De l'apport de la modélisation des matériaux magnétiques doux aux applications du génie électrique

Fabien Sixdenier

▶ **To cite this version:**

Fabien Sixdenier. De l'apport de la modélisation des matériaux magnétiques doux aux applications du génie électrique. Energie électrique. Universite Claude Bernard Lyon 1, 2014. tel-01154407

HAL Id: tel-01154407
https://hal.science/tel-01154407

Submitted on 21 May 2015

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

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

UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD LYON 1

N° d'ordre

0	5	7	-	2	0	1	4

Rapport de synthèse pour obtenir l'**Habilitation à diriger des recherches**

Spécialité : « Génie Électrique »

préparée au laboratoire AMPERE

préparée et soutenue publiquement par

Fabien SIXDENIER

le 1er Décembre 2014

Titre :

De l'apport de la modélisation des matériaux magnétiques doux aux applications du génie électrique

---

JURY

Mr Burais Noël
Mr Gyselinck Johan (Rapporteur)
Mr Marchand Claude (Rapporteur)
Mr Meunier Gérard (Rapporteur)
Mr Multon Bernard
Mr Waeckerlé Thierry
...

Table des matières

Remerciements xv

I Biographie 1

1 Curriculum vitæ 5
1.1 Diplômes . . . 5
1.2 Expérience professionnelle . . . 6

2 Activités d'enseignement 7
2.1 Monitorat à l'UCBL . . . 7
2.2 ATER à l'IUT-B de Villeurbanne . . . 7
2.3 Maître de conférences à l'UCBL . . . 7
2.3.1 Enseignements au niveau L1 . . . 9
2.3.1.1 Bases de l'électricité . . . 9
2.3.1.2 Pratiques et compétences informatiques . . . 9
2.3.2 Enseignements au niveau L2 . . . 9
2.3.2.1 Électronique et systèmes logiques . . . 9
2.3.2.2 Électrotechnique Initiation . . . 9
2.3.3 Enseignements au niveau L3 . . . 10
2.3.3.1 Technologie et études de systèmes du génie électrique . . . 10
2.3.3.2 Électrotechnique Approfondissement . . . 10
2.3.3.3 Circuits électroniques . . . 10
2.3.4 Enseignements au niveau M1 . . . 10
2.3.4.1 Composants actifs et passifs pour la conversion statique d'énergie . . . 10
2.3.4.2 Travaux d'études et de recherche (TER) . . . 11
2.3.5 Enseignements au niveau M2 . . . 11
2.3.5.1 Matériaux pour le génie électrique . . . 11

3 Activités administratives 13
3.1 Pour le rectorat de Lyon . . . 13
3.2 Pour l'université Claude Bernard Lyon 1 . . . 13
3.3 Pour le laboratoire AMPERE . . . 13

4 Activités de recherche 15
4.1 Bref historique . . . 15

4.2 Encadrement de DEA ou Master Recherche (ou stage ingénieur/Professionnel au sein du laboratoire) . . . 16
4.2.1 Pendant la thèse : . . . 16
4.2.2 Après la thèse : . . . 16
4.3 Encadrement de thèses . . . 16
4.3.1 Thèses soutenues . . . 16
4.3.2 Thèses en cours . . . 17
4.4 Synthèse des co-encadrements : . . . 18
4.5 Relations avec le monde industriel . . . 18
4.6 Production scientifique . . . 19
4.6.1 Vue globale de la production scientifique . . . 19
4.6.2 Références des productions scientifiques . . . 20
Bibliographie . . . 20

II Travaux scientifiques **25**

5 Introduction **31**

6 Modélisation du comportement statique **33**
6.1 Modélisation par réseaux de neurones . . . 33
6.1.1 Principe . . . 33
6.1.2 Premiers essais . . . 33
6.1.3 Analyse des premiers essais . . . 36
6.1.4 Modification du réseau de neurones . . . 37
6.1.5 Conclusion sur la modélisation de l'hystérésis statique par réseaux de neurones 41
6.2 Modèle « chimique » . . . 41
6.2.1 Principe du modèle « chimique » . . . 42
6.2.1.1 Modélisation du renversement des domaines magnétiques . 42
6.2.1.2 Modélisation de la rotation des domaines magnétiques . . . 43
6.2.2 Résultats obtenus . . . 44
6.2.3 Conclusion sur le modèle chimique . . . 46
6.3 Modèle de Jiles et Atherton et identification des paramètres en prenant en compte la température . . . 47
6.3.1 Introduction . . . 47
6.3.2 Méthode n°1 (M1) . . . 47
6.3.2.1 Paramètre M_s . . . 48
6.3.2.2 Paramètre k . . . 48
6.3.2.3 Paramètre a . . . 49
6.3.2.4 Paramètre α . . . 49
6.3.2.5 Paramètre c . . . 49
6.3.2.6 Évolution des paramètres et résultats . . . 50
6.3.3 Méthode n°2 (M2) . . . 50
6.3.3.1 Évolution des paramètres et résultats . . . 50
6.3.4 Méthode n°3 (M3) . . . 50
6.3.4.1 Loi de Weiss modifiée . . . 50

6.3.5 Comparaison des trois méthodes . . . 54
6.4 Conclusion sur les modèles d'hystérésis statiques . . . 54
6.5 Bibliographie sur les modèles statiques . . . 55
Bibliographie . . . 55

7 Modélisation du comportement dynamique **59**
7.1 Modèle « Dynamical with static feedback » . . . 59
7.1.1 Hypothèses de base . . . 59
7.1.2 Comportement en température du modèle DSF . . . 61
7.1.3 Discussion par rapport au modèle de Bertotti . . . 62
7.2 Modèle « Dynamical with wall motion » . . . 63
7.2.1 Hypothèses de base . . . 63
7.2.1.1 Domaine d'étude . . . 63
7.2.1.2 Formulation par différences finies . . . 64
7.2.2 Comportement en température du modèle « DWM » . . . 66
7.3 Conclusion sur les modèles d'hystérésis dynamiques . . . 67
7.4 Bibliographie sur les modèles dynamiques . . . 67
Bibliographie . . . 67

8 Modélisation fréquentielle **69**
8.1 Problématique . . . 69
8.1.1 Perméabilité complexe . . . 69
8.1.2 Influence de la polarisation . . . 69
8.1.3 Bilan . . . 71
8.2 Stratégie de modélisation . . . 71
8.2.1 L'approche gyrateur-capacité . . . 71
8.2.1.1 Principe . . . 71
8.2.1.2 Validation sur cas test . . . 73
8.2.2 Simulation sur une structure type « filtre CEM » . . . 75
8.2.3 Modélisation des capacités . . . 75
8.2.4 Modélisation des inductances . . . 76
8.2.5 Résultats de simulation . . . 77
8.3 Bilan de la modélisation fréquentielle . . . 79
8.4 Bibliographie sur la modélisation fréquentielle . . . 79
Bibliographie . . . 79

9 Applications **81**
9.1 Préambule . . . 81
9.2 Transformateurs de courant . . . 81
9.2.1 Prédiction de l'influence de l'amplitude du courant sur les pertes fer et le rapport de transformation . . . 81
9.2.1.1 Données du transformateur et problématique . . . 81
9.2.1.2 Modélisation dans Reluctool . . . 82
9.2.1.3 Résultats . . . 83
9.2.2 Influence de la température sur la précision d'un transformateur de courant 86
9.2.2.1 Éléments constitutifs . . . 86

9.2.2.2 Modélisation du matériau 86
9.2.2.3 Simulation et mesures sur le transformateur de courant . . 88
9.2.3 Conclusion sur les transformateurs de courant 91
9.3 Capteur de courant à effet Hall 92
9.3.1 Principe de mesure et problématique 92
9.3.2 Modélisation du circuit magnétique du capteur 93
9.3.3 Validation de la modélisation magnétique 96
9.3.4 Validation de la chaîne complète 98
9.3.5 Test de matériaux candidats 99
9.3.6 Conclusion sur les capteurs de courant à effet Hall 101
9.4 Inductances de filtre CEM 101
9.4.1 Contexte et problématique 101
9.4.2 Résultats théoriques de l'optimisation 103
9.4.3 Résultat pratique 104
9.4.4 Conclusion sur les inductances de filtre CEM 105
9.5 Relais de chaînes différentielles 107
9.5.1 Contexte et problématique 107
9.5.2 Démarche et validation sur démonstrateur de référence 107
9.5.3 Test de matériaux candidats 111
9.5.3.1 Comportement technique 111
9.5.3.2 Gain économique 113
9.5.4 Conclusion sur les relais de chaînes différentielles 113
9.6 Bibliographie sur les applications 114
Bibliographie 114

III Bilan, perspectives et annexes **117**

10 Conclusion générale et travaux futurs possibles **121**
10.1 Modèles statiques de matériaux 121
10.1.1 Le modèle VINCH 122
10.1.2 Modélisation de l'hystérésis des matériaux magnétiques à mémoire de forme 122
10.2 Modèles dynamiques 123
10.2.1 De DSF vers Bertotti ? 123
10.2.2 DWM vers l'homogénéisation ? 123
10.3 Modèles fréquentiels 124
10.4 Applications 125
10.4.1 Vers un nouveau formalisme pour la modélisation des applications 125
10.4.2 Applications et enjeux du futur 125
10.5 Le mot de la fin 126
10.6 Bibliographie sur les perspectives 126
Bibliographie 126

A Détails des équations du modèle chimique **129**
A.1 Rappel des paramètres 129
A.2 Equations pour calculer B(H) 129

A.3 Équations pour gérer l'histoire 130

B Détails des équations du modèle de Jiles Atherton **133**
B.1 Rappel des paramètres 133
B.2 Principe et équations du modèle de Jiles-Atherthon 133
B.3 Inversion du modèle 134

C Implantation des modéles DSF et DWM dans des logiciels de type circuit **135**
C.1 Les bobinages 135
C.2 Les tubes de flux avec DSF 136
C.3 Les tubes de flux avec DWM 137

D Extraits de la documentation technique des capteurs ES d'ABB **141**

Table des figures

2.1 Répartitions relatives des enseignements par niveaux de la licence 1re année (L1) au master 2e année (M2) . . . 8
2.2 Répartition relative des enseignements par type d'enseignements . . . 8

4.1 Nombre de thèses ou de stages équivalent MASTER co-encadrés par année scolaire . . . 18
4.2 Nombre de publications par années scolaires . . . 19

6.1 Structure d'un neurone artificiel. Le neurone calcule la somme de ses entrées puis cette valeur passe à travers la fonction d'activation pour produire sa sortie. Source de la figure : [wikipedia, 2014] . . . 34
6.2 Structure du réseau de neurone artificiel pour modéliser l'hystérésis statique 34
6.3 Signaux d'entrées et de sorties pour l'apprentissage du $FFNN_1$ . . . 35
6.4 Résultats des performances du réseau pour un signal d'entrée identique à celui de la phase d'apprentissage. . . . 36
6.5 Résultats des performances du $FFNN_1$ pour des signaux ne faisant pas partie de la phase d'apprentissage. . . . 36
6.6 Exemple de représentation d'un état magnétique à un nœud . . . 37
6.7 Exemple de représentation d'un état magnétique à deux nœuds . . . 38
6.8 Formes d'ondes de l'excitation magnétique et de l'induction magnétique pour obtenir des SORC . . . 38
6.9 (a) : Cycle majeur, FORC et SORC obtenus avec le signal présenté sur la figure 6.8 ; (b) : Zoom sur les SORC . . . 39
6.10 Signaux d'entrées et de sorties du $FFNN_2$ pour le signal test . . . 40
6.11 Résultats des performances du $FFNN_2$ pour des signaux ne faisant pas partie de la phase d'apprentissage. . . . 41
6.12 Illustration des domaines magnétiques dans une tôle FeSi GO à texture GOSS 42
6.13 Illustration de l'hypothèse de rotation des moments magnétiques dans une tôle FeSi GO à texture GOSS . . . 43
6.14 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 5\ A/m$ . . . 45
6.15 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 10\ A/m$ . . . 45
6.16 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 20\ A/m$ . . . 45
6.17 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 40\ A/m$ . . . 45

6.18 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 80\ A/m$ . . . 45
6.19 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 150\ A/m$ . . . 45
6.20 Histogramme des erreurs ϵ_1, ϵ_2 et ϵ_3 en fonction de l'amplitude d'excitation 46
6.21 Évolution de l'aimantation à saturation M_s en fonction de la température . 51
6.22 Évolution du paramètre k en fonction de la température. . . . 51
6.23 Évolution du paramètre a en fonction de la température. . . . 51
6.24 Évolution du paramètre α en fonction de la température. . . . 51
6.25 Évolution du paramètre c en fonction de la température. . . . 51
6.26 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures . . . 51
6.27 Évolution normée des paramètres de JA en fonction de la température. . . . 52
6.28 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures . . . 52
6.29 Évolution de l'aimantation à saturation M_s en fonction de la température modélisée par la loi de Weiss modifiée . . . 53
6.30 Évolution normée des paramètres de JA en fonction de la température . . . 53
6.31 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures . . . 53
6.32 Erreurs quadratique en fonction de la température pour les 3 méthodes d'identification . . . 54

7.1 Substitution d'un matériau conducteur par un matériau isolant pourvu d'un bobinage secondaire fermé sur une résistance . . . 60
7.2 Cycles mesurés et simulés à 50 Hz pour différentes températures . . . 61
7.3 Pertes massiques en fonction de la fréquence pour différentes températures . 61
7.4 Erreur quadratique pour les cycles à 50Hz en fonction de la température . . 62
7.5 Valeurs de γ identifiées et comparaison avec $\sigma d^2/12$ en fonction de la température . . . 62
7.6 Définition du domaine d'étude pour le modèle « DWM » . . . 63
7.7 Domaine d'étude (demi-épaisseur de la tôle) discrétisé . . . 64
7.8 Cycles dynamiques ($f = 2$ kHz . . . 66

8.1 Perméabilités réelle et imaginaires d'un matériau basse perméabilité (à gauche) et haute perméabilité (à droite) . . . 70
8.2 Influence de la polarisation sur les courbes de perméabilité relative en fonction de la fréquence : μ_r = partie réelle, μ_i = partie imaginaire . . . 70
8.3 Représentation d'un gyrateur . . . 72
8.4 Mesures d'impédance de l'inductance et du condensateur . . . 73
8.5 Schéma du modèle gyrateur-capacité de l'inductance sous QUCS . . . 74
8.6 Comparaison entre le modèle gyrateur-capacité et la mesure . . . 75
8.7 Structure du filtre CEM . . . 76
8.8 Modèle d'un condensateur . . . 76
8.9 Comparaison des mesures et du modèle pour Cx et Cy . . . 76

8.10 Schéma du filtre CEM avec composants capacitifs et inductifs idéaux 77
8.11 Schéma du filtre CEM avec composants capacitifs et inductifs prenant en compte l'effet fréquentiel 78
8.12 Influence de la prise en compte de la fréquence l'atténuation en mode commun (à gauche) et en mode différentiel (à droite) 78

9.1 Transformateur de courant 81
9.2 Schéma magnétique avec les composants de Reluctool v2 82
9.3 Schéma électrique avec les composants de Reluctool v2 83
9.4 Formes d'ondes des courants I_p/N_s et I_s 84
9.5 Rapport de transformation I_s/I_p mesuré et simulé 84
9.6 Erreur relative du transformateur 85
9.7 Part relative de pertes fer par rapport au pertes totales 85
9.8 Cycles d'hystérésis statiques mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures 87
9.9 Variation relative des paramètres de JA en fonction de la température 87
9.10 Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle DSF pour différentes températures 87
9.11 Variation relative du paramètre γ du modèle DSF en fonction de la température 87
9.12 Histogramme des erreurs entre mesures et simulations 88
9.13 Schéma du banc de test du transformateur de courant 88
9.14 Forces magnétomotrices primaires et secondaires pour $N_1 I_1 \approx 500$ At, f =20 Hz, T =25°C 89
9.15 Forces magnétomotrices primaires et secondaires pour $N_1 I_1 \approx 500$ At, f =20 Hz, T =185°C 89
9.16 *Error* mesurée en fonction de f et de T 90
9.17 *Error* simulée en fonction de f et de T 90
9.18 *Error* en fonction de T pour trois cas différents 91
9.19 Principales parties du capteur de courant à effet Hall 92
9.20 Module de l'induction magnétique dans le circuit magnétique pour $N_p I_p = 80A$ 93
9.21 Module de l'induction magnétique dans le circuit magnétique pour $N_p I_p = 800A$ 93
9.22 Topologie du schéma magnétique équivalent 94
9.23 Module de l'induction magnétique le long d'un demi circuit magnétique et entrefer. (MEC : Circuit Magnétique Équivalent, 3DFE : Éléments Finis 3D, lin : $N_p I_p$ faible, sat : $N_p I_p$ fort) 95
9.24 Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 5Hz$ 96
9.25 Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 20Hz$ 97
9.26 Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 200Hz$ 97
9.27 Variations de ε en fonction de la fréquence pour chaque type de capteurs 98

9.28 Fonctionnement non régulé (à gauche) et régulé (à droite) pour un essai à $I_{max} = 40A$ et $f = 10Hz$ . . . 98
9.29 Fonctionnement non régulé (à gauche) et régulé (à droite) pour un essai à $I_{max} = 800A$ et $f = 100Hz$ . . . 99
9.30 Différence instantanée entre le courant primaire et les courants secondaires ramenés au primaire que donnerait chaque matériau (Essai n°5) . . . 100
9.31 Différence instantanée entre le courant primaire et les courants secondaires ramenés au primaire que donnerait chaque matériau (Essai n°6) . . . 100
9.32 Topologie avec entrefer . . . 102
9.33 Modélisation du composant magnétique unique avec le logiciel QUCS . . . 102
9.34 Solution retenue pour réaliser le composant magnétique unique . . . 104
9.35 Prototype final retenu . . . 105
9.36 Comparaison des impédances simulées et mesurées du prototype final . . . 106
9.37 Comparaison des performances du prototype final et du composant de référence. Mode commun : courbes rouges ; Mode différentiel ; courbes bleues . . . 106
9.38 Photographie du relais de référence. L'échelle de l'axe gradué est en cm . . . 107
9.39 Rapport du courant de déclenchement à une certaine fréquence sur le courant de déclenchement à 50 Hz en fonction de la fréquence de divers blocs différentiels et situation par rapport au seuil de fibrillation ventriculaire . . . 108
9.40 Démarche de modélisation du relais . . . 109
9.41 Topologie du schéma magnétique du relais . . . 109
9.42 Impédance du relais en fonction de la fréquence . . . 110
9.43 Cours du nickel depuis 2007 . . . 111
9.44 Courants de déclenchements des relais virtuels en fonction de la fréquence à 25°C . . . 112
9.45 Courants de déclenchements des relais virtuels en fonction de la fréquence à 85°C . . . 112
9.46 perméabilité relative différentielle des alliages candidats en fonction de la polarisation à 25°C . . . 112

10.1 Cycles d'hystérésis majeur et cycles de recul sur un matériau FeSi M250-50A, modélisé avec trois et cinq variables. Les cycles de recul sont imposés avec une onde harmonique d'ordre 10 . . . 122

C.1 Gyrateur et résistance servant à modéliser un bobinage faisant le lien entre les domaines physiques électriques et magnétiques . . . 135
C.2 Empaquetage du composant avec ses 4 bornes . . . 136
C.3 Boîte de dialogue de configuration du bobinage . . . 136
C.4 Tube de flux dynamique avec le modèle dynamique DSF associé au modèle statique de Jiles-Atherthon . . . 136
C.5 Structure générale d'un tube de flux avec modèle dynamique DSF . . . 137
C.6 Tube de flux dynamique avec le modèle dynamique DWM . . . 138
C.7 Structure générale d'un tube de flux avec modèle dynamique DWM . . . 138

Remerciements

Ce mémoire est la synthèse de mes activités de recherche couvrant la période de septembre 2005 (au CEGELY) à Juin 2014 (à AMPERE).

Je voudrais remercier, en premier lieu, les experts Johan GYSELINCK, Claude MARCHAND et Gérard MEUNIER d'avoir rapporter mon travail. Je les remercie tout particulièrement pour leur travail très conséquent et pertinent d'analyse de toutes mes activités. Je voudrais également remercier chaleureusement les autres membres du jury. Je commencerais par Bernard MULTON qui, bien que malade, fait preuve d'un professionnalisme sans faille. Je poursuivrais par Thierry WÆCKERLE qui nous distille ses intarissables connaissances sur les matériaux magnétiques depuis plusieurs années maintenant. Je terminerais enfin par Noël BURAIS, avec qui j'ai déjà pu co-encadrer deux thèses qui a su partager son expérience avec moi.

Je remercie Laurent NICOLAS et Guy CLERC, les directeurs du CEGELY et d'AMPERE pour m'avoir accueilli et accompagné au sein du laboratoire.

Je remercie vivement les « magnéticiens » du laboratoire Christian MARTIN, Marie-Ange RAULET et Laurent MOREL. Travailler avec eux est à la fois productif et un véritable plaisir au quotidien.

Je n'aurai pas pu présenter ce mémoire sans les remarquables travaux de thèse d'Anh-Tuan BUI, Thaï-Phuong DO, Fanny MESMIN et Oualid MESSAL que j'ai co-encadré. Qu'ils reçoivent ici mes plus vifs remerciements et toute ma sympathie. Je ne voudrais pas oublier les doctorants actuels Thiago CAETANO FERREIRA et Albert-Manuel PEREIRA qui œuvrent à donner de nouvelles perspectives à mes travaux.

Merci aux nombreux stagiaires que j'ai pu encadré dont les travaux ont également participé à certaines parties de ce rapport.

Je tiens à saluer ici tout le personnel du laboratoire pour ses compétences, son appui, sa gentillesse et sa bonne humeur.

Ce mémoire est dédié à la mémoire de mon grand-père Maurice BARTHÉLÉMY.

Première partie

Biographie

Table des matières

1 Curriculum vitæ **5**

1.1 Diplômes . . . 5

1.2 Expérience professionnelle . . . 6

2 Activités d'enseignement **7**

2.1 Monitorat à l'UCBL . . . 7

2.2 ATER à l'IUT-B de Villeurbanne . . . 7

2.3 Maître de conférences à l'UCBL . . . 7

2.3.1 Enseignements au niveau L1 . . . 9

2.3.2 Enseignements au niveau L2 . . . 9

2.3.3 Enseignements au niveau L3 . . . 10

2.3.4 Enseignements au niveau M1 . . . 10

2.3.5 Enseignements au niveau M2 . . . 11

3 Activités administratives **13**

3.1 Pour le rectorat de Lyon . . . 13

3.2 Pour l'université Claude Bernard Lyon 1 . . . 13

3.3 Pour le laboratoire AMPERE . . . 13

4 Activités de recherche **15**

4.1 Bref historique . . . 15

4.2 Encadrement de DEA ou Master Recherche (ou stage ingénieur/Professionnel au sein du laboratoire) . . . 16

4.2.1 Pendant la thèse : . . . 16

4.2.2 Après la thèse : . . . 16

4.3 Encadrement de thèses . . . 16

4.3.1 Thèses soutenues . . . 16

4.3.2 Thèses en cours . . . 17

4.4 Synthèse des co-encadrements : . . . 18

4.5 Relations avec le monde industriel . . . 18

4.6 Production scientifique . . . 19

4.6.1 Vue globale de la production scientifique 19
4.6.2 Références des productions scientifiques 20
BIBLIOGRAPHIE 20

Chapitre 1

Curriculum vitæ

Fabien Sixdenier

Date de naissance : 19 Novembre 1977
Lieu de naissance : Bourg-en-Bresse
Nationalité : Française

Maître de conférences
depuis le 1er septembre 2006

Adresses

professionnelle : AMPERE-UCBL
Bât. Oméga
43, Bd. du 11 Novembre 1918
69622 Villeurbanne Cedex

électronique : fabien.sixdenier@univ-lyon1.fr

Numéros de téléphone

professionnel : 04 72 43 28 22

1.1 Diplômes

2001 : **Maîtrise EEA** (Spécialité : Electrotechnique, Mention : Assez bien, UCBL)

2002 : **DEA de génie Electrique :** (stage au laboratoire CEGELY, mention : Bien, UCBL)

2005 : **Thèse de doctorat** de l'Université Claude Bernard Lyon 1 (soutenue le 24 Novembre 2005)
Encadrants : Professeur J.P. Masson, L. Morel
Jury : B. Multon, A. Lebouc, J. Gyselinck, C. Espanet,

1.2 Expérience professionnelle

2002-2005 : Doctorant au laboratoire **CEGELY** (CEGELY est l'ancien nom d'AMPERE. Ce sigle signifiait **Centre de Génie électrique de Lyon**).

2002-2005 : Monitorat à l'UCBL au sein de l'UFR Génie Électrique et procédés (GEP).

2005-2006 : ATER à l'IUT-B au sein du département Génie Électrique et Informatique Industrielle (GEII).

depuis 2006 : Maître de conférences à l'université Claude Bernard Lyon 1 au sein du département GEP.

Chapitre 2

Activités d'enseignement

2.1 Monitorat à l'UCBL

J'ai commencé mes activités d'enseignement à l'Université Claude Bernard Lyon 1 (UCBL) en tant que moniteur durant la période allant de l'automne 2002 à Juillet 2005. Ces activités étaient d'un volume horaire de 192 heures équivalent TD réparties sur les 3 ans. Ces activités concernaient majoritairement l'encadrement de travaux pratiques d'électrotechnique, d'électronique analogique et d'électronique de puissance en licence et maîtrise EEA. Durant cette période, j'ai également participé à la mise en place d'un support d'enseignement à distance du génie électrique (le projet s'appelait Clickelec) basé sur les nouvelles technologies de l'information. Le Conseil des Études et de la Vie Universitaire (CEVU), m'avait comptabilisé une vingtaine d'heures équivalent TD pour mon implication dans ce projet.

2.2 ATER à l'IUT-B de Villeurbanne

Mes activités pédagogiques se sont poursuivies durant l'année scolaire 2005/2006 en occupant un poste complet d'Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche au département « Génie Électrique et Informatique Industrielle » de l'IUT B de l'Université Claude Bernard de Lyon. Dans ce département, l'enseignement de l'Électronique, Électrotechnique et Automatisme (EEA) occupe une place primordiale. Durant cette année j'ai essentiellement assuré l'encadrement des Travaux Pratiques (TP) d'électrotechnique des étudiants de première année (plus de 170h éqTD). J'ai également assuré les Travaux Dirigés (TD) d'un petit module (20h éqTD) de « soutien » pour les étudiants « en difficulté ». Ce module consistait, pour les étudiants, à revoir comment appliquer les outils mathématiques pour traiter les exercices d'électrotechnique, d'électronique, d'automatique à un rythme un peu moins soutenu que d'ordinaire pour laisser à ces étudiants le temps d'assimiler.

2.3 Maître de conférences à l'UCBL

Depuis ma prise de fonctions à l'Université Claude Bernard Lyon 1 (UCBL), mes activités d'enseignement se sont diversifiées, au fil du temps, en termes de thématiques, de types d'enseignements (cours magistral, travaux dirigés, travaux pratiques), mais surtout en terme de niveaux. Si bien, qu'à l'heure où j'écris ces lignes, j'interviens à tous les niveaux de formation (de la licence 1re année au master 2e année). Je vais tenter par la suite d'en présenter une synthèse montrant cette évolution.

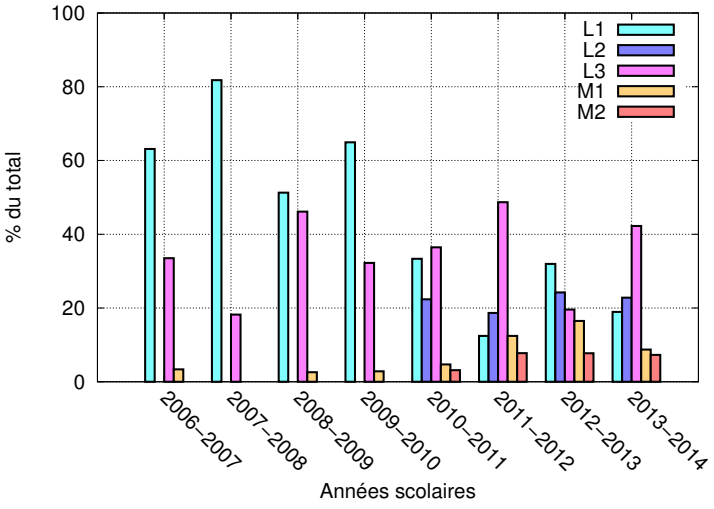


FIGURE 2.1 – Répartitions relatives des enseignements par niveaux de la licence 1re année (L1) au master 2e année (M2)

La figure 2.1 montre la répartition relative (calculée en nombre d'heures présentielles) des enseignements par niveau allant de la licence 1re année au master 2e année en fonction des années scolaires depuis ma prise de fonctions. On distingue clairement sur ce graphique deux zones. Dans la première zone qui couvre les quatre premières années scolaires (de 2006 à 2010), l'essentiel de mes enseignements se concentre quasi-exclusivement sur des enseignements de licence de différentes nature que nous verrons un peu plus loin. Puis à partir de 2010, je me vois confié la responsabilité d'enseignements existants (au niveau M2) et d'enseignements nouveaux (au niveau M1 à partir de 2011).

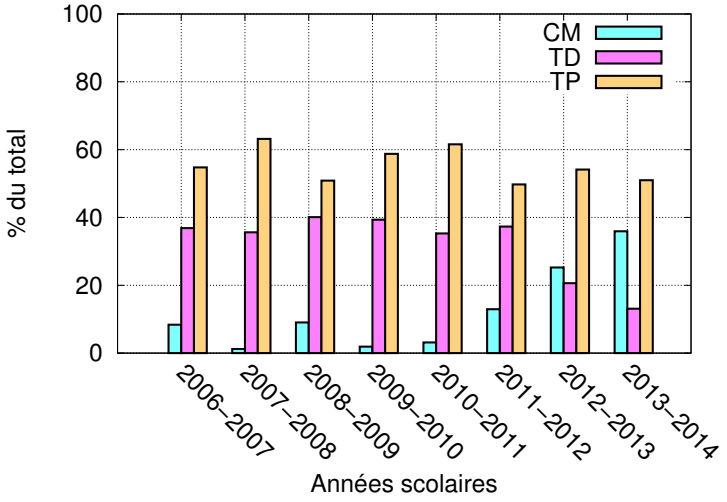


FIGURE 2.2 – Répartition relative des enseignements par type d'enseignements

La figure 2.2 montre la répartition relative (calculée en nombre d'heures présentielles) des enseignements par type d'enseignements (tous niveaux cumulés) en fonction des années scolaires depuis ma prise de fonctions. On distingue également sur ce graphique deux zones,

mais la frontière entre les deux est légèrement décalée vers la droite. Dans la première zone qui couvre les cinq premières années scolaires (de 2006 à 2011), l'essentiel de mes enseignements se concentre quasi-exclusivement sur des enseignements de type travaux dirigés (TD) et travaux pratiques (TP). Les quelques heures de cours magistraux (CM) dans cette première zone sont épisodiques et non répétitifs d'une année sur l'autre. Puis à partir de 2011, je me vois confié, successivement, plusieurs cours magistraux dans différents enseignements à quasiment tous les niveaux. Les deux dernières années scolaires montrent une certaine stabilité, qui correspond également à un certain équilibre et une bonne intégration au sein de l'équipe pédagogique en place. Nous verrons ces évolutions un peu plus en détail par la suite.

2.3.1 Enseignements au niveau L1

2.3.1.1 Bases de l'électricité

Comme son nom l'indique, cette UE est là pour apprendre aux étudiants les rudiments de l'électricité (lois de Kirchoff, dipôles, régimes transitoires, régime sinusoïdal, l'électrostatique, ...). J'enseigne dans cette UE depuis ma prise de fonctions. J'ai commencé au départ par des TD et des TP. J'en assure, depuis 2013, l'intégralité du cours (CM) dans un semestre. Je continue d'assurer des TP pour garder un contact « plus proche » avec les étudiants et pour mieux appréhender ce qui a été maîtrisé ou pas par les étudiants. Que ce soit en cours, TD ou TP, un groupe correspond environ à une vingtaine d'heures devant les étudiants.

2.3.1.2 Pratiques et compétences informatiques

Pour compléter mon service les premières années, jusqu'à 2010, j'assurais des TP (24h par groupe de TP) dans cette UE destinée à apprendre aux étudiants l'utilisation d'un ordinateur (systèmes d'exploitations, navigateur internet, traitement de texte, tableur, ...).

2.3.2 Enseignements au niveau L2

2.3.2.1 Électronique et systèmes logiques

J'assurais, de 2010 à 2012, dans cette UE des TP (une dizaine d'heures) sur l'électronique analogique (montages à amplificateurs opérationnels, filtres actifs, ...)

2.3.2.2 Électrotechnique Initiation

Dans cette UE, j'ai commencé par assurer des TP (18h/groupe) à partir de l'année scolaire 2010-2011. A ces TP, sont venus s'ajouter à partir de 2012/2013, environ la moitié des heures de cours (11h). On traite dans cette UE, les régimes triphasés, les circuits magnétiques en continu/alternatif, les transformateurs monophasés, les redresseurs, hacheur série, ...Un nouveau TP sur le transformateur monophasé sera proposé l'année prochaine.

2.3.3 Enseignements au niveau L3

2.3.3.1 Technologie et études de systèmes du génie électrique

Il s'agit d'une UE, où l'on traite de l'appareillage (contacteurs, choix de câbles,...), j'en ai assuré les TD de 2006 à 2013.

2.3.3.2 Électrotechnique Approfondissement

Dans cette UE, j'ai commencé par assurer des TD (21h/groupe) à partir de l'année scolaire 2007-2008, jusqu'à 2010-2011. A ces TD, sont venus s'ajouter à partir de 2013/2014, la totalité des heures de cours (21h) et quelques heures de TP. On traite dans cette UE, les machines tournantes (Machine à courant continu, Machine asynchrone, machine synchrone,...). J'ai également pris la responsabilité de cet enseignement et nous sommes en train de travailler avec la nouvelle équipe en place à la modernisation des TP.

2.3.3.3 Circuits électroniques

Dans cette UE, j'assure depuis 2008-2009 les TP (18h/groupe). J'ai participé à la mise en place d'un nouveau TP autour des leds blanches alimentés par un hacheur survolteur. Cette UE est un peu la suite de l'UE « Électronique et systèmes logiques » en allant un peu plus loin au niveau des composants, notamment extraire des informations de datasheet de composants. Dans ces TP, les étudiants réalisent des montages sur plaques d'essais tels que des vumètres, commande de leds blanches, commande d'alimentations à découpage, commande d'un moteur pas à pas, ...

2.3.4 Enseignements au niveau M1

2.3.4.1 Composants actifs et passifs pour la conversion statique d'énergie

Il s'agit d'une toute nouvelle UE créée lors de la nouvelle habilitation du master EEAP pour la période allant de 2011-2012 jusqu'à 2015-2016. Cette UE est complémentaire à une autre UE du master, intitulée « Convertisseurs de l'électronique de puissance », où les étudiants voient les principaux convertisseurs DC/DC et DC/AC. L'UE « Composants actifs et passifs pour la conversion statique d'énergie », elle, s'intéresse à définir les critères et les méthodes pour dimensionner à la fois les interrupteurs statiques (diodes, MOS, IGBT,...) et les composants passifs tels que les condensateurs, les inductances et les transformateurs. Dans cette UE, dont je suis le responsable, j'ai fait appel à Cyril Buttay (Chargé de Recherche CNRS au laboratoire AMPERE) et ses compétences en « packaging » pour la partie sur les interrupteurs statiques et je me suis chargé de la partie composants passifs. Nous avons également créé trois TP avec d'autres collègues :

- un TP sur la commutation d'un MOS réalisé par Dominique Bergogne (Maître de conférences à l'UCBL au laboratoire AMPERE).
- un TP sur la caractérisation fréquentielle de composants passifs (condensateurs et inductances) réalisé par moi-même.
- un TP simulation des imperfections des composants actifs et passifs réalisé par Jean-Louis Augé (Maître de conférences à l'UCBL au laboratoire AMPERE).

2.3.4.2 Travaux d'études et de recherche (TER)

Il s'agit d'une UE où les étudiants ont un petit projet portant sur un travail d'étude et de recherche en groupe de 2 ou 3 étudiants encadrés par l'enseignant, auteur du sujet. Travaux aboutissant à une étude bibliographique et éventuellement une réalisation matérielle et évalués en jury de soutenance. Je pose en général un à deux sujets par an. Au fil des années, j'ai posé des sujets autour de la caractérisation magnétique, les LEDs blanches (sujet qui a servi à développer ensuite le TP dans l'UE circuits électroniques) ainsi que sur la lévitation magnétique.

2.3.5 Enseignements au niveau M2

2.3.5.1 Matériaux pour le génie électrique

J'assure dans cette UE la partie sur les matériaux magnétiques depuis 2010. Abderhamane Beroual à l'école centrale de Lyon (ECL) assure la partie matériaux diélectriques et isolants. Historiquement, j'ai moi-même suivi cette UE, quand j'étais étudiant avec Jean-Pierre Masson, mon directeur de thèse, qui traitait, lui, les matériaux magnétiques. Je suis, aujourd'hui, très heureux d'avoir repris le flambeau et espère, moi aussi, transmettre, comme lui, cette passion à certains étudiants. J'ai développé cette UE, qui, avant 2011, n'était dispensée qu'aux étudiants du master recherche, pour qu'elle serve également à des master professionnels en développant des travaux dirigés spécifiques. Ces travaux dirigés ont pour but de sensibiliser les étudiants à l'importance qu'a le choix des matériaux sur telle ou telle performance de diverses applications.

Chapitre 3

Activités administratives

3.1 Pour le rectorat de Lyon

— **2010** : Désigné expert, par le rectorat de Lyon, pour l'étude d'un dossier de demande de reconnaissance par l'état présenté par un établissement d'enseignement supérieur technique privé (Institut Supérieur de Technologie de Lyon) d'une formation intitulée : « Chargé d'affaires et développement industriel à l'international ».

3.2 Pour l'université Claude Bernard Lyon 1

— **2010-2014** : Créateur et animateur du site web du département « Génie Électrique et des Procédés » (GEP).

3.3 Pour le laboratoire AMPERE

— **2003-2005** : Élu représentant des doctorants du CEGELY (avant AMPERE) au conseil de laboratoire.
— **depuis 2006** : Responsable de la salle « Caractérisation magnétique ».
— **2007-2011** : Membre nommé au conseil de laboratoire.
— **2011-2014** : Correspondant « qualité » du laboratoire.

Chapitre 4

Activités de recherche

4.1 Bref historique

J'entre pour la première fois dans les murs du CEGELY (avant de devenir le laboratoire AMPERE) en 2002, pour effectuer mon stage de DEA qui cherche à évaluer la faisabilité de coupler une méthode de calcul par éléments finis et une méthode type « Réseaux de perméances ». Ce stage s'effectue sous la direction de Jean-Pierre MASSON, Laurent MOREL et Jean-Marie RETIF.

A la suite de ce DEA, j'intègre en 2002, en tant que doctorant, le CEGELY pour y poursuivre, entre autres, les travaux débutés en DEA. Ce travail de thèse, sous la direction de Jean-Pierre MASSON et Laurent MOREL, m'orientera de plus en plus vers les matériaux magnétiques doux et la modélisation de leurs propriétés. Je m'attache, en particulier, à montrer les effets du matériau magnétique sur les performances de diverses applications. Je soutiens la thèse en 2005.

Je suis recruté en tant qu'ATER à l'IUT-B de Villeurbanne dans le département GEII en 2005, la recherche s'effectuant toujours au CEGELY. Je profite de cette année pour publier les derniers résultats de mes travaux de thèse.

Je suis recruté en tant que Maître de conférences à l'Université Claude Bernard Lyon 1 au CEGELY en 2006, dans l'équipe « Matériaux » . Je souhaite y développer plusieurs objectifs :

- Caractérisation et modélisation multi-physiques (en particulier la température).
- Développer une base de données de matériaux (mesures expérimentales, modèles, ...).
- Développer des outils de simulation/conception en incluant le plus possible les propriétés des matériaux magnétiques (implanter des modèles de matériaux dans des logiciels de type circuit).

En 2007, la fusion du CEGELY (Centre de Génie Electrique de Lyon), du LAI (Laboratoire d'Automatique Industrielle de Lyon) et l'intégration de chercheurs spécialisés en Microbiologie Environnementale donnent naissance au laboratoire AMPERE. Le laboratoire AMPERE se structure, alors, en trois départements :

- Énergie électrique
- Bio-ingénierie
- Méthodes pour l'Ingénierie des systèmes

Je rejoins, ainsi que tous les collègues de l'équipe « Matériaux », le département « Énergie électrique » dont l'objectif général est : « Créer et optimiser les dispositifs de transport, de distribution et de conversion de l'énergie électrique en prenant en compte leur environnement ». Les objectifs personnels vus plus haut s'intègrent parfaitement dans ceux de ce nouveau département. En particulier, l'influence de la température sur les propriétés des matériaux rejoint l'objectif des composants et convertisseurs « Haute Température ».

4.2 Encadrement de DEA ou Master Recherche (ou stage ingénieur/Professionnel au sein du laboratoire)

4.2.1 Pendant la thèse :

- **Binjie DONG** :
  - DEA de génie électrique, 2004
  - Sujet : « Optimisation d'une fenêtre de maillage pour le couplage RDP-MEF »
- **Jean-Pierre MARDOYAN**
  - DEA de génie électrique, 2004
  - « Identification de paramètres de matériaux et de circuits magnétiques »

4.2.2 Après la thèse :

- **Thibaut CHAILLOUX** :
  - Master Recherche, Spécialité Génie des Systèmes Automatisés (GSA), 2007
  - « Régulation d'un banc de caractérisation magnétique »
- **Ruqi WANG**
  - Master Recherche, Spécialité Génie Électrique (GE), 2007
  - « Eco-conception pour le génie électrique »
- **Karim HAMMAMI**
  - Master Professionnel, Spécialité Génie Électrique (GE), 2010
  - « Transformateur embarqué »
- **Samia SAAÏDI**
  - Ingénieur INPG, stage PFE, Spécialité IEE, 2010
  - « Base de données de matériaux **Magatheque** »
- **Atef LEKDIM**
  - Master Professionnel, Spécialité Energie Renouvelable et gestion efficace de l'énergie électrique, 2013
  - « Modélisation d'un capteur de courant à effet de Hall à boucle fermée »

4.3 Encadrement de thèses

4.3.1 Thèses soutenues

- **Thaï-Phuong DO** :
  - « Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de réluctances : modèles, méthodes et outils »
  - soutenue le 10 Mars 2010 à l'institut national polytechnique de Grenoble
  - Équipe d'encadrement : Frédéric WURTZ (25%, Directeur de thèse, G2ELAB), Laurent GERBAUD (25%, G2ELAB), Fabien SIXDENIER (25%, AMPERE), Laurent MOREL (25%, AMPERE)
  - Jury : Mohammed GABSI (rapporteur), Michel HECQUET (rapporteur), Georges BARAKAT (président), Bertrand DU PELOUX, Frédéric WURTZ, Laurent GERBAUD, Fabien SIXDENIER, Laurent MOREL.

— **Anh-Tuan BUI** :
  — « Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique »
  — soutenue le 10 Avril 2011 à l'Université Claude Bernard Lyon 1
  — Équipe d'encadrement : Noël BURAIS (33%, Directeur de thèse), Fabien SIXDENIER (33%), Laurent MOREL (33%)
  — Jury : Afef KEDOUS-LEBOUC (rapporteur), Daniel MATT (président et rapporteur), Noël BURAIS, Fabien SIXDENIER, Laurent MOREL, Thierry WÆCKERLÉ

— **Fanny MESMIN** :
  — « Matériaux magnétiques et solutions innovantes de filtrage CEM pour applications aéronautiques »
  — soutenue le 28 Septembre 2012 à l'institut national polytechnique de Grenoble
  — Équipe d'encadrement : Afef KEDOUS-LEBOUC (30%, Directrice de thèse, G2ELAB), Hervé CHAZAL (35%, G2ELAB), Fabien SIXDENIER (35%, AMPERE)
  — Jury : Belahcène MAZARI (président), Eric LABOURÉ (rapporteur), Nadir IDIR (rapporteur), Patrick DULAR, Afef KEDOUS-LEBOUC, Hervé CHAZAL, Fabien SIXDENIER

— **Oualid MESSAL** :
  — « Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel »
  — soutenue le 9 Décembre 2013 à l'Université Claude Bernard Lyon 1
  — Équipe d'encadrement : Noël BURAIS (33%, Directeur de thèse), Fabien SIXDENIER (33%), Laurent MOREL (33%)
  — Jury : Bernard MULTON (président), Francis PIRIOU (rapporteur), Gérard MEUNIER (rapporteur), Noël BURAIS, Fabien SIXDENIER, Laurent MOREL, Thierry WÆCKERLÉ

4.3.2 Thèses en cours

— **Thiago CAETANO FERREIRA** :
  — « Fast Switching Valve »
  — Débutée le 1erSeptembre 2011 à l'Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Lyon
  — Équipe d'encadrement : Eric BIDEAUX (33%, Directeur de thèse), Fabien SIXDENIER (33%), Sylvie SESMAT (33%)

— **Albert Manuel PEREIRA** :
  — « Transformateurs MF et convertisseurs DC-DC pour réseau de distribution continu »
  — Débutée le 1erOctobre 2013 à l'Université Claude Bernard Lyon 1
  — Équipe d'encadrement : Noël BURAIS (33%, Directeur de thèse), Fabien SIX-DENIER (33%), Marie-Ange RAULET (33%)

4.4 Synthèse des co-encadrements :

La figure 4.1 présente le Nombre de thèses ou de stages équivalent MASTER co-encadrés par année scolaire depuis ma prise de fonctions en tant que Maître de conférences. Le nombre de thèses co-encadrées se situe entre 2 et 3. Il y a en général toujours au moins un doctorant en train de finir quand un autre débute seulement. Les co-encadrements de master sont plus épisodiques. Cependant, certains master ont pu poursuivre en thèse au laboratoire avec d'autres collègues (exemples : Thibaut CHAILLOUX, Atef LEKDIM,...).

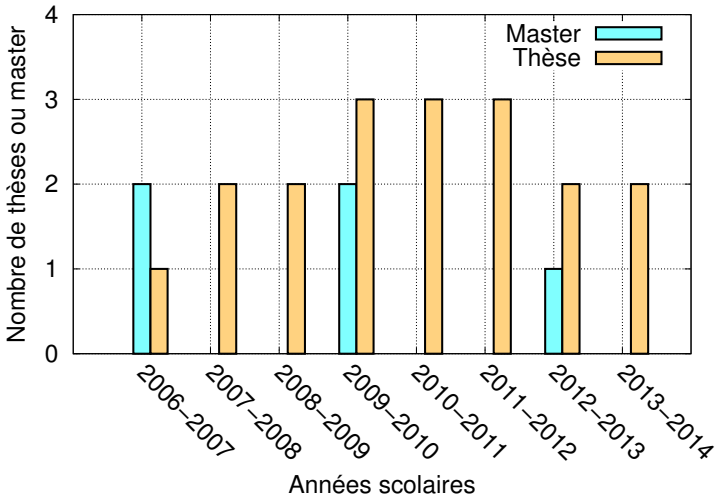


FIGURE 4.1 – Nombre de thèses ou de stages équivalent MASTER co-encadrés par année scolaire

4.5 Relations avec le monde industriel

Ci dessous se trouve une liste des principaux contrats de recherche passés entre le laboratoire et un industriel auxquels j'ai participé.

— 2003 : ABB : « Développements d'outils de simulation pour capteurs de courant asservis »
— 2005 : Schneider Electric : « Modélisations de chaînes différentielles »

— 2008 : ABB : « Nouvelle gamme de capteurs de courant TYA-Etude R & D »
— 2009 : AREVA T & D : « Caractérisation sur cadre Epstein de tôles magnétiques M6 d'épaisseur 0,35mm et extraction des paramètres du modèle de Jiles-Atherton »
— 2010 : Transrail Boige Et Vignal : « Vérification de calculs de pertes fer »
— 2013 : Mors Smitt : « Réalisation d'un modèle LTSpice de circuit magnétique de capteur à effet Hall à boucle fermée »

Comme on peut le voir avec la liste ci-dessus, les relations avec le monde industriel, sont bonnes et débouchent régulièrement sur des contrats de recherche avec une périodicité de 2 ou 3 ans.

4.6 Production scientifique

4.6.1 Vue globale de la production scientifique

La figure 4.2 donne un aperçu du nombre de publications par années scolaire. Les sigles de cette figure correspondent à :

— *RI* : Revues internationales
— *RN* : Revues « nationales [1] »
— *CI* : Conférences internationales
— *CN* : Conférences nationales

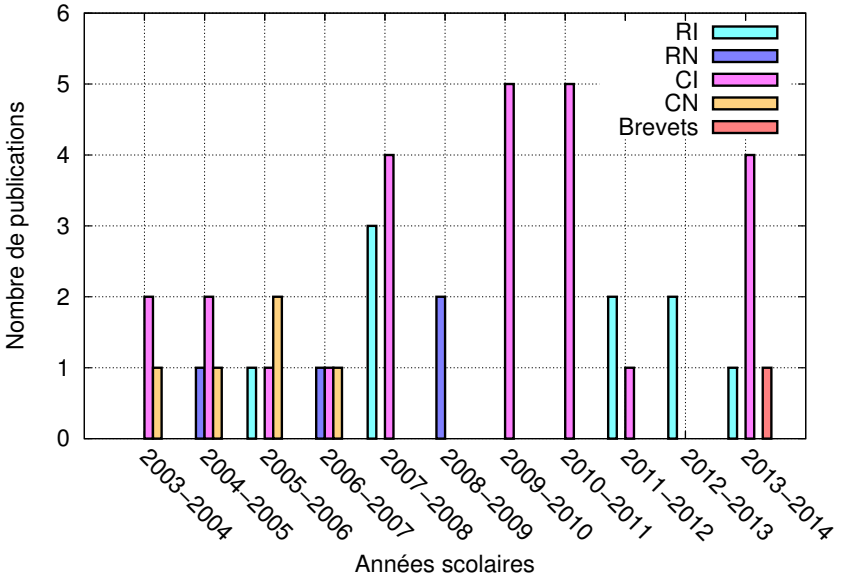


FIGURE 4.2 – Nombre de publications par années scolaires

La figure 4.2 montre une activité de publication régulière, avec plus ou moins d'impact selon les années. De 2003 à 2006-2007, la tendance de publication est régulière et variée en terme de types de publications. En 2007-2008, on observe un pic de publications en termes de Revues Internationales (RI) et en Communications Internationales (CI). La période 2008-2009 jusqu'à 2010-2011 marque une période creuse en terme de RI, mais une forte activité en termes de CI. Enfin, la dernière période de 2011 à 2014 montre une augmentation

1. J'ai classé certaines publications dans cette catégorie, car celles-ci ont été rédigées en langue française.

significative du nombre de RI et surtout une présence régulière chaque année scolaire. Enfin un tout premier brevet apparaît en 2014 grâce aux travaux de thèse de Thiago CAETANO.

4.6.2 Références des productions scientifiques

Dans cette section, les références des publications ont été indexées suivant l'ordre suivant :

- Les références [1–9] sont les revues internationales (RI),
- les références [10–13] sont les revues nationales (RN),
- les références [14–38] sont les conférences internationales (CI),
- les références [39–43] sont les conférences internationales (CN),
- la référence [44] est la thèse de doctorat.
- le brevet est la référence [45]

Bibliographie

[1] F. Sixdenier., J. Morand, O. Salvado, and D. Bergogne, "Statistical study of nanocrystalline alloy cut cores from two different manufacturers," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 50, no. 04, pp. 1–4, 2014.

[2] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais., "Temperature dependent extension of the jiles-atherton model : Study of the variation of microstructural hysteresis parameters," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 10, pp. 2567–2572, 2012.

[3] A.T.Bui, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais., "Characterization and modeling of a current transformer working under thermal stress," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 10, pp. 2600–2604, 2012.

[4] T. Chailloux, M. Raulet, C. Martin, C. Joubert, F. Sixdenier, and L. Morel, "Magnetic behavior representation taking into account the temperature of a magnetic nanocrystalline material," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 2, pp. 455–458, 2012.

[5] F. Sixdenier and M.-A. Raulet, "Current sensor modeling with a fe-tuned mec : Parameters identification protocol," *IEEE Sensors Journal*, vol. 12, no. 5, pp. 859–863, 2012.

[6] F. Sixdenier, R. Scorretti, R. Marion, and L. Morel, "Quasistatic hysteresis modeling with feed-forward neural networks : Influence of the last but one extreme values," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, no. 20, pp. e992–e996, 2008.

[7] M.-A. Raulet, F. Sixdenier, B. Guinand, L. Morel, and R. Goyet, "Limits and rules of use of a dynamic flux tube model," *COMPEL*, vol. 27, no. 1, pp. 256–265, 2008.

[8] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, and F. Allab, "Dynamical models for eddy current in ferromagnetic cores introduced in an fe-tuned magnetic equivalent circuit of an electromagnetic relay," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 6, pp. 866–869, 2008.

[9] F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Introducing dynamic behavior of magnetic materials into a model of a switched reluctance motor drive," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 3, pp. 398–404, 2006.

[10] R. Marion, M. Raulet, F. Sixdenier, and L. Krähenbühl, "Homogénéisation d'un modèle complet de diffusion magnétique : un modèle simple de représentation dynamique de circuit," *European Journal of Electrical Engineering*, vol. 12, no. 4, pp. 475–486, 2009.

[11] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, L. Morel, and F. Marthouret, "Contribution à la modélisation d'un disjoncteur différentiel," *Revue internationale de génie électrique*, vol. RS, no. 11, pp. 373–384, 2008.

[12] F. Sixdenier, J.-P. Masson, and B. Lefebvre, "Choix d'un matériau optimal pour un capteur de courant," *Revue internationale de génie électrique*, vol. 9, no. 4-5, pp. 531–543, 2006.

[13] F. Sixdenier, L. Morel, and J. Masson, "Une méthode originale de calcul hybride," *Revue internationale de génie électrique*, vol. 8, no. 1, pp. 77–85, 2005.

[14] F. Sixdenier, J. Morand, O. A. Salvado, and D. Bergogne, "Statistical study of nanocristalline alloy cut-cores from two different manufacturers," in *Soft Magnetic Materials Conference*, (Budapest : Hungary), SMM 2013, September 2013.

[15] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, N. Burais, and T. Waeckerlé, "New economic iron-nickel-chromium alloys for high sensitivity electromagnetic relay," in *Soft Magnetic Materials Conference*, (Budapest : Hungary), SMM 2013, September 2013.

[16] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, "Thermal behavior of iron-nickel-chromium alloys and correlation with magnetic and physical properties - part a : Static effects modeling," in *Proceedings of the 19th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Budapest : Hungary), Compumag 2013, July 2013.

[17] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, "Thermal behavior of iron-nickel-chromium alloys and correlation with magnetic and physical properties - part a : Dynamic effects modeling," in *Proceedings of the 19th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Budapest : Hungary), Compumag 2013, July 2013.

[18] O. Messal, A. Bui, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, "Effect of temperature on magnetic hysteresis : Modeling by the jiles-atherton model," in *SMM2011*, (Kos, Greece), p. 182, Soft magnetic materials Conference, September 2011.

[19] F. Mesmin, F. Sixdenier, H. Chazal, and A. Kedous-Lebouc, "Improvement of emi filters performance by taking into account frequency- dependant magnetic material properties.," in *Proceedings of the 18th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Sydney : Australia), Compumag 2011, July 2011.

[20] R. Scorretti, F. Sixdenier, B. Ducharne, and M.-A. Raulet, "Integration of a new hysteresis model in the finite elements method," in *Proceedings of the 18th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Sydney : Australia), Compumag 2011, July 2011.

[21] T. Chailloux, M.-A. Raulet, C. Martin, C. Joubert, F. Sixdenier, and L. Morel, "Magnetical behaviour representation taking into account the temperature of a magnetic nanocrystalline material," in *Proceedings of the 18th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Sydney : Australia), Compumag 2011, July 2011.

[22] T. Chailloux, M.-A. Raulet, C. Martin, C. Joubert, F. Sixdenier, and L. Morel, "Homogenised magnetic diffusion : Influence of the static hysteresis model," in *Proceedings*

of the 18th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields, (Sydney : Australia), Compumag 2011, July 2011.

[23] F. Mesmin, B. Ahmadi, H. Chazal, A. Kedous-Lebouc, and F. Sixdenier, "Improving reliability of magnetic mutual impedance measurement at high excitation level," in *IEEE International Instrumentation and Measurement Technology Conference*, (Hangzhou : China), I2MTC 2011, May 2011.

[24] D. T.-P., F. Sixdenier., L. Morel, M. E., G. L., and W. F., "Influence of material dynamic hysteresis modelling in losses computation," in *Proceedings of the 17th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Florianopolis, Brazil), COMPUMAG 2009, November 2009.

[25] F. Sixdenier., R. M.-A., and L. B., "Modeling of a current sensor with a fe-tuned mec : Parameters identification protocol," in *Proceedings of the 17th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, (Florianopolis, Brazil), COMPUMAG 2009, November 2009.

[26] C. T., L. Morel, F. Sixdenier., and G. O., "Electromagnetic actuator to reduce vibration sources," in *SMM2009*, (Torino, Italy), Soft magnetic materials Conference, September 2009.

[27] B. A., B. N., M. L., F. Sixdenier., and Z. Y., "Characterization and modelling of temperature influence on global magnetic properties," in *SMM2009*, (Torino, Italy), Soft magnetic materials Conference, September 2009.

[28] D. T.-P., F. Sixdenier., L. Morel, E. Morin, L. Gerbaud, and F. Wurtz, "Qualification protocol for hysteresis model of magnetic materials in static and dynamic modes. application in design software," in *SMM2009*, (Torino, Italy), Soft magnetic materials Conference, September 2009.

[29] F. Sixdenier, R. Scorretti, R. Marion, and L. Morel, "Quasistatic hysteresis modeling with feed-forward neural networks : Influence of the last but one extreme values," in *SMM2007*, (Cardiff, Wales), Soft magnetic materials Conference, September 2007.

[30] B. Guinand, R. Goyet, R. Marion, and F. Sixdenier, "Precautions for barkhausen noise measurement," in *SMM2007*, (Cardiff, Wales), Soft magnetic materials Conference, September 2007.

[31] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, and F. Allab, "Electromagnetic relay modelling : a multi-physics problem. part 1 : Modelling of the geometry," in *Compumag*, (Aachen, Germany), Compumag, September 2007.

[32] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, R. Marion, R. Goyet, G. Clerc, and F. Allab, "Electromagnetic relay modelling : a multi physics problem. part 2 : Dynamical behavior of the relay," in *Compumag*, (Aachen, Germany), Compumag, September 2007.

[33] B. Dong, F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Optimization of the size of the meshed zone for the coupling fem-pnm : Example on a switched reluctance motor," in *International Conference on Electrical Machines*, (Chania, Greece), pp. 548–549, ICEM, September 2006.

[34] M.-A. Raulet, F. Sixdenier, B. Guinand, L. Morel, and R. Goyet, "Limits and rules of use of a dynamic flux tube model," in *Symposium on electric and magnetic fields*, (Aussois France), pp. 119–120, EMF, June 2006.

[35] F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Fast and original modeling of actuators : example on a switched reluctance motor," in *International Conference on Electrical Machines*, (Cracow, Poland), pp. 255–256, ICEM, September 2004.

[36] F. Sixdenier, H. Yahoui, B. Ducharne, and J.-P. Masson, "Diagnostic of interturn defect in three phase system by studying hysteresis magnetic harmonics signatures," in *International Conference on Electrical Machines*, (Cracow, Poland), pp. 825–826, ICEM, September 2004.

[37] F. Sixdenier, B. Ducharne, L. Morel, and J.-P. Masson, "Coupled programming : Finite elements - dynamical hysteresis flux tubes for non homogeneous circuit modeling," in *Compumag*, (Saratoga-springs, USA), pp. 20–21, Compumag, July 2003.

[38] F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Mixed programming finite elements - magnetic equivalent circuit," in *Electromotion*, (Marrakesh, Morroco), Electromotion, 2003.

[39] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, L. Morel, and F. Marthouret, "Contribution à la modélisation d'un disjoncteur différentiel," in *Numelec*, (Lille, France), November 2006.

[40] F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Vers des outils de validation pour actionneurs grande vitesse," in *Electrotechnique du futur*, (Grenoble, France), September 2005.

[41] F. Sixdenier, J.-P. Masson, and B. Lefebvre, "Choix d'un matériau optimal pour un capteur de courant," in *Matériaux du génie électrique*, (Lyon, France), December 2005.

[42] F. Sixdenier, "Modélisation d'un capteur de courant asservi," in *Conférence des jeunes chercheurs en génie électrique - JCGE'05*, (Montpellier), pp. 324–329, LEM, 7-8 Juin 2005.

[43] F. Sixdenier, L. Morel, and J.-P. Masson, "Une méthode originale de calcul hybride «eléments finis»-«réseaux de réluctances»," in *Numelec*, (Toulouse, France), December 2003.

[44] F. Sixdenier, *Prédiction de signatures électriques dans un actionneur en prenant en compte le lois de matériaux.* Thèse de doctorat, Université Lyon 1, 2005.

[45] S. ASCO-JOUCOMATIC, "Electrovanne miniature rapide," 04 2014.

Deuxième partie

Travaux scientifiques

Table des matières

5 Introduction **31**

6 Modélisation du comportement statique **33**

6.1 Modélisation par réseaux de neurones . . . 33

6.1.1 Principe . . . 33

6.1.2 Premiers essais . . . 33

6.1.3 Analyse des premiers essais . . . 36

6.1.4 Modification du réseau de neurones . . . 37

6.1.5 Conclusion sur la modélisation de l'hystérésis statique par réseaux de neurones 41

6.2 Modèle « chimique » . . . 41

6.2.1 Principe du modèle « chimique » . . . 42

6.2.2 Résultats obtenus . . . 44

6.2.3 Conclusion sur le modèle chimique . . . 46

6.3 Modèle de Jiles et Atherton et identification des paramètres en prenant en compte la température . . . 47

6.3.1 Introduction . . . 47

6.3.2 Méthode n°1 (M1) . . . 47

6.3.3 Méthode n°2 (M2) . . . 50

6.3.4 Méthode n°3 (M3) . . . 50

6.3.5 Comparaison des trois méthodes . . . 54

6.4 Conclusion sur les modèles d'hystérésis statiques . . . 54

6.5 Bibliographie sur les modèles statiques . . . 55

Bibliographie . . . 55

7 Modélisation du comportement dynamique **59**

7.1 Modèle « Dynamical with static feedback » . . . 59

7.1.1 Hypothèses de base . . . 59

7.1.2 Comportement en température du modèle DSF . . . 61

7.1.3 Discussion par rapport au modèle de Bertotti . . . 62

7.2 Modèle « Dynamical with wall motion » . . . 63

7.2.1 Hypothèses de base . . . 63

7.2.2 Comportement en température du modèle « DWM » 66
7.3 Conclusion sur les modèles d'hystérésis dynamiques 67
7.4 Bibliographie sur les modèles dynamiques 67
Bibliographie 67

8 Modélisation fréquentielle 69
8.1 Problématique 69
8.1.1 Perméabilité complexe 69
8.1.2 Influence de la polarisation 69
8.1.3 Bilan 71
8.2 Stratégie de modélisation 71
8.2.1 L'approche gyrateur-capacité 71
8.2.2 Simulation sur une structure type « filtre CEM » 75
8.2.3 Modélisation des capacités 75
8.2.4 Modélisation des inductances 76
8.2.5 Résultats de simulation 77
8.3 Bilan de la modélisation fréquentielle 79
8.4 Bibliographie sur la modélisation fréquentielle 79
Bibliographie 79

9 Applications 81
9.1 Préambule 81
9.2 Transformateurs de courant 81
9.2.1 Prédiction de l'influence de l'amplitude du courant sur les pertes fer et le rapport de transformation 81
9.2.2 Influence de la température sur la précision d'un transformateur de courant 86
9.2.3 Conclusion sur les transformateurs de courant 91
9.3 Capteur de courant à effet Hall 92
9.3.1 Principe de mesure et problématique 92
9.3.2 Modélisation du circuit magnétique du capteur 93
9.3.3 Validation de la modélisation magnétique 96
9.3.4 Validation de la chaîne complète 98
9.3.5 Test de matériaux candidats 99
9.3.6 Conclusion sur les capteurs de courant à effet Hall 101
9.4 Inductances de filtre CEM 101
9.4.1 Contexte et problématique 101
9.4.2 Résultats théoriques de l'optimisation 103
9.4.3 Résultat pratique 104
9.4.4 Conclusion sur les inductances de filtre CEM 105
9.5 Relais de chaînes différentielles 107
9.5.1 Contexte et problématique 107

9.5.2 Démarche et validation sur démonstrateur de référence 107
9.5.3 Test de matériaux candidats 111
9.5.4 Conclusion sur les relais de chaînes différentielles 113
9.6 Bibliographie sur les applications 114
Bibliographie 114

Chapitre 5

Introduction

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués de septembre 2005 (au CEGELY) à Juin 2014 (à AMPERE). Ils concernent l'élaboration de modèles comportementaux de matériaux magnétiques doux utilisés dans des applications en électrotechniques ou/et en électronique de puissance. Ce modèles sont ensuite utilisés dans des logiciels de conception/simulation pour évaluer « virtuellement » les performances du système dans différentes conditions d'amplitude, de formes d'ondes, de fréquence, de température... Ils sont également utilisés pour tester et comparer virtuellement des solutions avec des matériaux magnétique doux différents sur un même système.

Nous présenterons dans le chapitre 6 tout d'abord plusieurs modèles dits « statiques » ou « quasi-statiques ». Dans un premier temps, une approche originale, entièrement phénoménologique, sera exposée pour montrer l'influence de l'historique de l'aimantation. Ensuite, le modèle dit « chimique », qui a été utilisé par Thaï-Phuong DO, dans ses travaux de thèse pour voir l'influence du matériau magnétique sur un transformateur de courant sera simplement mentionné dans ses grandes lignes pour rappel. Enfin un modèle plus connu, celui de Jiles et Atherton, a lui aussi été utilisé pour reproduire l'évolution des cycles d'hystérésis du matériau en fonction de la température. En particulier, plusieurs méthodes d'identification des paramètres ont été testées et éprouvées.

Dans le chapitre 7, nous présentons plusieurs modèles dynamiques qui ont été utilisés dans les applications transformateurs de courant, capteurs de courant à effet Hall et relais de chaînes différentielles. Le modèle « Dynamic with Static Feedback », ou (DSF), permet de représenter les phénomènes dynamiques de manière très simple et fonctionne dans une gamme de fréquences limitée. Pour des fréquences plus élevées, nous utilisons le modèle « Dynamical with Wall Motion » (DWM) qui permet de prendre en compte la diffusion du champ magnétique au sein de l'épaisseur d'une tôle ou d'un ruban. Pour ces deux modèles également, le comportement en température a été testé. Ces modèles seront eux aussi utilisés dans les applications présentés au chapitre 9.

Les modèles présentés au chapitres 6 et 7 sont utilisés dans des simulations de type temporelles. Or dans certaines applications, il peut être intéressant de faire des simulations de type fréquentielles en utilisant la notion d'impédance. C'est pourquoi, nous présenterons dans le chapitre 8, le modèle fréquentiel développé dans la thèse de Fanny MESMIN, pour simuler l'influence du comportement de la perméabilité complexe en fréquence. Ce dernier modèle sera utilisé, lui aussi, dans une application que nous montrerons au chapitre 9.

Enfin, le chapitre 9 utilise les modèles présentés dans les chapitres 6, 7 et 8 pour simuler différentes applications. Une application concerne un transformateur de courant

où l'on cherchera à évaluer l'influence du matériau sur le rapport de transformation du système et la quantité relative de pertes fer par rapport aux pertes totales en fonction de l'amplitude du courant à mesurer. Un deuxième exemple utilisant un transformateur de courant sera exposé pour voir la conséquence de l'augmentation de la température sur la précision du transformateur. Une deuxième application concerne les capteurs de courant à effet Hall à boucle fermée. Dans cette application, les modèles développés et l'analogie électrique/magnétique développé pour pouvoir être implanté dans un logiciel de type circuit permettent de simuler le capteur dans de nombreuses conditions différentes voire même d'aider au choix de matériaux magnétiques candidats pour cette application. Une troisième application concerne un filtre CEM pour applications aéronautiques où le modèle développé dans le chapitre 8 permet de simuler et d'optimiser un circuit magnétique particulier permettant de réaliser une inductance de mode commun et de mode différentiel pour minimiser le volume global. Enfin, l'on traitera un composant essentiel à la sécurité des personnes, le relais électromagnétique intervenant dans un disjoncteur différentiel. La modélisation « précise », de ce composant particulier avec notre approche est, en soi, non-triviale et nécessite une méthodologie adaptée. Une fois le modèle validé, nous avons pu tester sur cette dernière application plusieurs matériaux candidats et voir le fonctionnement des relais virtuels en fonction de la température.

Chapitre 6

Modélisation du comportement statique

Lorsqu'un matériau magnétique est sollicité à différentes amplitudes d'induction B, avec une polarisation continue B_{DC}, ou encore avec un contenu chargé en harmoniques, le champ d'excitation H nécessaire pour avoir la valeur attendue de B sera fonction de la valeur attendue de B et également de son histoire (les états de $B(t)$ précédents). Lorsque l'on veut prendre en compte cette histoire, il est nécessaire de faire appel à un modèle d'hystérésis statique ou quasi-statique. Ce chapitre est dédié à ces types de modèles. Nous en présenterons trois. Le premier (Modèle par réseaux de neurones) est un modèle original [Sixdenier et al., 2008]. Le second (Modèle « chimique ») est un modèle développé au LEG (ancien nom du G2ELAB) par A. Nourdine [Nourdine, 2002] qui sera utilisé par la suite dans les applications. Enfin le dernier modèle, celui de Jiles et Atherton (JA) [Jiles and Atherton, 1983] a été utilisé et étendu pour prendre en compte la température. Ce dernier modèle avec son extension pour prendre en compte la température sera, lui aussi, utilisé dans la partie applications.

6.1 Modélisation par réseaux de neurones

6.1.1 Principe

La modélisation par réseau de neurones est basée sur un paradigme biologique. En effet les chercheurs Jerome Ysroael Lettvin, Humberto Maturana, Warren McCulloch et Walter Pitts menèrent les premiers travaux sur les réseaux de neurones à la suite de leur article fondateur [Lettvin et al., 1959]. Ils constituèrent un modèle simplifié de neurone biologique communément appelé neurone formel. Ils montrèrent également, théoriquement, que des réseaux de neurones formels simples peuvent réaliser des fonctions logiques, arithmétiques et symboliques complexes pour peu qu'on les associent en réseau. Un réseau de neurones est, en général, composé d'une succession de couches formées de neurones formels. Chacune des couches (i) est composée de N_i neurones, prenant leurs entrées sur les N_{i-1} neurones de la couche précédente.

Un grand nombre de travaux existe sur les réseaux de neurones. Les principaux articles utilisant les réseaux de neurones pour modéliser l'hystérésis magnétique sont [Saliah et al., 1997, Serpicone and Visone, 1998, Makaveev et al., 2001]. Nous avons dans un premier temps utiliser le même modèle que dans la référence [Makaveev et al., 2001], puis l'avons modifié pour essayer d'en améliorer la précision, surtout pour les cycles de recul.

6.1.2 Premiers essais

Le modèle de la référence [Makaveev et al., 2001] se base sur la schéma de la figure 6.2. Il comporte 4 entrées, deux sous-couches cachées (hidden layer) composées de 10 neurones

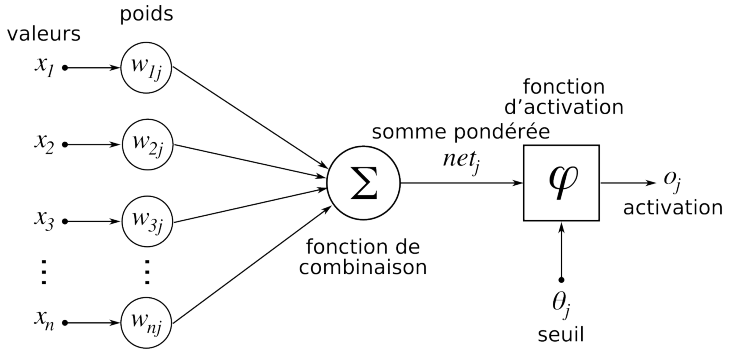


FIGURE 6.1 – Structure d'un neurone artificiel. Le neurone calcule la somme de ses entrées puis cette valeur passe à travers la fonction d'activation pour produire sa sortie. Source de la figure : [wikipedia, 2014]

chacune et d'une sortie. La sous-couche d'entrée, ainsi que les deux sous-couches cachées utilise des neurones de type sigmoïde, alors que la sous-couche de sortie utilisent un neurone linéaire. Ce type de structure est généralement appelée « Feed Forward Neural Network » (FFNN). Nous la nommerons par la suite $FFNN_1$ pour signifier qu'il s'agit d'un réseau de neurones pour modéliser l'hystérésis à l'ordre 1.

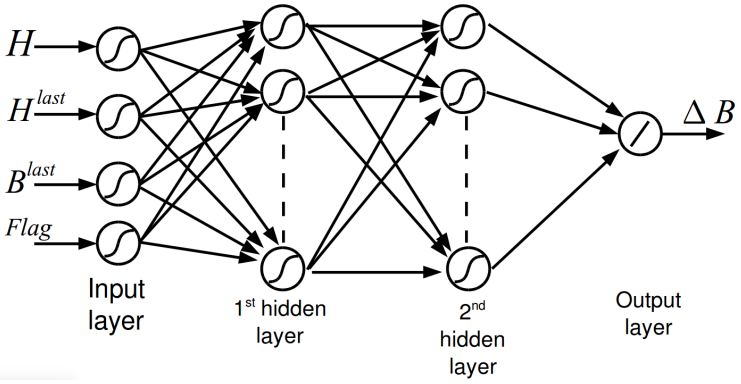


FIGURE 6.2 – Structure du réseau de neurone artificiel pour modéliser l'hystérésis statique

A chaque moment k, la sortie ΔB est évaluée telle que :

$$\Delta B = B_k - B_k^{last} = FFNN_1(H_k, H_k^{last}, B_k^{last}, Flag_k) \tag{6.1}$$

Les entrées sont :
— H_k : Valeur courante de H
— H_k^{last} : Dernière valeur de H avant que H ne change de sens
— B_k^{last} : Dernière valeur de B avant que B ne change de sens
— $Flag_k$: Indique si on est sur la courbe de première aimantation ou non

Avant de pouvoir se servir de ce modèle pour qu'il calcule ΔB pour n'importe quel type de forme d'ondes, il est nécessaire de « l'entraîner ». En effet, le réseau de neurones doit subir une « phase d'apprentissage ». Pour entraîner ce réseau, les auteurs de [Makaveev et al., 2001] utilisaient des courbes de renversement du 1er ordre (FORC [1]). Nous faisons

1. First Order Reversal Curves

de même. La figure 6.3 montre les signaux d'entrée et de sortie utilisés pour la phase d'apprentissage. Le matériau testé est un alliage de fer et de sillicium à grains non orientés (FeSi NO).

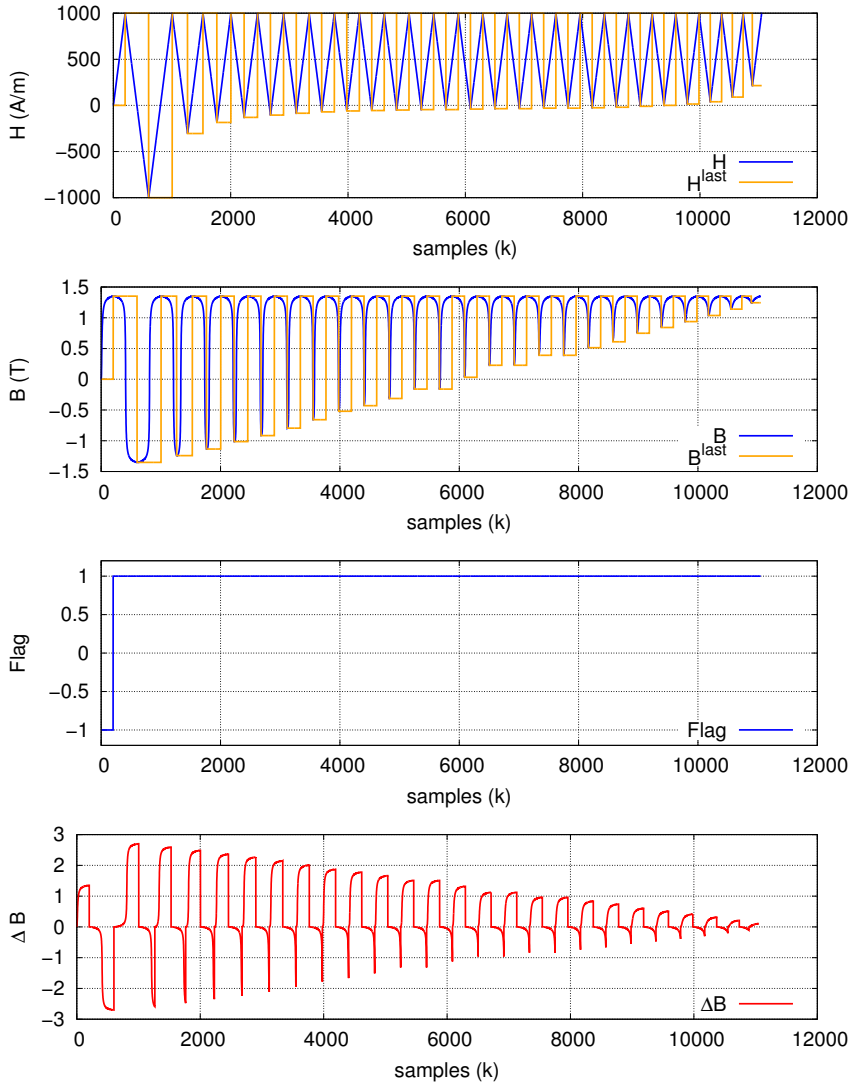


FIGURE 6.3 – Signaux d'entrées et de sorties pour l'apprentissage du $FFNN_1$

Nous configurons l'apprentissage pour avoir un nombre d'itérations de 1000 « epochs[2] » avec un algorithme de type Bayésien [MacKay, 1992]. Pendant la phase d'apprentissage, l'algorithme va ajuster les poids des différents neurones pour faire en sorte que sa sortie calculée se rapproche de la sortie des signaux d'apprentissage. Une fois ceci fait, on peut tester dans un premier temps le réseau avec les mêmes signaux que ceux de l'apprentissage pour vérifier dans quelle mesure, il a réussi à converger. La figure 6.4, montre les courbes de renversement du 1er ordre mesurées et simulées par le $FFNN1$, dans ce dernier cas.

Le modèle retrouve bien les signaux d'apprentissage, mais il faut maintenant tester si le modèle peut « généraliser ». On entend par là : « le modèle peut-il reproduire un résultat satisfaisant avec des signaux ne faisant pas partie de sa phase d'apprentissage ? » C'est ce

2. Nom donnés dans Matlab pour les itérations de la phase d'apprentissage

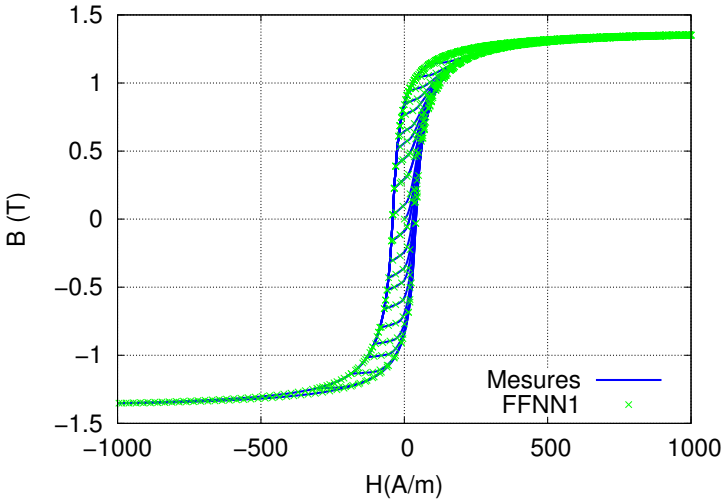


FIGURE 6.4 – Résultats des performances du réseau pour un signal d'entrée identique à celui de la phase d'apprentissage.

qui est fait sur la figure 6.5 où les cycles mesuré et simulé par le $FFNN1$ sont superposés.

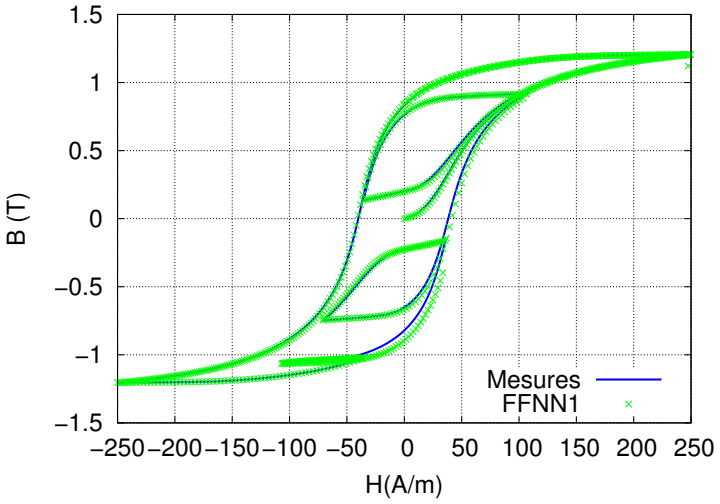


FIGURE 6.5 – Résultats des performances du $FFNN_1$ pour des signaux ne faisant pas partie de la phase d'apprentissage.

Les résultats sont satisfaisants, bien que le modèle semble avoir du mal à repartir avec la bonne trajectoire pour le petit cycle de recul situé autour de $(H = -50A/m\,; B = -1T)$.

6.1.3 Analyse des premiers essais

Pour essayer de comprendre comment améliorer le réseau de neurones afin qu'il modélise les petits cycles de recul avec plus de précision, nous proposons de faire une comparaison entre le modèle FFNN et le modèle de Preisach [Preisach, 1935, Mayergoyz, 2003]. Nous utilisons des FORC pour entraîner le $FFNN_1$, cela est également fait dans certains cas pour identifier les densités de Preisach. La raison en est que les FORC permettent d'explorer

un grand nombre d'états (un grand nombre de points à l'intérieur du cycle). Dans un modèle de Preisach **continu**, l'état du matériau magnétique est représenté par la frontière qui sépare les hystérons positif des hystérons négatifs. Lorsque le modèle de Preisach est **discrétisé**, la frontière devient, elle aussi, discrétisée et sera représentée par un nombre fini de nœuds. Chacun de ces nœuds correspond à une inversion du sens du champ magnétique. En conséquence, parcourir un cycle majeur explore les états du modèle de Preisach où la frontière n'a aucun nœud. Les FORC fournissent des informations sur les états du modèle de Preisach où la frontière possède uniquement un seul nœud (voir figure 6.6).

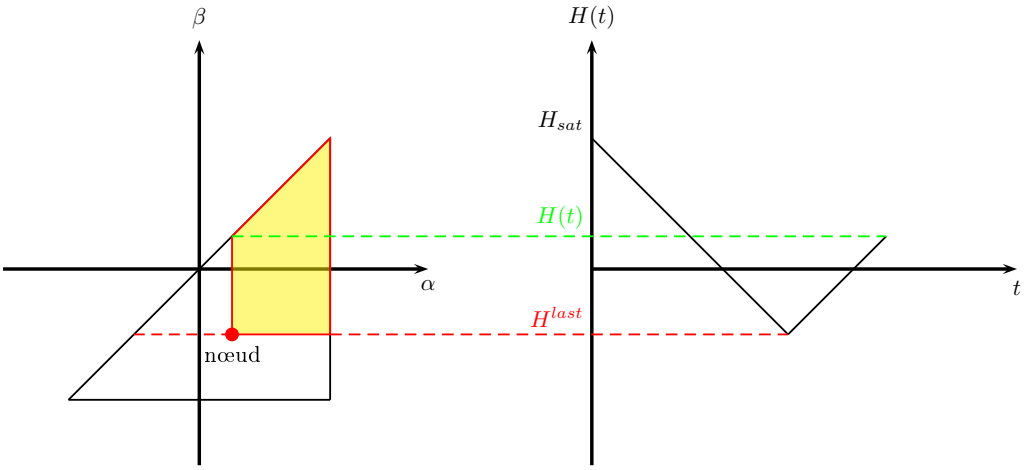


FIGURE 6.6 – Exemple de représentation d'un état magnétique à un nœud

Par extension, nous pourrions définir l'ordre d'un modèle d'hystérésis statique :

— Les modèles d'ordre 0 n'ont pas de nœuds et peuvent représenter uniquement des cycles majeurs

— Les modèles d'ordre 1 ont un seul nœud et peuvent représenter des cycles majeurs et des FORC, mais auront des problèmes pour représenter des cycles de recul

Cette analyse montre que le $FFNN_1$ n'est pas vraiment adapté pour simuler des cycles de recul puisque son ordre n'est pas assez élevé. Cela nous donne également quelques idées sur la topologie d'un $FFNN_2$ (qui serait donc un modèle d'hystérésis d'ordre 2) et sur le type de signaux nécessaires à sa phase d'apprentissage (voir figure 6.7).

Puisque les courbes de renversements du 1er ordre (FORC) servaient à la phase d'apprentissage du $FFNN_1$, nous devrons utiliser des courbes de renversement du second ordre (SORC [3]) pour la phase d'apprentissage du $FFNN_2$, dont on peut voir un exemple sur la figure 6.9.

6.1.4 Modification du réseau de neurones

Pour avoir un modèle d'hystérésis d'ordre 2, nous ne modifions pas la topologie du réseau. Nous augmentons simplement le nombre de neurones dans les couches cachées (nous passons de 10 à 12 neurones). Cependant, nous devons pouvoir mémoriser 2 nœuds ou leur équivalent (2 changements de sens consécutifs). Nous modifions donc le réseau de

3. pour « Second Order Reversal Curves » en anglais

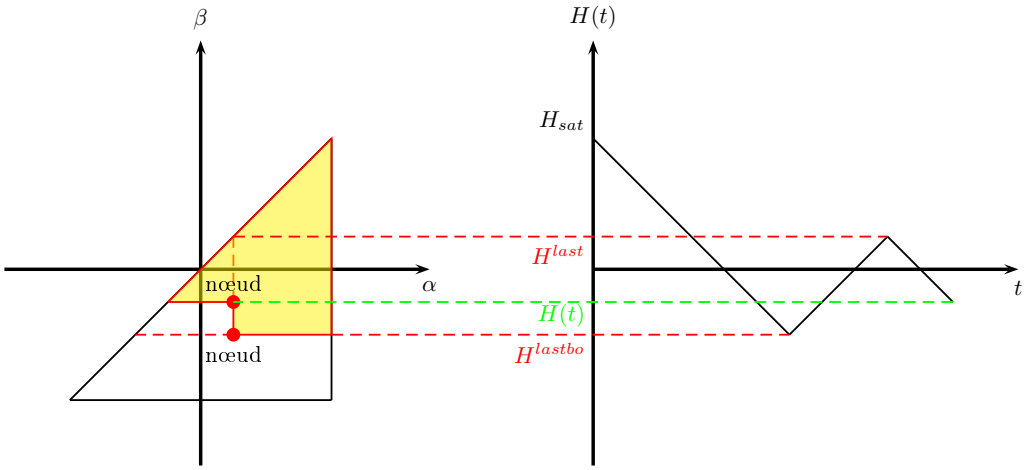


FIGURE 6.7 – Exemple de représentation d'un état magnétique à deux nœuds

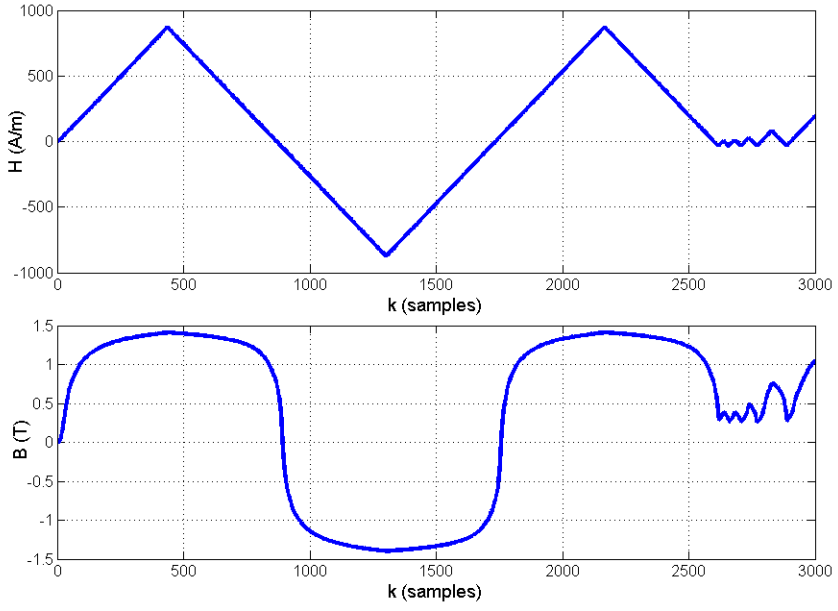


FIGURE 6.8 – Formes d'ondes de l'excitation magnétique et de l'induction magnétique pour obtenir des SORC

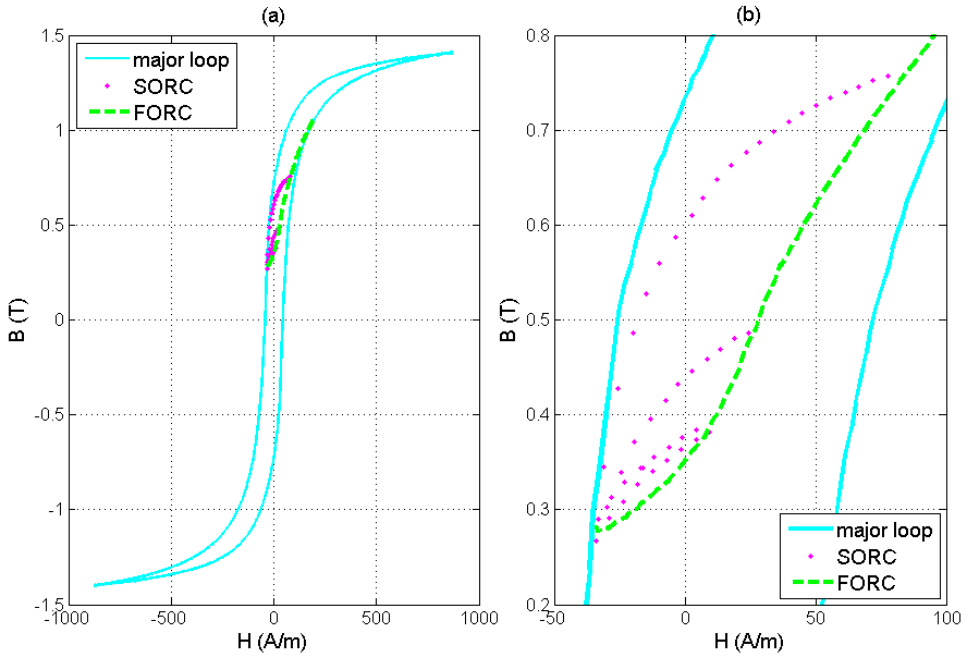


FIGURE 6.9 – (a) : Cycle majeur, FORC et SORC obtenus avec le signal présenté sur la figure 6.8 ; (b) : Zoom sur les SORC

neurones $FFNN_1$ en y ajoutant deux entrées :

— H^{lastbo} : Avant-dernière valeur extrême du changement de sens de l'excitation magnétique
— B^{lastbo} : Avant-dernière valeur extrême du changement de sens de l'induction magnétique

La figure 6.10 montre un exemple de toutes les entrées et de la sortie sur un signal test. Ce signal test donnait le cycle mesuré en 6.5.

Le signal utilisé pour la phase d'apprentissage du $FFNN_2$ génère 20 FORC qui comporte chacune 10 SORC. Nous configurons l'algorithme pour qu'il effectue 200 epochs (itérations) avec le même algorithme d'apprentissage que pour le $FFNN_1$. Une fois l'apprentissage terminé, nous soumettons le même signal test qui ne faisait pas partie de l'apprentissage et qui donnait les cycles de la figure 6.5. Les cycles obtenus par le $FFNN_2$ sont représentés sur la figure 6.11.

Les difficultés qu'avaient le $FFNN_1$ à retrouver une trajectoire correcte après le cycle de recul situé autour du point $[H = -50A/m ; B = -1T]$ ont quasiment disparu. Le fait d'avoir pris un point de l'histoire supplémentaire a donc bien amélioré la qualité du rendu final. Le tableau 6.1 compare les deux réseaux sur plusieurs critères. On peut voir que la précision du $FFNN_2$ est meilleure que celle du $FFNN_1$ et que le nombre d'itérations nécessaires à la phase d'apprentissage a fortement diminué. En contrepartie, il a fallu entrer des signaux complexes (SORC) et les traiter pour configurer le réseau de neurones avec des signaux « propres » (sans bruit).

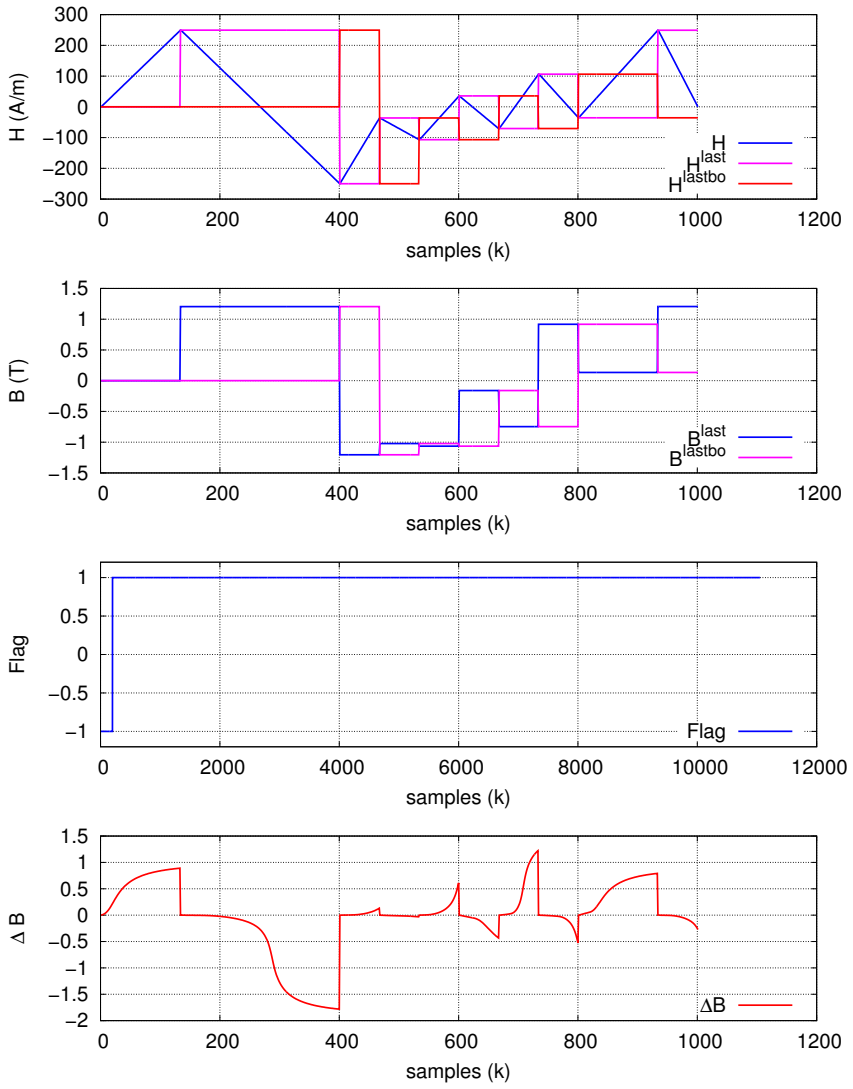


FIGURE 6.10 – Signaux d'entrées et de sorties du $FFNN_2$ pour le signal test

TABLE 6.1 – Tableau comparatif de $FFNN_1$ et $FFNN_2$

	$FFNN_1$	$FFNN_2$
Signaux pour l'apprentissage	FORC	FORC+SORC
itérations	1000	200
Nombre d'entrées	4	6
Nombres de neurones dans les couches cachées	10	12
Erreur quadratique sur le signal de test	$6.77 \cdot 10^{-4}$	$2.967 \cdot 10^{-4}$

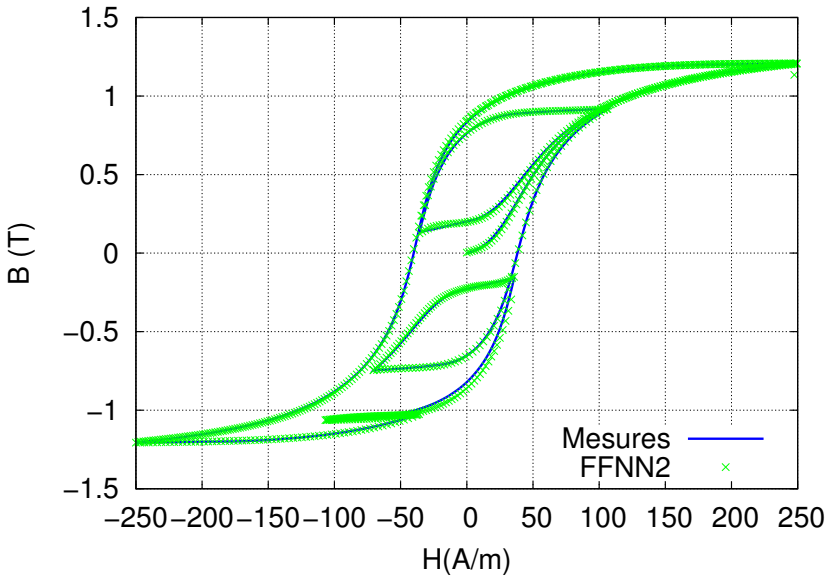


FIGURE 6.11 – Résultats des performances du $FFNN_2$ pour des signaux ne faisant pas partie de la phase d'apprentissage.

6.1.5 Conclusion sur la modélisation de l'hystérésis statique par réseaux de neurones

Bien que très séduisants par leur aptitude à pouvoir modéliser un grand nombre de phénomènes, avec une bonne précision, à condition d'avoir une topologie de réseau et une phase d'apprentissage adaptées, nous n'avons pas poursuivi ces travaux sur les réseaux de neurones pour plusieurs raisons. La première vient du fait que le nombre de données à mesurer et à traiter est très chronophage [4]. On peut, ensuite, reprocher à ce type de modèles d'être un peu trop fermé (boîte noire) et que la moindre modification du réseau entraîne automatiquement une nouvelle phase d'apprentissage. Cependant l'utilisation de l'outil, autour des aspects magnétiques, ne doit pas être oublié, car il continue d'être développé dans la littérature [Riganti and Salvini, 2012, Zhao et al., 2009] pour des signaux ou/et applications particulières difficiles à modéliser.

6.2 Modèle « chimique »

Le modèle « chimique » a été développé par Amir Nourdine au Laboratoire d'Électrotechnique de Grenoble (LEG [5]) lors de sa thèse [Nourdine, 2002] et dans plusieurs articles comme [Nourdine et al., 2000, Nourdine et al., 2001]. Thaï-Phuong DO a implanté ce modèle dans le logiciel *Reluctool v2* et s'en est servi pour modéliser un transformateur de courant et quantifier la précision du transformateur ainsi que les pertes fer au sein de celui-ci.

Nous ne ferons, ici, qu'une description succincte du principe du modèle, ainsi que de la méthode d'identification des paramètres que Thaï-Phuong DO a utilisé, car elle diffère de

4. En particulier les SORC
5. Ancien nom du G2ELAB actuel

la manière dont l'auteur original les identifiaient.

6.2.1 Principe du modèle « chimique »

Le principe du modèle « chimique » consiste à séparer l'induction du matériau en trois contributions (6.2)

$$B(H) = \mu_0 H + J'(H) + J''(H) \tag{6.2}$$

— $\mu_0 H$ est la contribution du champ d'excitation dans l'air.
— $J'(H)$ est la polarisation du matériau due aux renversements des moments des domaines magnétiques.
— $J''(H)$ est la polarisation du matériau due à la rotation des moments des domaines magnétiques.

6.2.1.1 Modélisation du renversement des domaines magnétiques

Le renversement du moment des domaines magnétiques peut être illustré à partir de la figure 6.12. En effet, dans une tôle FeSi GO à texture GOSS, les moments magnétiques sont majoritairement orientés suivant la direction de laminage (DL) dans le même sens (001) ou dans le sens opposé.

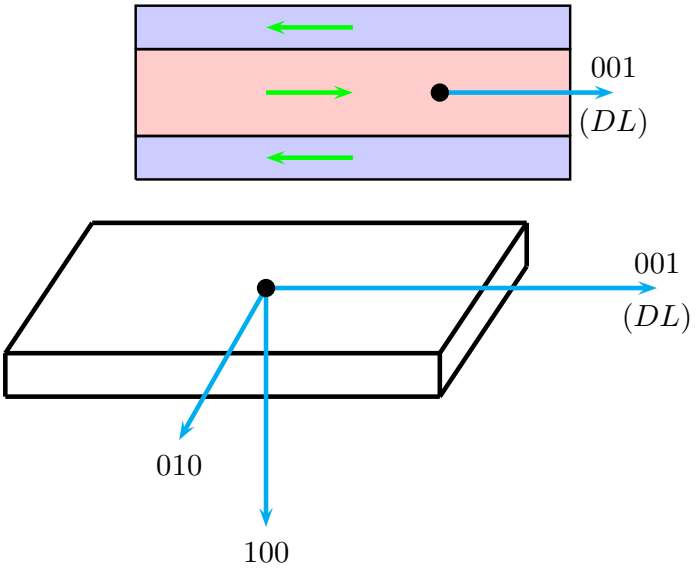


FIGURE 6.12 – Illustration des domaines magnétiques dans une tôle FeSi GO à texture GOSS

Si le matériau est excité par un champ H dans la direction de laminage, les domaines dont les moments ont le même sens que celui de l'excitation vont croître en volume au détriment de ceux qui sont orientés dans le sens opposé. Ceci s'effectue jusqu'à la saturation où il n'existe plus qu'un seul domaine. Ce renversement où un moment peut passer d'une orientation positive (+) à une orientation négative (−) est modélisé à l'aide d'une

analogie avec une réaction chimique[6]. Avec cette analogie, la polarisation magnétique due aux renversements s'écrit :

$$J'(H) = +J'_0 \tanh\left[\left(\frac{\beta}{2\gamma}\right)\ln\left(e^{\gamma H}+b\right) - \frac{\beta H c}{2}\right], \text{ si } H \nearrow \tag{6.3}$$

$$J'(H) = -J'_0 \tanh\left[\left(\frac{\beta}{2\gamma}\right)\ln\left(e^{-\gamma H}+b\right) - \frac{\beta H c}{2}\right], \text{ si } H \searrow \tag{6.4}$$

— J'_0 représente la polarisation de renversement maximale.
— β représente la pente du cycle dans la partie linéaire.
— H_c est le champ coercitif
— b, γ sont deux paramètres de gestion de l'histoire magnétique (réévalués à chaque changement de sens de l'excitation)

6.2.1.2 Modélisation de la rotation des domaines magnétiques

L'expérience montre que lorsque le champ appliqué atteint un certain seuil, les moments magnétiques tournent pour s'aligner avec le champ [Bozorth, 1951]. En suivant cette idée directrice, l'auteur original du modèle fait deux hypothèses importantes :

— une part significative de l'aimantation est due à la rotation des moments magnétiques.
— la direction des moments magnétiques au repos est orthogonale à l'axe de facile aimantation.

Si, par exemple, le champ appliqué $\overrightarrow{H}$ est dans la direction de laminage (DL), le moment magnétique $\overrightarrow{m}_0$ va s'éloigner de la direction au repos du moment magnétique $(DRRM)$ et essayer de s'aligner sur le champ en réduisant l'angle θ qui sépare les deux vecteurs (voir figure 6.13).

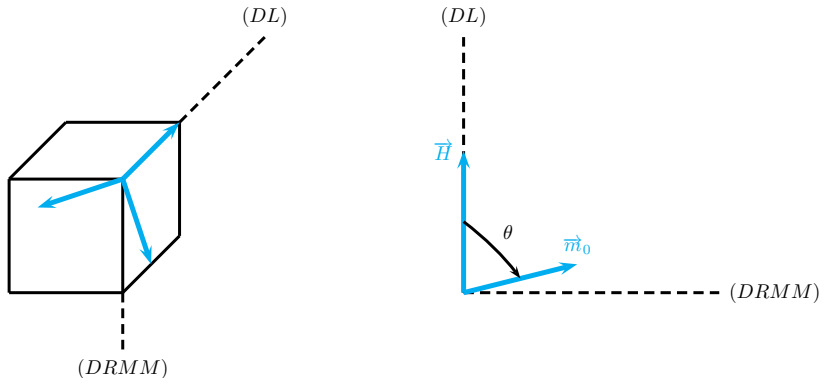


FIGURE 6.13 – Illustration de l'hypothèse de rotation des moments magnétiques dans une tôle FeSi GO à texture GOSS

Pour trouver l'angle θ, il faut résoudre l'équation (6.5)

$$k_1 \cdot \sinh\left(k_2\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) + h' \cdot \sin\theta - p_1 = 0 \tag{6.5}$$

6. d'où le nom du modèle

où h' est approximé par (6.6)

$$h' = \frac{1}{\alpha} \ln \left(b' + \exp^{\alpha H} \right) \tag{6.6}$$

Enfin $J''(H)$ est calculée par (6.7)

$$J''(H) = J''_0 \cdot \cos \theta \tag{6.7}$$

— J''_0 représente la polarisation de rotation maximale.
— k_1, k_2 et p_1 sont des constantes à identifier.
— α et b' sont deux paramètres de gestion de l'histoire magnétique (réévalués à chaque changement de sens de l'excitation).

Pour ne pas alourdir la lecture nous engageons le lecteur à se reporter à l'annexe A pour plus de détails sur les équations et sur les coefficients c_0 et c_1 présents dans la table 6.2, mais non présents dans les équations ci-dessus. Les équations n'ont pas été modifiées, cependant la méthode d'identification proposée par l'auteur original [Nourdine, 2002] se faisait en deux temps. D'abord on utilise un ou plusieurs cycles mineurs centrés inférieurs au coude de saturation pour identifier tous les paramètres dus au renversement. Les paramètres modélisant le phénomène de rotation des moments magnétiques sont déduits ensuite de manière à ajuster les cycles majeurs mesurés et simulés. Dans la thèse de Thaï-Phuong DO [DO, 2010], nous avons développé un algorithme d'identification des paramètres à l'aide d'une méthode d'optimisation de type simplexe [Lagarias et al., 1998], en choisissant les valeurs initiales et les encadrements grâce à la méthode de l'auteur original. Cette méthode a permis d'accélérer et de rendre plus robuste cette phase d'identification. Notons également que le modèle est formulé sous la forme $B(H)$, alors que nous aurons besoin par la suite de sa formulation duale $H(B)$. Nous avons, alors, inversé la formulation à l'aide de l'algorithme de Newton-Raphson.

6.2.2 Résultats obtenus

Le modèle chimique a été éprouvé sur un matériau FeSi GO de type M0. Nous présentons les cycles mesurés et simulés par le modèle chimique pour différentes amplitudes de champ d'excitation H_{max} sur les figures 6.14 à 6.19. L'identification de tous les paramètres a été faite à partir du cycle d'amplitude $H_{max} = 150\ A/m$. Les valeurs des paramètres du modèle chimique sont résumés dans la table 6.2.

TABLE 6.2 – Valeur identifiées des paramètres du modèle chimique

Paramètres de renversement				
J'_0 (T)	β (m/A)	H_c (A/m)	c_0 (A/m)	
1,217	0,725	12,12	11,8	
Paramètres de rotation				
J''_0 (T)	c_1 (A/m)	p_1 (A/m)	k_1	k_2
0,713	2,71	9,663	4,37	3,561

Nous pouvons voir que le modèle chimique donne d'assez bons cycles pour les cycles de forte amplitude H_{max}, ceci du fait que l'on a identifié les paramètres du modèle à partir du

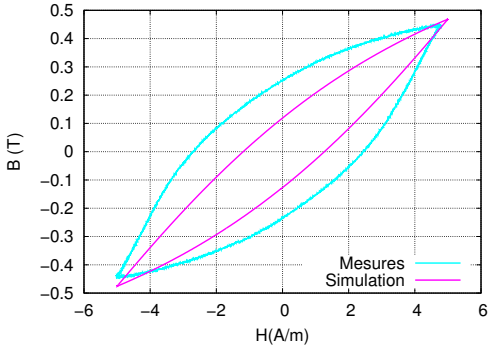


FIGURE 6.14 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 5\ A/m$

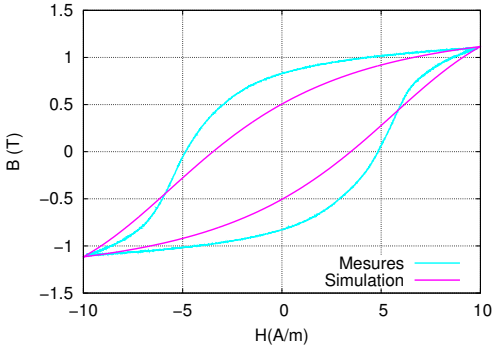


FIGURE 6.15 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 10\ A/m$

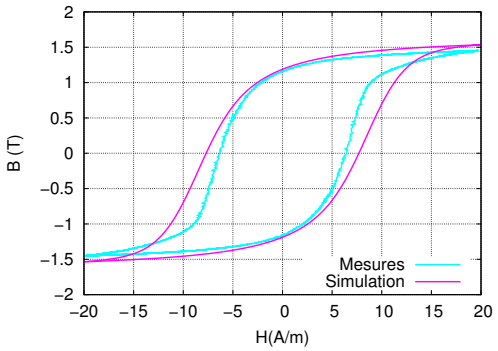


FIGURE 6.16 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 20\ A/m$

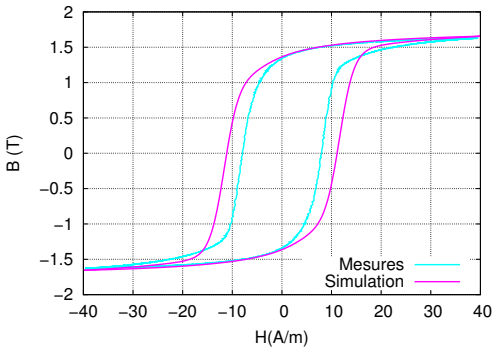


FIGURE 6.17 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 40\ A/m$

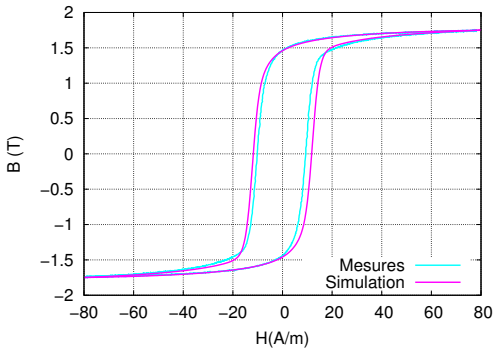


FIGURE 6.18 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 80\ A/m$

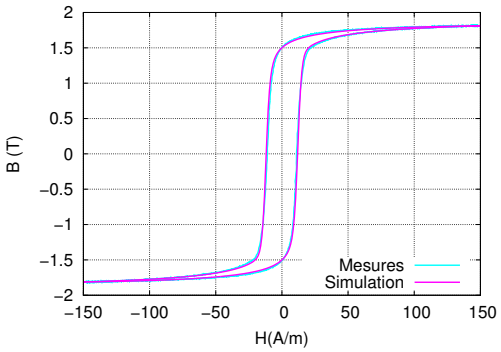


FIGURE 6.19 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle chimique pour $H_{max} = 150\ A/m$

cycle d'amplitude 150 A/m. Cependant, les sommets des cycles mesurés et simulés sont, quelle que soit l'amplitude d'excitation, en très bon accord. Pour les faibles amplitudes (figures 6.14 et 6.15), les cycles simulés sont plus « fins » que les cycles mesurés. Puis à partir de l'amplitude H_{max} =20A/m, les cycles mesurés sont plus fins que les cycles simulés, mais cette tendance se réduit à mesure que l'on se rapproche de 150A/m. Pour quantifier la précision du modèle, nous analysons trois critères qui avaient été utilisés dans la thèse de Thaï-Phuong DO pour comparer des modèles entre eux. Ces différentes erreurs sont présentées sous forme d'histogramme sur la figure 6.20.

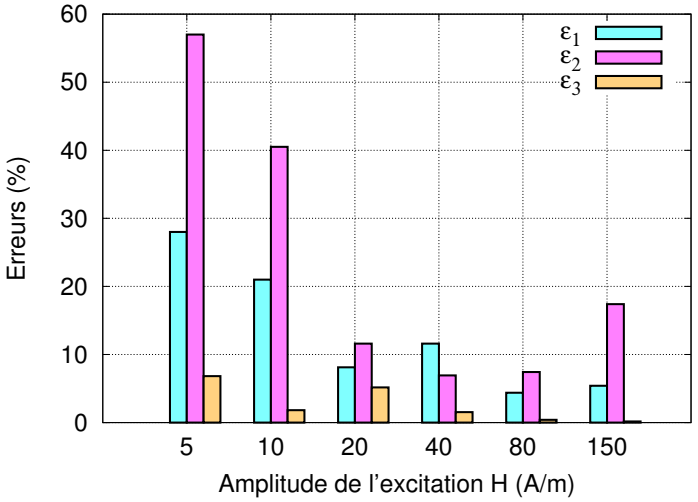


FIGURE 6.20 – Histogramme des erreurs ϵ_1, ϵ_2 et ϵ_3 en fonction de l'amplitude d'excitation

La figure 6.20, présente trois types d'erreurs (ϵ_1, ϵ_2 et ϵ_3). Ces erreurs sont :

— ϵ_1 : l'erreur quadratique (exprimée en %) entre l'induction simulée et mesurée pour un même signal $H(t)$

— ϵ_2 : l'erreur relative entre les aires du cycle simulé et mesuré.

— ϵ_3 : l'erreur relative sur l'induction maximale pour une même amplitude d'excitation H_{max}

On peut voir tout d'abord sur la figure 6.20 que pour des signaux d'amplitude $H_{max} \leqslant$10 A/m, ϵ_1 et ϵ_2 sont relativement élevées, comme on pouvait s'y attendre en observant simplement les cycles des figures correspondantes (6.14 et 6.15). Ensuite, si $H_{max} \geqslant$10 A/m, ϵ_1 et ϵ_2 diminuent fortement. ϵ_3 est toujours faible quel que soit le niveau d'excitation, ce qui conforte l'impression visuelle laissée par les figures 6.14 à 6.19.

6.2.3 Conclusion sur le modèle chimique

Ce modèle à la fois précis dans une grande gamme d'amplitude et plutôt rapide (dans sa version $B(H)$) est un des modèles utilisé dans le logiciel Reluctool. Au laboratoire AMPERE, Thibaut Chailloux a tenté d'utiliser ce modèle pour modéliser l'hystérésis statique d'un matériau nanocristallin en prenant en compte la température [Chailloux, 2011]. Le matériau nanocristallin, de part sa nature très différente d'un FeSi GO, d'une part et l'identification très complexe de 9 paramètres (à multiplier par autant de valeurs de tem-

pératures nécessaires) d'autre part a montré les limites du modèle. Soulignons également que la formulation en $B(H)$, n'est pas adaptée à s'implanter dans les modèles dynamiques que nous présenterons au chapitre 7. Certes, il est toujours possible d'inverser cette formulation grâce à une boucle de Newton-Raphson, mais ceci se fait au détriment du temps de calcul. Pour ces raisons, il n'a plus été développé au laboratoire AMPERE. Cependant, ce modèle a parfaitement répondu au besoin de modélisation d'un transformateur de courant que nous présenterons dans le chapitre 9.

6.3 Modèle de Jiles et Atherton et identification des paramètres en prenant en compte la température

6.3.1 Introduction

Bien que régulièrement attaqué sur ses fondements « non-physiques », comme dans [Zirka et al., 2012], le modèle de Jiles et Atherton (JA) [Jiles and Atherton, 1983] est un des modèles les plus répandus dans la littérature. De par sa formulation simple, un grand nombre de chercheurs ont pu modéliser « facilement » l'hystérésis des matériaux ferromagnétiques dans de nombreuses applications [Daming and Fletcher, 2013, Gao et al., 2013, Zhang et al., 2010]. Le laboratoire AMPERE a lui aussi contribué à l'utilisation de ce modèle notamment avec la thèse de Romain Marion [Marion, 2010] en développant des algorithmes d'identification robustes (basé sur l'algorithme d'essaims particulaires[7]) et en modifiant le modèle lui-même pour mieux modéliser les cycles de très faible amplitude. Nous avons pour notre part, avec les travaux de thèse d'Anh-Tuan Bui [Bui, 2011] et de Oualid Messal [Messal, 2013], travaillé sur la version originale du modèle en essayant de prendre en compte la température. Il s'agit d'un couplage faible, l'idée sous-jacente est qu'à chaque température correspond un jeu de paramètres capable de reproduire correctement les cycles d'hystérésis. Nous reportons les équations du modèle en annexe B, pour ne pas alourdir la lecture. Nous ne rappelons ici que les paramètres :

- a : facteur de forme de la fonction M_{an}
- c : coefficient de réversibilité des parois
- k : coefficient liée à l'irréversibilité des parois
- α : coefficient lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques.
- M_s : aimantation à saturation

Nous allons maintenant nous concentrer sur trois méthodes d'identifications des paramètres en fonction de la température. Nous comparerons ces méthodes par rapport à la monotonie des paramètres et à la précision globale sur toute la gamme de température. Le matériau support est un alliage de FeNi commercialisé par la société APERAM, appelé Phyterm260, dont certaines caractéristiques sont données dans le tableau 6.3.

6.3.2 Méthode n°1 (M1)

La méthode d'identification n°1 que nous nommerons dorénavant $M1$ est issue de la littérature et tirée des articles [Raghunathan et al., 2009, Raghunathan et al., 2010]. Elle

7. Particle Swarm Optimization (PSO) en anglais

TABLE 6.3 – Caractéristiques du matériau Phyterm260

Composition chimique	$Ni_{50}Cr_9Fe_{bal}$
J_s (T) à 25°C	0,83
ρ ($\mu\Omega \cdot cm$) à 25°C	100
T_c (°C)	260

donne des équations analytiques des paramètres M_s, k et a fonctions de la température. Les deux paramètres restants (α et c), sont exprimés en fonction des autres paramètres.

6.3.2.1 Paramètre M_s

L'aimantation à saturation M_s des matériaux ferromagnétiques polycristallins peut être approximée en fonction de la température par une loi comportementale valable pour $T < T_c$, telle que :

$$M_s(T) = M_{s0}\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\beta_1} \tag{6.8}$$

Où M_{s0} est l'aimantation à saturation au zéro absolu 0 K, T_c est la température de Curie et β_1 est un exposant dit « critique » intrinsèque au matériau. En mesurant des cycles à saturation à différentes températures et en reportant les valeurs de M_s à différentes températures, on obtient la courbe mesurée $M_s(T)$ qui servira de référence pour identifier les paramètres M_{s0} et β_1 (T_c est supposé connu). Après identification, on obtient deux valeurs (M_{s0} et β_1) et l'on peut utiliser l'équation (6.8) pour calculer $M_s(T)$ pour n'importe quelle température $T < T_c$.

TABLE 6.4 – Valeurs de M_{s0} et de β_1 après identification

$M_{s0}(A/m)$	β_1
$753 \cdot 10^3$	0.32

6.3.2.2 Paramètre k

Dans les matériaux magnétiques doux polycristallins, le facteur de pertes k peut être approximé par le champ coercitif H_c ($k \approx H_c$). Les auteurs de [Raghunathan et al., 2009, Raghunathan et al., 2010] proposent une loi analytique empirique sous la forme d'une exponentielle (6.9)

$$k(T) = k_0 \exp^{-\frac{T}{\beta_2 T_c}} \tag{6.9}$$

On identifie les coefficients k_0 et β_2 à partir des champs coercitifs mesurés à différentes températures de manière à ce que la courbe donnée par l'équation (6.9) passe par les points de mesure.

TABLE 6.5 – Valeurs de k_0 et de β_2 après identification

$k_0(A/m)$	β_2
191	0.252

6.3.2.3 Paramètre a

Selon les auteurs de [Raghunathan et al., 2010], le facteur de forme a décroit avec la température suivant une loi exponentielle (6.10). Toujours dans la même référence, β_3 est fixée à $\beta_1/2$. a_0 est estimé à partir de la courbe anhystérétique à basse température.

$$a(T) = a_0 \exp^{-\frac{T}{\beta_3 T_c}} \tag{6.10}$$

TABLE 6.6 – Valeurs de a_0 et de β_3 après identification

$a_0(A/m)$	β_3
635	0.16

6.3.2.4 Paramètre α

α est estimée à partir des paramètres a, M_s et de la susceptibilité anhystérétique χ'_{an} (6.11)

$$\alpha(T) = \frac{3a(T)}{M_s(T)} - \frac{1}{\chi'_{an}} \tag{6.11}$$

Cependant, pour des susceptibilités χ'_{an} élevées, le deuxième terme de l'équation (6.11) peut être négligé. C'est pourquoi, dans notre cas, comme dans [Raghunathan et al., 2010], α ne dépend que de a et de M_s. $\alpha(T)$ peut donc être réécrit comme dans (6.12).

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp^{-\frac{T}{\beta_2 T_c}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta_1} \tag{6.12}$$

où α_0 est la valeur de α à 0 K, telle que :

$$\alpha_0 = \frac{3a_0}{M_{s0}} \tag{6.13}$$

6.3.2.5 Paramètre c

Comme pour le paramètre α, le paramètre c est exprimé en fonction des paramètres M_s, a et la susceptibilité initiale χ'_{ini}.

$$c(T) = c_0 \exp^{-\frac{T}{\beta_2 T_c}} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\beta_1} \tag{6.14}$$

$$c_0 = \frac{3a_0}{Ms_0}\chi'_{ini} \tag{6.15}$$

Où c_0 est le paramètre c à 0 K. Rappelons que par définition $c \in [0, 1]$. Par conséquent, si l'évaluation de c sort de $[0, 1]$, c prendra pour valeur une des deux bornes.

6.3.2.6 Évolution des paramètres et résultats

Les figures 6.21 à 6.25 présentent l'évolution des 5 paramètres de JA en fonction de la température. La figure 6.26 présente les cycles mesurés et simulés avec les coefficients identifiés par la méthode M1 pour différentes températures. Les cycles ne sont pas vraiment en bon accord. Certes, l'évolution des cycles est respecté, mais les écarts sont visuellement importants. Nous quantifierons ces écarts, une fois les trois méthodes d'identification présentées pour pouvoir les comparer entre elles.

6.3.3 Méthode n°2 (M2)

La méthode n°2 a été développée, à l'origine, par Anh-Tuan BUI dans ses travaux de thèse [Bui, 2011]. Elle consiste à identifier les 5 paramètres en même temps, à différentes températures à partir de cycles majeurs mesurés. Le critère de la fonction « objectif » considérée est l'erreur quadratique moyenne.

6.3.3.1 Évolution des paramètres et résultats

La figure 6.27 montre l'évolution relative des paramètres en fonction de la température. Tous les paramètres ont tendance à globalement diminuer, cependant certains paramètres évoluent de manière erratique. Cela est principalement dû à la méthode d'optimisation qui « cherche à tout prix » à minimiser la fonction objectif qui est son seul critère, sans se préoccuper de la monotonie des paramètres. Malgré cet inconvénient, les cycles mesurés et simulés présentés en figure 6.28 sont en bien meilleur accord que ceux de la figure 6.26.

6.3.4 Méthode n°3 (M3)

Les méthodes M1 et M2 sont insatisfaisantes toutes les deux, mais pas pour les mêmes raisons. La méthode M1 a l'avantage de présenter une évolution monotone des 5 paramètres du zéro absolu à la température de Curie, mais produit des cycles assez imprécis. On peut conclure exactement l'opposé sur la méthode M2. En s'intéressant au travaux de Pierre Weiss et notamment l'article [Weiss, 1930], Oualid Messal dans ses travaux de thèse [Messal, 2013] a réussi à bâtir une troisième méthode, que nous nommerons désormais M3, qui réalise un compromis entre les méthodes M1 et M2. Nous allons en expliquer par la suite le principe.

6.3.4.1 Loi de Weiss modifiée

Dans [Weiss, 1930], l'auteur s'intéresse à des mesures calorimétriques sur le nickel. Il établit que le champ moléculaire aux températures élevées (aimantations faibles) et aux basses températures (à la saturation) est donné par αM, où le coefficient α a la même valeur numérique bien que le moment des atomes M ait changé. Weiss montre que le calcul de l'énergie d'aimantation ($-1/2M_{s0}^2$) au zéro absolu avec la valeur de α identifiée à des températures élevées donne une valeur qui s'accorde « d'une manière frappante[8] » avec celle déduite de la mesure des chaleurs spécifiques du nickel. Il conclut son article par :

8. pour reprendre les mots de l'auteur

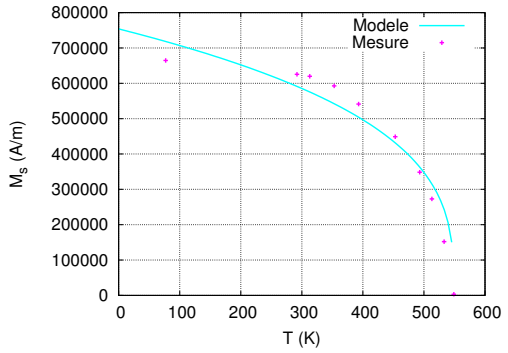


FIGURE 6.21 – Évolution de l'aimantation à saturation M_s en fonction de la température

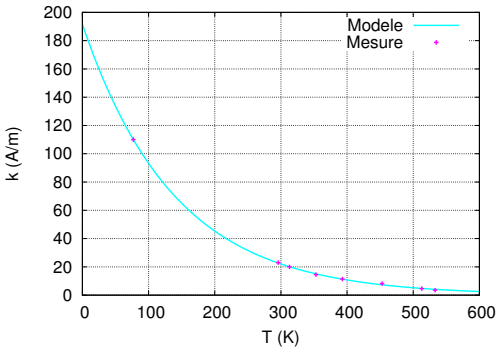


FIGURE 6.22 – Évolution du paramètre k en fonction de la température.

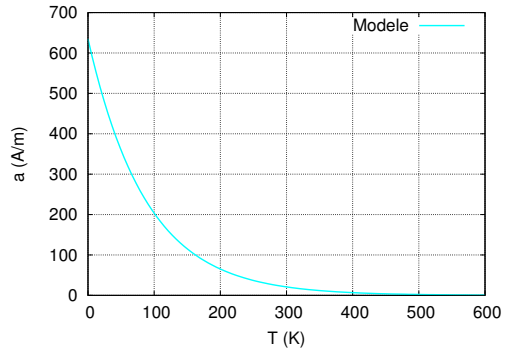


FIGURE 6.23 – Évolution du paramètre a en fonction de la température.

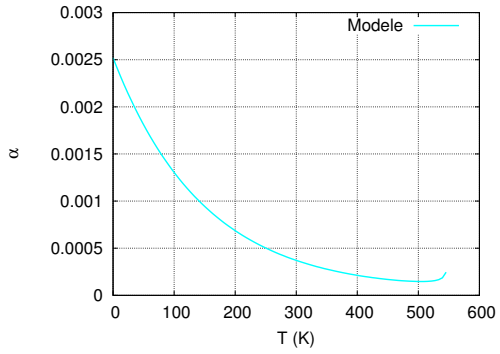


FIGURE 6.24 – Évolution du paramètre α en fonction de la température.

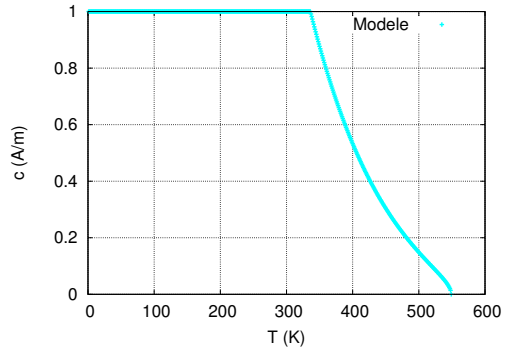


FIGURE 6.25 – Évolution du paramètre c en fonction de la température.

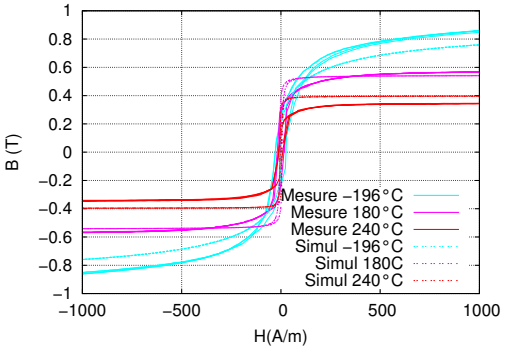


FIGURE 6.26 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures

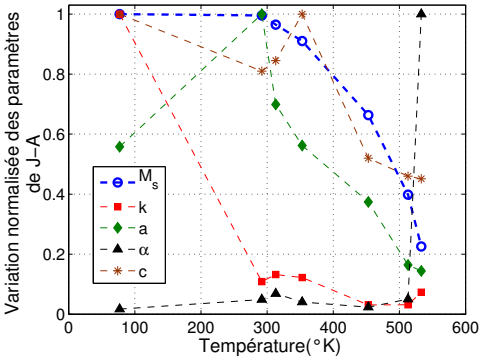


FIGURE 6.27 – Évolution normée des paramètres de JA en fonction de la température.

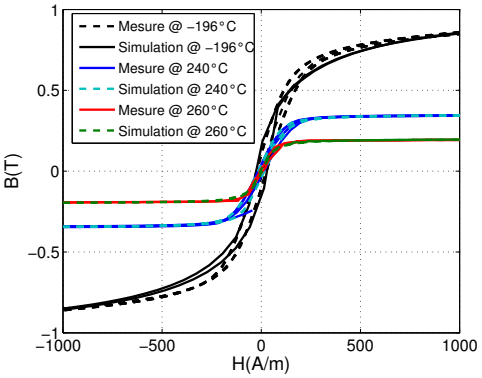


FIGURE 6.28 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures

Malgré le changement de moment de l'atome de nickel entre les basses températures et le Point de Curie et la complication qui en résulte pour l'équation d'état, l'invariabilité du coefficient n[9] *du champ moléculaire représente bien l'ensemble des faits, tant magnétiques que thermiques.*

Nous reprenons donc à notre compte la conclusion sous-jacente qui est que la constante du champ moléculaire α ne dépend ni de la température ni du champ d'excitation. Pour identifier sa valeur, nous allons nous servir à la fois de la courbe mesurée $M_s(T)$ (voir figure 6.21) et de l'équation 6.16 qui est la loi de Weiss modifiée.

$$\frac{M_s}{M_{s0}} = \tanh\left(\frac{M_s/M_{s0} + H/(\alpha M_{s0})}{T/T_c}\right) \tag{6.16}$$

Qualitativement cette équation permet de retrouver la courbe thermomagnétique $M_s(T)$, tout en prenant en compte l'influence du champ d'excitation. Bien que l'effet du champ H sur la courbe ne se manifeste que pour des valeurs de champ très élevées et des températures de Curie assez basses, cette équation convient mieux à notre besoin du fait que l'on mesure M_s à partir du sommet du cycle à saturation pratique. En connaissant M_{s0} et α, on connaîtra $M_s(T)$, ce qui fait deux paramètres en moins à identifier. Nous réutiliserons, alors les algorithmes d'optimisation, mais uniquement sur les paramètres a, c et k.

Après identification, de M_{s0} et α (voir valeurs dans le tableau 6.7), on peut tout d'abord s'intéresser à la courbe thermomagnétique elle-même.

TABLE 6.7 – Valeurs de M_{s0} et α identifiées par la loi de Weiss

M_{s0} (A/m)	α
668450	$2.99 \cdot 10^{-4}$

On peut voir sur la figure 6.29 que la loi de Weiss modifiée modélise beaucoup mieux la courbe thermomagnétique $M_s(T)$.

9. qui n'est autre que α dans notre cas

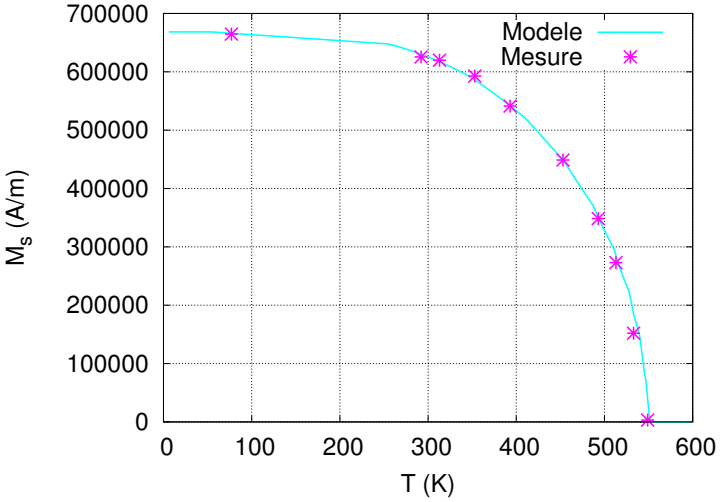


FIGURE 6.29 – Évolution de l'aimantation à saturation M_s en fonction de la température modélisée par la loi de Weiss modifiée

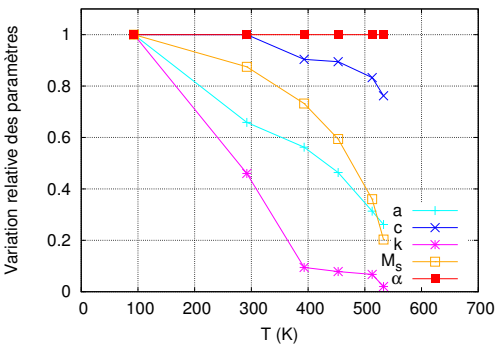


FIGURE 6.30 – Évolution normée des paramètres de JA en fonction de la température

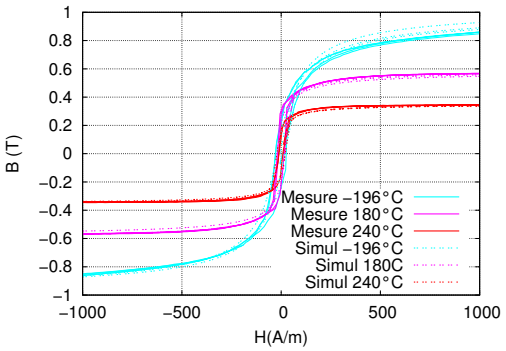


FIGURE 6.31 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures

6.3.5 Comparaison des trois méthodes

Pour comparer quantitativement les trois méthodes d'identifications, nous utilisons l'erreur quadratique moyenne sur une période. Nous calculons l'erreur pour chaque méthode et pour chaque température.

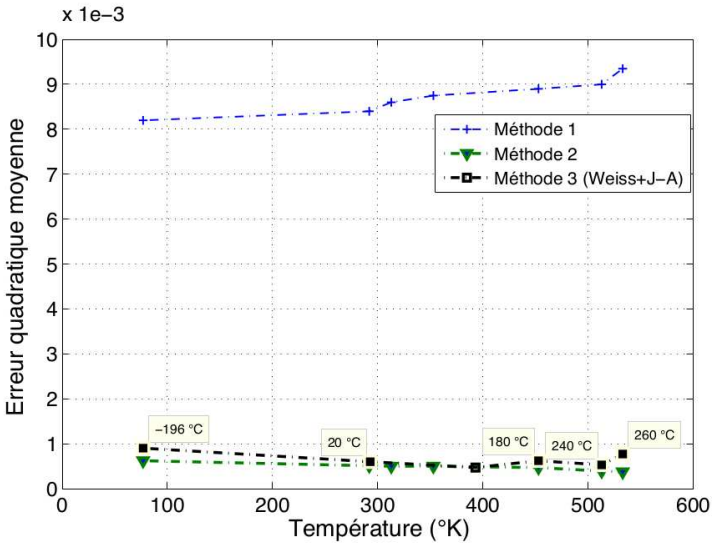


FIGURE 6.32 – Erreurs quadratique en fonction de la température pour les 3 méthodes d'identification

On peut voir sur la figure 6.32 que la méthode M1 est très imprécise par rapport aux deux autres méthodes (environ un ordre de grandeur). De plus l'erreur a tendance à augmenter avec la température. La méthode M2 est celle qui, logiquement, donne la plus faible erreur car le jeu de paramètres optimisé est celui qui, justement, doit donner la plus faible erreur. La méthode M3 présente une erreur du même ordre de grandeur que la méthode M2. La méthode d'identification M3 a donc bien permis d'avoir une erreur relativement faible tout en gardant une certaine monotonie des paramètres. L'on peut donc se permettre d'interpoler les valeurs des coefficients de Jiles pour des températures inconnues avec un bon indice de confiance.

6.4 Conclusion sur les modèles d'hystérésis statiques

Quels que soient les hypothèses de base et les principes des divers modèles testés, il y a toujours un compromis à faire entre divers critères avant de choisir d'utiliser tel ou tel modèle. En effet, suivant les besoins et les moyens à disposition, on s'orientera plutôt vers l'un ou l'autre des modèles. Avec beaucoup de temps et et un grand nombre de mesures spécifiques, nous avons amélioré la précision d'un modèle basé sur les réseaux de neurones (même sollicités par des signaux complexes). Ce type de modèles peut être utilisé pour simuler une application qui présente des signaux qui vont générer une histoire complexe pour le matériau. La moindre modification du matériau entraînera automatiquement toute une phase de réapprentissage. On peut donc utiliser ce modèle dans une application à condition que le matériau soit « figé ».

Nous avons su réutiliser et améliorer la phase d'identification d'un modèle développé au G2ELAB grâce aux algorithmes d'optimisation. Ceci a permis de rendre cette phase d'identification plus rapide et plus robuste (en termes d'amplitude du champ d'excitation). Cependant, du fait du grand nombre de paramètres de ce modèle et de par son principe même, il ne s'est plus montré aussi pertinent pour nos besoins de l'utiliser. Nous verrons, malgré tout, une utilisation de ce modèle dans une application dans le chapitre 9.

Enfin, nous avons entrepris de modéliser, à partir d'un modèle de référence [10], le comportement d'un matériau magnétique en prenant en compte la température. Là encore, la phase d'identification est critique et donne des résultats sensiblement différents, tant qualitativement que quantitativement, suivant la méthode que l'on emploie. Nous pensons avoir développé avec la méthode M3 un compromis satisfaisant entre la monotonie des paramètres, la cohérence d'évolution des paramètres en fonction de la température et la précision finale du modèle. Une application utilisant le modèle de JA pour prédire le comportement d'un transformateur de courant sous contrainte thermique sera montrée au chapitre 9.

6.5 Bibliographie sur les modèles statiques

Bibliographie

[Bozorth, 1951] Bozorth, R. M. (1951). *Ferromagnetism*. IEEE-PRESS.

[Bui, 2011] Bui, A.-T. (2011). *Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Chailloux, 2011] Chailloux, T. (2011). *Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d'une application au filtrage CEM*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Daming and Fletcher, 2013] Daming, Z. and Fletcher, J. (2013). Quantification of required multi-segments for accurately computing induced voltage in a ferrite inductor using static and dynamic jiles-atherton models. *IEEE Transactions on Magnetics*, 49(11) :5424–5429.

[DO, 2010] DO, T.-P. (2010). *Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de réluctances : modèles, méthodes et outils*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Gao et al., 2013] Gao, E., Daming, Z., and Fletcher, J. (2013). Modeling of pulse transformer with nano-second excitation source using jiles-atherton method. In *ECCE Asia Downunder (ECCE Asia), 2013 IEEE*, pages 776–780, Melbourne, VIC. IEEE.

[Jiles and Atherton, 1983] Jiles, D. and Atherton, D. (1983). Ferromagnetic hysteresis. *IEEE Transactions on Magnetics*, 19(5) :2183–2185.

[Lagarias et al., 1998] Lagarias, J., Reeds, J., Wright, M., and Wright, P. (1998). Convergence properties of the nelder-mead simplex method in low dimensions. *SIAM Journal of Optimization*, 9(1) :112–147.

10. Modèle de Jiles-Atherton

[Lettvin et al., 1959] Lettvin, J., MAturana, H., McCULLOCH, W., and Pitts, W. (1959). What the frog's eye tells the frog's brain. In *Proceedings of the IRE*. IRE.

[MacKay, 1992] MacKay, D. (1992). Bayesian interpolation. *Neural Computation*, 4(3) :415 – 447.

[Makaveev et al., 2001] Makaveev, D., Dupré, L., Wulf, M. D., and Melkebeek, J. (2001). Modeling of quasistatic magnetic hysteresis with feed-forward neural networks. *Journal of applied physics*, 89(11) :6737 – 6739.

[Marion, 2010] Marion, R. (2010). *Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Mayergoyz, 2003] Mayergoyz, I. D. (2003). *Mathematical Models of Hysteresis and their Applications - Second Edition*. Elsevier.

[Messal, 2013] Messal, O. (2013). *Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Nourdine, 2002] Nourdine, A. (2002). *Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques et Introduction de modèles dans le logiciel de simulation aux éléments finis Flux3D*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Nourdine et al., 2000] Nourdine, A., Kedous-Lebouc, A., Meunier, G., and Chevalier, T. (2000). A chemical reaction hysteresis model for magnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(4) :1230–1233.

[Nourdine et al., 2001] Nourdine, A., Kedous-Lebouc, A., Meunier, G., and Chevalier, T. (2001). A new hysteresis model generation—application to the transverse axis of GO sife sheet. *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(5) :3340–3344.

[Preisach, 1935] Preisach, F. (1935). Über die magnetische nachwirkung. *Zeitschrift für Physik*, 94(1) :277–302.

[Raghunathan et al., 2009] Raghunathan, A., Melikhov, Y., Snyder, J., and Jiles, D. (2009). Modeling the temperature dependence of hysteresis based on jiles–atherton theory. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(10) :3954–3957.

[Raghunathan et al., 2010] Raghunathan, A., Melikhov, Y., Snyder, J., and Jiles, D. (2010). Theoretical model of dependence of hysteresis based on mean field theory. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(6) :1507–1510.

[Riganti and Salvini, 2012] Riganti, F. and Salvini, A. (2012). Neural network approach for modelling hysteretic magnetic materials under distorted excitations. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(02) :307–310.

[Saliah et al., 1997] Saliah, H., Lowther, D., and Forghani, B. (1997). A neural network model of magnetic hysteresis for computationnal magnetics. *IEEE Transactions on Magnetics*, 33(5) :4146 – 4148.

[Serpicone and Visone, 1998] Serpicone, C. and Visone, C. (1998). Magnetic hysteresis modeling via feed forward neural networks. *IEEE Transactions on Magnetics*, 34(3) :623 – 628.

[Sixdenier et al., 2008] Sixdenier, F., Scorretti, R., Marion, R., and Morel, L. (2008). Quasistatic hysteresis modeling with feed-forward neural networks : Influence of the last but one extreme values. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(20) :e992–e996.

[Weiss, 1930] Weiss, P. (1930). La constante du champ moléculaire. equation d'état magnétique et calorimétrie. *Journal de Physique*, 1(5) :163–175.

[wikipedia, 2014] wikipedia (2014). page web wikipédia sur les réseaux de neurones. http://fr.wikipedia.org/wiki/R%C3%A9seau_de_neurones_artificiels.

[Zhang et al., 2010] Zhang, D., Tseng, K. J., and Liu, Y. (2010). Study on inrush current phenomenon in dc-dc converter with isolating transformer. In *Universities Power Engineering Conference (AUPEC), 2010 20th Australasian*, Christchurch. IEEE.

[Zhao et al., 2009] Zhao, Z., Liu, F., Ho, S., Fu, W., and Yan, W. (2009). Modeling magnetic hysteresis under dc-biased magnetization using the neural network. *IEEE Transactions on Magnetics*, 45(10) :3958–3961.

[Zirka et al., 2012] Zirka, S., Moroz, Y., Harrison, R., and Chwastek, K. (2012). On physical aspects of the jiles-atherton hysteresis models. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 112(4) :043916 – 043916–7.

Chapitre 7

Modélisation du comportement dynamique

Le chapitre 6 concernait les modèles qui étaient indépendants du temps. On entend par là, que les grandeurs magnétiques H ou B sont indépendantes de la vitesse d'établissement de l'une ou l'autre des grandeurs magnétiques. Ces modèles sont valables en très basse fréquence ($f < 1\ Hz$ pour les matériaux métalliques $f < 1\ kHz$ pour les ferrites par exemple). Dans les systèmes industriels, les matériaux sont quasiment toujours sollicités à des fréquences différentes des conditions quasi-statiques. En conséquence, les grandeurs magnétiques dans les matériaux vont donc dépendre de la vitesse d'évolution des grandeurs magnétiques de celles-ci et engendrer de nouveaux phénomènes [1].

Dans le but d'aider les ingénieurs et les chercheurs à simuler ou à concevoir des systèmes électriques, il est nécessaire de prendre en compte ces effets. Nous allons considérer deux approches, soit les grandeurs magnétiques au sein du matériau ou d'un morceau de matériau peuvent être considérées comme homogènes [2], soit non.

La première approche qui considère que les grandeurs sont homogènes sera appelée « Dynamical with Static Feedback » (DSF). Nous montrerons que la prise en compte de la température peut être intégré à ce modèle en faisant varier le paramètre dynamique associé. Nous discuterons également l'évolution de ce paramètre en fonction de la température.

La deuxième approche considérera que les grandeurs magnétiques sont inhomogènes à l'intérieur de la section droite. En particulier le phénomène de diffusion magnétique est modélisé pour rendre compte du phénomène de l'effet de peau. Cette deuxième approche sera nommée « Diffusion and Wall Motion » (DWM). Là aussi, nous verrons que le modèle est apte à intégrer l'effet de la température sur les propriétés magnétiques.

7.1 Modèle « Dynamical with static feedback »

7.1.1 Hypothèses de base

Le modèle Dynamic Static Feedback (DSF) s'exprime à partir d'une équation différentielle du premier ordre. Ce modèle dont les prémices datent des années 1990 a notamment été développé par Jean-Pierre Masson à travers plusieurs thèses [Masson, 1990, Fraisse, 1992, Marthouret, 1995] et articles [Marthouret et al., 1995].

Les hypothèses de ce modèle sont :

— le matériau est isotrope. Les propriétés électriques et magnétiques sont identiques dans toutes les directions,

— les effets dynamiques répartis dans le matériau du circuit magnétique sont supposés globalisés dans un seul terme,

— les grandeurs magnétiques sont supposées homogènes à l'intérieur du matériau.

1. effet de peau notamment
2. Pas de variation spatiale dans la section droite du circuit magnétique

Pour comprendre les bases du modèle DSF, nous supposons un circuit magnétique conducteur fermé de forme torique de section constante S et de longueur moyenne L_m. Ce tore comporte un bobinage de N spires dans lequel circule un courant I_{dyn} de forme d'onde quelconque qui va générer des courants induits. Il est alors proposé de substituer le circuit magnétique réel (conducteur), par un circuit magnétique non conducteur, mais qui comportera un bobinage secondaire fictif de n spires débitant un courant i_{ind} dans une résistance r. La figure 7.1 présente les deux situations décrites dans les lignes précédentes.

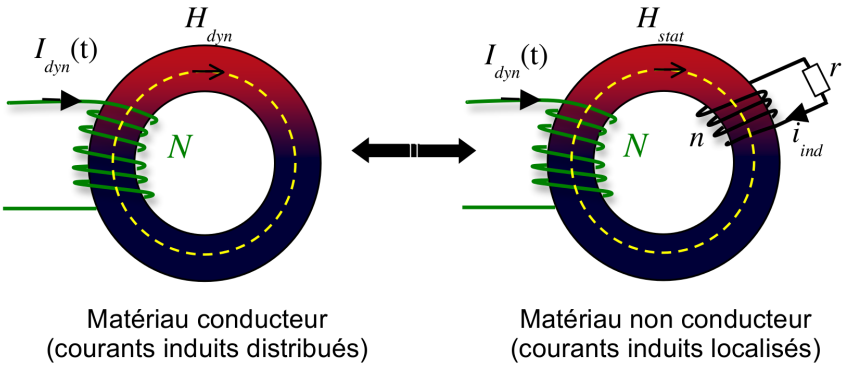


FIGURE 7.1 – Substitution d'un matériau conducteur par un matériau isolant pourvu d'un bobinage secondaire fermé sur une résistance

En appliquant le théorème d'Ampère au circuit équivalent (de droite) de la figure 7.1, nous pouvons écrire :

$$\oint_{L_m} H_{stat} \cdot d\ell = \sum NI = NI_{dyn} + ni_{ind} \tag{7.1}$$

H_{stat} est un champ fictif qui correspond au champ d'excitation nécessaire qu'il faudrait appliquer en quasi-statique pour obtenir la même induction B qui est l'induction moyennée à travers la section de la tôle, du ruban ou du circuit magnétique massif, selon le cas. En appliquant la loi de Lenz-Faraday au bobinage fictif, il vient :

$$-n\frac{d(BS)}{dt} = ri_{ind} \tag{7.2}$$

En supposant que les grandeurs magnétiques sont homogènes dans la section du circuit magnétique et en utilisant l'équation (7.2), on peut simplifier l'équation (7.1) en (7.3)

$$NI_{dyn} - \frac{n^2 S}{r}\frac{dB}{dt} = H_{stat} \cdot L_m \tag{7.3}$$

Or en appliquant le théorème d'Ampère au circuit magnétique conducteur, on peut écrire $NI_{dyn} = H_{dyn} \cdot L_m$, H_{dyn} étant le champ d'excitation instantané appliqué au matériau. En remplaçant par NI_{dyn} et en divisant tous les termes par L_m, il vient finalement :

$$H_{dyn} = H_{stat} + \gamma\frac{dB}{dt} \tag{7.4}$$

Le paramètre γ regroupe tous les effets dynamiques (courants induits macroscopiques, mouvements de parois, ...). Il serait égal à $\gamma = \frac{n^2 S}{rL_m}$, dans l'hypothèse du bobinage fictif. Ce bobinage n'étant qu'une vue de l'esprit, en pratique, γ est identifié directement à partir

de mesures dynamiques. On cherche, alors, la valeur de γ qui minimise l'écart entre les cycles simulés et mesurés.

7.1.2 Comportement en température du modèle DSF

Ce modèle, de par sa commodité, a été très employé pour modéliser des applications du génie électrique. Nous nous devons donc de bien connaître ses limites pour l'utiliser à bon escient. Les limites et les règles d'utilisation en ce qui concerne la dynamique ont été définies dans [Raulet et al., 2008] et dans [Raulet, 2011]. Nous proposons, ici, de nous intéresser au paramètre γ et à ses variations avec la température. Nous choisissons d'utiliser le matériau Phyterm260 (vu au chapitre 6) et d'utiliser le modèle de Jiles-Atherthon pour calculer le terme H_{stat} de l'équation (7.4) avec les coefficients identifiés avec la méthode M3, car celle-ci donnait de bons résultats.

L'échantillon étant conducteur et surtout fortement perméable, les courants induits vont pouvoir facilement se développer dans celui-ci et ainsi limiter la pénétration du champ dans le matériau. Pour avoir un ordre de grandeur de cette inhomogénéité du champ, nous pouvons calculer l'épaisseur de peau donnée par la relation (7.5)

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_0\mu_r}} \tag{7.5}$$

La fréquence limite, avant que l'épaisseur de peau δ ne devienne inférieure à la demi épaisseur des rondelles (0,6 mm) à notre disposition, serait autour de 70 Hz. De manière à utiliser pleinement toute la section du matériau et ainsi respecter les règles d'utilisation du modèle, nous ne testerons le modèle DSF qu'à des fréquences inférieures ou égales à 70 Hz. Nous identifions le terme γ à partir de cycles dynamiques mesurés à 70 Hz pour plusieurs températures. La valeur de γ est ensuite maintenue constante, à une température donnée, pour des fréquences inférieures. La figure 7.2 montre les cycles mesurés et simulés à 50 Hz pour différentes températures, une fois l'identification de γ faite. Les cycles mesurés et simulés sont relativement en bon accord et présentent des erreurs quadratiques faibles (voire figure 7.4). La figure 7.3 présente les pertes massiques en fonction de la fréquence pour différentes températures en $H(t)$ sinusoïdal imposé avec $H_{max} = 1000A/m$

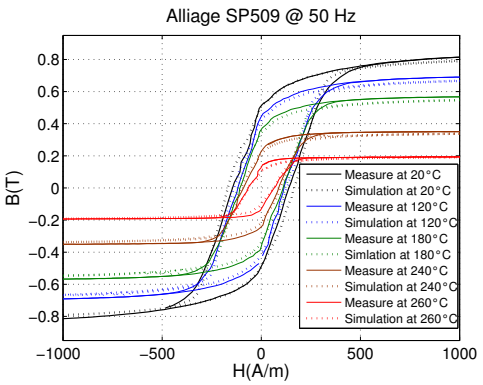


FIGURE 7.2 – Cycles mesurés et simulés à 50 Hz pour différentes températures

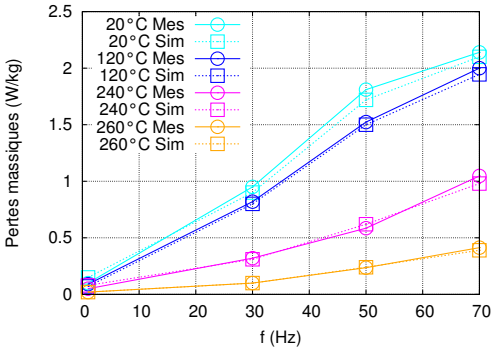


FIGURE 7.3 – Pertes massiques en fonction de la fréquence pour différentes températures

7.1.3 Discussion par rapport au modèle de Bertotti

Nous présentons sur la figure 7.5 l'évolution du paramètre γ identifié à partir de mesures de cycles dynamiques en fonction de la température. Ce paramètre a tendance à diminuer avec la température. L'un des modèles dynamiques les plus connus est celui de G. Bertotti [Bertotti, 1988]. Ce modèle fait l'hypothèse que le champ d'excitation peut être séparé en trois contributions (7.6 et 7.7). $H_s(B(t))$ est le champ statique ou quasi-statique, H_{CF} serait le champ dû aux courants de Foucault et H_{exc} serait le champ « excédentaire » dû aux mouvements de parois. En respectant les hypothèses de base du modèle (homogénéité de $B(t)$ dans la section notamment), il est donc possible de prévoir $H_{total}(t)$ pour n'importe quelle forme d'onde de $B(t)$. On retrouve donc le cycle dynamique en traçant $B(H_{total})$

$$H_{total}(t) = H_s(B(t)) + H_{CF} + H_{exc} \tag{7.6}$$

$$H_{total}(t) = H_s(B(t)) + \frac{\sigma d^2}{12}\frac{dB}{dt} + \sqrt{\sigma G V_0 S}\, sign\left(\frac{dB}{dt}\right)\left|\frac{dB}{dt}\right|^{1/2} \tag{7.7}$$

Si l'on compare, les équations (7.4) et (7.7), on constate que le terme facteur de dB/dt est d'un coté γ et de l'autre $\sigma d^2/12$. Le modèle DSF fait l'hypothèse que tous les effets dynamiques peuvent être regroupés sous un seul terme fonction de dB/dt (comme le modèle de Pry et Bean [Pry and Bean, 1958]), alors que Bertotti sépare ces effets dynamiques en deux termes. En toute rigueur, nous devrions alors trouver que $\gamma > \frac{\sigma d^2}{12}$, pour compenser le fait que le modèle DSF n'a qu'un seul terme pour quantifier les effets dynamiques. Pour vérifier ce dernier point, dans la thèse de Oualid MESSAL [Messal, 2013], nous avions mis au point un dispositif permettant de mesurer la résistivité électrique en fonction de la température directement sur les rondelles du même échantillon de matériau. Nous avons utilisé ce dispositif pour mesurer la résistivité électrique ρ du matériau et nous superposons sur la même figure 7.5, l'évolution du paramètre $\sigma d^2/12$ (avec $\sigma = 1/\rho$), qui est le coefficient dû aux courants induits macroscopiques seuls.

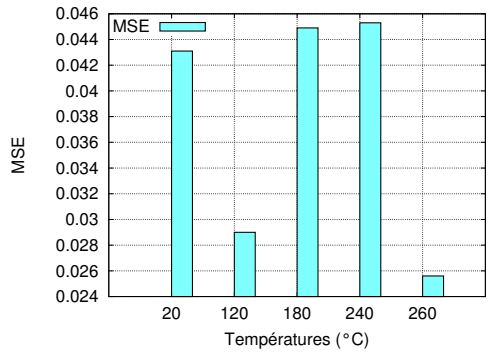


FIGURE 7.4 – Erreur quadratique pour les cycles à 50Hz en fonction de la température

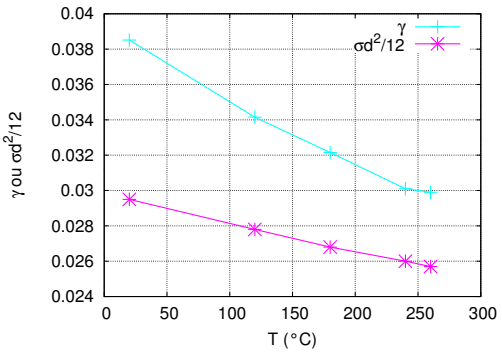


FIGURE 7.5 – Valeurs de γ identifiées et comparaison avec $\sigma d^2/12$ en fonction de la température

Sur la figure 7.5, nous retrouvons bien $\gamma > \sigma d^2/12$, quelle que soit la température. La courbe $\sigma d^2/12 = f(T)$ est logiquement parfaitement inversement proportionnelle à la

température, alors qu'on constate que la courbe $\gamma = f(T)$ décroit, elle aussi, avec la température, mais fait plutôt penser à une décroissance de type exponentielle. L'écart entre les deux courbes a également tendance à diminuer avec la température. Il est difficile de comparer plus avant les deux modèles, tant les hypothèses de base diffèrent (exposant sur dB/dt pour la partie excédentaire chez Bertotti, globalisation des effets dynamiques, pour DSF, ...). Cependant, dans une certaine gamme de fréquences, nous avons vu qu'il est possible de modéliser le comportement dynamique du matériau avec une assez bonne précision avec le modèle DSF. La monotonie et le sens d'évolution du paramètre γ avec la température sont cohérents. Ces résultats devrait nous permettre d'utiliser ce modèle pour simuler des applications fonctionnant dans ce régime dynamique pour plusieurs températures.

7.2 Modèle « Dynamical with wall motion »

7.2.1 Hypothèses de base

Le modèle DSF, vu précédemment a pour hypothèse de base l'homogénéité des grandeurs magnétiques dans la section droite du matériau magnétique. Dans le cas d'un matériau de type métallique, bon conducteur électrique, des courants induits vont pouvoir être créés et limiter la pénétration du champ au sein du matériau. Cet effet, nommé « diffusion magnétique », peut être présent dans les circuits magnétiques de certaines applications, si l'épaisseur du circuit est massive [3] ou tout simplement si la fréquence est telle que l'épaisseur de peau (7.5) devient inférieure à la demi-épaisseur du circuit. Lorsque c'est le cas, il est également nécessaire de pouvoir reproduire cet effet en simulation afin de prévoir le comportement d'une application où cet effet serait présent.

Dans ce but, Marie-Ange Raulet a développé et analysé dans [Raulet et al., 2004] et [Raulet, 2011] un modèle permettant de reproduire l'effet de diffusion magnétique tout en y intégrant une loi dynamique prenant en compte les mouvements de parois. Nous en expliquons, par la suite, les hypothèses et les principes de formulation du problème.

7.2.1.1 Domaine d'étude

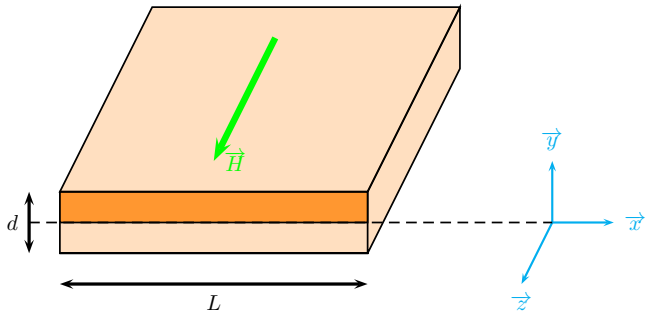


FIGURE 7.6 – Définition du domaine d'étude pour le modèle « DWM »

3. lorsqu'il n'est pas possible de feuilleter le circuit

Nous nous plaçons dans le cas d'une section de circuit magnétique de forme rectangulaire où le champ appliqué est unidirectionnel et dirigé perpendiculairement à la section droite (voir figure 7.6). Les dimensions géométriques sont telles que la largeur et la profondeur de la tôle ou du ruban sont très grandes devant l'épaisseur d. On peut alors ramener le problème 2D à un problème 1D limité à la demi-épaisseur de la section droite.

7.2.1.2 Formulation par différences finies

Le domaine d'étude se limite à une demi-épaisseur de tôle où de ruban où le champ d'excitation de surface H_{dyn} est imposé à chaque instant t. Ce domaine d'étude peut être discrétisé en 1D selon l'axe $\overrightarrow{y}$ (voir figure 7.7), et résolu par la méthode numérique des différences finies. Pour plus de simplicité d'écriture du problème, nous choisissons un pas de discrétisation constant notée e.

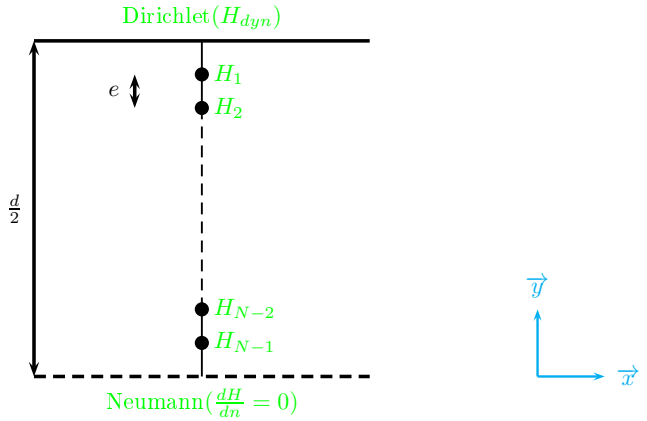


FIGURE 7.7 – Domaine d'étude (demi-épaisseur de la tôle) discrétisé

Avec ce domaine d'études, le problème de diffusion magnétique « classique » en 1D, s'écrit comme (7.8) :

$$\frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \sigma \frac{\partial B(y,t)}{\partial t} \tag{7.8}$$

En considérant une loi constitutive de matériau telle que $B = \mu_{stat}(H) \cdot H$, on peut transformer l'équation (7.8) en (7.9)

$$\frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \sigma \frac{\partial \left[\mu_{stat}\left(H(y,t)\right) \cdot H(y,t)\right]}{\partial t} \tag{7.9}$$

Dans [Raulet et al., 2004] et [Raulet, 2011], les auteurs ont constaté qu'une représentation statique, aussi précise soit-elle, était insuffisante à représenter correctement l'intégralité des phénomènes. Pour pallier à ce défaut, le modèle DWM considére le modèle classique de diffusion, mais remplace la caractéristique statique du matériau par une caractéristique dynamique rendant compte des effets dynamiques créés lors des déplacements des parois. En supposant une répartition homogène des parois au sein du matériau [4], nous pouvons

4. valide dés lors que la taille du matériau est très supérieure à la taille des domaines magnétiques

alors utiliser un modèle où les effets dynamiques de parois peuvent être représentés de façon homogène. Du fait des travaux précédents (DSF), une expression similaire (7.10) à celle du modèle DSF est employée. Cependant, le paramètre β, du modèle DWM, est cette fois-ci représentatif de la structure en domaines et des parois associées et est différent du paramètre γ du modèle DSF, qui globalisait les courants induits macroscopiques et les déplacements de parois.

$$\frac{dB(y,t)}{dt} = \frac{1}{\beta}\left(H(y,t) - H_{stat}(B(y,t))\right) \tag{7.10}$$

En combinant les équations, nous obtenons l'équation (7.11) du modèle dynamique local (DWM) :

$$\frac{\partial^2 H(y,t)}{\partial y^2} = \frac{\sigma}{\beta}\left(H(y,t) - H_{stat}(B(y,t))\right) \tag{7.11}$$

L'équation (7.11) est locale (à un nœud du maillage). Pour prendre en compte tout le domaine d'étude, il faut écrire le système algébrique à N inconnus (N étant le nombre de nœuds du maillage) en un système matriciel, comme (7.12).

$$\Big[M\Big]\Big(H\Big) = \Big(S_1\Big) + \Big(S_2\Big) \tag{7.12}$$

$$\begin{bmatrix} 2+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \cdots & 0 \\ -1 & 2+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & \cdots & 0 & \ddots & 1+\frac{\sigma e^2}{\beta} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \vdots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{dyn} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} + \frac{\sigma e^2}{\beta} \cdot \begin{pmatrix} H_s(B_1) \\ H_s(B_2) \\ \vdots \\ H_s(B_{N-1}) \\ H_s(B_N) \end{pmatrix} \tag{7.13}$$

Le système algébrique obtenu (7.13), après la formulation numérique du problème, est constitué d'une matrice de raideur $[M]$ ne contenant que des termes constants. Une seule inversion de cette matrice est nécessaire à la résolution du système, offrant par là même, un gain de temps non négligeable. On peut voir dans le terme S_1 que l'on impose le champ H_{dyn} à la surface du matériau comme terme source. Le vecteur S_2 correspond à un coefficient près, aux champs statiques en fonction de l'induction B aux nœuds du maillage. De plus, le modèle DWM a l'avantage non négligeable de pouvoir être formulé avec un terme source $d\phi/dt$. Dans ce cas, le système s'écrit comme (7.14). Nous verrons au chapitre 9, que cette dernière propriété nous sera très utile pour implanter ce modèle dans une représentation de type circuit.

$$\begin{bmatrix} 1+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & 0 & \cdots & 0 \\ -1 & 2+\frac{\sigma e^2}{\beta} & -1 & \ddots & \vdots \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots \\ 0 & \cdots & 0 & \ddots & 1+\frac{\sigma e^2}{\beta} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} H_1 \\ H_2 \\ \vdots \\ H_{N-1} \\ H_N \end{pmatrix} = \frac{\sigma e}{L} \begin{pmatrix} \frac{d\phi}{dt} \\ 0 \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix} + \frac{\sigma e^2}{\beta} \cdot \begin{pmatrix} H_s(B_1) \\ H_s(B_2) \\ \vdots \\ H_s(B_{N-1}) \\ H_s(B_N) \end{pmatrix} \tag{7.14}$$

7.2.2 Comportement en température du modèle « DWM »

Nous avons simulé le comportement l'alliage Phyterm260 à des fréquences élevées avec la version à flux imposé (7.14). Nous présentons sur la figure 7.8 les cycles mesurés et simulés pour une fréquence de 2 kHz et pour différentes températures. L'identification de β a été faite à température ambiante pour minimiser l'écart entre les cycles simulés et mesurés. Après identification, la valeur de β qui donne les écarts minimum est $\beta = 0.0025$. Cette même valeur est ensuite utilisée pour prédire les comportements à des températures plus élevées jusqu'à proximité du point de Curie. La valeur de la conductivité électrique σ est, elle, imposée à partir des valeurs mesurées à différentes températures réalisées. Comme on peut le voir sur la figure 7.8, les cycles simulés et mesurés sont en très bon accord en laissant la valeur de β inchangée. Des essais à fréquences inférieures n'ont pas montré plus d'écart entre les simulations et les mesures. Ceci nous laisse dire que, pour ce matériau, le paramètre β serait invariant en fonction de la température ou tout du moins que sa variation est négligeable. Ceci peut être dû au fait que la majeure partie des effets dynamiques sont, ici, des courants induits macroscopiques.

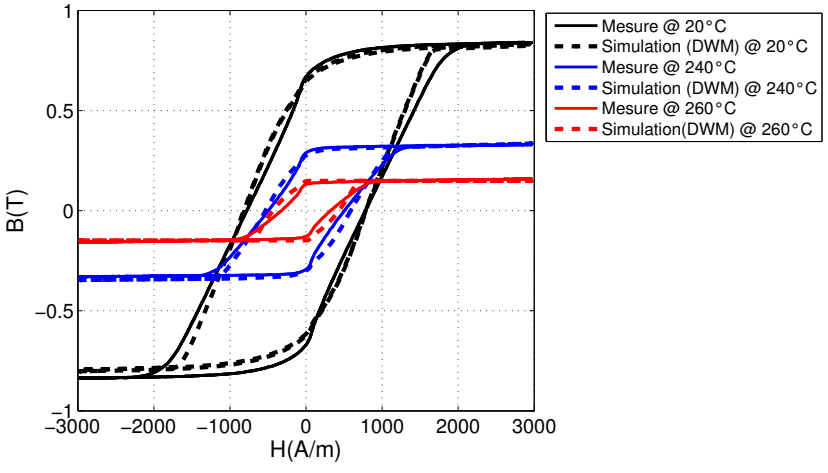


FIGURE 7.8 – Cycles dynamiques ($f = 2$ kHz

7.3 Conclusion sur les modèles d'hystérésis dynamiques

Les modèles dynamiques DSF et DWM « du laboratoire » ont d'abord été créés, à l'origine, pour leur aptitude à reproduire le comportement macroscopique de matériaux et/ou circuits magnétiques. Au fil des années, leurs domaines d'utilisation respectifs, les conditions de mise en œuvre, l'identification des paramètres attenant sont autant de domaines où le savoir faire de l'équipe toute entière s'est affinée. Suivant le matériau et le type de sollicitations dynamiques auxquelles il est confronté, le choix d'utilisation de tel ou tel modèle est désormais accompagné d'un bon « indice de confiance », basé sur, à la fois l'expérience et les nombreux essais ayant pu être réalisés.

Ces modèles ont ensuite pu être réutilisés de manière à prendre en compte une nouvelle variable, la température. Les travaux d'Anh-Tuan BUI [Bui, 2011], dans un premier temps ont permis de vérifier que le modèle DSF était capable de reproduire les cycles mesurés, à condition d'utiliser un modèle d'hystérésis statique prenant en compte, lui aussi, la température (JA avec identification par M2, voir chapitre 6) et d'identifier précisément la valeur de γ du modèle DSF. L'évolution du paramètre γ avec l'évolution de la conductivité électrique σ a pu être faite, ensuite, grâce au dispositif expérimental développé pendant les travaux de thèse de Oualid MESSAL [Messal, 2013]. Enfin, pour des sollicitations dynamiques plus sévères, c'est à dire lorsque le phénomène de diffusion intervient, le modèle DWM s'est révélé tout aussi efficace pour non seulement rendre compte du phénomène de diffusion, mais aussi pour prendre en compte la température. A l'heure où nous écrivons ces lignes, nous n'avons pas pu observer de variations avec la température du coefficient représentatif β, avec les matériaux testés.

Nous verrons au chapitre 9 les résultats que ces modèles peuvent fournir, une fois implantés dans des logiciels de type circuit. Ces modèles doivent être choisis avec soin en fonction de l'application. En effet, toutes les applications ne font pas travailler les matériaux magnétiques dans les mêmes conditions. C'est pourquoi l'étude des modèles de matériaux « seul », dans un premier temps est nécessaire, afin de cerner au mieux, si pour telle ou telle application, l'emploi de tel ou tel modèle se justifie. Quoi qu'il en soit, nous disposons, désormais, d'une « bibliothèque » de modèles ou d 'une « boîte à outils » à même de donner un certain nombre de réponses temporelles.

7.4 Bibliographie sur les modèles dynamiques

Bibliographie

[Bertotti, 1988] Bertotti, G. (1988). General properties of power losses in soft ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 24(1) :621–630.

[Bui, 2011] Bui, A.-T. (2011). *Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Fraisse, 1992] Fraisse, H. (1992). *Contribution à la modélisation dynamique de circuits magnétiques d'actionneurs. Formulation par graphes de liens.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Marthouret, 1995] Marthouret, F. (1995). *Développement de modèles dynamiques comportementaux de circuits magnétiques.* Thèse de doctorat, INSA de Lyon.

[Marthouret et al., 1995] Marthouret, F., Masson, J., and Fraisse, H. (1995). Modeling of a non-linear conductive magnetic circuit. *IEEE Transaction on Magnetics*, 31(6) :4065–4070.

[Masson, 1990] Masson, J.-P. (1990). *Développement d'un modèle de simulation du comportement dynamique de circuits magnétiques.* Thèse d'état, INSA de Lyon.

[Messal, 2013] Messal, O. (2013). *Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Pry and Bean, 1958] Pry, R. and Bean, C. (1958). Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. *Journal of Applied Physics. 1958*, 29(3) :532–533.

[Raulet et al., 2004] Raulet, M., Ducharne, B., Masson, J., and Bayada, G. (2004). The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis : a linear formulation of the problem. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(2) :872–875.

[Raulet, 2011] Raulet, M.-A. (2011). *Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques liés à leur environnement en génie électrique.* Habilitation à diriger des recherches, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Raulet et al., 2008] Raulet, M.-A., Sixdenier, F., Guinand, B., Morel, L., and Goyet, R. (2008). Limits and rules of use of a dynamic flux tube model. *COMPEL*, 27(1) :256–265.

Chapitre 8

Modélisation fréquentielle

8.1 Problématique

8.1.1 Perméabilité complexe

Les chapitres 6 et 7 présentaient des modèles utilisés pour réaliser des simulations de type temporelles (obtenir des signaux en fonction du temps). Or dans certaines applications, il peut être intéressant de faire des simulations de type fréquentielles (obtenir une valeur efficace, un gain, en fonction de la fréquence) en utilisant la notions d'impédance. C'est pourquoi, pour les besoins de l'application étudiée dans la thèse de Fanny MESMIN [MESMIN, 2012], un modèle permettant de simuler l'influence du comportement de la perméabilité complexe (8.3) en fonction de la fréquence a été développé. Nous proposons, dans ce chapitre, d'en détailler les grandes lignes de la mise en œuvre et nous validerons sur un cas test. Nous verrons également, dans ce chapitre, les erreurs commises si l'on ne modélise pas cet effet sur une structure de filtre CEM [1] complet qui était l'application visée de la thèse [MESMIN, 2012]. Nous donnerons dans le chapitre 9 les résultats relatifs au prototype créé et optimisé en partie grâce à ce modèle .

Commençons par observer les mesures de perméabilité complexe de la figure 8.1 réalisées sur un tore d'alliage nanocristallin recuit sous champ transverse (Tore MC) et un tore de poudre de fer (Tore MD) dont les dimensions sont données dans le tableau 8.1.

TABLE 8.1 – Dimensions des tores et nombre de spires

$Dext_{MC}(mm)$	$Dint_{MC}(mm)$	$Haut_{MC}(mm)$	$N_{MC}spires$	$L_{MC}(mH)$
28	20	6.2	19	16.6
$Dext_{MD}(mm)$	$Dint_{MD}(mm)$	$Haut_{MD}(mm)$	$N_{MD}spires$	$L_{MD}(\mu H)$
30	20	10	19	208

Bien que les matériaux soient très différents, la partie réelle de la perméabilité contient un plateau jusqu'à une certaine valeur de fréquence avant de chuter. La largeur du plateau est d'autant plus élevée que la perméabilité est faible. La partie imaginaire de la perméabilité complexe, elle, est très faible à basse fréquence puis passe par un maximum lorsque la partie réelle commence à diminuer, puis finit par rechuter vers les plus hautes fréquences.

8.1.2 Influence de la polarisation

Lorsqu'un matériau magnétique bobiné est excité par un courant continu, il est soumis à un champ de polarisation H_p. Sur la figure 8.2, nous pouvons constater que plus le champ de polarisation est grand, plus la perméabilité chute. Ce phénomène est particulièrement

1. Compatibilité électromagnétique

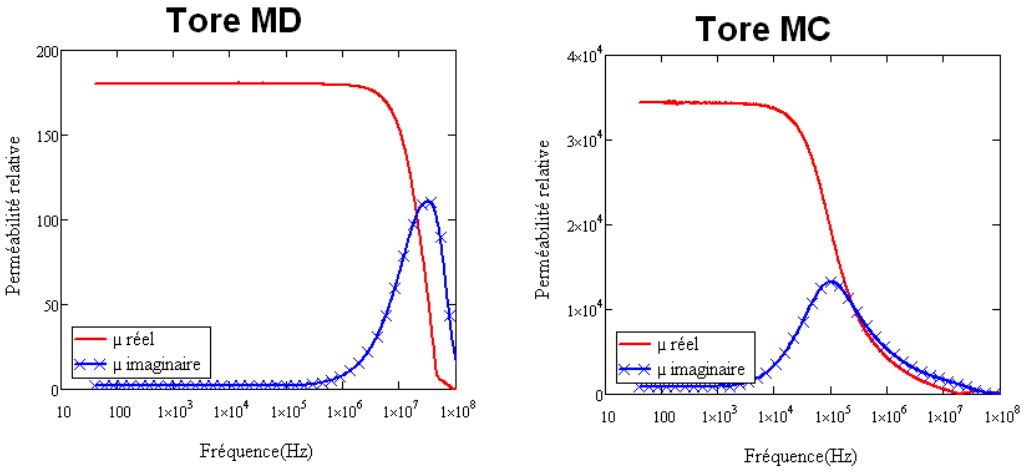


FIGURE 8.1 – Perméabilités réelle et imaginaires d'un matériau basse perméabilité (à gauche) et haute perméabilité (à droite)

visible sur les matériaux à faible champ coercitif (comme les alliages nanocristallins représentés sur la figure 8.2 (Tore MC)). En effet, un faible champ de polarisation suffit à saturer le matériau et donc à faire chuter la perméabilité. Dans le cas des alliages nanocristallins, le champ coercitif est de l'ordre de la dizaine d'ampère par mètre tandis que pour des poudres de fer, il est de l'ordre de la centaine d'ampère par mètre [Couderchon, 1998, Bozorth, 1951].

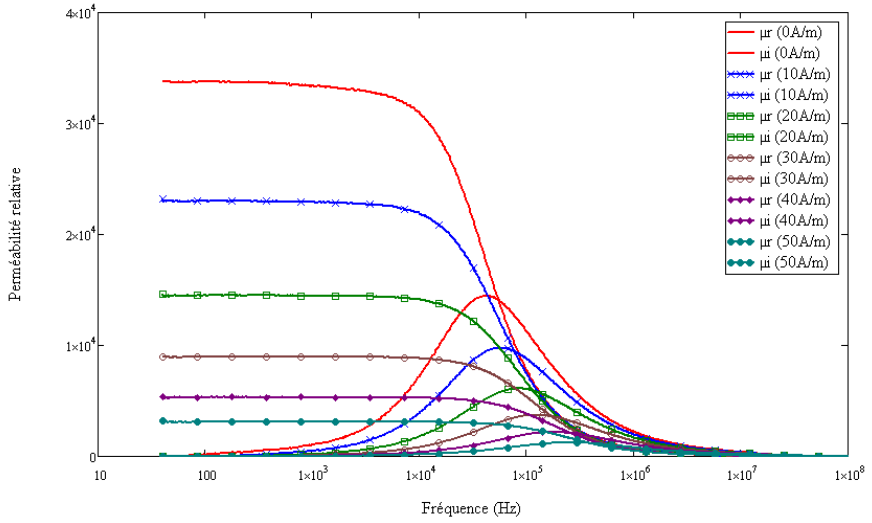


FIGURE 8.2 – Influence de la polarisation sur les courbes de perméabilité relative en fonction de la fréquence : μ_r = partie réelle, μ_i = partie imaginaire

On trouve dans la thèse [MESMIN, 2012], une méthode pour prendre en compte cet effet, mais nous ne la présenterons pas ici, car elle n'a pas été utilisé dans les applications que nous présenterons, car l'effet de la polarisation n'était pas visible du fait de la structure ou des matériaux choisis. Dans les deux cas, l'effet de la polarisation ne contribuait pas

significativement à la modification des courbes de perméabilité.

8.1.3 Bilan

Nous cherchons à établir un modèle à même de reproduire le comportement d'un composant magnétique vis à vis de la fréquence. En effet, prendre en compte les effets de la fréquence sur la perméabilité complexe permettra, à terme, de concevoir un système plus fiable vis à vis de ces effets.

8.2 Stratégie de modélisation

8.2.1 L'approche gyrateur-capacité

8.2.1.1 Principe

L'approche gyrateur-capacité a été développée en 1970 [Hamill, 1994, Buntenbach, 1970, Blanken and Van Vlerken, 1991]. Ces modèles sont basés sur la théorie des graphes de liens. La théorie des graphes de liens, appelée aussi bond graph en anglais, a été introduite en 1960 par Henry A. Paynter [Paynter, 1960] pour des usages en mécanique et en automatique. Cette théorie a été ensuite utilisée dans le monde de l'électronique de puissance par Asher [Asher, 1993].

Un graphe de liens est une représentation graphique où les connexions entre les composants sont explicites. Les graphes de liens sont basés sur une expression énergétique de la dynamique des systèmes. Un système est divisé en sous-systèmes, et le graphe de liens du système indique comment l'énergie est échangée entre les sous-systèmes. Le modèle d'un sous-système indique comment l'énergie est stockée, modifiée ou dégradée à l'intérieur du bloc. Dans cette approche, la force magnétomotrice (fmm) est analogue à une tension (v). Par contre, ce qui serait analogue à un courant électrique (i) correspond à la dérivée du flux magnétique $d\phi/dt$ (8.1). Cette analogie respecte la conservation de la puissance entre le domaine électrique et le domaine magnétique par un simple rapport de proportionnalité.

Le passage du domaine électrique au domaine magnétique (et inversement) se fait, matériellement, par le bobinage. Il existe un composant parfaitement adapté dans la modélisation par graphe de liens pour représenter ce dernier, il s'agit du composant Gyrateur (Fig. 8.3) [Karnopp et al., 1990]. Ce composant a la propriété d'inter-changer les grandeurs « d'effort [2] » et de « flux [3] » entre deux domaines physiques [4], il est gouverné par les relations de l'équation (8.1).

$$p(t) = v(t) \cdot i(t) = N\frac{d\phi(t)}{dt} \cdot i(t) = Ni(t) \cdot \frac{d\phi(t)}{dt} = fmm \cdot \frac{d\phi(t)}{dt} \tag{8.1}$$

Le rapport de proportionnalité évoqué plus haut est, dans le cas d'un bobinage, le nombre de spires N. Si nous nous projetons dans le cas d'une démarche de conception/optimisation, nous pourrons alors changer, par exemple uniquement ce paramètre et voir l'influence séparée de ce dernier sur les performances du système. Notons que le gyrateur transfère l'énergie sans pertes et ne prend pas en compte la résistance du bobinage.

2. La tension électrique par exemple
3. le courant électrique par exemple
4. domaine électrique et domaine magnétique dans notre cas

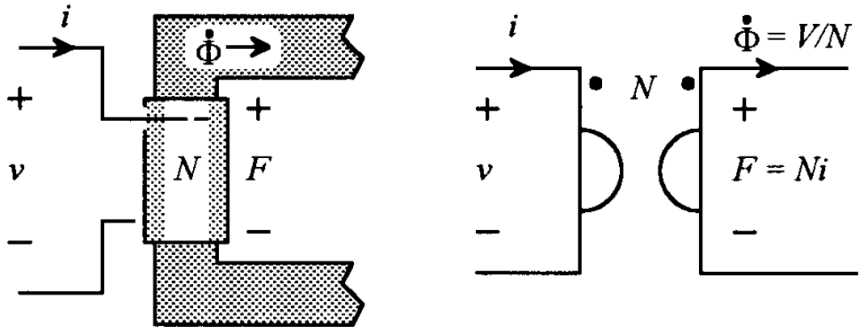


FIGURE 8.3 – Représentation d'un gyrateur

Cependant, cette dernière peut être ajoutée ultérieurement par un élément dissipatif sans difficultés.

L'analogie entre le comportement magnétique et électrique est obtenue à partir de :

— la loi de comportement magnétique à bas champ (dans le domaine linéaire) (8.2).
— de la définition de la perméabilité complexe (8.3)
— de la loi de Maxwell en version intégrale (si on suppose la section du noyau magnétique constante (S)) et l'induction B moyenne dans cette surface (8.4).
— de l'application du théorème d'Ampère sur le tore (8.5)

$$\underline{B} = \mu_0 \underline{\mu_r}\, \underline{H} \tag{8.2}$$

$$\underline{\mu_r} = \mu_{reel} - j\mu_{imag} \tag{8.3}$$

$$\underline{\phi} = \underline{B}S \tag{8.4}$$

$$\underline{H} = \frac{N\underline{I}}{l} \tag{8.5}$$

ce qui nous donne la relation suivante :

$$N\underline{I} = \left(\frac{\mu_{reel} \cdot l}{\mu_0 \cdot S \cdot (\mu_{reel}^2 + \mu_{imag}^2)} + j\frac{\mu_{imag} \cdot l}{\mu_0 \cdot S \cdot (\mu_{reel}^2 + \mu_{imag}^2)}\right)\underline{\phi} \tag{8.6}$$

Si l'on veut traduire le stockage et la dissipation d'énergie avec les variables NI et $\frac{d\phi}{dt}$, nous devons faire l'analogie avec un circuit RC série alimenté par une source de tension NI. En appliquant la loi des mailles à ce circuit, nous obtenons l'équation (8.7).

$$NI = R\frac{d\phi}{dt} + \frac{1}{C}\int \frac{d\phi}{dt} \tag{8.7}$$

Grâce aux équations (8.6) et (8.7), nous pouvons identifier les expressions de C (8.8) et R (8.9) en fonction des paramètres géométriques du tore d'une part et de son comportement magnétique restreint à la perméabilité complexe dans ce cas d'autre part.

$$C = \frac{\mu_0 \cdot S \cdot (\mu_{reel}^2 + \mu_{imag}^2)}{\mu_{reel} \cdot l} \tag{8.8}$$

$$R = \frac{\mu_{imag} \cdot l}{\mu_0 \cdot w \cdot S \cdot (\mu_{reel}^2 + \mu_{imag}^2)} \tag{8.9}$$

Grâce à ce modèle, chaque morceau de circuit magnétique peut être modélisé par une association R et C série [Eaton, 1998] avec les valeurs de R et C identifiées avec les équations (8.8) et (8.9) pour prendre en compte les effets fréquentiels. Par ailleurs, les paramètres magnétiques étant décorrélés des paramètres géométriques, les simulations peuvent être réalisées pour différentes géométries sans modification de la structure. Cette dernière propriété est particulièrement adaptée pour des phases de dimensionnement/optimisation d'une structure.

8.2.1.2 Validation sur cas test

Pour valider notre approche de modélisation « gyrateur-capacité », nous avons choisi un cas test simple et facilement mesurable : un circuit LC parallèle. L'inductance L sera modélisée par un modèle de type gyrateur-capacité.

L'inductance est composé d'un circuit magnétique torique en matériau nanocristallin et d'un bobinage dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 8.2.

TABLE 8.2 – Caractéristiques de l'inductance

Dext (mm)	Dint (mm)	Haut (mm)	Nb spires
28	20	8	40

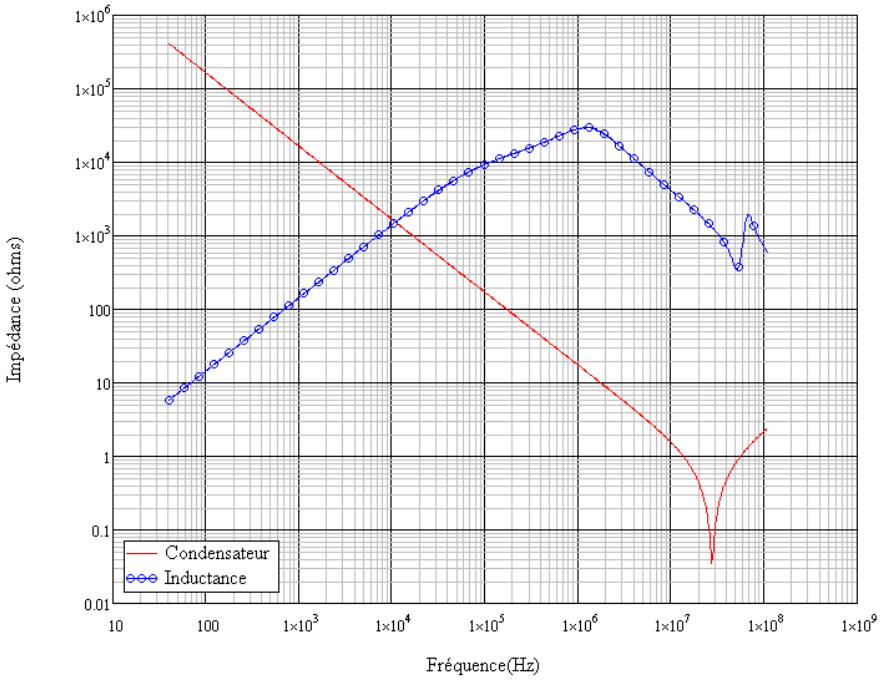


FIGURE 8.4 – Mesures d'impédance de l'inductance et du condensateur

Une caractérisation fréquentielle de chaque composant séparé est réalisée avec un analyseur d'impédance Agilent 4294A (Figure 8.4). Nous pouvons remarquer l'apparition de deux pics de résonance sur la mesure de l'inductance. Ce phénomène est dû aux capacités parasites entre spires à hautes fréquences.

Pour prendre en compte la variation fréquentielle de l'inductance et de la capacité dans la simulation («Simulation avec valeurs de L et C» Fig. 8.6), nous procédons de la manière suivante. Nous utilisons un logiciel de type circuit capable de générer une *Netlist*. Une *Netlist* est un fichier texte qui retranscrit le schéma électrique en nœuds et la valeur d'impédance des branches. C'est dans ce fichier texte que nous modifions les valeurs de L et C pour chaque fréquence. Pour comparer ces résultats au modèle tube de flux («Simulation avec valeurs de L (tube de flux) et C» Fig. 8.6), nous procédons quasiment de la même manière. En effet, nous remplaçons, dans le schéma précédent, l'inductance L par notre modèle gyrateur-tube de flux (voir Fig. 8.5). On retrouve dans ce schéma le gyrateur avec les éléments R1 et C1 qui sont fonction des dimensions du circuit magnétique ainsi que de la perméabilité complexe (équations (8.8) et (8.9)) et R2 correspondant à la résistance du bobinage. Dans cette troisième simulation, nous modifions donc uniquement les valeurs des composantes réelles et imaginaires de la perméabilité.

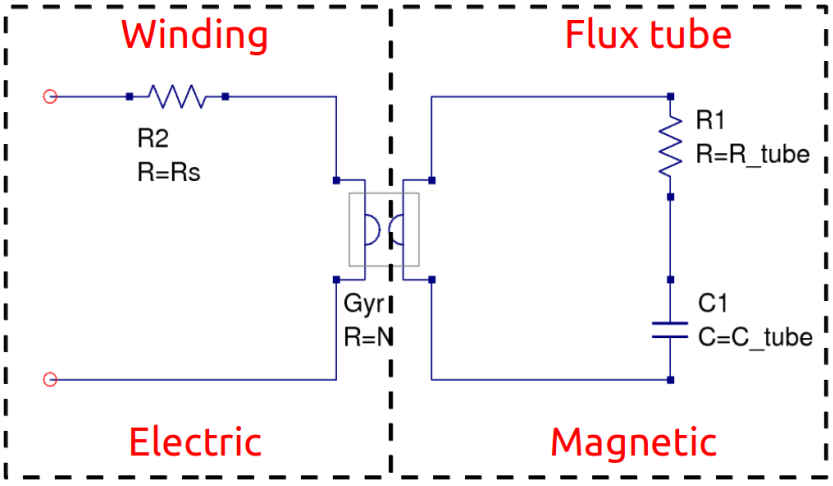


FIGURE 8.5 – Schéma du modèle gyrateur-capacité de l'inductance sous QUCS

La figure 8.6 comporte trois courbes que nous présentons ci-dessous :

— La courbe «Mesure au pont d'impédance» est la courbe d'impédance mesurée au pont d'impédance de l'ensemble du circuit LC parallèle
— La courbe «Simulation avec valeurs de L et C» est la courbe d'impédance simulée, en imposant pour chaque fréquence les valeurs mesurées de L et C.
— La courbe «Simulation avec valeurs de L (tube de flux) et C» est la courbe d'impédance simulée, en imposant pour chaque fréquence les valeurs mesurées de la perméabilité complexe dans le modèle Gyrateur-Tube de flux pour le composant inductif et les valeurs mesurées de l'impédance pour C.

On peut voir que les deux simulations sont en bon accord avec la mesure jusqu'à une fréquence d'environ 5 MHz. La divergence entre les deux fréquences de résonance série après 5 MHz peut être liée aux capacités parasites des enroulements de l'inductance. En

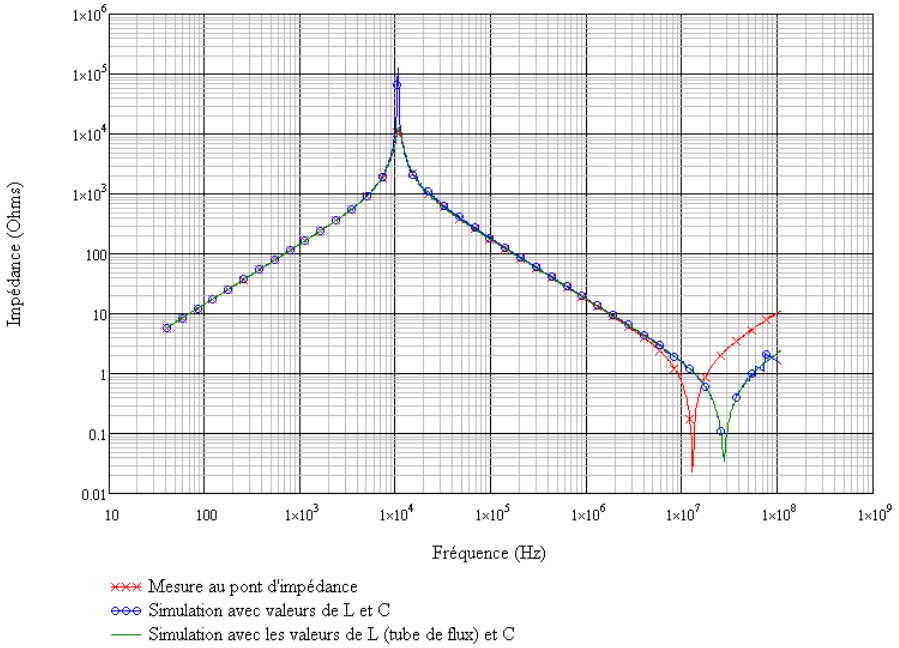


FIGURE 8.6 – Comparaison entre le modèle gyrateur-capacité et la mesure

effet, dans cette gamme de fréquence, la capacité est constante, de sorte que la variation de la seconde fréquence de résonance peut être attribuée à une inductance parasite de câblage estimée à 11 nH. On constate que les deux modèles se comportent quasiment à l'identique vis à vis de la fréquence. L'approche « Simulation avec valeurs de L (tube de flux) et C » comporte, cependant un avantage, par rapport à la caractérisation séparée de chaque composant («Simulation avec valeurs de L et C»), elle permet désormais de considérer, les trajets de flux, les dimensions du circuit magnétique, ainsi que le nombre de spires de manière indépendante. Cette approche sera fort utile pour l'optimisation de composants magnétiques. Cependant, comme nous l'avons souligné précédemment, nous ne prenons pas en compte les éléments parasites du bobinage.

8.2.2 Simulation sur une structure type « filtre CEM »

Nous testons maintenant notre approche sur une structure plus réaliste, à savoir un filtre CEM passif pour une application aéronautique (2 à 5 kW) qui a une structure comme représentée sur la figure 8.7.

8.2.3 Modélisation des capacités

En première approximation, un condensateur se modélise de façon plus réaliste grâce à ses caractéristiques essentielles (Figure 8.8) :

— la valeur de la capacité (C)
— la résistance série (ESR)
— l'inductance série (ESL)

A partir des mesures à l'analyseur d'impédance Agilent 4294A sur des condensateurs de type céramique (C_y=AMC-NP0 et C_x= X7R (à base de BaTiO3)), nous avons pu établir

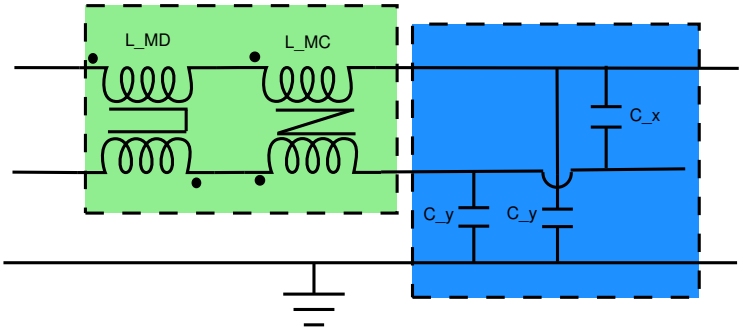


FIGURE 8.7 – Structure du filtre CEM

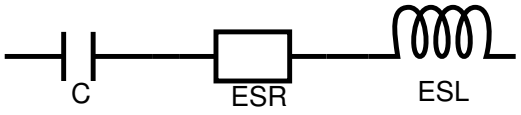


FIGURE 8.8 – Modèle d'un condensateur

le modèle équivalent (C, ESR, ESL) de chaque condensateur avec seulement 1% d'erreur (Figure 8.9). Les paramètres du modèle sont présentés dans le tableau 8.3.

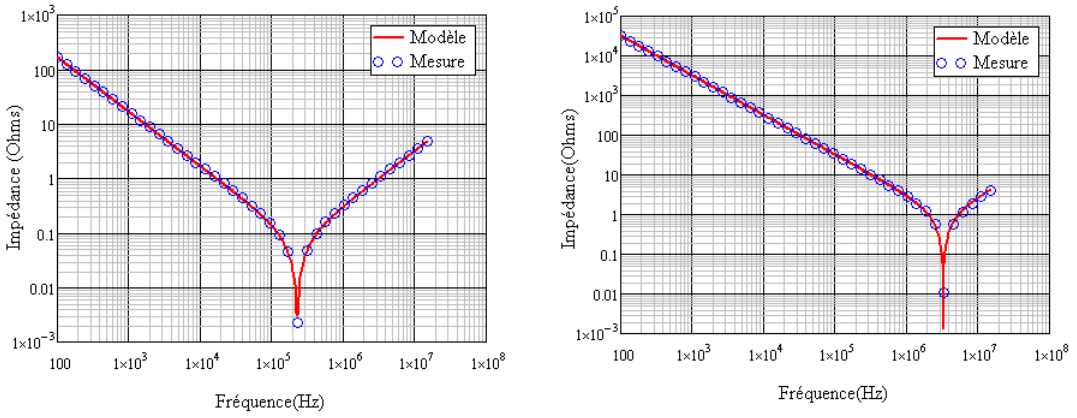


FIGURE 8.9 – Comparaison des mesures et du modèle pour Cx et Cy

TABLE 8.3 – Modèle *RLC* des capacités

	Cx (deux en parallèle)	Cy
C	9.544 μF	49.49 nF
ESL	50.86 nH	44.27 nH
ESR	2.31 mΩ	1.296 mΩ

8.2.4 Modélisation des inductances

Le filtre est constitué de deux inductances discrètes que nous avons modélisées avec notre approche gyrateur-capacité pour observer l'influence de l'effet des variations de perméabilité sur les performances du filtre. L'inductance de mode commun (MC) est réalisée

avec un tore en nanocristallin et l'inductance de mode différentiel est réalisée avec un tore en poudre de fer. Les courbes de perméabilité complexe (figure 8.1) et les caractéristiques des inductances (Tableau 8.1) sont les mêmes que celle déjà présentées au début du chapitre.

8.2.5 Résultats de simulation

Pour voir les effets des modifications des propriétés en fonction de la fréquence des différents composants (inductances et capacités) réalisant le filtre, nous faisons trois types de simulations :

- La première en ne prenant que des composants idéaux, à la fois pour les inductances et les condensateurs (schéma : figure 8.10) (Résultats : figure 8.12, courbe A).
- La seconde en ne prenant que des composants idéaux pour les inductances et un modèle type « RLC série »pour les condensateurs (Résultats : figure 8.12, courbe B).
- la troisième en reprenant le modèle type « RLC série »pour les condensateurs et le modèle gyrateur-capacité pour les inductances de mode commun et de mode différentiel (schéma : figure 8.11)(Résultats : figure 8.12, courbe C).

Pour plus de lisibilité, nous avons « empaqueté » certaines parties [Mesmin et al., 2011]. Ainsi, le gyrateur avec la résistance série est empaqueté en un seul bloc appelée « bobine » à 4 bornes que l'on retrouve deux fois car on a deux bobinages par composant magnétique. Les bornes (e+, e-) sont les bornes côté électrique et les bornes (m+, m-) sont les bornes côté magnétique. Les éléments dénommés « flux_tube_MC » et « flux_tube_MD » représentent respectivement les tores de mode commun et de mode différentiel.

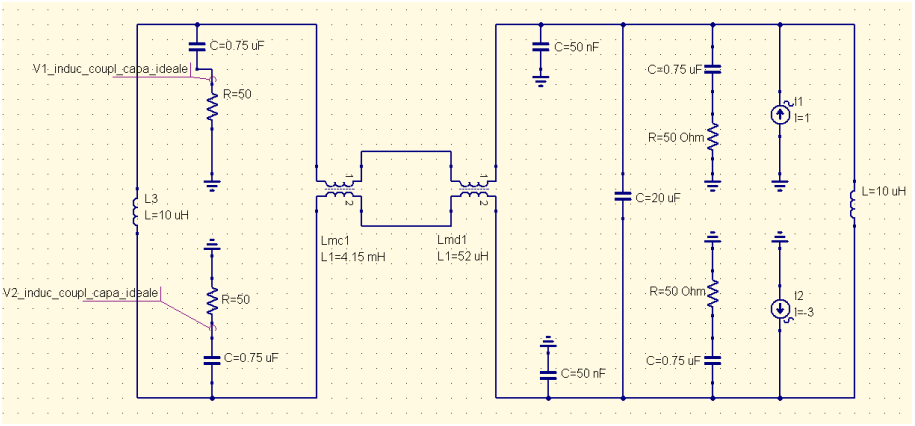


FIGURE 8.10 – Schéma du filtre CEM avec composants capacitifs et inductifs idéaux

En analysant les courbes de la figure 8.12, nous remarquons que contrairement à la courbe A, le fait de modéliser le comportement fréquentiel des condensateurs (courbe B), fait apparaître trois fréquences de résonance. Ces fréquences de résonance correspondent aux fréquences de résonance propres des capacités (C_x à 228 kHz et C_y à 3,41 MHz). Pour la troisième simulation (courbe C), nous observons que la prise en compte du comportement fréquentiel sur les propriétés magnétiques fait diminuer drastiquement les performances du filtre après 100 kHz pour le comportement en mode commun (correspond à la fin du

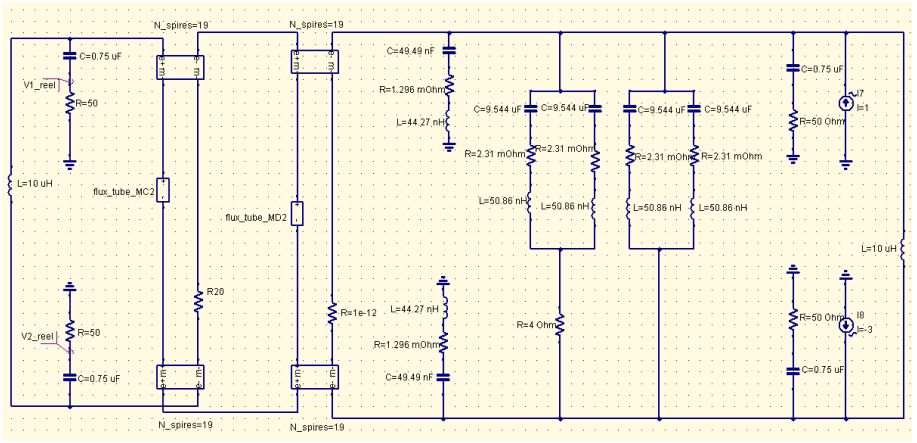


FIGURE 8.11 – Schéma du filtre CEM avec composants capacitifs et inductifs prenant en compte l'effet fréquentiel

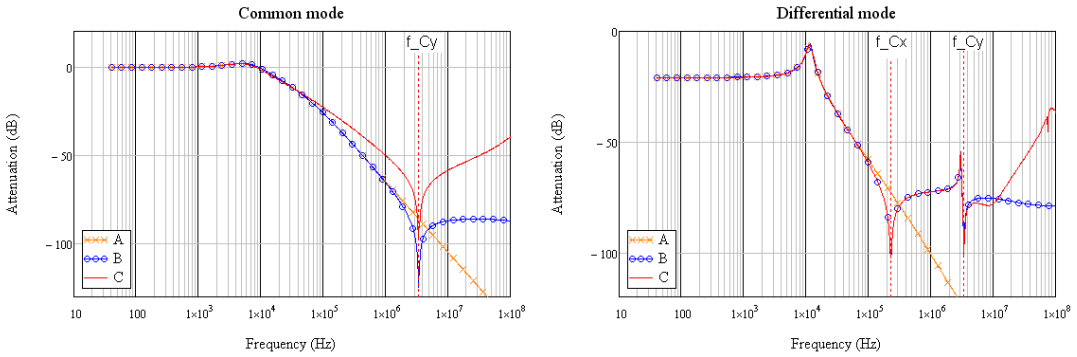


FIGURE 8.12 – Influence de la prise en compte de la fréquence l'atténuation en mode commun (à gauche) et en mode différentiel (à droite)

plateau sur μ_{reel} du tore MC) et après 10 MHz (correspond à la fin du plateau sur μ_{reel} du tore MD).

8.3 Bilan de la modélisation fréquentielle

Grâce à la dépendance fréquentielle de notre modèle, le comportement « réel » d'un filtre CEM complet est prévisible sur une très large plage de fréquences. Ce modèle a l'avantage de séparer les paramètres géométriques des paramètres physiques. Il va donc nous permettre de modéliser une structure avec jambe centrale et entrefer et de l'optimiser en vue de créer un prototype permettant d'assurer l'atténuation voulue tout en minimisant le volume apparent (chapitre 9).

8.4 Bibliographie sur la modélisation fréquentielle

Bibliographie

[Asher, 1993] Asher, G. (1993). The robust modelling of variable topology circuits using bond graphs. *Proceedings of SCS Conference ICBGM'93*, pages 126–131.

[Blanken and Van Vlerken, 1991] Blanken, P. and Van Vlerken, J. (1991). Modeling of electromagnetic systems. *IEEE Trans. Magn.*, 27 :4509–4515.

[Bozorth, 1951] Bozorth, M. (1951). *Ferromagnetism*. D. Van Nostrand Company.

[Buntenbach, 1970] Buntenbach, R. W. (1970). A generalized circuit model for multiwinding inductive device. *IEEE Trans. Magn.*, 6 :65.

[Couderchon, 1998] Couderchon, G. (1998). Alliages magnétiques doux. *Techniques de lÍngénieur, traité Génie électrique*, M350.

[Eaton, 1998] Eaton, M. (1998). Adding flux paths to spiceś analytical capability improves the ease and accuracy of simulating power circuits. *Applied Power Electronics Conference and Exposition Conference Proceedings Thirteenth Annual*, 1 :386–392.

[Hamill, 1994] Hamill, D. (1994). Gyrator-capacitor modeling : a better way of understanding magnetic components. *Applied Power Electronics Conference and Exposition, Conference Proceedings.*

[Karnopp et al., 1990] Karnopp, D., Margolis, D. L., and Rosenberg, R. C. (1990). *System Dynamics : A Unified Approach*. Hardcover.

[MESMIN, 2012] MESMIN, F. (2012). *Matériaux magnétiques et solutions innovantes de filtrage CEM pour applications aéronautiques*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Mesmin et al., 2011] Mesmin, F., Sixdenier, F., Chazal, H., and Kedous-Lebouc, A. (2011). Improvement of emi filters performance by taking into account frequency- dependant magnetic material properties. In *Proceedings of the 18th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields*, Sydney : Australia. Compumag 2011.

[Paynter, 1960] Paynter, H. A. (1960). *Analysis and Design of Engineering Systems*. The MIT Press.

Chapitre 9

Applications

9.1 Préambule

Dans ce chapitre, nous présentons quelques exemples d'utilisation des modèles présentés dans les chapitres précédents sur diverses applications. Nous verrons alors que les outils de modélisation mis en place permettent de répondre à diverses questions intéressant à la fois les chercheurs et les industriels.

9.2 Transformateurs de courant

9.2.1 Prédiction de l'influence de l'amplitude du courant sur les pertes fer et le rapport de transformation

9.2.1.1 Données du transformateur et problématique

Le transformateur étudié est un transformateur torique servant à mesurer le courant dans un câble. Le courant dans le câble (le primaire) I_p produit un champ magnétique dans le circuit magnétique qui entoure le câble. La variation du champ magnétique engendre dans le bobinage secondaire une tension qui alimente une résistance de shunt et produit un courant secondaire I_s qui doit être à l'image du courant primaire. La figure 9.1 montre la situation décrite dans les lignes précédentes. Les principales caractéristiques du transformateur de courant sont répertoriées dans le tableau 9.1.

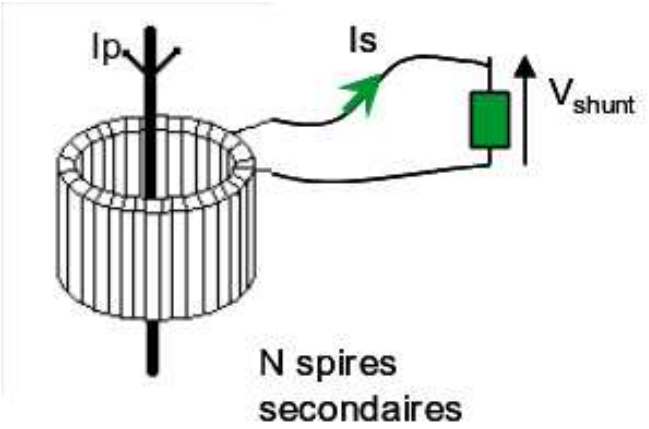


FIGURE 9.1 – Transformateur de courant

Il s'agit, ici, de vérifier, par simulation, que le transformateur garde un rapport de transformation constant quelle que soit l'amplitude du courant I_p. On s'intéressera également à vérifier que la part des pertes fer consommées par le transformateur reste faible par

TABLE 9.1 – Caractéristiques du transformateur de courant

Paramètres	Valeur	Définition
L (mm)	98.96	Longueur moyenne du tore
S (mm^2)	123.5	Section droite du tore
Matériau magnétique	FeSi GO	Fer Silicium à grains orientés (M0)
f (Hz)	50	fréquence nominale de fonctionnement
N_s	630	Nombre de spires secondaire
R_{shunt} (Ω)	1020	Résistance de shunt
$R_{primaire}$ (Ω)	négligeable	Résistance série du bobinage primaire
$R_{secondaire}$ (Ω)	3	Résistance série du bobinage secondaire

rapport aux pertes joules.

9.2.1.2 Modélisation dans Reluctool

Le transformateur a été simulé avec le logiciel Reluctool v2, développé dans la thèse de Thaï-Phuong DO [DO, 2010]. La partie magnétique du tore est représentée par deux bobines et d'une « réluctance dynamique » pour le circuit magnétique. On peut voir sur la figure 9.2 une capture d'écran du schéma magnétique saisi dans le logiciel.

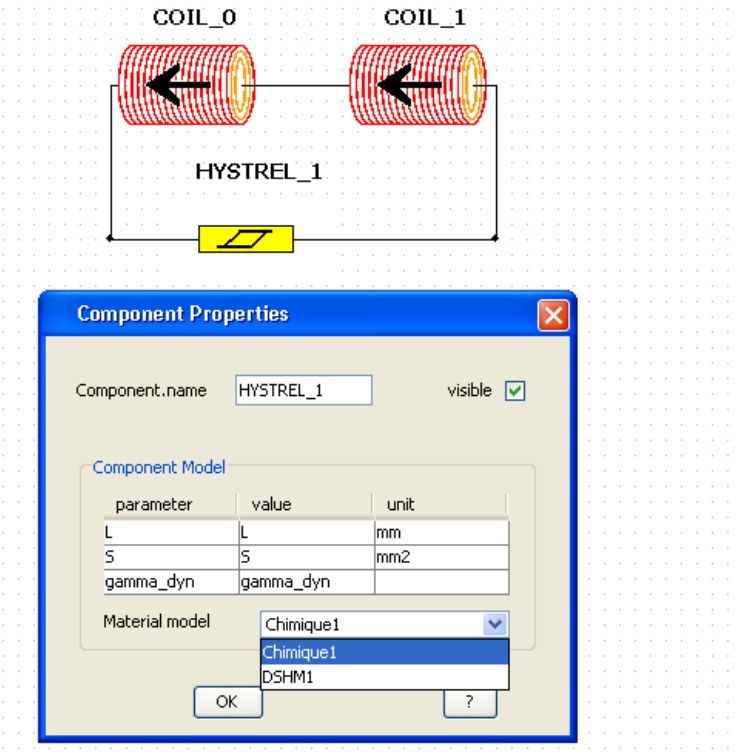


FIGURE 9.2 – Schéma magnétique avec les composants de Reluctool v2

On voit dans la figure 9.2 une boîte de dialogue qui sert à renseigner le logiciel sur les dimensions et sur les propriétés du matériau. Dans Reluctool v2, le modèle DSF [1] a été

1. voir chapitre 6

implanté et plusieurs modèles statiques (nécessaires au modèle DSF) également. Pour cette application, il a été choisi d'utiliser pour représenter le comportement statique du matériau le modèle « chimique (voir chapitre 6) ». Le matériau utilisé est le même que celui éprouvé au chapitre 6 et les paramètres sont par conséquent déjà connus (tableau 6.2).

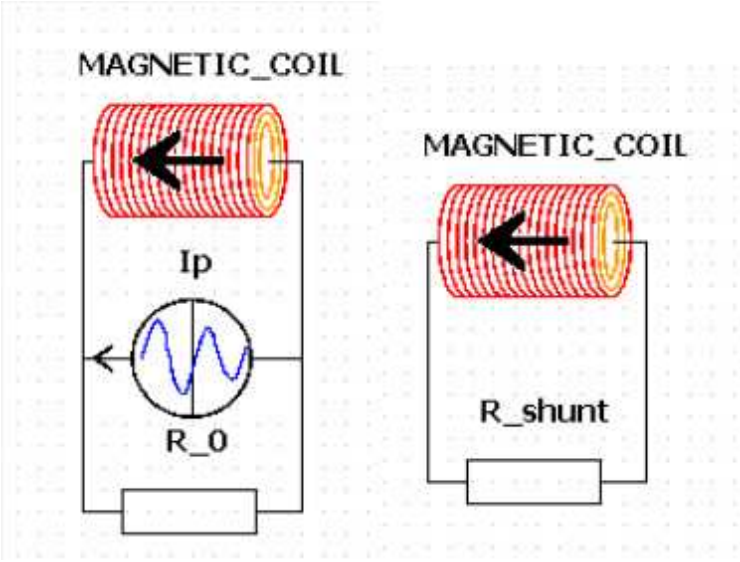


FIGURE 9.3 – Schéma électrique avec les composants de Reluctool v2

Les circuits électriques, correspondants à « coil0 » et « coil1 » dans la figure 9.2, sont représentés sur la figure 9.3. Nous notons, sur cette figure la présence de la résistance R_0 en parallèle de la source de courant alimentant la bobine primaire. Cette résistance est rajoutée pour éviter que le logiciel ne considère une liaison entre deux sources de courant (le générateur de courant proprement dit et la bobine).

9.2.1.3 Résultats

Une fois les schémas électriques et magnétiques saisis et renseignés, Reluctool v2 nous permet dans un premier temps d'observer les formes d'ondes temporelles des courants primaires ramené au secondaire I_p/N_s et du courant secondaire I_s.

Nous pouvons observer sur la figure 9.4 un écart d'amplitude et également un écart de phase entre les deux signaux. Ces écarts traduisent les imperfections du transformateur de courant que nous allons essayer de quantifier par la suite, à travers divers critères.

Nous commençons par tracer, sur la figure 9.5, les rapport de transformation I_s/I_p mesurés et simulés en fonction du courant à mesurer I_p. Nous pouvons observer que le transformateur de courant parvient à maintenir un rapport de transformation quasi-constant sur un peu moins de deux décades de courant. Les rapports de transformation mesurés et simulés sont en très bon accord pour $I_p < 0.2\ A$. Si $I_p > 0.2\ A$ les écarts entre rapports de transformation mesurés et simulés augmentent légèrement, tout en restant raisonnables.

Pour quantifier l'erreur produite par le transformateur de courant, nous introduisons l'erreur ϵ, définie par 9.1 :

$$\varepsilon = \frac{I_s - I_p/N_s}{I_p/N_s} \tag{9.1}$$

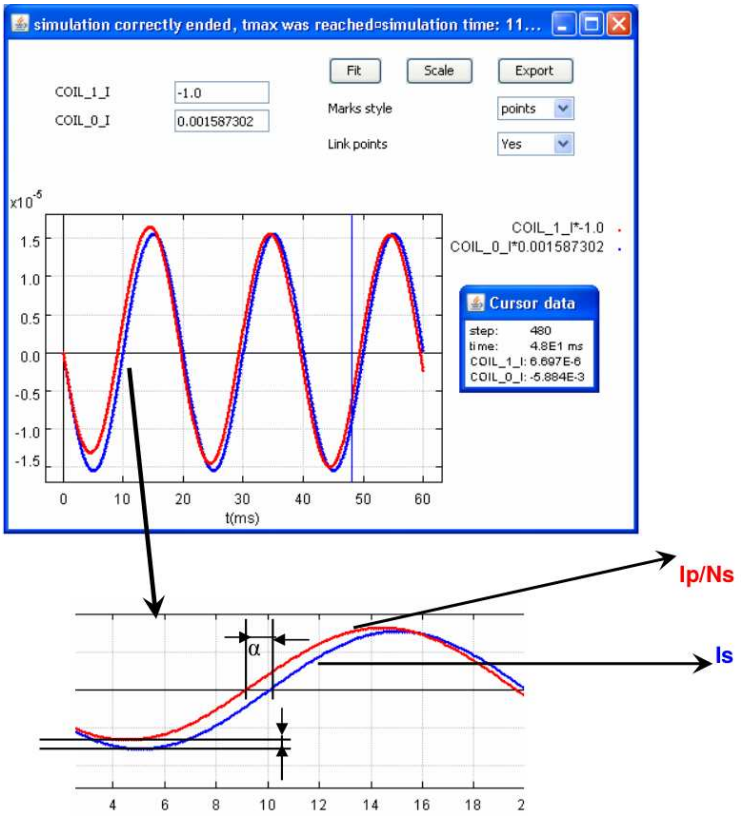


FIGURE 9.4 – Formes d'ondes des courants I_p/N_s et I_s

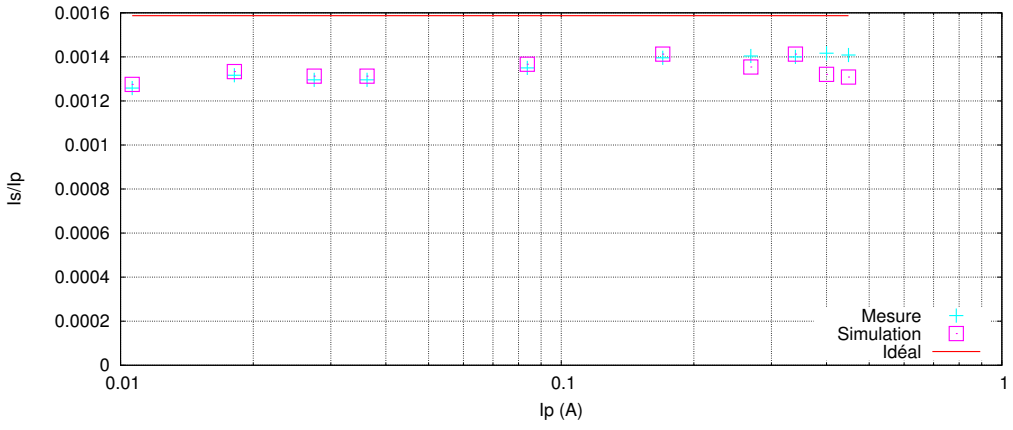


FIGURE 9.5 – Rapport de transformation I_s/I_p mesuré et simulé

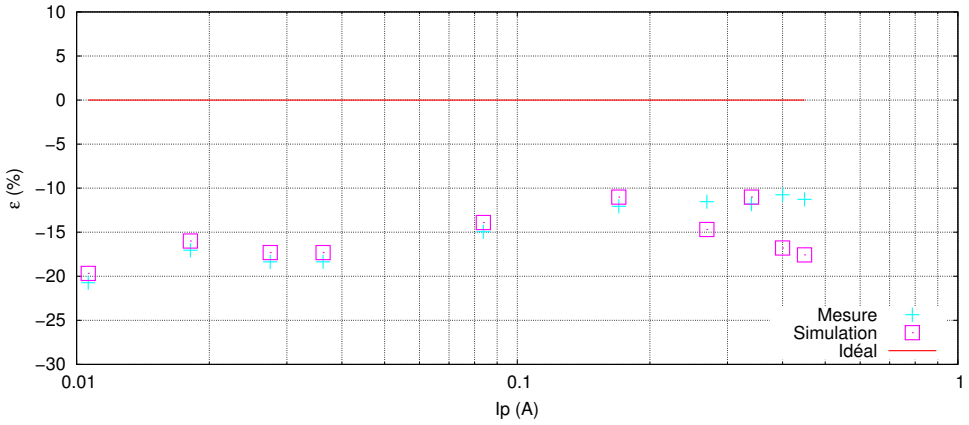


FIGURE 9.6 – Erreur relative du transformateur

L'erreur ε est calculée pour chaque valeur de I_p, à la fois pour les mesures et pour les simulations. La figure 9.6 montre les erreurs du transformateur mesurés et simulés en fonction du niveau de courant à mesurer I_p. On y retrouve les mêmes tendances qu'à la figure 9.5 : à savoir mesures et simulations sont en très bon accord jusqu'à $I_p = 0.2\ A$, ensuite les écarts sont un peu plus grands tout en restant raisonnables. L'erreur ε semble être malgré tout plus forte pour des faibles niveaux de courants ($15 < |\varepsilon| < 20\%$ pour $I_p < 0.08\ A$) qu'à forte amplitude ($10 < |\varepsilon| < 15\%$ pour $I_p > 0.08\ A$).

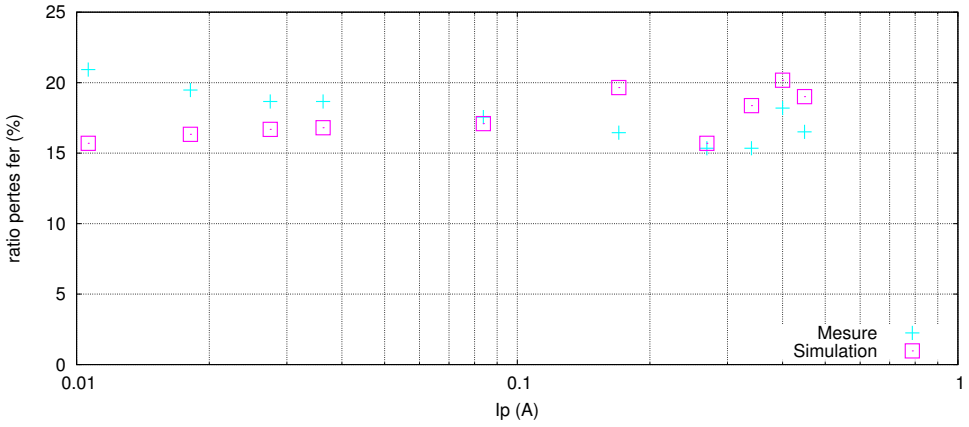


FIGURE 9.7 – Part relative de pertes fer par rapport au pertes totales

Enfin, le fait d'avoir introduit un modèle dynamique de matériau dans la simulation permet de connaître la puissance consommée par le matériau magnétique lorsque le transformateur réalise sa mesure. Nous comparons la part relative des pertes fer par rapport aux pertes globales (pertes joules secondaires essentiellement) de tout le système. La part des pertes fer mesurées et simulées est représentée figure 9.7. On constate que la simulation retrouve le même ratio de pertes fer que la mesure (avec un écart maximal d'environ 5%). On constate malgré tout, que les écarts sont plus prononcés pour les faibles valeurs de courant. Pour des faibles amplitudes de I_p, l'amplitude du champ d'excitation H va être faible également. Or nous utilisons pour représenter l'hystérésis statique le modèle « chimique », qui rencontrait quelques difficultés à reproduire correctement les cycles pour des faibles

amplitudes de H (voir chapitre 6). En effet, les cycles mesurés étaient plus larges que les cycles simulés pour $H < 10A/m$, induisant plus de pertes. Pour les faibles amplitudes de courant I_p, nous nous retrouvons vraisemblablement dans cette situation où la part des pertes fer mesurée est plus élevée que celle simulée.

9.2.2 Influence de la température sur la précision d'un transformateur de courant

Sur le même type d'applications, nous avons étudié l'influence de la température sur la précision d'un transformateur de courant. Ces travaux sont issus de la thèse d'Anh-Tuan BUI [Bui, 2011] et ont été publiés dans [A.T.Bui et al., 2012]. Ce transformateur de courant a été simulé avec la toolbox « Power Systems Blockset »de la suite logicielle Matlab-Simulink ®. Voir l'annexe C pour plus de détails quant à l'implantation des modèles dans cette suite logicielle.

9.2.2.1 Éléments constitutifs

Le circuit magnétique du transformateur est de forme torique. Ce tore est un ruban enroulé en FeNi78%[2], fourni par la société TCT [TCT, 2014]. Les dimensions du tore enroulé, ainsi que le nombe de spires primaire et secondaire (diamètre extérieur D_{ext}, diamètre intérieur D_{int}, la hauteur h, nombre de spires primaire N_1 et nombre de spires secondaires N_2), sont répertoriés dans le tableau 9.2.

TABLE 9.2 – Dimensions du circuit magnétique

D_{ext} (mm)	D_{int} (mm)	h (mm)	N_1	N_2
38	30.5	6	130	5000

9.2.2.2 Modélisation du matériau

Le comportement dynamique du matériau a été modélisé en utilisant le modèle DSF, vu au chapitre 7, car la fréquence d'utilisation maximale testée ($f_{max} = 50$ Hz), ne fait pas apparaître de phénomène de diffusion. Pour représenter le comportement statique du matériau (nécessaire au modèle dynamique), nous avons utilisé le modèle de Jiles-Atherton (JA), vu au chapitre 6. La méthode d'identification des paramètres avec la température utilisée est la méthode n°2 (M2)[3].

La figure 9.8 montre les cycles mesurés et simulés par le modèle JA pour deux températures (25°C et 185°C). Les simulations et les mesures sont en très bon accord. La figure 9.9 montre les variations relatives des cinq paramètres de Jiles-Atherton. Les valeurs initiales (à 25°C) sont reportées dans le tableau 9.3. Dans cette plage de température, la méthode d'identification M2 donne des paramètres précis et leur évolution avec la température est monotone. On peut donc se permettre d'interpoler les valeurs dans le cas où l'on aurait à simuler une température ne faisant pas partie de celles mesurées.

2. d'autres éléments sont présents mais non connus
3. voir chapitre 6

TABLE 9.3 – Valeurs des paramètres de JA à 25°C

M_s (A/m)	k (A/m)	c	a (A/m)	α
575964	3.85	0.47	3.74	$1.89e^{-5}$

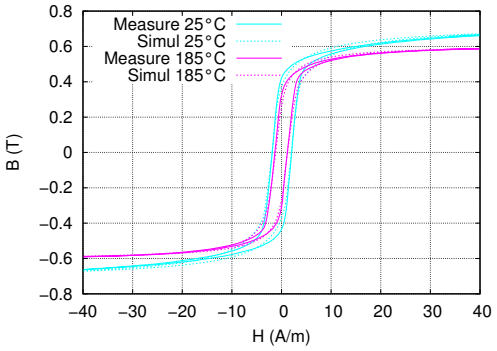


FIGURE 9.8 – Cycles d'hystérésis statiques mesurés et simulés par le modèle JA pour différentes températures

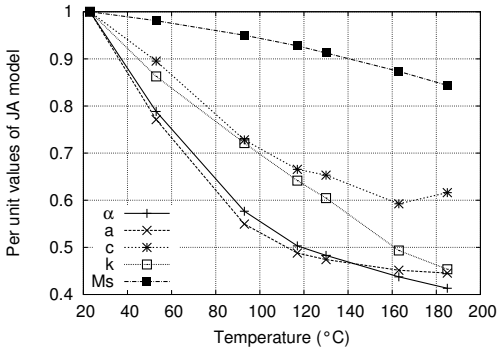


FIGURE 9.9 – Variation relative des paramètres de JA en fonction de la température

La figure 9.10 montre les cycles mesurés et simulés par le modèle DSF pour deux températures (25°C et 185°C) à la fréquence de 50 Hz. Les simulations et les mesures sont en très bon accord. La figure 9.11 montre la variation du paramètre γ du modèle DSF. Comme mentionné au chapitre 7, γ a tendance à diminuer majoritairement à cause de la diminution de la conductivité électrique du matériau magnétique avec la température.

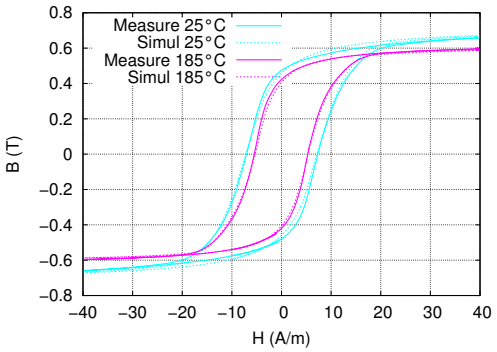


FIGURE 9.10 – Cycles d'hystérésis mesurés et simulés par le modèle DSF pour différentes températures

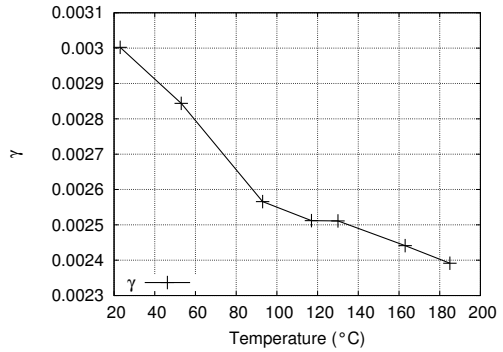


FIGURE 9.11 – Variation relative du paramètre γ du modèle DSF en fonction de la température

La figure 9.12 montre les histogrammes, en fonction de la température, de différentes erreurs :

— ε_1 est l'erreur relative entre l'induction maximale mesurée et simulée,
— ε_2 est l'erreur quadratique moyenne entre l'induction mesurée et simulée sur une période en régime quasi-statique,
— ε_3 est l'erreur relative entre les pertes dynamiques (à 50 Hz) mesurées et simulées
— ε_4 est l'erreur quadratique moyenne entre l'induction mesurée et simulée sur une

période en régime dynamique (à 50 Hz).

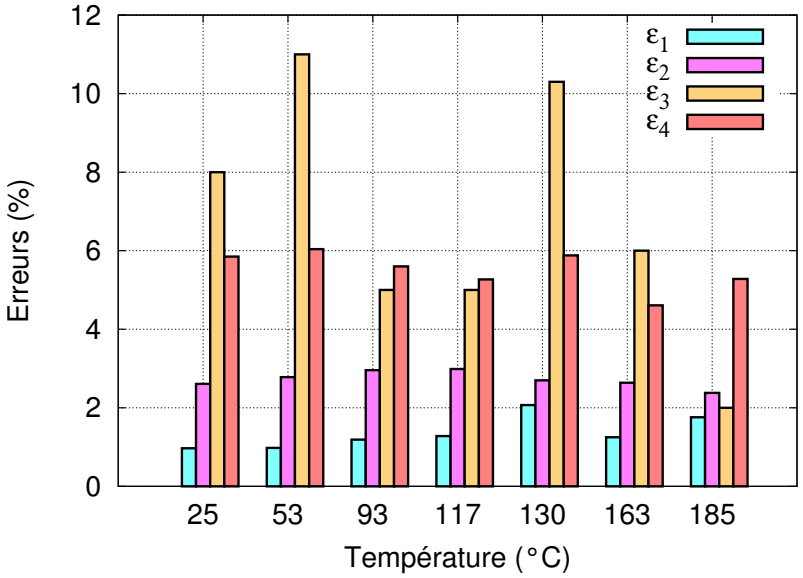


FIGURE 9.12 – Histogramme des erreurs entre mesures et simulations

Le modèle DSF associé au modèle de JA, pour ce matériau, donne de très bons résultats ($\varepsilon_i < 11\%$) quelle que soit la température. Nous pouvons dés lors modéliser le transformateur de courant avec une relative confiance.

9.2.2.3 Simulation et mesures sur le transformateur de courant

La figure 9.13 représente le schéma utilisé pour tester le transformateur de courant. Le signal sortant du GBF est amplifié grâce à un amplificateur qui délivre le courant i_1, au bobinage primaire, mesuré à l'aide d'une résistance de shunt au sein de laquelle il apparaîtra une tension v_{sh}. Le secondaire est raccordé à une résistance de charge R_c (de valeur 10 Ω), la tension générée à cette résistance est elle aussi mesurée, et est à l'image du courant secondaire i_2.

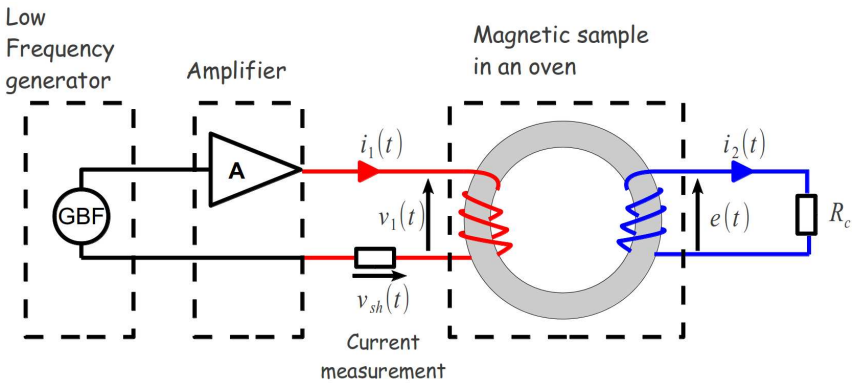


FIGURE 9.13 – Schéma du banc de test du transformateur de courant

Plusieurs mesures et simulations ont été réalisées à différentes amplitudes du courant i_1, différentes fréquences et différentes températures. Il est important de préciser, ici, que du

fait du grand nombre de spires secondaires (5000) et du diamètre du fil qui est très fin, que la résistance du bobinage secondaire est non négligeable. Comme le bobinage secondaire va subir l'effet de la température, sa résistance série R_2 (non représentée sur le schéma), va augmenter de manière très significative. De manière à prendre en compte cette variation de température, nous avons effectué quelques mesures à l'aide d'un simple ohmmètre pour différentes températures, afin d'identifier les coefficients $R_2(T_{amb})$ et α_1 de l'équation (9.2).

$$R_2(T) = R_2(T_{amb})\left[1 + \alpha_1 \left(T - T_{amb}\right)\right] \tag{9.2}$$

Après identification, nous trouvons les valeurs suivantes :

— $R_2(T_{amb}) = 58.36\Omega$

— $\alpha_1 = 3.8 \cdot 10^{-4}\Omega/°C$

Les figures 9.14 et 9.15, représentent les forces magnétomotrices primaires et secondaires (représentées avec un déphasage de 180°) pour $N_1 I_1 \approx 500$ At, f =20 Hz, pour T =25°C et T =185°C, respectivement. Dans ces figures, les suffixes "Meas" et "Simul" désignent les signaux mesurés et simulés respectivement.

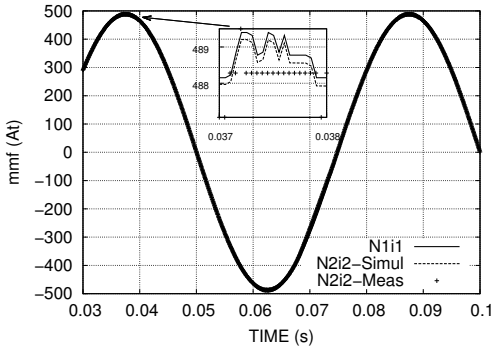


FIGURE 9.14 – Forces magnétomotrices primaires et secondaires pour $N_1 I_1 \approx$ 500 At, f =20 Hz, T =25°C

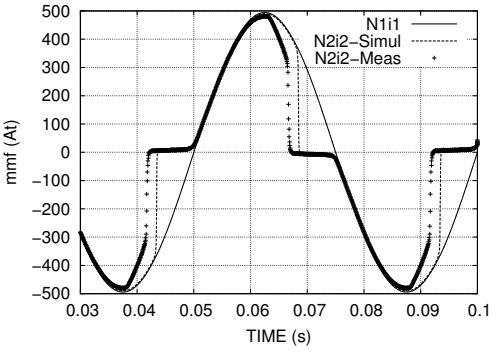


FIGURE 9.15 – Forces magnétomotrices primaires et secondaires pour $N_1 I_1 \approx$ 500 At, f =20 Hz, T =185°C

On peut voir qu'à 25°C, la force magnétomotrice secondaire est quasi confondue avec la force magnétomotrice primaire. Le transformateur fonctionne donc parfaitement comme il est prévu. A 185°C, il apparaît une distorsion (due à la saturation du matériau magnétique [Stachel and Schegner, 2009]), sur la force magnétomotrice secondaire. Le courant secondaire n'est donc plus du tout à l'image du courant primaire. Ainsi, la précision du transformateur de courant décroit à haute température pour un même signal de courant primaire (même amplitude et même fréquence). Pour quantifier cette perte de précision, nous introduisons le critère *Error*, définie par l'équation (9.3).

$$Error(\%) = \frac{100}{N} \sum_{i=1}^{N} \left| \frac{N_1 i_1(i) + N_2 i_2(i)}{max(N_1 i_1)} \right| \tag{9.3}$$

Error représente la valeur moyenne absolue sur une période de la différence entre la force magnétomotrice primaire ($N_1 i_1$) et la force magnétomotrice primaire ($N_2 i_2$). N est le nombre de points par période du signal. Le cas idéal devrait donner $N_1 i_1(i) + N_2 i_2(i) = 0$. Les valeurs de *Error* mesurés et simulés dans différentes conditions de fréquence et de

température sont présentés sur les figures 9.16 et 9.17 respectivement. La barre de couleur sur la droite des figures représente les valeurs de *Error*. Plus la couleur est claire, plus *Error* est grand.

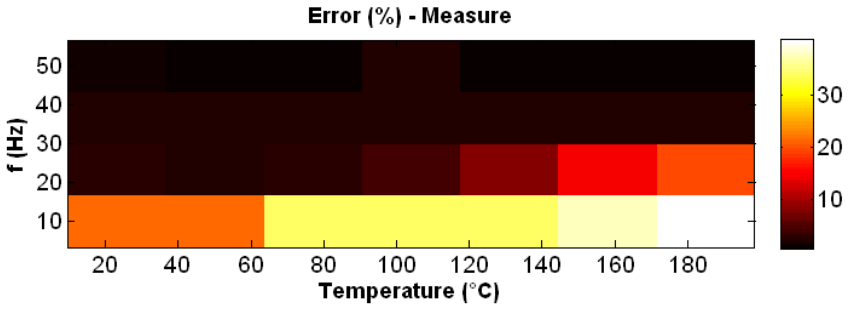


FIGURE 9.16 – *Error* mesurée en fonction de f et de T

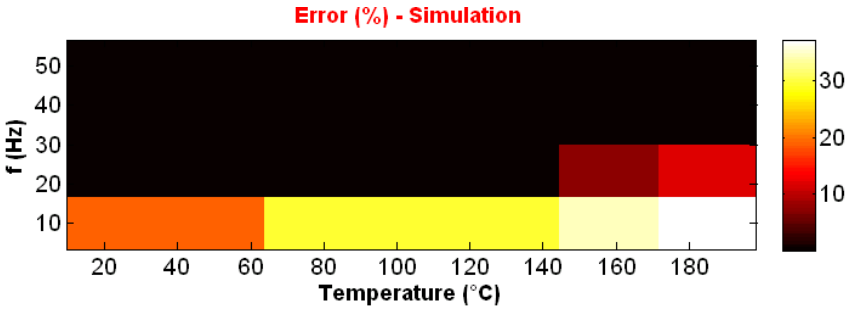


FIGURE 9.17 – *Error* simulée en fonction de f et de T

Les figures 9.16 et 9.17 montrent clairement que *Error* augmente significativement lorsque la température augmente et que la fréquence diminue. Le transformateur de courant fonctionne parfaitement à 50 Hz ($Error < 1\%$), quelle que soit la température. Lorsque la fréquence est autour des 20-30Hz, *Error* augmente avec la température ($Error \approx 8\%$ à 20 Hz et 130 °C). *Error* augmente jusqu'à 20%, même à basse température si la fréquence est inférieure à 20 Hz.

Ainsi, l'on peut dire que la précision du transformateur dépend de la fréquence, de la température et de l'amplitude du courant primaire [4]. Pour une même amplitude du courant primaire, la précision du transformateur de courant diminue, lorsque la fréquence diminue et lorsque la température augmente. Les figures 9.16 et 9.17 montrent que la modélisation mise en place est à même de retrouver ce comportement.

Nous avons également utilisé la modélisation pour tenter de savoir quel élément est le plus défavorable à la précision du transformateur de courant lorsque la température augmente. S'agit-il de l'augmentation de la résistance série R_2 du bobinage secondaire ou bien de la détérioration des propriétés magnétiques du matériau magnétique (notamment la baisse de l'induction à saturation). Pour ce faire, nous avons réalisé trois simulations différentes et calculé *Error* dans chaque cas. La figure 9.18 montre *Error* (pour $N_1 I_1 = 500$ At et $f = 20$ Hz) en fonction de la température pour les trois cas suivants :

4. non montré ici, se référer à [Bui, 2011]

— Seule la valeur de R_2 est réactualisée à chaque température. Le matériau magnétique garde ses propriétés constantes (fixées à 25°C)(courbe « Resistance »).
— R_2 est maintenue constant à sa valeur à la température de 25°C. Les propriétés du matériau magnétique sont réactualisées pour chaque température (courbe « Material »).
— A la fois la résistance R_2 et les propriétés du matériau magnétique sont réactualisées à chaque température(courbe « Resistance and Material »).

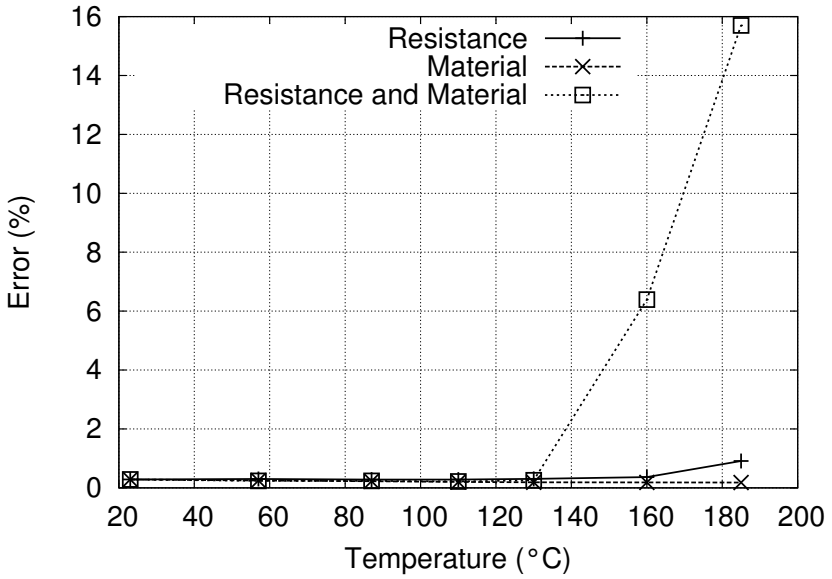


FIGURE 9.18 – *Error* en fonction de T pour trois cas différents

On peut observer sur la figure 9.18, que *Error* est très bas dans les trois cas étudiés si la température est inférieure à 130°C. Après 130°C, il apparaît une grande dérive de *Error*, mais uniquement dans le cas où à la fois la résistance R_2 et les propriétés du matériau magnétique sont réactualisées à chaque température. Ce sont donc les deux effets cumulés (augmentation de la résistance secondaire et détérioration des propriétés magnétiques), qui font que la précision du transformateur décline avec la température.

9.2.3 Conclusion sur les transformateurs de courant

Nous avons pu voir que le modèle DSF associé tantôt au modèle chimique, tantôt au modèle de JA, pour la partie statique permet d'obtenir un certain nombre d'indicateurs (précision, rapport de transformation, pertes fer) virtuellement avec un bon indice de confiance. Les ingénieurs peuvent alors se servir de ces outils pour, dans un premier temps, changer les dimensions du système afin d'étendre la gamme du capteur, en terme d'amplitude, de fréquence, de température,... Dans un second temps, en supposant que plusieurs matériaux candidats aient été choisis, caractérisés et les paramètres des modèles bien identifiés, choisir le meilleur matériau, grâce aux outils de modélisation, pour leur application. Nous tenterons d'en donner quelques exemples dans la section suivante, ainsi que dans la dernière de ce chapitre.

9.3 Capteur de courant à effet Hall

Nous nous intéresserons ici aux capteurs de courant à effet Hall à boucle fermée. Ce type de capteurs est capable de mesurer des courants de tous types allant du continu à des fréquences de plusieurs dizaines de kHz [Waeckerlé et al., 2005, Waeckerlé et al., 2006]. Nous limiterons, dans un premier temps, notre étude à $f_{max} = 200$ Hz pour l'établissement du modèle magnétique, puis à $f_{max} = 2$ kHz avec le système complet.

9.3.1 Principe de mesure et problématique

Les principales parties du capteur de courant à effet Hall sont présentées sur la figure 9.19. Le courant primaire I_p, passant à l'intérieur du capteur crée un champ magnétique canalisée par le circuit magnétique. Le flux magnétique ϕ est dirigée vers l'entrefer, où est placée une sonde à effet Hall, qui délivre une tension proportionnelle à l'induction magnétique. La carte électronique convertit cette tension en un courant secondaire I_s, qui doit, à tout instant, être proportionnel au courant primaire et au nombre de spire primaires et secondaires (N_p et N_s respectivement), en respectant l'équation (9.4)

$$N_p I_p + N_s I_s = 0 \tag{9.4}$$

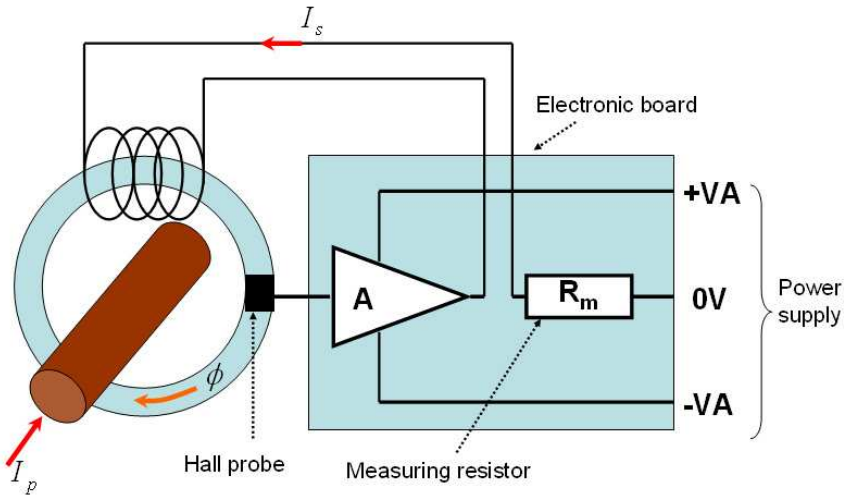


FIGURE 9.19 – Principales parties du capteur de courant à effet Hall

La carte électronique comporte un grand nombre de composants (transistors, diodes, résistances, condensateurs,...). Pour étudier cette carte, les outils les plus adaptés sont les logiciels de type circuit. Or pour pouvoir simuler l'ensemble du capteur (carte électronique et circuit magnétique), les ingénieurs ont besoin d'un modèle de circuit magnétique précis et pouvant s'intégrer aisément dans un logiciel de type circuit. Comme pour le transformateur de courant, le détail de l'implantation des modèles est reportée en annexe C. Nous proposons, ici, de nous concentrer sur le protocole d'identification des paramètres géométriques du circuit magnétique équivalent établi pour modéliser le circuit magnétique du capteur, dans un premier temps, puis de vérifier que ce protocole donne des résultats

satisfaisants sur plusieurs capteurs différents (ES300, ES500, ES1000, ES2000[5] qui sont commercialisés par la société ABB) et enfin de tester virtuellement ce que donnerait un changement de matériau sur le fonctionnement du capteur. Quelques caractéristiques de ces capteurs sont données en annexe D.

9.3.2 Modélisation du circuit magnétique du capteur

Comme nous avons pu le voir, sur le schéma de la figure 9.19, le circuit magnétique du capteur comporte un entrefer. Cet entrefer va être à l'origine de fuites magnétiques qui ne permettent pas de considérer les grandeurs magnétiques comme homogène le long du pourtour du circuit magnétique. Pour rendre compte de cet effet, des simulations éléments finis 3D ont été réalisées en magnétostatique, avec le logiciel MAXWELL®. Les figures 9.20 et 9.21, montrent le module de l'induction magnétique pour deux niveaux de courants différents.

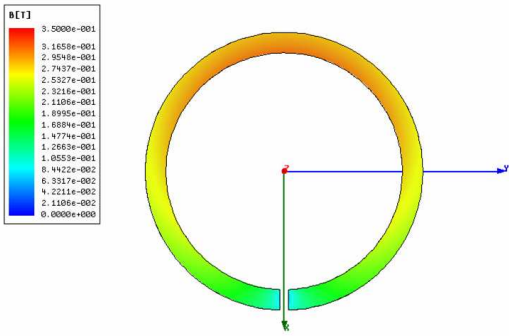


FIGURE 9.20 – Module de l'induction magnétique dans le circuit magnétique pour $N_p I_p = 80A$

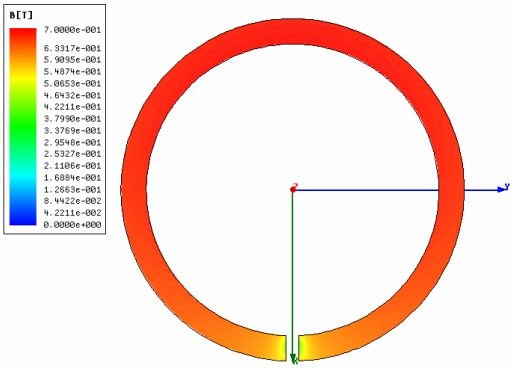


FIGURE 9.21 – Module de l'induction magnétique dans le circuit magnétique pour $N_p I_p = 800A$

La figure 9.20 montre que l'induction est plus élevée du côté opposé à l'entrefer sur quasiment la moitié du tore. Ce phénomène est accentué si le matériau est saturé comme sur la figure 9.21. Pour prendre en compte les fuites magnétiques, nous proposons de modéliser le circuit magnétique par un circuit magnétique équivalent qui aurait la topologie présentée sur la figure 9.22.

Dans le schéma de la figure 9.22, les éléments et les grandeurs en présence sont :

— $\Re_1$, $\Re_2$, $\Re_3$: Tubes de flux du circuit magnétique torique
— $\Re_{leak}$: tube de flux représentant les fuites
— $\Re_{ag}$: tube de flux représentant l'entrefer
— $N1I$, $N2I$, $N3I$: Sources de forces magnétomotrices fictives telles que $N1 + N2 + N3 = N_p$
— ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 : flux magnétiques de branches

Après analyse, pour représenter correctement les effets des fuites, les paramètres spécifiques qui ne peuvent pas être identifiés analytiquement ont été réduits au nombre de trois. Ces paramètres sont :

5. ES désigne le type de capteur et le nombre désigne le calibre du capteur

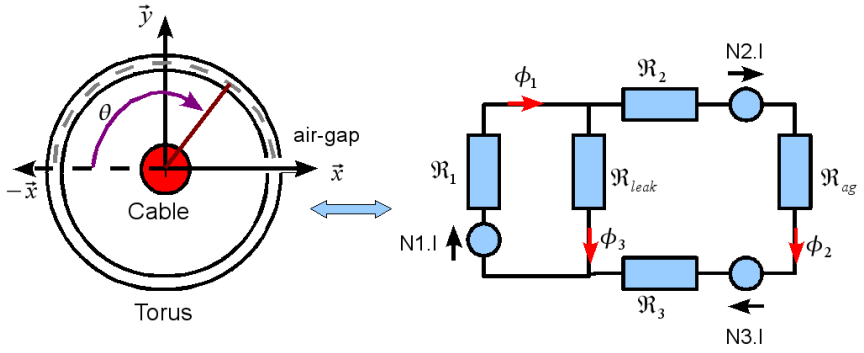


FIGURE 9.22 – Topologie du schéma magnétique équivalent

— α la position angulaire du tube de flux de fuites,
— S_{ag} la section du tube d'entrefer,
— S_{leak} la section du tube de fuites.

Nous identifions ces paramètres à l'aide d'un algorithme d'optimisation [Lagarias et al., 1998]. La fonction objectif (voir équation (9.5)), ici, est la distance moyenne normée entre les courbes de l'induction calculée par éléments finis 3D (B_{3DFE}) et celle calculée par le circuit magnétique équivalent B_{MEC} en fonction de la position angulaire θ (voir figure 9.22), le long du périmètre d'un demi circuit magnétique et d'un demi entrefer. n est le nombre de points de la courbe

$$OF_i = \frac{100}{n} \sum_{k=1}^{n} \sqrt{\left(\frac{B_{3DFE}(k) - B_{MEC}(k)}{max\left(B_{3DFE}\right)} \right)^2} \tag{9.5}$$

Dans le but de trouver des paramètres constants (indépendants du niveau de courant) et de réaliser un compromis entre le comportement linéaire ($N_p I_p$ faible) et le comportement saturé ($N_p I_p$ fort), deux fonctions objectifs sont évaluées (OF_1 pour $N_p I_p$ faible et OF_2 pour $N_p I_p$ fort). Puis, ces deux fonctions objectifs sont ramenées en une seule de manière à obtenir un seul objectif (équation (9.6)).

$$OF = \sqrt{OF_1^2 + OF_2^2} \tag{9.6}$$

Les résultats de l'optimisation sont montrés sur la figure 9.23. La postion angulaire de 180° correspond au centre de l'entrefer.

La figure 9.23 montre que la courbe du module de l'induction calculée par le schéma magnétique équivalent (MEC) est une courbe en forme de « marches d'escaliers ». La première partie des courbes MEC (de 0 à 150°) est l'induction dans $\Re_1$. La deuxième partie (de 151 à 178°) est l'induction dans $\Re_2$ et la dernière partie est l'induction dans l'entrefer. Après identification, les trois paramètres α, k_1, k_2 sont reportés dans le tableau 9.4 pour tous les types de capteurs. k_1 et k_2 sont des coefficients tels que $k_1 = S_{leak}/S_{MC}$ et $k_2 = S_{ag}/S_{MC}$, avec S_{MC}, la section droite du circuit magnétique.

L'on peut observer dans le tableau 9.4 que $k_2 > 1$, ceci peut être expliqué par l'épanouissement des lignes de champ dans l'entrefer. Similairement, $k_1 >> 1$, de manière à représenter l'intégralité des lignes de fuites en un seul tube de flux. La position angulaire α est sensiblement la même pour tous les capteurs excepté pour le ES300.

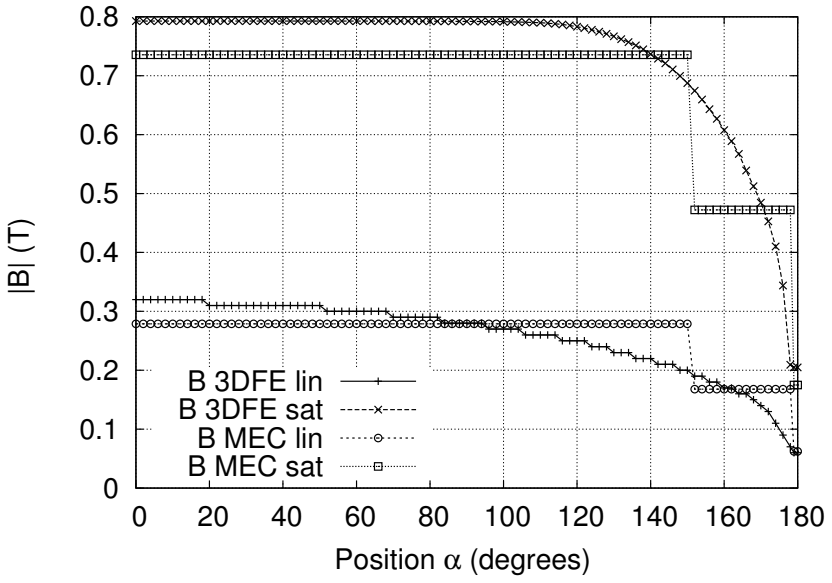


FIGURE 9.23 – Module de l'induction magnétique le long d'un demi circuit magnétique et entrefer. (MEC : Circuit Magnétique Équivalent, 3DFE : Éléments Finis 3D, lin : N_pI_p faible, sat : N_pI_p fort)

TABLE 9.4 – Valeur des paramètres pour chaque type de capteur

ES	α (degrees)	k_1	k_2	OF
300	94	47	3.53	1.99
500	150	33	2.7	1.43
1000	150	44	3.67	1.61
2000	138	53	3.32	1.51

9.3.3 Validation de la modélisation magnétique

Pour valider la modélisation magnétique, nous déconnectons dans un premier temps la carte électronique et la résistance de mesure est directement reliée au bobinage secondaire. Le courant primaire I_p est fourni par un onduleur. I_p est mesuré à l'aide d'un shunt et I_s est mesuré grâce à la tension au bornes de la résistance de mesure. Le signal I_p mesuré et enregistré dans un fichier texte est ensuite directement imposé à la simulation et nous comparons les I_s mesurés et simulés. Plusieurs niveaux de courant et de fréquences différentes ont été testés sur chaque type de capteur. Nous présentons, ici, ceux qui nous semblent les plus représentatifs. Les figures 9.24, 9.25 et 9.26 présentent les courants secondaires I_s mesurés et simulés pour le capteur ES1000, pour un signal I_p sinusoïdal de valeur efficace $I_p = 1000A$ et pour les fréquences $f = 5\ Hz$, $f = 20\ Hz$ et $f = 200\ Hz$ respectivement.

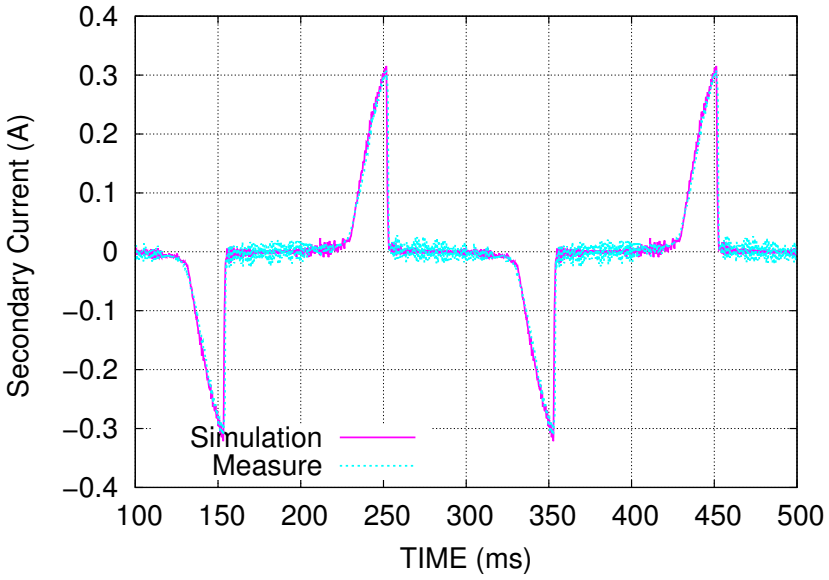


FIGURE 9.24 – Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 5Hz$

Les figures 9.24 et 9.25 montrent qu'à basse fréquence, le matériau magnétique sature, car la tension générée au secondaire ne génère pas suffisamment de courant pour compenser les ampère-tours primaires. Ceci induit, alors des distorsions dans le courant secondaire. Ce comportement est parfaitement retrouvé par notre modèle. A plus haute fréquence (figure 9.26), les distorsions disparaissent. Nous pouvons également voir sur la figure 9.26, les commutations de l'onduleur sur le courant primaire dans le courant secondaire.

La précision des résultats de simulation entre le courant secondaire mesuré (*Measure*) et le courant secondaire simulé (*Simulation*) est estimée par l'erreur quadratique ε. La figure 9.27 montre les variations de ε en fonction de la fréquence pour chaque type de capteurs. Nous pouvons observer que ε est du même ordre de grandeur pour chaque type de capteurs et que ε demeure relativement constant dans une large gamme de fréquences. Les erreurs plus élevées à basse fréquence peuvent être expliquées par le fait que pendant les distorsions les signaux sont fortement bruités, ce qui peut rajouter un peu d'erreur.

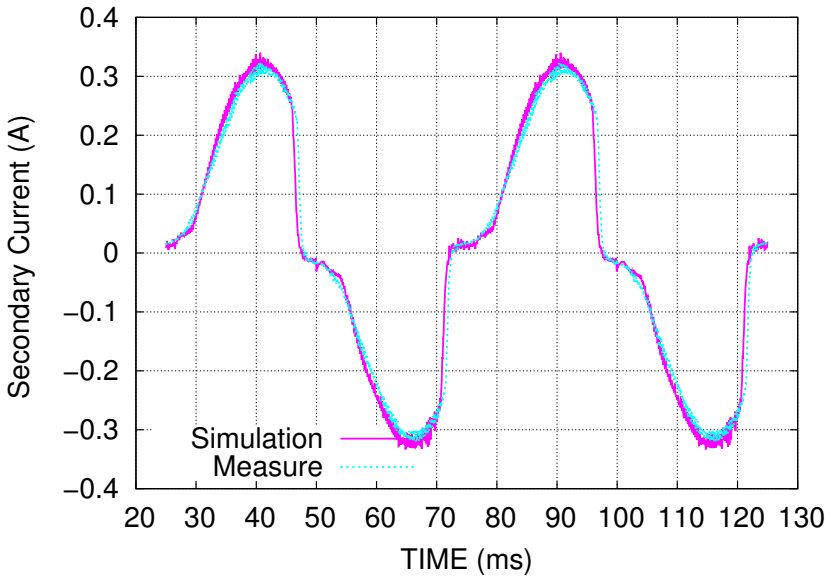


FIGURE 9.25 – Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 20Hz$

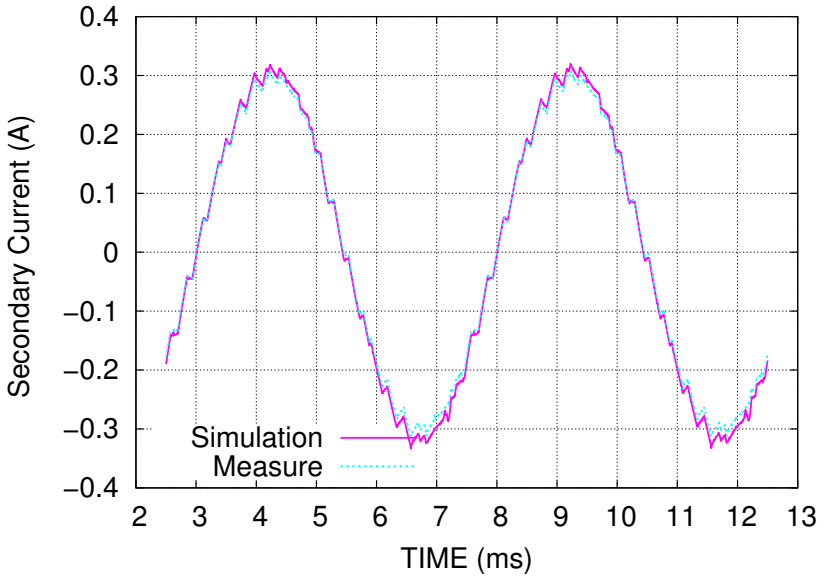


FIGURE 9.26 – Comparaison des courants secondaires mesurés et simulés pour $I_p = 1000A$ RMS, $f = 200Hz$

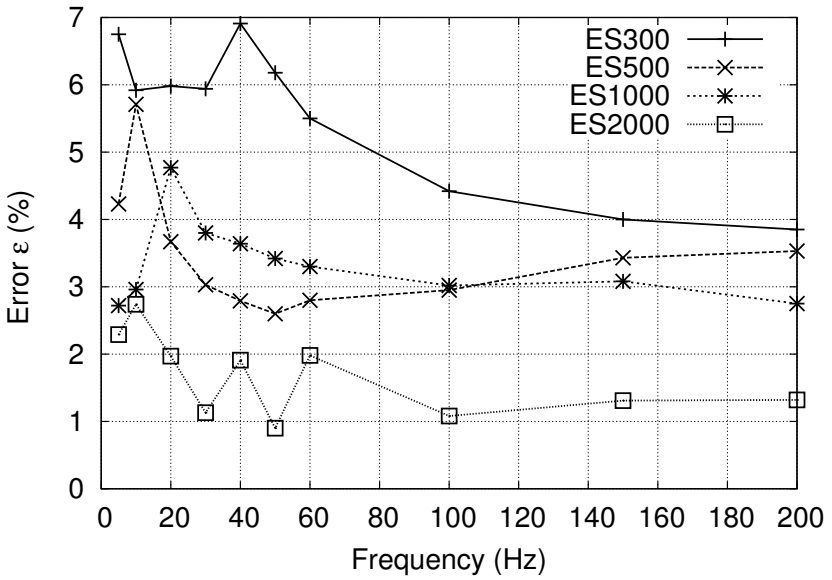


FIGURE 9.27 – Variations de ε en fonction de la fréquence pour chaque type de capteurs

9.3.4 Validation de la chaîne complète

Nous allons maintenant rajouté à la modélisation la carte électronique qui permet de réguler le courant secondaire de manière à ce qu'il soit à l'image du courant primaire. Les figures 9.28 et 9.29 montrent les courants primaires ramenés au secondaire ainsi que le courant secondaire mesuré et simulé, sur un capteur de type ES300 dans deux situations différentes. A gauche, la carte électronique n'est pas connectée et la situation est la même que précédemment et à droite la carte électronique est connectée et le signal d'entrée est le même que celui de la figure de gauche.

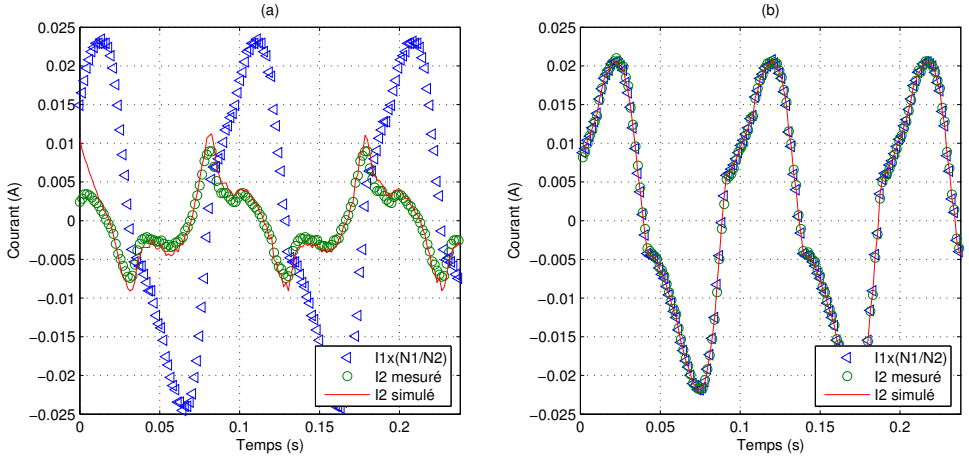


FIGURE 9.28 – Fonctionnement non régulé (à gauche) et régulé (à droite) pour un essai à $I_{max} = 40A$ et $f = 10Hz$

Nous pouvons constater sur les figures 9.28 et 9.29 que la modélisation mise en place permet de retrouver, quelle que soit la situation (fort courant, basse fréquence, carte élec-

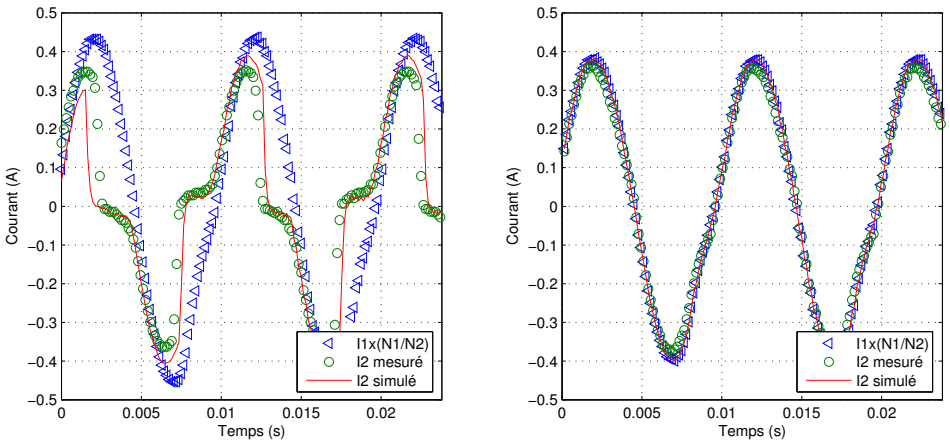


FIGURE 9.29 – Fonctionnement non régulé (à gauche) et régulé (à droite) pour un essai à $I_{max} = 800A$ et $f = 100Hz$

tronique connectée ou non), le courant secondaire mesuré. La carte électronique avec tous ses composants n'a nullement perturbé la simulation. Elle peut même dans certains cas, améliorer le temps de calcul. En effet, la saturation du circuit magnétique induit de fortes non-linéarités qui « forcent » le solveur à réduire son pas de temps de calcul, lorsqu'il se trouve dans cette zone. En fonctionnement régulé, on ne se retrouve jamais dans cette situation et cet écueil est évité. Il y a malgré tout plus de composants à simuler, mais le solveur est beaucoup mieux adapté à ce genre de situations.

Dans le tableau 9.5, nous donnons l'erreur quadratique moyenne en % entre le courant secondaire mesuré et simulé pour plusieurs essais que nous avons réalisés pour un fonctionnement régulé car ce dernier est le cas le plus intéressant et celui qui correspond le mieux à la réalité du fonctionnement du capteur.

Essai n°	**f (Hz)**	**I1 (A)**	**Erreur (%)**
1	10	40	1.84
2	40	350	1.02
3	100	750	2.86
4	500	750	5.68
5	1000	500	6.12
6	2000	300	1.67

TABLE 9.5 – Erreur quadratique suivant différentes valeurs de courant et de fréquence

Nous pouvons voir dans le tableau 9.5 que le modèle est à même de retrouver très correctement le courant secondaire simulé avec un erreur de 6% dans le pire des cas.

9.3.5 Test de matériaux candidats

Sur la base de l'indice de confiance que nous a fourni la validation de notre modèle sur le système réel. Nous avons testé virtuellement des matériaux usuels du génie électrique pour voir si notre modèle est à même de nous dire quel est le meilleur matériau pour

ce système. Ces matériaux sont un FeSi à grains orientés, le matériau existant $FeNi_{78}$ et un matériau nanocristallin type Finemet avec une perméabilité d'environ $\mu_r \approx 100000$. Pour ces trois matériaux, nous avons testé l'erreur quadratique moyenne entre le courant primaire ramené et le courant secondaire, pour plusieurs essais. Ces essais sont les mêmes que ceux répertoriés dans le tableau 9.5. Nous présentons également sur les figures 9.30 et 9.31, la différence instantanée entre le courant primaire et les courants secondaires ramené au primaire pour les trois matériaux en fonctionnement régulé.

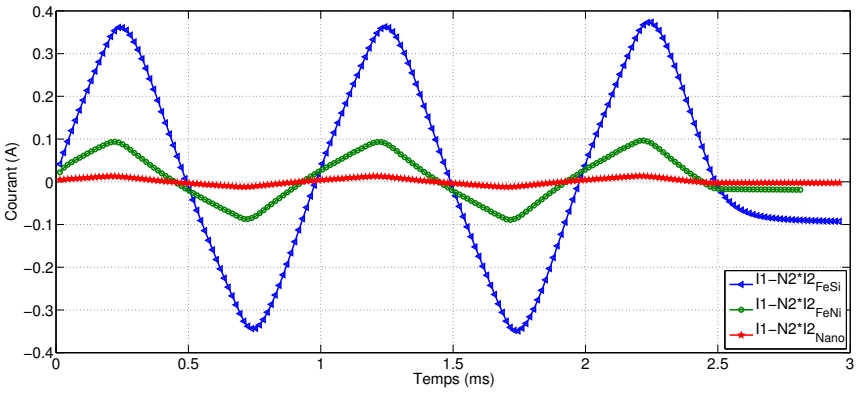


FIGURE 9.30 – Différence instantanée entre le courant primaire et les courants secondaires ramenés au primaire que donnerait chaque matériau (Essai n°5)

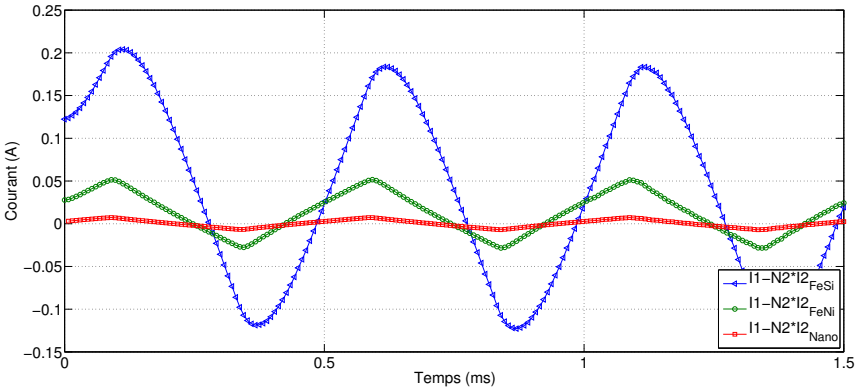


FIGURE 9.31 – Différence instantanée entre le courant primaire et les courants secondaires ramenés au primaire que donnerait chaque matériau (Essai n°6)

Le tableau montre clairement que le matériau FeSi est très loin derrière les autres, du point de vue de la précision, ceci justifiant l'utilisation d'un matériau FeNi par rapport à un FeSi. Par contre, la simulation semblerait montrer qu'avec un matériau de type nanocristallin, la précision du capteur serait améliorée. Tous les essais que nous avons pu faire vont dans ce sens. L'explication peut se trouver dans le fait que les matériaux nanocristallins ont un champ coercitif statique, certes du même ordre de grandeur que celui des FeNi, ce qui est favorable à la précision du capteur [Waeckerlé et al., 2005, Waeckerlé et al., 2006]. Cependant, le champ coercitif du matériau nanocristallin est moins sensible à la dynamique que celui du matériau FeNi, en particulier à cause de la résistivité plus élevée du matériau nanocristallin ($\rho_{nano} \approx 115\mu\Omega$.cm, $\rho_{FeNi} \approx 60\mu\Omega$.cm).

Essai n°	Erreur(%) FeSi	Erreur(%) FeNi	Erreur (%) nanocristallin
1	$1,28$	$6,77.10^{-4}$	$4,88.10^{-5}$
2	$0,12$	$1,4.10^{-2}$	$3,56.10^{-3}$
3	$4,2.10^{-2}$	$3,97.10^{-4}$	$1,44.10^{-5}$
4	$3,71.10^{-4}$	$8,3.10^{-6}$	$1,3.10^{-7}$
5	$4,83.10^{-2}$	$1,15.10^{-3}$	5.10^{-4}
6	$1,01$	$1,46.10^{-2}$	$5,6.10^{-3}$

TABLE 9.6 – Erreur quadratique pour différents matériaux

9.3.6 Conclusion sur les capteurs de courant à effet Hall

Comme nous l'avons montré par des simulations, l'utilisation d'un matériau nanocristallin pourrait donc s'avérer judicieuse pour ce système à condition de pouvoir découper avec soin l'entrefer pour y loger la sonde à effet Hall, ce qui reste encore de nos jours une tâche que peu d'industriels savent faire, car les matériaux nanocristallins sont très fragiles mécaniquement. Certains industriels, comme Vaccuumschmelze®, ont également remplacé la sonde à effet Hall par une sonde magnétique douce (en Vitrovac), pour diminuer l'offset et la dérive dus tous deux à la température et pour augmenter la sensibilité du capteur [Heumann and Reichert, 2007]. En résumé, des solutions nouvelles tant du point de vue des composants de l'électronique, de l'élément de mesure du champ magnétique ou du matériau et de la forme du circuit magnétique restent à inventer pour améliorer la précision et la robustesse aux contraintes de ce type de capteurs. En cela, les outils de modélisation doivent s'adapter à ces nouveaux besoins et nous espérons y avoir contribué.

9.4 Inductances de filtre CEM

9.4.1 Contexte et problématique

La modélisation retenue au chapitre 8 permet de séparer les grandeurs géométriques des grandeurs magnétiques. Cet avantage nous permet d'optimiser le volume d'un composant magnétique qui réalisera à la fois une inductance de mode commun (MC) et de mode différentiel (MD). Ces travaux ont été développés dans la thèse de Fanny MESMIN [MESMIN, 2012].

La topologie retenue est présentée sur la figure 9.32. Il s'agit d'une topologie avec entrefer. Le flux dû aux courants de mode commun passe par le tore externe et le flux dû aux courants de mode différentiel passe par la jambe centrale avec entrefer. La modélisation type circuit avec le logiciel circuit et le formalisme présenté au chapitre 8 est représenté sur la figure 9.33.

Cette figure reprend le modèle gyrateur-capacité décrit au chapitre 8. Les éléments dénommés « Tube_flux_MC1 », « Tube_flux_ MC2 » et « Tube_ flux_ jambe », représentent respectivement les 2 demi-tores et la jambe centrale ferromagnétiques. Le dernier élément « Tube_flux_ air » représente l'entrefer qui, avec le formalisme, retenu est modélisé par une capacité. L'objectif est, ici, de trouver un jeu de 5 paramètres qui sont :

— le diamètre extérieur D_{ext},

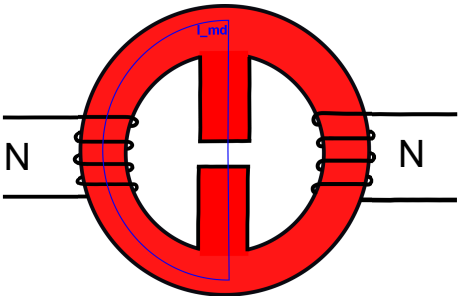


FIGURE 9.32 – Topologie avec entrefer

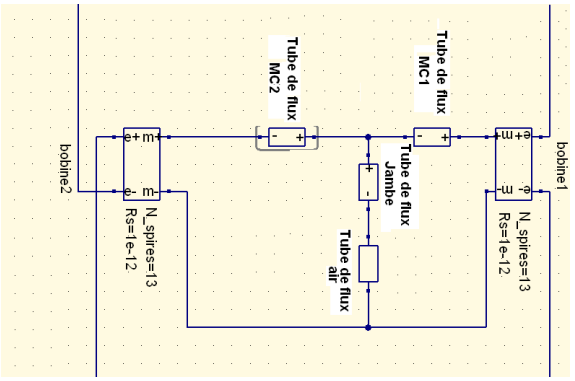


FIGURE 9.33 – Modélisation du composant magnétique unique avec le logiciel QUCS

— le diamètre intérieur D_{int},
— la hauteur $Haut$
— la longueur d'entrefer Ent
— le nombre de spires N.

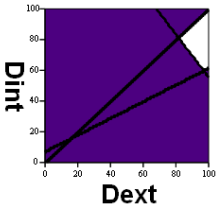
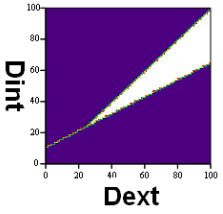
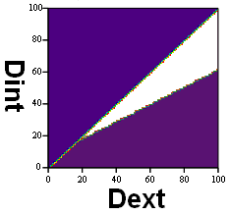
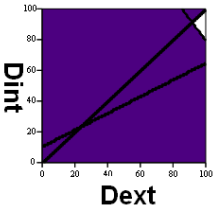
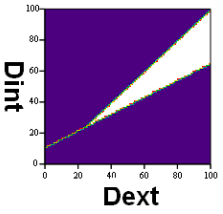
Ce jeu de paramètres doit faire en sorte qu'à la fois l'atténuation du composant soit au moins aussi bonne que le composant de référence et que le volume apparent global soit également plus faible que le composant de référence. Le composant de référence est, pour rappel, constitué de deux inductances discrètes. Ces inductances sont les mêmes que celles présentées au chapitre 8 (Tableau 8.1). Pour trouver ce jeu de paramètres, nous avons utilisé un algorithme d'optimisation basé sur les algorithmes génétiques [Goldberg, 1989, Davis, 1991, Haupt and Haupt, 2004]. Cependant, ces paramètres sont contraints par des équations géométriques et physiques qui limite l'espace des solutions. Ces contraintes sont :

— Les diamètres des tores (Diamètre extérieur (D_{ext})> Diamètre intérieur(D_{int})).
— Si la topologie doit avoir un entrefer (Entrefer (Ent)> 0)
— Toutes les topologies sont bobinées ($N > 0$)
— Le nombre de spires doit être contenu dans l'espace de bobinage (sur une seule couche).
— La condition de non-saturation du tore. En effet, même si nous avions vu que pour la topologie avec entrefer, le tore n'était pas saturé, il est préférable de le faire travailler dans sa zone linéaire, c'est à dire avant le coude de saturation.

Les contraintes de performance viennent également s'ajouter. Comme nous l'avons défini précédemment, la valeur de la tension aux bornes du RSIL [6] doit être au moins inférieure à celle du cas de référence, ce qui correspond à une meilleure atténuation. Pour savoir si un tel composant est réalisable, nous nous sommes intéressés à l'étendue du domaine de solutions avec les contraintes. Nous présentons dans le tableau 9.7 une étude comparative de ces contraintes où l'espace des solutions est défini par l'espace délimité par la couleur blanche. Les valeurs d'entrefer correspondent aux valeurs minimales pour le nombre de spires choisis. Les diamètres intérieur et extérieur des figures sont représentées en termes de pourcentage (0% : minimum ; 100% : maximum) de l'encadrement fixé au départ.

6. Réseau Stabilisateur d'Impédances de Ligne

TABLE 9.7 – Influence des contraintes sur le domaine des solutions

	Ent = 0.0871 mm	Ent = 0.125 mm	Ent = 0.31 mm
Nspires = 15			
Nspires = 21	impossible		

Les deux premières contraintes définissent un triangle, dans le plan D_{ext},D_{int} à autres valeurs fixées, de solution et imposent les dimensions minimales des diamètres extérieur et intérieur. Par ailleurs, nous remarquons que le domaine des solutions s'agrandit lorsqu'on augmente la valeur de l'entrefer et diminue lorsque le nombre de spires augmente. Ceci est principalement dû à la contrainte de non-saturation du matériau. On peut remarquer qu'à partir d'une certaine valeur d'entrefer (0.31 mm), cette contrainte n'a plus guère d'influence sur le domaine de solutions.

9.4.2 Résultats théoriques de l'optimisation

A partir des contraintes définies ci-dessus et de la définition du volume apparent du tore, nous obtenons le dimensionnement théorique suivant :

TABLE 9.8 – Le composant à entrefer et matériau unique (dimensionnement théorique)

$Dext(mm)$	$Dint(mm)$	$Haut(mm)$	$Ent(mm)$	N_{spires}	$Volume(cm^3)$
32.7	18.6	3.6	0.207	32	5.8

Ce résultat est très encourageant puisqu'il permet de réduire le volume du composant magnétique de 60 % par rapport aux composants de référence ($14.4cm^3$). Cependant, il s'agit d'un pur résultat théorique et les contraintes de faisabilité industrielle n'ont pas été prises en compte. Par la suite, nous présentons la solution qui satisfait à la fois les contraintes industrielles et le cahier des charges fixé.

9.4.3 Résultat pratique

Les contraintes industrielles à prendre en compte sont :

— La largeur de bande disponible qui conditionne la hauteur minimale et maximale du tore (5 mm, 6.2 mm, 8 mm, 10 mm, 15 mm, 20 mm et 25 mm).
— Le diamètre nécessaire pour faire passer la navette de la bobineuse qui conditionne le diamètre intérieur du tore (Tous les diamètres pairs compris entre 10 et 30 mm)
— Le foisonnement des bobinages primaire et secondaire (fixé habituellement à 0.9 par le bobineur) qui conditionne le nombre de spires maximale.
— la réalisation de l'entrefer.

Cette dernière contrainte est la plus sévère, car du fait du conditionnement (ruban) et de la fragilité du matériau nanocristallin, les formes et le découpage de ce matériau sont très limités. Après analyse, la solution la plus réalisable est celle présentée sur la figure 9.34, même si celle-ci nuit considérablement à l'objectif du volume apparent. Il s'agit en fait de découper un tore selon son diamètre et de le rajouter par dessus le premier perpendiculairement.

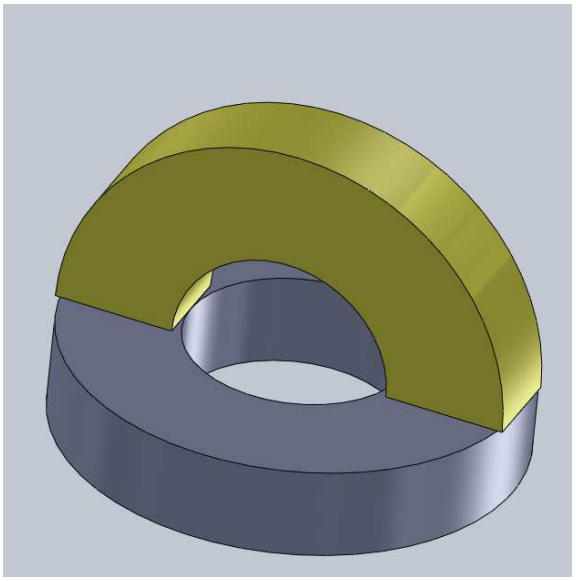


FIGURE 9.34 – Solution retenue pour réaliser le composant magnétique unique

Après intégration de ces nouvelle contraintes, nous obtenons les dimensions suivantes pour la structure retenue (Table 9.9).

TABLE 9.9 – Le composant à entrefer et matériau unique (dimensionnement industriel)

$Dext(mm)$	$Dint(mm)$	$Haut(mm)$	$Haut_{jambe}(mm)$	$Ent(mm)$	N_{spires}
36.1	24.8	5	8.5	0.14	22.9

Le prototype final est représenté sur la figure 9.35.

Nous intégrons les dimensions, ainsi que les courbes de perméabilité en fonction de la fréquence et nous simulons l'impédance en mode commun et en mode différentiel. Nous comparons ces deux courbes d'impédance à celles mesurées à l'impédancemètre pour vérifier

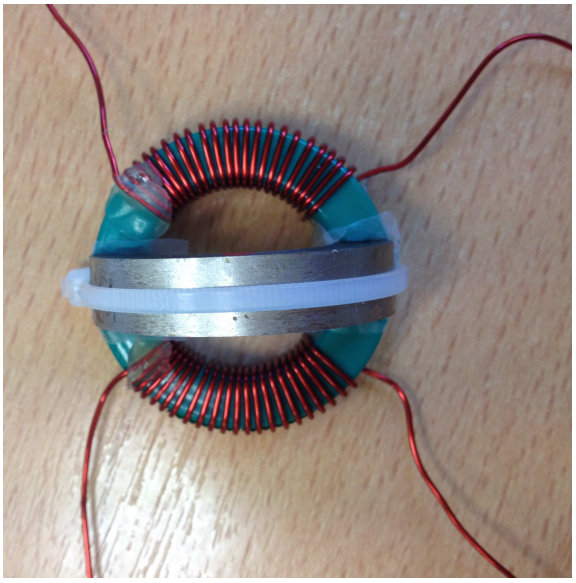


FIGURE 9.35 – Prototype final retenu

que la modélisation arrive bien à retrouver le comportement de ce composant particulier. Ces courbes sont représentées sur la figure 9.36.

Nous constatons que les impédances mesurées correspondent à celle simulées jusqu'à 1 MHz. Au delà les phénomènes parasites viennent entacher la mesure puisque nous n'avons pas modélisé les capacités parasites. Cette concordance nous permet d'avoir confiance en notre modèle pour représenter ce composant particulier. Les performances du prototype final, comparées à celles du composant de référence sont représentées sur la figure 9.37.

9.4.4 Conclusion sur les inductances de filtre CEM

Grâce à la prise en compte du comportement fréquentiel du matériau magnétique, nous avons pu dimensionner un composant magnétique unique réalisant les fonctions d'inductance de mode commun et de mode différentiel en incorporant les contraintes dues à son industrialisation. Le prototype final de composant magnétique unique obtenu permet une réduction de volume de 20 % par rapport au composant existant dans l'environnement que nous nous sommes fixé tout en étant plus performant en terme d'atténuation.

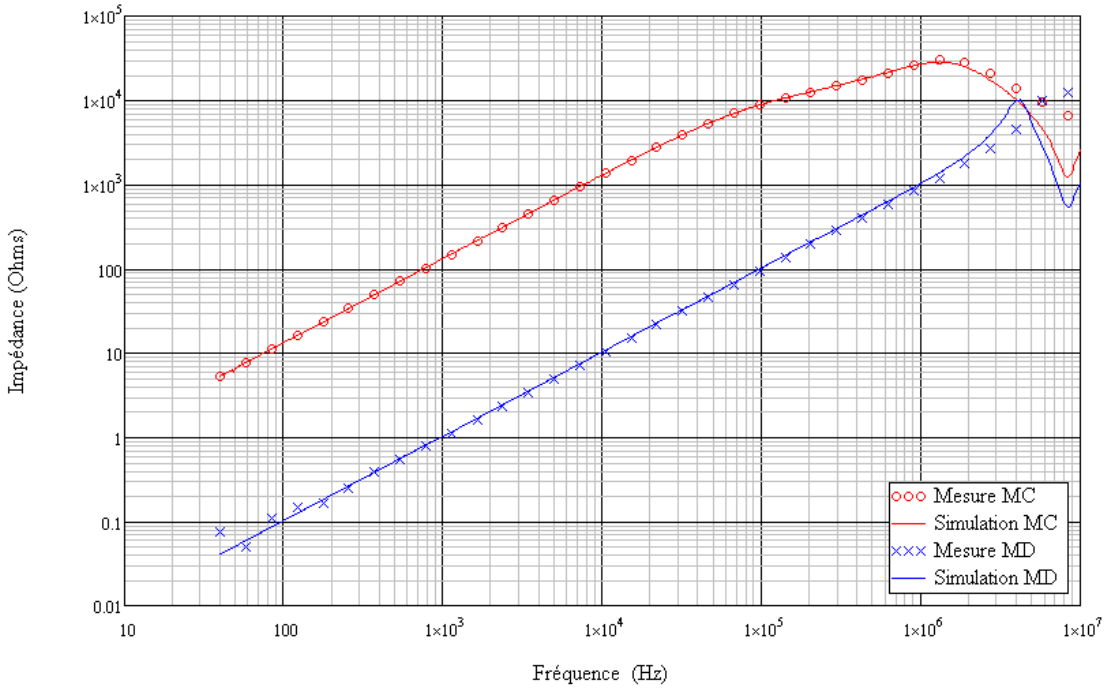


FIGURE 9.36 – Comparaison des impédances simulées et mesurées du prototype final

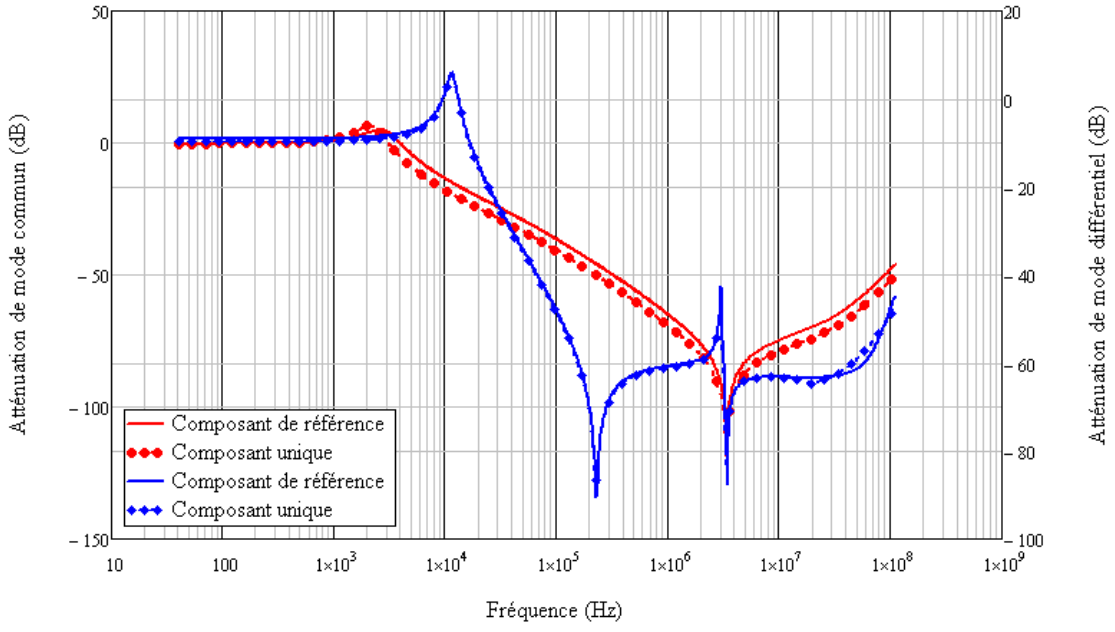


FIGURE 9.37 – Comparaison des performances du prototype final et du composant de référence. Mode commun : courbes rouges ; Mode différentiel ; courbes bleues

9.5 Relais de chaînes différentielles

9.5.1 Contexte et problématique

Tous les travaux de cette section sont issus de la thèse de Oualid MESSAL [Messal, 2013]. Nous cherchons ici à modéliser le comportement d'un relais électromagnétique utilisé dans les blocs de disjoncteurs différentiels domestiques. Le relais électromagnétique de référence que nous avons choisi est un relais fabriqué par la société Schneider Electric. Une photographie, avec un axe gradué, de ce relais se trouve en figure 9.38.

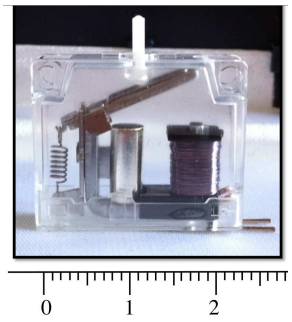


FIGURE 9.38 – Photographie du relais de référence. L'échelle de l'axe gradué est en cm

Comme on peut le voir, sur la figure 9.38, le relais est constitué d'une culasse et d'une palette magnétique mobile autour d'un axe. La palette est également attaché à un ressort. Il y a également un aimant cylindrique et une bobine. Au repos (sans courant dans la bobine), le relais est fermé (la palette est fermée sur la culasse magnétique). Le flux magnétique créé par l'aimant maintient cette situation malgré la force exercée sur la palette par le ressort. Un courant circulant dans la bobine va créer à son tour un flux qui va s'opposer à celui créé par l'aimant. Si la polarité et l'amplitude du courant est suffisant, le bilan des forces exercées sur la palette est alors perturbée et la force exercée par le ressort devient suffisante pour ouvrir le relais. Cependant, la culasse magnétique du relais est constitué d'un alliage en Supra 50 (voir tableau 9.10) massif. De ce fait, il apparaîtra au sein de la section de la culasse des courants induits qui vont limiter le flux magnétique créé et donc perturber le déclenchement du relais. Or, la norme **CEI60479** spécifie que le seuil de fibrillation ventriculaire varie avec la fréquence des courants alternatifs. Cette évolution suit la courbe « Limite » sur la figure 9.39. Les constructeurs doivent alors s'assurer que leurs dispositifs aient une courbe qui soit toujours en dessous de la courbe « Limite », malgré les effets néfastes des courants induits.

De manière à prédire correctement le fonctionnement du relais, nous avons mis en place une démarche de modélisation spécifique de ce dispositif et testé virtuellement, sur ce dernier, des alliages magnétiques de substitution (voir tableau 9.10) candidats à remplacer le Supra 50. Le relais a été modélisé en utilisant le formalisme des tubes de flux explicité dans l'annexe C, avec le modèle DWM implanté dans ces derniers.

9.5.2 Démarche et validation sur démonstrateur de référence

Pour pouvoir modéliser correctement le relais de référence, un certain nombre d'étapes de caractérisations électriques et magnétiques a dû être effectué. Ces étapes de caractérisa-

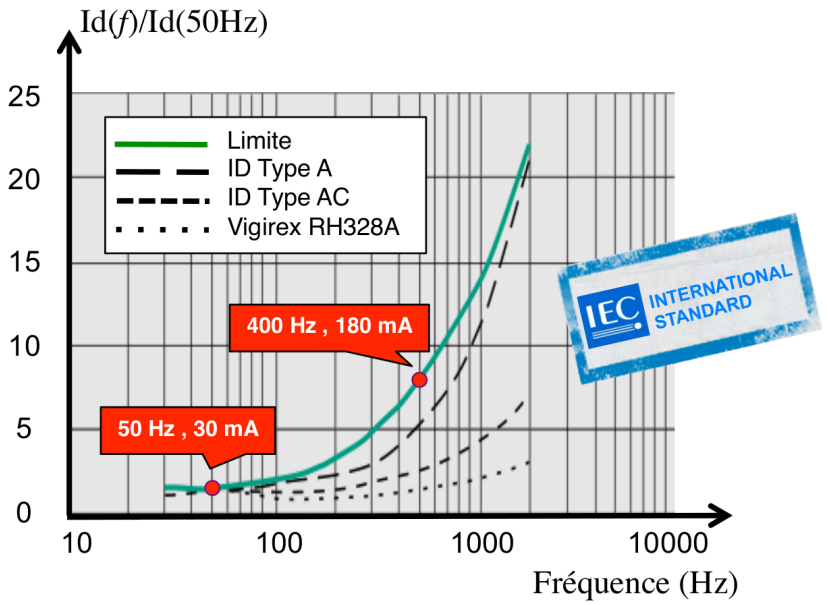


FIGURE 9.39 – Rapport du courant de déclenchement à une certaine fréquence sur le courant de déclenchement à 50 Hz en fonction de la fréquence de divers blocs différentiels et situation par rapport au seuil de fibrillation ventriculaire

TABLE 9.10 – Alliage de référence et alliages candidats

Coulée	**Alliage**	J_s à 20°C (T)	T_c (°C)
Supra 50	$FeNi_{48}$	1.5	450
Supra 36	$FeNi_{36}$	1.3	250
SV315	$FeNi_{31}Cr_2Cu_6Mn_{0.2}$	1	185
TD522-5	$FeNi_{30.5}Cr_2Cu_{6.4}Mn_{0.2}$	0.953	157
SV285	$FeNi_{30}Cu_6Mn_{0.3}$	1.085	205
TD565	$FeNi_{30}Cr_1Cu_{10}Mn_{0.2}$	0.975	191

tion ont eu lieu à la fois sur les matériaux magnétiques et sur le système complet (le relais). A partir de toutes ces données, nous avons pu constituer un modèle électromagnétique du relais que l'on peut simuler dans l'environnement Matlab-Simulink®. La démarche est résumée sur la figure 9.40 et la topologie du schéma magnétique équivalent est représenté sur la figure 9.41.

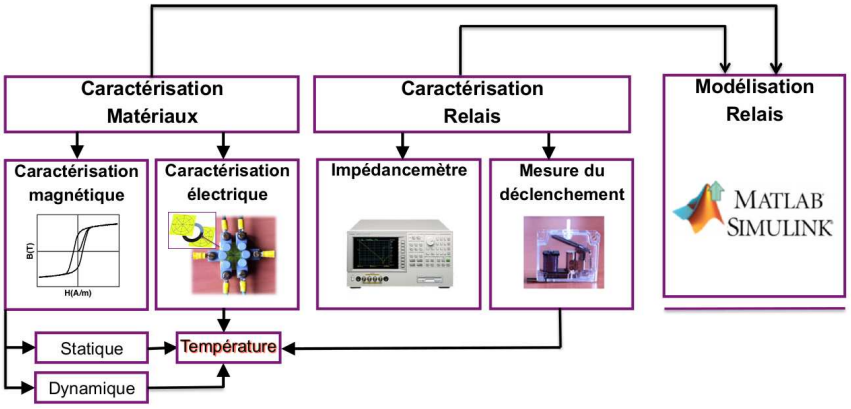


FIGURE 9.40 – Démarche de modélisation du relais

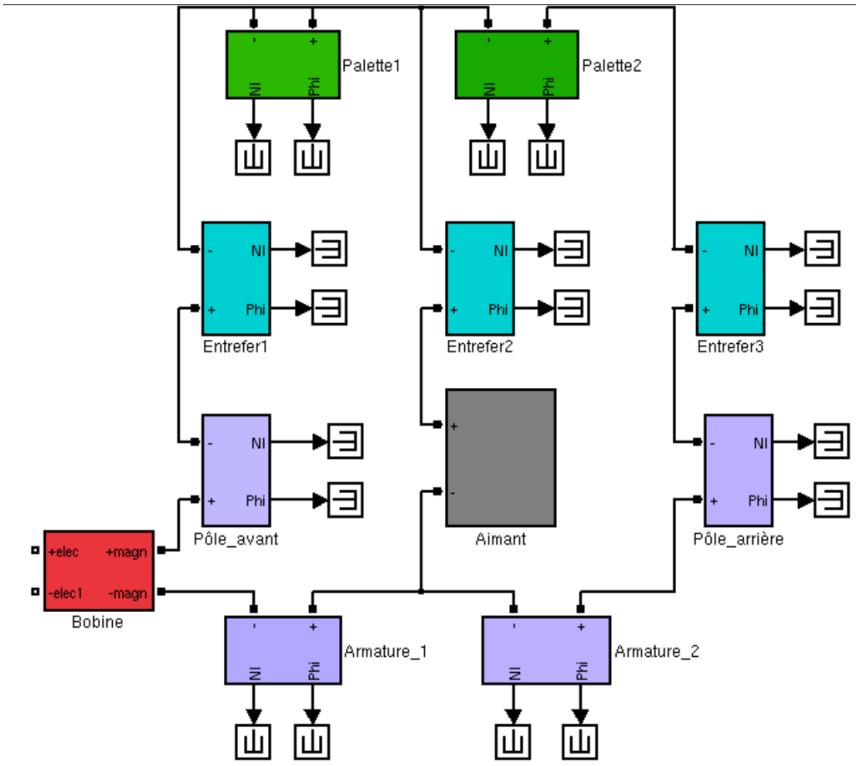


FIGURE 9.41 – Topologie du schéma magnétique du relais

Pour valider le modèle, nous avons identifié les paramètres technologiques qui nous étaient inconnus de manière à ce que l'impédance simulée du relais soit la plus proche de celle mesurée. Les paramètres identifiés sont dans le tableau 9.11 et les courbes d'impédances du relais mesurées et simulées sont présentées sur la figure 9.42.

TABLE 9.11 – Paramètres technologiques du relais

Nombre de spires	Entrefer 1 (μm)	Entrefer 2 (mm)	Entrefer 3 (μm)	B_r aimant (T)	μ_r aimant
508	15.52	0.108	15.52	0.72	3.9

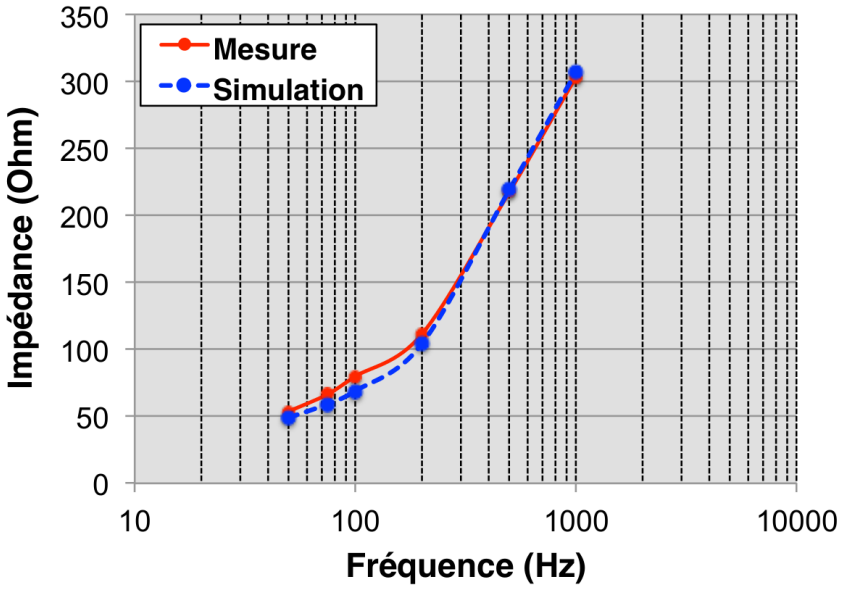


FIGURE 9.42 – Impédance du relais en fonction de la fréquence

Le modèle mis en place permet de reproduire correctement l'impédance du relais en fonction de la fréquence. Nous allons maintenant utiliser le modèle mis en place, en changeant uniquement le matériau magnétique de la culasse pour voir les conséquences techniques et économiques de ce changement de matériau.

9.5.3 Test de matériaux candidats

9.5.3.1 Comportement technique

La culasse du relais est en Supra50 et les autres matériaux candidats ont tous des teneurs en nickel inférieures à celles du Supra50 (voir tableau 9.10). Vouloir réduire la teneur en nickel dans les dispositifs électriques est avant tout une volonté économique qui se comprend aisément si l'on observe le prix du nickel ces dernières années (figure 9.43). En effet, le cours du Nickel est assez volatile et très incertain à prédire. La figure 9.43 présente le cours du Nickel depuis 2007 jusqu'en 2014 du « London Metal Exchange (LME) » [LME, 2014]. Comme on peut le voir sur la figure, le cours du nickel avait par exemple atteint un record vertigineux à 54100 dollars la tonne en 2007, avant de perdre sous l'effet de la crise 80% de sa valeur en à peine un an et demi. Réduire la teneur en Nickel permet d'être moins sujet à ces variations. Les nouveaux alliages FeNi(Cr,Cu) (tableau 9.10, publiés dans [Waeckerlé, 2010]) issus du département Recherche et Développement du groupe Aperam permettent de réduire significativement le pourcentage de Ni (donc le coût) vers 30%Ni.

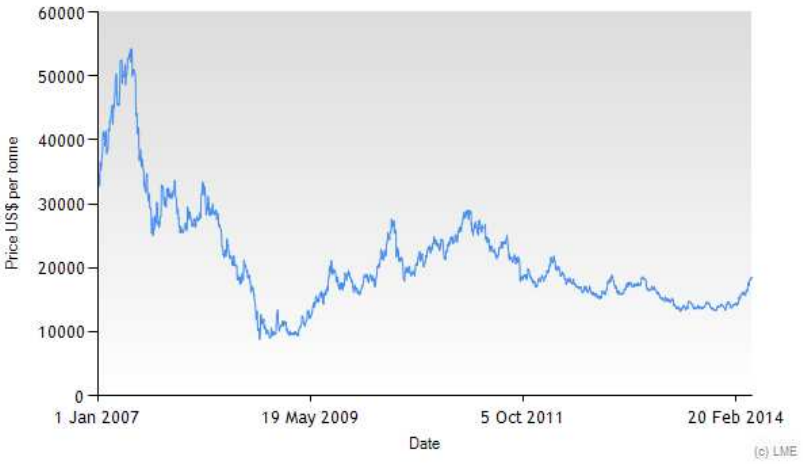


FIGURE 9.43 – Cours du nickel depuis 2007

Même si ces alliages sont intéressants économiquement, il revient aux ingénieurs de s'assurer que ces alliages rempliront leur mission technique. En caractérisant tous les matériaux candidats au préalable et en simulant les relais, nous pouvons comparer les courants de déclenchement à 25°C et à 85°C sur les figures 9.44 et 9.45 respectivement.

Nous avons constaté que le courant de déclenchement est lié à la perméabilité relative différentielle du matériau. Pour illustrer ce propos plus en détail, les courbes de perméabilité différentielle de tous les alliages étudiés sont superposées et tracées sur la figure 9.46. Cette dernière figure montre que plus la perméabilité différentielle du matériau autour du point de polarisation de l'aimant ($\approx$0.72 T) est grande, plus sera faible le courant de déclenchement.

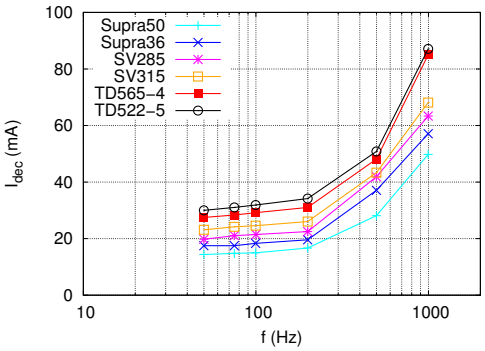


FIGURE 9.44 – Courants de déclenchements des relais virtuels en fonction de la fréquence à 25°C

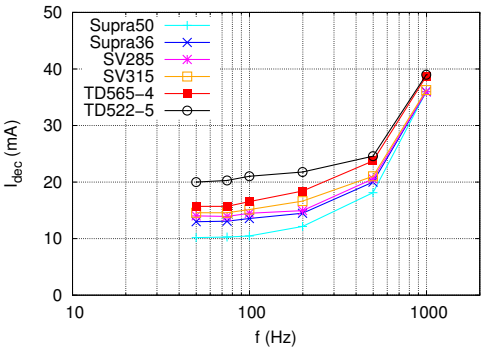


FIGURE 9.45 – Courants de déclenchements des relais virtuels en fonction de la fréquence à 85°C

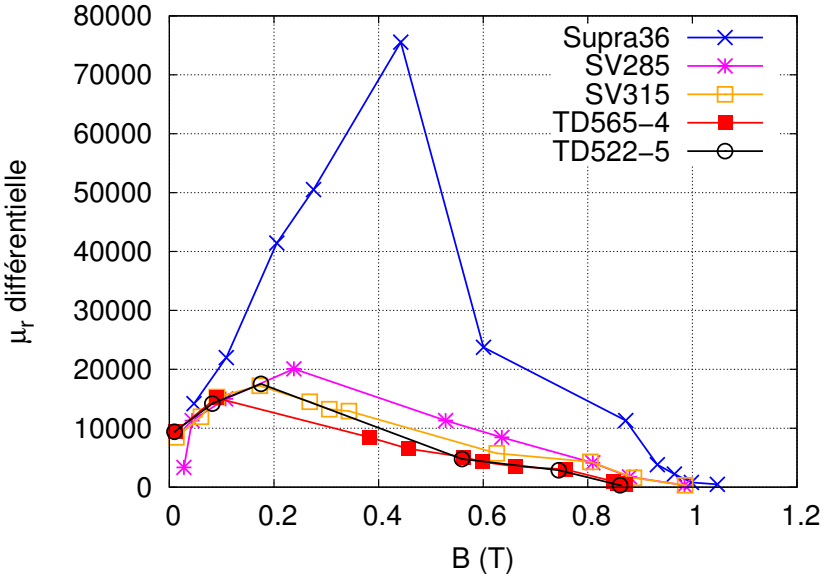


FIGURE 9.46 – perméabilité relative différentielle des alliages candidats en fonction de la polarisation à 25°C

Cette condition est vérifiée quelle que soit la fréquence (jusqu'à 1 kHz). L'examen de la figure 9.45 montre que les alliages Supra 36, SV285 et SV315 présentent pratiquement le même comportement fréquentiel (avec toutefois un décalage) et la même sensibilité à la température que le Supra50. Le rapport de variation du courant de déclenchement entre la température de 25°C et 85 °C pour ces matériaux est sensiblement le même que celui du Supra50. Il est de l'ordre de 1.44 à 1.48. Les deux autres alliages (TD565-4 et TD522-5) s'écartent beaucoup plus de ce comportement. Ce rapport atteint 1.80 pour le TD522-5. Au regard des nombreuses expériences et modélisations effectuées, il apparaît que la sensibilité du relais est couplée à la perméabilité différentielle de l'alliage utilisé et qu'à plus haute température, le courant de déclenchement du relais diminue par rapport à celui à température ambiante (quel que soit le matériau). Ceci peut provoquer des déclenchements non voulus dans le cas d'une température élevée. Inversement, ceci voudrait dire qu'à basse température (ex -55°C), le relais pourrait ne pas déclencher en cas de défaut, dans le pire des cas. Ce dernier point n'a pas pu être vérifié.

9.5.3.2 Gain économique

Nous présentons ici un chiffrage d'un point de vue économique, en supposant que le matériau de référence (Supra50) serait remplacé par « le meilleur [7] » des matériaux candidats. Nous supposons, comme ce qui a été fait jusqu'à présent, que le circuit magnétique du relais garde les mêmes dimensions et cherchons à évaluer quel serait le gain économique si on changeait de matériau. Le tableau 9.12, présente les bases du calcul que nous avons réalisé. Dans ce tableau, les prix du nickel par relais sont calculés en prenant une fourchette de prix comprise entre 10 et 54 k$ par tonne.

TABLE 9.12 – Calcul de prix du nickel par relais

Matériau	Supra50	Supra36
Masse volumique (g/cm^3)	8.2	8.1
Volume de matériau magnétique par relais (mm^3)	222.16	222.16
Masse de Matériau magnétique par relais (g)	1.82	1.79
Masse de Nickel par relais (g)	0.91	0.644
Prix du nickel par relais (centièmes de $)	0.91 à 4.91	0.644 à 3.48

En extrapolant les résultats du tableau 9.12, avec un nombre de relais avoisinant les 10 millions de pièces par an, le gain de coût annuel est estimé entre 26k$ et 143k$ par an.

9.5.4 Conclusion sur les relais de chaînes différentielles

L'étude a permis de montrer que la perméabilité différentielle de l'alliage était un critère très sensible vis à vis du courant de déclenchement. La modélisation mise en œuvre a permis de rendre compte de ce comportement et de tester virtuellement des matériaux candidats au remplacement du matériau de référence et ce dans des conditions de température différentes. A cette occasion, certains matériaux avec une teneur en nickel plus faible que le matériau de référence ont montré un comportement fréquentiel très proche de celui du

7. On entend par là que c'est le matériau qui donne le comportement le plus proche de celui du matériau de référence

matériau de référence. Ces matériaux sont donc potentiellement intéressants à condition de redimensionner quelque peu le circuit magnétique ou la bobine si l'on veut absolument retrouver le même comportement que le relais de référence. Il existe bien d'autres conditions et paramètres à valider avant de pouvoir prétendre remplacer un matériau par un autre. Cependant, fabriquer un certain nombre de prototypes avec des matériaux différents revient très cher. La modélisation permet, à ce titre, un pré-tri de matériaux potentiellement intéressants et d'avoir une tendance des différents gains économiques et difficultés techniques à venir si une solution ou une autre était retenue.

9.6 Bibliographie sur les applications

Bibliographie

[A.T.Bui et al., 2012] A.T.Bui, Sixdenier., F., Morel, L., and Burais., N. (2012). Characterization and modeling of a current transformer working under thermal stress. *IEEE Transactions on Magnetics*, 48(10) :2600–2604.

[Bui, 2011] Bui, A.-T. (2011). *Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Davis, 1991] Davis, L. . (1991). *Handbook of Genetic Algorithms.* Van Nostrand Reinhold.

[DO, 2010] DO, T.-P. (2010). *Simulation dynamique des actionneurs et capteurs électromagnétiques par réseaux de réluctances : modèles, méthodes et outils.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Goldberg, 1989] Goldberg, D. E. (1989). *Genetic Algorithms in Search, Optimization, and Machine Learning.* Addison-Wesley Professional.

[Haupt and Haupt, 2004] Haupt, R. L. and Haupt, S. E. (2004). *Practical Genetic Algorithms, Second Edition.* Wiley Online Library.

[Heumann and Reichert, 2007] Heumann, D. and Reichert, K. (2007). Closed loop current sensors with magnetic probe. In *ECPE Seminar sensors in power elctronics*, Erlangen, Germany. ECPE.

[Lagarias et al., 1998] Lagarias, J., Reeds, J., Wright, M., and Wright, P. (1998). Convergence properties of the nelder-mead simplex method in low dimensions. *SIAM Journal of Optimization*, 9 :112–147.

[LME, 2014] LME (2014). London metal exchange. https://www.lme.com/.

[MESMIN, 2012] MESMIN, F. (2012). *Matériaux magnétiques et solutions innovantes de filtrage CEM pour applications aéronautiques.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Messal, 2013] Messal, O. (2013). *Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[Stachel and Schegner, 2009] Stachel, P. and Schegner, P. (2009). Detection and correction of current transformer saturation effects in secondary current signals. In *Power & Energy Society General Meeting 2009*, pages 1–6, Rio de Janeiro, Brazil.

[TCT, 2014] TCT (2014). propriétés géométriques et physiques des noyaux magnétiques de chez tct. http://www.tct.fr/noyaux_magnetique.htm.

[Waeckerlé, 2010] Waeckerlé, T. (2010). Low nickel content fcc alloys : Recent evolution and applications. *IEEE Transactions on Magnetics*, 46(2) :326–332.

[Waeckerlé et al., 2005] Waeckerlé, T., Fraisse, H., and Furnemont, Q. (2005). Soft magnetic feni alloys for dc current sensors with high accuracy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291(2) :1584–1588.

[Waeckerlé et al., 2006] Waeckerlé, T., Fraisse, H., Furnemont, Q., and Bloch, F. (2006). Upgrade fe-50%ni alloys for open-loop dc current sensor : Design and alloy-potential characteristics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 304(2) :e850–e852.

Troisième partie

Bilan, perspectives et annexes

Table des matières

10 Conclusion générale et travaux futurs possibles **121**

10.1 Modèles statiques de matériaux . . . 121

10.1.1 Le modèle VINCH . . . 122

10.1.2 Modélisation de l'hystérésis des matériaux magnétiques à mémoire de forme 122

10.2 Modèles dynamiques . . . 123

10.2.1 De DSF vers Bertotti ? . . . 123

10.2.2 DWM vers l'homogénéisation ? . . . 123

10.3 Modèles fréquentiels . . . 124

10.4 Applications . . . 125

10.4.1 Vers un nouveau formalisme pour la modélisation des applications . . . 125

10.4.2 Applications et enjeux du futur . . . 125

10.5 Le mot de la fin . . . 126

10.6 Bibliographie sur les perspectives . . . 126

Bibliographie . . . 126

A Détails des équations du modèle chimique **129**

A.1 Rappel des paramètres . . . 129

A.2 Equations pour calculer B(H) . . . 129

A.3 Équations pour gérer l'histoire . . . 130

B Détails des équations du modèle de Jiles Atherton **133**

B.1 Rappel des paramètres . . . 133

B.2 Principe et équations du modèle de Jiles-Atherthon . . . 133

B.3 Inversion du modèle . . . 134

C Implantation des modéles DSF et DWM dans des logiciels de type circuit **135**

C.1 Les bobinages . . . 135

C.2 Les tubes de flux avec DSF . . . 136

C.3 Les tubes de flux avec DWM . . . 137

D Extraits de la documentation technique des capteurs ES d'ABB 141

Chapitre 10

Conclusion générale et travaux futurs possibles

Dans ce dernier chapitre, nous rappellerons brièvement les conclusions de chaque chapitre, les perspectives à court, moyen ou long terme concernant les outils que nous avons contribué à développer ainsi que d'autres thématiques que nous aimerions aborder.

10.1 Modèles statiques de matériaux

Comme nous l'avons vu au chapitre 6, les modèles quasi-statiques sont variés et l'on peut aborder leur modélisation sous différents angles (purement mathématique, phénoménologique, semi-physique, ...). La quête d'un modèle précis, rapide et apte à s'adapter à de nouvelles sollicitations ou de nouvelles grandeurs doit toujours nous animer, car les représentations dans les logiciels de type circuit restent à ce jour bien incomplètes. Nous comptons, à court terme, poursuivre les efforts pour identifier les coefficients en fonction de la température, du modèle de Jiles-Atherthon à partir de lois analytiques ou semi-analytiques. En effet, nous avons vu que réduire le nombre de paramètres à identifier par optimisation avait conduit à avoir une relative monotonie des paramètres tout en gardant une bonne précision. Nous pouvons poursuivre dans cette voie, car d'autres paramètres (en supposant $k(T) \approx H_c(T)$ notamment), peuvent certainement être approximées analytiquement et ainsi réduire encore le nombre de paramètres à déterminer par optimisation. Tout cela en espérant donner plus de significations physiques à l'évolution de ces différents paramètres.

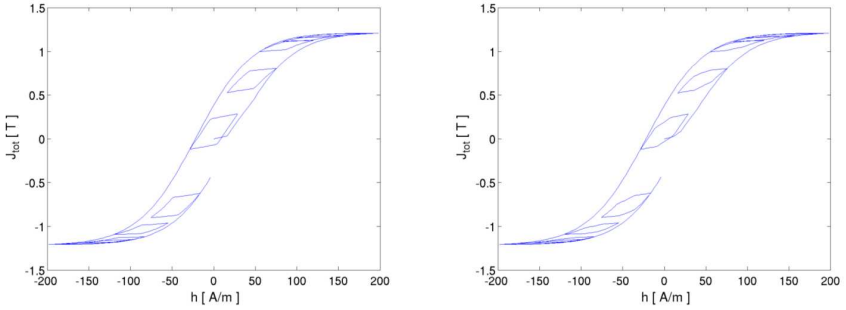
Comme mentionné au chapitre 6, nous n'entendons pas poursuivre nos efforts sur le modèle chimique ou sur les réseaux de neurones pour la modélisation de l'hystérésis statique. Cela ne signifie pas que la connaissance des outils qui avaient été utilisés ne peuvent pas servir à autre chose. En effet, les réseaux de neurones ont la faculté de pouvoir s'adapter à un grand nombre de situations différentes. Une thèse [1] démarrée à l'automne 2013 portant sur le vieillissement des matériaux magnétiques est en cours au laboratoire. Les réseaux de neurones peuvent être un outil déterminant pour l'analyse des nombreuses grandeurs observées et paramètres de fabrication. En effet, l'on peut imaginer un modèle qui en fonction de paramètres de fabrication d'une part et de paramètres de stress d'autre part arrive à prévoir comment un matériau va vieillir. Cette tâche peut être démarrée immédiatement avec un sujet de master par exemple.

A plus long terme, nous pouvons nous pencher sur d'autres modèles ou d'autres approches et voir si l'on peut les adapter au formalisme que nous possédons. Nous citerons par exemple :

1. Doctorant : Atef LEKDIM, Encadrement : Marie-Ange Raulet, Laurent MOREL

10.1.1 Le modèle VINCH

Le modèle VINCH [2] est un modèle macroscopique provenant de la littérature [François-Lavet et al., 2011, Henrotte et al., 2014]. C'est un modèle parfaitement adapté à l'implémentation dans un modèle éléments finis, car il est par nature écrit sous forme vectorielle et est de plus basée sur une approche thermodynamique. En particulier, l'énergie magnétique stockée et dissipée peut être connue à tout instant de la simulation et pas seulement une fois que le cycle est refermé sur lui-même, comme c'est le cas habituellement. Le nombre de paramètres à identifier est variable suivant la précision souhaitée, mais au delà de la dizaine, le gain en précision devient négligeable. Il a notamment la faculté de très bien modéliser les petits cycles de recul, comme on peut le voir sur la figure 10.1 extraite de [François-Lavet et al., 2011].



(a) Model using 3 internal variables (cf. Table 1(a)) (b) Model using 5 internal variables (cf. Table 1(b))

FIGURE 10.1 – Cycles d'hystérésis majeur et cycles de recul sur un matériau FeSi M250-50A, modélisé avec trois et cinq variables. Les cycles de recul sont imposés avec une onde harmonique d'ordre 10

Seul inconvénient pour une éventuelle implantation dans nos modèles dynamiques, il est formulé en $B(H)$, alors que nous avons besoin d'une formulation en $H(B)$. Il nous faut donc inverser le modèle soit de manière analytique, mais cela paraît difficile lorsque l'on regarde les équations, soit de manière numérique. Dans ce dernier cas, nous chercherons la méthode la plus efficace et la plus rapide pour arriver à nos fins.

10.1.2 Modélisation de l'hystérésis des matériaux magnétiques à mémoire de forme

Les travaux de la thèse de Thiago CAETANO qui portent sur la conception d'une électrovanne rapide ont mis en lumière que l'on pouvait utiliser pour ce genre d'applications, des matériaux magnétiques à mémoire de forme [3]. Il s'agit d'un matériau qui peut s'allonger ou se rétracter en présence d'un champ appliqué perpendiculaire à la longueur. Cette élongation est due à un changement de phase du matériau. Le matériau passe d'une phase martensite 1 à martensite 2 (les deux variantes de martensite). Il existe un cycle d'hystérésis magnétomécanique de ces matériaux. De plus, ces matériaux ont une température de Curie très basse ($<100°C$), ils sont donc particulièrement sensibles à la température. Ajoutons que le nombre d'applications, notamment dans la catégorie des actionneurs, ne

2. Vectorial Incremental Nonconservative Consistent Hysteresis
3. Magnetic Shape Memory Alloy en anglais

cesse d'augmenter [Riccardi et al., 2013, Gabdullin and Khan, 2014]. De part notre expertise, tant du point de vue magnétique que thermique, l'étude et la modélisation de ces matériaux se révèle toute indiquée pour nous. Une étude et une modélisation précise de ce matériau permettra de limiter les coûts de développement de cette nouvelle technologie, qui pour l'instant n'est pas optimisée du fait de la méconnaissance de toutes les limites de ce matériau.

10.2 Modèles dynamiques

Les modèles dynamiques créés au laboratoire AMPERE ont su s'adapter à une nouvelle variable, la température. Ce travail n'est pas terminé et des améliorations ou des changements de paradigme restent à faire.

10.2.1 De DSF vers Bertotti ?

En ce qui concerne les modèles où les grandeurs magnétiques sont considérés comme homogènes tels que DSF par exemple, nous entrevoyons deux voies de recherche possibles. Nous pouvons garder le modèle DSF, tel qu'il est, mais nous devons corréler l'évolution du paramètre γ avec la température, plus finement. En particulier, la diminution de l'écart entre les courbes $\gamma(T)$ et $\sigma(T)d^2/12$ doit pouvoir être approfondie en séparant γ en deux termes distincts, l'un pour les courants induits macroscopiques et l'autre pour les mouvements de parois, mais en gardant la dépendance en dB/dt comme pour le modèle de Pry et Bean [Pry and Bean, 1958]. Nous pouvons, au contraire, directement utiliser le modèle de Bertotti [Bertotti, 1988], qui lui stipule que le champ dû aux mouvements de parois dépend de $|dB/dt|^{1/2}$. Celui-ci possède l'avantage d'avoir le terme représentant les mouvements de parois en fonction de la température partiellement connu. En effet, dans ce terme $(\sqrt{\sigma G V_0 S})$, nous avons déjà accès à la conductivité σ avec la température, il reste alors moins de paramètres à identifier et ceci est bénéfique, comme nous l'avons déjà constaté avec les modèles statiques. Ces deux tâches devraient être menées conjointement, en utilisant le même modèle statique dans chacun des cas, sur un ou plusieurs matériaux pour pouvoir trancher. Cela peut se faire via un sujet de master également, à très court terme.

10.2.2 DWM vers l'homogénéisation ?

Dans les travaux effectués jusqu'à présent, nous n'avons pas pu observer de variations significatives du paramètre β du modèle DWM. Ceci doit être confirmé ou infirmé par de nouvelles expériences en choisissant à la fois les matériaux et les dimensions de ceux-ci, afin que l'augmentation du champ appliqué soit majoritairement dû aux mouvements de parois et non pas aux courants induits macroscopiques. Des matériaux ferrites ou poudres de fer compactés doivent pouvoir nous aider à faire la part des choses concernant ce point. Un certain nombre de mesures sur ce type de matériaux a été effectué récemment au laboratoire. Nous pouvons nous en servir, comme base d'analyse pour clarifier ce point.

Dans la thèse de Romain Marion [Marion, 2010], effectuée au laboratoire, une homogénéisation, à l'ordre 0, du modèle DWM, avait été réalisée. L'auteur, dans ses perspectives, avait mentionné qu'une homogénéisation à un ordre plus élevé, permettrait de gagner en temps de calcul, sans trop perdre de précision. Cette perspective reprend tout son sens

pour deux raisons. Si l'on s'intéresse à implanter des modèles dynamiques de matériaux dans des logiciels de type circuit, les modèles ne doivent pas générer un surcoût de temps de calcul trop élevé, d'une part. D'autre part, les approches micro-macro peuvent nous amener à modéliser à la fois les courants induits, mais également les mouvements de parois d'une autre manière que ce qui est fait jusqu'à présent. Ajoutons encore que les effets de la température sont assez bien représentés dans les modèles microscopiques (comme le modèle d'Ising par exemple [Ising, 1925]) et le double intérêt de l'approche micro-macro doit nous entraîner vers cette voie, à plus long terme.

10.3 Modèles fréquentiels

Dans la thèse de Fanny MESMIN [MESMIN, 2012], nous avions mis en œuvre un modèle permettant de prendre en compte le comportement fréquentiel des matériaux magnétiques grâce à la notion de perméabilité complexe. A notre grande surprise, il n'existait pas dans les logiciels commerciaux (Simplorer®, LTspice®, Portunus®, QUCS ®, ...) de solution simple telle qu'une table de valeurs en fonction de la fréquence, que le logiciel aurait pu lire pendant une simulation fréquentielle. Nous avions eu alors recours à un programme qui écrivait dans la netlist du fichier à simuler. Outre le temps de développement, cette solution était coûteuse en temps de calcul, car elle nécessitait d'écrire et de lancer le solveur à chaque fréquence que nous voulions simuler depuis un programme externe. Les non-linéarités (courant-tension) gérées par des tables de valeurs existent, elles, pourtant bien, dans pratiquement tous les logiciels. Étendre cette fonctionnalité permettrait de pouvoir simuler rapidement plusieurs solutions de matériaux/dimensions avec une bonne prise en compte des effets fréquentiels sur la perméabilité. Ceci devrait se pouvoir se faire si le moteur de résolution est accessible. Un logiciel libre semble donc le plus indiqué si nous voulons implanter de telles tables.

Toujours, dans la thèse de Fanny MESMIN, les performances du modèle se sont trouvées limitées par la non-prise en compte des capacités parasites des bobinages. Pour augmenter la plage de fréquences des modèles précédents, il est nécessaire de travailler sur des méthodes permettant de prendre en compte ces capacités parasites. Dans l'idéal, un modèle analytique prenant en compte l'espace inter-spires, la nature des vernis, est nécessaire, si l'on veut pouvoir s'en servir pour réaliser des dimensionnements.

Un aspect non abordé dans ce manuscrit est la notion des pertes dans les conducteurs et notamment les pertes par proximité. Or, s'il existe des relations analytiques, la plus connue étant celle de DOWELL [Dowell, 1966], ces méthodes s'écartent plus ou moins fortement de la mesure ou de simulations éléments finis 3D dans certains cas. Or, les pertes par proximité sont un paramètre de première importance pour la conception de transformateurs moyenne fréquence, qui est le sujet sur lequel travaille Albert-Manuel PEREIRA. Ces travaux devraient permettre de (re)préciser les limites d'utilisation du modèle de DOWELL et de savoir dans quelles conditions il est nécessaire d'avoir recours à des simulations numériques plus gourmandes en temps de calcul ou pourquoi pas de développer une autre approche analytique prenant en compte plus de paramètres (espaces inter-couches par exemple).

10.4 Applications

10.4.1 Vers un nouveau formalisme pour la modélisation des applications

Quelle que soit l'application, pour pouvoir implanter des modèles de matériaux précis dans les simulateurs circuit, nous nous sommes basés sur le formalisme des graphes de liens. Ce formalisme fait l'hypothèse que dans le domaine physique magnétique la variable « d'effort » est une différence de potentiel magnétique (fmm) et la variable « de flux », la dérivée temporelle du flux magnétique $d\phi/dt$. Or, les logiciels circuits actuels ont adopté depuis un certain nombre d'années une nouvelle norme offrant un grand nombre de possibilités, à savoir la norme VHDL-AMS. Avec cette norme, il est possible de décrire des comportements complexes (tels que les lois de matériaux) et les encapsuler dans un seul composant. L'utilisateur n'a alors besoin que de remplir certains champs pour simuler un composant par exemple. De plus, puisqu'il s'agit d'une norme, il est possible d'échanger des descriptions de composants, matériaux, quel que soit le logiciel, du moment qu'il est compatible avec cette norme. De par ces propriétés, cette norme répond à la fois à nos besoins et à ceux des industriels qui l'ont bien adoptée. Mais, cette norme, dans le domaine magnétique, stipule que la variable équivalente « de flux » est cette fois-ci le flux magnétique ϕ. C'est pourquoi, un certain nombre de modèles développés au laboratoire ont commencé à être retranscrits dans cette nouvelle norme [4]. Il sera alors possible, comme nous l'avons fait jusqu'à présent, de créer une bibliothèque de modèles de matériaux avec des coefficients pré-remplis et pouvoir ainsi simuler rapidement les performances d'un système en fonction de tel ou tel matériau. Nous espérons également que cette nouvelle norme permettra de partager et d'échanger encore plus les fruits de notre travail avec des collègues chercheurs ou/et avec des industriels.

10.4.2 Applications et enjeux du futur

En ce qui concerne les applications, nous livrons dans les lignes suivantes quelques exemples d'applications ou de problématiques autour d'applications spécifiques sur lesquels nous aimerions travailler. Du fait de l'augmentation des tarifs de l'électricité (de 60,78 € en 2004 à 82,19 € en 2013 pour un abonnement 6kVA [5]) entre autres énergies, les compteurs d'énergie doivent posséder une précision, une sensibilité et une linéarité toujours plus grande de manière à satisfaire à la fois le fournisseur et le consommateur d'énergie électrique. De plus, faute de nouveaux moyens de production, les tarifs de l'énergie électrique vont continuer à augmenter, or il existe un vieil adage qui peut difficilement être contredit :« le kWh le moins cher, c'est celui qu'on ne consomme pas » . Aussi, l'on commence à voir des systèmes de surveillance de consommation énergétique pour vérifier que l'on n'est pas en train de surconsommer (laisser un radiateur électrique allumé avec une fenêtre ouverte en hiver par exemple). Si cette surconsommation était détectée, l'on pourrait immédiatement couper l'alimentation pour éviter une telle surconsommation qui sont néfastes à la fois pour le consommateur et le producteur d'électricité. Pour que ces systèmes « intelligents » soient efficaces, il faut que les compteurs d'énergie associés soient précis,

4. Thèse d'Alaa HILAL, encadrée par Marie-Ange Raulet et Christian Martin
5. Données recueillis sur le site du ministère de l'écologie, du développement durable et de l'énergie

fiables et robustes. Nous avons développé des outils de simulation permettant de tester à la fois les performances nominales des systèmes et de tester leur robustesse notamment vis à vis de la température. Nous aimerions travailler sur ce genre d'applications qui serait à notre sens d'utilité publique. On voit également se développer un certain nombre de systèmes de récupération d'énergie, que ce soit pour des fortes puissances (énergies de freinage d'un tramway par exemple), ou pour des puissances plus faibles (vibrations mécaniques de la marche pour les applications militaires notamment). Certains prototypes utilisant les matériaux magnétiques à mémoire de forme, cités plus haut dans ce chapitre pour des puissances faibles, ont déjà été imaginés. Persuadés de l'intérêt de ce nouveau matériau, d'une part et que récupérer l'énergie est vital pour les années à venir d'autre part, nous aimerions également consacrer une partie de notre travail à la modélisation de ce type de matériaux et imaginer des applications utilisant ce matériau ou sur des applications récupérant de l'énergie avec un autre principe électromagnétique.

10.5 Le mot de la fin

Bien d'autres sujets qui sont tout aussi intéressants susciteront notre intérêt dans les années qui viennent. Ces nouveaux sujets demanderont alors lectures d'articles, analyses, expérimentations, simulations, débats et discussions avec les collègues, ... Bref toutes ces choses qui nous font nous rendre au laboratoire avec passion.

10.6 Bibliographie sur les perspectives

Bibliographie

[Bertotti, 1988] Bertotti, G. (1988). General properties of power losses in soft ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 24(1) :621–630.

[Dowell, 1966] Dowell, P. (1966). Effects of eddy currents in transformer windings. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, 113(8) :1387–1394.

[François-Lavet et al., 2011] François-Lavet, V., Henrotte, F., Stainier, L., Noels, L., and Geuzaine, C. (2011). Vectorial incremental nonconservative consistent hysteresis model. In *Proceedings of the 5th International Conference on Advanded COmputational Methods in Engineering (ACOMEN2011)*, Liège, Belgium. ACOMEN2011.

[Gabdullin and Khan, 2014] Gabdullin, N. and Khan, S. (2014). Application of change in permeability of magnetic shape memory (msm) alloys for optimization of magnetic circuit in actuators. In *Proceedings of the 9th IET International Conference on Computation in Electromagnetics (CEM 2014)*, pages 1–2, London, England. IEEE.

[Henrotte et al., 2014] Henrotte, F., Steentjes, S., Hameyer, K., and Geuzaine, C. (2014). Iron loss calculation in steel laminations at high frequencies. *IEEE Transactions on Magnetics*, 50(2).

[Ising, 1925] Ising, E. (1925). Beitrag zur theorie des ferromagnetismus. *Journal of Applied Physics. 1958*, 31(1) :253–258.

[Marion, 2010] Marion, R. (2010). *Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique.* Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon 1.

[MESMIN, 2012] MESMIN, F. (2012). *Matériaux magnétiques et solutions innovantes de filtrage CEM pour applications aéronautiques.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble.

[Pry and Bean, 1958] Pry, R. and Bean, C. (1958). Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model. *Journal of Applied Physics. 1958*, 29(3) :532–533.

[Riccardi et al., 2013] Riccardi, L., Turchiano, D. N. B., and Janocha, H. (2013). Adaptive control of positioning systems with hysteresis based on magnetic shape memory alloys. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, 21(6) :2011–2023.

Annexe A

Détails des équations du modèle chimique

A.1 Rappel des paramètres

Les paramètres du modèle sont :

— J'_0 : induction maximale due aux renversements des parois.
— β : coefficient correspondant à la pente du cycle
— c_0 : coefficient lié à la largeur du cycle
— H_c : champ coercitif du cycle
— J''_0 : induction maximale due aux rotations
— k_1 : coefficient qui modifie la pente du modèle au voisinage du champ coercitif
— k_2 : coefficient modifiant la pente à très haute induction
— p_1 : paramètre lié aux pertes à haute induction
— c_1 : paramètre lié à la détermination des cycles mineurs

A.2 Equations pour calculer B(H)

A l'état initial démagnétisé, nous commençons par calculer quelques grandeurs intermédiaires :

— Pour la partie liée aux renversements des parois, on décrit :

$$K = \exp^{\beta H_c} \tag{A.1}$$

$$\gamma = \frac{\beta \cdot \ln(c_0)}{\ln(K)} \tag{A.2}$$

— Pour la partie liée aux rotations, on décrit :

$$b' = c_1 - 1 \tag{A.3}$$

En partant de $H = 0$ et en supposant que $H \nearrow$ on calcule :

— la polarisation liée aux renversements des parois :

$$J'(H) = J'_0 \tanh\left[\left(\frac{\beta}{2\gamma}\right) \ln\left(e^{\gamma H} + b\right) - \frac{\beta H c}{2}\right], \text{ si } H \nearrow \tag{A.4}$$

— le champ actif h' à chaque valeur de H :

$$h' = \frac{1}{\alpha} \ln\left(b' + \exp^{\alpha H}\right) \tag{A.5}$$

— On cherche θ qui vérifie l'équation :

$$k_1 \cdot \sinh\left(k_2\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) + h' \cdot \sin\theta - p_1 = 0 \tag{A.6}$$

— On calcule la polarisation liée aux rotations :

$$J''(H) = J''_0 \cdot \cos\theta \tag{A.7}$$

— et enfin l'induction au sein du matériau :

$$B(H) = \mu_0 H + J'(H) + J''(H) \tag{A.8}$$

Lorsque H diminue

— la polarisation liée aux renversements des parois devient :

$$J'(H) = -J'_0 \tanh\left[\left(\frac{\beta}{2\gamma}\right)\ln\left(e^{-\gamma H} + b\right) - \frac{\beta H c}{2}\right], \text{ si } H \searrow \tag{A.9}$$

— le champ actif h' à chaque valeur de H devient :

$$h' = \frac{1}{\alpha}\ln\left(b' + \exp^{-\alpha H}\right) \tag{A.10}$$

— On cherche θ qui vérifie l'équation :

$$k_1 \cdot \sinh\left(k_2\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) + h' \cdot \sin\theta - p_1 = 0 \tag{A.11}$$

— On calcule la polarisation liée aux rotations :

$$J''(H) = J''_0 \cdot \cos\theta \tag{A.12}$$

— et enfin l'induction au sein du matériau :

$$B(H) = \mu_0 H + J'(H) + J''(H) \tag{A.13}$$

A.3 Équations pour gérer l'histoire

Plusieurs paramètres sont réévalués à chaque point de rebroussement du cycle, c'est à dire, à chaque changement du sens de variation de H. Nous supposerons qu'un point de rebroussement se fait au point (H_i, B_i).

— Si $H \nearrow$

Pour la partie renversements :

$$A = \frac{K(J'_0 + J'_i)}{J'_0 - J'_i} \tag{A.14}$$

$$\gamma = \frac{\beta\ln(c_0)}{\ln(A\exp^{-\beta H_i}} \tag{A.15}$$

$$b = (c_0 - 1)\exp^{\gamma H_i} \tag{A.16}$$

Pour la partie rotations :

$$D = k_1 \sinh\left(k_2(\theta - \frac{\pi}{2})\right) \tag{A.17}$$

$$A_{rot} = \frac{\exp^{p_1 - D}}{\sin\theta} \tag{A.18}$$

$$\alpha = \frac{\ln(c_1)}{\ln\left(A_{rot}\exp^{-H_i}\right)} \tag{A.19}$$

$$b_1 = (c_1 - 1)\exp^{\alpha H_i} \tag{A.20}$$

— Si $H \searrow$

Pour la partie renversements :

$$A = \frac{K(J'_0 - J'_i)}{J'_0 + J'_i} \tag{A.21}$$

$$\gamma = \frac{\beta \ln(c_0)}{\ln(A\exp^{\beta H_i}} \tag{A.22}$$

$$b = (c_0 - 1)\exp^{-\gamma H_i} \tag{A.23}$$

Pour la partie rotations :

$$D = k_1 \sinh\left(k_2(-\theta + \frac{\pi}{2})\right) \tag{A.24}$$

$$A_{rot} = \frac{\exp^{p_1 - D}}{\sin(\pi - \theta)} \tag{A.25}$$

$$\alpha = \frac{\ln(c_1)}{\ln\left(A_{rot}\exp^{H_i}\right)} \tag{A.26}$$

$$b_1 = (c_1 - 1)\exp^{-\alpha H_i} \tag{A.27}$$

Annexe B

Détails des équations du modèle de Jiles Atherton

B.1 Rappel des paramètres

Les paramètres du modèle sont :

— a : facteur de forme de la fonction M_{an}
— c : coefficient de réversibilité des parois
— k : coefficient liée à l'irréversibilité des parois
— α : coefficient lié au couplage entre les moments magnétiques atomiques.
— M_s : Aimantation à saturation

B.2 Principe et équations du modèle de Jiles-Atherthon

Le principe de base du modèle de Jiles Atherton repose sur la séparation de l'aimantation totale M en deux contributions (B.1).

$$M = M_{rev} + M_{irr} \tag{B.1}$$

M_{rev} est l'aimantation dite « réversible ». Elle est due à la translation et à la rotation réversible des parois de domaines. Elle traduit la déformation élastique des parois. En présence d'un champ d'excitation de faible amplitude, une paroi va se déformer puis reprendre sa position initiale à la disparition du champ. M_{irr} est l'aimantation dite « irréversible ». La présence de défauts, tels que des joints de grains ou des précipités, ralentit et rend irréversible le mouvement des parois. Les parois tentant de se propager se déforment sur les sites d'ancrages rencontrés pour finalement les quitter en effectuant des sauts brusques rendant irréversible l'aimantation du matériau.

Ces deux types d'aimantations (M_{rev} et M_{irr}) sont décrites par des équations différentielles construites à partir de la réponse anhystérétique M_{an} (B.2) provenant de la théorie de Langevin

$$M_{an} = M_s \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right) \tag{B.2}$$

H_e est appelé champ « effectif ». Il traduit l'interaction entre les moments magnétiques élémentaires. En 1907, Pierre Weiss assimile cette interaction à un champ dit « moléculaire » proportionnel à l'aimantation moyenne (αM) qui vient s'ajouter au champ appliqué H. H_e est ainsi défini par (B.3)

$$H_e = H + \alpha M \tag{B.3}$$

La composante réversible de l'aimantation est alors définie comme la différence entre l'aimantation anhystérétique M_{an} et l'aimantation irréversible M_{irr}, le tout, à un coefficient c près.

$$M_{rev} = c\,(M_{an} - M_{irr}) \tag{B.4}$$

On peut alors remplacer M_{rev} dans l'équation (B.1). Jiles et Atherton expriment alors la variation de l'aimantation irréversible par rapport au champ effectif, comme (B.5)

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \tag{B.5}$$

δ représente le signe de dH/dt. $\delta = +1$ si $dH/dt > 0$ et $\delta = -1$ si $dH/dt < 0$

En dérivant l'aimantation totale M par rapport à H et en l'exprimant par rapport à H_e, il vient (B.6) :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{rev}}{dH} + \frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{rev}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dH} + \frac{dM_{irr}}{dH} \cdot \frac{dH_e}{dH} \tag{B.6}$$

Après développement et réarrangement des équations, dM/dH devient (B.7)

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e} + c\frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c\frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e}} \tag{B.7}$$

avec dM_{an}/dH_e exprimée comme (B.8)

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{Ms}{a}\left[1 - coth^2\left(\frac{H_e}{a}\right) + \left(\frac{a}{H_e}\right)^2\right] \tag{B.8}$$

A partir de (B.7), il est possible, d'avoir la loi $M(H)$ Enfin pour calculer B, il suffit de calculer B.9 :

$$B = \mu_0(H + M) \tag{B.9}$$

B.3 Inversion du modèle

Les équations précédentes permettent d'avoir un modèle d'hystérésis formulé en $B(H)$. Dans les modèles dynamiques, il est préférable d'avoir un modèle $H(B)$. Fort heureusement, le modèle de Jiles-Atherton est facilement inversible. On pose (B.10), pour trouver la loi dM/dB telle qu'exprimée en (B.11)

$$B_e = \mu_0 H_e \tag{B.10}$$

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c)\frac{dM_{irr}}{dB_e} + c\frac{dM_{an}}{dB_e}}{1 + \mu_0(1-\alpha)\left[c\frac{dM_{an}}{dB_e} + (1-c)\frac{dM_{irr}}{dB_e}\right]} \tag{B.11}$$

L'équation (B.11) permet d'avoir la loi $M(B)$. On revient à H en utilisant l'équation B.12.

$$H = \frac{B - M}{\mu_0} \tag{B.12}$$

Annexe C

Implantation des modéles DSF et DWM dans des logiciels de type circuit

Dans cette annexe, nous présentons quelques exemples d'implantation des modèles dynamiques présentés au chapitre 7. Les exemples présentés ont été implantés dans la toolbox SimPowerSystems de la suite logicielle Matlab-Simulink®.

C.1 Les bobinages

Les bobinages font le lien entre les domaines physiques électriques et magnétiques. Le couplage sans pertes est assurée par un gyrateur[1] et la résistance série du bobinage est ajoutée coté électrique (voir figure C.1).

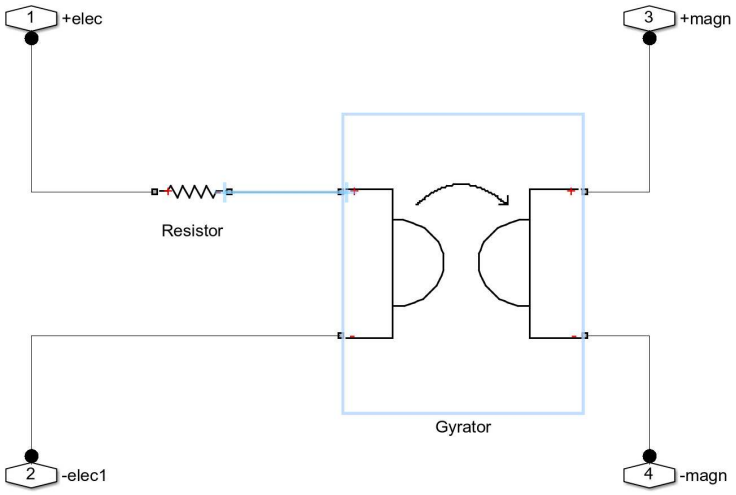


FIGURE C.1 – Gyrateur et résistance servant à modéliser un bobinage faisant le lien entre les domaines physiques électriques et magnétiques

On peut ensuite empaqueter le tout en un composant à quatre bornes, deux coté électrique et deux côté magnétique (voir figure C.2). Ce composant est alors entièrement configurable, depuis le schéma maître sans avoir besoin de connaître ce qu'il y a dessous. Un simple double-clic sur ce composant et la boîte de dialogue représentée figure C.3 permet de modifier le nombre de spires et la résistance de cette bobine.

1. Gyrator en anglais

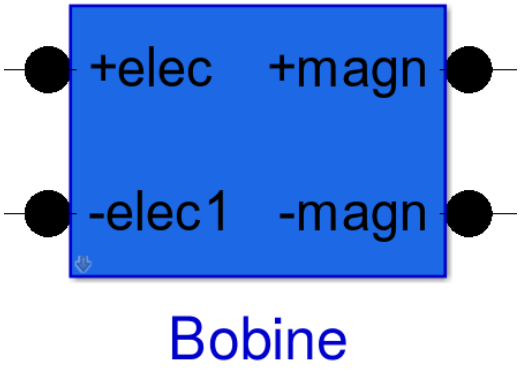


FIGURE C.2 – Empaquetage du composant avec ses 4 bornes

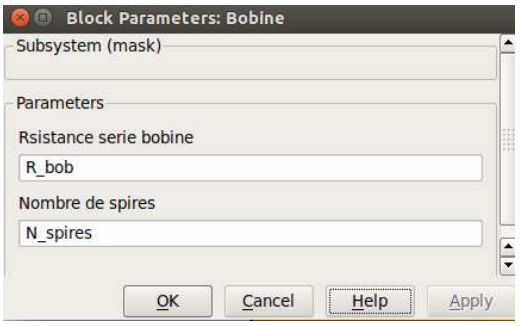


FIGURE C.3 – Boîte de dialogue de configuration du bobinage

C.2 Les tubes de flux avec DSF

Les bobinages servaient à faire le lien entre les domaines électriques et magnétiques. Dans le domaine magnétique, nous supposerons que les trajectoires de flux sont connus et que l'on peut « découper » la géométrie en « tubes de flux ». De la même manière que pour les bobinages, nous pouvons empaqueter les composants nécessaires dans un boîtier avec cette fois-ci deux bornes (+,-) composant et deux bornes de « lecture » (NI,Phi) de l'état magnétique du tube de flux à n'importe quel instant. Ce composant est lui aussi entièrement configurable via une boîte de dialogue. Nous présentons sur la figure C.4 un exemple de composant empaqueté avec sa boîte de dialogue associée. Dans ce composant est implantée le modèle dynamique DSF associé au modèle statique de Jiles-Atherthon. C'est pourquoi la boîte de dialogue comprend deux paramètres géométriques (la longueur du tube de flux et sa section droite) et six paramètres magnétiques (les cinq paramètres du modèle statique de Jiles-Atherthon et celui du modèle dynamique γ).

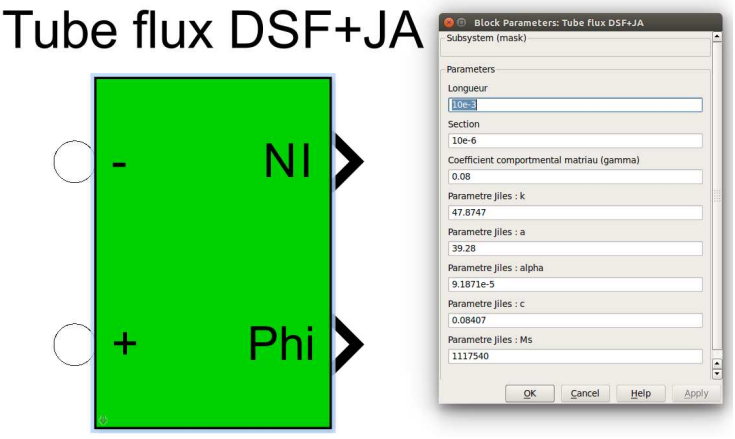


FIGURE C.4 – Tube de flux dynamique avec le modèle dynamique DSF associé au modèle statique de Jiles-Atherthon

A l'intérieur du composant empaqueté se trouve la structure générale des tubes de flux avec modèle dynamique DSF, quel que soit le modèle statique utilisé. Nous en présentons

un exemple sur la figure C.5.

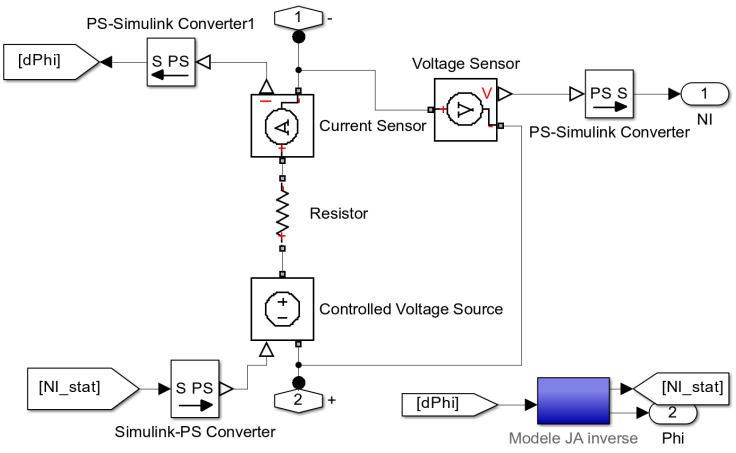


FIGURE C.5 – Structure générale d'un tube de flux avec modèle dynamique DSF

Entre les bornes (+,-) sont connectées en série en source de tension contrôlée, une résistance et un composant servant à lire l'équivalent d'un courant électrique (la dérivée temporelle du flux $d\phi/dt$ dans notre cas). Si on réécrit l'équation du modèle DSF sur un tube de flux de longueur moyenne L_m et de section S, il vient (C.1) :

$$NI = NI_{stat} + \frac{\gamma L_m}{S}\frac{dB}{dt} \tag{C.1}$$

Entre les bornes (+,-), il existe donc une différence de potentiel magnétique NI qui est égale à la somme des ampères tours magnétiques ($NI_{stat} = H_{stat}L_m$) et des ampères tours consommés dans la résistance qui a pour valeur $\frac{\gamma L_m}{S}$. Chaque tube de flux avec modèle DSF possède la même structure. Si le modèle statique associé change, il suffit de changer le bloc bleu de la figure C.5 et de le remplacer par un autre modèle statique.

C.3 Les tubes de flux avec DWM

Un composant tube de flux DWM, vu de l'extérieur, a exactement le même aspect qu'un tube de flux DSF. Seul la boîte de dialogue change, comme on peut le voir sur la figure C.6.

Dans la boîte de dialogue, la section a disparu au profit de nouveaux paramètres tels que la largeur et l'épaisseur du tubes de flux. On doit également renseigner le nombre de nœuds du maillage par différences finies, la conductivité électrique du matériau (σ), le coefficient dynamique du modèle DWM β, les paramètres statiques (ici ceux du modèle de Jiles Atherton rentré sous forme vectorielle JA), la matrice K (inverse de la matrice M du système matriciel défini par l'équation (7.12)), vue au chapitre 7. Ainsi qu'un paramètre *raideur* qui est directement la valeur de la résistance que l'on peut voir sur la figure C.7.

Comme on peut le voir sur la figure C.7, la structure du composant DWM est quasiment la même que celle du composant DSF. Cependant, elle diffère en plusieurs points, que nous allons détailler un peu plus avant dans les lignes suivantes. Tout d'abord, la résistance en série avec la source de tension contrôlée n'est présente uniquement pour satisfaire l'association de plusieurs tubes de flux entre eux. En effet, si la résistance n'était pas présente et

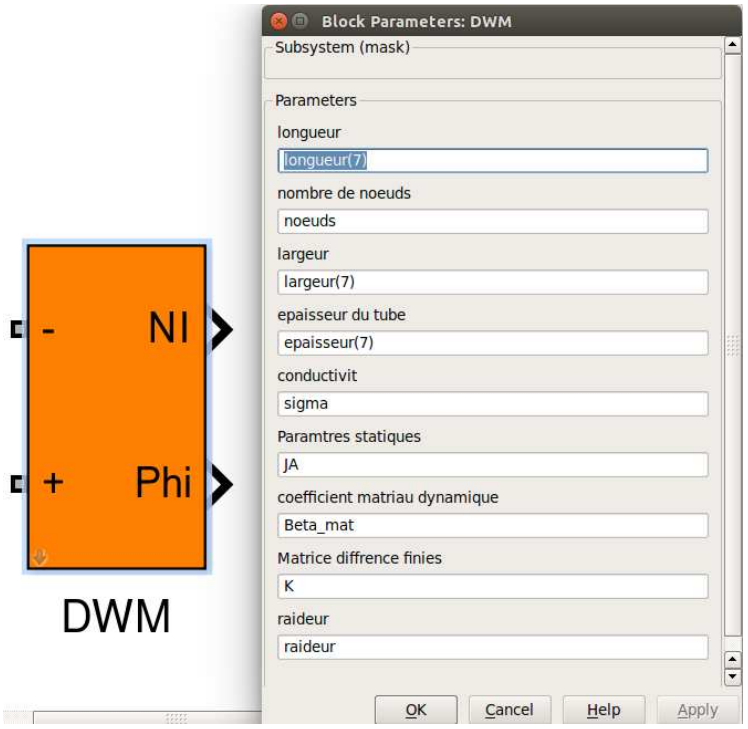


FIGURE C.6 – Tube de flux dynamique avec le modèle dynamique DWM

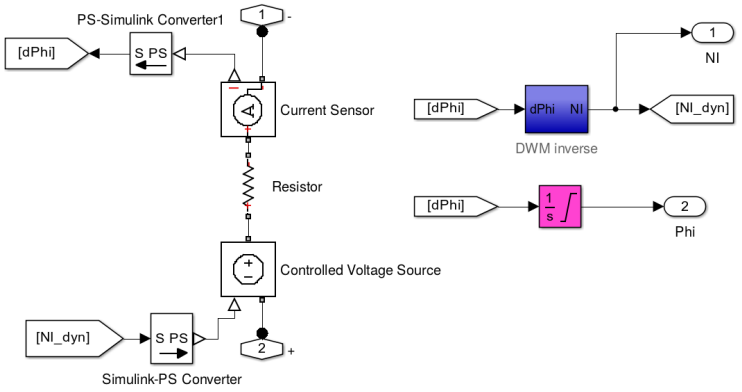


FIGURE C.7 – Structure générale d'un tube de flux avec modèle dynamique DWM

qu'on associait deux tubes de flux en parallèle, le logiciel verrait deux sources de tension en parallèle, ce qui est interdit. On affecte donc une valeur très faible à cette résistance, de manière à ce que la ddp magnétique à ses bornes soit négligeable. Ensuite, la différence de potentiel magnétique du tube de flux entre les bornes (+,-) est calculée dans le bloc « DWM inverse », où le code pour résoudre l'équation du modèle DWM inverse (7.14) est implanté, d'où l'intérêt d'avoir une formulation inverse de ce modèle. Le bloc prend la valeur de la dérivée temporelle du flux magnétique à chaque instant et résout l'équation (7.14) et renvoie la valeur du champ de surface appliquée multipliée par la longueur du tube de flux (la ddp magnétique aux bornes du tubes de flux NI_{dyn}).

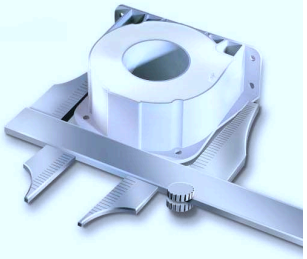
Annexe D

Extraits de la documentation technique des capteurs ES d'ABB

PERFORMANCE

46% smaller!

As components get smaller but more powerful, installing current sensors is becoming a real problem. But with ABB's ES range, the whole thing is child's play. By being the first in the field to offer these smaller current sensors that maintain your high-performance objectives, ABB have met the challenge of giving you the space you always needed.

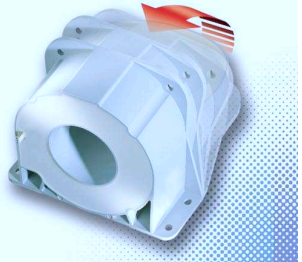


Horizontal or vertical mounting

Once again ABB lead the field by giving installers a chance to choose between two ways of fastening sensors: horizontally or vertically. This flexibility means that ES sensors can be installed in any position.
This is a major breakthrough that greatly simplifies the task of systems integrators. The ES range is the ideal way of reducing the size of equipment.

A vast range of possibilities for every type of use

Because ABB are in constant touch with their customers so that they can respond and adapt to the demands of the different sectors, they hold pride of place in their customers' list of partners. ABB are totally at home in the world of power electronics, a world made up of target sectors that range from power converters and auxiliary converters, inverters, wind-power generators, welding, robotics and active harmonic suppressors. ABB's power lies in their ability to adapt.



TECHNICAL DATA

			Molex HE14 connector	ES100C	ES300C	ES500C	ES500-9672	ES1000C	ES1000-9678	ES2000C
			JST connector	-	ES300S	ES500S	ES500-9673	ES1000S	ES1000-9679	ES2000S
			Cables	ES100F	ES300F	ES500F	ES500-9674	ES1000F	ES1000-9680	ES2000F
Nominal primary current		A r.m.s.		100	300	500	500	1000	1000	2000
Measuring range	@ ±15V (±5%)	A peak		±150	±500	±800	±800	±1500	±1500	-
Measuring range	@ ±24V (±5%)	A peak		±150	±500	±800	±800	±1500	±1500	±3000
Not measurable overload	10ms/hour	A peak		300 (1ms/hour)	3000	5000	5000	10000	10000	20000
Max. measuring resistance	@ I_p max & ±15V (±5%)	Ω		48	20	7	13	4	7	-
Max. measuring resistance	@ I_p max & ±24V (±5%)	Ω		105	54	60	56	33	30	11
Min. measuring resistance	@ I_{PN} & ±15V (±5%)	Ω		10	0	0	0	0	0	0
Min. measuring resistance	@ I_{PN} & ±24V (±5%)	Ω		82	45	0	14	0	0	0
Turn number				1000	2000	5000	4000	5000	4000	5000
Secondary current at I_{PN}		mA		100	150	100	125	200	250	400
Accuracy at I_{PN}	@ +25°C	%		≤±0.5	≤±0.5	≤±0.5	≤±0.5	≤±0.5	≤±0.5	≤±0.5
Accuracy at I_{PN}	-5 … +70°C	%		≤±1	≤±1	≤±1	≤±1	≤±1	≤±1	≤±1
Accuracy at I_{PN}	-20 … +70°C	%		≤±2.5	≤±1.5	≤±1	≤±1	≤±1	≤±1	≤±1
Offset current	@ +25°C	mA		≤±0.4	≤±0.25	≤±0.25	≤±0.25	≤±0.25	≤±0.25	≤±0.25
Linearity		%		≤0.1	≤0.1	≤0.1	≤0.1	≤0.1	≤0.1	≤0.1
Thermal drift coefficient	-5 … +70°C	µA/°C		≤10	≤15	≤5	≤6.25	≤5	≤6.25	≤10
Thermal drift coefficient	-20 … +70°C	µA/°C		≤80	≤40	≤16	≤20	≤20	≤20	≤10
Delay time		µs		≤1	≤1	≤1	≤1	≤1	≤1	≤1
di/dt correctly followed		A / µs		≤50	≤50	≤100	≤100	≤100	≤100	≤100
Bandwidth	-1dB	kHz		≤100	≤100	≤100	≤100	≤100	≤100	≤100
Max. no-load consumption current	@ ±24V (±5%)	mA		≤12	≤12	≤12	≤12	≤12	≤12	≤25
Secondary resistance	@ +70°C	Ω		≤30	≤33	≤76	≤53	≤40	≤28	≤25
Dielectric strength Primary/Secondary	50 Hz, 1 min	kV		3	3	3	3	3	3	4
Supply voltage	±5%	V dc		±12 … ±24	±12 … ±24	±12 … ±24	±12 … ±24	±12 … ±24	±12 … ±24	±15 … ±24
Voltage drop		V		≤2.5	≤1	≤1	≤1	≤1	≤1	≤1
Mass		kg		0.050	0.115	0.210	0.210	0.460	0.460	1.5
Operating temperature		°C		-20 …+70	-20 …+70	-20 …+70	-20 …+70	-20 …+70	-20 …+70	-20 …+70
Storage temperature		°C		-25 … +85	-25 … +85	-25 … +85	-25 … +85	-25 … +85	-25 … +85	-25 … +85

Conformity

EN50178

EN61000-6-2

CE

: ES sensors with cables.
File number: E166814 Vol 1

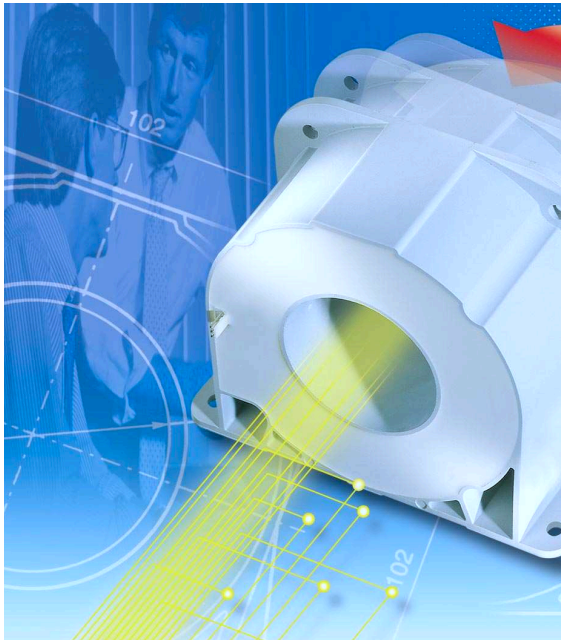
: ES sensors with connectors.
File number: E166814 Vol 2

Publication
No.: 1SBC 140040D0203
Printed in France (X 05.2004 IBF)

ABB Entrelec
Control Division
10, rue Ampère Z.I. - B.P. 114
F-69685 Chassieu cedex / France
Telephone: +33 (0) 4 7222 1722
Fax: +33 (0) 4 7222 1969

http://www.abb.com/lowvoltage
E-mail : sensors.sales@fr.abb.com

Current sens
ES range



De l'apport de la modélisation des matériaux magnétiques doux pour les applications du génie électrique

Résumé : Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués de septembre 2005 (au CEGELY) à Juin 2014 (à AMPERE). Ils concernent l'élaboration de modèles comportementaux de matériaux magnétiques doux utilisés dans des applications électrotechniques ou/et électronique de puissance. Ce modèles sont ensuite utilisés dans des logiciels de conception/simulation pour évaluer « virtuellement » les performances du système dans différentes conditions d'amplitude, de formes d'ondes, de fréquence, de température...Ils sont également utilisés pour tester et comparer virtuellement des solutions avec des matériaux magnétique doux différents sur un même système. Différents développements propres ou tirés de la littérature de modèles dits quasi-statiques, dynamiques, fréquentiels sont abordés et discutés. En particulier l'ajout d'une variable supplémentaire, à savoir, la température dans ces modèles est un atout majeur pour les outils de simulation/conception de dispositifs électriques. Certains exemples d'utilisation de ces modèles sont appliqués sur des transformateurs de courant, capteurs de courant à effet Hall, inductances de filtre CEM et relais de disjoncteurs différentiels.

Mots clés : *Modélisation de matériaux magnétiques doux, hystérésis magnétique, courants induits, perméabilité complexe, comportement magnéto-thermique,....*

Part played by the modelling of soft magnetic materials for electrical engineering applications

Abstract : The work presented in this manuscript have been realized from September 2005 (at CEGELY) to June 2014 (at AMPERE) It concerns the elaboration of behavioural models of soft magnetic materials used in electrotechnical and/or power electronics applications. These models are after development used in simulation/design softwares to evaluate "virtually" the performances of the system in several conditions of level, waveforms, frequency, temperature,...They are also used in order to test and compare virtually several solutions with different sof magnetic materials on a same system. Several own or extracted frome the scientific litterature developments of quasi-staic, dynamics, frequential models are presented and discussed. Particularly, the adding of a supplementary magnitude, namely, the temperature in these models is a major asset for the electrical devices simulation/design tools. Some examples of uses of these models are applied on current transgformers, Hall effect current sensors, EMC filtors inductors and electromagnetic relays of differential breakers.

Keywords : *Modelling of soft magnetic materials, magnetic hysteresis, eddy currents, complex permeability, magneto-thermal behaviour*