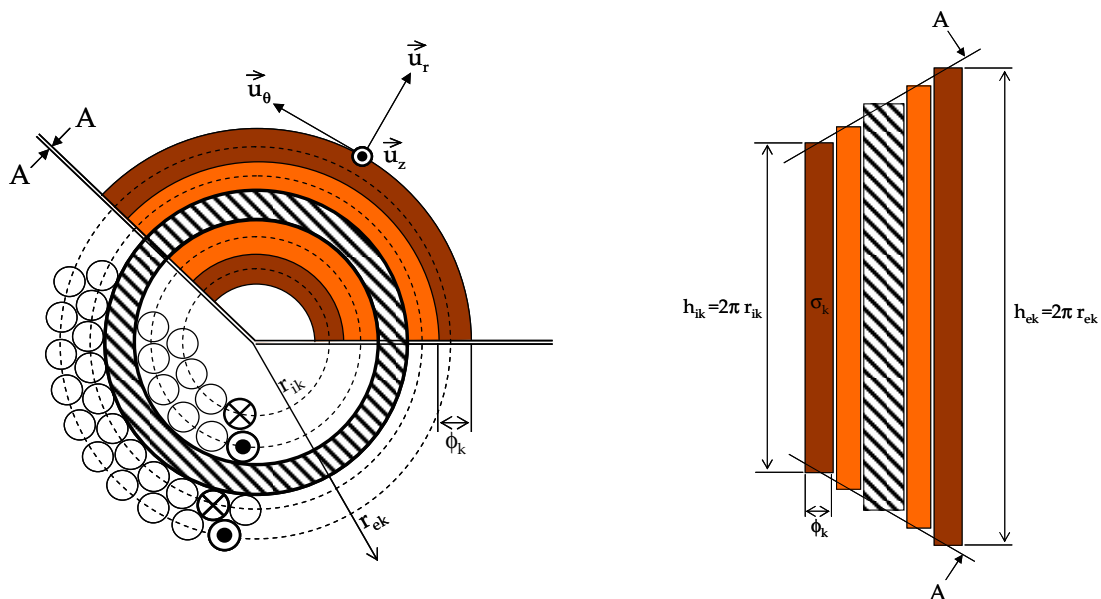
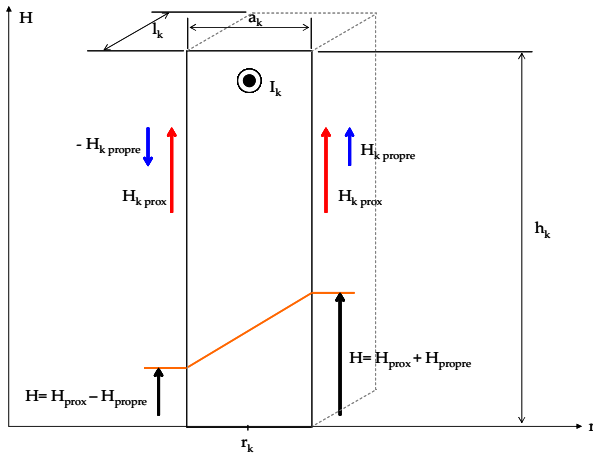


Figure III-1 : description de la transformation utilisée pour les géométries toriques

IV.1.1.b Séparation des effets propres et de proximité

La transformation effectuée nous permet de ramener l'étude au cas de plaques de Dowell pour lesquelles le H est obtenu par le théorème d'Ampère (III-1). Dans un second temps, la méthode retenue propose alors la séparation du champ H en deux termes. D'un côté, un champ propre H_{propre} antisymétrique, créé par le courant qui circule dans le conducteur considéré. D'un autre côté, un champ de proximité H_{prox} , induit par les conducteurs voisins et que nous supposons uniforme dans l'épaisseur des conducteurs considérés (Figure III-2).



$$H_{k\ prox} + H_{k\ propre} = \left[\sum_{i=1}^k \delta_i \cdot N_i \cdot I_i \right] / [2 \cdot \pi \cdot r_k] \quad (III-2)$$

$$H_{k\ prox} - H_{k\ propre} = \left[\sum_{i=1}^{k-1} \delta_i \cdot N_i \cdot I_i \right] / [2 \cdot \pi \cdot r_{k-1}] \quad (III-3)$$

Figure III-2 : décomposition du champ dans le cas d'une plaque de Dowell

Cette séparation des effets en terme de champ s'étend au sens des puissances, active et réactive, et permet de simplifier considérablement les relations obtenues (Tableau III-A ci-dessous).

	Puissance Active	Puissance réactive
Champ de proximité	$\frac{H_{Pr\ propre}^2 \cdot h \cdot l}{\sigma \cdot \delta} \cdot \left[\frac{sh\left(\frac{a}{\delta}\right) + \sin\left(\frac{a}{\delta}\right)}{ch\left(\frac{a}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{a}{\delta}\right)} \right]$	$\frac{H_{Pr\ propre}^2 \cdot h \cdot l}{\sigma \cdot \delta} \cdot \left[\frac{sh\left(\frac{a}{\delta}\right) - \sin\left(\frac{a}{\delta}\right)}{ch\left(\frac{a}{\delta}\right) - \cos\left(\frac{a}{\delta}\right)} \right]$
Champ propre	$\frac{H_{Pr\ ox}^2 \cdot h \cdot l}{\sigma \cdot \delta} \cdot \left[\frac{sh\left(\frac{a}{\delta}\right) - \sin\left(\frac{a}{\delta}\right)}{ch\left(\frac{a}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{a}{\delta}\right)} \right]$	$\frac{H_{Pr\ ox}^2 \cdot h \cdot l}{\sigma \cdot \delta} \cdot \left[\frac{sh\left(\frac{a}{\delta}\right) + \sin\left(\frac{a}{\delta}\right)}{ch\left(\frac{a}{\delta}\right) + \cos\left(\frac{a}{\delta}\right)} \right]$

Tableau III-A : expressions des puissances active et réactive dans le cas d'une plaque de Dowell.

L'étape préalable au calcul des puissance dissipées concerne l'homogénéisation des conducteurs cylindriques en une couche équivalente. Dans ce cadre, nous proposons une transformation à côtes constantes. L'épaisseur a des couches est dans ce cas égale au diamètre des conducteurs ϕ et la longueur h égale à la longueur moyenne $2\pi r$. La conductivité équivalente de la couche est alors calculée proportionnellement au ratio de la surface cuivre réelle sur la surface de la couche équivalente $2\pi r \cdot l$ et de la conductivité du cuivre.

IV.1.1.c Cas particulier des conducteurs de transition

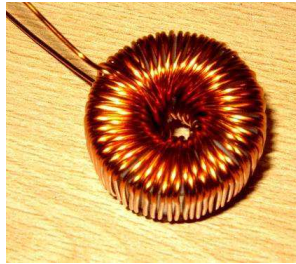
L'étude développée ne prend en compte que les conducteurs axiaux et ne modélise pas les conducteurs radiaux. Dans le cadre de notre étude, les puissances relatives à ces couches de conducteurs seront alors égales à la moyenne des puissances des couches externes et internes calculées précédemment. Nous rappelons cependant, que dans [8], une modélisation plus fine de ces conducteurs est développée. Ce point permet alors d'étendre le champ d'application de ce modèle au cas de tores très plats pour lesquels les puissances relatives à ces conducteurs sont importantes. Cependant, et compte tenu du contexte de préconception dans lequel nous évoluons, nous implémenterons dans nos outils un modèle simplifié et non le modèle fin et ce au regard des calculs supplémentaires : analytiquement lourds et difficilement implémentables dans nos outils d'optimisation pour l'instant.

IV.1.2 Comparaisons aux mesures

Les résultats du modèle sont comparés à des mesures de résistance en fonction de la fréquence. En effet, les résistances apparentes des composants sont facilement mesurables au pont d'impédance (HP4194A). Cependant, dans le cas d'inductances, les mesures se trouvent faussées par les résistances supplémentaires relatives aux pertes magnétiques. Les mesures de résistance ne peuvent en conséquence être menées que dans les cas d'inductance à air et de transformateur en court-circuit. Nous choisirons en conséquence deux cas d'application : une inductance torique et un transformateur de forme oblongue.

IV.1.2.a Résultats sur une inductance torique

L'inductance test est bobinée autour d'un tore non magnétique et non conducteur. Les valeurs de résistance série calculées par la méthode de Dowell et mesurées au pont d'impédances sont comparées sur la figure III-4.



110 spires
AWG #20
Diamètre interne :14mm
Diamètre externe :28mm
Hauteur : 13mm

Figure III-3 : Caractéristique de l'inductance test

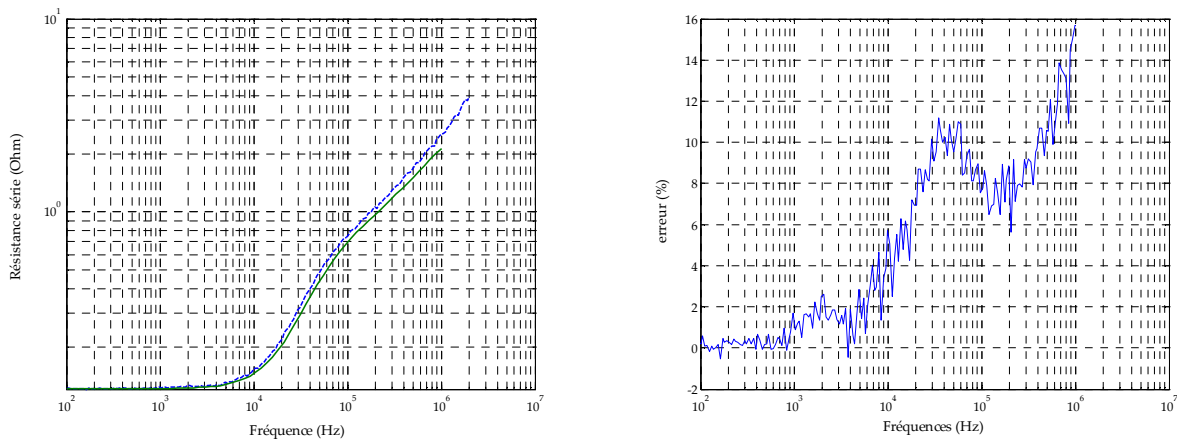
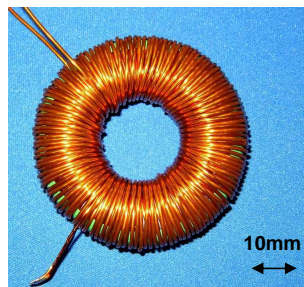


Figure III-4 : mesures et calculs de la résistance série dans le cas de l'inductance test.

Nous remarquons que les effets de peau et de proximité – sont d'un point de vue fréquentiel correctement modélisés. Une erreur de ~10% maximum est constatée entre la mesure et le calcul par la méthode de Dowell simplifiée.

IV.1.2.b Résultats sur un transformateur torique

Le transformateur test est bobinée autour d'un noyau large et relativement de faible hauteur. Les valeurs de résistance série calculées et mesurées sont présentées sur la figure III-6.



primaire : 110 spires
AWG #20
Secondaire : 134 spires
AWG #16
Diamètre interne : 36mm
Diamètre externe :62 mm
Hauteur : 13mm

Figure III-5 : Caractéristique du transformateur test

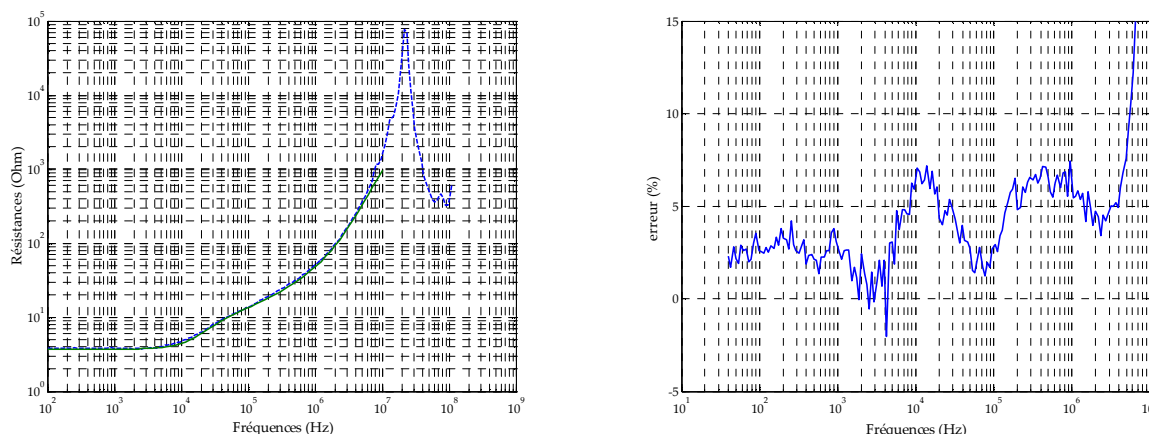


Figure III-6 : mesures et calculs de la résistance série dans le cas du transformateur test.

Nous notons encore que les effets fréquentiels sont correctement restitués. De plus, et compte tenu des dimensions du noyau, de largeur relativement importante par rapport à la hauteur que la modélisation des conducteurs radiaux n'est dans un premier temps pas critique. Cependant, et compte tenu des résultats obtenus dans le cas de couches de bobinage, une perspective pour la validation du modèle concerne les cas de foisonnements importants pour les bobinages.

IV.2. Calculs prédictifs des pertes magnétiques

Les modèles de pertes magnétiques implémentés dans nos outils sont ceux développés et présentés dans le chapitre II et ne seront en conséquence pas re-développés.

IV.3. Contribution à la modélisation thermique des composants

Dans le cadre de dimensionnements optimisés, un point important concerne les températures de fonctionnement. En effet et dans le cadre de matériau ferrite par exemple, ces températures sont grandement contraintes. Cependant et en regard de ces contraintes, les nanocristallins présentent une stabilité en température importante et permettent des température de fonctionnement de l'ordre de 200°C.

Ce point relève l'importance des transferts thermiques et met en exergue le rôle de garde-fou que jouent les températures limites de fonctionnement vis-à-vis de la miniaturisation des composants. Les grandeurs clés de l'intégration de puissance sont en conséquence, d'un côté les sources dissipatrices, et d'un autre côté, les transferts thermiques.

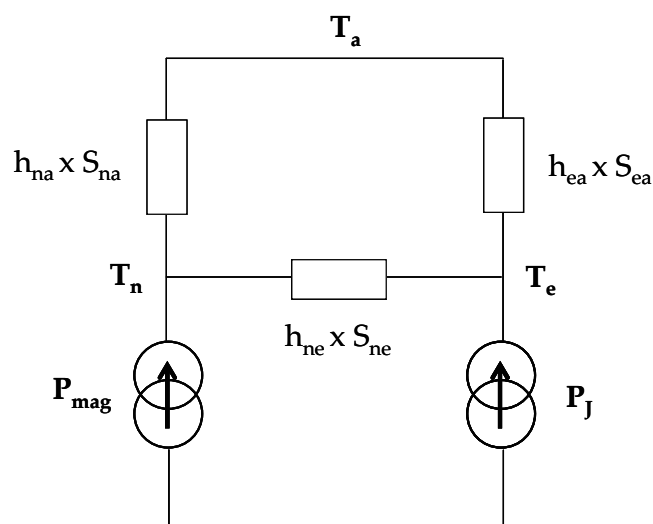
Dans ce contexte, nous orientons cette étude vers la modélisation de ces mêmes termes et proposons de développer les outils pour permettre in fine le dimensionnement optimisé de

composants bobinés. Dans ce cadre, deux voies de conception ont pu être retenue pour le modèle thermique. Dans une première étude, un modèle empirique a pu être développé. Ce modèle simple nous permet alors d'appréhender le comportement thermique du composant. Cependant, le choix d'un modèle empirique, obtenu par le biais de mesures sur un composant test, ne peut être extrapolé à des composants de dimensions très différentes.

Nous proposons en conséquence et dans un second temps, un modèle semi analytique⁹. Dans ce cadre, la voie de conception retenue s'appuie sur une approche nodale et sur un découpage du système modélisé en blocs élémentaires. Les différents modes de transferts thermiques que sont : la conduction, la convection et le rayonnement sont alors modélisés. Enfin, une méthode de formalisation et de résolution de ce modèle est présentée. Cependant, nous noterons que cette étude ne constitue dans cette voie qu'une première approche et ne prétend que dégrossir le problème posé par l'intégration et la modélisation thermique des composants dans les outils de dimensionnement.

IV.3.1 Modèle empirique

Dans le cadre de premiers dimensionnements optimisés, un modèle thermique empirique a pu être précédemment développé. Ce modèle se base sur une description comportementale simple des transferts thermiques. En effet, et dans le cas de composants bobinés, les sources de chaleur sont identifiées aux pertes magnétiques dans le noyau et Joule dans les enroulements. Nous décrivons alors le comportement thermique par un modèle macroscopique à deux sources seulement.



h_{ne} : Coefficient d'échange thermique entre le noyau et les enroulements

h_{na} : Coefficient d'échange thermique entre le noyau et le milieu environnant.

h_{ea} : Coefficient d'échange thermique entre les enroulements et le milieu environnant.

Figure III-7 : schéma du modèle thermique empirique

Le choix d'un modèle de représentation simple est dans ce cadre retenu compte tenu des difficultés posées par l'identification des différents coefficients d'échanges. En effet, les mesures thermiques et la séparation des sources de pertes magnétiques et Joule et l'identification des surfaces d'échanges entre les différentes parties du composants rendent difficile et imprécise l'identification des différents paramètres. En conséquence, ce modèle thermique n'a pour objectif qu'une première approche des problèmes posés dans le cadre du dimensionnement.

Le modèle présenté peut être mis en équation de manière simple :

$$\begin{aligned} \phi_{ne} &= k_{ne} \cdot (T_n - T_e) ; k_{ne} = h_{ne} \cdot S_{ne} \\ \phi_{na} &= k_{na} \cdot (T_n - T_a) ; k_{na} = h_{na} \cdot S_{na} \quad \text{et } \phi_{ea} - \phi_{ne} = P_J ; \phi_{ne} + \phi_{na} = P_{mag} \quad \text{(III-4)} \\ \phi_{ea} &= k_{ea} \cdot (T_e - T_a) ; k_{ea} = h_{ea} \cdot S_{ea} \end{aligned}$$

Les termes ϕ_{ij} représentent les flux de chaleur entre les milieux i et j (n : noyau magnétique ; e : enroulements ; a : milieu environnant). Les équations ci-dessus nous permettent alors de calculer les différents écart de températures $\Delta T_e = (T_e - T_a)$ et $\Delta T_n = (T_n - T_a)$.

$$\Delta T_e = \frac{k_{ne} + k_{na}}{k_{na} \cdot k_{ea} + k_{na} \cdot k_{ne} + k_{ea} \cdot k_{ne}} \cdot \left(P_J + \frac{k_{ne}}{k_{ne} + k_{na}} \cdot P_{mag} \right) \quad \text{(III-5)}$$

$$\Delta T_e = \frac{k_{ne} + k_{na}}{k_{na} \cdot k_{ea} + k_{na} \cdot k_{ne} + k_{ea} \cdot k_{ne}} \cdot \left(P_{mag} + \frac{k_{ne}}{k_{ne} + k_{na}} \cdot P_J \right) \quad \text{(III-6)}$$

Le seconde étape dans la construction du modèle concerne l'identification des différents coefficients d'échange thermique.

IV.3.1.a Identifications des paramètres :

La détermination des différents coefficients k_{ij} est empirique et abordée par le biais de mesures. Ces mesures sont effectuées dans un premier temps sur un prototype de transformateur torique et dans un second temps sur un transformateur en « E ».

Le prototype comporte trois thermocouples tc_i pour la mesure des températures T_i : tc_n sur le noyau à l'intérieur du boîtier ; tc_e : entre les enroulements primaires et secondaires et tc_a dans un récipient d'eau à température ambiante. Ces mesures de températures sont effectuées en régime thermique permanent et dans le cadre d'un refroidissement du prototype en convection naturelle.

Dans le cadre d'une représentation simplifiée des différents modes de transferts thermiques : conduction, convection et rayonnement, les lois descriptives seront supposés identiques : $\phi_{ij} = h_{ij} \cdot S_{ij} \cdot (T_i - T_j)$. Les coefficients h_{ij} obtenus sont alors calculés et regroupés ci-dessous.

	Tore	« E »
h_{ne}	14 W/m ² °K	360 W/m ² °K
h_{na}	3 W/m ² °K	11 W/m ² °K
h_{ea}	6 W/m ² °K	29 W/m ² °K

Tableau III-B : valeurs des coefficients d'échange thermique dans les cas d'un transformateur torique et d'un transformateur « E »

Les valeurs des différents coefficients d'échange sont comparables en terme d'ordre de grandeurs à des transferts de chaleur par convection naturelle. Dans le cas du tore, nous remarquerons que le coefficient d'échange entre le noyau et l'air est relativement faible (le noyau magnétique est entouré par les conducteurs). Dans le cas du transformateur en « E », le coefficient d'échange entre le noyau et les enroulements est sensiblement plus important et se réfère au mode de transfert de chaleur par conduction. En effet, les conducteurs sont, dans ce cadre, plaqués contre la jambe centrale et les jambes externes du noyau (fenêtre de bobinage pleine) et maximise le transfert de chaleur. A l'inverse, dans le cas du tore, et outre le boîtier de protection, les conducteurs ne sont pas plaqués contre le noyau et minimise le transfert de chaleur par conduction. Dans ce cadre, nous noterons que les valeurs obtenues, correctes en terme d'ordre de grandeur, sont cependant fonction de la réalisation du prototype. Nous effectuerons en conséquence, une étude de sensibilité pour quantifier l'influence de ces paramètres sur le dimensionnement final des transformateurs.

IV.3.2 Approche nodale

IV.3.2.a Définition des modèles élémentaires

Le découpage en blocs élémentaires du composant découle de règles de modélisation simples et reste, dans son principe, identique au découpage effectué dans le cadre de la méthode de résolution des différences finies et se réfèrent à des hypothèses d'uniformité :

uniformité des températures et des propriétés physiques sur les faces de l'élément.

uniformité de la production de chaleur à l'intérieur de l'élément.

uniformité des conditions d'échange pour chacune des faces.

Dans ce contexte, le système modélisé est discrétisé en éléments simples. Ce découpage rend alors possible l'établissement d'expressions analytiques de la répartition de température à l'intérieur des éléments. Une expression de la répartition unidirectionnelle de la température dans les éléments est alors présentée dans le cadre de l'hypothèse d'indépendance complète des transferts suivant chacune des directions. Dans ce contexte, des modèles thermiques élémentaires unidirectionnels sont ensuite obtenus et extrapolés au cas de modèles directionnels multiples.

IV.3.2.b Modélisation des modes de transfert thermique

Modélisation des éléments conductifs

La conduction est modélisée dans le cas d'un milieu homogène et isotrope, par l'équation de transfert qui rend compte pour un élément de volume δv du bilan énergétique entre d'un côté l'énergie interne, et d'un autre côté les chaleurs produite, et cédée par conduction, par l'élément. L'équation de transfert s'exprime alors dans le cas unidimensionnel et en coordonnées cartésiennes :

$$k \cdot \frac{\delta^2 T}{\delta x^2} = -p + \rho \cdot C_v \cdot \frac{\delta T}{\delta t} \quad (\text{III-7})$$

Où k , p , C_v et ρ représentent respectivement la conductivité thermique, la densité de puissance produite dans l'élément, la chaleur massique et la masse volumique.

Une expression analytique de la température $T(x)$ peut alors être calculée par l'intégration de (III-7) :

$$T(x) = \frac{-1}{2 \cdot k} \cdot \left(p - \rho \cdot C_v \cdot \frac{dT_{\text{moy}}}{dt} \right) \cdot (x^2 - L \cdot x) + T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} \cdot x \quad (\text{III-8})$$

Le premier terme représente alors l'élévation de l'énergie et le transfert de la chaleur interne à l'élément et le second terme, le transfert de chaleur au travers de l'élément du au gradient de températures entre ces faces (T_1, T_2) .

Le valeur moyenne de la température T_{moy} suivant x s'exprime dans ce cas :

$$T_{\text{moy}} = \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{G} \cdot \left(P - C \frac{dT_{\text{moy}}}{dt} \right) + \frac{T_2 - T_1}{2} \quad (\text{III-9})$$

Avec $G = \frac{k \cdot S}{L}$: la conductance de l'élément ; $C = \rho \cdot C_v \cdot S \cdot L$: la capacité calorifique ;

$P = p \cdot S \cdot L$: la puissance dissipée par l'élément.

Nous représenterons alors le modèle de l'élément par un schéma électrique équivalent suivant :

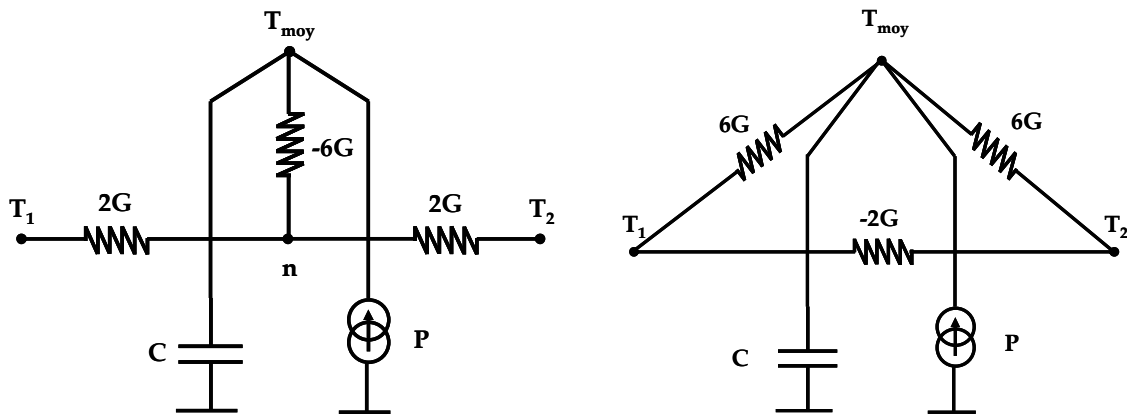


Figure III-8 : schéma équivalent du modèle unidirectionnel.

Ce schéma en étoile (gauche) est alors transformé en schéma en triangle (droite) et ce pour supprimer le nœud interne.

L'hypothèse d'indépendance complète des transferts suivant chacune des directions permet dans ce cas de construire simplement un modèle unidirectionnel multiple.

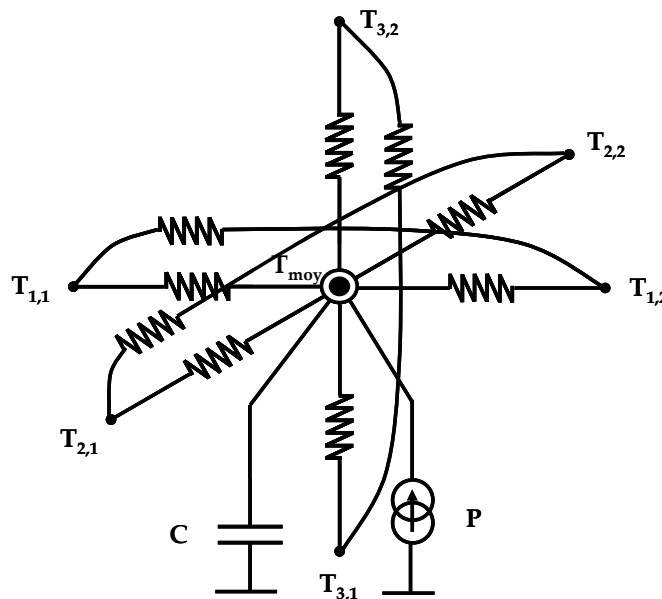


Figure III-9 : schéma équivalent du modèle unidirectionnel multiple

Modélisation des éléments convectifs

Les éléments convectifs sont des éléments surfaciques en ce sens où les transferts sont définis uniquement sur les faces de l'élément. Dans ce cadre, le flux de chaleur cédé par convection s'exprime alors par la loi de Newton :

$$q = h \cdot S \cdot (T_1 - T_a) \quad (\text{III-10})$$

Où q , h et S représentent respectivement le flux de chaleur, le coefficient de convection et la surface d'échange. La représentation schématique équivalente de l'élément surfacique convectif est alors constitué d'un simple résistance.

Le point important concerne alors la détermination du coefficient d'échange h qui dépend a priori des propriétés thermophysiques du fluide de même que des dimensions et de l'environnement thermique proche de la surface considérée.

Dans la littérature, un certain nombre de relations semi-empiriques peuvent alors être trouvées et permettent dans le cadre de cas simples de calculer ce coefficient d'échange.

Modélisation des éléments rayonnants

Les éléments rayonnants sont également des éléments surfaciques. Dans ce cadre, nous nous limiterons au cas de rayonnement simple, d'une surface vers une autre et éluderons dans un premier temps le cas de réflexion et de rayonnement multiple. Le flux de chaleur rayonné par une surface vers le l'extérieur est alors donné par la formule de Stefan :

$$q = \sigma \varepsilon S (T_1^4 - T_a^4) \quad (\text{III-11})$$

Cependant et pour simplifier cette représentation, cette relation est linéarisée. Dans ce cadre, la représentation retenue sera alors identique à celle de la convection.

IV.3.3 Méthode de résolution :

La méthode de formalisation choisie dérive des méthodes de description des circuits qui sont généralement utilisées pour l'analyse dans le domaine fréquentiel de circuits électriques complexes [10]. Ces méthodes permettent par le biais d'écritures matricielles, la description des équations du circuit, obtenues par les lois de Kirchoff : loi des mailles et loi des nœuds. Un des points importants concerne alors les dimensions des matrices, utiles à la description du circuit. En effet, et dans le cas de la méthode présentée, les règles énoncées permettent l'écriture de la matrice impédance d'ordre minimum.

Dans un premier temps, nous présenterons la méthode retenue, dans le cas d'un schéma électrique constitué uniquement d'impédances. Dans un second temps, nous implémenterons le cas de source de courant, et détaillerons l'écriture matricielle complète du circuit. Enfin, et dans un troisième temps, nous considérerons le cas d'un maillage d'impédances et de sources de courant et comparerons les résultats obtenus à des calculs et simulations effectuées sous les logiciels PSpice et Flotherm.

IV.3.3.a Écriture de la matrice impédance :

Dans le cas de circuits constitués uniquement d'impédances, le vecteur des sources composé des tensions de mailles et le vecteur résultat des courants de mailles correspondantes sont liés par la matrice impédance Z .

$$\begin{pmatrix} \dots \\ V_i \\ V_{i+1} \\ \dots \\ V_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & \dots & \dots & a_{jn} & \dots \\ \dots & \dots & a_{ji} & \dots & \dots \\ \dots & a_{ij} & a_{ii} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & a_{nj} & \dots & \dots & a_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \dots \\ I_i \\ I_{i+1} \\ \dots \\ I_n \end{pmatrix} = Z \cdot I$$

Figure III-10 : écriture matricielle pour un circuit constitué uniquement d'impédances.

Les équations des mailles et en conséquence les courants I_i sont alors choisis de sorte que les équations du système soient indépendantes. La matrice Z qui regroupe les lois des mailles indépendantes peut en conséquence être trouvée simplement. Les propriétés de cette matrice des mailles indépendantes sont alors regroupées dans le tableau III-C.

Propriété 1 :
$$a_{ii} = \sum_k Zm_{ik}$$

Les termes de la diagonale portent la somme des impédances de la maille i

Propriété 2 :
$$a_{ij} = \sum_k \pm Zc_{ik}$$

Zc_{ik} sont les impédances partagées par les mailles i et j . Le signe est fonction des sens de parcours des mailles. Si la tension de l'impédance Zc_{ik} est comptée différemment (positivement / négativement) pour les mailles i et j , alors le signe est « - ».

Propriété 3 :
$$a_{ij} = a_{ji}$$

La matrice est symétrique

Tableau III-C : règles d'écriture de la matrice impédance.

IV.3.3.b Prise en compte de sources de courant

L'introduction de sources de courant dans le circuit impose une réécriture de la relation matricielle. En effet, et dans le cas de circuit d'impédances, le vecteur résultat se compose uniquement des courants de mailles indépendantes, ou courants principaux. Cependant, et dans le

cas de source de courant, le problème est dual, et le vecteur résultat comporte alors les tensions aux bornes de ces sources.

Pour pallier ce problème, et réécrire la relation matricielle, nous considérerons le générateur de courant comme une source de tension suivant une convention récepteur. Le courant principal de la maille est alors égale au courant imposé par le générateur.

Ecriture de la matrice hybride :

La méthode la plus simple pour écrire la relation matricielle complète consiste, dans un premier temps, en l'écriture de la matrice impédance Z , sans prendre en compte les différentes sources de courant. Dans un second temps, les équations des mailles relatives aux sources de courant peuvent alors être rajoutées a posteriori comme le montre la figure ci-dessous.

$$\begin{pmatrix} Z & 0 \\ \pm[\Sigma Z_c] & \begin{matrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{matrix} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I \\ V_{Is} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \pm V_s \\ \pm[\Sigma Z_c] I_s \\ [\Sigma Z_m] I_s \end{pmatrix} = 0$$

Z_c : impédances communes entre la maille de la source de courant et les mailles voisines.

V_{Is} : tensions aux bornes des sources de courant.

Z_m : impédances de la maille définie par la source de courant

Figure III-11 : écriture de la matrice hybride.

Dans ces conditions, et si les équations des mailles sont indépendantes, la matrice finale est d'ordre minimum et est inversible.

IV.3.3.c Exemple de résolution :

La méthode présentée précédemment est maintenant mise en œuvre dans le cadre d'un cas simple. Nous modélisons alors un élément solide cubique de matériau homogène dans lequel nous définirons une ou plusieurs sources de chaleur. Cet élément est alors découpé en n^3 éléments conductifs auxquels nous associerons le schéma unidirectionnel multiple représenté sur la figure III-9.

Ce cas très simple a pour but d'éprouver la méthode et ce principalement vis-à-vis du temps de calcul, grandement contraint dans le cadre d'une intégration future dans une procédure d'optimisation. La matrice hybride est dans ce cadre générée par un code de calcul sous

l'environnement matlab®. La matrice des mailles est dans ce cas obtenue par le biais d'un algorithme de parcours de graphe [11].

Les résultats obtenus sont alors confrontés dans un premier temps à une résolution sous le logiciel de simulation circuit PSpice et dans un second temps à une simulation sous le logiciel d'analyse thermique Flotherm. Dans le premier cas, le circuit équivalent composé de résistances et de sources de courant est saisie sous PSpice. Dans ce cadre, et compte tenu du nombre de composants, nous limitons le nombre d'éléments conductifs ($n=3$), ce qui représente 243 résistances et 27 sources de courant. Dans un second temps, nous comparons nos résultats à une simulation thermique sous le logiciel d'analyse thermique Flotherm. Nous imposons dans ce cadre un coefficient d'échange constant sur les surfaces et disposons une source de chaleur interne.

Les résultats obtenus sont alors identiques pour chacune des méthodes de résolution et valident à la fois l'écriture et la résolution du système matriciel.

IV.3.3.d Conclusions :

L'implantation de ce modèle met en œuvre des équations matricielles dont la résolution permet le calcul des températures en chaque nœud et ce en fonction des sources de chaleur que sont les pertes magnétiques et Joule. Pour la résolution numérique de tels systèmes, le L.E.G. dispose d'outils performants et robustes dans le cadre du logiciel INCA (INductance CALculation : méthode PEEC) qui peuvent être réutilisés dans ce cadre.

La représentation des modes de transfert de chaleur n'est dans cette étude qu'abordée. Un point important concerne notamment la modélisation de la convection naturelle et/ou forcée. En effet, le choix d'une représentation simple reporte sur le calcul du coefficient de convection les problèmes de modélisation. Dans ce cadre, nous pensons qu'une décomposition des phénomènes : convectifs mécanique et thermique et des phénomènes transverses de diffusions visqueuse et conductive et l'analyse dimensionnelle peut alors permettre une représentation analytique de ces échanges. Cependant, et à plus court terme, la modélisation et la validation expérimentale dans le cas d'un système thermique simplifié est envisagé. En effet, de plus en plus de composants bobinés en électronique de puissance sont intégrés sous des « capots » métalliques. Ces composants présentent alors un cas d'étude thermique simplifié vis-à-vis de la modélisation des phénomènes de convection et pour lesquels l'intégration et le dimensionnement de caloducs sont une voie de développement important. En effet, les transferts de chaleur par convection sont alors repoussés à l'extérieur du boîtier métallique et n'interfèrent pas quant aux transferts de chaleur entre bobinages et noyau. D'autre part, le nombre et le type de refroidisseur

intégrable dans ces composants est un des éléments clés pour l'augmentation de la densité de puissance dans les transformateurs.

V. Dimensionnement optimisé de transformateurs

V.1. Introduction

Cette étude porte sur le dimensionnement optimisé de transformateurs. En effet, et compte tenu des excellentes propriétés magnétiques des rubans nanocristallins, les transformateurs de puissance présents dans les alimentations à découpage moyenne fréquence sont une des applications retenus pour le marché de l'électronique de puissance.

Dans ce contexte, nous retenons pour cette étude, le cas d'une structure de puissance simple et réutilisons en conséquence la structure en onduleur demi pont capacitif développée précédemment. Le cahier des charges pour le dimensionnement du transformateur est alors défini en fonction de la puissance, de la tension d'alimentation continue et de la fréquence de découpage (commande pleine onde).

Nous nous proposons alors au travers de ce cahier des charges de comparer le dimensionnement de transformateurs ferrite et nanocristallin et ce pour des formes de noyau torique et en « E ».

Dans ce cadre, les propriétés intrinsèques des nanocristallins et des ferrites seront dans un premier temps comparées.

V.2. Propriétés comparées des Ferrites (MnZn) et des nanocristallins (FeCuNbSiB)

V.2.1 Les Ferrites (MnZn)

Dans le cas de transformateurs haute fréquence, les matériaux magnétiques les plus rencontrés en électronique de puissance sont les céramiques de type Ferrite (MeFe_2O_4). Les Ferrites retenues dans le cas de composants de puissance sont alors des Ferrites Manganèse Zinc (MnZn) qui présentent de très intéressantes propriétés magnétiques que sont : une très grande résistivité ($\sim 2 \Omega\text{m}$), une perméabilité relativement grande (~ 10000), et des pertes magnétiques faibles et peuvent être utilisées en électronique de puissance à des fréquences importantes [12] [13]. Le

procédé de fabrication des céramiques permet de plus une très grande diversité de forme pour les noyaux magnétiques (« E », pot, noyau ultra-plat, ...).

Cependant, ces Ferrites présentent une induction à saturation relativement faible (0.4 Tesla) et une forte dépendance de leurs propriétés, et notamment des pertes, à la température et ce dû à un point de Curie proche de 200°C.

V.2.2 Les Nanocristallins (FeCuNbSiB)

Les nanocristallins (FeCuNbSiB) utilisés dans le cadre de cette étude ont été élaborés par Imphy UGINE Precision. Ces alliages présentent des propriétés très intéressantes qui présupposent d'un potentiel d'intégration important. Cette inclination repose alors sur les comportements spécifiques suivants :

Saturation : résultat d'une dilution réduite du fer dans le silicium et le bore, les nanocristallins présentent une saturation élevée (~1.2 à 1.3 Tesla) et ce par rapport aux autres matériaux à haute perméabilité utilisés en moyenne fréquence. Ceci constitue alors un point important pour la miniaturisation de composants et ce vis-à-vis des différents permalloys, amorphes base cobalt et Ferrites.

Stabilité en température : après simple nanocristallisation, la perméabilité à 50Hz est peu stable (40 – 50% de variation) entre -25°C et +100°C. L'adjonction d'une anisotropie induite règle aisément perméabilité et rémanence et permet en conséquence d'accéder à une variation de perméabilité entre -40°C et 100°C qui n'excède pas 20%.

Comportement fréquentiel : les hautes performances obtenues en basses fréquences et issues du magnétisme atypique des alliages nanocristallins sont prolongées à moyenne fréquence jusqu'au MHz par les effets bénéfiques conjugués d'une épaisseur faible, d'une résistivité relativement élevée ($\sim 1.5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot m$) et d'une faible coercivité. Le comportement fréquentiel de la perméabilité et des pertes magnétiques est en conséquence très important et place les nanocristallins en concurrent des ferrites pour la miniaturisation des composants. Ce point est alors encore renforcé par le maintien de faibles pertes magnétiques jusqu'à des températures de 150 - 200°C.

Enfin, la production industrielle de ruban reprend la méthode d'élaboration des amorphes⁷ et impose certaines limites en terme de forme de noyau. En effet, ces derniers sont obtenus par enroulage des rubans autour de mandrins de formes toriques ou oblongues. Cependant, les

⁷ technique de coulée sur une roue refroidie (hypertrempe à plus de 10^6 °K/s) selon la méthode du Planar Flow Casting (« flot planaire »)

développements importants des nanocristallins lèvent peu à peu ce verrou et permettent l'enroulage de noyaux « rectangulaires », l'enrobage et plus récemment l'imprégnation et la découpe de noyaux. Ces développements qui constituent une des voies de recherche parcourue dans le chapitre I, marquent alors un point important et présupposent d'une utilisation plus large des nanocristallins en électronique de puissance.

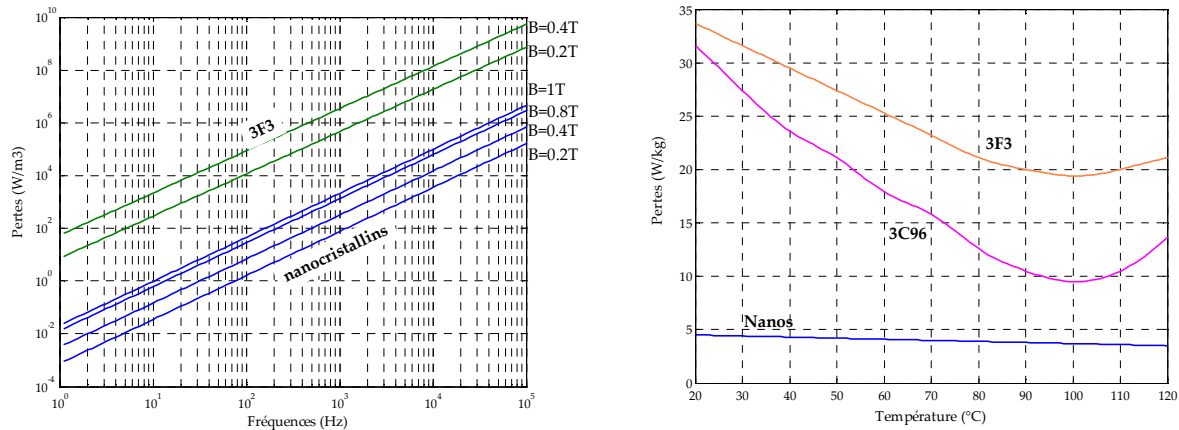


Figure III-12 : pertes dans les matériaux ferrite 3F3 et nanocristallins en fonction de la fréquence pour une excitation en induction triangulaire (température de 100°C) et en fonction de la température ($f = 25\text{kHz}$; $B = 0.2\text{T}$ en induction sinusoïdale)

V.3. Cahier des charges

Le dimensionnement du transformateur met en œuvre une procédure d'optimisation, contrainte par les spécifications du cahier des charges et fonction des paramètres suivants :

- La température ambiante est fixée à $T_a = 40^\circ\text{C}$.
- La température des enroulements est limitée à 120°C : $\Delta T_e = 80^\circ\text{C}$
- La température du matériau magnétique est limitée pour le noyau nanocristallin à 150°C : $\Delta T_n = 110^\circ\text{C}$ et pour le noyau ferrite à 100°C : $\Delta T_n = 60^\circ\text{C}$
- Les dimensions des noyaux sont modifiées par le biais d'un coefficient d'homothétie r
- Les inductions maximales B_m sont limitées respectivement à 0.4T et 1T pour le matériau ferrite et nanocristallin.
- Les dimensions pour $r = 1$ sont alors respectivement pour les tores :

- Diamètre intérieur : 14 mm
- Diamètre extérieur : 26.7 mm
- Hauteur : 15 mm

et pour les noyaux en « E » :

Hauteur : 35 mm

Epaisseur : 11 mm

Largeur : 34.6 mm

- Les diamètres apparents de conducteurs pour l'enroulement primaire ϕ_p et secondaire ϕ_s correspondent au dimension de fils normalisés : AWG (American Wire Gauge).
- Le nombre de spires pour l'enroulement primaire N_p
- Le rapport de transformation $m = 2$
- La fréquence de découpage de f
- La puissance $P = 400\text{VA}$
- La tension primaire $U_p = 100\text{V}$
- La charge du transformateur est supposée de nature purement résistive. Le forme d'onde du courant primaire est alors un créneau symétrique d'amplitude $I_p = P/U_p = 4\text{ A}$. Pour le calcul des pertes Joule, la puissance est calculée par la relation :

$$P_J = \sum_{k=0}^N R(f \cdot (2 \cdot k + 1)) \cdot I_p \cdot \frac{4}{\pi \cdot (2 \cdot k + 1)} \quad (\text{III-12})$$

où la fonction $R(f)$ correspond au calcul de la résistance des enroulements par la méthode de Dowell.

V.4. Procédure d'optimisation

Les spécifications du cahier des charges : tensions, courants, fréquence composent le vecteur des entrées de la procédure d'optimisation. Les dimensions du noyau, les diamètres apparents des conducteurs primaire et secondaire et le nombre de spires primaire forment le vecteur résultat. La fonction objectif pour algorithme d'optimisation est définie par le volume apparent du transformateur. Le modèle complet de transformateur comprend alors le calcul des contraintes de dimensionnement. En effet, les modèles analytiques développés précédemment forment une structure de modèle « chaînée ». Les dimensions et les spécifications électriques sont les paramètres du modèle analytique de calcul des pertes Joule et du modèle de calcul des pertes magnétiques. Ces puissances dissipées dans le composant établissent alors les entrées du modèle thermique et permettent le calcul des températures de fonctionnement. L'algorithme dispose d'une structure dans laquelle chacun des maillons peut être considéré indépendamment des autres

à la manière de « boîtes noires ». Chacun des modèles est alors perfectible et interchangeable et ne modifie en rien la structure générale de l'algorithme d'optimisation.

V.5. Résultats de dimensionnement

V.5.1 Transformateurs « forts courants » et transformateurs « fortes tensions »

Le premier point concerne les spécifications du cahier des charges en terme de tension et de courant. En effet, et pour une puissance $P=400$ VA, le choix d'une tension U_p (et d'un rapport de transformation m) permet le dimensionnement de transformateurs « forts courants » ($U_p \leq 50V$; $I_p \geq 8A$) ou de « fortes tensions » ($U_p \geq 300V$; $I_p \leq 1.3A$). Dans ce contexte, et pour un rapport de transformation unitaire, nous nous proposons dans un premier temps et pour une fréquence de découpage de 30kHz, d'analyser en fonction de U_p , les ratios entre les pertes magnétiques P_{mag} et Joule P_J et entre le volume total V et le volume du noyau magnétique V_{mag} .

Les diamètres de conducteurs ϕ_p et ϕ_s sont alors constants et calculés pour des densités de courants δ_p et δ_s de 5 A/mm². Les contraintes de dimensionnement concernent dans ce cas, le nombre de spires N_p et les dimensions du noyau r vis-à-vis de la surface de bobinage S_b et l'induction maximale B_m inférieure à $B_{m_{max}}$. Le calcul des températures de fonctionnement et les contraintes respectives ne sont pas implémentés.

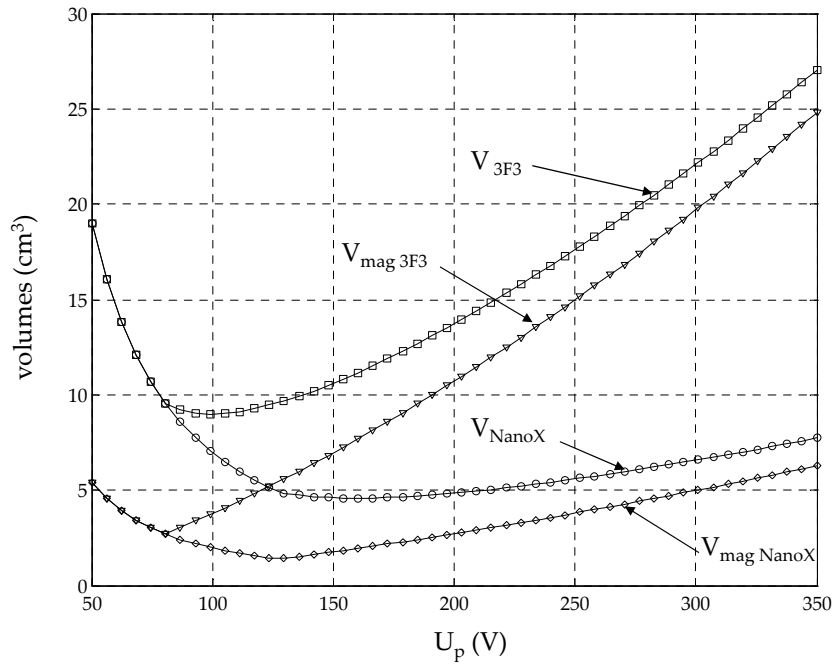


Figure III-13 : volume de transformateurs toriques nanocristallin et ferrite (3F3) en fonction de la tension primaire.

Dans un premier temps, ces dimensionnements sont comparés en terme de volume total. Dans ce cadre, l'écart entre les volumes de transformateurs ferrite et nanocristallin dépend pleinement du compromis entre tension et courant spécifié dans le cahier des charges. En effet, pour $U_p \leq 80V$, les volumes sont quasi-identiques pour l'une et pour l'autre des solutions. Ces points concernent des transformateurs « forts courants » ($I_p \geq 5A$) pour lesquels les enroulements occupent le volume le plus important. Ce que nous retrouvons sur la figure III-13 par l'écart entre V et V_{mag} qui augmente de $U_p = 80V$ vers les tensions U_p plus faibles.

Cependant, pour $U_p \geq 80V$, l'écart entre les volumes des transformateurs nanocristallin et ferrite est de plus en plus important et vaut 70% pour $U_p = 350V$. En effet, pour des transformateurs « fortes tensions », le ratio entre le volume du noyau magnétique et le volume total augmente et souligne l'importance du matériau.

Dans un second temps, nous comparons ces dimensionnements en terme de pertes : magnétiques P_{mag} et Joule P_J sur la figure III-14.

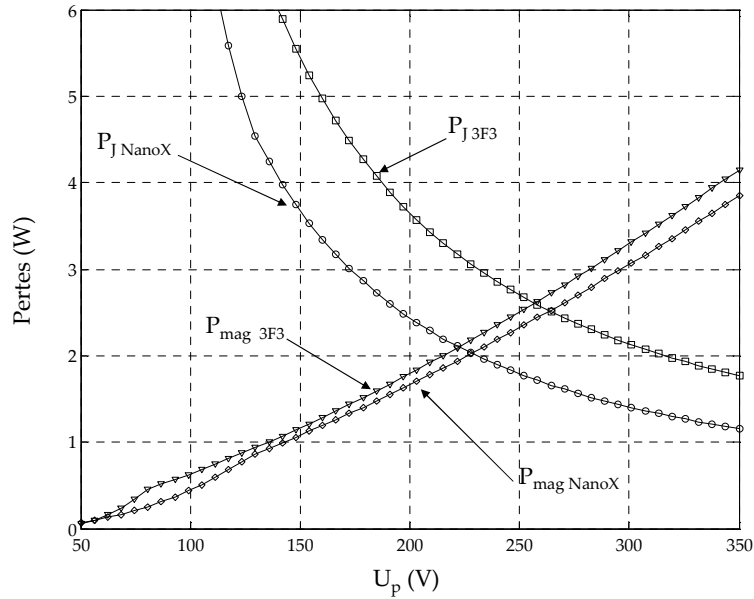


Figure III-14 : Pertes magnétiques et Joule en fonction de la tension primaire pour des transformateurs nanocristallin et ferrite (3F3).

Nous remarquons alors une diminution de P_J en fonction de U_p qui accompagne la diminution du courant I_p . Cependant, et compte tenu des volumes et du nombre de spires N_p qui diffèrent, les pertes Joule dans le transformateur nanocristallin sont plus faibles que dans le transformateur ferrite. L'écart est alors de près de 30% pour des tensions $U_p \geq 150V$.

Dans un même temps, nous remarquons que l'écart en terme de pertes magnétiques est moindre et est de l'ordre de 10%. Dans ce cadre, nous concluons dans le sens d'une réduction de volume des transformateurs nanocristallins par rapport au volume de transformateur ferrite et soulignons la réduction des pertes magnétiques et surtout pertes Joule entre ces dimensionnements.

Pour clore ce point, nous définirons, pour les dimensionnements suivants, une tension U_p intermédiaire de 200V et un rapport de transformation unitaire.

V.5.2 Premiers Dimensionnements comparés

Nous présentons dans ce paragraphe de premiers résultats de dimensionnement. Le cahier des charges retenu est dans ce cadre appliqué au dimensionnement de transformateurs toriques. Le modèle de dimensionnement complet est alors implémenté et inclus le modèle thermique empirique et les contraintes de températures respectives. Les vecteurs résultats sont alors regroupés dans le tableau III-D :

		NanoX	3F3
r		1.7	2.1
N_n	spires	19	21
ϕ_n	mm	0.8	0.8
ϕ_c	mm	0.8	0.8
f_{abi}	cm ³	65	124

		NanoX	3F3
P_J	W	3.2	4.43
P_{mag}	W	1.6	0.95
B_m	T	0.31	0.17
ΔT_e	°C	80	56
ΔT_n	°C	94	60

Cahier des charges :

$$P = 400 \text{ VA} ; m = 1$$

$$U_p = 200 \text{ V}$$

$$f = 30 \text{ kHz}$$

$$\delta_p = \delta_s = 5 \text{ A/mm}^2$$

Tableau III-D : vecteurs résultats et vecteur contraintes dans les cas d'optimisation de transformateurs toriques Nanocristallins (NanoX) et Ferrite (3F3). (ΔT_e et ΔT_n sont des écarts de température par rapport à la température ambiante $T_a = 40^\circ\text{C}$).

Ces dimensionnements sont alors analysés suivant les points suivants :

Dans un premier temps, ces dimensionnements sont comparés en terme de volume. Dans ce cadre, le volume du transformateur nanocristallin est 48% plus faible que le transformateur équivalent en ferrite. De même, nous remarquerons que les dimensions de ces transformateurs sont « peu différentes » ($r = 1.7$ et 2.1) de celles du transformateur utilisé pour l'identification du modèle thermique. Nous supposons en conséquence que les coefficients d'échange thermique restent dans ce cadre, valides.

Nous notons cependant un très important écart entre les volumes calculés précédemment en fonction de la tension primaire U_p pour lesquels les températures ne sont pas contraintes et les volumes calculés ci-dessus pour lesquels le modèle thermique est implémenté. En effet, l'induction maximale calculée pour les transformateurs nanocristallin et ferrite est relativement faible (0.17 T ; 0.31 T) en regard des inductions à saturation (0.4 T ; 1.2 T). Dans le cas du transformateur nanocristallin, l'optimisation est contrainte par la température limite de 120°C imposée sur les conducteurs. Dans le second cas, le dimensionnement du transformateur ferrite est contraint par la température limite imposée au matériau ferrite de 100°C . Ces contraintes imposent en conséquence des volumes de transformateur beaucoup plus importants que précédemment et soulignent l'importance de l'étude thermique dans le dimensionnement de composant.

En électronique de puissance, les transformateurs rencontrés sont le plus souvent bobinés autour de noyau en « E » ferrite. En conséquence, et dans le cadre de dimensionnements comparés de composants nanocristallins et ferrites, un dimensionnement optimisé de transformateur en « E »

est effectué. Les modèles sont « re-développés » dans le cas de noyau en « E ». Le modèle de pertes Joule dans les enroulements et alors facilement adaptable au cas de géométrie en « E » pour laquelle la transformation en plaque est évidente. Cependant, dans le cas du modèle thermique empirique, un second transformateur est réalisé pour l'identification des coefficients d'échange dans cette géométrie (Tableau III-B).

Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau ci-dessous :

Noyau « E »		NanoX	3F3
r		1.4	1.8
N_p	sp	19	21
ϕ_p	mm	0.8	0.8
ϕ_s	mm	0.8	0.8
f_{obj}	cm ³	60	96

Noyau « E »		NanoX	3F3
P_J	W	6.4	8.5
P_{mag}	W	3.2	2.8
B_m	T	0.44	0.26
ΔT_e	°C	80	61
ΔT_n	°C	79	60

Cahier des charges :

$P = 400 \text{ VA} ; m = 1$

$U_p = 200 \text{ V}$

$f = 30 \text{ kHz}$

$\delta_p = \delta_s = 5 \text{ A/mm}^2$

Tableau III-E : vecteurs résultats et vecteur contrainte dans les cas d'optimisation de transformateurs « E » Nanocristallins (NanoX) et Ferrite (3F3). (ΔT_e et ΔT_n sont des écarts de température par rapport à la température ambiante $T_a = 40^\circ\text{C}$).

Le premier point relevé concerne la température limite imposée au noyau ferrite ($\Delta T_n = 60^\circ\text{C}$). Cependant, et par rapport au transformateur torique en ferrite, le volume est diminué (22%). La forme de noyau en « E » semble d'un point de vue thermique beaucoup plus favorable et permet de réduire considérablement le volume du transformateur. Nous remarquons en conséquence que les volumes comparés des transformateurs : torique nanocristallin et « E » ferrite marquent un avantage beaucoup plus réduit que dans la comparaison précédente.

Dans ce cadre, un dimensionnement de transformateur nanocristallin en « E » est effectué. Dans cette voie, nous noterons que des noyaux en forme de « C » ont pu être fabriqués au Centre de Recherche d'Imphy.

Cependant, le volume obtenu marque alors une faible réduction par rapport au transformateur nanocristallin torique et ce en conséquence des limites de températures imposées sur les conducteurs. Ce constat, lié à l'introduction d'une géométrie en « E » montre que l'intégration des nanocristallins est d'autant soumise à l'amélioration conjointe des propriétés magnétiques du

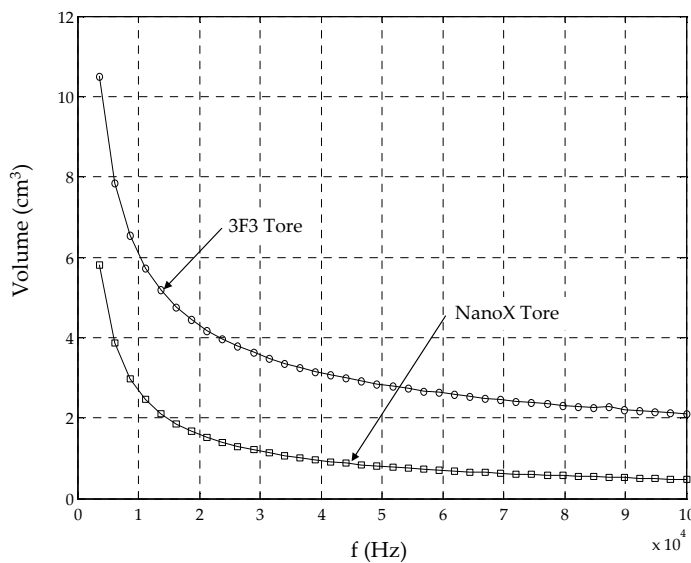
matériaux qu'à la mise en forme des noyaux pour un bobinage simple et compact, et à l'évacuation de la chaleur.

V.5.3 Influence de la fréquence sur le dimensionnement optimisé

L'influence de la fréquence de découpage sur le volume des transformateurs dans le cadre de dimensionnement optimisé est analysé pour des valeurs de fréquences comprises entre 1kHz et 100kHz (figure ci-dessous).

V.5.3.a Dimensionnements non contraints par la thermique

Dans un premier temps, nous n'implémenterons pas le modèle thermique pour ces dimensionnements. Dans ce cadre, les seules contraintes concernent l'induction maximale B_m et la surface de bobinage S_b au travers de N_p et r . Les volumes calculés sont alors beaucoup plus faibles que dans les cas de dimensionnements contraints thermiquement comme précédemment montrés.



Cahier des charges :

$$P = 400 \text{ VA} ; m = 1$$

$$U_p = 200 \text{ V}$$

$$\delta_p = \delta_s = 5 \text{ A/mm}^2$$

Figure III-15 : volumes calculés de transformateurs en fonction de la fréquence. \square : torique en ferrite, \circ : torique en nanocristallins.

Ces points nous permettent alors de retrouver la loi « classique » de décroissance du volume du composant en fonction de la fréquence. Cependant, ces optimisations sont conduites sans que les températures et en conséquence les pertes soient contraintes et sont en conséquence peu représentatives de dimensionnements effectifs.

V.5.3.b Dimensionnement contraints par la thermique

Dans un second temps, les dimensionnements optimisés en fonction de la fréquence sont recalculés et prennent en compte le modèle thermique.

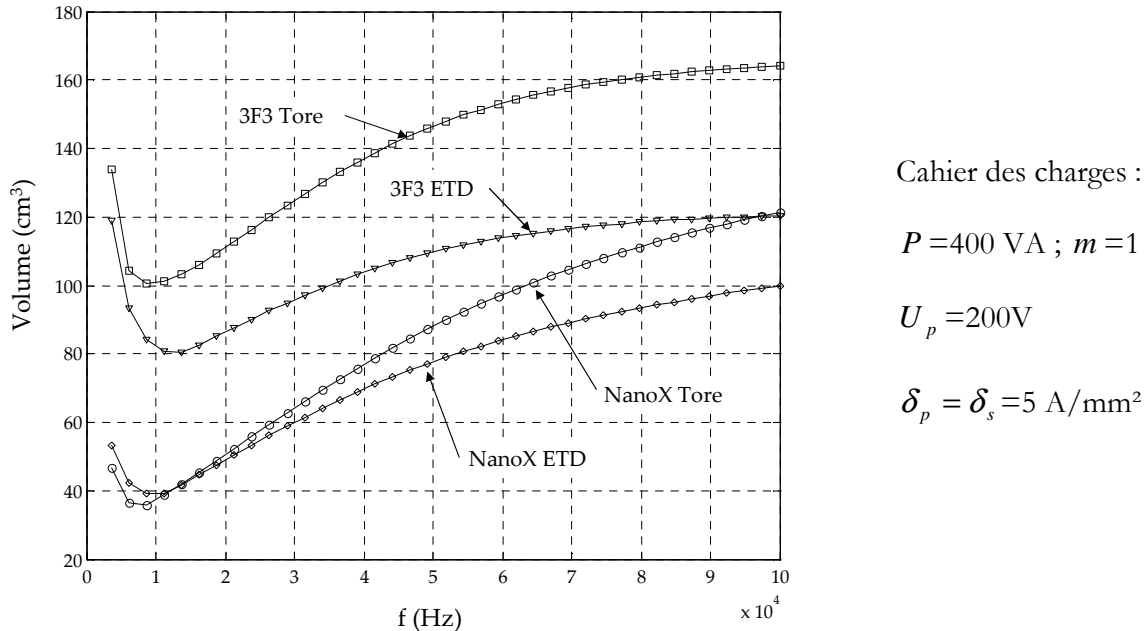


Figure III-16 : volumes calculés de transformateurs en fonction de la fréquence. □ : torique en ferrite, ○ : torique en nanocristallins, ▽ : en « E » ferrite et ◇ : en « E » nanocristallins.

Les évolutions des volumes en fonction de la fréquence sont dans ce cadre atypiques. Dans un premier volet, et pour des fréquences de découpage inférieures à 10kHz, l'induction B_m est maximale et le volume diminue, conformément à nos attentes. Cependant, pour des fréquences supérieures, les pertes magnétiques et Joule qui dépendent de la fréquence, imposent par le biais du modèle thermique des températures de fonctionnement limites sur le noyau et/ou les conducteurs. Dans ce cas, l'induction B_m est contrainte de diminuer et le volume des transformateur croît en fonction de la fréquence. Ces courbes atypiques de volumes sont alors dictées par l'évolution des pertes en fonction de la fréquence et **ne s'interprètent que dans le cadre du modèle thermique empirique mis en œuvre.**

V.5.4 Influence des coefficients d'échange thermique

L'influence des coefficients d'échange thermique sur le dimensionnement optimisé est analysé suivant trois points. Ces coefficients sont alors modifiés pour rendre compte des différentes améliorations technologiques qui peuvent être mises en œuvre dans le cadre du refroidissement des composants.

V.5.4.a Convection forcée :

Dans un premier temps, nous modifions les conditions d'échange thermique entre le composant et l'air. Dans ce cadre, nous simulerons le cas d'un refroidissement du transformateur en convection forcée. Les coefficients h_{ea} entre les enroulements et l'air, et h_{na} entre le noyau et l'air sont multipliés par un facteur compris entre 1 et 10, rapports constatés entre les deux modes de convection [14][15].

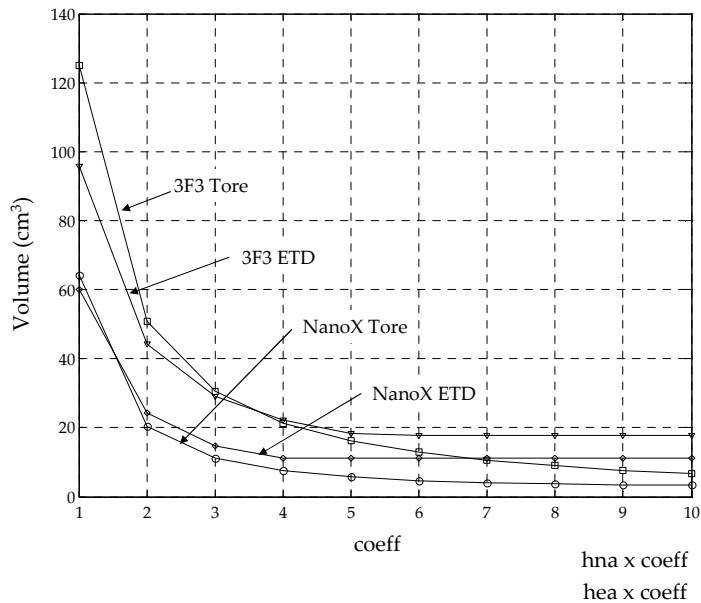


Figure III-17 : volumes calculés de transformateurs en fonction des coefficients d'échange thermique h_{ea} et h_{na} .

L'amélioration du refroidissement du composant implique une réduction importante des volumes et attestent de l'importance du refroidissement des composants pour le dimensionnement. En effet, et parce que les températures limites du noyau et des conducteurs jouent le rôle de garde fou vis-à-vis de la miniaturisation, l'amélioration du refroidissement laissent entrevoir des réductions de volumes les plus importantes.

V.5.4.b Confinement thermique du noyau magnétique

Nous envisageons maintenant le cas d'un isolement thermique du noyau magnétique vis-à-vis de l'air et des conducteurs. L'introduction d'une résistance thermique supplémentaire traduit dans ce cas la présence d'un boîtier ou de l'enrobage du noyau nanocristallins. Les coefficients d'échange h_{na} et h_{ne} sont alors multipliés par un facteur compris entre 0.5 et 2 de manière à simuler l'augmentation et la réduction de la résistance thermique du boîtier.

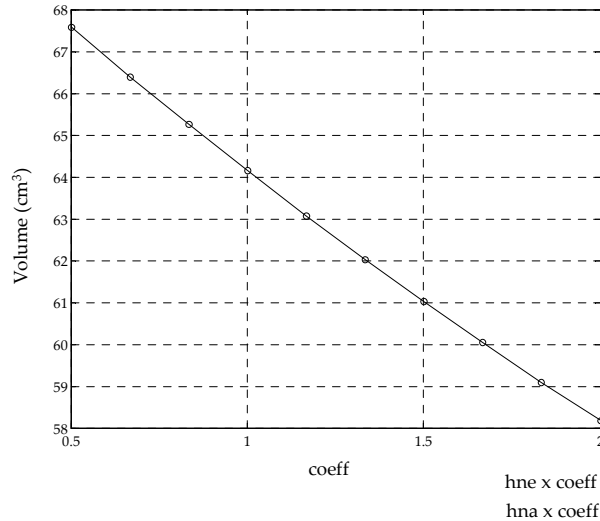


Figure III-18 : volumes calculés de transformateurs en fonction des coefficients d'échange thermique h_{na} et h_{ne} .

Le volume du transformateur torique nanocristallin ne se trouve que très peu affecté par une telle opération. La diminution des pertes magnétiques admissibles que pourrait amener cet isolement n'est pas effective puisque compensé en partie par une température de fonctionnement du matériau ($\Delta T_n = 110^\circ\text{C}$) plus importante.

VI. Conclusions et perspectives

Le potentiel applicatif des nanocristallins en électronique de puissance est évalué par le biais de dimensionnements comparés de transformateurs ferrite et nanocristallin. Dans ce cadre, un modèle complet de transformateur a pu être développé et comprend des modèles analytiques de pertes magnétiques et Joule et un modèle thermique de composants. De premiers dimensionnements, ont alors pu être effectués et mettent en exergue les points clés et contraintes du dimensionnement. Ceux-ci sont alors liées aux températures de fonctionnement limites sur les conducteurs dans les cas de transformateurs nanocristallins, et sur le noyau magnétique dans le cas de transformateurs ferrite. Ces résultats, établis lors d'une première étude, soulignent l'importance des échanges thermiques dans le dimensionnement de composants. Cependant, et compte tenu des très fortes contraintes introduites au travers du modèle thermique, en terme de pertes et en terme dimensions des composants via les surfaces d'échange, les variations atypiques de volumes en fonction des spécifications du cahier des charges (tension primaire, fréquence, ...) ne peuvent s'interpréter que dans le cadre du modèle thermique empirique. En effet, ce poids important de la thermique dans le dimensionnement impose une

modélisation plus « fine » des échanges thermiques. Ce point important justifie en outre le développement du second modèle thermique, présenté dans ce chapitre.

VII. Bibliographie du Chapitre III

- [1] C. Coillot, « Méthode de conception de composants magnétiques à noyaux pour l'électronique de puissance », Thèse de Doctorat, 1999.
- [2] J.P. Keradec, E. Laveuve, J. Roudet, « Multipolar development of vector potential for parallel wires. Application to the study of eddy currents effects in transformer windings », *Magnetics IEEE Transactions*, vol: 27, 5, pp 4242 – 4245, 1991.
- [3] C. Larouci, J.P. Keradec, J.P. Ferrieux, L. Gerbaud, J. Roudet, « Estimation analytique des pertes cuivre d'une inductance : mieux que l'homogénéisation par couches, la perméabilité complexe », EPF, 2002.
- [4] C. Larouci, J.P. Keradec, J.P. Ferrieux, L. gerbaud, J. Roudet, « Copper Losses of Flyback transformer : Search for analytical expressions », *IEEE CEFC*, 2002.
- [5] P.L. Dowell, « Effects of Eddy currents in transformer windings », *Proceeding IEE*, vol 133, 8, pp 1387-1394, 1966.
- [6] A. Reatti, K. Kazimierzuk, « Comparison of various methods for calculating the AC resistance of inductors », *IEEE Transactions on Magnetics*, vol 38, 3, pp 1512-1518, 2002.
- [7] X. Nan, C.R. Sullivan, « An improved calculation of proximity effect loss in high frequency windings of round conductors », *PESC*, 2003.
- [8] G. Lefèvre, « Conception de convertisseurs statiques pour l'utilisation de la pile à combustible », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2004.
- [9] D. Roye, « Modélisation thermique des machines électriques tournantes application à la machine à induction », Thèse d'Etat, 1983.
- [10] B. Revol, « Modélisation et optimisation des performances CEM d'une association variateur de vitesse – machine asynchrone », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2003.
- [11] J.M. Guichon, « Modélisation, caractérisation, dimensionnement de jeux de barres », Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, 2001.
- [12] Philips, *Data handbook : Soft ferrite and accessories*, Philips components, magnetic products, 2003.
- [13] R. Lebourgeois, « Les ferrites faibles pertes pour l'électronique de puissance », *3EI SEE*, 10, pp 13-19,1997.
- [14] J. Taine – J.P. Petit, « Transfert thermiques : Mécanique des fluides anisothermes », Dunod, 1989.

[15] J.F. Saccadura, « Initiation aux transferts thermiques », Lavoisier Tech&Doc, 1993.

CONCLUSIONS GENERALES

Les alliages nanocristallins (FeCuNbSiB) constituent une famille de matériaux magnétiques qui diffèrent, en terme de propriétés magnétiques suivant les traitements thermiques et mécaniques appliqués. En effet, nous distinguerons en terme de perméabilité croissante : les poudres de rubans nanocristallins, les rubans recuits sous traction mécanique, les rubans recuits à haute température (Overannealing), les rubans recuits sous champ transverse et longitudinal. Ces « matériaux » sont alors en fonction de leurs propriétés magnétiques à rapprocher d'applications et de composants de l'électronique de commutation. Dans le contexte de notre étude, les cas de transformateurs de puissance, d'inductances de lissage et d'inductance de mode commun ont pu être étudiés.

Dans le cas d'inductance de mode commun, le dimensionnement n'a pu être analysé de manière avancée, compte tenu des contraintes plus macroscopiques imposées par la structure de puissance. L'étude a surtout porté sur les spécificités du cahier des charges les problèmes de dimensionnement et d'intégration des nanocristallins.

L'évaluation des nanocristallins dans le cas de transformateurs et d'inductances de lissage a pu être menée au travers de dimensionnement optimisé de composants.

En effet, dans le cadre d'une application fort courant pour l'automobile, les dimensionnements comparés d'inductances en poudres magnétiques ont pu être effectués. Les résultats obtenus montrent l'intérêt de l'utilisation des poudres de nanocristallins et laissent présager d'un potentiel d'innovation important pour la réalisation d'inductance en électronique de puissance.

Dans le cadre des transformateurs de puissance, des modèles analytiques d'estimation des pertes Joule et magnétiques ont pu être développés. Lors d'une première étude, la mise en œuvre d'un modèle thermique rudimentaire a permis de mettre en exergue les contraintes thermiques imposées au composant. Cependant, ce modèle thermique empirique n'est pas suffisant pour interpréter quantitativement les résultats obtenus. Le développement d'un modèle thermique plus « fins » du composant et une validation expérimentale importante sont alors nécessaires.

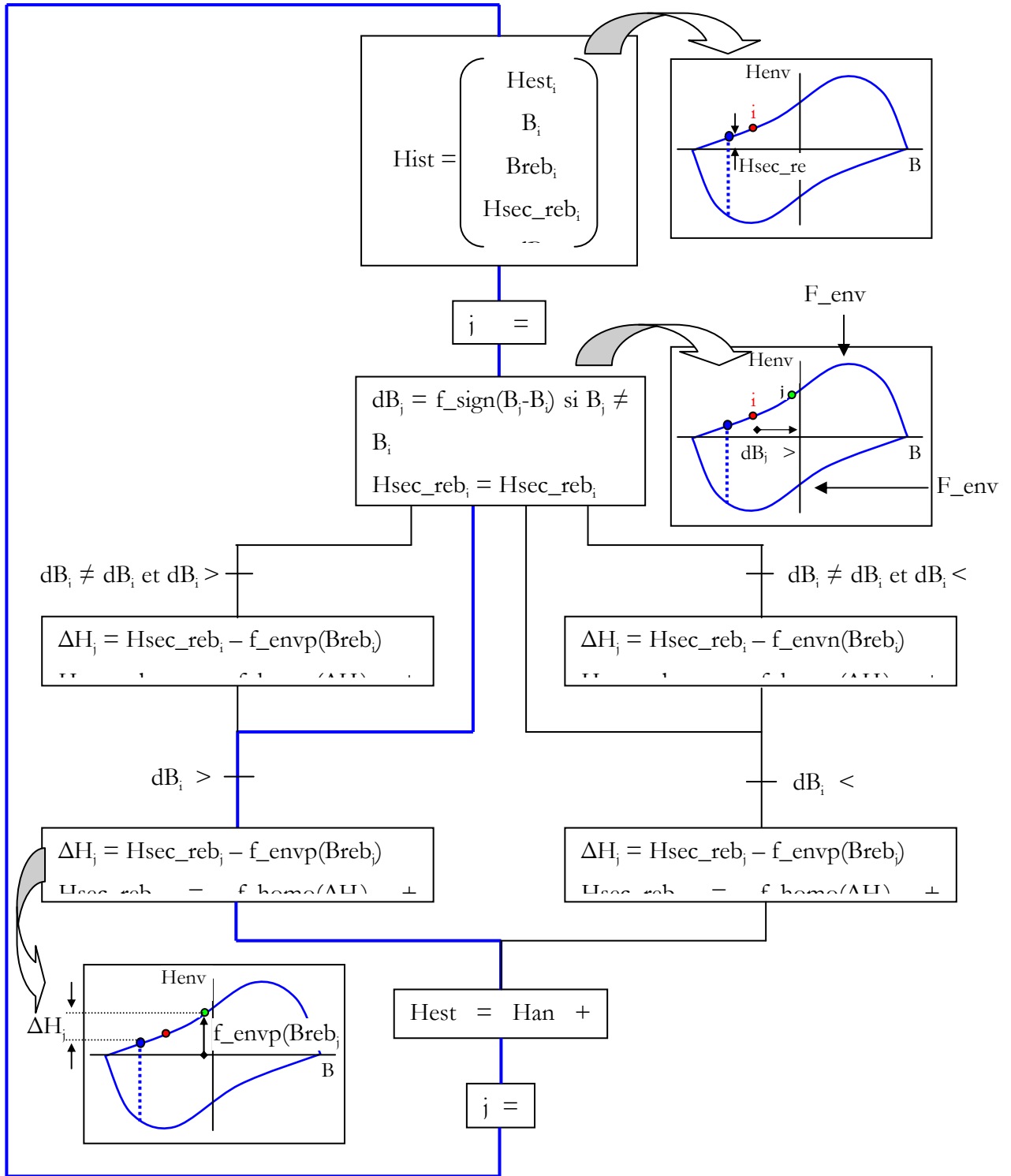
Dans le cadre de l'étude et de la caractérisation des matériaux nanocristallins en moyennes fréquences, un modèle d'hystérésis a pu être développé. Ce modèle d'hystérésis scalaire dynamique est un modèle macroscopique du matériau et repose sur une caractérisation en induction triangulaire. Ce dernier point est alors un élément moteur fort pour le développement de ce modèle. En effet, cette caractérisation est effectuée pour une excitation en tension rectangulaire du matériau et ce en moyennes fréquences, cadre, par définition de l'électronique de commutation. De plus, le calcul des pertes a posteriori passe par une décomposition temporelle de l'induction. En ce sens, et parce que le modèle LS constitue un modèle d'hystérésis complet, l'implémentation dans des outils de simulation temporelle en électronique peut être envisagée.

Enfin, nous retenons au travers de cette étude et de l'analyse des mécanismes d'aimantation deux voies de recherche pour l'amélioration des matériaux magnétiques pour l'électronique de puissance.

Dans un premier temps, les modèles de comportement magnétique devront être développés dans le sens d'une description globale des mécanismes mésoscopiques (déplacement de parois, rotations) et macroscopiques (courants induits « classiques », diffusion).

Dans un second temps, nous retenons la voie d'une modélisation des phénomènes : magnétique, mécanique et thermique pour une compréhension plus fine des mécanismes d'aimantation, soutenue en ce sens par les caractérisations et les compétences propres à la métallurgie.

ANNEXES



ANNEXE II Représentation du système étudié

Nous supposons l'aimantation à l'intérieur du volume de corrélation uniforme et de direction θ . Nous remarquons enfin que le « défaut » intersecté par la paroi est équivalent à un ellipsoïde de révolution aplati et peut être représenté par un cylindre d'axe Oz de hauteur $a/2$ et de diamètre a (Figure 19).

Dans le cadre prédéfini de cette étude, nous supposons la paroi d'épaisseur négligeable bien que le cadre prédéfini mentionne une dimension du CV voisine de l'épaisseur de paroi. La paroi intersecte le CV perpendiculairement à son axe Oz .

Calcul de l'énergie magnétostatique :

Nous considérerons dans un premier temps le CV non aimanté. Le calcul est alors ramené au cas d'une inclusion non magnétique intersectée par une paroi. Nous remarquons enfin que le « défaut » est équivalent à la juxtaposition de deux ellipsoïdes P_1 de hauteur $Zp + a/4$ et de polarisation $\vec{J}_1 = J_s \cdot \vec{u}_x$ et P_2 de hauteur $a/4 - Zp$ et de polarisation $\vec{J}_2 = J_s \cdot \vec{u}_x$, séparés par la paroi. L'énergie magnétostatique totale est alors donnée par la somme des énergies propres E_1 et E_2 de P_1 et P_2 immergés dans leurs domaines respectifs et de l'énergie d'interaction E_{12} entre P_1 et P_2 .

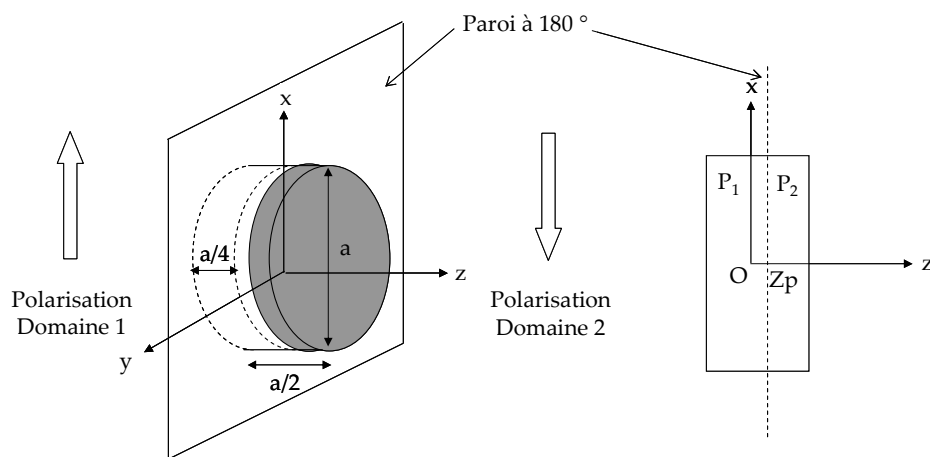
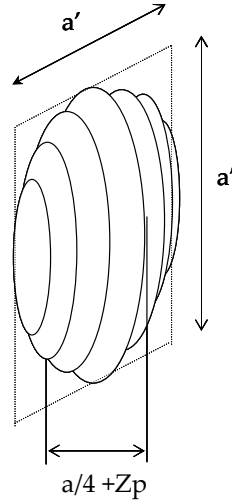


Figure 19 : représentation du système étudié

Calcul des énergies propres :

Pour calculer les énergies propres E_1 et E_2 , P_1 et P_2 sont approximés par des ellipsoïdes aplatis de hauteur égale et qui conservent les volumes V_1 et V_2 de P_1 et P_2 (Figure 20).



$$a' = a \cdot \sqrt{3/2} = 1.22 \cdot a$$

Figure 20 : ellipsoïde équivalent à P_1

Le rapport des axes $\gamma_1 = (a/4 + Zp)/a'$ est toujours inférieur à 0.42 (idem pour γ_2) de sorte que nous considérerons suffisant un développement à l'ordre 7 du coefficient démagnétisant de l'ellipsoïde aplati qui s'exprime alors :

$$N_z(\gamma) = 1 - \pi/2 \cdot \gamma + 2\gamma^2 - 3\pi/4 \gamma^3 + 8/3 \gamma^4 - 15\pi/16 \gamma^5 + 48/15 \gamma^6 - 105/96 \gamma^7 \quad (13)$$

E_1 s'exprime en fonction de la variable réduite $u = 4Zp/a$ selon :

$$E_1(u) = 1/2 \cdot N_{1x}(u) \cdot J_1^2 \cdot V_1 \quad (14)$$

avec $N_{1x}(u) = 1/2 \cdot [1 - N_{1z}(\gamma_1(u))]$ et $\gamma_1(u) = (1-u)/(4\sqrt{3/2})$

Nous obtenons finalement :

$$E_1(u) = 1.19 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_s^2}{\mu_0} \cdot a^3 \cdot [1 + 1.748u + 0.5503u^2 - 0.162u^3 + 0.01757u^4] \quad (15)$$

$$E_1(u) = 1.19 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_s^2}{\mu_0} \cdot a^3 \cdot [1 - 1.748u + 0.5503u^2 + 0.162u^3 + 0.01757u^4] \quad (16)$$

Nous pouvons quantifier le degré d'approximation en notant que $E_2(1)$ est évidemment nul. Notre formulation donne alors $E_2(1)/E_2(0) = 1.8\%$, degré de précision convenable pour notre propos.

Calcul de l'énergie d'interaction

L'énergie d'interaction s'écrit alors

$$E_{12}(u) = E_1(u) + E_2(u) - E_1(1) = 2.38 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_s^2}{\mu_0} \cdot a^3 \cdot [-0.577 + 0.5503u^2 + 0.01757u^4] \quad (17)$$

E_{12} est négative et minimale pour $u = 0$ et nulle pour $u = 1$ avec une précision de 1.5%.

Prise en compte de la polarisation du volume corrélé

Le volume corrélé réalise une polarisation \vec{J}_{CV} uniforme dans le plan Oxy que nous caractériserons par son angle θ avec Oy . Le système est alors équivalent à P_1 et P_2 présentant les polarisations suivantes :

$$\vec{J}_1 = \vec{J}_{CV} - \vec{J}_{D1} = J_s \cdot (\sin \theta - 1) \cdot \vec{u}_x + J_s \cdot \cos \theta \cdot \vec{u}_y \quad J_1 = J_s \cdot \sqrt{2 - 2 \sin \theta} \quad (18)$$

$$\vec{J}_2 = \vec{J}_{CV} - \vec{J}_{D2} = J_s \cdot (\sin \theta + 1) \cdot \vec{u}_x + J_s \cdot \cos \theta \cdot \vec{u}_y \quad J_2 = J_s \cdot \sqrt{2 + 2 \sin \theta} \quad (19)$$

Le calcul des énergies propres s'effectue alors en remplaçant J_s par J_1 et J_2 dans (15) et (16).

Pour l'énergie d'interaction, nous sommes conduit à chercher une formule qui généralise (17) au cas de deux particules de polarisations \vec{J}_1 et \vec{J}_2 , toujours dans le plan Oxy et d'amplitudes différentes qui réalisent entre elles un angle quelconque Φ (Figure 21). Nous montrons alors que l'énergie d'interaction est proportionnelle au produit des amplitudes J_1 et J_2 .

Pour la dépendance en fonction de l'angle Φ , nous pouvons, compte tenu de la périodicité de la solution, envisager d'en rechercher l'expression sous forme d'une décomposition en série de Fourier :

$$f(\Phi) = \sum a_n \cdot \cos(n\Phi) + \sum b_n \cdot \sin(n\Phi)$$

$$f(-\Phi) = f(\Phi) \text{ impose les termes en } \sin(n\Phi) \text{ nuls}$$

$$f(\Phi + \pi) = -f(\Phi) \text{ les coefficients des termes en } n \text{ pairs sont nuls}$$

Nous constatons alors avec les conventions figurées ci-contre (trièdre de référence orienté selon la polarisation de P_1) que pour ce qui est du champ créé par P_1 , le plan $Ox'y'$ réalise une symétrie $\pi+$ de sorte que l'énergie associée à la mise en place de P_2 dans le champ créé par P_1 s'écrit comme la somme de contributions élémentaires que nous pouvons regrouper deux à deux selon :

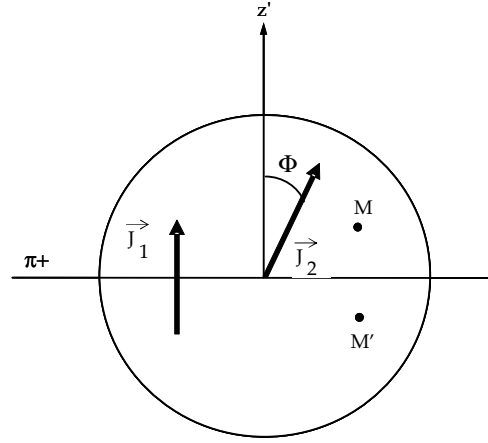


Figure 21 : représentation du système étudié

$$dE_{12}(M) + dE_{12}(M') = -(\overrightarrow{H_1}(M) + \overrightarrow{H_1}(M')) \cdot \overrightarrow{J_2} \cdot dv = -2 \cdot H_{1z}(M) J_{2z} dv$$

$$dE_{12}(M) + dE_{12}(M') = -2 \cdot H_{1z}(M) \cdot J_2 \cdot \cos \Phi \cdot dv$$

Nous obtenons alors en sommant toutes les contributions $E_{12} = -\langle H_{1z} \rangle_{V_2} \cdot J_2 \cdot \cos \Phi \cdot V_2$

La dépendance en Φ se réduit donc à un terme en $\cos \Phi$ que nous obtenons à l'aide du cas particulier $\Phi = \pi$ figuré par (17). Nous écrivons donc de manière générale :

$$E_{12}(u, \Phi) = -2.38 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_1 J_2}{\mu_0} \cdot \cos \Phi \cdot a^3 \cdot [-0.577 + 0.5503 \cdot u^2 + 0.01757 \cdot u^4] \quad (20)$$

Nous constatons avec (18) et (19) que $\cos \Phi$ est nul de sorte que l'énergie magnétostatique d'interaction associée au CV intersecté par la paroi est nulle. Avec (15), (16), (18) et (19), nous obtenons pour l'énergie magnétostatique :

$$E_m(u, \theta) = 4.76 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{J_s^2}{\mu_0} \cdot a^3 \cdot [1 + 0.5503 u^2 + 0.01757 u^4 - \sin \theta (1.748 u - 0.162 u^3)] \quad (21)$$

Energie totale du système

L'énergie totale du système prend en compte l'énergie magnétostatique et rend compte de l'énergie d'anisotropie E_K développée dans le CV. Celle-ci est alors représentée par un terme d'anisotropie uniaxiale, de direction facile θ_f (dans le plan de la paroi) égale selon les directions à $\theta_f = 0$ ou $\theta_f = \pm\pi/2$. La variation d'énergie volumique entre la direction facile et la direction difficile est alors égale à K . L'énergie totale est donc la somme de l'énergie magnétostatique et de l'énergie d'anisotropie et s'écrit en fonction de l'étude précédente et en unités réduites :

$$E_T(u, \theta) = 1 + 0.5503u^2 + 0.01757u^4 - \sin \theta \cdot (1.748u - 0.162u^3) + K_r \sin^2 \theta ; \theta_f = 0 \quad (22)$$

$$E_T(u, \theta) = 1 + 0.5503u^2 + 0.01757u^4 - \sin \theta \cdot (1.748u - 0.162u^3) + K_r \cos^2 \theta ; \theta_f = \pi/2 \quad (23)$$

$$\text{avec } K_r = \frac{K \pi/8}{4.76 \cdot 10^{-2} \cdot J_s^2 / \mu_0}$$

En fonction de la position relative de la paroi (paramètre u), le CV adopte la direction d'aimantation qui lui permet de minimiser l'énergie totale.

Résumé : Les alliages magnétiques nanocristallisés (FeCuNbSiB) sont depuis quelques années présents sur le marché de l'électronique de puissance. Cependant, les lois comportementales décrites et profitables en vue de l'optimisation de ces alliages ne sont pas établis pour les nuances les plus performantes industriellement. Dans un premier volet, cette étude s'oriente alors vers l'analyse et la compréhension des mécanismes d'aimantation. L'importance des effets magnétoélastiques et la discrimination des différentes sources d'anisotropie sont alors mises en exergue. Dans un second volet, l'intégration des alliages nanocristallins dans les applications d'électronique de puissance est investiguée par le biais de dimensionnements optimisés de composants. L'étude des performances dynamiques de ces alliages dans le cas de sollicitations électromagnétiques générées par les alimentations à découpage est alors présentée et s'appuie sur le développement d'un modèle d'hystérésis scalaire dynamique LS (Loss Surface). Le dernier point fédère tous les points précédents et concerne le dimensionnement optimisé de transformateurs nanocristallins hautes fréquences. Dans le cadre d'une démarche d'optimisation, des modèles analytiques de pertes magnétiques, Joule et un modèle thermique sont alors développés. Dans ce contexte, le dimensionnement optimisé d'un transformateur en rubans nanocristallins est alors considéré pour valider *in fine* la démarche globale.

Mots clés : alliages nanocristallins, mécanismes d'aimantation, magnétoélastique, composants magnétiques, transformateurs, intégration, électronique de puissance, optimisation.

Abstract : Nanocrystalline alloys are recent magnetic materials and the behavioural laws described and used for the elaboration process are not established for industrially high performances alloys. After a short talk on nanocrystalline specificity, and on the basis of industrial account about their performance decreases due to packaging constraints, we focused on the analysis and comprehension of magnetization mechanism. The magnetoelastic effects are pointed out and the discrimination of the various sources of anisotropy are then put forward. The outcome of manufacturing process and the high dynamic performances of nanocrystalline alloys suggest them as first-rate materials in power electronics applications. The magnetic high frequency characterizations of these materials are of great interest for power designer to optimize magnetic components size/cost, as well as for manufacturers to provide a feedback to elaboration process (compositions and heat treatments). In this context, we propose here to develop a high frequency characterization of FeCuNbSiB, assuming losses prediction and hysteresis loop calculation based on a Loss Surface model (LS) and an optimization procedure to evaluate global performances of the materials in power electronics design framework.

Keywords : nanocrystalline alloys, magnetization mechanism, magnetoelastic, magnetic component, transformer, magnetic characterisation, power electronics.