



**HAL**  
open science

# Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques liés à leur environnement en génie électrique

Marie-Ange Raulet

► **To cite this version:**

Marie-Ange Raulet. Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques liés à leur environnement en génie électrique. Energie électrique. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. tel-00703561

**HAL Id: tel-00703561**

**<https://theses.hal.science/tel-00703561>**

Submitted on 3 Jun 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.

Mémoire présenté en vue d'obtenir l'habilitation à diriger les recherches de  
l'Université Claude Bernard de Lyon

**Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques  
liés à leur environnement en génie électrique**

Marie Ange RAULET

Soutenu le 9 février 2011 à Villeurbanne

Composition du jury :

Noël Burais

Patrick Dular (rapporteur)

Afef Kedous-Lebouc (présidente)

Yvan Lefèvre

Bernard Multon (rapporteur)

Francis Piriou (rapporteur)

*Ecole Doctorale EEA*



## *Remerciements*

En premier lieu, je tiens à exprimer mes sincères remerciements aux rapporteurs de ce manuscrit ainsi qu'aux membres du jury de ma soutenance d'HDR, qui, malgré leur surcharge de travail, ont accepté de s'intéresser à mes activités. C'est un honneur pour moi d'avoir reçu leur consentement.

Je souhaite aussi exprimer ma reconnaissance envers M. Guy Grellet qui m'a accordée sa confiance en m'accueillant en 1991 au Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance.

Je tiens également à remercier tout particulièrement M. Jean-Pierre Masson qui a su créer une équipe et mettre en place un thème de recherche porteur. Il a été d'une grande aide pour la mise en synergie de cette équipe qui depuis quatre ans s'est étoffée par le recrutement de deux maîtres de conférences. Je remercie chaleureusement les membres actuels de l'équipe matériaux pour leur apport tant sur le plan expérimental que scientifique et humain.

Je veux aussi dire ma gratitude envers tous ceux et celles qui m'ont incitée à la rédaction de ce mémoire. Et plus particulièrement Claude, René, Noël, Benjamin et Fabien pour leur aide et leur soutien lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je n'oublie pas de remercier chaleureusement tous ceux et celles qui par leur cordialité et leur gentillesse au quotidien contribuent au climat agréable qui règne au sein du laboratoire Ampère.

Enfin, merci à mon mari et à mon fils pour leur gratitude envers toutes ces heures de travail volées à notre vie de famille.

*À ce jour, j'ai l'impression d'avoir découvert qu'une infime partie visible de l'iceberg que constituent les matériaux magnétiques.*

## Sommaire

<b>Chapitre I. : Présentation biographique</b>	<b>4</b>
<b>1. Curriculum vitae</b>	<b>5</b>
1.1. Diplômes et titres	5
1.2. Expérience professionnelle	6
<b>2. Activités d'enseignement</b>	<b>7</b>
2.1. Enseignement en tant que maître auxiliaire	7
2.2. Enseignement en tant qu'AER	7
2.3. Enseignement en tant qu'ATER	8
2.4. Enseignement en tant que Maître de Conférences à l'IUFM de Lyon	8
2.5. Enseignement à l'Université Claude Bernard de Lyon et à l'IUT	14
<b>3. Activités administratives</b>	<b>15</b>
3.1. Au sein de l'IUFM de Lyon	15
3.2. Au sein de l'Université Claude Bernard de Lyon	15
3.3. A l'extérieur de Lyon	15
<b>4. Activités de recherche</b>	<b>16</b>
4.1. Rappel des activités du doctorat	16
4.2. Intégration au sein du laboratoire	16
4.3. Activités scientifiques postdoctorales	17
4.4. Objectifs scientifiques	19
4.5. Collaborations scientifiques et relations avec le milieu industriel	20
4.6. Encadrement de jeunes chercheurs	22
4.7. Liste des travaux et publications	23
<b>Chapitre II. : Présentation des activités de recherche</b>	<b>29</b>
<b>5. Introduction générale</b>	<b>30</b>
<b>6. Modélisation du comportement statique</b>	<b>33</b>
6.1. Introduction	33
6.2. Dérivée Static Hysteresis Model	35
6.3. Modèle de Jiles et Atherton (JA)	40
6.4. Conclusion	52
<b>7. Modèles dynamiques homogènes de circuit magnétique</b>	<b>54</b>
7.1. Introduction	54

7.2.	Dynamic Static Feedback model	55
7.3.	Modèle dynamique par dérivation fractionnaire	70
7.4.	Conclusion	74
<b>8.</b>	<b>Modèles de diffusion magnétique</b>	<b>76</b>
8.1.	Introduction	76
8.2.	Modèle « classique » de diffusion	77
8.3.	Modèle incluant les effets dynamiques excédentaires : DWM model	80
8.4.	Conclusion	94
<b>9.</b>	<b>Circuit Magnétique Equivalent incluant la loi dynamique du matériau</b>	<b>95</b>
9.1.	Introduction	95
9.2.	Elaboration du Circuit Magnétique Equivalent	96
9.3.	Validation expérimentale	103
9.4.	Conclusion	105
<b>10.</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>107</b>
10.1.	Matériaux liés à leur environnement en Electrotechnique : « aller plus loin »	108
10.2.	Matériaux magnétiques et Electronique de puissance : « innovation»	111
<b>11.</b>	<b>Annexe</b>	<b>115</b>
<b>12.</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>116</b>

**CHAPITRE I. :**  
**PRESENTATION BIOGRAPHIQUE**

# 1. CURRICULUM VITAE

PECCOLO épouse RAULET Marie Ange

Née le 22 janvier 1961 à Toulouse

Nationalité française

Mariée, un enfant

Adresse personnelle : 8, passage des Clos à Sathonay-Village (69580)

Téléphone personnel : +33-(0)4-78-22-08-66

Téléphone professionnel : +33-(0)4-72-43-10-14

Mel professionnel : [marie-ange.raulet@univ-lyon1.fr](mailto:marie-ange.raulet@univ-lyon1.fr)

## 1.1. DIPLOMES ET TITRES

- **1984** : Maîtrise EEA à l'Université Paul Sabatier de Toulouse.
- **1986** : Diplôme d'Ingénieur de l'ENSEEIH de la filière Electrotechnique-Automatique.
- **1987** : Diplôme d'Etude Approfondi « Génie Electrique » préparé au Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle (LEEI) de l'ENSEEIH.
- **1990** : Thèse de doctorat de l'INP de Toulouse, de spécialité Génie Electrique, préparée au LEEI sous la direction de B. Davat et de M. Lajoie-Mazenc et ayant pour titre : « Contribution à la modélisation des machines asynchrones par la résolution pas à pas de l'équation du champ ».



## 1.2. EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

- **1986** : stage d'élève ingénieur dans une société travaillant sur le photovoltaïque à Toulouse.
- **1986** : Maître Auxiliaire pendant 3 mois au lycée technique privé St Joseph à Boulogne sur Mer.
- **1986-1989** : Allocataire d'Enseignement et de Recherche à l'ENSEEIHHT.
- **1989-1991** : Attachée Temporaire d'Enseignement et de Recherche à l'ENSEEIHHT.
- **1991 à ce jour** : Maître de Conférences à l'Institut Universitaire de Formation des Maîtres de l'Académie de Lyon, établissement intégré à l'Université Claude Bernard de Lyon depuis le 1<sup>er</sup> Juillet 2007.

## 2. ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT

### 2.1. ENSEIGNEMENT EN TANT QUE MAITRE AUXILIAIRE

- **1986** : *Cours et TP de Génie Electrique – BEP et BAC technologiques STI.*  
J'ai commencé mes activités d'enseignement au lycée technique privé St Joseph situé à Boulogne sur Mer où j'effectuais un service de 21 heures par semaine. Mon enseignement portait sur des disciplines du Génie Electrique (électricité, informatique industrielle, électronique) destinées à des élèves préparant un BEP ou le BAC technologique STI. Mon expérience a duré trois mois, à l'obtention d'une allocation de l'enseignement supérieur, j'ai démissionné de ce poste.

### 2.2. ENSEIGNEMENT EN TANT QU'AER

- **1986-1989** : *TP et TD d'électrotechnique – 3e année ingénieur et DESS Électronique de Puissance (192h/an).*

J'ai démarré mes activités d'enseignement supérieur en tant qu'Allocataire d'Enseignement et de Recherche à l'ENSEEIHIT où j'assurais un service annuel statutaire de 192 heures équivalentes TD. J'ai dispensé des Travaux Dirigés d'électrotechnique (20 h/an) et j'ai essentiellement encadré des séances de Travaux Pratiques d'électrotechnique et d'électronique de puissance.

Les TP adressés aux élèves ingénieurs de 3<sup>ième</sup> année et aux étudiants du DESS d'Electronique de Puissance de l'Université Paul Sabatier de Toulouse étaient identiques et portaient sur : les régimes transitoires des machines, l'étude de différents convertisseurs statiques, les méthodes numériques, les différents procédés de variation de vitesse des

machines.

Durant mes activités d'enseignement, j'ai mis en œuvre une manipulation utilisant le logiciel de simulation de convertisseurs statiques SCRIPT développé au LEEI.

## **2.3. ENSEIGNEMENT EN TANT QU'ATER**

- **1989-1991** : TD et TP d'électrotechnique et d'électronique de puissance – 3<sup>e</sup> année ingénieur et DESS *Electronique de Puissance (192h/an)*. Cours et TD d'électrotechnique en formation continue (20h/an). J'ai continué mes activités pédagogiques durant les années 89-91 en tant qu'ATER à l'ENSEEIH. Les enseignements de TD et TP d'électrotechnique et d'électronique de puissance étaient identiques à ceux dispensés durant les années scolaires 86 à 89. J'ai participé à la révision de deux ouvrages pédagogiques. Durant ces années il m'a été confié la responsabilité du module Electrotechnique aux IVFC (Ingénieur par la Voie de la Formation Continue). L'ENSEEIH avait mis en place une structure permettant la formation de techniciens supérieurs en vue d'une admission sur titre en 2<sup>ème</sup> année ingénieur. Mon enseignement (20h/an) était constitué de 50% de cours par correspondance ce qui m'a amenée à composer plusieurs polycopiés.

## **2.4. ENSEIGNEMENT EN TANT QUE MAITRE DE CONFERENCES A L'IUFM DE LYON**

### **2.4.1. Le contexte**

Depuis ma nomination à l'IUFM, mon parcours professionnel n'a pas été linéaire et a subi deux virages que je pourrais qualifier de ruptures.

Durant ma première année d'exercice, tous mes enseignements ont été dispensés au sein de l'Université Claude Bernard dont la CSE m'avait recrutée. Le détail de ces enseignements est donné par la suite.

Au printemps **1992**, la Direction de l'IUFM a décidé de créer un pôle technologique et professionnel regroupant la formation des maîtres pour les lycées techniques et professionnels. J'ai quitté par conséquent l'équipe pédagogique de l'Université Lyon1 ainsi que mes enseignements afin de me consacrer à la mise en place de ce pôle pédagogique.

Cette réorientation constitue le premier virage de mon cursus professionnel.

De **1992 à 1994** j'étais coresponsable de la préparation au CAPET Génie Electrique qui regroupait alors une trentaine d'étudiants et le volume horaire annuel de la formation était de 600 heures d'enseignement intégralement effectué au sein de l'IUFM. J'ai contribué pendant cette période à la mise en place d'une salle de manipulations (machines).

De **1992 à 2008**, tout mon service d'enseignement a été dispensé à l'IUFM de Lyon au sein de plusieurs filières dont principalement la filière Génie Electrique. Le détail de mes enseignements est donné par la suite.

En **2009**, suite à une baisse constante et inquiétante des effectifs de la filière GE de l'IUFM, j'ai commencé à compléter mon service d'enseignement à l'IUT de l'Université Claude Bernard.

Enfin, **l'année 2010-2011** constitue le second virage de ma carrière professionnelle à l'IUFM. Suite à la réforme de « mastérisation » de la formation des maîtres, un master regroupant les voies technologiques et professionnelles a été créé à l'IUFM de Lyon. Mon implication dans ce master est au niveau du parcours Génie Electrique dont je suis responsable.

La baisse amorcée depuis plusieurs années des effectifs de la filière GE ainsi que les nouvelles règles liées à la « mastérisation » transposées à la voie de la formation des maîtres pour les lycées professionnels suscitent des inquiétudes pour le futur de ce parcours.

Cette année, le nombre réduit d'heures d'enseignement disponible dans mon domaine à l'IUFM m'amène à faire plus du 3/4 de mon service statutaire (140 heures) à l'IUT de l'Université Claude Bernard.

Je vais à présent détailler mes actions de formation au sein de l'IUFM puis à l'Université Claude Bernard et à l'IUT.

#### **2.4.2. Activités en 1<sup>ière</sup> année de 1992 à 2010**

Jusqu'en 2010, les IUFM offraient deux années de formation dont les missions fondamentales étaient : de préparer aux différents concours de l'Education Nationale, c'est en grande partie

l'objectif visé par la 1<sup>ère</sup> année de formation, et, de faire acquérir les compétences indispensables à la pratique professionnelle du métier d'enseignant, c'était le rôle de la 2<sup>ème</sup> année de formation. Mon intervention a eu lieu dans les deux volets de formation dont je détaille la répartition de mes activités d'enseignement par filière c'est-à-dire par public concerné avec un nombre d'heures approximatif par année ; la valeur moyennée sur la période 1992 à 2010 est de 200 h/an.

#### **2.4.2.1. Préparation au CAPET de Génie Electrique**

- **1992 à 2004** : *Cours, TD et TP d'électrotechnique et d'électronique de puissance (150h/an)*. J'ai été nommée coresponsable de la préparation au CAPET de Génie Electrique de 1992 à 1994. Durant ces deux années, j'ai aidé un PRCE de Génie Electrique de l'IUFM de Lyon, à mettre en place cette formation au sein de l'IUFM de Lyon situé à Villeurbanne (dans les locaux de l'ex Ecole Normale Nationale d'Apprentissage). J'ai participé à la création d'une salle de manipulations d'électrotechnique. J'enseignais les matières liées au Génie Electrique, à savoir : l'électrotechnique (machines électriques, circuits triphasés équilibrés et déséquilibrés), l'électronique de puissance (convertisseurs statiques, pollution du réseau), la technologie (lecture de schémas, constitution de machines, analyse de sous-systèmes). Cette activité a pris fin en 2004, date à laquelle le Ministère de l'Education Nationale a fermé le concours du CAPET de Génie Electrique.

#### **2.4.2.2. Préparation au CAPLP de Génie Electrique**

- **1995 à 2010** : *Cours, TD et TP d'électrotechnique et entraînement aux Epreuves Orales de Dossier et de Technologie (150h/an) – Responsable de la formation durant 2009-2010*. Cette formation a été rajoutée à la carte des formations de l'IUFM de Lyon en 1995. La préparation au CAPLP GE était commune à 90% avec celle du CAPET, seul l'entraînement à l'épreuve orale de dossier était différencié. A la fermeture du CAPET GE, mes activités d'enseignement ont continué avec les candidats préparant le CAPLP GE.

De **2009 à 2010**, j'ai été nommée responsable disciplinaire du Génie Electrique à l'IUFM de Lyon. Ma fonction consistait à organiser la préparation au concours du CAPLP GE et à coordonner la partie disciplinaire de la formation des professeurs stagiaires en Génie Electrique. Ma mission a aussi consisté à contribuer à l'élaboration de la maquette Master

Enseignement « Ingénierie de Formations Educatives, Techniques et Professionnelles » IFETP au sein duquel est intégré le parcours GE dont je suis responsable.

### **2.4.2.3. Préparation au CAPES de Physique et Electricité Appliquée**

- **2003-2004** : *Cours, TD, TP de magnétisme et d'électricité appliquée (50h/an) – Responsable de la formation.*

Durant l'année scolaire 2002-2003, j'ai entrepris le projet passionnant de faire ouvrir sur Lyon la préparation au CAPES de Physique et Electricité Appliquée (PEA). Soutenue par la Direction de l'IUFM de Lyon à laquelle j'avais soumis ce projet, j'ai monté un dossier qui a reçu l'agrément du MEN.

La préparation au CAPES PEA, formation conjointe à l'IUFM de Lyon et à l'Université Claude Bernard de Lyon, a vu le jour en 2003. Sa durée de vie a été de seulement un an liée à la fermeture de nombreux concours dont celui du CAPES de Physique et Electricité Appliquée (et celui aussi du CAPET de Génie Electrique) en 2004.

J'étais responsable de cette préparation où je donnais des enseignements spécifiques de magnétisme (30 h/an) et entraînaï les étudiants à l'épreuve de Travaux Pratiques (transformateur, machines tournantes, mesure de puissance) du concours (20 h/an).

### **2.4.2.4. Préparation au CAPLP de Mathématiques et Sciences**

#### **Physiques**

- **1998-1999 puis 2007-2010** : *Cours et TD d'électricité et de magnétisme (32h/an).* Cet enseignement a pour but d'approfondir les connaissances d'électricité (loi des nœuds et des mailles, sinusoïdal monophasé et triphasé, amplificateur opérationnel, transformateur, régime oscillant) et de magnétisme (outils pour l'étude de circuits magnétiques). Le programme que j'enseignais représentait environ 10% du programme de Physique exigé aux épreuves écrites du concours.

### **2.4.3. Activités en 2<sup>ième</sup> année de 1992 à 2010**

#### **2.4.3.1. Formation des stagiaires Certifiés (CAPET et CAPLP) et Agrégés de Génie Electrique**

- **1992-2010** : *visites en établissement, apport pédagogique, veille technologique (30h/an).*

Depuis mon entrée dans la formation des maîtres, l'encadrement des professeurs stagiaires représentait une part croissante de mes activités pédagogiques d'année en année. J'assurais des visites formatives et certificatives des stagiaires dans leur établissement d'affectation.

Je dispensais aussi des formations à caractère pédagogique dont les objectifs étaient de travailler les référentiels de formation (BEP, BAC PRO), de passer des référentiels à des objectifs opérationnels et enfin d'analyser les démarches d'apprentissage (inductive). J'assurais aussi des formations portant sur la veille technologique en Génie Electrique (énergie renouvelable, matériaux nouveaux en génie électrique) qui constitue un aspect important dans le domaine technique.

Il m'est difficile de donner de façon précise et exhaustive le volume horaire pour chaque année consacré à ce suivi, car le nombre d'heures de formation fluctuait en fonction des plans de formation et des effectifs fortement variables. Une moyenne de 30h/an représente pour ces dix dernières années une estimation correcte.

#### **2.4.3.2. Formation des stagiaires Certifiés et Agrégés de Sciences Physique et Chimie et de PEA**

- **2004-2010** : *visite en établissement (30h/an) – Responsable de la filière PEA de 2004 à 2006.*

La suite logique de l'ouverture de la préparation au CAPES de PEA en 2003-2004 a été la mise en place d'une formation pour les stagiaires certifiés ou agrégés de PEA. J'ai donc créé et dirigé une formation qui en 2006, suite à une restructuration des filières de l'IUFM, a fusionné avec la formation des stagiaires de Sciences Physique et Chimie. De 2004 à 2010 j'assurais des visites en établissement de stagiaires de PEA (agrégés car l'Agrégation de PEA est maintenue) et de professeurs Certifiés et Agrégés de Sciences Physiques et Chimie.

#### **2.4.4. Préparation à l'Agrégation interne de Génie Electrique – Formation continue**

➤ **1999-2004 :** *Cours d'électrotechnique (20h/an) - Responsable de la formation.*

En 1999, compte tenu d'un vivier important de candidats potentiels à l'Agrégation interne de Génie Electrique, j'ai décidé de mettre en place sur Lyon une préparation à ce concours. Avec le soutien du Rectorat de l'Académie de Lyon, d'enseignants de l'IUFM, d'enseignants de l'IUT B et de l'Université Claude Bernard de Lyon et aussi de l'Ecole Centrale de Lyon, j'ai créé cette formation qui a été fermée en 2006 suite à un tarissement des candidats lié à une conséquence directe de la fermeture du CAPET de Génie Electrique.

J'étais responsable de cette préparation et enseignais l'électrotechnique (variation de vitesse des machines électriques) et le magnétisme dans les matériaux magnétiques.

#### **2.4.5. Enseignement aux masters de l'IUFM : 2010-2011**

Depuis septembre 2010, l'IUFM dispense des nouveaux masters à voie pédagogique. Ma participation se situe principalement dans le parcours Génie Electrique du master IFETP déjà mentionné. Les domaines dans lesquels j'interviens sont typiquement ceux dispensés jusqu'à présent dans les années antérieures et le volume horaire escompté de mes enseignements est de 80 heures pour cette année.

J'ai aussi une implication plus restreinte au sein du master EDSE (Enseignement des Disciplines aux Sciences Expérimentales) où mon action se situe dans le parcours Sciences Physique Chimie. Je suis responsable des montages d'électromagnétisme que j'encadre en M1 et M2, cela représente un volume horaire annuel de 20 heures.



## 2.5. ENSEIGNEMENT A L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON ET A L'IUT

### 2.5.1. A l'Université Claude Bernard

Durant la première année de ma nomination, j'ai dispensé tous mes enseignements à l'Université Claude Bernard de Lyon. Je suis intervenue en cours et TD de techniques numériques à la Licence d'Ingénierie Electrique (50 heures), puis en TP et TD d'électrotechnique en maîtrise EEA pour le reste de mon service.

### 2.5.2. A l'IUT

Compte tenu de la diminution du nombre de candidats préparant le concours du CAPLP Génie Electrique et de la baisse des effectifs de stagiaires, mais aussi de la réduction du nombre d'heures de formation et du contexte lié à la « Mastérisation » de la Formation des Maîtres, j'exerce depuis 2008 des enseignements à l'IUT de l'Université Claude Bernard de Lyon afin de compléter mon service statutaire.

Mon intervention à l'IUT se situe au sein des deux départements : GIM (Génie Industriel et Maintenance) et GEII (Génie Electrique et Informatique Industrielle). Depuis 2008, mon nombre d'heures d'enseignement est en augmentation d'année en année.

**2008 à ce jour** : TD de technologie d'électricité (36 heures) en 2<sup>ème</sup> année du Département GIM et TP de magnétisme (24 heures) en 1<sup>ère</sup> année dans le même Département.

Depuis 2008, le Chef du Département GIM m'a confié la responsabilité du module Technologie et Maintenance en Electricité. J'assure dans ce module 12h/an de Cours-TD portant sur la technologie d'électricité (distribution électrique), je dispense cet enseignement à trois groupes d'étudiants (36 heures par an). J'encadre aussi 24h de TP de magnétisme aux étudiants de 1<sup>ère</sup> année du même département.

➤ **2009 à ce jour** : TP de génie électrique en 1<sup>ère</sup> année et 2<sup>ème</sup> année du Département GEII.

Depuis 2009, j'interviens aussi dans le département GEII pour encadrer des TP de génie électrique (machines tournantes, transformateur, mesure de puissances...). J'ai dispensé en 2009-2010 35 heures de TP, mon intervention s'élève cette année à 95 heures.

## **3. ACTIVITES ADMINISTRATIVES**

### **3.1. AU SEIN DE L'IUFM DE LYON**

- **1992-1999** : Membre du conseil d'Administration (2 mandats).
- **2003-2007** : Membre de la Commission de Spécialistes N°3 (pluridisciplinaire) (2 mandats).
- **1998-2000** : Responsable de la Commission de recrutement des enseignants du second degré dans le domaine Scientifique et Technique.
- **2000-2002** : Membre de la Commission de recrutement des enseignants du second degré dans le domaine Scientifique et Technique.

### **3.2. AU SEIN DE L'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD DE LYON**

- **1998-2007** : Membre nommé de la Commission de Spécialistes 63<sup>ième</sup> section.
- **2008-2009** : Membre nommé du Comité de Sélection 63<sup>ième</sup> section.

### **3.3. A L'EXTERIEUR DE LYON**

- **2009-2010** : Membre nommé du Comité de Sélection 63e section à l'ENSE3 de Grenoble.

## **4. ACTIVITES DE RECHERCHE**

### **4.1. RAPPEL DES ACTIVITES DU DOCTORAT**

En novembre 1986, je suis rentrée au LEEI (Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique Industrielle) récemment devenu laboratoire Laplace de l'ENSEEIH de Toulouse pour y préparer un DEA de Génie Electrique.

Suite à ce DEA, je suis restée dans le même laboratoire pour y effectuer une thèse de doctorat portant sur un sujet lié à la modélisation des systèmes électromagnétiques par des méthodes numériques. Mon travail a consisté à prendre en compte le mouvement par l'introduction d'un macro élément dans un logiciel de calcul de champs 2D basé sur la méthode numérique des éléments finis. Je me suis ensuite intéressée au couplage des équations de champs et des équations des circuits électriques puis à prendre en compte la saturation du circuit magnétique. La mise en œuvre du logiciel que j'ai élaboré, m'a permis d'orienter mes études vers la modélisation des machines asynchrones à cage. Je me suis intéressée à l'analyse de phénomènes liés à la structure de la machine (effet pelliculaire, forme des encoches, oscillation de denture).

Ces travaux de recherche m'ont permis d'une part de me spécialiser dans les techniques numériques de calcul de champs et, d'autre part, de préciser mes connaissances sur le fonctionnement des machines électriques asynchrones.

### **4.2. INTEGRATION AU SEIN DU LABORATOIRE**

En 1991, à la suite de mon recrutement en tant que Maître de Conférences à l'IUFM de Lyon, j'ai intégré le laboratoire LEEP (Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance) situé à l'Université Claude Bernard de Lyon. Dans ce laboratoire, d'un effectif réduit (8 permanents dont 5 enseignants chercheurs), dont la thématique était l'étude des machines électriques et des

convertisseurs de puissance, j'ai décidé de travailler sur la modélisation des pertes fer dans les machines.

En 1995, le laboratoire LEEP a été intégré au Centre de Génie Electrique de LYon qui est une Unité Mixte de Recherche CNRS (UMR 5005) multi établissements regroupant l'Ecole Centrale de Lyon, l'INSA de Lyon et l'Université Claude Bernard de Lyon. J'ai décidé d'intégrer l'équipe « modélisation » du CEGELY toujours sur le site de l'Université Claude Bernard. En 2000, suite à une restructuration des équipes du laboratoire CEGELY, l'équipe « matériaux » a été créée, je me suis associée à cette équipe.

En 2007, le CEGELY en fusionnant avec un laboratoire de l'INSA et en intégrant une équipe de génomique de l'Université Claude Bernard de Lyon est devenu le laboratoire Ampère. L'équipe « matériaux » dont je fais toujours partie est, au 1<sup>er</sup> janvier 2010, associée à l'équipe « Electronique de Puissance et intégration » pour former le Département Energie Electrique.

### **4.3. ACTIVITES SCIENTIFIQUES POSTDOCTORALES**

A ma nomination en tant que Maître de Conférences, durant les années 1991 à 1993, je me suis impliquée au titre de l'IUFM de Lyon, dans un projet de recherche nommé « FORMADIS ». Ce projet, impulsé par le Directeur de l'IUFM, visait à concevoir un outil de FORMation A DIStance. Par faute de moyens humains, financiers et de reconnaissance dans le domaine de la recherche, le projet a périclité en 1993.

Mes activités de recherche scientifique ont réellement démarré en 1994 à la suite du recrutement d'un nouveau professeur d'Université affecté au LEEP qui a œuvré pour la création d'une nouvelle thématique portant sur les matériaux magnétiques. L'existence identifiée de cette thématique et le contexte scientifique apporté par le CEGELY ont contribué au démarrage de mes activités de recherches postdoctorales.

Dans la continuité de mes activités de calcul de pertes fer dans les matériaux magnétiques, j'ai co-encadré le travail de thèse d'Olivier Ninet qui s'est intéressé à l'intégration du modèle d'hystérésis statique de Preisach Néel dans un code de calcul de champs 2D par éléments finis élaboré au laboratoire CEGELY. Ces activités m'ont permis d'appréhender l'intégration d'une loi statique réaliste complexe de matériau dans un code de calcul de champs. Ces travaux de thèse dont la

soutenance a eu lieu en 1996, ont aussi fédéré les compétences de chercheurs du laboratoire dans les thématiques de la modélisation par calcul de champs et des matériaux magnétiques.

J'ai continué mes travaux en m'intéressant à la validation des modèles de pertes fer développés au laboratoire. Pour ce faire, une vérification originale par voie thermique des modèles du laboratoire a été effectuée. Cette activité a conduit à établir une collaboration avec le laboratoire L2ES (Laboratoire en Electronique, Electrotechnique et Systèmes) situé à Belfort dont une des équipes est spécialisée en Thermique. C'est dans ce cadre que Baïram Behn Abdalah a effectué sa thèse en cotutelle avec les deux laboratoires CEGELY et L2ES sous ma codirection. La soutenance a eu lieu en 2002.

L'élaboration de lois précises et réalistes de matériaux magnétiques et l'intégration de ces lois ou de modèles de matériaux existants dans des simulateurs de circuits électromagnétiques constituent les activités formant le fil conducteur de mes travaux scientifiques de recherche.

Toujours dans la même directive de recherche, j'ai participé à l'encadrement des travaux de thèse de Benjamin Ducharne qui a soutenu son mémoire de doctorat en 2004. Les travaux effectués avaient pour ambition de fournir au laboratoire un outil de simulation de circuits magnétiques économe en temps et données et prenant en compte de façon précise le comportement dynamique des matériaux magnétiques. Ces activités de thèse ont doté le laboratoire d'un modèle original d'hystérésis statique appelé DSHM utilisé encore de nos jours par les membres de l'équipe « matériaux magnétiques ». Lors de ces travaux, des ébauches d'association de tubes de flux dynamiques entre eux afin de modéliser un circuit de forme quelconque ont été entreprises. Ces travaux ont permis de montrer la faisabilité du couplage de modèles de tubes de flux dynamiques pour représenter le comportement temporel d'un circuit de forme quelconque.

Mes activités ont continué par l'encadrement des travaux de thèse de Romain Marion dont l'objectif était d'élaborer des lois précises de comportement statique et dynamique de matériaux afin de pouvoir les implanter dans des simulateurs de dispositifs électromagnétiques.

Par souci de simplification, le modèle de JA a retenu notre attention. Travailler sur ce modèle a fait l'objet d'une grande partie du travail de thèse de Romain Marion. Ces travaux de thèse ont doté le laboratoire d'un outil d'optimisation des paramètres de JA par la méthode originale d'essaim particulière (PSO en anglais). L'intégration du modèle de JA dans le modèle de diffusion magnétique (DWM) et le modèle de tube de flux global (DSF) du laboratoire ainsi que leur validation ont muni le laboratoire d'outils fiables couramment utilisés encore aujourd'hui par les

membres de l'équipe « Matériaux Magnétiques». La soutenance de cette thèse est prévue pour le 13 décembre 2010.

Jusqu'à présent, les applications visées sont celles liées au domaine de l'Electrotechnique, c'est à dire des systèmes fonctionnant à basse fréquence. Le contexte du laboratoire me permet de côtoyer des chercheurs du domaine de l'Electronique de Puissance où une forte demande concernant l'élaboration de modèles précis de composants magnétiques de puissance se fait sentir. Désireuse de diversifier et d'étendre le domaine d'applications de mes recherches, j'ai décidé d'orienter mes activités vers ce nouvel axe en co encadrant les travaux de thèse de Thibaut Chailloux. Le sujet de sa thèse porte sur l'élaboration d'une inductance pour un filtre passif discret destiné à fonctionner à température élevée. Cet objectif passe par l'étape incontournable du prototypage virtuel que je dirige avec des collègues des équipes « Electronique de Puissance et Intégration » du laboratoire Ampère et des chercheurs du G2Elab de Grenoble. La modélisation de matériaux innovants soumis à des sollicitations temporelles sévères et exposés à des contraintes environnementales liées à la haute température sont les nouveaux défis qui m'attendent et qui définissent un de mes objectifs scientifiques.

#### **4.4. OBJECTIFS SCIENTIFIQUES**

Le résumé des mes objectifs scientifiques dans le Département Energie Electrique du laboratoire Ampère est présenté ci-dessous.

Un des projets actuels qui fédère les groupes « Matériaux » et « EPI » du département Energie Electrique du laboratoire est l'élaboration d'un filtre passif discret à haute tenue en température. Ma priorité scientifique s'inscrit dans ce projet par la contribution au prototypage virtuel de l'inductance du filtre. Créer un modèle de matériau permettant de représenter son comportement dynamique sur plusieurs décades de fréquences (de 10Hz au MHz) constitue un des points clefs de la modélisation de l'inductance. Dans cette optique, une collaboration avec des chercheurs du G2Elab est opérée et la prospection vers des approches mathématiques de représentation comme celle par dérivation fractionnaire déjà initiée est aussi envisagée.

Un autre point clef du prototypage virtuel de composants magnétiques est la prise en compte des effets liés aux contraintes thermiques. Actuellement, nous mettons en place un couplage faible

magnétique thermique par variation paramétrique. Dans le futur, nous prévoyons d'effectuer un couplage fort magnétothermique.

Toujours dans l'optique de contribuer au développement d'outils d'aide au prototypage virtuels de convertisseurs statiques de puissance, je compte travailler sur la transposition du comportement du matériau vers l'élaboration du composant magnétique passif tenant compte des effets parasites liés aux fréquences élevées. Ce travail aborde différents domaines tels que ceux du magnétisme, de la physique des matériaux, de la comptabilité électromagnétique, des circuits, de la thermique. Ce travail s'inscrit dans la continuité de mes activités dans la communauté avec un fort aspect multi physique.

## **4.5. COLLABORATIONS SCIENTIFIQUES ET RELATIONS AVEC LE MILIEU INDUSTRIEL**

### **4.5.1. Collaborations scientifiques : au sein du laboratoire, nationales et internationales.**

- **1994-1997** : dans le cadre des travaux de thèse d'Olivier Ninet, j'ai travaillé avec des chercheurs de la thématique « modélisation par méthode numérique » du CEGELY.
- **1999-2002** : j'ai participé à la collaboration établie entre les laboratoires CEGELY et L2ES de Belfort pour mener à bien les travaux de thèse de Baïram Behn Abdallah. Cette collaboration a aussi débouché sur la participation à un GDR.
- **2005-2010** : j'ai de nouveau travaillé avec des membres de l'équipe « modélisation » du laboratoire CEGELY lors des travaux de thèse de R. Marion.
- **Depuis 2009** : j'entretiens une étroite collaboration avec l'équipe EPI du laboratoire Ampère et l'équipe « matériaux » du laboratoire G2Elab de Grenoble pour mener à bien les travaux de thèse de Thibaut Chailloux.
- **Depuis 2009** : l'objectif d'étendre mon domaine d'application à des systèmes fonctionnant à des fréquences élevées m'a amenée à établir une collaboration avec des chercheurs du Laboratoire de Génie Electrique et de Ferroélectricité (LGEF) de l'INSA de Lyon. Ce laboratoire possède une expérience avérée sur la modélisation dynamique des céramiques ferroélectriques par la méthode de la dérivée fractionnaire. Mon objectif est

de voir comment utiliser cette technique mathématique au service de la représentation dynamique des matériaux magnétiques.

#### **4.5.2. Relations avec le milieu industriel**

- **1994** : j'ai été coresponsable d'un contrat de prestation passé avec la société Luxalp. Le sujet du contrat s'intitulait « la modélisation en vue de l'optimisation d'une ventouse électromagnétique ».
- **1995** : j'ai été responsable scientifique d'un contrat de prestation passé avec la société Plastohm. Il s'agissait de travailler sur « l'optimisation d'outils d'orientation magnétique par aimants permanents ».
- **2005-2007** : j'ai été responsable scientifique du contrat de recherche passé avec la société Schneider Electric. Ce contrat sur lequel j'ai travaillé consistait à doter la société d'un logiciel permettant la simulation d'une chaîne complète de disjoncteurs différentiels incluant le comportement dynamique des matériaux magnétiques.
- **2009** : j'ai participé à un contrat de prestation passé avec la société ABB. L'objectif du contrat était de fournir un modèle de capteur de courant incluant les effets dynamiques des matériaux et de vérifier la validité de ce modèle.
- **2009** : j'ai participé à un contrat de prestation passé avec la société Erce-Platurgie. Ma tâche consistait à effectuer une recherche bibliographique portant sur les matériaux magnétiques composites utilisés pour la fabrication de petits appareillages destinés à des applications grand public.
- **2010** : je travaille actuellement sur un contrat de prestation passé avec la société Transrail BG. Il s'agit d'analyser le domaine de validité de la détermination des pertes fers dans certains dispositifs (inductances de lissage, transformateurs) par la formule de Steinmetz.

#### **4.5.3. Membre du comité scientifique de colloque**

- **2005** : Secrétaire et coorganisatrice du colloque MGE2005 (Matériaux pour le Génie Electrique) qui a eu lieu à Lyon les 8 et 9 décembre 2005.
- **Depuis décembre 2005** : Membre nommé du comité scientifique du colloque MGE.



## 4.6. ENCADREMENT DE JEUNES CHERCHEURS

### 4.6.1. Co-encadrements de doctorants

#### 4.6.1.1. Thèses soutenues

➤ **Olivier Ninet,**

« Prise en compte du phénomène d'hystérésis dans un logiciel de calcul de champ 2D en magnétostatique : validation expérimentale ».

Soutenue le 16 décembre 1996 à l'Ecole Centrale de Lyon.

Jury : F. Bouillault, N. Burais, A. Kedous-Lebouc, J.P. Masson, G. Meunier, A. Nicolet, M.A. Raulet

Co-encadrement avec J.P. Masson.

➤ **Bäïram Behn Abdallah,**

« Conception et test d'un démonstrateur dédié à la validation de modèles locaux de pertes fer par méthode thermique ».

Soutenue le 14 octobre 2002 à l'Université Claude Bernard de Lyon.

Jury : A. Lebouc, F. Piriou, R. Glises, J.M. Kauffmann, X. Lallemand, J.P. Masson, M.A. Raulet

Co-encadrement avec J.P. Masson et Reynald Glises.

➤ **Benjamin Ducharme**

« Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local ».

Soutenue le 19 décembre 2003 à l'Université Claude Bernard de Lyon.

Jury : J.P. Masson, R. Barrué, F. Fiorillo, A. Kedous-Lebouc, M.A. Raulet

Co-encadrement avec J.P. Masson.

#### 4.6.1.2. Thèses en cours

➤ **Romain Marion,**

« Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie

électrique».

Soutenance prévue le 13 décembre 2010.

Jury : P. Dular, H. Fraisse, Noël Burais, L. Krähenbühl, A. Kedous-Lebouc, M.A. Raulet, N. Sadowski

Co-encadrement avec L. Krähenbühl.

➤ **Thibaut Chailloux,**

« Modélisation et réalisation d'une inductance de filtrage haute température ».

Soutenance prévue fin 2011.

Co-encadrement avec C. Joubert et C. Martin.

#### **4.6.2. Encadrement ou co-encadrement de DEA ou Master Recherche**

➤ **Nicolas Siauve,**

DEA Génie Electrique, « Introduction d'un module de calcul de pertes fer dans un logiciel de modélisation comportementale de machines électriques», 1999.

➤ **Zinedine Kebbour,**

DEA Génie Electrique, « Optimisation d'un paramètre de comportement dynamique de circuit magnétique », 2003.

### **4.7. LISTE DES TRAVAUX ET PUBLICATIONS**

#### **4.7.1. Thèse de doctorat**

➤ **M.A. PECCOLO,**

« Contribution à la modélisation des machines asynchrones par la résolution pas-à-pas de l'équation du champ ».

Soutenue le 29 octobre 1990 à l'INP Toulouse.

Jury : M. Marty, B. Davat, P. Auriol, M. Lajoie-Mazenc, R. Barbarin.

#### 4.7.2. Articles de revues internationales (avec comité de lecture)

- **Peccolo M.A.**, Marthouret F., Masson J.P., Fraisse H.  
« Frequency limits of a large signal dynamical model of magnetic circuits ».  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 160, 1996.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, D. Gaude  
« Presentation and experimental validation of a behavioral model of dynamic properties for magnetic materials ».  
Journal Physique IV, Vol. 8, N°2, 1998, pp 619-622.
- **Raulet M.A.**, Masson J.P, Gaude D.  
« Introduction d'une représentation dynamique de matériau dans l'équation de diffusion du champ magnétique ».  
European Physical Journal Applied Physic (ex Journal de Physique III) Vol.1, N°1, 1998, pp 73-76.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, H. Fraisse, J.J. Rousseau.  
« Test of the sample geometry independence of a dynamic hysteretic behavioural model of magnetic materials ».  
Journal of Magnetism and Magnetic Materials Vol. 215-216, 2000, pp 620-622.
- Lebouc, F. Alves, J.P. Chabrerie, J.P. Masson, B. Cornut, **M.A. Raulet**,  
B. Ben Abdallah, A. Benchali, T. Chevalier.  
« Modélisation des pertes et du cycle d'hystérésis dynamique des tôles magnétiques ».  
RIGE Vol. 5, N02, 2002, pp 383-392.
- **M.A. Raulet**, B Ducharne, J.P. Masson, G. Bayada.  
« The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis: a linear formulation of the problem ».  
IEEE Transactions on Magnetics Vol. 40, N°. 2, 2004.
- B. Ducharne, **M.A. Raulet**, J.P. Masson  
« Modélisation de circuits magnétiques inhomogènes ».  
RIGE Vol. 8, N° 1, 2005, pp 87-95.
- **M.A. Raulet**, F. Sixdenier, B. Guinand, L. More, R. Goyet.  
« Limits and rules of use of a dynamic flux tube model ».  
COMPEL Vol. 27, N°1, 2008, pp 256-265.
- F. Sixdenier, **M.A. Raulet**, L. Morel, F. Marthouret.  
« Contribution à la modélisation d'un disjoncteur différentiel ».  
RIGE Vol. 11, N°2-3, 2008, pp 373-384.
- F. Sixdenier, **M.A. Raulet**, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, F. Allab  
« Dynamical models for eddy-current in ferromagnetic cores introduced in a FE tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay ».  
IEEE Transaction on Magnetics Vol. 44, N° 6, 2008, pp 866-869.
- R. Marion, R. Scorretti, N. Siauve, **M.A. Raulet**, L. Krähenbühl  
« Identification of Jiles-Atherton model parameters using Particule Swarm Optimization ».  
IEEE Transaction on Magnetics Vol. 44, N° 6, 2008, pp 894-897.
- R. Marion, **M.A. Raulet**, F. Sixdenier, L. Krähenbühl  
« Homogénéisation d'un Modèle Complet de Diffusion Magnétique: un Modèle Simple de Représentation Dynamique de Circuit ».  
European Journal of Electrical Engineering EJEE (ex RIGE), Vol. 12, N°4, 2009, pp 475-486.

### 4.7.3. Conférences internationales (avec comité de lecture et acte)

- **M.A. Peccolo**, B. Davat, M. Lajoie-Mazenc  
« Field calculation in permanent magnet synchronous motors with considering rotor movement ».  
ISEF'89, Lodz, Pologne, septembre 1989.
- E. Kassick, **M.A. Peccolo**, B. Davat, M. Lajoie-Mazenc  
« Finite element modeling of induction motor at starting ».  
Compumag, Tokyo, Japon, 1989.
- **M.A. Peccolo**, F. Marthouret, H. Fraisse, J.P.Masson  
« Frequency limits of a large signal dynamical model of magnetic circuits ».  
SMM'12 (Soft Magnetic Materials), Krakovie, Pologne, Septembre 1995.
- Ninet O., **Peccolo M.A.**, Fraisse H., Masson J.P.  
« Experimental validation of a 2-D magnetostatic field calculation including hysteresis ».  
EMF, 3e workshop, Liège, Belgique, 6-10 mai 1996
- O. Ninet , **M.A. Raulet**, J.P. Masson  
« Intégration de l'hystérésis dans l'équation de la magnétostatique : évaluation de cycles mineurs ».  
NUMELEC , Lyon, 19-21 mars 1997
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, D. Gaude  
« Presentation and experimental validation of a behavioral model of dynamic properties for magnetic materials ».  
SMM'13 (Soft Magnetic Materials), Grenoble, France, septembre 1997.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, D. Gaude, O. Ninet,  
« Etude de phénomènes distribués dans l'équation de diffusion du champ magnétique »,  
NUMELEC , Lyon, 19-21 mars 1997, pp 122-123.
- Ninet O., **Raulet M.A.**, Masson J.P.  
« Hysteresis influence study in surface field calculation ».  
EMF, Marseille, France, 12-15 mai 1998, pp 207-212.
- **Raulet M.A.**, Masson J.P.  
« Implementation of a dynamic hysteresis generator in the magnetic field diffusion equation ».  
EMF, Marseille, France, 12-15 mai 1998, pp 445-450.
- J.P. Masson, **M.A. Raulet**  
« Analysis of the magnetic field distribution in the laminations of an Epstein Frame ».  
EMMA, Espagne, 1998.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, H. Fraisse, J.J. Rousseau.  
« Test of the sample geometry independence of a dynamic hysteretic behavioural model of magnetic materials ».  
SMM'14 (Soft Magnetic Materials), Balatonfüred, Hongrie, Septembre 1999.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson, A. Nicolas  
« Reduction of a 2D problem of magnetic field diffusion including Hysteresis through the cross section of a magnetic lamination ».  
Compumag, Sapporo, Japon, 1999.
- **M.A. Raulet**, J.P. Masson.  
« Analyse des limitations d'un modèle de tube de flux hystérétique dynamique pour un

- outil numérique de calcul de champ magnétique ».  
 NUMELEC, Poitiers, 20-22 mars 2000, pp 45-46.
- **M.A. Raulet**, B Ducharne, J.P. Masson, G. Bayada.  
 « The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem ».  
 Compumag, Saratoga Springs, New-York, juillet 2003.
  - **M.A. Raulet**, B Ducharne, J.P. Masson.  
 « Evaluation de cycles dynamiques locaux en tout point d'une section droite de tôle magnétique fonctionnant à flux imposé ».  
 NUMELEC Toulouse, 27-29 octobre 2003, pp 39-40.
  - B. Ducharne, **M.A. Raulet**, J.P. Masson.  
 « Inversion of a magnetic field diffusion model ».  
 SMM'2003 (Soft Magnetic Materials), Düsseldorf (Allemagne), septembre 2003.
  - B. Ducharne, **M.A. Raulet**, J.P. Masson, P. Dular.  
 « Local losses distribution through a 2D core cross section ».  
 Compumag, Shenyang, Chine, 26-30 juin 2005
  - F. Sixdenier, **M.A. Raulet**, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, F. Allab  
 « Electromagnetic relay modelling: a multi-physics problem: part 2: dynamical behaviour of the relay ».  
 Compumag'2007, Aachen, Allemagne, 24-28 June 2007.
  - F. Sixdenier, **M.A. Raulet**, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, F. Allab  
 « Electromagnetic relay modelling : a multi-physics problem: part 1 : modelling of the geometry ».  
 Compumag'2007, Aachen, Allemagne, 24-28 June 2007.
  - R. Marion, R. Scorretti, N. Siauve, **M.A. Raulet**, L. Krähenbühl  
 «Identification of Jiles-Atherton model parameters using Particule Swarm Optimization».  
 Compumag'2007, Aachen, 24-28 June 2007.
  - R. Marion, **M.A. Raulet**, F. Sixdenier, L. Krähenbühl  
 «Discussion about the validity domain of a simple magnetic diffusion model including wall motion ».  
 SMM'2007 (Soft Magnetic Materials), Cardif, 24-28 September 2007.
  - **M.A. Raulet**, F. Sixdenier, B. Guinand, L. More, R. Goyet.  
 « Limits and rules of use of a dynamic flux tube model ».  
 EMF , Aussois, France, 18-22 juin 2006.
  - F. Sixdenier, **M.A. Raulet**, L. Morel, F. Marthouret.  
 « Contribution à la modélisation d'un disjoncteur différentiel ».  
 NUMELEC'06, Lille, France, 29-30 novembre et 1er décembre
  - K. Chawstek, J. Szczyglowski, W. Wilczynski, Y. Zitouni, L. Krähenbühl, R. Marion,  
**M.A. Raulet**,  
 «Modelling minor hysteresis loops in high silicon steel using the modified Jiles-Atherton approach ».  
 Przeglad Elektrotechniczny-2DM : 10th international workshop on 1&2 dimensional magnetic measurement and testing, Royaume Uni, 2008.
  - **M.A. Raulet**, B. Ducharne, D. Guyomar  
 « A novel mathematical approach using fractional derivatives to represent excess losses in magnetic materials ».  
 SMM'2009 (Soft Magnetic Materials), Turin, Italie, 6-9 September 2009.

- F. Sixdenier, M.A. Raulet, B. Lefebvre.  
« Modeling of a current sensor with a F-E tuned MEC: parameters identification protocol ».  
Compumag'2009, Brésil, November 2010.

#### 4.7.4. Conférences nationales (avec comité de lecture et actes)

- B. Ducharne, J.P. Masson, **M.A. Raulet**, L. Morel.  
« Observation des possibilités de détermination d'un grand nombre de cycles d'hystérésis centrés à partir d'une information unique : le cycle majeur ».  
MGE'2003 : Matériaux du Génie Electrique, Grenoble, 2003.
- **M.A. Raulet**, L. Morel, F. Sixdenier, J.P. Masson.  
« Evaluation précise des pertes fer dans un circuit soumis à des excitations rapides : modèle global ou local ? »  
MGE'2005 : Matériaux du Génie Electrique, Lyon, 8-9 décembre 2005.
- R. Marion, **M.A. Raulet**, F. Sixdenier, L. Krähenbühl  
«Homogénéisation d'un Modèle Complet de Diffusion Magnétique: un Modèle Simple de Représentation Dynamique de Circuit ».  
MGE'2008 : Matériaux du Génie Electrique, Toulouse, mai 2008.
- R. Marion, N. Siauve, **M.A. Raulet**, L. Krähenbühl  
«Homogénéisation d'un Modèle Complet de Diffusion Magnétique : un Modèle Simple de Représentation Dynamique de Circuit ».  
EPNC'2008 : XX symposium Electromagnetic Phenomena in Nonlinear Circuits, Lille, 2008.
- T. Chailloux, C. Martin, **M.A. Raulet**, C. Joubert, F. Sixdenier : « Diffusion magnétique homogénéisée : influence du modèle statique »  
MGE'2010 : Matériaux du Génie Electrique, Montpellier, 30 août au 1<sup>er</sup> septembre 2010.

#### 4.7.5. Conférences nationales (avec actes)

- **M.A. Peccolo**.  
« Comparaison des techniques de prise en compte du mouvement ».  
Journées GRECO, 21 avril 1988, EDF Clamart.
- **M.A. Peccolo**,  
« Modélisation des machines et actionneurs à commutation électronique de prise en compte du mouvement ».  
Journées « jeunes chercheurs », présentation FIRELEC, 21 Avril 1989.
- **M.A. Peccolo**, E. Kassick, B. Davat, M. Lajoie-Mazenc,  
« Modélisations des machines asynchrones à cage ».  
Journées GRECO, 25 Mai 1989, Bordeaux.

#### 4.7.6. Ouvrages pédagogiques

- Escaut B., Marty P., Luc S., Batard C., Astier S., Metz M., **Peccolo M.A.**  
« Machines électriques, convertisseurs statiques, entraînement à vitesse variable ».  
Travaux Pratiques, tome 3, édition 1990.
- Dagues B., **Peccolo M.A.**, Oms F., Kuo Peng P.  
« Notes du cours de simulation ».  
Edition 1990.
- **Peccolo M.A.**  
« Circuits électriques en courant alternatif : systèmes monophasé et triphasé équilibré ».  
ENSEEIHT, Formation Continue, édition 1990.
- **Peccolo M.A.**  
« Circuits électriques en courant alternatif : circuits magnétiques linéaires et saturés ».  
ENSEEIHT, Formation Continue, édition 1990.

**CHAPITRE II. :**  
**PRESENTATION DES ACTIVITES**  
**DE RECHERCHE**



## 5. INTRODUCTION GENERALE

Depuis plusieurs décennies, une course est lancée vers l'accroissement des performances technologiques et énergétiques des dispositifs du domaine du génie électrique. La miniaturisation, l'intégration, l'efficacité énergétique ou le fonctionnement avec des conditions sévères d'alimentation (formes d'onde de formes quelconques, fréquences élevées) ou de température auxquels sont soumis les convertisseurs électromagnétiques ou composants magnétiques sont autant de défis qui placent les matériaux au cœur de la conception de nouveaux prototypes.

Un facteur apparu plus récemment qui résulte d'enjeux environnementaux et sociétaux tels que celui lié au développement durable vient renforcer la place occupée par les matériaux dans le domaine de l'ingénierie électrique.

Concevoir des matériaux nouveaux ou innovants et les adapter au mieux au sein d'applications afin d'augmenter leurs performances est l'enjeu relevé par les ingénieurs, concepteurs, industriels et chercheurs du domaine du génie électrique. Dans cet objectif, il est important de posséder un outil d'aide à la conception de prototypes capables à représenter de façon fiable et réaliste les matériaux.

Parmi les diverses approches de représentation de dispositifs électromagnétiques, la méthode basée sur du calcul de champs et celle fondée sur les Circuits Magnétiques Equivalents (CME), constituent les méthodes les plus aptes à intégrer des lois réalistes de matériaux.

La première approche permet de considérer de façon précise les caractéristiques liées à une géométrie complexe et les progrès en informatique autorisent d'envisager actuellement des calculs de champ 2D (1), (2) ou même 3D (3) avec couplage de lois de matériaux. La seconde approche quant à elle simplifie la géométrie du circuit au profit d'une mise en œuvre facilitée et d'un temps de calcul réduit.

Nos travaux s'inscrivent dans le cadre de ces deux approches. L'intégration du modèle d'hystérésis statique de Preisach-Néel dans un code de calcul de champs de type éléments finis 2D a fait l'objet de nos premières activités lors de l'initiation de l'équipe matériaux du laboratoire. Ces travaux ont donné lieu à la soutenance de thèse d'Olivier Ninet (4). Nous ne détaillerons pas ces activités, seules nos contributions visant à améliorer les lois de matériaux pour leur intégration dans une modélisation par Circuit Magnétique Equivalent (CME) sont présentées dans ce mémoire.

D'une façon générale, avant d'aborder l'implémentation de modèles de comportement de matériaux dans des codes de simulation de dispositifs électromagnétiques basés sur des approches diverses on doit se poser le problème de la définition de lois réalistes de matériaux.

C'est dans ce cadre que se situent les activités de ce mémoire, issues du fruit d'activités de recherche personnelles ou d'équipe, ou bien de l'encadrement de travaux de thèses ou encore du résultat de collaborations industrielles.

Notre cursus universitaire et notre environnement professionnel ont orienté nos activités vers des modélisations phénoménologiques des matériaux. Les modèles de lois de matériaux sur lesquels nous avons travaillé font intervenir des grandeurs macroscopiques et sont, par conséquent, transférables dans des outils de simulation employés en ingénierie ou en recherche.

La modélisation du comportement des matériaux se situe à plusieurs niveaux selon les conditions de sollicitation du matériau (excitation en statique ou en dynamique) et le degré de précision réclamé pour la représentation. Nous verrons que la définition d'une loi statique précise de comportement du matériau constitue un préalable indispensable à l'élaboration d'une loi dynamique réaliste.

Le premier chapitre de ce mémoire s'inscrit dans cet objectif et présente les outils que nous avons mis en place pour la représentation du comportement statique du matériau. Nos orientations ont deux visées : la première est de définir un modèle économe en paramètres, en gestion de données et temps de calcul avec l'idée sous-jacente d'une implémentation dans l'une ou l'autre approche de modélisation de dispositifs électromagnétiques ; la seconde privilégie la précision et la fiabilité du modèle. Nous verrons que concilier ces deux objectifs, constitue un réel défi.

Les deuxième et troisième chapitres abordent les différentes représentations de comportement dynamique de matériaux élaborées. Nous avons volontairement scindé l'approche globale

(deuxième chapitre) de l'approche aux dérivées partielles (troisième chapitre) afin de mettre en évidence la complémentarité des deux panoplies d'outils élaborées pour la représentation comportementale dynamique des matériaux.

Le dernier chapitre s'intéresse à l'intégration des différents outils de représentation de matériaux mis en œuvre dans la modélisation de dispositifs électromagnétiques basée sur une approche par CME. L'apport des différents modèles de matériaux est mis en exergue au travers d'une application industrielle réelle.

Pour terminer ce mémoire, nous concluons sur les apports et les limitations des différents modèles mis en œuvre, puis nous définissons les perspectives déjà engagées et à venir.

# 6. MODELISATION DU COMPORTEMENT STATIQUE

## 6.1. INTRODUCTION

La détermination de lois de comportement statique de matériaux magnétiques n'est pas seulement nécessaire pour l'obtention de pertes fer statiques ou de formes d'ondes temporelles en champ ou en induction, mais constitue généralement une donnée indispensable pour l'élaboration de modèles dynamiques comme nous le verrons dans le chapitre suivant. Dès lors que le matériau est sollicité par une excitation de forme d'onde induisant des cycles de recul ou des cycles mineurs, l'utilisation d'un modèle d'hystérésis statique élaboré s'avère indispensable pour une représentation réaliste du comportement du matériau.

La compréhension des phénomènes qui régissent le comportement des matériaux magnétiques a toujours préoccupé les hommes depuis les temps les plus anciens. C'est à partir du XIX<sup>ième</sup> siècle avec la naissance de la physique moderne qu'ont été fondées les premières théories expliquant l'origine microscopique des phénomènes expliquant le comportement des matériaux magnétiques. À cette époque, les premières représentations de comportement de matériaux comme celle de Paul Langevin (1872-1946) pour les matériaux diamagnétiques ou bien encore celle de Pierre Weiss (1865-1940) pour les matériaux ferromagnétiques ont permis des avancées notoires pour la modélisation des caractéristiques statiques des matériaux (5), (6).

Depuis cette période, de nombreux modèles de comportement statique ont vu le jour, néanmoins la modélisation de l'hystérésis statique demeure toujours un sujet d'actualité.

Parmi les différents modèles, on peut citer :

- Des modèles analytiques tels que ceux de Rayleigh ou de Frölich, très séduisants par leur simplicité de mise en œuvre et très utilisés dans les codes de calcul (7). Ces modèles n'ont

aucune approche physique et ne développent qu'une fonction entre H et M, ils ne prennent pas en compte l'histoire du matériau et ne représentent généralement pas les pertes dues au phénomène d'hystérésis statique.

- Des modèles basés sur des approches phénoménologiques et statistiques tels que celui de F. Preisach (8). Ce modèle conduit à des résultats performants qui ont été étayés par de nombreuses mises en œuvre (9), (10) et confrontations expérimentales.
- Des modèles basés sur des fondements théoriques, approches énergétiques ou gestion de connaissances comme celui de D.C. JILES (11),(12) élaboré il y a une vingtaine d'années, plus récemment le modèle chimique créé au laboratoire G2Elab (13) et enfin, le modèle de réseau de neurones (14) élaboré au laboratoire Ampère.

Persuadés de l'importance de posséder un modèle d'hystérésis statique performant et simple de mise en œuvre, notre attention s'est portée sur la modélisation de ce phénomène.

Dans cette optique, nous avons impulsé la création d'un nouveau modèle d'hystérésis statique en co dirigeant les travaux de thèse de Benjamin Ducharne qui a soutenu son doctorat en 2003 (15). Un modèle original d'hystérésis statique, nommée DSHM (Derivative Static Hysteresis Model), basé sur une approche expérimentale est alors élaboré au laboratoire en vue d'une implémentation aisée dans des modèles dynamiques. L'hypothèse principale de ce modèle ainsi que son implémentation et sa validation font l'objet du premier paragraphe.

Très répandu dans la communauté du génie électrique, le modèle de Jiles et Atherton a aussi suscité notre intérêt. Le deuxième paragraphe est consacré à ce modèle et plus particulièrement à l'identification de ses paramètres (16) qui constitue un problème délicat. Des modifications sont apportées au modèle original (17) dans le but d'obtenir une meilleure performance pour différentes amplitudes de l'induction. Ces travaux ont fait l'objet d'une grande partie des activités de thèse effectuées par Romain Marion que nous avons co encadré, la soutenance de thèse est prévue pour le 13 décembre 2010. Les travaux effectués permettent de repousser plus loin les limites du modèle de Jiles et Atherton et ont doté le laboratoire d'outils d'optimisation et de simulation fréquemment utilisés à l'heure actuelle.

## 6.2. DERIVATIVE STATIC HYSTERESIS MODEL

### 6.2.1. Introduction

Au début de nos travaux de recherche dans l'équipe « matériaux » du laboratoire, le modèle d'hystérésis statique utilisé était celui de Preisach Néel (8). Très apprécié pour la précision de ses résultats, ce modèle basé sur des fondements phénoménologiques et statistiques est grandement répandu dans la communauté du génie électrique. Toutefois, sa mise en œuvre dans des codes de calcul comme nous avons été amenés à le faire durant les travaux de la thèse d'Olivier Ninet (4), devient une opération délicate. Le nombre important de données à stocker concernant l'histoire du matériau (9) pour la génération d'un seul cycle d'hystérésis statique et la lourdeur de gestion du modèle nous ont incités à mettre un frein à son utilisation. C'est pourquoi, les travaux de doctorat de Benjamin Ducharne (15) que nous avons co encadrés portent en partie sur l'élaboration d'un modèle original d'hystérésis statique peu coûteux en gestion de données. Ce nouveau modèle dont l'hypothèse de base repose sur des constatations expérimentales fait l'objet du volet qui suit.

### 6.2.2. Elaboration et validation du modèle

#### 6.2.2.1. Hypothèse de base

L'hypothèse de base du nouveau modèle baptisé Derivative Static Hysteresis Model (DSHM) repose sur le fait que la valeur de la dérivée locale  $dB/dH$  (ou  $dH/dB$ ) dépend uniquement des coordonnées du point  $(H, B)$  situé dans la zone à l'intérieur du cycle statique majeur.

En d'autres termes, cela signifie qu'à tout point  $(H, B)$  situé sur un cycle (majeur, mineur, courbe de renversement...) est associé une unique valeur de dérivée  $dB/dH$ . Cette hypothèse n'a pas de fondement physique et repose sur des constatations expérimentales qui semblent vérifiées pour tout cycle sauf pour les points situés dans la zone de Rayleigh et sur les bords du cycle majeur. Pour cette raison, l'utilisation de ce modèle est limitée aux matériaux dont nous avons pu vérifier expérimentalement l'hypothèse de base. La (Figure 6-1) et la (Figure 6-2) illustrent la vérification de l'hypothèse de base du modèle où, pour un même point, la pente ou la dérivée  $dB/dH$  est identique quelle que soit l'origine de l'excitation (courbe de renversement ou cycle centré).

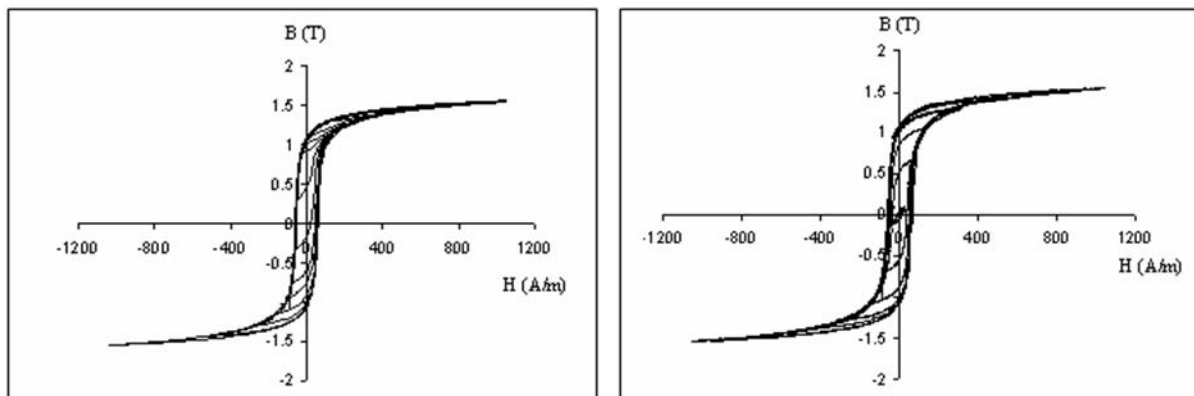


Figure 6-1

Un ensemble de cycles d'hystérésis centrés sur la figure de gauche et un ensemble de courbes de renversement sur la figure de droite.

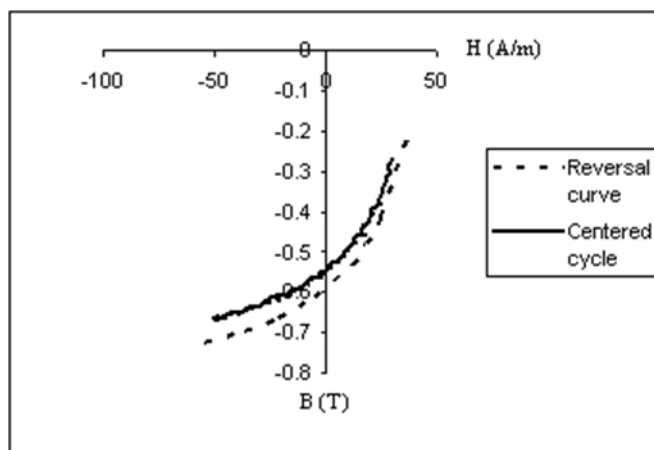


Figure 6-2

Superposition et comparaison de deux courbes obtenues pour des conditions d'excitations différentes pour un même point B(H).

### 6.2.2.2. Stockage de l'information

La génération d'un cycle d'hystérésis par le modèle DSHM requiert la connaissance de la valeur de la dérivée  $dB/dH$  associée à chaque point  $(H, B)$  situé dans une zone enveloppée par le cycle majeur. Afin d'avoir les informations nécessaires à la simulation de n'importe quel cycle, il est indispensable de déterminer les dérivées d'un nombre important de points situés dans la zone délimitée par le cycle majeur.

Toutes les dérivées doivent être mesurées ou calculées (interpolées) puis stockées dans une matrice (table) caractéristique des données hystériques du matériau.

Comme il y a deux directions d'aimantation (montante, descendante), il s'avère nécessaire de créer deux matrices des dérivées. Cependant, une propriété intéressante de symétrie des cycles d'hystérésis centrés permet de faire l'économie d'une matrice. En effet, la pente (dérivée) d'un point  $(H, B)$  est égale à l'opposée de la pente du point  $(-H, -B)$  comme on peut l'observer sur la (Figure 6-3) qui illustre cette propriété de symétrie.

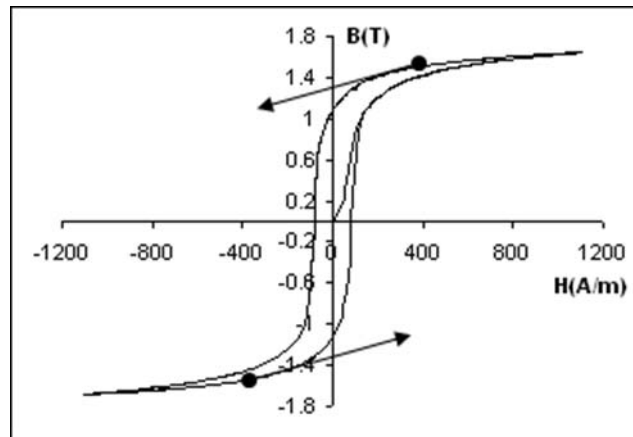


Figure 6-3

Réversibilité des pentes liée à la propriété de symétrie de l'hystérésis.

On peut construire une seule matrice des dérivées à condition de garder en mémoire le sens de l'excitation (montante, descendante) lors de la génération d'un cycle.

La construction de la matrice des dérivées est choisie de façon à balayer l'excitation en partant de  $-H_{MAX}$  pour aller vers  $+H_{MAX}$ .

La (Figure 6-4) illustre le mécanisme de changement de pente : pour la direction de A vers B, la pente est lue sur le point de coordonnées  $(H_A, B_A)$  et pour la direction de B vers C (partie descendante), la pente est lue au point  $(-H_B, -B_B)$  en la multipliant par  $(-1)$  pour tenir compte du sens décroissant de l'excitation.



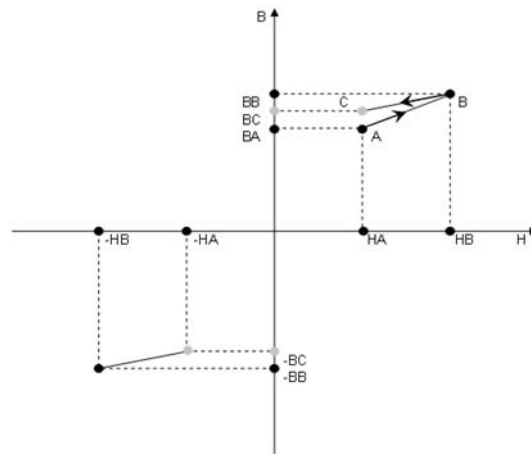


Figure 6-4

Mécanisme de changement de pente.

Afin d'obtenir des cycles avec précision, la matrice doit contenir les dérivées d'un nombre conséquent de points. En pratique, les mesures nécessaires pour l'obtention de cette matrice sont celles du cycle majeur et de minimum 12 courbes de renversement. De ces mesures sont déterminées les valeurs des dérivées aux points expérimentaux puis les valeurs des dérivées interpolées linéairement entre deux points de mesure.

Pour donner une idée de la taille nécessaire d'une matrice des dérivées, si l'on désire une précision de 5% dans un domaine de champ d'excitation de  $-1000\text{A/m}$  à  $1000\text{A/m}$  et un domaine d'induction de  $-1.55\text{T}$  à  $1.55\text{T}$ , il faut prendre un pas d'excitation de  $10\text{A/m}$  et un pas d'induction de  $0.01\text{T}$ , cela implique une taille de la matrice de  $200 \times 310$  soit 62000 éléments.

### 6.2.2.3. Mise en œuvre et validation expérimentale

La mise en œuvre est effectuée à l'aide du logiciel MATLAB qui est particulièrement bien adapté au traitement des matrices et pour son interface Simulink facilement exportable à d'autres logiciels. Le principe du modèle consiste à définir la valeur de l'induction correspondant au champ d'excitation  $H$  par l'intégration de la dérivée au point précédent. Cette intégration est opérée par la méthode numérique des trapèzes.

Nous montrons un résultat de test du modèle opéré sur un alliage FeSi 3% à GNO, il s'agit de tôles prévues pour être caractérisées par un cadre Epstein.

La (Figure 6-5) de gauche superpose les cycles générés par le modèle et mesurés concernant le premier matériau. La sollicitation du matériau à champ de surface imposé définie dans le cadre

haut à gauche de la figure permet l'obtention de cycles mineurs. Nous pouvons voir une bonne concordance des résultats simulés et mesurés. Un agrandissement de la boucle mineure supérieure est montré sur la (Figure 6-5) située à droite.

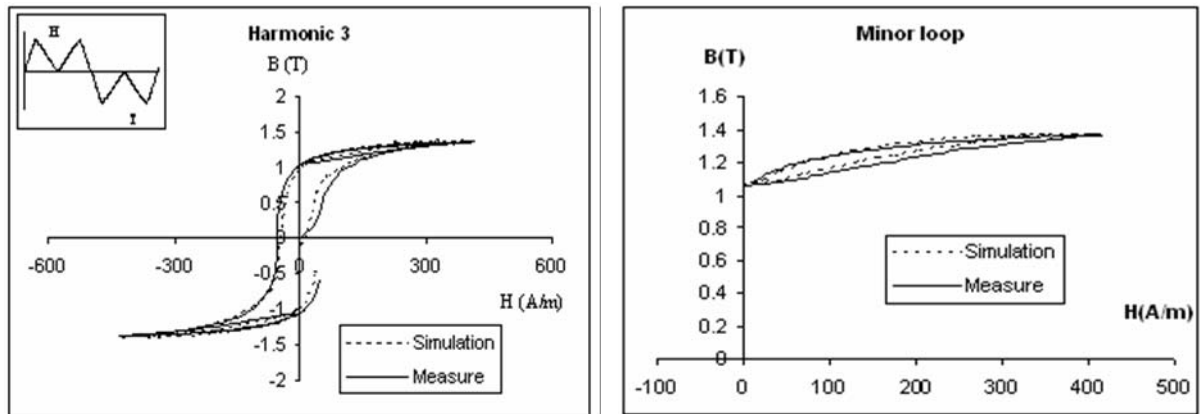


Figure 6-5

Comparaison des cycles simulé et mesuré dans le cas d'une excitation avec harmonique pour un matériau FeSi 3% GNO.

La simulation est effectuée en considérant une discrétisation classique en champ d'excitation de 10A/m, la taille de la matrice des dérivées est de 62000 éléments.

### 6.2.3. Conclusion

Un modèle, original et simple de mise en œuvre, d'hystérésis statique est élaboré. Ce modèle permet de retrouver avec précision toute sorte de cycles (majeur, mineur ...). Peu coûteux en temps de calcul et aisément implantable dans des codes de calcul, le modèle DSHM nécessite de connaître les dérivées  $dB/dH$  de points contenus à l'intérieur du cycle majeur. Ces informations sont stockées dans une matrice qu'il faut générer à partir d'une série de mesures (cycle majeur et courbes de renversement). Le principal point faible de ce modèle réside dans son hypothèse de base qui est fondée sur des constatations expérimentales dont il est préférable de s'assurer avant toute utilisation sur un matériau non déjà testé. Un autre inconvénient que nous devons citer est lié à la non-congruence des cycles constatée pour des champs de faible amplitude.

## 6.3. MODELE DE JILES ET ATHERTON (JA)

### 6.3.1. Rappel théorique

Bien que régi à partir d'équations analytiques, ce modèle repose sur des fondements théoriques que nous allons brièvement rappeler.

Le modèle prend pour bases les travaux effectués par P. Weiss (6-1) et P. Langevin (6-2).

$$6-1 \quad H_e = H + \alpha.M$$

$$6-2 \quad M_{an} = M_s \cdot \left[ \coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right]$$

Où  $H_e$  représente le champ magnétique effectif défini par les travaux de Weiss concernant les matériaux ferromagnétiques et la valeur  $M_{an}$  constitue l'aimantation an-hystérétique définie par l'équation de Langevin pour les matériaux diamagnétiques.

Le coefficient  $a$  est défini par la constante de Boltzmann et  $M_s$  représente l'aimantation à saturation du matériau. La relation définie par les travaux de Langevin sur les matériaux diamagnétiques caractérise l'évolution de l'aimantation d'un matériau idéal dépourvu d'effet hystérétique, cette relation est adaptée au cas des matériaux ferromagnétiques par la prise en compte du champ effectif  $H_e$  vu par un atome compte tenu des interactions d'échanges entre atomes voisins. Le champ  $H$  est le champ magnétique extérieur appliqué, le coefficient  $\alpha$  est indépendant de la température et permet de rendre compte de l'interaction d'échange entre différents atomes voisins.

Aux deux équations précédentes doit être rajoutée celle (6-3) liant l'induction et le champ d'excitation magnétiques dans un matériau ferromagnétique.

$$6-3 \quad B = \mu_0 \cdot [H + M]$$

Les auteurs du modèle JA, Jiles et Atherton (12), (11) supposent que l'aimantation d'un matériau magnétique est la résultante de deux composantes : l'aimantation réversible  $M_{rev}$  constatée pour les champs de faible amplitude et l'aimantation irréversible  $M_{irr}$  caractéristique des sauts brusques des parois (6-4).

$$6-4 \quad M = M_{rev} + M_{irr}$$

L'aimantation irréversible permet de traduire le déplacement discontinu des parois dans les domaines. Lorsqu'une paroi se déplace et rencontre une impureté, cette dernière entrave le mouvement de la paroi. La paroi se déforme sur le site d'ancrage rencontré et quitte cet ancrage par un saut brusque rendant irréversible l'aimantation du matériau (18). Des études faites par Jiles et Atherton (11) ont permis de définir la relation régissant l'évolution de la valeur de l'aimantation irréversible (6-5).

$$6-5 \quad \frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k \cdot \delta}$$

Le paramètre  $k$  rend compte de la "friction" du matériau et  $\delta$  représente le signe de la dérivée  $dH/dt$  ( $\delta$  vaut +1 si  $dH/dt > 0$  et vaut -1 si  $dH/dt < 0$ ).

L'aimantation réversible n'apparaît que pour des champs de faible amplitude, elle est caractéristique de la déformation élastique des parois illustrée sur la (Figure 6-6) (19), (20). Lorsque le niveau de champ extérieur est faible, la paroi qui n'est pas rigide se déforme sous l'action de ce champ (6-6) et elle reprend sa position initiale à la disparition du champ.

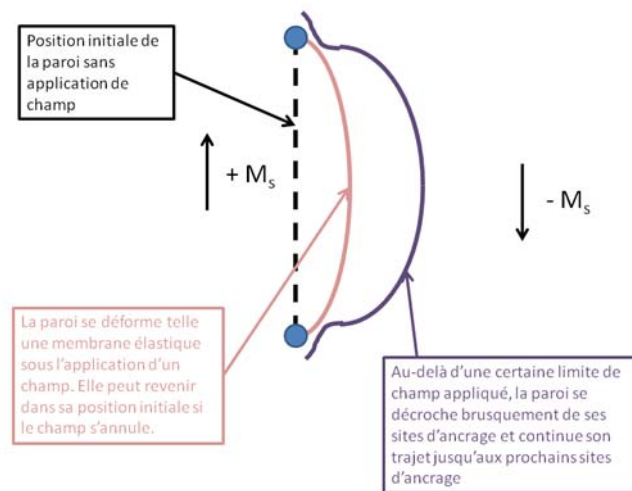


Figure 6-6  
Déformation élastique d'une paroi sous l'effet du champ d'excitation.

$$6-6 \quad M_{rev} = c \cdot (M_{an} - M_{irr})$$

Le coefficient  $c$  représente le caractère réversible de la paroi.

À partir de ces 5 équations, et de plusieurs calculs que nous ne détaillerons pas permettant de définir des grandeurs dérivées, la relation définissant la variation d'aimantation par rapport à la variation du champ d'excitation est obtenue (6-7) :

$$6-7 \quad \frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \cdot \frac{dM_{irr}}{dH_e} + c \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha \cdot c \cdot \frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha \cdot (1-c) \cdot \frac{dM_{irr}}{dH_e}}$$

L'implémentation du modèle se fait par la méthode simple d'Euler.

Le modèle requiert la connaissance de cinq paramètres  $a$ ,  $\alpha$ ,  $k$ ,  $c$  et  $M_s$  dont les influences sur l'allure du cycle simulé sont résumées dans le (Tableau 6-1).

Paramètres	Signification et influences sur l'allure du cycle
$a$ [A/m]	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Paramètre caractéristique de l'aimantation « an-hystérique» (<math>M_{an}</math>)</li> <li>➤ Influe sur la forme du cycle</li> </ul>
$\alpha$ [sans unité]	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Coefficient introduit par Weiss pour tenir compte de l'interaction d'échange entre atomes de matériaux ferromagnétiques</li> <li>➤ influe sur l'aimantation rémanente et rend le cycle plus ou moins rectangulaire</li> </ul>
$k$ [A/m]	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Paramètre introduit par Jiles et Atherton. Il tient compte des sites d'ancrage (<math>M_{irr}</math>)</li> <li>➤ Influe sur la largeur du cycle (<math>H_c</math> et <math>M_r</math>)</li> </ul>
$c$ [sans unité]	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Coefficient de réversibilité introduit par Jiles et Atherton (<math>M_{rev}</math>)</li> <li>➤ Modifie l'aimantation initiale</li> </ul>
$M_s$ [A/m]	<ul style="list-style-type: none"> <li>➤ Valeur de l'aimantation à saturation du matériau</li> </ul>

Tableau 6-1 Paramètres du modèle de JA et leurs significations et influences sur le cycle.

Ces paramètres ont des actions imbriquées sur l'allure du cycle et leur détermination est une opération délicate qui suscite encore de nos jours des travaux d'investigation. Romain Marion dont nous avons co encadré ses travaux de doctorat, a contribué à mettre en œuvre une méthode d'identification de ces paramètres.

## 6.3.2. Identification des paramètres par la méthode PSO

### 6.3.2.1. Principe de la méthode

La simulation d'un cycle d'hystérésis par le modèle de Jiles et Atherton nécessite la connaissance précise de cinq paramètres. L'identification de ces paramètres est une opération délicate comme le montrent de nombreux travaux effectués sur ce sujet (21), (22), (23).

Depuis la méthode itérative mise au point en 1992 par les auteurs du modèle (21), d'autres méthodes basées sur des techniques d'optimisation ont été élaborées. Citons en particulier la méthode basée sur l'algorithme génétique adaptée à l'identification des paramètres du modèle de Jiles et Atherton (24). Cette technique donne des résultats performants, mais nécessite une mise en œuvre complexifiée par le réglage délicat des coefficients liés aux croisements possibles.

Nos travaux de recherche par l'encadrement de la thèse de Romain Marion se sont orientés vers la mise en œuvre d'une technique d'optimisation originale mise au point par les auteurs Kennedy et Eberhart en 1995 (25).

Cette méthode d'optimisation est à rapprocher de celle de l'algorithme génétique par le fait qu'elle s'adresse à un groupe d'individus ou de particules. Cette technique baptisée Optimisation par Essaim Particulaire ou encore PSO (Particule Swarm Optimisation en anglais) part du concept qu'un groupe d'individus peu intelligents est capable d'évoluer à partir d'une organisation globale complexe.

Le principe de la méthode est simple et suppose qu'un individu ou une particule notée  $i$  appartenant à un groupe va faire évoluer sa position selon les trois données :

- Sa position  $X_k(i)$  et sa vitesse  $V_k(i)$  actuelles (à l'itération  $k$ )
- La meilleure position notée  $X_{pbest}$  qu'elle a occupée pour toutes les itérations faites
- La meilleure position notée  $X_{gbest}$  occupée dans tout le groupe pour toutes les itérations effectuées

À partir de ces données, l'évolution du mouvement de la particule  $i$  est définie par les relations (6-8) et (6-9) :

$$6-8 \quad V_{k+1}(i) = \omega \cdot V_k(i) + c_1 \cdot (X_{pbest} - X_k(i)) + c_2 \cdot (X_{gbest} - X_k(i))$$

$$6-9 \quad X_{k+1}(i) = X_k(i) + V_{k+1}(i)$$

Le coefficient  $\omega$  représente l'inertie de la particule, sa valeur est bornée et décroît afin d'augmenter la précision en fin d'optimisation (6-10) :

$$6-10 \quad \omega = \frac{(\omega_{start} - \omega_{end})(Maxiter - Iter)}{Maxiter} + \omega_{end}$$

Les valeurs de  $\omega_{start}$  et  $\omega_{end}$  sont généralement prises égales à 0.9 et 0.4,  $c_1$  et  $c_2$  sont deux paramètres compris entre 0 et 1.

Dans le but d'éviter des problèmes de convergence, la vitesse est fixée à une valeur limite  $V_{max}$ .

La meilleure position de la particule est obtenue en fixant comme fonction objectif celle définie par l'erreur quadratique (6-11) calculée sur les valeurs de l'induction calculée et mesurée :

$$6-11 \quad OF_1 = \frac{1}{N} \cdot \sqrt{\sum_{n=1}^N \frac{B_{mes}(n) - B_{sim}(n)}{Max(B_{mes})}}$$

Où  $N$  représente le nombre de points de mesure, par conséquent le nombre de pas de calcul.

La position qui correspond à l'erreur minimale à chaque itération est considérée comme la meilleure position globale  $X_{gbest}$ . De plus, chaque particule garde en mémoire sa meilleure position personnelle  $X_{pbest}$ .

Appliquée au cas de l'identification des cinq paramètres du modèle de Jiles et Atherton, chaque particule possède une position comportant cinq composantes :

$$X(i) = (a_i, \alpha_i, k_i, c_i, Ms_i)$$

Un schéma synthétique d'une itération est donné sur la (Figure 6-7) :

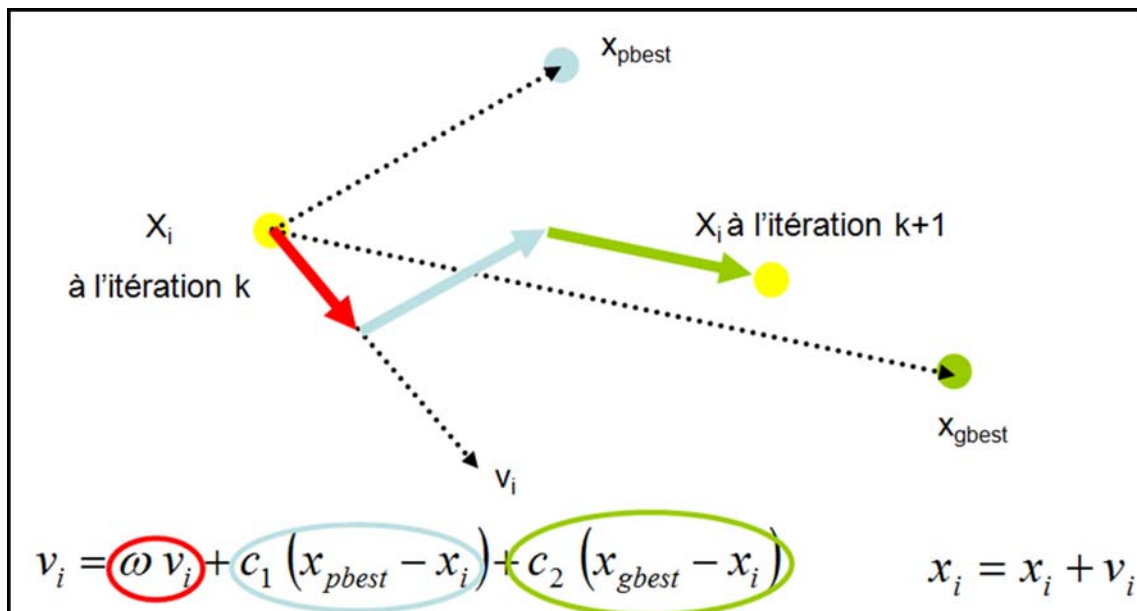


Figure 6-7

Schéma synthétique du principe d'une itération dans un espace à deux dimensions.

### 6.3.2.2. PSO amélioré (PSO+)

La fonction « objectif » définie précédemment n'est pas un critère suffisant si l'on cherche à faire une optimisation de qualité. Dans le but d'améliorer la précision des résultats, on introduit un autre critère qui est l'erreur relative entre les aires des cycles mesuré et simulé :

$$6-12 \quad OF_2 = \frac{|Aire_{mes} - Aire_{sim}|}{Aire_{mes}}$$

On définit un front de Pareto à partir des deux fonctions "objectif"  $OF_1$  et  $OF_2$ .

Cependant, le front de Pareto implique la disparition du concept de meilleures positions personnelles  $X_{pbest}$  et globale  $X_{gbest}$  nécessaire à l'algorithme d'optimisation. Pour pallier ce problème, on introduit la notion de « meilleure distance » par la formule (6-13) :

$$6-13 \quad OF = \sqrt{OF_1^2 + OF_2^2}$$

Chaque particule possède un  $X_{gbest}$  et  $X_{pbest}$  grâce à ce nouveau concept.

Certaines particules peuvent générer des cycles non physiques. Pour les détecter, on fixe une valeur maximale de la fonction OF, si  $OF > 10^6 * OF_{gbest}$  alors la particule est réinitialisée.

### 6.3.2.3. Validation

Des résultats de validation sont montrés dans le cas d'un échantillon de matériau en FeSi 3.5% à GNO et constitué d'un empilement de rondelles d'épaisseur 0.3mm.

Le cycle statique du matériau est relevé en appliquant un champ d'excitation sinusoïdal de fréquence 1Hz. Son allure est présentée sur la (Figure 6-8), le cycle possède un champ coercitif de valeur 40A/m et une induction rémanente de 0.825T.



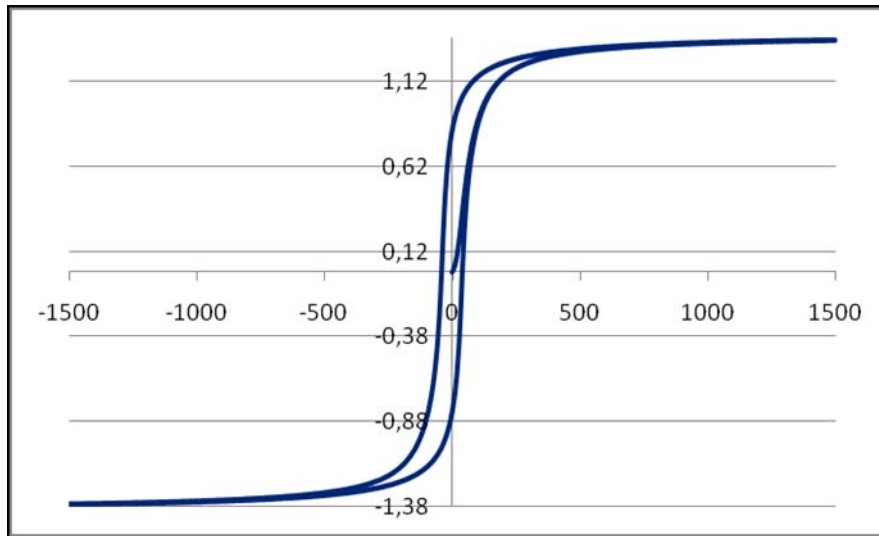


Figure 6-8

Cycle d'hystérésis statique du matériau FeSi choisi pour tester l'optimisation des paramètres de JA.

La validation des techniques PSO et PSO+ (PSO amélioré) implémentées porte d'une part sur la précision des résultats obtenus et d'autre part sur la comparaison des résultats avec ceux de la technique de l'Algorithme Génétique (AG). La valeur des paramètres ainsi que le nombre d'itérations nécessaire sont regroupés dans le tableau donné en annexe (Tableau 11-1).

Afin de tester l'influence des valeurs des paramètres sur l'allure du cycle généré, nous nous sommes intéressés à plusieurs points caractéristiques du cycle :

- Le champ coercitif  $H_c$
- L'induction rémanente  $B_r$
- $B_{1/2}$  Valeur de B sur la partie descendante du cycle pour  $H=0.5*H_{max}$
- $B_{-1/2}$  Valeur de B sur la partie montante du cycle pour  $H=-0.5*H_{max}$
- $B_{1M}$  Valeur de B située sur la courbe de première aimantation et correspondant au champ  $0.25*H_{max}$ .

Le (Tableau 6-2) regroupe les valeurs des erreurs relatives obtenues.

Points caractéristiques	PSO	PSO+	AG
Hc	1.05%	0.50%	1.30%
Br	1.44%	0.86%	0.62%
B <sub>1/2</sub>	0.12%	0.05%	0.05%
B <sub>-1/2</sub>	0.13%	0.06%	0.06%
B <sub>1M</sub>	0.19%	0.06%	0.12%

Tableau 6-2 Erreurs obtenues en différents points du cycle.

On voit que, pour le matériau considéré, quel que soit l'algorithme considéré, PSO, PSO+ ou AG, les résultats obtenus sont près proches et conduisent à des erreurs réduites. La méthode PSO (non améliorée) requiert d'avantages d'itérations que PSO+ et AG (Tableau 11-1 de l'annexe).

Les algorithmes PSO+ et AG donnent une précision satisfaisante et comparable ce qui permet de valider la méthode PSO+

### 6.3.3. Modèle de Jiles et Atherton modifié

#### 6.3.3.1. Limitations du modèle

Élaboré il y a un peu plus de vingt ans, le modèle de Jiles et Atherton connaît un franc succès dans la communauté du génie électrique (26) pour sa facilité d'implémentation dans des codes de calcul (27), (28) et pour la correspondance physique de ses paramètres. Toutefois, des limitations apparaissent dans certains cas. Les deux plus importantes sont :

- la non-congruence des cycles mineurs. La (Figure 6-9) en donne un exemple.
- La variation des paramètres en fonction du champ appliqué constatée pour certains matériaux. La (Figure 6-10) illustre la variation des paramètres observée pour un matériau FeSi 3%.

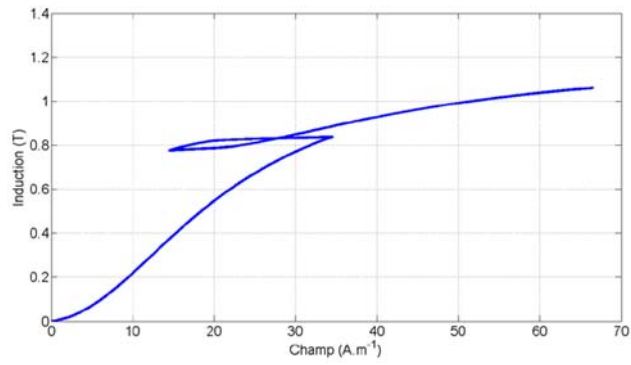


Figure 6-9

Mise en évidence de la non-congruence du modèle de Jiles et Atherton lors d'un cycle mineur.

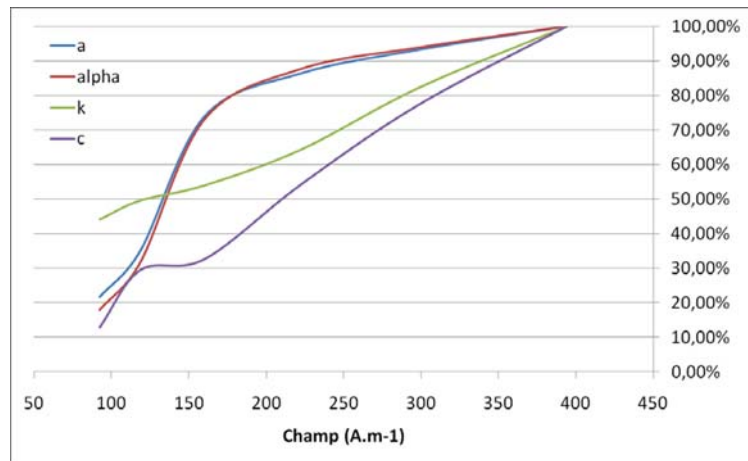


Figure 6-10

Variation des paramètres du modèle de Jiles et Atherton en fonction du champ d'excitation appliqué (100% correspond aux valeurs obtenues pour le cycle majeur)

De nombreux auteurs travaillent actuellement sur l'utilisation de paramètres variables (29), (30).

### 6.3.3.2. Modifications du modèle

Pour pallier les limitations du modèle, nous avons apporté trois modifications (17).

#### *Aimantation an-hystérétique modifiée*

La fonction de Langevin, utilisée pour décrire l'aimantation an-hystérétique correspond à un cas particulier de la fonction de Brillouin qui définit une formulation générale de l'aimantation an-hystérétique :

$$6-14 \quad M_{an} = M_s \left[ \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{(2J+1)x}{2J}\right) - \frac{1}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right) \right]$$

Où  $x = \frac{H_e}{a}$  et J est le nombre quantique du couplage spin orbital.

La fonction de Langevin peut se substituer à celle de Brillouin dans le cas où J est très élevé (de l'ordre de 20). Or pour les matériaux FeSi la valeur de J est généralement 1. L'erreur commise par la fonction de Langevin n'est donc plus négligeable.

#### *Modèle "product"*

Cette modification s'inspire des travaux menés par Kadar sur la modification du modèle classique de Preisach Néel (31), (32). Cette modification permet de rendre congruent le modèle de Preisach Néel et de définir la susceptibilité réversible quand le champ tend vers zéro.

Suivant cette idée, nous définissons la susceptibilité différentielle totale par l'équation (6-15):

$$6-15 \quad \frac{dM}{dH} = R(m) \left( \psi + \frac{dM_{irr}}{dH} \right)$$

Où m représente l'aimantation réduite ( $m=M/M_s$ ), R(m) est une fonction enveloppe permettant de rendre congruent les boucles mineures (33).

La fonction R(m) doit avoir son maximum pour  $m=0$  et son minimum lorsque m vaut 1 ou -1.

La simple parabole  $R(m)=1-m^2$  satisfait ces conditions.

Le terme  $R(m) \cdot \Psi$  constitue la composante réversible de la susceptibilité différentielle.

Le modèle de Jiles et Atherton devient donc :

$$6-16 \quad \frac{dM}{dH} = \frac{R(m) \cdot (k \delta + \delta_M \cdot (M_{an} - M_{irr}))}{kd - R(m) \cdot \alpha \delta_M \cdot (M_{an} - M_{irr})}$$

Avec l'introduction de  $\delta_M$  afin de tenir compte du cas non physique défini dans l'équation (6-17):

$$6-17 \quad \delta_M = 0.5 \left( 1 + \text{sign} \left( (M_{an} - M_{irr}) \cdot \frac{dH}{dt} \right) \right)$$

### ***Terme d'ordre supérieur pour le champ effectif de Weiss***

La formule pour calculer le champ effectif de Weiss peut être étendue à un ordre 3.

$$6-18 \quad H_e = H + \alpha_1 M - \alpha_3 M^3$$

### **6.3.3.3. Validation du modèle de Jiles et Atherton modifié**

Les équations finales conduisant au modèle de Jiles et Atherton modifiées sont :

$$6-19 \quad \frac{dM}{dH} = \frac{R(m) \cdot (\psi + \Delta_M)}{1 - R(m) \cdot \Delta_M \cdot (\alpha_1 - 3\alpha_3 M^2)}$$

$$6-20 \quad \Delta_M = \frac{\delta_M \cdot (M_{an} - M_{irr})}{k\delta}$$

Les paramètres à identifier pour le modèle de JA modifié sont:  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $a$ ,  $J$ ,  $\Psi$ ,  $k$  et  $M_s$ .

Une comparaison entre le modèle original de Jiles et Atherton et le modèle modifié est effectuée sur différentes mesures d'un nouvel échantillon constitué de tôles FeSi 3% de très faible épaisseur 0.1mm.

Les paramètres des modèles de JA et JA modifié sont définis par la méthode PSO+ et sont regroupés dans le tableau de l'annexe (Tableau 11-2).

Les résultats de ces identifications sont récapitulés dans la (Figure 6-11). La valeur 100% d'un paramètre correspond à la valeur identifiée pour le cycle ayant la plus grande amplitude en induction (1.3T).

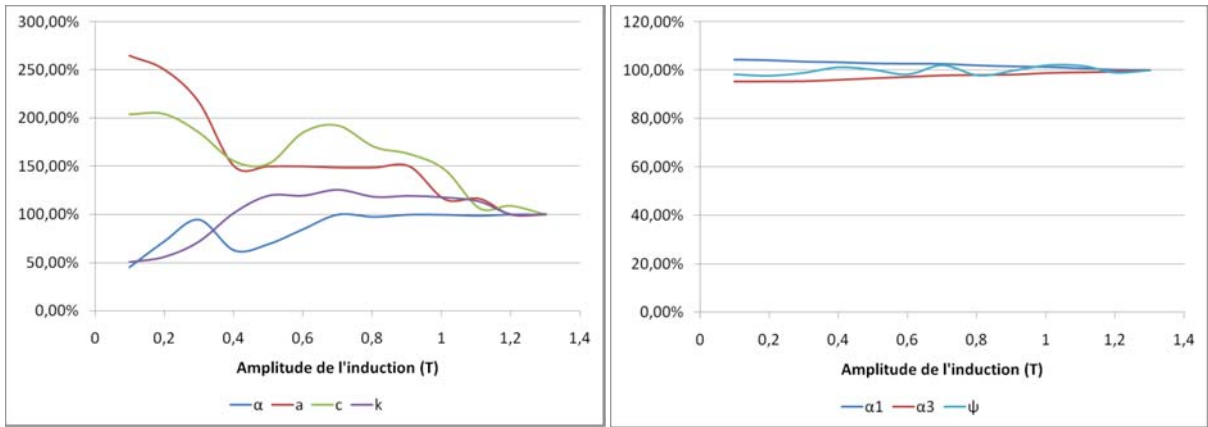


Figure 6-11

Variation des paramètres du modèle de JA classique en fonction de l'amplitude de l'induction (à gauche), variation des paramètres  $\alpha_1$ ,  $\alpha_3$  et  $\Psi$  du modèle de JA modifié en fonction de l'amplitude de l'induction (à droite).

Nous pouvons observer que les variations des paramètres du modèle de JA classique sont complètement désordonnées alors que les paramètres  $\alpha_1$ ,  $\alpha_3$  et  $\Psi$  et  $M_s$  du modèle de JA modifié restent constants quelque soit l'amplitude de l'induction. Les deux paramètres  $a$  et  $k$  varient, mais une tendance de leur variation peut être dégagée comme le montre la (Figure 6-12).

Ces deux variations sont à prendre en compte a priori afin de ne pas fausser l'allure du cycle simulé par le modèle de Jiles et Atherton modifié. Une très bonne concordance entre la mesure et la simulation est alors obtenue (Figure 6-13).

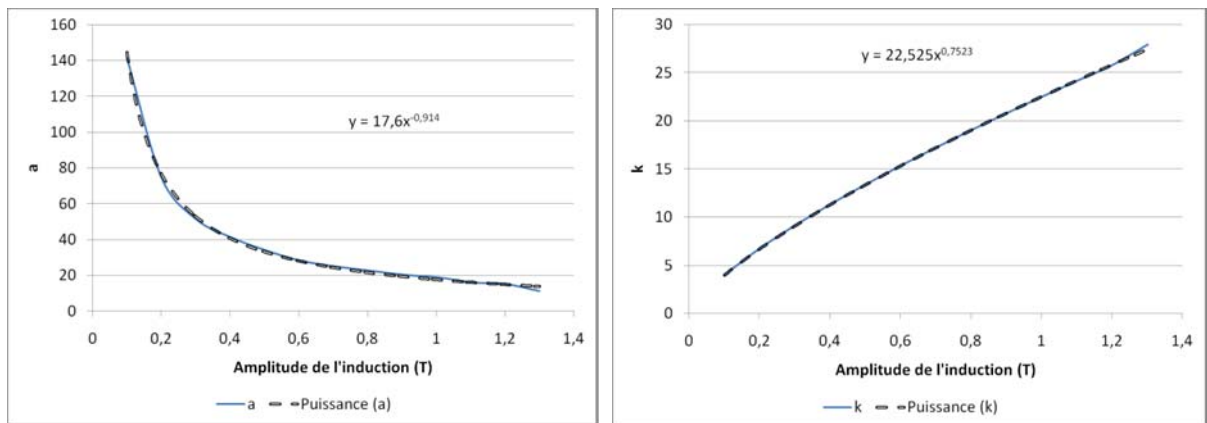


Figure 6-12

Variation des paramètres  $a$  (à gauche) et  $k$  (à droite) du modèle de JA modifié en fonction de l'amplitude de l'induction

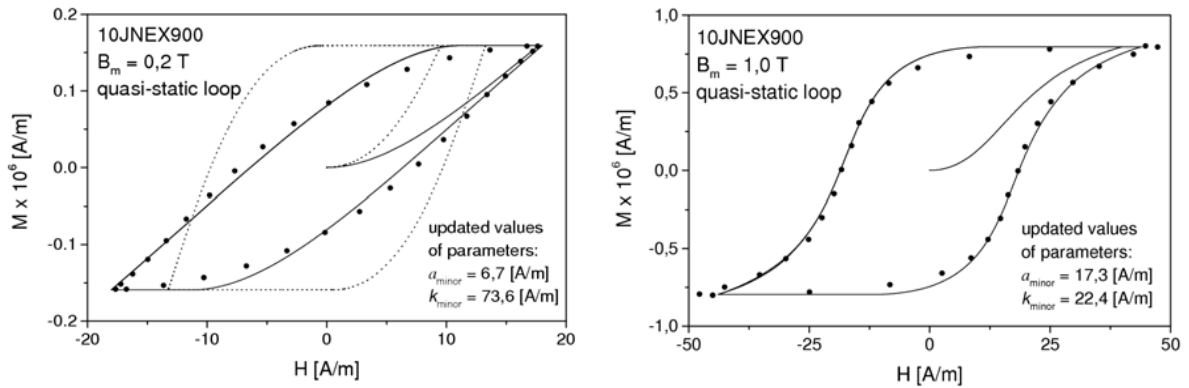


Figure 6-13

Mesure (points), avec : à gauche simulation avec paramètres ( $a$  et  $k$ ) non mis à jour (pointillés) et simulation avec mise à jour (trait plein) pour une amplitude de 0.2T. À droite simulation avec mise à jour des paramètres  $a$  et  $k$  (trait plein) pour une amplitude de l'induction de 1T.

### 6.3.4. Conclusion

Très séduisant pour sa facilité d'implémentation et la correspondance physique de ses paramètres, le modèle de Jiles et Atherton présente parfois des limites que nous avons essayées de repousser (34), (35). Les modifications apportées permettent de résoudre certains problèmes, mais entachent l'essence même du modèle qui se basait sur des considérations physiques. Ce modèle constitue actuellement un outil très utilisé par les membres de l'équipe du laboratoire pour modéliser le phénomène d'hystérésis statique.

## 6.4. CONCLUSION

Dans le cadre de nos recherches, nous avons travaillé sur la mise en œuvre de plusieurs modèles d'hystérésis statique. Le modèle de Preisach Néel, dont nous n'avons pas détaillé nos activités, a fait l'objet de nos premiers travaux dans le laboratoire. Implémenté dans un code de calcul de champ magnétostatique 2D puis dans des modèles de comportement dynamique de matériaux, ce modèle apporte satisfaction concernant la fidélité des résultats simulés, mais la génération d'un seul cycle occasionne un nombre important de données et nécessite une gestion délicate. Ces inconvénients qui vont à l'encontre de notre but nous ont incités à mettre de côté ce modèle et à orienter nos efforts vers d'autres modèles d'hystérésis statiques peu coûteux en données et de facile implémentation.

Le modèle DSHM issu du travail de thèse de Benjamin Ducharne puis le modèle de Jiles et Atherton avec les modifications que Romain Marion lui a apportées pour pallier certaines de ses limitations constituent actuellement deux outils simples de mise en œuvre disponibles au laboratoire.

Utilisé dans l'équipe du laboratoire, aucun des deux modèles n'a la prétention de constituer un outil universel pour décrire le phénomène d'hystérésis statique. C'est pourquoi des travaux sont en cours sur la recherche d'un modèle d'hystérésis statique. Le modèle de Réseaux de Neurones, mis en œuvre par Fabien Sixdenier enseignant chercheur de l'équipe, donne des résultats pleinement satisfaisants et semble fort prometteur (14). Des travaux sont menés sur ce modèle et tendent à réduire le nombre de mesures nécessaires à sa mise en œuvre. Des travaux sont aussi effectués par l'insertion dans un modèle dynamique de comportement de matériau du modèle d'hystérésis statique « chimique » élaboré il y a quelques années au G2Elab (13).

Conscients de l'importance de posséder un modèle simple, efficace, facile de mise en œuvre, nous ne désarmons pas dans la prospection d'un modèle d'hystérésis statique.



# 7. MODELES DYNAMIQUES HOMOGENES DE CIRCUIT MAGNETIQUE

## 7.1. INTRODUCTION

Afin d'être compatibles avec l'approche de modélisation par CME, les modèles dynamiques de matériaux doivent faire intervenir des grandeurs globales ou homogènes. C'est dans cet esprit que sont élaborés les deux modèles de représentation dynamiques de matériaux présentés.

Le terme « homogène » employé pour les modèles dynamiques mis en œuvre, s'applique d'une part, aux grandeurs magnétiques considérées sur la surface extérieure du circuit (le long du périmètre moyen d'un tube de flux ou le long de la surface d'une tôle) et, d'autre part, aux grandeurs magnétiques considérées dans la section droite du circuit. C'est essentiellement dans ce second cadre qu'est employé le terme « homogène » dans les modèles dynamiques de circuit que nous allons détailler où toutes les grandeurs (induction, champ d'excitation) sont supposées sans variation spatiale dans la section droite du circuit.

Notre attention s'est portée sur le modèle "global de tube de flux dynamique" élaboré il y a plusieurs années au laboratoire (36). La simplicité de mise en œuvre de ce modèle ainsi que sa robustesse vis-à-vis des conditions d'excitation et l'unique paramètre dynamique associé nous ont incités à examiner plus en détail sa formulation, son domaine de validité et l'identification de son paramètre dynamique.

Une analyse basée sur la comparaison de ce modèle avec celui développé par Bertotti considéré comme une référence par la communauté scientifique du magnétisme permet d'apporter une démarche scientifique pour la détermination du paramètre dynamique du modèle « global ».

Pour clore ce paragraphe, une approche originale basée sur la dérivation fractionnaire est mise en œuvre pour définir un nouveau modèle dynamique homogène de circuit. Usuellement employée pour traduire les effets dynamiques dans les domaines de la ferroélectricité, de la rhéologie, de l'acoustique, cette approche par dérivation fractionnaire constitue une démarche non conventionnelle dans le domaine du magnétisme. Testé pour une onde de flux de type sinusoïdal, ce nouveau modèle rejoint en partie les résultats prédits par la théorie de Bertotti pour la loi en fréquence des pertes dans le cas d'alliages en FeSi. Les travaux présentés constituent les prémices de perspectives engagées dans le but de repousser plus loin les limites en fréquence de modèles dynamiques homogènes de matériaux.

## 7.2. DYNAMIC STATIC FEEDBACK MODEL

Un modèle “global de tube de flux dynamique” qui regroupe en une seule représentation les effets dynamiques liés à l'aimantation du matériau et du circuit a été élaboré au laboratoire lors des travaux dirigés par J.P Masson & all (36), (37), (38), (39). Implémenté pour représenter le comportement de tores ferromagnétiques dédiés à des applications d'électrotechnique (40), (41), ce modèle s'est aussi avéré pouvoir modéliser le comportement de tores en ferrite (42).

Le modèle **D**ynamic **S**tatic **F**eedback ainsi baptisé (DSF), s'exprime à partir d'une équation différentielle du premier ordre. Ce modèle dont les prémices datent des années 1980 est à rapprocher du modèle LS alors développée vers la même époque au G2Elab (43), (44).

Le modèle DSF requiert la connaissance d'un unique paramètre dynamique et présente l'avantage d'être facilement implantable dans une modélisation de dispositifs électromagnétiques basés sur une approche de CME.

Les principaux atouts du modèle DSF ont poussé notre motivation à analyser plus précisément son domaine de validité et à rechercher une expression basée sur des fondements théoriques pour l'identification de son unique paramètre dynamique.

### 7.2.1. Historique et mise en équation

Ce modèle provient de l'analogie effectuée entre le comportement d'un tore ferromagnétique conducteur muni d'un bobinage d'excitation traversé par un courant de fréquence variable et le comportement d'un tore ferromagnétique fictif de même géométrie que le précédent, mais cette fois non conducteur (de courants induits de quelque sorte). Ce second tore possède la même caractéristique statique de matériau que le tore conducteur réel (Figure 7-1)(36). Le tore fictif possède en plus de l'enroulement excitateur un second enroulement (de  $N_2$  spires) court-circuité sur une résistance externe (notée R). Le rôle de ce second bobinage est de rendre compte de façon localisée dans la résistance R des effets dynamiques développés dans le matériau du circuit magnétique du tore réel.

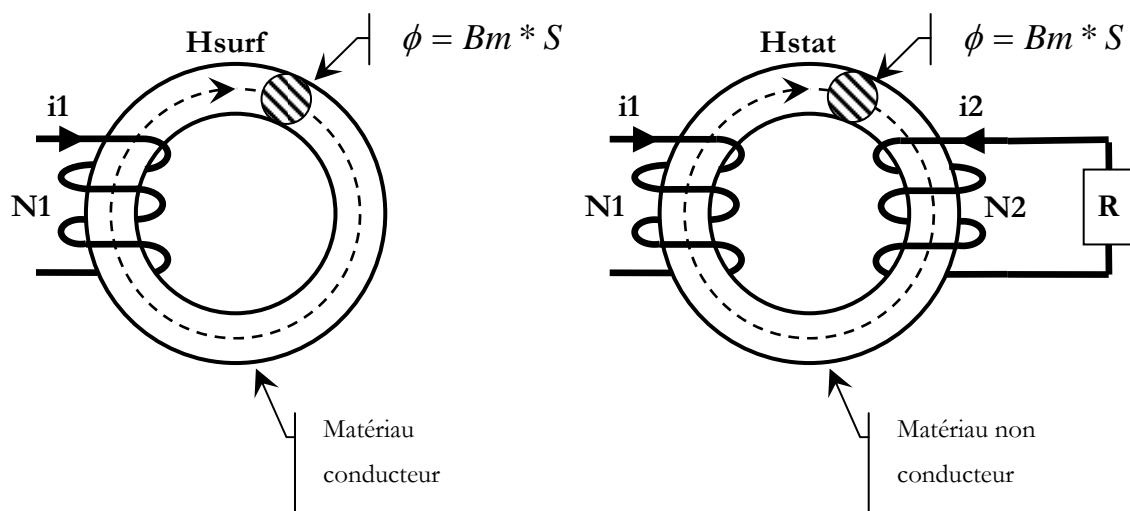


Figure 7-1

Analogie entre les comportements d'un tore réel conducteur et d'un tore fictif de même géométrie, non-conducteur muni d'un circuit résistif censé représenter les effets dynamiques dissipés dans le matériau.

Les différentes hypothèses du modèle supposent :

- Le matériau isotrope. Cela permet d'utiliser une représentation scalaire de la loi constitutive statique du matériau,
- Une circulation unidirectionnelle du champ magnétique d'excitation le long du périmètre moyen du tore,

- Une globalisation des effets dynamiques répartis dans le matériau du circuit magnétique par une seule représentation de courants induits macroscopiques,
- Une homogénéisation des grandeurs magnétiques (induction, champ d'excitation) dans tout le circuit magnétique (cela suppose de négliger l'effet de peau).

L'application du théorème d'Ampère au second tore fictif donne (7-1):

$$7-1 \quad N_1 \cdot i_1 + N_2 \cdot i_2 = H_{stat} \cdot L$$

Où  $L$  représente la longueur du périmètre moyen du tore,  $H_{stat}$  est la valeur du champ magnétique d'excitation correspondant à un état quasi statique du matériau magnétique pour une induction  $B_m$  moyennée selon la section  $S$  du tore,  $i_1$  et  $i_2$  sont respectivement le courant dans le circuit exciteur de  $N_1$  spires et le courant induit dans le second bobinage.

Selon la loi de Lenz appliquée au second bobinage court-circuité sur la résistance  $R$ , on obtient :

$$7-2 \quad -N_2 \cdot \frac{d(B_m \cdot S)}{dt} = R \cdot i_2$$

En substituant  $i_2$  dans (7-1), on obtient (7-3) :

$$7-3 \quad N_1 \cdot i_1 + N_2 \cdot \left( -\frac{N_2}{R} \cdot \frac{d(B_m \cdot S)}{dt} \right) = H_{stat} \cdot L$$

Cette relation peut encore s'écrire :

$$7-4 \quad N_1 \cdot i_1 - H_{stat} \cdot L = \frac{N_2^2}{R} \cdot S \cdot \frac{dB_m}{dt}$$

Enfin, l'application du théorème d'Ampère au tore réel donne :

$$7-5 \quad N_1 \cdot i_1 = H_{dyn} \cdot L$$

Où cette fois  $H_{dyn}$  constitue la valeur du champ d'excitation nécessaire à appliquer à la surface du circuit réel de façon à faire circuler un flux  $\Phi = B_m \cdot S$  à travers la section du tore réel.

En combinant (7-4) et (7-5), on obtient l'équation définissant le modèle global de tube de flux :

$$7-6 \quad H_{dyn} = H_{stat}(B_m) + \gamma \cdot \frac{dB_m}{dt}$$

Le paramètre « dynamique »  $\gamma$  associé est donné par la relation (7-7) :

$$7-7 \quad \gamma = \frac{N_2^2}{R} \cdot \frac{S}{L}$$

Le modèle global de tube de flux obtenu peut être représenté par un schéma bloc à retour statique d'où le nom qui lui est donné : **Dynamic Static Feedback model (DSF model)**.

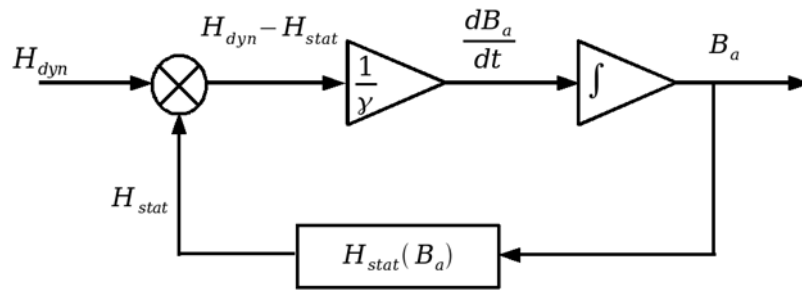


Figure 7-2

Schéma bloc décrivant le modèle DSF, ( $B_a$  représente l'induction  $B_m$  moyennée selon la section du circuit).

La valeur du paramètre  $\gamma$  est liée, d'une part, à la géométrie du circuit torique (dimensions  $S$  et  $L$ ) et, d'autre part, aux propriétés dynamiques conductrices du matériau magnétique réel. La détermination de  $\gamma$  ne peut s'appuyer sur la relation (7-7) où apparaissent des grandeurs associées à un enroulement fictif court-circuité sur une résistance elle-même non réelle.

L'identification de la valeur de  $\gamma$  est effectuée de façon itérative et empirique en ajustant la caractéristique dynamique  $B_m(H_{dyn})$  simulée par le modèle à la caractéristique dynamique mesurée pour la même condition de sollicitation du circuit. Cette identification est opérée à partir d'un seul essai expérimental en dynamique effectué si possible pour la fréquence d'excitation la plus élevée considérée dans les mesures relevées. La valeur obtenue pour  $\gamma$  est ensuite maintenue constante pour toutes les simulations quelles que soient les fréquences ou les dynamiques considérées.

## 7.2.2. Domaine de validité et règles d'utilisation

### 7.2.2.1. Tests de validation

Le modèle DSF est très utilisé au sein de l'équipe « matériaux » du laboratoire, en conséquence, il nous a semblé nécessaire d'examiner précisément son domaine de validité et de définir des règles d'utilisation.

Pour ce faire, nous avons effectué une confrontation entre les résultats de tests obtenus par le modèle DSF et ceux issus de l'expérimentation effectuée sur deux échantillons de matériaux différents (45).

Afin de satisfaire au mieux aux hypothèses du modèle, deux précautions sont prises:

- les échantillons testés sont de forme torique et sont constitués de matériaux isotropes;
- les conditions d'excitation restent à fréquence suffisamment faible dans le but de garantir l'homogénéité des grandeurs magnétiques à travers la section des échantillons.

Nous allons successivement tester le modèle DSF sur ces deux échantillons numérotés 1 et 2.

### ***Échantillon N°1 :***

Il s'agit d'un tore massif de FeNi (50/50) dont les caractéristiques sont résumées dans le (Tableau 7-1).

Conductivité électrique : $\sigma$ [ $S.m^{-1}$ ]	$2.10^6$
Perméabilité relative au champ coercitif : $\mu_r$	135 000
Épaisseur du tore : $d$ [mm]	1.1

Tableau 7-1 Caractéristiques de l'échantillon N°1 considéré.

Pour cet échantillon fortement massif, de nombreux courants de Foucault peuvent circuler et constituent les phénomènes majeurs de dissipation dans le circuit. Pour cette raison, il nous semble évident d'attribuer à  $\gamma$  la valeur définie par la relation  $\sigma d^2/12$  (46), a contrario de la démarche empirique habituellement adoptée pour ajuster  $\gamma$ .

La valeur de  $\gamma$  calculée vaut : 0.21. La relation  $\sigma.d^2/12$  que nous utilisons correspond au coefficient associé au champ d'excitation magnétique dit « classique »  $H_{cl}$  résultant de la présence des courants de Foucault. L'établissement de cette relation est repris dans le paragraphe suivant.

Le tore est excité par un champ de surface de type sinusoïdal dont la fréquence n'excède pas 150Hz afin de ne pas créer trop d'effet de peau.

Le (Tableau 7-2) regroupe pour les différentes fréquences (25, 50, 100, 150Hz) :

- La profondeur de peau, établie par la formule (7-8).

7-8

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \mu_0 \cdot \mu_r}}$$

- L'erreur relative  $\varepsilon_1$  entre les aires des cycles simulé et mesuré (l'aire du cycle constitue une grandeur représentative des pertes),
- L'erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  définie par la formule (7-9):

$$7-9 \quad \varepsilon_2 = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (B_{simule}(i) - B_{mesure}(i))^2}$$

f (Hz)	25	50	100	150
$\delta/(d/2)$ (%)	40	29	20	16
$\varepsilon_1$ (%)	19	4.2	23	36.7
$\varepsilon_2$ (%)	14.5	22.7	29.8	37.2

Tableau 7-2 Résultats obtenus pour différentes fréquences pour l'échantillon massif, (échantillon N°1).

On observe une augmentation de l'erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  lorsque la fréquence croît. Ce résultat est en accord avec l'indication fournie par la valeur de la profondeur de peau ; lorsque celle-ci devient inférieure à la demi-épaisseur du tore, l'hypothèse de non-homogénéité n'est plus vérifiée. La relation classique (7-8) établie dans le cas d'un matériau linéaire est appliquée au cas présent d'un matériau saturé. Cette relation permet toutefois de donner une bonne indication sur l'état d'homogénéité des grandeurs magnétiques dans la section de l'échantillon.

Ne pouvant obtenir par la mesure des informations locales à l'intérieur de la section du tore et désireux de vérifier l'hypothèse d'homogénéité, nous avons utilisé un modèle classique de diffusion magnétique tel que celui défini dans (6) pour simuler le champ d'excitation magnétique en différents points de l'épaisseur du tore. La (Figure 7-3) montre la valeur relative de l'amplitude du champ d'excitation magnétique normalisée à l'amplitude du champ de surface en fonction de sa position dans l'épaisseur du tore ( $H(0)$  = champ de surface,  $H(100\%)$  = champ au centre de l'épaisseur) pour différentes fréquences. Dès la fréquence la plus basse de 25Hz considérée, le champ d'excitation n'est pas tout à fait uniforme, ce qui laisse présager que le modèle DSF va très vite entrer en limitation de son domaine d'utilisation.

De la même façon, la (Figure 7-4) montre les valeurs normalisées de l'amplitude de l'induction en différents points de l'épaisseur du tore. Nous pouvons voir que le phénomène de saturation tend à restreindre l'inhomogénéité de l'induction dans la section, néanmoins la limitation du modèle DSF est très vite atteinte.

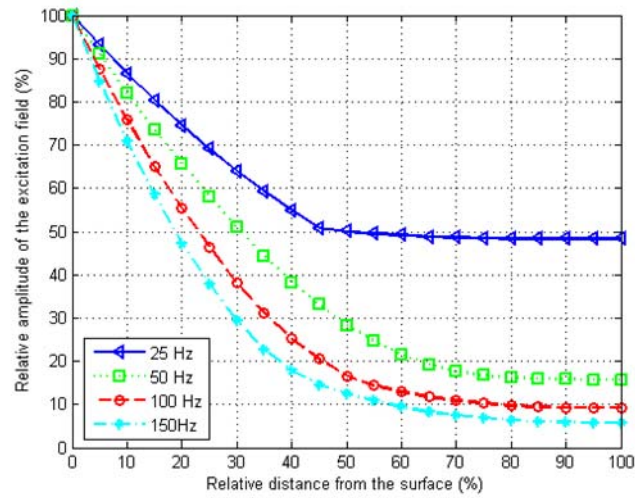


Figure 7-3

Valeur normalisée de l'amplitude de H en fonction de la position réduite dans l'épaisseur de l'échantillon

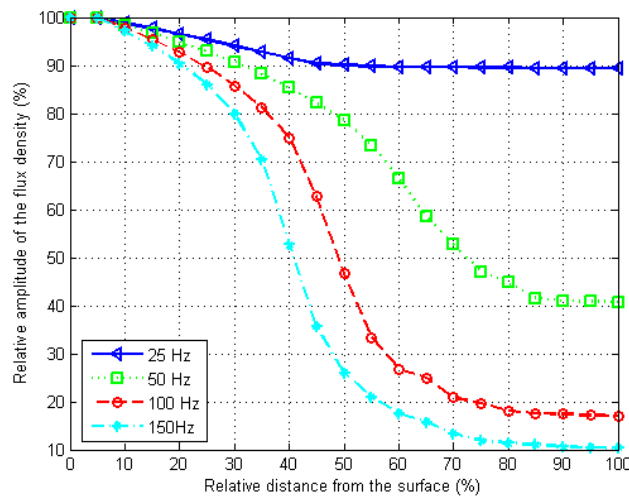


Figure 7-4

Valeur normalisée de l'amplitude de B en fonction de la position réduite dans l'épaisseur de l'échantillon.

La dernière observation concerne la comparaison des deux erreurs  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  obtenues pour la fréquence de 50Hz. À ce sujet, la (Figure 7-5) superpose les cycles mesuré et simulé qui pour cette fréquence ont pratiquement les mêmes aires (mêmes pertes) et ont cependant des formes très différentes.



Ces différents résultats permettent de tirer des conclusions préliminaires :

- Le modèle DSF permet de rendre compte d'effets dynamiques liés à la présence de courants de Foucault. Ce modèle donne satisfaction tant que l'hypothèse d'homogénéité est vérifiée.
- Pour une aire de cycle simulé très proche de celle du cycle mesuré, une inhomogénéité dans la section du tore peut exister et conduire à une erreur quadratique moyenne très importante en ce qui concerne le calcul de l'induction moyenne ou du champ d'excitation.
- La relation classique de la profondeur de peau, établie pour un matériau linéaire et appliquée au cas d'un matériau saturé, fournit une bonne indication quant à l'homogénéité des grandeurs magnétiques dans la section du tore,

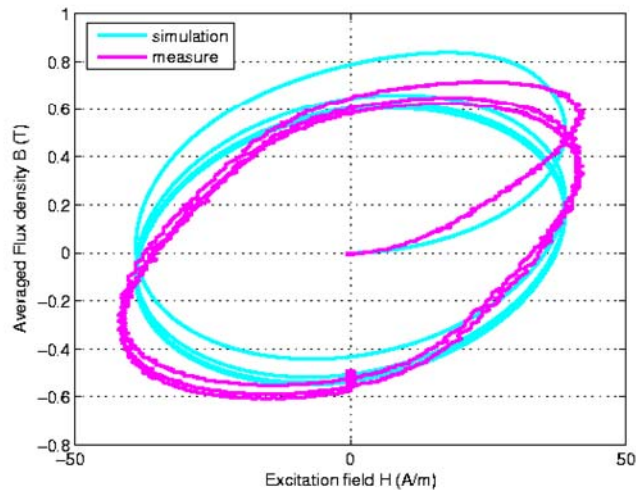


Figure 7-5

Cycles moyens mesuré et simulé pour  $f=50\text{Hz}$ . L'erreur relative entre les aires pour le régime permanent vaut 4.2%.

### ***Échantillon N°2 :***

Le second échantillon est constitué d'un empilement de rondelles de FeSi3% à GNO. Les caractéristiques de cet échantillon sont regroupées dans le (Tableau 7-3).

Conductivité électrique : $\sigma$ [ $\text{S}\cdot\text{m}^{-1}$ ]	$2.08\cdot 10^6$
Perméabilité relative au champ coercitif : $\mu_r$	6 000
Épaisseur de rondelle : $d$ [mm]	0.2

Tableau 7-3 Caractéristiques de l'échantillon N°2 considéré.

Cette fois, la valeur de  $\gamma$  est déterminée par la méthode empirique effectuée pour la fréquence la plus haute garantissant l'homogénéité des grandeurs magnétiques dans la section (1200Hz). La valeur obtenue est 0.013 et conduit à une erreur quadratique moyenne minimale.

Contrairement au cas précédent, peu de courants de Foucault vont se développer dans l'échantillon constitué de rondelles de faibles épaisseurs. De plus, l'effet de peau peut être négligé jusqu'à la fréquence de 1500Hz d'après la valeur donnée par l'application de la relation (7-8) ( $\delta(1500\text{Hz})=0.12\text{mm}$ ).

La (Figure 7-6) donne les valeurs de l'erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  calculée pour chaque fréquence et concernant deux valeurs de  $\gamma$  considérées : celle valant 0.013 obtenue par ajustage pour minimiser  $\varepsilon_2$  et la valeur 0.00694 correspondant au cas où les effets dynamiques développés dans le circuit seraient uniquement dus à la circulation des courants de Foucault ( $\gamma=\sigma d^2/12$ ). L'analyse de la (Figure 7-6) montre que l'échantillon considéré est le siège d'effets dynamiques supplémentaires que ceux provoqués par la circulation de courants de Foucault. Le modèle DSF est capable de rendre compte macroscopiquement de ces effets à partir d'une augmentation adaptée de la valeur du paramètre dynamique  $\gamma$  associé.

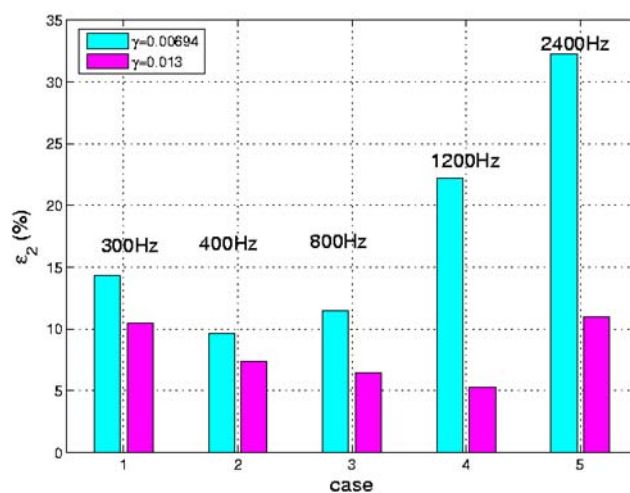


Figure 7-6

Erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  pour deux valeurs de  $\gamma$ ,  $\gamma=0.013$  et  $\gamma=0.00694=\sigma.d^2/12$  (seuls les courants de Foucault sont pris en compte).

La valeur de l'erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  qui est minimisée pour la fréquence de 1200Hz par ajustage de la valeur de  $\gamma$ , augmente pour les autres fréquences considérées. La différence entre

les valeurs calculée et mesurée pour  $B_m(t)$  n'est pas imputable à une non-vérification d'une hypothèse du modèle, en particulier celle liée à l'effet de peau qui reste négligeable.

L'origine de cet écart constaté pour les fréquences autres que celle pour laquelle la valeur du paramètre  $\gamma$  est ajustée, nous a incités à regarder de plus près la formulation définissant le modèle DSF, cette investigation fait l'objet du volet qui suit.

### **7.2.2.2. Conclusion et règles d'utilisation**

En conclusion de ces différents tests, plusieurs règles pour une utilisation à bon escient du modèle DSF peuvent être dégagées :

- Le modèle DSF doit s'appliquer à des cas où l'effet de peau est négligeable, à ce sujet, la valeur de  $\delta$  donnée par la relation classique (7-8) fournit une bonne indication du domaine de validité du modèle.
- La valeur du paramètre dynamique  $\gamma$  du modèle, ajustée pour la fréquence la plus haute et maintenue constante pour toute autre fréquence d'utilisation, permet au modèle de rendre compte de façon globalisée de différents effets dynamiques (macroscopiques et microscopiques) développés dans le circuit.

Afin d'apporter une explication plausible à la perte de précision du modèle DSF constatée aux fréquences autres que celle permettant l'ajustage du paramètre dynamique, nous avons pris comme référence les travaux menés par Bertotti sur l'origine des pertes fer. Nous avons comparé les deux modèles, celui de Bertotti et DSF puis établi une méthode d'identification du paramètre  $\gamma$  du modèle DSF.

### **7.2.3. Comparaison des modèles de Bertotti et DSF-identification du paramètre dynamique**

#### **7.2.3.1. Modèle de pertes de Bertotti**

L'auteur développa en 1986 (47) une théorie permettant de comprendre le mécanisme des pertes fer dans les tôles magnétiques. Depuis, la théorie élaborée est considérée comme une référence par une grande partie des chercheurs dans le domaine du magnétisme. Les travaux de l'auteur

aboutissent à une représentation macroscopique des pertes fer que nous allons brièvement rappeler.

Une tôle magnétique soumise à une sollicitation variable dans le temps est le siège de phénomènes statiques et dynamiques conduisant à des pertes ferromagnétiques qui selon le principe admis de décomposition s'explicitent :

$$7-10 \quad W_{tot} = W_s + W_{cl} + W_{exc}$$

Où  $W_s$  représente l'énergie associée au phénomène d'hystérésis statique,  $W_{cl}$  constitue l'énergie nécessaire pour vaincre les effets dynamiques associés à la circulation des courants de Foucault et  $W_{exc}$  constitue l'énergie excédentaire à appliquer à la tôle pour contrecarrer les effets associés à la circulation des micros courants induits autour des parois lors de leur déplacement.

L'énergie par unité de masse [J/kg] liée à chaque terme de perte s'exprime selon (7-11), (7-12), (7-13) :

$$7-11 \quad W_{stat} = \frac{1}{mv} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} H_{stat}(t) \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} \cdot dt$$

$$7-12 \quad W_{cl} = \frac{1}{mv} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} H_{cl}(t) \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} \cdot dt$$

$$7-13 \quad W_{exc} = \frac{1}{mv} \cdot \int_{t_0}^{t_0+T} H_{exc}(t) \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} \cdot dt$$

Où  $mv$  représente la masse volumique du matériau,  $T$  est la période de la sollicitation et  $H_{stat}(t)$ ,  $H_{cl}(t)$ ,  $H_{exc}(t)$  sont respectivement le champ d'excitation statique, le champ d'excitation dit « classique » lié aux courants de Foucault et le champ d'excitation excédentaire.  $B_m(t)$  désigne l'induction moyennée selon la section de la tôle.

Dans le cas d'une tôle rectangulaire infiniment longue où les champs magnétiques sont unidirectionnels selon la longueur et dont l'épaisseur notée « d » est bien plus petite que la largeur, la relation (7-14) définit la valeur temporelle du champ classique lorsque l'effet de peau est négligeable.

$$7-14 \quad H_{cl}(t) = \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{dB_m(t)}{dt}$$

Une représentation macroscopique des pertes excédentaires liées aux déplacements des parois est élaborée par G. Bertotti selon une théorie statistique que nous allons évoquer.

G. Bertotti, à partir de 1983, introduisit une nouvelle entité : l'Objet magnétique (OM). Ce concept sous-entend qu'un domaine magnétique ne se déplace pas de manière isolée comme si le

domaine était unique dans le matériau, mais induit des perturbations sur les domaines avoisinants. L'auteur définit comme Objet Magnétique une région où un ensemble de domaines subissent la même corrélation. À chaque région est associé un O.M.

Le champ excédentaire est fonction de la dérivée temporelle du flux associé au déplacement de chaque OM.

$$7-15 \quad H_{exc}(t) = \sigma \cdot G \cdot \frac{d\phi(t)}{dt}$$

Où le paramètre  $G$  définit le coefficient de friction de l'O.M et  $\sigma$  représente la conductivité du matériau.

La variation temporelle de l'induction totale  $B_m(t)$  du matériau est liée à la variation temporelle du flux de chaque O.M. En notant  $n_{OM}$  le nombre d'O.M. contenu dans le matériau et  $S$  la section du circuit, on a :

$$7-16 \quad S \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} = n_{OM} \cdot \frac{d\phi(t)}{dt}$$

Bertotti dans ses travaux montra aussi une proportionnalité entre le nombre d'O.M. et la valeur du champ excédentaire :

$$7-17 \quad n_{OM} = \frac{H_{exc}(t)}{V_0}$$

Où  $V_0$  est un paramètre qui dépend de la structure du matériau.

Ainsi, en associant ces différentes équations, on obtient :

$$7-18 \quad H_{exc}(t) = \sqrt{\sigma \cdot G \cdot V_0 \cdot S} \cdot \left| \frac{dB_m(t)}{dt} \right|^{0.5} \cdot \text{signe}\left(\frac{dB_m(t)}{dt}\right)$$

Le terme de signe( $dB_m/dt$ ) est rajouté pour tenir compte du signe de la variation temporelle de  $B_m(t)$ .

L'association des différentes relations de champs d'excitation conduit à l'expression du champ d'excitation  $H_{dyn}$  à appliquer à la surface de la tôle pour établir une induction moyenne  $B_m(t)$ .

$$7-19 \quad H_{dyn}(t) = H_{stat}(t) + \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} + \sqrt{\sigma \cdot G \cdot V_0 \cdot S} \cdot \left| \frac{dB_m(t)}{dt} \right|^{0.5} \cdot \text{signe}\left(\frac{dB_m(t)}{dt}\right)$$

### 7.2.3.2. Comparaison et identification du paramètre du modèle DSF

La comparaison de (7-6) et (7-19) associées respectivement aux modèles DSF et de Bertotti met en évidence deux points :

- le modèle DSF est tout à fait apte à représenter les effets dynamiques dus aux courants de Foucault à condition d'attribuer à  $\gamma$  la valeur définie par la relation  $\sigma.d^2/12$ . Ce résultat est confirmé par le test de validation effectué sur l'échantillon N°1.
- les formulations des deux modèles associées aux pertes excédentaires sont différentes. Bertotti propose une formulation en  $(dB_m(t)/dt)^{1/2}$  alors que le modèle DSF considère une relation en  $dB_m(t)/dt$  conformément à la théorie donnée par Pry et Bean (48). Cette divergence constitue une cause plausible induisant la perte de performance du modèle DSF.

En se référant toujours aux travaux de Bertotti, nous allons proposer une méthode d'identification de la valeur du paramètre  $\gamma$  de façon à obtenir la même énergie due aux mouvements des parois que celle définie par Bertotti.

L'idée est de déterminer la valeur du paramètre à associer au modèle DSF ayant pour objectif de trouver les mêmes énergies que celles prévues par Bertotti.

Pour satisfaire cette condition, les énergies excédentaires des deux modèles doivent être égales.

Ce qui conduit à l'obtention de la valeur du paramètre  $\gamma$  :

$$7-20 \quad \gamma = \frac{\sigma.d^2}{12} + KB$$

Avec :

$$7-21 \quad KB = \sqrt{\sigma.G.V_0.S} \cdot \frac{\int_{t_0}^{t_0+T} \left| \frac{dB_m(t)}{dt} \right|^{1.5} .dt}{\int_{t_0}^{t_0+T} \left( \frac{dB_m(t)}{dt} \right)^2 .dt}$$

Dans le but d'analyser la performance de la modification apportée au modèle DSF en considérant un paramètre  $\gamma$  variable, l'étude analytique qui suit s'intéresse au cas usuel d'une tôle soumise à une induction sinusoïdale. Pour cette étude théorique, la valeur du coefficient de Bertotti est fixée à 1 et les formes d'onde temporelles des champs excédentaires calculés par les modèles de Bertotti et DSF modifié sont comparées.

### 7.2.3.3. Étude théorique dans le cas d'une induction de forme sinusoïdale

Le cas analysé correspond à une condition ordinaire de travail des tôles dans de nombreux systèmes électromagnétiques alimentés par une tension sinusoïdale tels que des transformateurs ou des machines tournantes.

En notant  $B_{MAX}$  la valeur crête de l'induction moyenne et  $f$  sa fréquence, nous obtenons la valeur à attribuer à  $KB$  (7-22) :

$$7-22 \quad KB = \frac{\sqrt{\sigma \cdot G \cdot V_0 \cdot S}}{\sqrt{B_{MAX} \cdot \omega}} 1.1128$$

La (Figure 7-7) compare les valeurs temporelles des champs magnétiques excédentaires simulés par le modèle DSF dont le paramètre  $\gamma$  est calculé selon la relation précédente à celles obtenues par le modèle de Bertotti. L'induction considérée possède une amplitude de 1T et deux fréquences de 100Hz et 500Hz sont successivement considérées. La valeur du coefficient  $KB$  est fixée à partir de la relation obtenue. Une différence minimale apparaît entre les deux courbes et l'écart type  $\varepsilon$  calculé à partir de la formule (7-23) vaut seulement 5% pour chacune des fréquences.

$$7-23 \quad \varepsilon = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{H_{excB}(i) - H_{excDSF}(i)}{\max(H_{excB})} \right)^2}$$

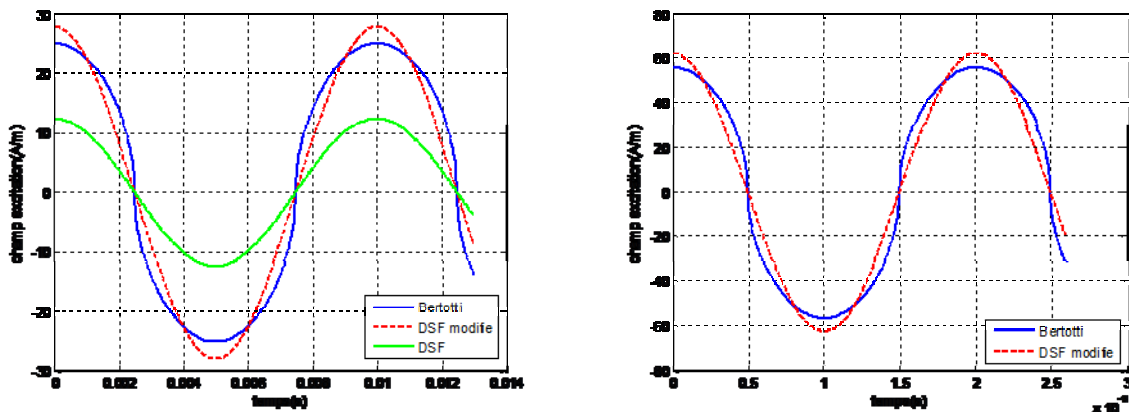


Figure 7-7

Superposition des champs excédentaires simulés par les modèles de Bertotti et DSF modifié (et DSF pour la fréquence de 100Hz), l'induction moyenne est de type sinusoïdal, deux fréquences sont considérées : à gauche,  $f=100\text{Hz}$  et à droite,  $f=500\text{Hz}$ .

L'avantage de cette correction est de garantir le même écart type entre les deux champs excédentaires quelle que soit la fréquence considérée.

Pour la fréquence de 100Hz, nous avons aussi superposé la forme d'onde temporelle du champ d'excitation obtenu, par le modèle DSF dont la valeur du paramètre  $\gamma$  est maintenu constante et égale à celle fixée pour la fréquence de 500Hz. Nous observons la nette amélioration obtenue par le modèle DSF dont le paramètre dynamique varie en fonction de la fréquence.

Les cycles  $B_m(H_{exc})$  obtenus par les deux modèles (Figure 7-8) ont des allures très proches, leurs aires qui constituent une grandeur représentative des pertes excédentaires sont rigoureusement égales.

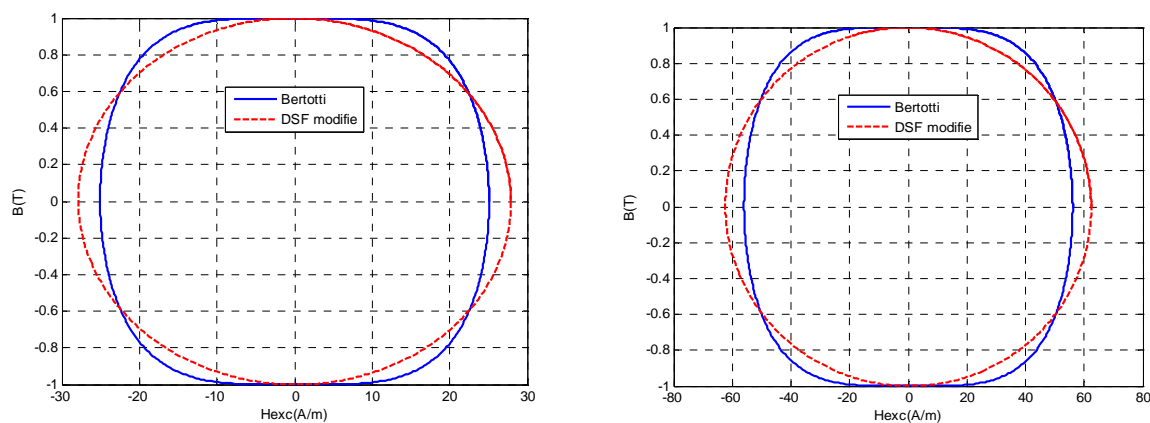


Figure 7-8

Cycles  $B_m(H_{exc})$  simulés par le modèle de Bertotti et le modèle DSF modifié, les aires sont égales, deux fréquences sont considérées, 100Hz à gauche et 500Hz à droite.

#### 7.2.3.4. Discussion

L'étude effectuée permet de situer le modèle DSF par rapport à celui de Bertotti. L'ajustage de la valeur du paramètre  $\gamma$  de façon à retrouver strictement les mêmes énergies que celles prédites par le modèle de Bertotti permet de proposer une méthode d'identification du paramètre du modèle DSF.

Identifiée pour une fréquence fixe donnée, la valeur de  $\gamma$  permet au modèle DSF de fournir une bonne représentation du comportement dynamique du matériau pour la fréquence considérée. Cependant, cette précision ne peut être garantie en gardant constante la valeur du paramètre dynamique selon l'analyse faite.



#### **7.2.4. Conclusion**

Élaboré au laboratoire depuis plus de vingt ans, le modèle DSF a retenu notre attention par sa facilité d'implémentation, sa robustesse et par son aptitude à rendre compte des effets dynamiques par un unique paramètre dynamique.

Afin de définir avec plus de précision son domaine de validité ainsi qu'une démarche physique d'identification de son paramètre, nous l'avons comparé à celui de Bertotti. Une divergence est apparue entre les deux modèles concernant la formulation des pertes excédentaires. Notons que cette divergence doit être relativisée et conduit à un écart minime concernant les pertes fer totales calculées par les deux modèles. En effet, si l'on situe la contribution des pertes excédentaires par rapport aux pertes totales dans une tôle en FeSi 3% à GNO classiquement utilisée en électrotechnique, celles-ci représentent à peine 10% des pertes totales.

Nous pouvons aussi signaler le fait que la détermination des pertes fer excédentaires suscite encore de nos jours la curiosité de scientifiques comme nous allons en parler dans la suite. Une théorie n'est controversée qu'à l'élaboration d'une autre théorie. Le débat n'est apparemment pas clos.

### **7.3. MODELE DYNAMIQUE PAR DERIVATION FRACTIONNAIRE**

Si la représentation macroscopique des effets dynamiques dits classiques, c'est à dire causés par la circulation des courants de Foucault est validée (47), démontrée et conduit à de nombreuses mises en œuvre dans le domaine du génie électrique, il n'en est pas de même de la représentation macroscopique des phénomènes dynamiques provoquant les pertes dites excédentaires qui suscitent encore de nos jours la curiosité et l'investigation de nombreuses équipes de chercheurs dans ce domaine (49), (50), (51), (52).

Motivés par ce sujet, nous avons expérimenté une nouvelle approche mathématique basée sur une dérivation fractionnaire (53) afin de chercher une autre solution au problème.

Le point particulier qui a inspiré l'élaboration d'un modèle dynamique de matériau magnétique par une dérivation fractionnaire est la similitude existant entre les comportements dynamiques des matériaux magnétiques et des céramiques ferroélectriques. Les deux types de matériaux ont

un comportement hystérétique similaire conduisant à une augmentation des pertes dans les matériaux lorsque la fréquence croît. Tous deux ont aussi une structure en domaines induisant des pertes dues aux déplacements des parois lors d'une magnétisation pour les matériaux magnétiques et lors d'une polarisation pour les matériaux ferroélectriques. Pour ces derniers, seuls des effets dynamiques liés aux déplacements des parois entre domaines existent. Peu de représentations de ces effets sont disponibles et une approche originale a été proposée et testée pour la modélisation de la polarisation dynamique de céramiques ferroélectriques (54), (55), (56). Cette technique, conduisant à des résultats tout à fait satisfaisants pour une large gamme de décades de fréquence est basée sur une représentation par dérivation fractionnaire des effets dynamiques liés aux mouvements des parois.

Cette approche mathématique, implémentée avec succès dans le cas des matériaux ferroélectriques, nous a incités à la mettre en œuvre pour la modélisation des effets dynamiques excédentaires liés aux déplacements de parois dans les matériaux magnétiques, ces phénomènes pouvant être apparentés à ceux développés dans le cas d'une céramique ferroélectrique.

Cette formulation mathématique est mise en œuvre dans le cas particulier d'une onde de flux sinusoïdale. Une validation expérimentale est menée sur un échantillon de matériau en FeSi et vient conforter la nouvelle approche.

### **7.3.1. Formulation en onde de flux sinus**

Nous considérons le cas classique d'une tôle rectangulaire d'épaisseur  $d$ , de largeur bien supérieure à son épaisseur et de longueur supposée infinie. Nous supposons aussi le champ d'excitation unidirectionnel orienté selon la longueur de la tôle et négligeons l'effet de peau.

La relation (7-24) définit l'expression du champ d'excitation à appliquer à la surface de la tôle.

$$7-24 \quad H_{dyn}(t) = H_{stat}(t) + \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} + H_{exc}(t)$$

Les diverses analogies citées entre les matériaux magnétiques et ferroélectriques nous ont donné l'idée de modéliser le champ excédentaire par une approche mathématique utilisant une dérivée fractionnaire (7-25) :

$$7-25 \quad H_{excFD}(t) = K_{FD} \cdot \frac{d^\alpha B_m(t)}{dt^\alpha}$$

Dans le cas d'une induction de type sinus, la relation (7-25) s'exprime directement de manière analytique :

$$H_{excFD}(t) = K_{FD} \cdot B_{MAX} \cdot \omega^\alpha \cdot \sin\left(\omega \cdot t + \alpha \cdot \frac{\pi}{2}\right)$$

Où  $B_{MAX}$  représente la valeur crête de l'induction moyenne  $B_m(t)$ . L'ordre  $\alpha$  de la dérivation fractionnaire est pris égal à 1/2 conformément à la valeur obtenue dans le cas des matériaux ferroélectriques. La valeur du coefficient  $K_{FD}$  va être définie lors de l'étude expérimentale qui suit.

### **7.3.2. Validation expérimentale en onde sinus**

La validation expérimentale que nous avons faite s'attache à montrer l'aptitude du modèle de dérivation fractionnaire à reproduire d'une part, l'allure temporelle du champ à la surface d'un échantillon magnétique et à donner d'autre part, les pertes totales dans le matériau.

Nous considérons l'échantillon N°2 défini au paragraphe précédent. La détermination de la valeur du paramètre  $K_{FD}$  est effectuée de manière à minimiser l'erreur entre les aires des cycles mesuré et simulé. La valeur de 0.284 est obtenue pour la fréquence de travail de 400Hz et une induction crête de 1.2T.

Pour la validation expérimentale, deux fréquences de 100Hz et 400Hz conduisant à une homogénéité de l'induction dans l'épaisseur de l'échantillon avec une induction sinusoïdale moyennée sinus de valeurs 1.23T et respectivement 1.2T sont considérées. La valeur de  $K_{FD}$  est gardée constante pour les deux tests.

Afin de comparer le nouveau modèle établi à celui de Bertotti, la (Figure 7-9) compare les évolutions des champs excédentaires calculées par les deux modèles.

Un « déphasage » apparaît entre les deux champs simulés. Il faut souligner que la contribution du champ excédentaire par rapport au champ de surface est très faible pour le matériau choisi, en conséquence, ce « déphasage » n'est plus perceptible sur l'allure du champ de surface simulé à partir du modèle de dérivation fractionnaire comme le montre la (Figure 7-10) qui superpose les champs de surface simulé par le nouveau modèle et mesuré expérimentalement.

Pour clore cette validation, les cycles moyens mesurés et calculés par le modèle de dérivation fractionnaire sont comparés (Figure 7-11).

Les allures des cycles sont très proches et les différents résultats obtenus sont encourageants.

Notons que le choix de la valeur 1/2 considéré pour l'ordre de la dérivée fractionnaire permet de retrouver la loi en fréquence prédite par la théorie de Bertotti.

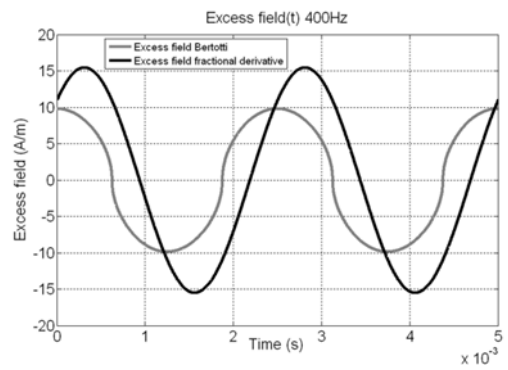
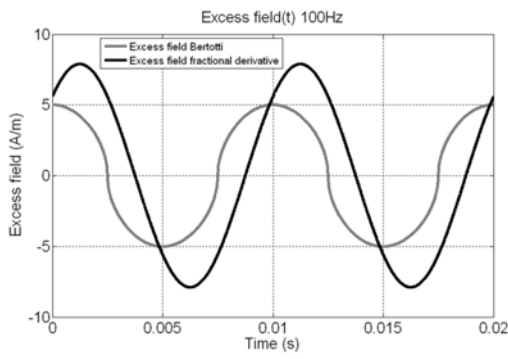


Figure 7-9

Évolution temporelle des champs excédentaires simulés par les modèles de Bertotti et de la dérivée fractionnaire pour deux fréquences : à gauche 100Hz et à droite 400Hz.

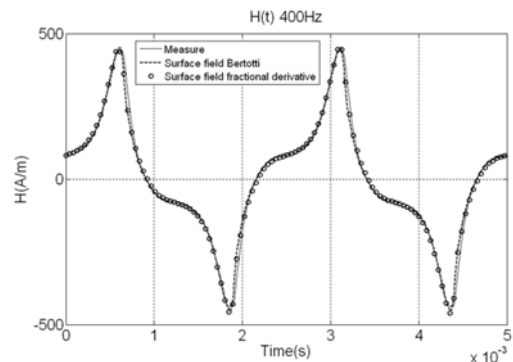
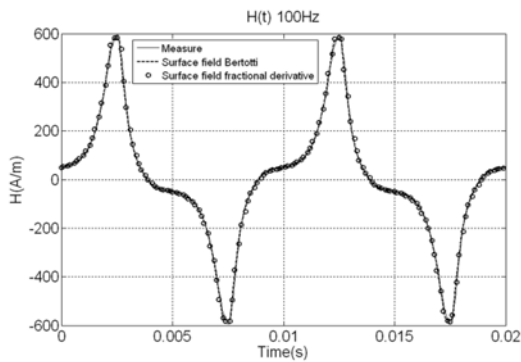


Figure 7-10

Évolution temporelle des champs de surface simulés par les modèles de Bertotti et de la dérivée fractionnaire pour deux fréquences (à gauche 100Hz et à droite 400Hz).

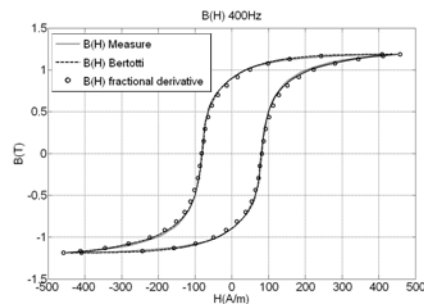
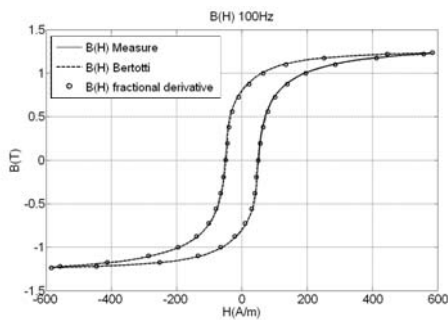


Figure 7-11

Cycles moyens simulé par le modèle de dérivée fractionnaire et mesuré pour deux fréquences (à gauche 100Hz et à droite 400Hz).

### **7.3.3. Conclusion et perspectives**

Une nouvelle approche mathématique de représentation macroscopique d'effets dynamiques dus aux mouvements de parois est présentée. La formulation adoptée pour représenter le champ d'excitation excédentaire est basée sur une dérivation fractionnaire.

L'ordre de cette dérivation, fixé à 0.5, permet de retrouver la loi en fréquence prédite par Bertotti et confirmée par la mesure.

Ce modèle permet de trouver des formes d'onde temporelles de champs d'excitation de surface très proches de celles mesurées.

Enfin, d'une mise en œuvre aisée, ce nouveau modèle peut être associé à n'importe quel modèle d'hystérésis statique.

Un travail est en cours pour tester le modèle à des formes d'onde diverses et l'appliquer à d'autres matériaux utilisés dans le domaine du génie électrique (alliages cristallins, nanocristallins, ferrite).

Une autre perspective sera de globaliser comme le fait le modèle DSF tous les effets dynamiques, mais cette fois à partir d'une formulation par une seule dérivée de type fractionnaire.

## **7.4. CONCLUSION**

Nous avons effectué une analyse du modèle global DSF dans le but d'établir son domaine de validité et de proposer une démarche scientifique pour l'identification de son paramètre dynamique. Cette analyse qui résulte d'une part, de conclusions de confrontation entre les résultats de simulations et ceux issus de l'expérimentation et, qui s'appuie d'autre part, sur les travaux menés par Bertotti conduit à une identification précise du paramètre dynamique  $\gamma$  associé au modèle DSF.

Cette analyse permet de proposer une valeur du paramètre  $\gamma$  de façon à retrouver rigoureusement les mêmes énergies mises en jeu dans un circuit que celles prédites par les travaux de Bertotti.

Un modèle dynamique original basé sur une approche mathématique par dérivation fractionnaire est aussi mis en place. Testé pour une onde de flux sinus, ce nouveau modèle obéit à la relation en fréquence conformément aux travaux de Bertotti.

L'intérêt de ce modèle réside dans sa facilité de mise en œuvre et dans son couplage aisé avec un modèle de loi statique de matériau, il requiert de plus un temps de calcul réduit. Le coefficient associé à ce modèle est indépendant de la fréquence du signal d'excitation.

Des travaux sont en cours afin de tester ce nouveau modèle pour des signaux de forme d'onde quelconque et pour des matériaux prévus pour des applications à fréquences basses (électrotechnique) et élevées (électronique de puissance).

# 8. MODELES DE DIFFUSION MAGNETIQUE

## 8.1. INTRODUCTION

Dans le cas d'un circuit magnétique massif ou bien lorsque la sollicitation du matériau magnétique est très rapide, une hétérogénéité des grandeurs magnétiques dans la section du circuit due à la circulation de nombreux courants de Foucault est un facteur déterminant à considérer pour une représentation réaliste et précise du comportement dynamique du matériau magnétique.

La prise en compte des courants de Foucault dans un dispositif électromagnétique est théoriquement un problème 3D (3) mais, selon certaines approximations que nous allons préciser, le problème peut être réduit à une ou deux dimensions.

Le modèle approprié pour représenter le comportement dynamique d'une tôle où l'effet de peau est marqué est fourni par l'équation de diffusion magnétique. Appliquée au cas d'un circuit de forme simple telle que celui d'un tube de flux ou bien d'une tôle rectangulaire (cadre Epstein), l'équation de diffusion magnétique conduit à une mise en œuvre simple du problème à résoudre.

Selon le niveau de précision recherché pour la représentation du comportement dynamique du circuit, plusieurs modèles de diffusion magnétiques existent et peuvent être envisagés.

L'idée sous-jacente est de définir des modèles dynamiques hétérogènes de circuits afin de les intégrer dans une modélisation de dispositifs par Circuits Magnétiques Equivalents (CME) qui constitue l'approche de modélisation actuellement développée au laboratoire. Pour cette raison, les modèles de diffusion que nous avons élaborés s'appliquent à des cas de diffusion

unidirectionnelle du champ et conduisent à des formulations de type 1D (selon l'épaisseur du circuit).

Le premier modèle de diffusion magnétique que nous avons mis en œuvre est celui appelé communément « modèle classique » de diffusion. Il s'agit du modèle issu du couplage de l'équation de diffusion magnétique avec la loi constitutive statique du matériau. Des tests de ce modèle sur deux types de circuit magnétique permettent de mettre en évidence une limitation du modèle "classique" liée à une représentation parfois incomplète des effets dynamiques développés dans le circuit.

Cette limitation nous a incités à élaborer un nouveau modèle de diffusion magnétique incluant les effets dynamiques excédentaires dont ne peut rendre compte le modèle "classique". Testé sur plusieurs circuits, ce nouveau modèle baptisé « Diffusion & Wall Motion » (DWM), apporte une meilleure solution pour la représentation des phénomènes dynamiques dissipés dans une tôle.

Enfin, dans le but de comparer les performances des modèles DSF et DWM appliqués aux mêmes conditions d'utilisation, nous effectuons une homogénéisation du modèle DWM. De cette homogénéisation, en ressort une corrélation entre les paramètres des deux modèles.

## 8.2. MODELE « CLASSIQUE » DE DIFFUSION

### 8.2.1. Formulation du problème

Les différents modèles de diffusion que nous avons élaborés s'appliquent au cas simplifié d'une tôle rectangulaire (Figure 8-1) de longueur supposée infinie, dont la largeur est bien supérieure à son épaisseur  $d$  et où les grandeurs magnétiques (excitation, induction) sont unidirectionnelles selon la longueur. Cette configuration constitue le cas classique de tôles formant les côtés d'un cadre Epstein conçu pour la caractérisation conventionnelle des matériaux magnétiques usuels. La conductivité  $\sigma$  (ou bien la résistivité  $\rho$ ) du matériau est supposée homogène dans tout le circuit et sa valeur est indépendante de la valeur du champ magnétique, enfin, le champ d'excitation à la surface supérieure de la tôle est supposé égal à celui situé sur la surface inférieure. Ces différentes hypothèses amènent à étudier la diffusion sur seulement une demi-épaisseur de la tôle, le problème est réduit à une dimension (1D).



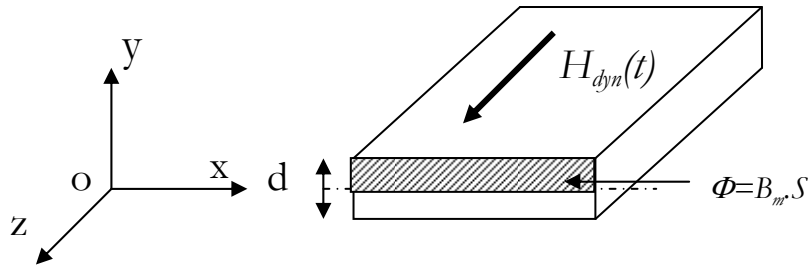


Figure 8-1

Domaine d'étude 1D du problème de diffusion

Le problème de diffusion magnétique est défini par l'équation aux dérivées partielles (8-1) et la loi constitutive du matériau  $B(H)$ .

$$8-1 \quad \frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \sigma \cdot \frac{\partial B(y,t)}{\partial t}$$

Le modèle « classique » de diffusion considère la loi constitutive statique  $B = \mu_{\text{stat}}(H) \cdot H$ .

Afin de rendre compte de façon réaliste du comportement dynamique d'un circuit magnétique, le modèle classique de diffusion doit intégrer un modèle précis de comportement statique du matériau. Les phénomènes de saturation et d'hystérésis statiques conduisent à des modèles statiques plus ou moins complexes dont la prise en compte dans le problème de diffusion (8-2) oblige à une formulation numérique du modèle.

$$8-2 \quad \frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \sigma \cdot \frac{\partial [\mu_{\text{stat}}(H(y,t)) \cdot H(y,t)]}{\partial t}$$

Les méthodes des éléments finis ou des différences finies peuvent être utilisées, toutes deux conduisent à l'obtention d'un système algébrique non linéaire dont la résolution nécessite une méthode numérique appropriée.

La méthode des différences finies particulièrement bien adaptée pour traiter les problèmes 1D est retenue et mise en œuvre pour les différents modèles numériques de diffusion magnétique élaborés.

### 8.2.2. Validité et limitation du modèle « classique »

Les deux échantillons de matériaux différents N°1 (massif) et N°2 (tôle fine), définis dans le chapitre précédent, sont choisis afin de tester la validité du modèle classique et de mettre en évidence sa limitation.

Le modèle d'hystérésis statique implémenté est celui de Jiles et Atherton.

La (Figure 8-2) compare les cycles simulé et mesuré expérimentalement pour les deux échantillons. Nous considérons une fréquence de 100Hz pour l'échantillon N°1 et une fréquence de 500Hz pour le second échantillon.

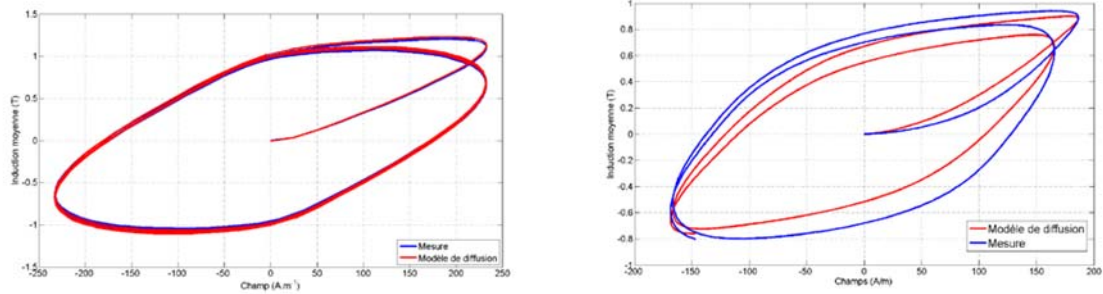


Figure 8-2

cycles dynamiques simulé et mesuré pour : (à gauche), l'échantillon massif ( $d=1.1\text{mm}$ ) N°1 et une fréquence de 100Hz, (à droite) l'échantillon ( $d=0.2\text{mm}$ ) N°2 et une fréquence de 500Hz. Le champ d'excitation de surface est imposé.

Si pour l'échantillon N°1 où les courants de Foucault sont prépondérants le modèle classique de diffusion apporte entière satisfaction, il n'en est pas de même pour le second échantillon où on voit apparaître une différence importante entre les résultats simulés et mesurés. Cette différence n'est pas imputable à une incertitude liée à la conductivité ni au modèle statique que nous avons vérifié.

La seule explication à cet écart est une représentation incomplète d'effets dynamiques développés dans le matériau lors de son aimantation. Le modèle classique de diffusion magnétique permet une représentation précise et fidèle d'effets dynamiques liés aux déplacements des courants de Foucault, mais néglige tout autre effet dynamique tel que celui associé aux déplacements des parois magnétiques. Ce test permet de mettre en évidence la limitation du modèle « classique » de diffusion magnétique.

## 8.3. MODELE INCLUANT LES EFFETS DYNAMIQUES EXCEDENTAIRES : DWM MODEL

La recherche d'un modèle complet de diffusion incluant les effets dynamiques dus aux mouvements de parois a donné lieu à différents travaux (57), (49), (50) et suscite encore de nos jours des investigations. Dans cette optique, nous avons élaboré un nouveau modèle de diffusion magnétique baptisé « **D**iffusion & **W**all **M**otion ».

L'idée du modèle DWM est de considérer le modèle classique de diffusion et de remplacer la caractéristique statique du matériau par une caractéristique dynamique rendant compte des effets dynamiques créés lors des déplacements des parois.

### 8.3.1. Loi dynamique du matériau

Les matériaux magnétiques utilisés dans les applications de l'électrotechnique ont des structures en domaines magnétiques séparées par des parois. Afin de simplifier le problème, nous émettons l'hypothèse que ces parois sont réparties ou distribuées de façon homogène dans tout l'échantillon du matériau. Cette hypothèse semble validée dès lors que la taille d'échantillon est suffisamment grande par rapport aux tailles des domaines magnétiques et en conséquence à celles des parois.

L'hypothèse d'une répartition homogène des parois dans le circuit magnétique nous autorise à utiliser un modèle homogène de représentation d'effets dynamiques liés aux déplacements de parois.

Rien n'est plus évident que de penser au modèle DSF pour définir un modèle de loi dynamique homogène de matériau. Des tests de validation effectués sur le modèle DSF ont fait ressortir une bonne aptitude de ce modèle à représenter les effets dynamiques développés dans le circuit dès lors que ces effets conduisent à une répartition homogène des grandeurs magnétiques dans la section du circuit.

Cette affirmation entre en contradiction avec les résultats énoncés au paragraphe précédent, mais, pour situer le contexte de nos activités, nous précisons que les travaux réalisés sur le modèle DWM sont antérieurs à ceux effectués sur la comparaison du modèle DSF avec celui de Bertotti. Le modèle DSF qui « globalise » les effets dynamiques développés dans le circuit nous semblait alors parfaitement bien adapté.

Pour passer du modèle DSF qui est un modèle dynamique de circuit à un modèle local de comportement dynamique de matériau, la relation suivante analogue à celle régissant le modèle DSF (7-6) est retenue.

$$8-3 \quad \frac{\partial B(y,t)}{\partial t} = \frac{1}{\beta} \cdot [H(y,t) - H_{stat}(B(y,t))]$$

Cette fois, le paramètre noté  $\beta$  qui intervient est un paramètre dynamique lié à la structure du matériau en domaines, sa valeur, pour un même échantillon de circuit, est différente de celle du paramètre  $\gamma$  associé au modèle DSF qui globalise les différents effets dynamiques. Pour cette raison, la valeur du paramètre dynamique  $\beta$  lié aux mouvements des parois doit être différenciée de celle du paramètre  $\gamma$  associé au modèle DSF. Les grandeurs  $H(y,t)$  et  $B(y,t)$  représentent les valeurs locales du champ d'excitation magnétique et de l'induction situées en tout point de l'épaisseur de la tôle.

La valeur de  $\beta$  est déterminée par ajustage d'une caractéristique dynamique simulée à celle mesurée expérimentalement pour la même fréquence et l'essai expérimental est opéré pour la fréquence la plus élevée.

Le couplage du modèle de loi dynamique de matériau (8-3) à l'équation de diffusion magnétique (8-1) définit le modèle DWM (52) qui rend compte à la fois des effets dynamiques associés aux courants de Foucault macroscopiques et aux courants microscopiques se déplaçant autour des parois lors de leur mouvement.

$$8-4 \quad \frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \frac{\sigma}{\beta} \cdot [H(y,t) - H_{stat}(B(y,t))]$$

### **8.3.2. Formulation et mise en oeuvre numérique**

Le domaine d'étude est restreint à une demi-épaisseur de tôle où le champ d'excitation de surface  $H_{dyn}(t)$  est supposé imposé. Compte tenu de la simplicité du domaine d'étude, nous employons la méthode numérique des différences finies. Un pas spatial constant (noté  $e$ ) est considéré afin de simplifier l'écriture du problème.

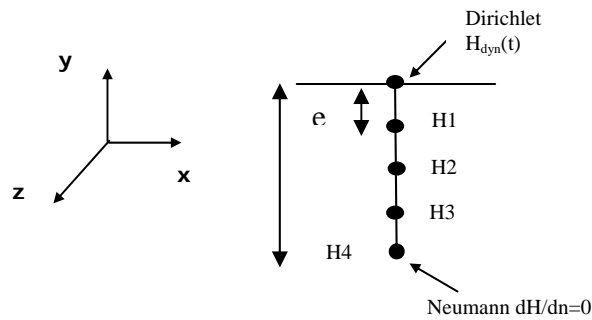


Figure 8-3

Domaine d'étude : demi-épaisseur découpée.

La formulation du problème est facilitée par la relation considérée pour exprimer la loi constitutive du matériau. L'équation qui régit le modèle DWM ne fait pas intervenir le terme de perméabilité qui apparaissait dans la formulation du modèle classique et dont la résolution dans le cas saturé nécessite l'emploi d'une méthode numérique adaptée alourdissant la mise en équation et le temps de calcul.

Le système algébrique obtenu (8-5) après la formulation numérique du problème est constitué d'une matrice de raideur ne contenant que des termes constants. Une seule inversion de la matrice de raideur est nécessaire à la résolution du système ce qui conduit à un gain de temps non négligeable.

La non-linéarité du problème lié aux propriétés du matériau (saturation, effets dissipatifs, hystérésis statique) est ramenée au second membre du système.

$$8-5 \quad \begin{bmatrix} \frac{\sigma.e^2}{\beta} + 2 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{\sigma.e^2}{\beta} + 2 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{\sigma.e^2}{\beta} + 2 & -1 \\ 0 & 0 & -2 & \frac{\sigma.e^2}{\beta} + 2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H1 \\ H2 \\ H3 \\ H4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} H_{dyn} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \frac{\sigma.e^2}{\beta} . H_{stat}(B_1) \\ \frac{\sigma.e^2}{\beta} . H_{stat}(B_2) \\ \frac{\sigma.e^2}{\beta} . H_{stat}(B_3) \\ \frac{\sigma.e^2}{\beta} . H_{stat}(B_4) \end{bmatrix}$$

Cette non-linéarité peut être traitée par la méthode d'Euler à condition de choisir un pas de temps faible par rapport aux constantes de temps du circuit à simuler.

Le second membre du système est constitué de deux termes :

- le premier, contient la valeur du champ d'excitation de surface imposé à la surface de la tôle et les conditions de l'état initial du matériau (souvent considéré désaimanté).
- le second, regroupe toutes les valeurs  $H_{stat}(Bi(t))$  calculées à partir d'un modèle de loi statique du matériau.

Hormis le premier avantage numérique que présente le modèle DWM de conduire à l'établissement d'un système linéaire, un second intérêt apparaît quant à la réversibilité du modèle. Nous appelons modèle « direct » ou « inverse », le modèle DWM dont les variables d'entrée et de sortie diffèrent selon les schématisations définies par la (Figure 8-4).

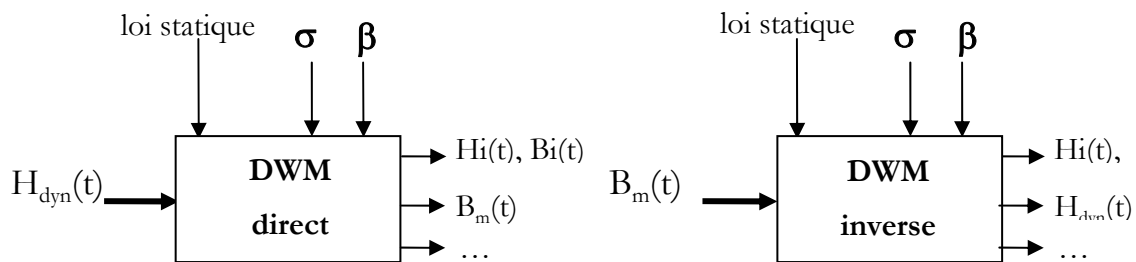


Figure 8-4

Entrées et sorties du modèle DWM en direct (à gauche), en inverse (à droite).

Ce caractère réversible est indispensable pour pouvoir traiter de manière simple des applications à flux imposé ou bien à champ de surface imposé.

Dans le cas d'un problème 1D, il existe un passage simple de la formulation à champ de surface imposé à celle à flux imposé.

Pour ce faire, il suffit d'effectuer l'intégration selon  $y$  des termes de l'équation (8-1) :

$$8-6 \quad \int_0^{\frac{d}{2}} \frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} .dy = \int_0^{\frac{d}{2}} \sigma . \frac{\partial B(y,t)}{\partial t} .dy$$

Par raison de symétrie par rapport au centre de l'épaisseur de la tôle, la condition de Neumann s'applique au point O. La relation (8-6) se simplifie et donne :

$$8-7 \quad \left( \frac{\partial H(y,t)}{\partial y} \right)_{y=\frac{d}{2}} = \sigma \cdot \frac{dB_m(t)}{dt}$$

où  $B_m(t)$  représente la valeur de  $B(y,t)$  moyennée selon l'épaisseur et  $H(y=d/2,t)=H_{dyn}(t)$ , la relation précédente devient :

$$8-8 \quad \frac{H_{dyn}(t) - H_1(t)}{e} = \frac{\sigma}{l \arg} \cdot \frac{d\phi(t)}{dt}$$

Cette relation permet de compléter l'équation aux différences finies associée au premier nœud du système ( $H_1$ ) situé au plus près du champ de surface.

La nouvelle formulation du problème de diffusion à flux  $\Phi(t)$  imposé aboutit à un système algébrique similaire à celui obtenu dans le cas d'une sollicitation à champ de surface imposé.

Ce système (8-9) est du type :

$$8-9 \quad [M][H] = [S_1] + [S_2]$$

- La matrice de raideur  $[M]$  ne contient que des coefficients constants,
- Le vecteur  $[H]$  contient les différentes inconnues aux nœuds intérieurs à l'épaisseur,
- $[S_1]$  est le premier terme du second membre, il contient la valeur  $d\Phi(t)/dt$  et les conditions initiales traduisant l'état du matériau à l'instant initial,
- $[S_2]$  est identique au second terme du second membre du système à champ de surface imposé, il regroupe toutes les valeurs  $H_{stat}(B_i)$  calculées à partir d'un modèle statique du matériau.

Pour conclure, la structure du système à résoudre est indépendante du type de sollicitation considéré : flux ou champ de surface imposés. Dans les deux cas, la formulation obtenue conduit à un système algébrique linéaire dont la non-linéarité est ramenée au second membre du système et peut être traitée sans avoir recours à une méthode spécifique à condition de choisir un pas de temps réduit.

### 8.3.3. Validation expérimentale

Afin de tester l'aptitude du modèle DWM à représenter le comportement dynamique de tôles étant le siège d'effets dynamiques d'origines macroscopique et microscopique et dont l'effet de

peau est marqué, des simulations sont effectuées en considérant des tôles de cadre Epstein constituée de fer pur de qualité MP700P65 dont quelques caractéristiques sont regroupées dans le (Tableau 8-1).

résistivité électrique : $\rho$ [ $\Omega.m$ ]	$45.10^{-8}$
Perméabilité relative au champ coercitif : $\mu_r$	20 000
Épaisseur de la tôle : $d$ [mm]	0.65

Tableau 8-1 Caractéristiques de l'échantillon considéré.

La valeur de  $\beta$  est identifiée à 0.033 pour une excitation à champ de surface imposée de fréquence 50Hz et comportant 50% d'harmonique 3. L'échantillon et la sollicitation sont considérés de façon à garantir un effet de peau prononcé et des effets dynamiques excédentaires importants comme le chiffrent les valeurs suivantes :

- la profondeur de peau  $\delta$  est estimée à 0.33mm.
- Le terme  $\sigma.d^2/12$  vaut 0.078. Sa valeur est du même ordre de grandeur que celle de  $\beta$ .

Signalons que la forme du signal d'excitation rend le problème fortement non linéaire.

La (Figure 8-5) montre la superposition de cycles dynamiques moyens simulé et mesuré pour l'excitation à champ de surface considéré. Le modèle d'hystérésis statique DSHM (15) est considéré. Nous pouvons constater que le modèle DWM permet une représentation fidèle du comportement dynamique du circuit magnétique et le caractère fortement non réversible du problème n'a posé aucun problème numérique lors de la résolution du système.

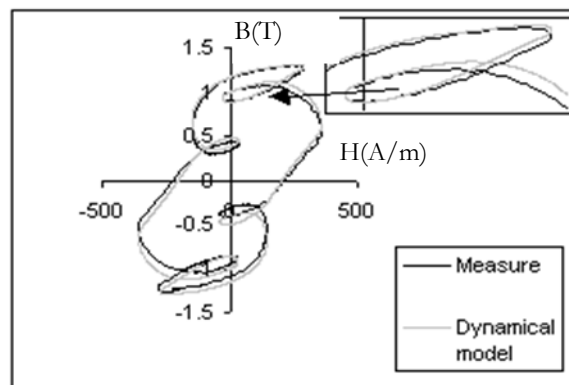


Figure 8-5

Cycles moyens simulé par le modèle DWM et mesuré expérimentalement. Abscisse H(A/m) et ordonnée B(T).



Dans ce cas, la répartition du champ d'excitation magnétique le long de l'épaisseur de la tôle est très hétérogène comme on peut le constater sur la (Figure 8-6) et la (Figure 8-7). Ces figures superposent les évolutions temporelles des champs d'excitation et leur cycle correspondant en deux points particuliers de la tôle : sur sa surface puis au centre de son épaisseur. Le champ local au centre de la tôle est simulé par le modèle DWM car il n'est accessible par la mesure. Les résultats moyennés étant en bonne corrélation avec ceux mesurés, nous concluons que les résultats locaux sont correctement calculés.

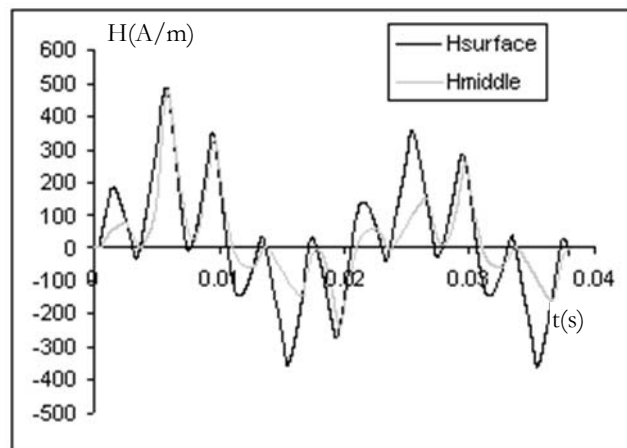


Figure 8-6  
Évolutions temporelles du champ magnétique d'excitation situé à la surface et au centre de l'épaisseur de la tôle.

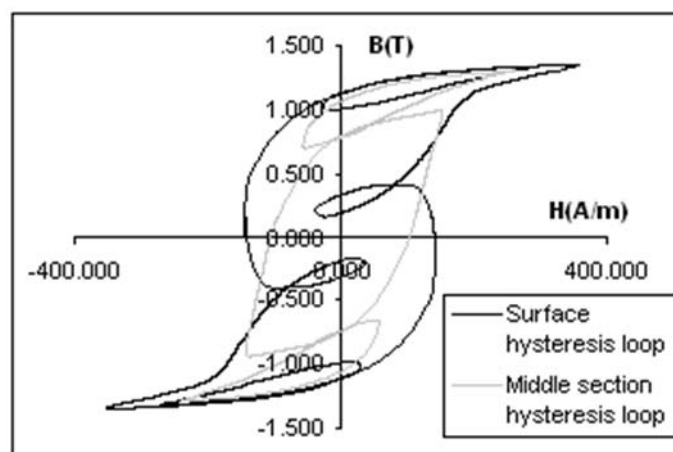


Figure 8-7  
Cycles locaux associés à deux points situés sur la surface et au centre de l'épaisseur de la tôle.

Un autre test est effectué cette fois sur le modèle DWM inverse. Pour cela, nous considérons un nouvel échantillon dont les caractéristiques sont résumées dans le (Tableau 8-2) :

résistivité électrique : $\rho$ [ $\Omega.m^l$ ]	$45.10^{-8}$
Perméabilité relative au champ coercitif : $\mu_r$	20 000
Épaisseur de la tôle : d [mm]	0.1

Tableau 8-2 Caractéristiques de l'échantillon considéré.

Cet échantillon est constitué d'un empilement de tôles en FeSi d'épaisseur  $d=0.1mm$ . L'échantillon est excité par un flux sinusoïdal à différentes fréquences. L'induction moyenne dans les tôles est maintenue à une valeur maximale constante de 1T. La valeur de  $\beta$  est ajustée pour la fréquence maximale de 400Hz et vaut 0.0057. À titre de comparaison, le terme  $\sigma.d^2/12$  vaut 0.011 (soit environ deux fois la valeur de  $\beta$ ). Le modèle statique utilisé est cette fois celui de JA. La (Figure 8-8) superpose les cycles simulés et mesurés pour les différentes fréquences. Nous constatons encore une fois une bonne corrélation entre les résultats de simulation et de mesure validant le modèle DWM inverse.

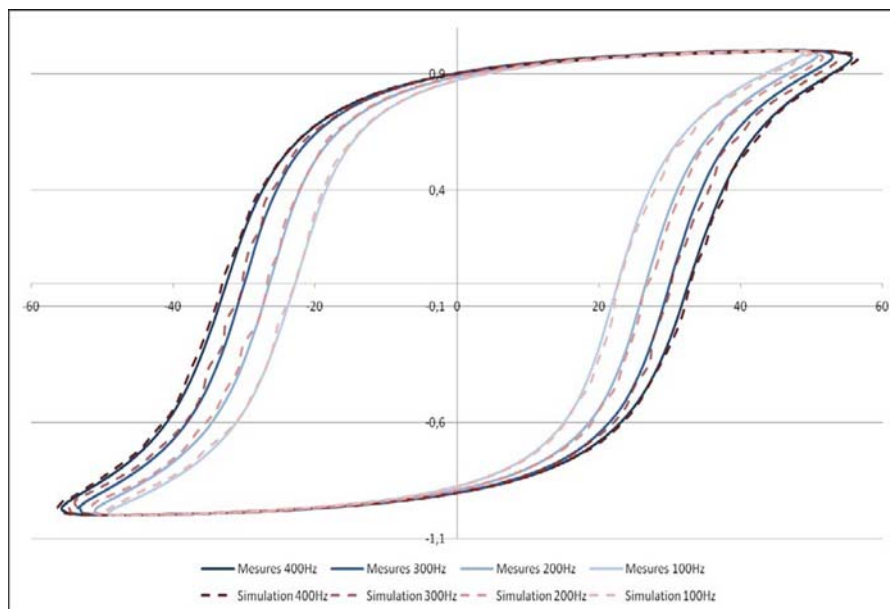


Figure 8-8

Comparaison des cycles moyens mesurés et simulés par le modèle DWM inverse pour différentes fréquences du flux sinusoïdal imposé.

Toutefois, nous devons signaler qu'une mise en défaut du modèle DWM est parfois constatée lors d'une utilisation en fréquence élevée (>2kHz). L'analyse suivante qui porte sur l'homogénéisation du modèle DWM apporte une explication plausible à ce problème.

### 8.3.4. Modèle DWM homogénéisé

Le modèle DWM considère la même formulation que le modèle DSF pour la représentation des effets dynamiques liés aux mouvements de parois à savoir une relation en fonction de  $dB/dt$ . La différence entre les deux modèles se fait principalement au niveau de la formulation pour considérer les effets dynamiques dus aux courants de Foucault. Afin de pouvoir comparer par une étude théorique les deux modèles (DSF et DWM) et d'apporter des éléments de réponses quant à l'identification de leurs paramètres dynamiques associés ( $\gamma$  pour le modèle DSF et  $\beta$  pour le modèle DWM), nous avons effectué une homogénéisation du modèle DWM.

L'hypothèse principale de cette homogénéisation consiste à supposer l'effet de peau négligeable. En conséquence, la valeur locale de l'induction  $B(y,t)$  peut être remplacée par la valeur moyennée  $B_m(t)$  selon la section de la tôle.

L'homogénéisation du modèle DWM est effectuée selon deux étapes successives (58) :

#### 8.3.4.1. Homogénéisation du modèle classique de diffusion

Dans un premier temps, seule l'équation de diffusion de base (8-1) réduite à une formulation 1D est considérée et homogénéisée (59). L'hypothèse simplificatrice de négliger l'effet de peau ( $\delta \gg d/2$ ) est adoptée. Dans ce cas, la valeur locale de l'induction  $B(y, t)$  est supposée varier peu en fonction de la position dans l'épaisseur de la tôle, elle est confondue avec l'induction moyennée  $B_m(t)$  selon  $d$ . En effectuant deux intégrations successives de (8-1) selon  $y$  et à partir des conditions de symétrie du domaine d'étude, nous obtenons une expression analytique de la valeur locale du champ d'excitation  $H(y, t)$  dans l'épaisseur de la tôle (8-10) :

$$8-10 \quad H(y,t) = H\left(\frac{d}{2},t\right) + \frac{\sigma}{2} \cdot \frac{dB_m(t)}{dt} \cdot \left[ y^2 - \left(\frac{d}{2}\right)^2 \right]$$

Où  $H(d/2,t)$  représente la valeur du champ d'excitation  $H_{dyn}(t)$  à la surface de la tôle.

D'une manière générale, la loi constitutive du matériau définit la relation qui lie le module de l'induction à celui du champ d'excitation. Dans le cas de l'homogénéisation, c'est la grandeur  $B_m(t)$

qui apparaît. En conséquence, la loi constitutive de matériau représente la relation qui lie  $B_m(t)$  à  $H_m(t)$ , où  $H_m(t)$  est la valeur moyennée de  $H(y,t)$  le long de l'épaisseur de la tôle.

Cette grandeur qui n'a aucune signification physique est obtenue par le calcul de l'intégration de  $H(y,t)$  selon l'épaisseur  $d$  :

$$8-11 \quad H_m(t) = H\left(\frac{d}{2}, t\right) - \frac{\sigma \cdot d^2}{12} \cdot \frac{dB_m(t)}{dt}$$

### 8.3.4.2. Homogénéisation de la loi « dynamique » de matériau

La seconde étape de l'homogénéisation consiste à préciser la loi constitutive « dynamique » homogène du matériau c'est-à-dire à définir la relation qui lie  $H_m(t)$  à  $B_m(t)$ .

Afin de considérer les effets dynamiques dus aux mouvements des parois, nous prenons la relation (8-3) comme loi dynamique de matériau. Cette fois, nous devons faire apparaître la relation liant les grandeurs  $H_m(t)$  et  $B_m(t)$  issue de cette loi.

Le calcul de l'intégrale de (8-3) selon  $d/2$  est effectué et en remplaçant  $B(y,t)$  par  $B_m(t)$ , nous obtenons la relation (8-12) liant les deux grandeurs moyennées  $H_m(t)$  et  $B_m(t)$  issues de la loi dynamique de matériau :

$$8-12 \quad \frac{dB_m(t)}{dt} = \frac{1}{\beta} \cdot H_m(t) - \frac{1}{\beta} \cdot H_{stat}(B_m(t))$$

L'association des relations (8-11) et (8-12) définit le modèle DWM homogénéisé (8-13) :

$$8-13 \quad H_{dyn}(t) = H_{stat}(B_m(t)) + \gamma \cdot \frac{dB_m(t)}{dt}$$

Avec :

$$8-14 \quad \gamma = \frac{\sigma \cdot d^2}{12} + \beta$$

### 8.3.4.3. Discussion et validation

Le résultat de cette homogénéisation fait clairement apparaître l'équivalence entre le modèle DWM homogénéisé et le modèle DSF ainsi que la corrélation entre les paramètres  $\gamma$  et  $\beta$  des deux modèles.

Nous allons vérifier la validité de cette relation. Pour ce faire, à partir de la connaissance de  $\beta$ , nous allons vérifier que l'obtention de  $\gamma$  à partir de (8-14) satisfait le problème pour une modélisation par le modèle DSF.

Nous considérons deux échantillons différents et nous définissons le protocole de test mis en œuvre pour chacun des essais effectués :

- Afin de pouvoir négliger le phénomène d'anisotropie qui n'est pas pris en compte dans nos modèles et de satisfaire au mieux l'hypothèse d'une étude 1D, des circuits formés de rondelles de matériaux dont le rapport entre les diamètres extérieur et intérieur est inférieur à 1.2 sont considérés.
- Pour chacun des échantillons, la valeur du paramètre  $\beta$  est déterminée à partir d'une comparaison entre les cycles mesuré et simulé grâce au modèle DWM local pour la fréquence de travail la plus élevée mesurée.
- La valeur du paramètre  $\gamma$  déduite de la relation (8-14) est maintenue constante pour toutes les simulations effectuées.
- La quantification de l'erreur quadratique moyenne  $\varepsilon_2$  est définie par la formule (8-15) et l'erreur relative  $\varepsilon_1$  sur l'aire du cycle est aussi calculée. Ces erreurs sont déterminées à partir de la dernière période des cycles dynamiques obtenus lorsque le régime permanent est établi.

$$8-15 \quad \varepsilon_2 = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (B_{simule}(i) - B_{mesure}(i))^2}$$

Le modèle de loi statique du matériau considéré est celui de Jiles et Atherton.

### ***Échantillon N°1 :***

Il s'agit de nouveau de l'anneau massif de FeNi (supra50) considéré lors de la validation du modèle DSF effectuée au paragraphe précédent. L'échantillon est magnétisé par un champ de surface sinusoïdal imposé.

Les valeurs des paramètres du modèle DSF obtenues sont :

- $\sigma.d^2/12=0.21$  et  $\beta=0.0013$

Le (Tableau 8-3) résume les résultats obtenus. Compte tenu du caractère fortement massif de l'échantillon, la fréquence du signal de sollicitation ne dépasse pas 200Hz et la fréquence basse de

2Hz constitue déjà une sollicitation dynamique pour le matériau (la caractéristique statique est relevée pour une fréquence de 0.1Hz).

f(Hz)	2	20	50	200
$\delta$ (mm)	0.671	0.212	0.134	0.0671
$2.\delta/d$ (%)	122	38	24	12
$\epsilon_1$ (%)	4.65	15.31	38.42	64.58
$\epsilon_2$ (%)	6.32	11.48	18.23	29.38

Tableau 8-3

Valeurs de la profondeur de peau et des différentes erreurs relatives en fonction de la fréquence.

La (Figure 8-9) compare les cycles moyens  $B_m(H_{dyn})$  mesuré expérimentalement et simulé par le modèle DSF pour une fréquence de sollicitation de 20 Hz ce qui correspond à un rapport  $\delta/(d/2)$  d'environ 39%. Une erreur de 12% est constatée pour  $\epsilon_2$ . L'hypothèse de non-homogénéité est, dans ce cas, largement dépassée.

Les effets dynamiques apparaissant dans le circuit sont en quasi-totalité dus aux courants de Foucault ( $\sigma.d^2/12 \gg \beta$ ) rendant très rapidement inhomogène la répartition des grandeurs magnétiques selon l'épaisseur du tore massif.

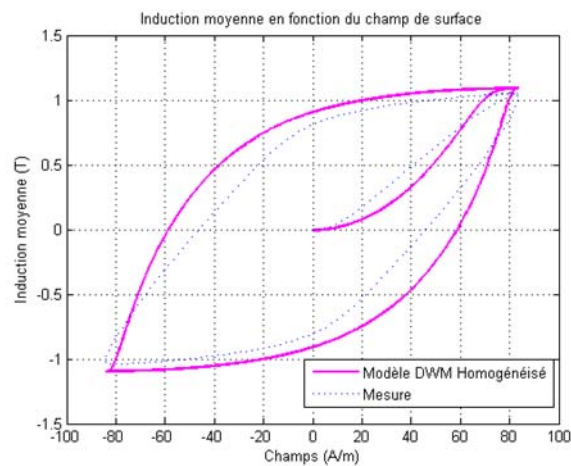


Figure 8-9

Cycles moyens mesuré et simulé par le modèle DSF.

Les résultats obtenus au chapitre précédent où seule la valeur  $\sigma.d^2/12$  était considérée pour  $\gamma$  ( $\gamma=0.21$ ) conduisait à des résultats comparables. Pour cet échantillon, la valeur de  $\beta$  est négligeable devant le terme  $\sigma d^2/12$ .

### ***Échantillon N°2***

Il s'agit de rondelles de FeSi 3% en grains non orientés. Quelques caractéristiques de cet échantillon sont définies dans le (Tableau 8-4).

résistivité électrique : $\rho$ [ $\Omega.m$ ]	$45.10^{-8}$
Perméabilité relative au champ coercitif : $\mu_r$	12 000
Épaisseur des rondelles : $d$ [mm]	0.35

Tableau 8-4 Caractéristiques de l'échantillon.

L'échantillon est composé d'un empilement de cinq rondelles. Un flux sinusoïdal de différentes fréquences est imposé à l'échantillon.

L'identification des paramètres  $\sigma d^2/12$  et  $\beta$  (pour  $f=2000\text{Hz}$ ) du modèle DSF donne :

➤  $\sigma d^2/12=0.023$  et  $\beta=0.0025$

Le (Tableau 8-5) fournit les valeurs des deux erreurs quadratiques  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  obtenues et la profondeur de peau  $\delta$  ainsi que du rapport  $(\delta/(d/2))$  pour les différentes fréquences de sollicitations considérées.

A la lecture de ce tableau, tant que l'hypothèse d'homogénéité, en première approximation indiquée par la valeur de  $\delta$  comparée à celle de  $d/2$ , est vérifiée, le modèle DWM homogénéisé permet de donner des résultats précis.

La fréquence de 500Hz semble constituer la limite du domaine de validité où l'épaisseur de peau  $\delta$  représente environ 80% de la demi-épaisseur de tôle. Pour cette fréquence, les cycles moyens simulé et mesuré sont néanmoins pratiquement confondus (l'erreur sur l'aire des cycles vaut 3%) comme on peut l'observer sur la (Figure 8-10).

f(Hz)	50	100	200	500	1000	2000
$\delta(\text{mm})$	0.43	0.31	0.218	0.138	0.097	0.069
$\delta/(d/2)(\%)$	249	176	125	78	55	39
$\varepsilon_1(\%)$	2.15	1.98	2.05	3.05	5.23	7.85
$\varepsilon_2(\%)$	1.23	1.46	1.06	1.03	3.29	3.69

Tableau 8-5

Valeurs de la profondeur de peau et des différentes erreurs relatives en fonction de la fréquence.

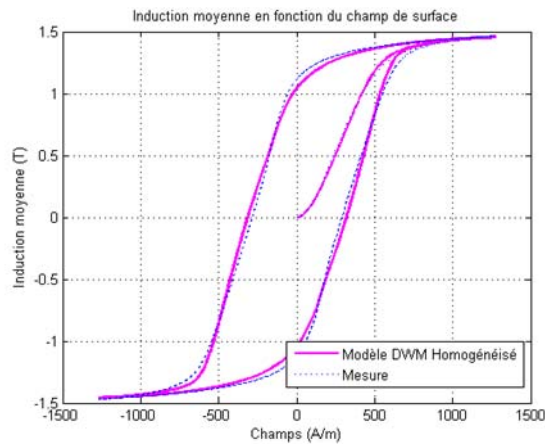


Figure 8-10

Cycles moyens mesuré et simulé par le modèle DSF (ou DWM homogénéisé) pour la fréquence de 500Hz.

Si nous considérons la fréquence la plus élevée (2000Hz) où l'épaisseur de peau représente 40% de la demi-épaisseur de tôle, les erreurs  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  sont de respectivement 7.8% et 3.7%. Pour ce cas, le modèle DSF fournit encore des résultats satisfaisants malgré une hétérogénéité marquée selon l'épaisseur de l'échantillon.

La (Figure 8-11) illustre cette hétérogénéité en comparant les cycles moyens mesuré et simulé puis les cycles locaux obtenus par le modèle DWM.

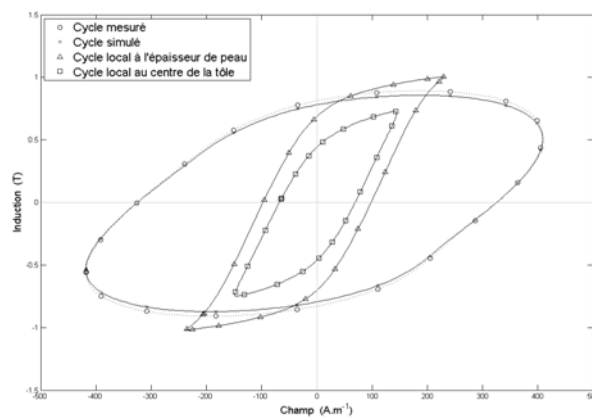


Figure 8-11

Cycles moyens et locaux simulés avec le modèle DWM pour la fréquence de 2000Hz.

En conclusion, pour ce type de circuit et de matériau où la proportion des effets dynamiques excédentaires (représenté par le paramètre  $\beta$ ) sont non négligeables devant ceux créés par les



courants de Foucault ( $\beta=0.0025$  et  $\sigma d^2/12=0.023$ ), le domaine de validité du modèle DSF peut être étendu et dépasser la limite fournie par la valeur de la profondeur de peau.

## 8.4. CONCLUSION

L'intégration d'une loi dynamique de matériau rendant compte d'effets dynamiques supplémentaires liés aux déplacements des parois dans le modèle de diffusion apporte une solution efficace pour la représentation dynamique complète de circuit. La loi dynamique homogène fonction de « dB/dt » associée au modèle classique de diffusion définit le modèle DWM élaboré.

Après une mise en œuvre numérique par la méthode des différences finies du problème de diffusion, le système obtenu est linéaire, sa résolution nécessite un temps de calcul réduit et permet de résoudre des problèmes fortement non linéaires sans rencontrer d'écueils numériques.

Les formulations directe et inverse du modèle DWM permettent de résoudre des problèmes à champ de surface ou flux imposé et d'envisager une implémentation dans une simulation de systèmes électromagnétiques par CME ou autres.

L'étude faite sur l'homogénéisation du modèle DWM permet de définir une corrélation entre les paramètres  $\gamma$  et  $\beta$  des deux modèles DSF et DWM.

L'analyse faite dans le chapitre précédent, sur la comparaison des modèles de Bertotti et DSF a conduit à considérer un paramètre  $\gamma$  variable. La dépendance de  $\gamma$  par rapport aux conditions d'excitation du circuit se fait à travers un terme noté KB qui peut être assimilé au paramètre  $\beta$  du modèle DWM. Ce résultat amène à la conclusion d'une variation éventuelle du paramètre  $\beta$  du modèle DWM vis-à-vis des conditions d'excitation.

Une modification du modèle DWM basée sur le même principe que celle opérée sur le modèle DSF pourrait être envisagée, mais ne paraît pas aussi simple à mettre en œuvre.

# 9. CIRCUIT MAGNETIQUE EQUIVALENT INCLUANT LA LOI DYNAMIQUE DU MATERIAU

## 9.1. INTRODUCTION

Le but de nos travaux est de représenter au mieux le comportement du matériau magnétique afin de pouvoir modéliser précisément le fonctionnement de dispositifs électromagnétiques dont les matériaux, soumis à des sollicitations magnétiques sévères, jouent un rôle capital dans les performances du système.

C'est dans cette optique que se sont inscrits les travaux de thèse d'Hervé Fraisse (40) et de Daniel Gaude (41) qui ont contribué à l'élaboration d'une modélisation dynamique multi physique de dispositifs électromagnétiques à partir du formalisme de graphes de liens.

À ce jour, l'approche de modélisation de dispositifs développée au laboratoire est celle basée sur les Circuits Magnétiques Equivalents (CME) (60), (61). Dans ce cadre, il s'agit d'associer les modèles comportementaux de circuits magnétiques élémentaires élaborés dans le formalisme retenu.

Des ébauches d'association de tubes de flux dynamiques entre eux afin de modéliser un circuit réel de forme quelconque ont été entrepris lors travaux de thèse de Benjamin Ducharne (15), (62). Ces travaux ont permis de montrer la faisabilité du couplage de modèles de tubes de flux dynamiques pour représenter le fonctionnement d'un circuit de forme quelconque. C'est à partir des recherches engagées par Fabien Sixdenier lors de sa thèse (63), qu'une méthodologie

systematique et scientifique est dégagée pour la mise en œuvre d'une modélisation par CME incluant les effets dynamiques développés dans les matériaux magnétiques.

La modélisation par CME ainsi établie constitue un savoir-faire du laboratoire et satisfait les exigences industrielles dans la phase de pré dimensionnement d'un dispositif (64). A ce titre, des améliorations sont en cours de développement afin d'étendre le domaine d'application de la modélisation par CME.

Nos recherches s'inscrivent dans cet objectif et visent à repousser plus loin les limites en fréquence des dispositifs électromagnétiques à simuler par le formalisme des CME.

Le premier volet de ce paragraphe présente en premier lieu, la démarche retenue pour la mise en œuvre d'un CME incluant les effets dynamiques du matériau puis montre de quelle façon les limites en fréquence peuvent être repoussées. Dans le second volet, nous présentons la validation expérimentale du modèle par CME à travers la simulation d'un dispositif industriel concret (65).

## **9.2. ELABORATION DU CIRCUIT MAGNETIQUE EQUIVALENT**

Cette élaboration s'effectue selon deux étapes successives non corrélées : la première étape consiste à définir et optimiser la topologie en tubes de flux créant le CME et, la seconde étape, considère l'intégration de modèles dynamiques de matériaux dans les tubes de flux magnétiques. Ces deux étapes sont brièvement présentées dans les paragraphes qui suivent.

### **9.2.1. Recherche de la topologie optimale du CME**

Pour ce faire, nous partons du principe que les effets dynamiques développés dans le matériau (et/ou) le circuit n'affectent pas la décomposition spatiale des tubes de flux associés à la cartographie magnétique du dispositif électromagnétique. En adoptant cette hypothèse que nous avons pu vérifier expérimentalement sur des dispositifs, la topologie du CME peut être déterminée grâce aux résultats de simulation issus d'un logiciel de calcul de champs en magnétostatique 2D ou 3D si cela s'avère nécessaire.

Une modélisation préalable du dispositif électromagnétique est effectuée par un logiciel de calcul de champs en magnétostatique où la caractéristique statique an hystérétique du matériau

magnétique est considérée. Différentes amplitudes d'excitations sont prises en compte afin d'obtenir un fonctionnement en linéaire et en saturé du matériau magnétique.

Ces modélisations par calcul de champs permettent, d'une part, de définir la topologie du CME faisant apparaître clairement les différents tubes de flux (entrefer, fuite de flux), et, d'autre part, d'optimiser cette topologie pour satisfaire des critères qui sont à préciser.

Pour concrétiser la méthodologie employée pour la détermination et l'optimisation de la topologie du CME, nous considérons le dispositif électromagnétique sur lequel nous avons testé et validé une amélioration en dynamique élevée de la modélisation par CME.

Le dispositif électromagnétique considéré est un relais appartenant à une chaîne complète d'un disjoncteur différentiel. Le relais constitue un élément clef de la chaîne différentielle, car c'est lui qui assure l'ouverture du disjoncteur en cas de défaut de fuite de courant. Le relais doit être capable de déclencher sous la détection d'un faible signal de défaut. Le rôle du matériau magnétique est capital, car c'est lui qui assure la sensibilité et la performance du dispositif, par conséquent, la modélisation précise du comportement dynamique du matériau s'avère indispensable.

Le relais est composé d'un aimant, d'un circuit magnétique massif en FeNi, d'une partie magnétique mobile et d'une bobine. La (Figure 9-1) schématise la géométrie simplifiée du relais en faisant apparaître ses différents constituants. Dans tous les différents cas de fonctionnement, le relais est considéré dans son état fermé.

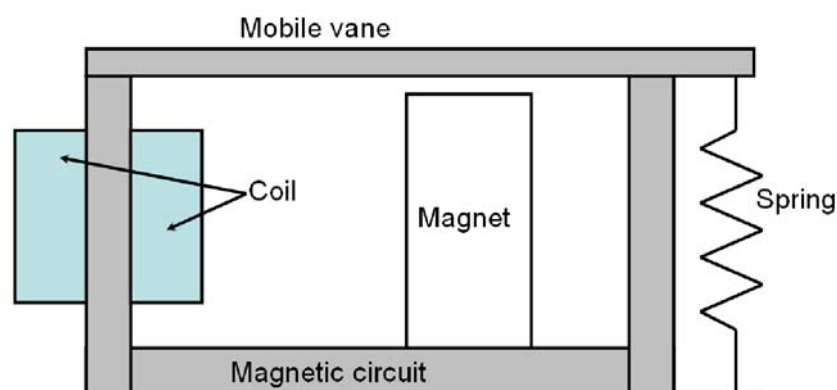


Figure 9-1  
Géométrie simplifiée du relais

Un simple calcul de champ en magnétostatique 2D (Figure 9-2) fait clairement apparaître les fuites de flux qui devront être pris en compte dans la topologie du circuit.

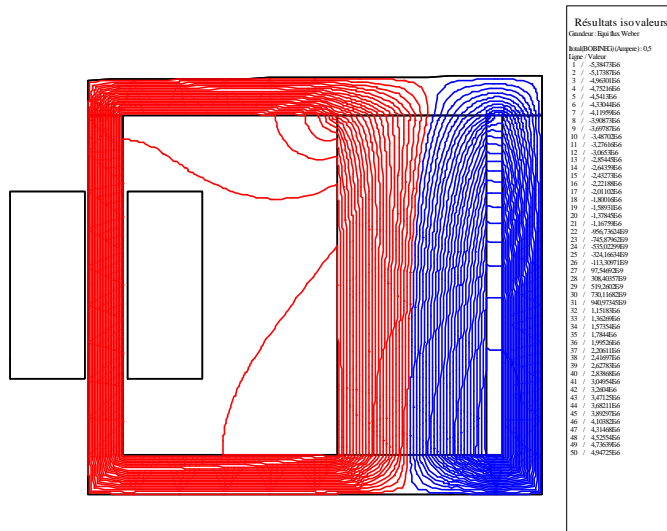


Figure 9-2  
Calcul de champ 2D mettant en évidence les fuites de flux.

Étant donnée une profondeur variable de la partie mobile du circuit magnétique, la modélisation précise du relais est effectuée par la suite par un calcul de champ 3D en magnétostatique.

La (Figure 9-3) montre la topologie du CME obtenue qui doit être optimisée. Ce CME implémenté par le logiciel Simulink contient plusieurs types de tubes de flux :

- des tubes de flux magnétiques (représentés par des éléments ou composants de couleur verte)
- des tubes de flux comportant l'aimant (représentés par des éléments de couleur magenta)
- des tubes d'air représentant les entrefers et les fuites de flux (représentés par des éléments de couleur bleue)

Soulignons le fait que le CME obtenu ne doit pas être confondu avec celui qui posséderait des réluctances à la place des divers tubes de flux. Un CME avec réluctances permet de résoudre le fonctionnement quasi statique du circuit. Dans notre cas, le fonctionnement du relais est dynamique et sa modélisation nécessite une formulation adaptée qui permet de traduire les échanges énergétiques entre le circuit magnétique et les circuits électriques appartenant à la chaîne complète.

Pour cette raison, nous avons retenu le formalisme faisant intervenir «  $d\Phi/dt$  » comme variable de flux et « H.L » comme variable d'effort où L représente la longueur du tube de flux considéré et H est le champ d'excitation à la surface de ce tube (66).

La mise en équation du CME est effectuée par l'application de la loi des nœuds magnétiques (9-1) et l'écriture du théorème d'Ampère sur chaque boucle de circuit fermé (9-2).

$$9-1 \quad \sum_{i=1}^n \frac{d\phi_i(t)}{dt} = 0$$

$$9-2 \quad \sum_{j=1}^n H_j \cdot l_j = \sum_{k=1}^m N_k \cdot i_k$$

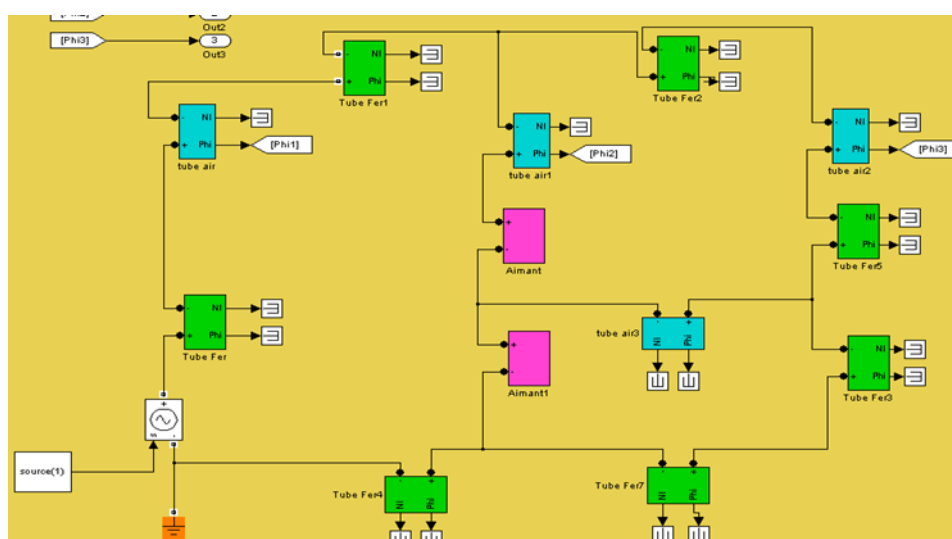


Figure 9-3

Circuit magnétique équivalent du relais obtenu par Simulink du logiciel MATLAB

La topologie du CME étant définie, il s'agit ensuite d'optimiser certains éléments du circuit comme les longueurs ou sections de certains tubes de flux en satisfaisant une fonction « objectif » sélectionnée. La fonction « objectif » que nous choisissons correspond à l'erreur quadratique moyenne entre le couple exercé sur la partie mobile du relais simulé par le programme de calcul de champs et calculé à partir des résultats du CME.

La valeur de l'induction rémanente de l'aimant ainsi que la valeur de sa perméabilité relative étant connues, les seuls paramètres à ajuster correspondent aux sections et longueurs d'entrefer et de tubes de flux de fuite. L'optimisation de ces paramètres est effectuée par deux méthodes d'optimisation : l'algorithme du simplexe et l'Algorithme Génétique.

La (Figure 9-4) montre le couple normé appliqué sur la partie mobile du relais non alimenté en fonction de la valeur de l'induction rémanente de l'aimant calculé en utilisant le calcul de champs 3D (magnétostatique) et le CME avec réductances statiques. On peut constater que l'optimisation des paramètres permet d'obtenir des résultats très proches avec les deux approches de modélisation et les deux méthodes d'optimisation conduisent à des niveaux de précision semblables.

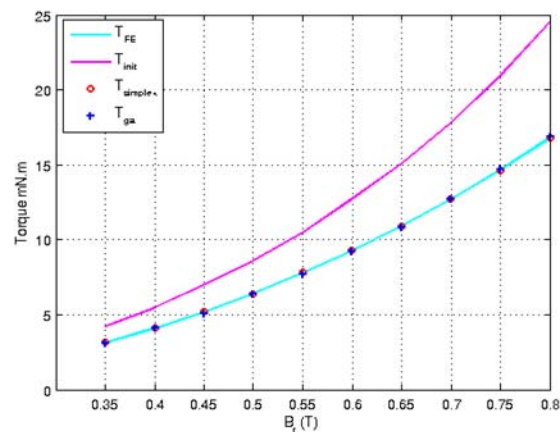


Figure 9-4

Couple normé en fonction de l'induction rémanente de l'aimant calculé par calcul de champs 3D et par CME avec réductances statiques.

### 9.2.2. Le composant magnétique

Une fois la topologie du CME établie et optimisée, il faut ensuite intégrer dans chaque tube de flux magnétique le comportement dynamique du matériau.

Le circuit magnétique qui constitue le relais est massif et il est le siège de nombreux courants induits dont des courants de Foucault. En conséquence, la prise en compte d'une loi dynamique de matériau dans chaque tube de flux magnétique s'avère être indispensable pour une modélisation fiable et précise du système.

### 9.2.2.1. Composant intégrant le modèle DSF

Dans ses travaux de thèse, Fabien Sixdenier (63) montre comment il est possible d'associer le comportement dynamique de matériau grâce au modèle DSF dans une modélisation par CME. Le modèle DSF est particulièrement bien adapté pour s'intégrer dans une formulation par CME car il fait intervenir les variables de couplage nécessaires.

La (Figure 9-5) montre le passage du modèle DSF au composant magnétique associé qui permet de représenter le comportement dynamique d'un tube de flux magnétique de longueur  $L$  et de section constante  $S$ .

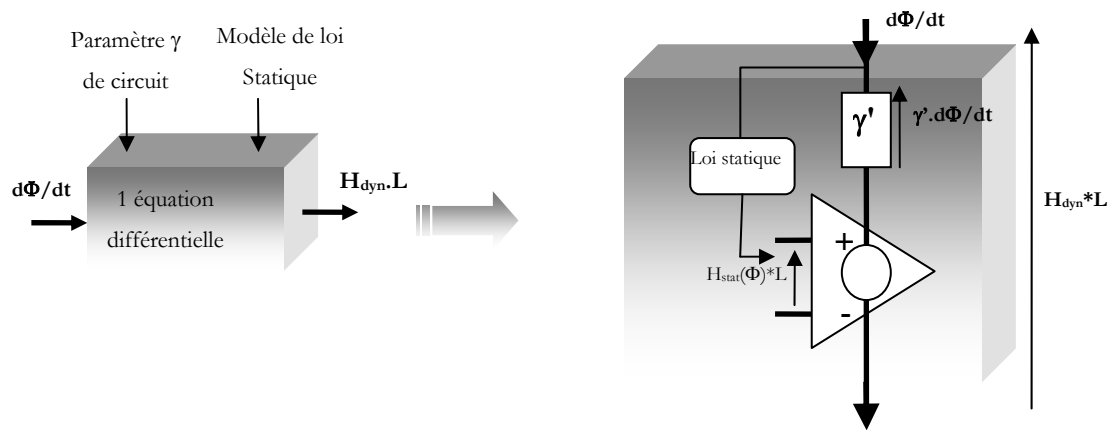


Figure 9-5  
Modèle DSF et composant magnétique associé

Le composant magnétique obtenu met en œuvre deux éléments de type circuit électrique :

- une « résistance » notée  $\gamma'$  dont la valeur dépend des paramètres géométriques du tube de flux et du paramètre dynamique  $\gamma$  du modèle DSF, on a :  $\gamma' = \gamma * L / S$ ,
- une « f.e.m. » commandée par  $H_{stat}(\Phi).L$ , où  $H_{stat}(\Phi)$  est définie par la loi statique du matériau.

Signalons que n'importe quel simulateur de circuits électriques possède ces deux éléments dans sa boîte à outils.



### 9.2.2.2. Composant intégrant le modèle DWM

Étant donné le caractère massif du circuit magnétique constituant le relais et la forte perméabilité relative du matériau magnétique, l'effet de peau constitue un facteur important à prendre en compte. Pour donner au lecteur une idée, la profondeur de peau est estimée à 0.14mm pour un signal de fréquence 50Hz et une valeur de perméabilité estimée à 135 000 au champ coercitif (statique). L'épaisseur du circuit valant 1.133, le rapport  $2.\delta/d$  vaut 25% et traduit une forte inhomogénéité dans la section du circuit magnétique.

Le modèle DSF entre très vite en limite de validité et ne semble pas l'outil adapté pour modéliser les effets dynamiques dans le circuit magnétique du relais. Nous avons décidé de créer le composant magnétique associé au modèle DWM capable de rendre compte de l'effet de peau.

Le nouveau composant magnétique élaboré comprend :

- une source de tension commandée cette fois par  $H_{\text{dyn}}(t).L$  obtenue par la résolution du modèle DWM inverse,
- une résistance notée  $\gamma''$  qui cette fois n'a pas de signification physique. Cette résistance est rajoutée pour être certain que le système obtenu par la mise en équation du CME est soluble. La valeur de cette résistance est très faible afin de ne pas rajouter de dissipation supplémentaire dans le composant résultant (on peut par exemple prendre  $\gamma'' = \gamma'.10^{-6}$ ).

La (Figure 9-6) montre le passage du modèle DWM au composant magnétique associé.

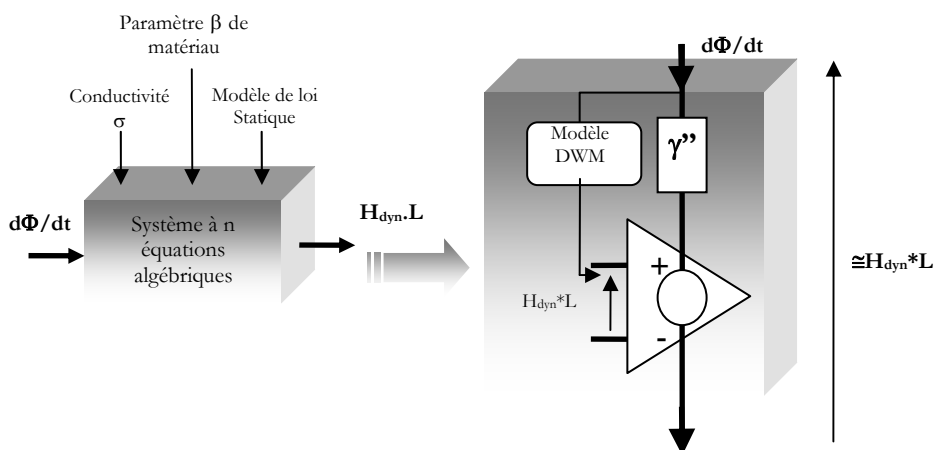


Figure 9-6

Modèle DWM et composant magnétique associé

Afin de comparer les performances du composant dynamique homogène et du nouveau composant diffusif élaboré, des tests sont effectués sur un échantillon torique de même épaisseur que le circuit magnétique du relais et constitué du même matériau. La (Figure 9-7) compare les cycles dynamiques mesuré et simulés par les deux composants magnétiques pour une fréquence de 150Hz, le tore étant excité par un courant sinusoïdal. On voit apparaître l'amélioration apportée par le modèle DWM capable de rendre compte de l'effet de peau. Notons que dans chaque cas, un modèle de loi statique an hystérétique est pris en compte du fait d'un cycle statique fin dont l'effet sur le cycle moyen est noyé par les effets dynamiques dus aux courants de Foucault. Pour indication, une discrétisation spatiale de 15 nœuds est considérée pour la formulation numérique du modèle DWM.

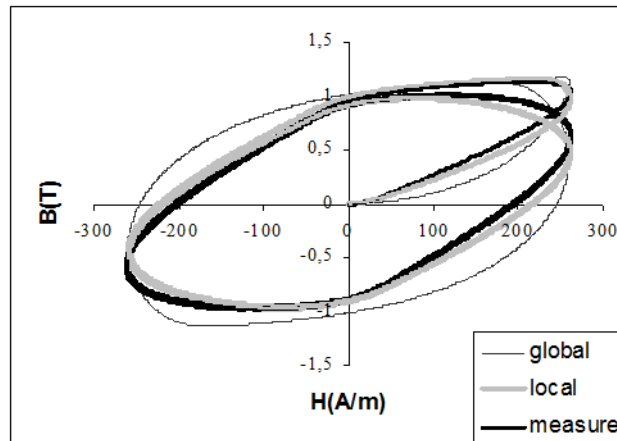


Figure 9-7

Comparaison des cycles dynamiques mesuré et simulés par les deux composants magnétiques (global=DSF et local=DWM).

### 9.3. VALIDATION EXPERIMENTALE

Dans le but de valider le modèle de CME amélioré par l'utilisation du composant magnétique "diffusif", des tests sont effectués sur le relais électromagnétique sollicité à plusieurs fréquences. Pour chaque test, le relais est alimenté par une source de tension sinusoïdale d'amplitude 10V en série avec une résistance de forte valeur (1k $\Omega$ ). La forme d'onde du courant et de la force

électromotrice aux bornes de la bobine sont mesurées et comparées aux résultats issus de la modélisation.

### 9.3.1. Validation temporelle

La (Figure 9-8) s'intéresse aux formes d'ondes temporelles et portent sur la comparaison des grandeurs mesurées et calculées en considérant les deux types de composants magnétiques pour les fréquences de 50Hz et 400Hz.  $V_m$  et  $I_m$  sont respectivement la tension et le courant mesurés et  $V_{S-glo}$  et  $V_{S-loc}$  sont les tensions calculées par les modèles global (DSF) et local (DWM).

Pour une fréquence basse (50Hz), les deux modèles donnent des résultats satisfaisants. Le modèle local permet d'améliorer nettement les résultats pour une fréquence plus élevée (400Hz).

Pour indication, le temps de résolution permettant de simuler dix périodes de simulation du relais est de dix secondes en considérant des éléments homogènes (DSF) et d'une minute en prenant des composants diffusifs (DWM).

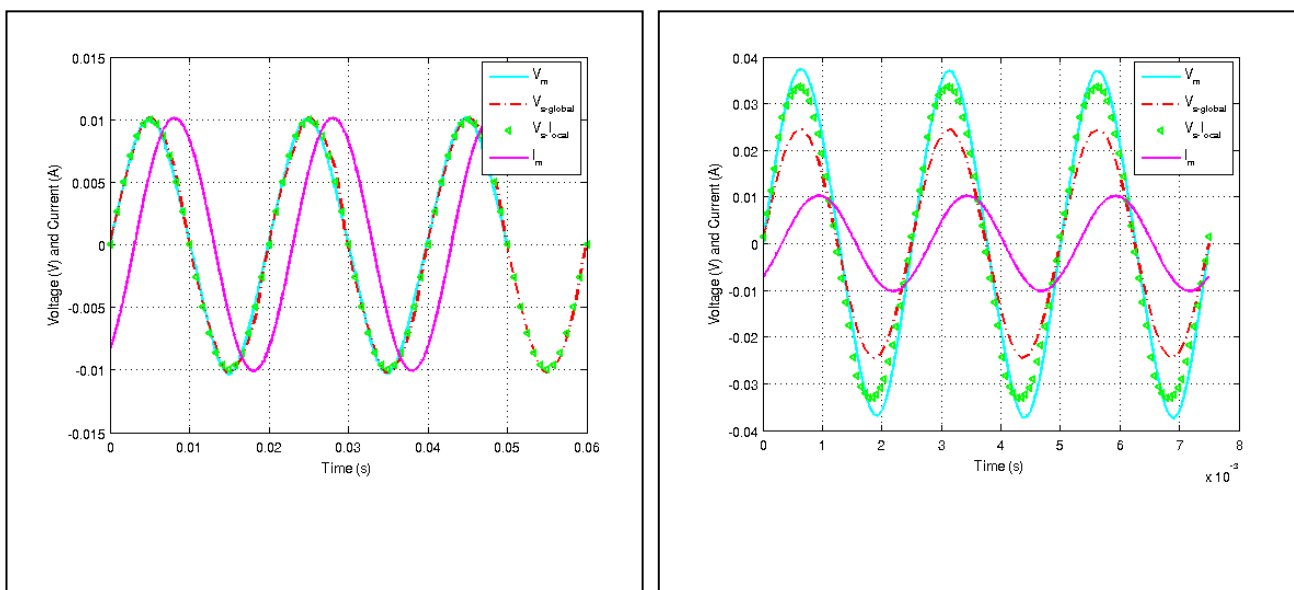


Figure 9-8

Tensions mesurée et simulées aux bornes de la bobine,  $f=50\text{Hz}$  à gauche,  $f=400\text{Hz}$  à droite

### 9.3.2. Validation fréquentielle

Une information importante pour le concepteur de relais est l'estimation du courant d'ouverture ( $I_{trip}$ ) en fonction de la fréquence d'excitation.

Le courant nominal de coupure ( $I_n$ ) est défini à 50Hz. La (Figure 9-9) compare le facteur  $I_{trip}/I_n$  mesuré à celui calculé en considérant l'un et l'autre des deux composants pour différentes fréquences.

Comme précédemment, on constate que le CME utilisant le modèle DSF donne des résultats satisfaisants tant que la fréquence est faible. Le modèle DWM permet d'étendre le domaine d'application en fréquence lorsque l'effet de peau est prononcé.

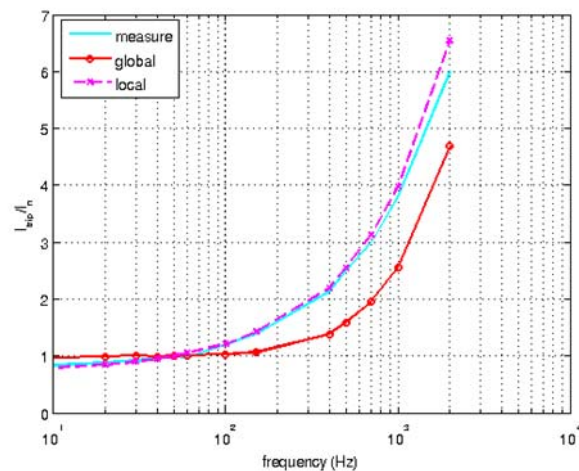


Figure 9-9  
Facteur de déclenchement  $I_{trip}/I_n$  en fonction de la fréquence

## 9.4. CONCLUSION

L'augmentation toujours croissante de l'efficacité énergétique des dispositifs électromagnétiques amène les matériaux à travailler sous des conditions de fonctionnement de plus en plus sévères. Situés au cœur de la conversion d'énergie, les matériaux doivent être représentés de façon réaliste et fidèle. La modélisation de convertisseurs électromagnétiques incluant les propriétés réalistes des matériaux constitue un outil précieux pour le prototypage virtuel des systèmes utilisés en ingénierie électrique.

Depuis plusieurs années, notre équipe s'est tournée vers la modélisation de circuits par l'approche CME. Une facilité de mise en œuvre et d'utilisation, un temps de calcul réduit, un nombre faible de paramètres, une prise en compte précise du comportement des matériaux, constituent les

caractéristiques liées à la modélisation par CME élaborée au laboratoire. Ces caractéristiques représentent des arguments forts qui peuvent convaincre de nombreux industriels concepteurs de dispositifs électromagnétiques dont le matériau est au cœur des performances.

L'introduction du modèle de diffusion DWM dans la modélisation par CME constitue une avancée notable pour étendre le domaine d'application en fréquence d'une telle modélisation. Des projets sont en cours afin de créer un composant diffusif aussi performant que le modèle DWM mais moins coûteux en temps de calcul.

# 10. CONCLUSION ET PERSPECTIVES

La loi constitutive du matériau a longtemps été « banalisée » dans les outils de simulation de systèmes électromagnétiques tels que ceux par calcul de champs ou schémas de réluctances. Une simple fonction analytique liant l'induction au champ d'excitation suffisait à rendre compte du comportement du matériau magnétique.

Depuis une vingtaine d'années, l'arrivée sur le marché de matériaux nouveaux (nanocristallins, composites, amorphes) et la recherche incessante d'accroître l'efficacité énergétique des dispositifs du génie électrique, constituent deux données récentes qui placent le rôle des matériaux au cœur des performances des dispositifs électromagnétiques liés à leur environnement. L'amélioration de modèles de lois de matériaux existants ou le développement de modèles nouveaux et l'intégration de ces modèles dans des simulateurs de circuits témoignent de l'importance de la prise en compte des matériaux pour la conception d'un prototype de système électromagnétique.

Persuadées du rôle capital que possède le matériau magnétique sur les performances de nombreux dispositifs du génie électrique, nos préoccupations dans ce domaine ne désarment pas. La modélisation des matériaux associés aux dispositifs électromagnétiques dans leur environnement n'est pas une tâche aisée, car elle nécessite de posséder des compétences dans des domaines variés tels que ceux : de la physique des matériaux, du génie électrique, de la thermique, des mathématiques et des méthodes numériques, de l'expérimentation.... La liste n'est pas exhaustive, la maîtrise et la mise en synergie de ces différentes connaissances au service de la modélisation du matériau sont le fruit d'un travail de longue expérience. Notre contribution dans ce domaine permettra, nous l'espérons, de faire un pas en avant supplémentaire.

Dans chacune des parties présentées dans ce manuscrit, nous avons apporté une conclusion et envisagé des perspectives que nous allons préciser plus en détail.

Nos visées actuelles et futures peuvent se décliner selon plusieurs orientations.

## **10.1. MATERIAUX LIES A LEUR ENVIRONNEMENT EN ELECTROTECHNIQUE : « ALLER PLUS LOIN »**

Les travaux et résultats mentionnés dans ce mémoire montrent parfois les limitations de certains modèles. Aller au-delà de ces limites par des améliorations ou bien par l'élaboration de nouveaux modèles constitue une tâche qui nous préoccupe. Le travail à effectuer couvre les champs de la modélisation de lois réalistes de matériaux et de la représentation de dispositifs électromagnétiques intégrant ces lois précises. Pour mener à bien ces travaux, des études doivent être faites dans ces deux axes.

### **10.1.1. Modélisation statique**

S'intéresser à la modélisation du comportement statique du matériau peut sembler une tâche commune, voire même désuète. Tout au contraire ! Malgré le nombre important de modèles de lois statiques disponibles, les concepteurs de systèmes électromagnétiques ou de matériaux sont toujours en quête d'un modèle qui allie à la fois la précision, la fiabilité, un nombre réduit de données et de paramètres et enfin une implémentation aisée.

Nos perspectives sont actuellement de tester des modèles existants de lois statiques et de les intégrer dans nos modèles dynamiques de matériaux afin de définir précisément leur domaine de validité, de performances et d'application. Ce travail fait l'objet d'une partie de l'activité de recherche menée actuellement par Thibaut Chailloux dans sa thèse que nous codirigeons.

Dans cette optique, des adaptations du modèle de J-A ainsi que l'élaboration d'une formulation analytique du modèle « chimique » d'hystérésis statique inverse peuvent faire l'objet de sujets de stage d'étudiants en Master Recherche que nous comptons proposer.

Notre objectif est aussi d'explorer d'autres voies comme celle de la modélisation dans le domaine des matériaux ferroélectriques qui montrent des propriétés similaires aux matériaux magnétiques. Des modèles d'hystérésis statiques existent dans ce domaine, il serait intéressant d'analyser si la transposition de ces modèles pour la représentation des matériaux magnétiques amènerait à des résultats cohérents. Ce travail qui est en train de débiter fait l'objet d'une collaboration avec le Laboratoire de ferroélectricité LGEF de l'INSA de Lyon.

### **10.1.2. Modélisation dynamique**

Les recherches menées dans le domaine de la modélisation dynamique des matériaux sont nombreuses et les résultats obtenus montrent que le sujet n'est pas épuisé et suscite toujours l'intérêt de la communauté.

Un de nos objectifs porte sur le modèle de diffusion magnétique DWM. Fruit de notre laboratoire, ce modèle se doit de recevoir des améliorations qui sont de plusieurs ordres.

De prime abord, nous comptons travailler sur l'intégration d'une loi d'hystérésis statique la plus performante et la mieux adaptée. Le modèle actuel existe dans deux versions : l'une est dotée du modèle d'hystérésis statique de Jiles et Atherton dont les limitations ont été mises en évidence et la seconde intègre le modèle statique DSHM dont les butées ont aussi été démontrées. La substitution de ces modèles statiques par le modèle d'hystérésis statique « chimique » (13) développé au G2Elab occupe une des activités actuelles de Thibaut Chailloux et permettra d'étendre le domaine de validité du modèle dynamique.

Le modèle DWM, comme nous en avons fait l'analyse (7.2.3), montre des faiblesses quant à la formulation adoptée pour la représentation des effets dynamiques liés aux déplacements des parois. Travailler sur ce sujet fait l'objet de nos préoccupations (67).

Une représentation dynamique des matériaux par l'approche mathématique basée sur la dérivation fractionnaire est une autre voie sur laquelle nous travaillons. Les résultats déjà obtenus pour des formes d'ondes sinusoïdales incitent notre curiosité à poursuivre ce travail pour des formes d'ondes non conventionnelles.

La démarche suivie jusqu'à présent apporte des résultats qui sont en cohérence avec les relevés expérimentaux, notre objectif futur est de définir un modèle regroupant la représentation des différents effets dynamiques par une unique dérivation fractionnaire. Des travaux ont déjà été menés dans ce sens pour la représentations des courants induits dans les machines électriques par des systèmes d'ordre un demi (68). Le but est de mettre en place un modèle simple, efficace et facilement exportable de représentation dynamique de circuit.

Notre ambition est aussi de tester cette approche de modélisation pour la représentation du comportement dynamique de matériaux récents tels que des matériaux amorphes, nanocristallins et composites.



Cette voie non encore explorée donne lieu à un travail collaboratif avec le LGEF, Laboratoire spécialisé dans les matériaux ferroélectriques dont la modélisation se fait à partir d'une dérivation fractionnaire.

Enfin, une technique originale de représentation comportementale de systèmes du génie électrique à partir de la représentation diffusive conduit à des résultats pertinents comme le montre Axel Rumeau dans ses travaux de thèse (69). Il serait intéressant d'explorer cette voie pour la représentation comportementale des circuits magnétiques dans les applications que nous envisageons. Il est à remarquer que, cette approche comme celle précédemment citée, conduisent toutes deux à la représentation de systèmes à comportement non rationnels, c'est-à-dire fractionnaires. Un rapprochement possible entre les deux méthodes pourrait être envisagé.

### **10.1.3. Matériaux et modélisation de dispositifs électromagnétiques**

L'élaboration de lois constitutives de matériaux prend un sens supplémentaire dès lors qu'on s'intéresse à l'intégration de ces lois dans des simulateurs de circuits.

Ayant commencé nos travaux dans le domaine par l'intégration du modèle d'hystérésis statique de Preisach Néel dans un code de calcul de champs magnétostatique 2D (4), nous avons par la suite suivi l'orientation de l'équipe « matériaux » du laboratoire qui s'est tournée depuis plusieurs années vers l'approche de modélisation par CME. Notre contribution par l'introduction d'un tube de flux diffusif dans cette approche de modélisation a permis d'étendre le domaine d'application et constitue une valeur ajoutée à la technique de simulation que développe le Laboratoire.

Dans ce cadre, nous comptons mettre en œuvre un autre modèle de tube de flux diffusif cette fois basé sur le modèle DWM homogénéisé à un ordre  $n$  (la valeur de  $n$  dépendra de la précision recherchée pour représenter l'effet de peau). L'intérêt de ce nouveau composant résidera dans la diminution du temps de calcul tout en conservant une bonne représentation de l'effet de peau. Ce problème fait l'objet d'un sujet de stage de Master recherche proposé cette année.

Toujours dans la même optique, lorsque notre modèle dynamique par dérivation fractionnaire sera mis au point et validé, nous regarderons de quelle manière ce modèle dynamique pourra être intégré dans la modélisation par CME.

## 10.2. MATERIAUX MAGNETIQUES ET ELECTRONIQUE DE PUISSANCE : « INNOVATION »

Jusqu'à présent, nous nous sommes intéressés au comportement de matériaux pour des systèmes destinés à des applications de l'électrotechnique où les sollicitations possèdent des fréquences relativement basses.

L'environnement du laboratoire Ampère nous permet de côtoyer des chercheurs travaillant dans d'autres domaines tel que celui de l'électronique de puissance où une demande forte concernant la représentation précise des matériaux magnétiques se fait sentir. Désireuse d'explorer d'autres champs d'application, nous avons décidé d'étendre nos activités de représentation dans le domaine des matériaux dédiés aux applications de l'électronique de puissance.

Cet axe de recherche, déjà initié, constitue une réelle innovation de nos activités et représente vraisemblablement le chantier le plus important de nos investigations à venir.

Notre contribution dans ce domaine s'effectuera au moyen des différentes études proposées.

### 10.2.1. Matériaux nouveaux ou innovants et dynamiques sévères

Les matériaux dédiés aux applications de l'électronique de puissance telle que les ferrites, nanocristallins, amorphes ou composites doivent fonctionner à des fréquences élevées et sont excités par des formes d'ondes non conventionnelles (70). Les études faites dans le domaine de ces matériaux et plus particulièrement dans celui des nanocristallins apparues sur le marché il y a seulement une vingtaine d'années dénotent la complexité de compréhension et de représentation des phénomènes qui traduisent leur comportement (71). Des modèles de représentation existent, mais ne semblent pas donner entière satisfaction. La représentation de ces matériaux innovants et d'autres matériaux tels que les SMC offrent un champ exploratoire important dans lequel nous avons décidé de nous engager.

Les modèles que nous développons actuellement sont-ils capables de représenter le comportement de ces matériaux ? Adapter nos modèles ou en créer des nouveaux sont les défis qui nous attendent dans le futur.

Cette voie est initiée par le co-encadrement des travaux de la thèse de Thibaut Chailloux dont le sujet porte sur l'élaboration d'inductances fonctionnant à température élevée pour des applications de filtrage passif discret.

### **10.2.2. Du matériau au composant de puissance**

Les simulateurs de circuits disponibles dans le commerce offrent une panoplie étoffée de composants de puissance actifs ou passifs représentés avec une grande fidélité. Si la richesse de ces outils de simulation permet de satisfaire un grand nombre d'exigences de concepteurs de circuits en ingénierie électrique, une faiblesse apparaît quant à leur aptitude à modéliser les composants magnétiques. Une étude bibliographique menée à ce sujet, révèle que peu de simulateurs de circuits considèrent le caractère hystérétique du matériau magnétique. Dans le meilleur des cas, le modèle statique de JA est implémenté et l'ajout d'une résistance en parallèle du composant magnétique est opéré pour traduire les pertes dynamiques dans le matériau.

Pour faire face à la représentation de matériaux magnétiques nouveaux et innovants soumis à des contraintes environnementales de plus en plus sévères, des outils de représentation réalistes et précis du composant magnétique s'avèrent nécessaire. C'est dans cette optique que s'inscrivent nos perspectives déjà engagées.

Le sujet est vaste tant sur le plan de la gamme étendue de matériaux disponibles sur le marché (72), (73) que sur les fonctions que doit assurer le composant selon l'application considérée. Le cahier des charges pour la fabrication d'un composant magnétique est lié à l'application envisagée. Un composant magnétique prévu pour représenter le fonctionnement d'une inductance de lissage aura des conditions de fonctionnement totalement différentes de celles associées à une inductance prévue pour un filtre de mode différentiel.

La connaissance et la représentation du comportement du matériau magnétique est indispensable pour l'élaboration d'un modèle de composant magnétique mais ne paraît pas suffisante. En effet, selon l'application envisagée, des phénomènes parasites tels que les fuites de flux, les effets capacitifs et encore de proximité constituent des aspects indispensables à considérer pour une représentation réaliste du composant.

Choisir les matériaux les mieux adaptés et construire à partir de leurs représentations les éléments de circuits parasite constituent nos activités futures.

Notre objectif est d'enrichir les outils de prototypage virtuels de convertisseurs statiques mis en œuvre au laboratoire en élaborant des modèles réalistes de composants magnétiques. Ce travail s'inscrit dans un domaine multi physique qui permettra de fédérer les compétences des deux équipes « Matériaux » et « Électronique de Puissance et Intégration » du laboratoire.

Outre ces compétences, des connaissances sur la structure des matériaux s'avèrent indispensable et pour mener à bien ce travail, nous envisagerons de renforcer la collaboration établie entre

l'équipe « matériaux » du laboratoire Ampère et celle du G2Elab. Des collaborations avec l'équipe travaillant sur l'étude des structures nanocristallines du SATIE d'une part, et les ingénieurs du centre de recherche d'Arcelormittal situé à Imphy seront aussi envisagées.

Notre objectif est d'enrichir les simulateurs de circuit par l'élaboration de composants magnétiques. En conséquence, les modèles développés devront satisfaire une rapidité d'exécution. Cependant, afin d'appréhender le problème multi physique sous-jacent, nous n'écartons pas l'idée de recourir à la modélisation par calcul de champs 2D ou 3D.

Le travail engagé, fortement multi physique nécessite aussi de tenir compte de l'interaction magnétique thermique dont nous présentons nos actions à venir.

### **10.2.3. Interaction Magnétique-Thermique**

L'alimentation de dispositifs électromagnétiques par des formes d'ondes non conventionnelles ou par des fréquences élevées conduit à une augmentation importante des pertes ferromagnétiques et, par conséquent à l'accroissement de la température du circuit. De plus, la miniaturisation de nombreux dispositifs d'électronique de puissance amène les circuits à se situer au plus près des sources chaudes et donc à fonctionner à des températures très élevées.

Les matériaux dédiés aux applications de l'électronique de puissance possèdent des propriétés magnétiques remarquables leur permettant de travailler à des fréquences élevées, mais présentent une faiblesse concernant leur stabilité de comportement pour des températures élevées.

En conséquence, la connaissance et la maîtrise de l'interaction entre les phénomènes magnétiques et thermiques dans les matériaux magnétiques constituent un aspect crucial à prendre en compte pour le prototypage virtuel efficace des dispositifs de l'électronique de puissance.

Le couplage magnétique thermique représente un point clef pour une représentation fiable et réaliste des systèmes fonctionnant à des températures élevées.

Ce sujet est abordé dans la thèse de Thibaut Chailloux qui s'intéresse à l'élaboration d'une inductance de filtrage pouvant fonctionner à une température élevée. Les travaux effectués jusqu'à présent ont porté sur la recherche de matériaux aptes à satisfaire le problème. Un couplage faible entre les effets thermique et magnétique est en cours d'élaboration et de validation expérimentale.

Dans le futur, nous comptons analyser plus en détail ce problème et examinerons comment élaborer un couplage fort magnétique thermique-loi de matériau.

Un autre fait constaté récemment et lié à un environnement sévère de température élevée est le « vieillissement » du matériau. Certains matériaux tels que des nanocristallins peuvent être utilisés à des températures supérieures à celles pour lesquelles sont garanties leurs caractéristiques magnétiques. Néanmoins une dégradation de leurs propriétés est constatée en fonction du temps d'exposition à un environnement sévère.

Une recherche bibliographique sur ce sujet montre que peu ou pratiquement pas de travaux existent dans le domaine du vieillissement des matériaux magnétiques. C'est dans cet axe que nous souhaitons aussi engager nos activités futures. Nous comptons bénéficier de l'expérience acquise dans le laboratoire dans le domaine du vieillissement des composants capacitifs ou des composants de puissance pour aborder le sujet. L'expertise d'équipes de recherche avérées sur l'étude des matériaux nanocristallins telle que les équipes du SATIE et du G2Elab sera aussi envisagée.

Ce travail s'inscrit dans la continuité des travaux déjà menés dans la communauté avec un fort aspect multi physique à la limite des domaines des matériaux, de l'électromagnétisme, de la modélisation/simulation et de l'électronique de puissance.

# 11. ANNEXE

Le tableau (Tableau 11-1) regroupe les valeurs des paramètres obtenues en employant les algorithmes PSO, PSO+ et AG (Algorithme Génétique).

L'AG utilisé est celui défini dans la toolbox de MATLAB. Les résultats obtenus correspondent au test de la technique PSO, PSO+ pour l'identification des paramètres de JA. L'échantillon N°1 est considéré.

Paramètres	PSO	PSO+	AG
a	38.3704	38.5632	38.6395
$\alpha$	$8.8448 \cdot 10^{-5}$	$8.8163 \cdot 10^{-5}$	$8.746 \cdot 10^{-5}$
k	50.7868	51.6492	52.7493
c	0.13568	0.14238	0.14189
Ms	$1.1163 \cdot 10^6$	$1.1158 \cdot 10^6$	$1.1148 \cdot 10^6$
Nombre itérations	134	46	53

Tableau 11-1 Valeurs des paramètres de JA obtenues selon PSO, PSO+ et AG.

Les paramètres du modèle de JA modifié sont définis par la méthode PSO+.

Modèle JA original	Modèle JA modifié
$\alpha=3.15 \cdot 10^{-5}$	$\alpha_1=1.6 \cdot 10^{-5}$
	$\alpha_3=7.9 \cdot 10^{-18}$
a=10.5	a=11.2
c=0.11	$\Psi=6.9 \cdot 10^{-4}$
k=22	k=27.9
Ms= $1.28 \cdot 10^6$	Ms= $1.28 \cdot 10^6$

Tableau 11-2 Valeurs des paramètres du modèle de JA modifié.

## 12. BIBLIOGRAPHIE

1. **Benabou, A.** *contribution à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ*. Lille : thèse de doctorat, 2002.
2. **Bastos, J.A. et Sadowski, N.** *Electromagnetic Modeling by Finite Element Methods*. [éd.] Marcel Dekker. New York, NY : Electrical Engineering and electronic Series, 117.
3. **Dular, P., et al.** A 3-D Magnetic Vector Potential Formulation Taking Eddy Currents in lamination Stacks Into Account. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2003, Vol. 38, 3, pp. 1424-1427.
4. **Ninet, O.** *Prise en compte du phénomène d'hysteresis dans un logiciel de champ 2D en magnétostatique : validation expérimentale*. Lyon : thèse de doctorat de l'UCB Lyon1, 1996.
5. **Robert, Ph.** *Matériaux de l'électrotechnique*. s.l. : Traité d'électricité, Presses Polytechniques Romandes, Troisième édition, 1989.
6. **Brissonneau, P.** *magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique*. Paris : Hermès, 1997.
7. **Ouled Amot, Y.** *Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction*. Nantes : Thèse de doctorat, Ecole Doctorale des Sciences pour l'Ingénieur, 2000.
8. **Preisach, F.** Über die Magnetische Nachwirkung. *Z. PHYS.* 1994, pp. 277-302.
9. **Biorci, G. et Pescetti, D.** analytical theory of the behaviour of ferromagnetic materials. *II Nuovo Cimento*. 1958, Vol. 7, 6, pp. 829-842.
10. **Mayergoyz, J.D.** *Mathematical Models of Hysteresis*. New-York : Springer-Verlag, 1991.
11. **Jiles, D.C. et Atherton, D.L.** Theory of ferromagnetic hysteresis. *Journal of Magnetism and Magnetic Material*. 1986, 61, pp. 48-60.
12. —. Theory of ferromagnetic hysteresis. *Journal of Applied Physic*. 1984, 55, pp. 2115-2120.
13. **Nourdine, A., et al.** A new hysteresis model generation - application to the transverse axis of GO SiFe sheet. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2001, Vol. 37, 5.
14. **Sixdenier, F., et al.** quasistatic hysteresis modeling with feed-forward neural network : influence of the last one extreme values. [éd.] hal-00312899-version1. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008, Vol. 320, 20, pp. 992-996.
15. **Ducharne, B.** *caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local*. Lyon : thèse de doctorat de l'UCB de Lyon1, 2003.

16. **Marion, R., et al.** identification of Jiles-Atherton model parameters using particle swarm optimization. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2008.
17. **Marion, R. et al.** Modelling minor hysteresis loops of high silicon steel. *10th international workshop on 1 and 2 dimensional magnetic measurement and testing*. 2008.
18. **Globus, A.** *Comptes rendus des séances de l'académie*. 1962. p. 1709. Vol. 255.
19. **Néel, L.** annales de l'université de Grenoble. 1946, Vol. 61, pp. 48-60.
20. **Globus, A., Duplex, P. et Guyot, M.** *IEEE Transaction on Magnetics*. 1971, p. 617.
21. **Jiles, D.C., Thoelke, J.B. et Devine, M.K.** numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*. 1992, Vol. 28, 1, pp. 27-35.
22. **Wilson, P.R., Ross, J.N. et Brown, A.D.** optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2001, Vol. 37, 2, pp. 989-993.
23. **Salvini, A. et Fulginei, F.R.** Genetic algorithms and neurom networks generalizing the Jiles&Atherton model of static hysteresis for dynamic loops. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2002, Vol. 38, 2, pp. 873-876.
24. **Chwastek, K. et Szczyglowski, J.** Identification of a hysteresis model parameters with genetic algorithms. *Mathematic and Computers in simulation*. 2006, pp. 206-211.
25. **Kennedy, J. et Eberhart, R.** particle swarm optimization. *Proceedings IEEE international Conference on neural networks*. 1995, Vol. 4, pp. 1942-1948.
26. **Annakkage, U.D., et al.** A Current Transformer Model Based on the Jiles-Atherton Theory of Ferromagnetic Hysteresis. *IEEE Transaction on Power Delivery*. 2000, Vol. 15, 1, pp. 57-61.
27. **Garcia, J.S.D., et al.** Study of a Toroid : Characterization and Simulation of the Effects of short-circuits on Laminated Cores. *Journal of Microwaves and Optoelectronics*. 2007, Vol. 6, 1, pp. 189-206.
28. **Sadowski, N., et al.** An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time stepping finite element calculations. *13th Compumag, IV, France*. 2001.
29. **Benabbou, A. and al.** Minor loops modelling with a modified Jiles-Atherton model and comparison with the Preisach model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008.
30. **Miljavec, D. et Zidaric, B.** Introducing a domain flexing function in the Jiles-Atherton hysteresis model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008, Vol. 320, pp. 763-768.
31. **Kadar, G.** On the product Preisach model of hysteresis . *Physica B*. 2000, Vol. 275, pp. 40-44.
32. —. *The Preisach-type product model of magnetic hysteresis*. 2005. pp. 15-27.



33. **Kadar, G. et Torre, E.** hysteresis modeling : I. a non-congruency. *IEEE Transaction on Magnetics*. 1987, Vol. 23, 5, pp. 2820-2822.
34. **Chwastek, K. et Szcziglowski, J.** Alternative method to estimate the parameters of the Jiles-Atherton model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2007, Vol. 31, 4, pp. 47-51.
35. **Marion, R. and al.** A comparison of identification techniques for the Jiles-Atherton model of hysteresis. *Proceeding of EPNC*. 2008.
36. **Masson, J.P.** *développement d'un modèle de simulation du comportement dynamique de circuits magnétiques*. Lyon : thèse d'état de l'INSA de Lyon, 1990.
37. **Martouret, F.** *développement de modèles dynamiques comportementaux de circuits magnétiques*. Lyon : thèse de doctorat de l'INSA de Lyon, 1995.
38. **Lefèvre, B.** *modélisation dynamique de composants passifs magnétiques prenant en compte le phénomène d'hystérésis*. Lyon : thèse de doctorat de l'INSA de Lyon, 1992.
39. **Martouret, F., Masson, J.P. et Fraisse, H.** modeling of a non-linear conductive magnetic circuit. *IEEE Transaction on Magnetics*. 1995, Vol. 31, 6.
40. **Fraisse, H.** *Contribution à la modélisation dynamique de circuits magnétiques d'actionneurs. Formulation par graphes de liens*. Lyon : Thèse de doctorat, UCB de Lyon1, 1992.
41. **Gaude, D.** *Modélisation et simulation de systèmes électromagnétiques à induction avec prise en compte des matériaux magnétiques et formulation par graphes de liens*. Lyon : Thèse de doctorat, UCB de Lyon1, 1999.
42. **Tenant, P. et Rousseau, J.J.** dynamic model of magnetic material. *IEEE Transaction on Power Electronics*. 1998, Vol. 13, 2.
43. **Kedous-Lebouc, A. et Brissoneau, P.** Etude des pertes dans des tôles magnétiques soumises à des variations d'induction  $B(t)$  de forme trapézoïdale. *Rev. Phys. Appl.* 1986, Vol. 21, pp. 269-275.
44. **Cester, C.** *Etude des pertes magnétiques supplémentaires dans les machines asynchrones alimentées par onduleur à modulation de largeur d'impulsion*. Grenoble : Thèse de doctorat de l'INPG, 1996.
45. **Raulet, M.A., et al.** limits and rules of use of a dynamic flux tube model. *COMPEL*. 2008, Vol. 27, 1.
46. **Bertotti, G.** general properties of Power Losses in Soft Ferromagnetic Materials. *IEEE Transaction on Magnetics*. 1988, Vol. 24, pp. 621-630.
47. —. Space-time correlation properties of the magnetization process and eddy current losses : theory. *Journal of Applied Physics*. 1983, Vol. 54, pp. 5293-5305.

48. **Pry, R.H. et Bean, C.P.** Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. *Journal of Applied Physics*. 1958, Vol. 29, 3, p. 532.
49. **Zirka, S.E., et al.** Viscosity-based magnetodynamic model of soft magnetic materials. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2006, Vol. 42, pp. 2121-2130.
50. **Drouineau, M. et Mazauric, V. : Vincent, J.N.** Eco-design stakes of electrical steel: dynamic losses sensitivity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2008, Vol. 320, pp. 1070-1073.
51. **Maloberti, O., et al.** Field diffusion-like representation and experimental identification of a dynamic magnetization property. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2006.
52. **Raulet, M.A., et al.** The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2004, Vol. 40, 2, pp. 872-875.
53. **Oustaloup, A.** *La dérivation non entière*. s.l. : Hermès, 1995.
54. **Guyomar, D., Ducharne, B. et Sébald, G.** Dynamic hysteresis model of ferroelectric ceramics under electric field using fractional derivatives. *Journal of Physic D: Appl. Phys.* 2007, Vol. 40, pp. 6048-6054.
55. —. Time fractionnal derivatives for voltage creep in ferroelectric materials : theory and experiment. *Journal of Physic D.: Appl. Phys.* 2008, Vol. 41.
56. **Ducharne, B., Guyomar, D. et Sébald, G.** Low frequency modelling of hysteresis behaviour and dielectric permittivity in ferroelectric ceramics under electric field. *Journal of Physic D.: Appl. Phys.* 2007, Vol. 40, pp. 551-555.
57. **Rouve, L.L.** *Prise en compte du comportement magnétique fréquentiel des tôles FeSi en modélisation électrotechnique*. Grenoble : Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 1996.
58. **Marion, R., et al.** Homogénéisation d'un modèle complet de diffusion magnétique. *European Journal of Electrical Engineering*. 2009, Vol. 12, 4, pp. 475-486.
59. **Bergqvist, A.J. et Engdahl, S.G.** A homogeneity procedure for field quantities in laminated electric steel. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2001, Vol. 37, 5, pp. 3329-3331.
60. **Ostovic, V.** *Dynamics of saturated electric machines*. Berlin : Berlin Springer-Verlag, 1989.
61. **Delforge, C.** *modélisation d'un actionneur asynchrone et de sa commande vectorielle par réseaux de perméances*. Lille : thèse de doctorat de l'université des Sciences et Techniques de Lille, 1995.
62. **Ducharne, B., Raulet, M.A. et Masson, J.P.** Modélisation de circuits magnétiques inhomogènes. *RIGE*. 2005, Vol. 8, 1.

63. **Sixdenier, F.** *Prédiction de signatures électriques dans un actionneur en prenant en compte les lois de matériaux*. Lyon : thèse de doctorat de l'Université Claude Bernard, 2005.
64. **Sixdenier, F., et al.** Contribution à la modélisation d'un disjoncteur différentiel. *RIGE, RS(11)*. 2008, pp. 373-384.
65. **Sixdenier, F., et al.** Dynamical models for eddy current in ferromagnetic cores introduced in a FE tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay. *IEEE Transaction on Magnetics*. 2007, Vol. 100, 100, pp. 100-104.
66. **Karnopp, D. et Rosenberg, R.** *system dynamics : a unified approach*. S1. : John Wiley. s.l. : S.1.: John Wiley, 1991.
67. **Zirka, S.E., et al.** Dynamic hysteresis modelling. *Physica B*. 2004, Vol. 343, pp. 90-95.
68. **Riu, D.** *Modélisation des courants induits dans les machines électriques par des systèmes d'ordre un demi*. Grenoble : Thèse de doctorat de l'INPG, 2001.
69. **Rumeau, A.** *Modélisation comportementale en génie électrique sous représentation Diffusive : Méthodes et Applications*. Toulouse : Thèse de doctorat de l'Université de Toulouse, 2009.
70. **Chazal, H.** *Caractérisations physicochimique et magnétique de rubans nanocristallins à haute perméabilité et étude de leur intégration en électronique de puissance*. Grenoble : Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, 2004.
71. **Mazaleyrat, F.** *contribution à l'étude des propriétés de matériaux magnétiques nanostructurés*. Cachan : mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches de l'Université Paris Sud XI, 2005.
72. **Alves, F., Lebourgeois, R. et Waeckerlé, T.** Soft magnetic materials for electrical engineering : State of the art and recent advances. *European transactions on electrical power*. 2005, pp. 467-479.
73. **Kedous-Lebouc, A.** *matériaux magnétiques en génie électrique*. s.l. : Hermès, 2006.