

# UNIVERSITÉ LILLE 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

DOCTORAT  
GENIE ELECTRIQUE

FRĂȚILA RADU

---

**MODELISATION NUMERIQUE DE LA PERTE  
D'AIMANTATION D'AIMANTS PERMANENTS  
SOUS LES CONTRAINTES MAGNETIQUE ET  
THERMIQUE RENCONTREES DANS LES  
DISPOSITIFS ELECTRIQUES**

---

Soutenu le 28 mars 2014

Devant le jury composé de :

M. Mohamed El Hadi ZAIM	Président
M. Anouar BELAHCEN :	Rapporteur
M. Jean-Paul YONNET	Rapporteur
M. Christophe ESPANET	Examineur
M. Jean-Claude MIPO	Invité, VALEO
M. Abdelkader BENABOU	Examineur, Encadrant
M. Abdelmounaïm TOUNZI	Examineur, Directeur de Thèse



# Remerciements

---

Ce travail de recherche a été rendu possible grâce à de nombreuses personnes. Par conséquent au cours de ces paragraphes je tiens à remercier tous ceux qui ont participé de près ou de loin à cette thèse.

Je remercie d'abord mon directeur de thèse, le Professeur Abdelmounaïm Tounzi pour son soutien, son exigence et tout l'intérêt qu'il a accordé à mes travaux. Merci encore pour votre encadrement pour les connaissances et les conseils précieux que vous m'avez fait partager.

Je tiens à remercier particulièrement mon encadrant Abdelkader Benabou, qui a suivi de près mes travaux. Je le remercie de m'avoir accordé sa confiance, son aide et sa disponibilité tout au long de ce travail. Merci encore pour les nombreuses discussions qu'on a eues ainsi que pour sa relecture soigneuse et enrichissante du manuscrit.

Mes remerciements s'adressent également M. Jean-Claude Mipo, mon correspondant Valeo Créteil, qui m'a fait confiance en me choisissant pour cette thèse. Merci pour son accueil, son aide du côté industriel, pour sa promptitude et sa disponibilité concernant toutes mes demandes.

Je remercie Messieurs les Professeurs Anouar Belahcen et Jean-Paul Yonnet d'avoir accepté la tâche de rapporteur de ma thèse, de la rapidité avec laquelle ils ont lu mon manuscrit et de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci également aux autres membres du jury, Christophe Espanet, Mohamed El Hadi Zaim pour avoir accepté de juger ce travail.

Merci aussi à Thomas Henneron, pour ses éclaircissements sur le fonctionnement du *Code\_CARMEL* et son aide avec l'implémentation du chainage magnétothermique. Merci à Olivier et Thierry pour leur aide et leurs conseils sur la partie pratique de mes travaux. Un grand merci à Claire pour son aide reçue du côté administratif. Merci également à Geneviève et à Virginie.

Je remercie tous mes collègues et amis du L2EP : Juliana, Bruno, Francisc, Zifu, Zuqi, Ludovic, Tony, les trois Clément, Ke, Quang, Rindra, Carlos, Jalal, Laure, Roberta, Ali, Ehdi, Mehdi, Loïc et Julien d'avoir contribué à une bonne ambiance de travail. Merci également à mes amis de Lille : Letitia, Paul, Olimpia, Razvan, Raluca, Misu et Leandro.

Je tiens tout spécialement à remercier mon frère Mircea qui m'a soutenu et qui m'a aidé depuis le début de cette thèse. Un grand merci à ma famille, pour son aide, pour m'avoir toujours encouragé et d'avoir été toujours là pour moi.

# Résumé

---

Ce travail a pour objectif de développer un outil numérique de modélisation du comportement des aimants permanents tout en tenant compte de la désaimantation induite par divers facteurs comme la géométrie, le champ induit et la température. Le modèle de désaimantation est basé sur une expression analytique (l'équation de Marrocco). Il nécessite l'identification de quatre paramètres et l'implémentation des lois polynomiales de variation pour certains d'entre eux afin de prendre en compte la désaimantation. Ce modèle a été implémenté dans le code de calcul par éléments finis *code\_Carmel*. Pour prendre en compte l'influence de la température, un chaînage a été effectué avec un code thermique, SYRTHES.

Afin de valider cet outil numérique, une maquette expérimentale a été développée. Dans un premier temps, le modèle de calcul des pertes par courants induits dans les aimants permanents a été validé en utilisant une approche basée sur une procédure de séparation des pertes qui combine les résultats expérimentaux à ceux calculés. Ensuite, différentes grandeurs globales et locales issues du modèle de désaimantation des aimants permanents ont été comparées aux mesures expérimentales avec une bonne concordance montrant ainsi l'aptitude du modèle proposé à représenter le comportement d'un aimant permanent soumis à une élévation de la température et à un champ démagnétisant.

**Mots-clés :** aimants permanents, désaimantation, pertes par courants induits, méthode des éléments finis, analyse thermique, validation expérimentale.

# Abstract

---

This work aims at developing a numerical tool able to simulate the behavior of permanent magnets while taking into account the demagnetization induced by various factors such as geometry, induced field and temperature. The demagnetization model is based on an analytical expression (the Marrocco equation). It requires the identification of four parameters and the implementation of polynomial variation laws for some of them in order to be able to take into account the demagnetization. This model has been implemented in the finite element calculation code *code\_Carmel*. In order to also take into account the influence of temperature the model was coupled to a thermal calculation code, SYRTHES.

To validate this tool, an experimental device has been developed. Initially the permanent magnet eddy current losses model has been validated using a loss balance procedure that combines both experimental and numerical approaches. This validation allows then to provide a good estimation of the temperature rise that appears inside the magnets. Finally the permanent magnet demagnetization model has been validated by comparing different global and local calculated values with measured ones. These results showed a good agreement and demonstrated a good ability of the proposed method to take into account the behavior of demagnetization of permanent magnets under the influence of induced magnetic field and temperature.

**Keywords:** permanent magnet, demagnetization, eddy current losses, finite element method, thermal analysis, experimental validation.

# Table de matières

---

<b>RESUME</b>	<b>I</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>III</b>
<b>TABLE DE MATIERES</b>	<b>IV</b>
<b>LISTE DE FIGURES</b>	<b>VI</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b>1. ETAT DE L'ART</b>	<b>4</b>
1.1 LE MAGNETISME .....	5
1.1.1 Propriétés magnétiques générales .....	5
1.1.2 Types de magnétisme.....	6
1.2 MATERIAUX FERROMAGNETIQUES .....	7
1.2.1 Caractéristiques des matériaux ferromagnétiques .....	8
1.2.2 Le procédé d'aimantation .....	9
1.2.3 Pertes dans les matériaux ferromagnétiques .....	13
1.3 MATERIAUX MAGNETIQUES DURS.....	16
1.3.1 Procédés mis en œuvre pour la fabrication des aimants.....	16
1.3.2 Propriétés magnétiques et physiques .....	19
1.3.3 Application des aimants permanents .....	21
1.3.4 Stabilité magnétique de l'aimant permanent .....	22
1.4 MODELES DE CALCUL DES PERTES MAGNETIQUES .....	27
1.4.1 Modèles de calculs des pertes fer des matériaux doux.....	27
1.4.2 Modèles de pertes par courants induits dans les aimants permanents	28
1.4.3 Modèles de perte d'aimantation dans les aimants.....	36
1.5 SYNTHESE.....	40
<b>2. MODELES NUMERIQUES</b>	<b>42</b>
2.1 PROBLEME ELECTROMAGNETIQUE.....	43
2.1.1 Équations de Maxwell.....	43
2.1.2 Lois de comportement.....	43
2.1.3 Conditions aux limites .....	45
2.1.4 Les formulations de la magnétostatique .....	46
2.1.5 Les formulations de la magnétodynamique .....	47
2.1.6 La discrétisation du domaine .....	49

2.1.7	Prise en compte de la non-linéarité.....	50
2.2	PROBLEME THERMIQUE.....	51
2.2.1	Equations à résoudre.....	51
2.3	MODELES DE COMPORTEMENT DES AIMANTS.....	54
2.3.1	Modèle linéaire.....	55
2.3.2	Modèle non linéaire .....	56
2.3.3	Modèle non linéaire de désaimantation.....	58
2.3.4	Prise en compte de la température.....	60
2.4	CAS-TEST SUR LES MODELES DE DESAIMANTATION .....	65
2.4.1	Comparaison des modèles de désaimantation .....	66
2.4.2	MSAP d'étude.....	75
2.4.3	Prise en compte de la température.....	80
2.5	SYNTHESE.....	86
<b>3.</b>	<b>VALIDATION DES MODELES UTILISES</b>	<b>88</b>
3.1	CONCEPTION D'UNE MAQUETTE DE TEST .....	88
3.1.1	Cahier des charges.....	88
3.1.2	Etude préliminaire.....	89
3.1.3	Géométrie proposée .....	91
3.1.4	Caractérisation des matériaux utilisés .....	103
3.2	VALIDATION DU CALCUL DE PERTES PAR COURANTS INDUITS .....	112
3.2.1	Banc d'essai utilisé .....	112
3.2.2	Modèle E.F. de la maquette .....	113
3.2.3	Validation de l'approche de calcul des pertes fer .....	113
3.2.4	Détermination des pertes dans les aimants .....	120
3.3	VALIDATION DU MODELE DE DESAIMANTATION DES AIMANTS PERMANENTS	130
3.3.1	Conditions de mesure et de calcul.....	130
3.3.2	Essai et calcul sans perte d'aimantation.....	135
3.3.3	Essai et calcul avec perte d'aimantation partielle .....	140
3.4	SYNTHESE.....	145
	<b>CONCLUSION GÉNÉRALE</b>	<b>147</b>
	<b>ANNEXES</b>	<b>150</b>
	<b>RÉFÉRENCES</b>	<b>160</b>

# Liste de Figures

---

Figure 1 Evolution du prix d'oxydes de terres rares .....	1
Figure 1.1 Différents types de magnétisme.....	6
Figure 1.2 Structure en domaines d'un matériau ferromagnétique .....	9
Figure 1.3 Paroi de Bloch entre deux domaines de Weiss.....	9
Figure 1.4 Courbe d'aimantation d'un matériau ferromagnétique .....	10
Figure 1.5 Cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique.....	11
Figure 1.6 Cycles d'hystérésis $B(H)$ de matériaux magnétiques doux et dur.....	12
Figure 1.7 Courants induits lors du déplacement d'une paroi [14].....	13
Figure 1.8 Développement de courants induits dans une tôle magnétique [14].....	14
Figure 1.9 Effet du développement de courants induits dans un matériau magnétique	15
Figure 1.10 Différents modes de compression de poudres sous champ magnétique Compression : (a) axiale, (b) transverse, (c) isostatique [17].....	17
Figure 1.11 Elaboration d'un aimant lié isotrope [17].....	18
Figure 1.12 Courbes de désaimantation de différents types d'aimants .....	19
Figure 1.13 Courbes de désaimantation en fonction de la température .....	23
Figure 1.14 Procès de désaimantation d'un aimant permanent .....	24
Figure 1.15 Lignes de recul pour aimant permanent de NdFeB [28].....	26
Figure 1.16 Le chemin présumé du courant induit dans l'aimant permanent [29].....	29
Figure 1.17 Modèle analytique d'une MSAP[30] .....	30
Figure 1.18 Modèle du système d'étude [34].....	32
Figure 1.19 Détermination de la densité de courants induits dans l'aimant à partir d'une décomposition harmonique de la f.m.m [34] .....	32
Figure 1.20 Maillage 2D d'une machine à aimants permanents [37].....	34
Figure 1.21 Maillage 3D d'une machine à aimants permanents [41].....	35
Figure 1.22 Modèles de désaimantation linéaires avec : (a) une droite ; (b) deux droites .....	37
Figure 1.23 Courbes de désaimantation du moment magnétique relatif en fonction du champ magnétique pour différents angles [26].....	39
Figure 2.1 Domaine d'étude $D$ et sa frontière $\Gamma$ .....	44
Figure 2.2 Différents types d'éléments .....	49
Figure 2.3 Conduction thermique.....	52
Figure 2.4 Le modèle linéaire.....	55
Figure 2.5 Approximation avec la fonction de Marrocco dans le 1er quadrant .....	56



Figure 2.6 Principe du modèle non-linéaire.....	57
Figure 2.7 Approximation avec l'équation de Marrocco sur les courbes de recul .....	59
Figure 2.8 Procédure utilisée lors du couplage magnétothermique .....	62
Figure 2.9 Les conditions limites : a.) électriques ; b.) thermiques.....	63
Figure 2.10 Evolution de la température en fonction du rayon .....	64
Figure 2.11 Température du conducteur en régime permanent .....	65
Figure 2.12 Dimensions de la maquette.....	66
Figure 2.13 Courbes de désaimantation et droites de recul d'un aimant de NdFeB (100 °C).....	67
Figure 2.14 Maillage 3D du circuit magnétique .....	67
Figure 2.15 Approximation de la courbe B(H) de l'aimant.....	68
Figure 2.16 Evolutions polynomiales des paramètres $\tau, c$ .....	69
Figure 2.17 Approximations des droites de recul à l'aide de Marrocco.....	69
Figure 2.18 Variation du point de fonctionnement sous un champ magnétique faible ..	70
Figure 2.19 Variation de l'induction globale dans l'aimant en magnétodynamique.....	70
Figure 2.20 Variation de l'induction globale dans l'aimant.....	71
Figure 2.21 Variation du point de fonctionnement sous un champ magnétique important.....	71
Figure 2.22 Induction moyenne dans l'aimant issue des deux formulations.....	72
Figure 2.23 Carte de l'induction rémanente dans la section centrale de l'aimant.....	73
Figure 2.24 Points de fonctionnement de l'aimant pour les éléments : a.)E1 ; b.)E2 ..	73
Figure 2.25 Carte de l'induction rémanente dans la section centrale de l'aimant (maillage fin) .....	74
Figure 2.26 Points de fonctionnement de l'aimant pour les éléments : a.)E1 ; b.)E2 ..	74
Figure 2.27 Modèle E.F. de la MSAP virtuelle .....	75
Figure 2.28 Courbes de désaimantation et de recul d'un aimant de type Ferrite.....	76
Figure 2.29 Diagramme de Potier.....	77
Figure 2.30 Couple de la machine pour différents angles $\psi$ .....	77
Figure 2.31 Perte d'induction rémanente pour différents angles $\psi$ .....	78
Figure 2.32 Points de fonctionnement des éléments E1 et E2 pour différents angles $\psi$ ..	79
Figure 2.33 La force électromotrice .....	80
Figure 2.34 Modèle E.F. de la géométrie.....	81
Figure 2.35 Courbes de désaimantation et droites recul d'un aimant NdFeB fritté.....	82
Figure 2.36 Surfaces de réponse pour les paramètres $c, \tau, B_r$ .....	83
Figure 2.37 Résultats obtenus dans l'aimant : a.) densité de courants induits ; b.) température ; c.) induction rémanente .....	84

Figure 2.38 Points de fonctionnement de l'aimant dans les éléments E1 et E2.....	85
Figure 2.39 Température du système en régime permanent .....	86
Figure 3.1 Dispositif expérimental : a.) représentation schématique ; b.) maquette de test [68].....	89
Figure 3.2 Dispositif expérimental en circuit magnétique fermé [70] .....	90
Figure 3.3 Schéma de principe de la maquette.....	91
Figure 3.4 Maquette expérimentale proposée et dimensions associées [mm].....	94
Figure 3.5 Schéma à réluctances du système étudié.....	95
Figure 3.6 Caractéristiques $B(H)$ : a.) de l'aimant de NdFeB ; b.) du noyau magnétique .....	96
Figure 3.7 Résultats du calcul numérique à vide .....	96
Figure 3.8 Procédure de calcul du point de fonctionnement.....	97
Figure 3.9 Résultats du calcul numérique pour une f.m.m. de 2800At crête.....	98
Figure 3.10 Maillage du 1/4 de la géométrie de la maquette.....	99
Figure 3.11 Variation de l'induction moyenne dans l'aimant.....	99
Figure 3.12 Carte de l'induction [T] pour les deux formulations .....	100
Figure 3.13 Densité de courants induits [ $A/m^2$ ] pour les deux formulations.....	100
Figure 3.14 Evolution des pertes Joule dans l'aimant.....	101
Figure 3.15 Dispositif expérimental réalisé.....	103
Figure 3.16 Approximations des courbes de pertes fer : a.) $0^\circ$ ; b.) $90^\circ$ .....	104
Figure 3.17 Approximation de la courbe $B(H)$ moyenne pour les directions de laminage de : a.) $0$ ; b.) $90^\circ$ .....	105
Figure 3.18 Dispositif expérimental : a.) représentation schématique; b.) bobine utilisée .....	106
Figure 3.19 Le banc expérimental utilisé pour la caractérisation.....	106
Figure 3.20 Système modélisé en utilisant les symétries géométriques .....	107
Figure 3.21 Répétabilité des mesures de : a.) la résistance ; b.) l'impédance .....	108
Figure 3.22 Comparaison de l'évolution de : a.) $\Delta R$ ; b.) $\Delta L$ .....	109
Figure 3.23 Le banc d'essai utilisé (1) magnétiseur ;(2) unité de mesure ; (3) PC d'acquisition de données .....	110
Figure 3.24 Caractéristiques de désaimantation des aimants étudiés .....	111
Figure 3.25 L'évolution, en fonction de la température, de : a.) $B_r$ ; b.) $H_{cj}$ .....	111
Figure 3.26 Banc d'essai pour la mesure des pertes par courants induits dans les aimants permanents.....	112
Figure 3.27 Modèle E.F du 1/4 de la géométrie.....	113
Figure 3.28 Répétabilité de mesures des pertes fer.....	114

Figure 3.29 Incertitude absolue sur la mesure des pertes fer.....	115
Figure 3.30 Variation de l'induction moyenne captée par la spire S3 à 50 Hz .....	115
Figure 3.31 Courant dans une bobine à 50 Hz.....	116
Figure 3.32 Variation de l'induction moyenne captée par la spire S3 à 600 Hz.....	116
Figure 3.33 Courant dans une bobine à 600 Hz .....	116
Figure 3.34 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à différentes fréquences .....	117
Figure 3.35 Pertes par hystérésis en fonction de l'offset de l'induction [74].....	118
Figure 3.36 Pertes fer en fonction de la composante continue de l'induction .....	118
Figure 3.37 Evolution du paramètre $k_h$ à 400Hz .....	119
Figure 3.38 Estimation des pertes fer avec $k_h$ ré-identifié .....	119
Figure 3.39 Aimants utilisés pour l'estimation des pertes par courants induits.....	120
Figure 3.40 Courant dans une bobine pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400 Hz .....	122
Figure 3.41 Comparaison des inductions mesurées par les capteurs S2, S3 et S4 avec les calculs pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz.....	123
Figure 3.42 Densités des courants induits en $W/m^3$ pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz .....	123
Figure 3.43 Pertes instantanées par courants induits pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz .....	124
Figure 3.44 Courant d'une bobine pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400 Hz.....	127
Figure 3.45 Induction captée par S2, S3 et S4 pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz.....	127
Figure 3.46 Densité des courants induits en $W/m^3$ pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz.....	127
Figure 3.47 Pertes par courants induits instantanées pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz .....	128
Figure 3.48 Densité des courants en $W/m^3$ induits pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz.....	129
Figure 3.49 Pertes instantanées par courants induits pour $\Delta B_a=0,2T$ à 400Hz .....	129
Figure 3.50 Pertes par courants induits en fonction de la segmentation à 400hz .....	129
Figure 3.51 Maquette expérimentale .....	131
Figure 3.52 Emplacement des sondes Hall sur la surface de l'aimant .....	131
Figure 3.53 Emplacement des thermocouples sur la surface de l'aimant .....	131
Figure 3.54 Caractéristiques $B(H)$ linéaires utilisées pour le noyau magnétique .....	132
Figure 3.55 L'induction magnétique calculée dans le noyau magnétique.....	132
Figure 3.56 Les courbes de désaimantation et de recul du NdFeB .....	133
Figure 3.57 Surfaces de réponse pour : a.) $c$ ; b.) $\tau$ ; c.) $B_r$ .....	134
Figure 3.58 Variation moyenne de l'induction de l'aimant .....	136
Figure 3.59 Mesure de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 50 Hz .....	136
Figure 3.60 Calcul de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 50 Hz.....	136
Figure 3.61 Densité de pertes par courants induits dans 1/4 de l'aimant.....	137
Figure 3.62 Champ de température dans la maquette : a.) calculée ; b.) mesurée.....	138

Figure 3.63	Températures mesurées par les thermocouples.....	138
Figure 3.64	Température calculé dans un quart de l'aimant .....	139
Figure 3.65	Perte d'induction rémanente dans l'aimant .....	139
Figure 3.66	Points de fonctionnement des éléments E1 et E2.....	139
Figure 3.67	Variation moyenne de l'induction dans l'aimant.....	140
Figure 3.68	Mesure de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 200 Hz .....	141
Figure 3.69	Calcul de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 200 Hz.....	141
Figure 3.70	Densité des pertes par courants induits dans 1/4 de l'aimant .....	142
Figure 3.71	Carte de température dans la maquette : a.) calcul ; b.) mesure .....	142
Figure 3.72	Températures mesurées avec les thermocouples.....	143
Figure 3.73	Température calculée dans un quart de l'aimant.....	143
Figure 3.74	Perte d'induction rémanente dans 1/4 de l'aimant.....	144
Figure 3.75	Points de fonctionnement des éléments E1 et E2.....	144
Figure 3.76	Carte de l'induction dans la section de l'aimant.....	145
Figure 1	Les dimensions détaillées du circuit magnétique .....	150
Figure 2	Fitting sur les courbes des pertes fer : a.) 0°; b.) 90° .....	152
Figure 3	Cycles d'hystérésis B(H) du NdFeB ( $T_{\max}=80^{\circ}\text{C}$ ) .....	153
Figure 4	Cycles d'hystérésis B(H) du SmCo ( $T_{\max}=250^{\circ}\text{C}$ ) .....	153
Figure 5	Cycles d'hystérésis B(H) du Ferrite ( $T_{\max}=225^{\circ}\text{C}$ ).....	154
Figure 6	Pertes fer à 4mm d'entrefer pour différentes fréquences.....	156
Figure 7	Dispositif utilisé pour la récupération de donnés .....	157
Figure 8	Réglages de la caméra thermique pour une excitation de 3,5A à 50 Hz .....	158
Figure 9	Réglages de la caméra thermique pour une excitation de 3,5A à 200 Hz .....	159

---

# Introduction générale

---

Les rejets de gaz à effets de serre constituent un problème environnemental crucial qui induit, depuis quelques années, des mesures réglementaires de plus en plus draconiennes pour les réduire. Ainsi, l'union européenne a fixé aux constructeurs d'automobiles des objectifs limitant les émissions de CO<sub>2</sub> à 95g/km d'ici 2020.

Dans ce contexte, la société Valeo développe, dans le cadre du projet Mhygale (Mild HYbrid GénérALisable), une solution d'hybridation dite « douce ». Il s'agit d'équiper un véhicule automobile d'une machine électrique qui remplace le moteur à combustion pendant le démarrage ou lorsque le véhicule est en roue libre, en freinage ou à l'arrêt. Ces véhicules hybrides, considérés comme une solution de futur, permettent d'allier les avantages des véhicules thermiques à ceux des véhicules électriques. Aussi, l'amélioration du rendement des machines qui les équipent, tout en gardant un prix compétitif, est devenu une priorité. Ces dernières étant souvent des machines synchrones à aimants permanents, une voie pour y aboutir consiste à optimiser l'utilisation des matériaux magnétiques afin de diminuer leur volume et plus spécifiquement celui des aimants qui sont typiquement à base de terres rares. En effet, ces derniers sont coûteux et les prix des matériaux les constituant connaissent une hausse spectaculaire depuis 2009. A titre d'exemple, on présente, sur la figure ci-dessous, l'évolution, entre le Janvier 2009 et le Mai 2013, les prix du néodyme (Nd) et du dysprosium (Dy) qui représentent deux des matériaux rentrant dans la fabrication des aimants en NdFeB, les plus puissants produits actuellement à l'échelle industrielle [1].

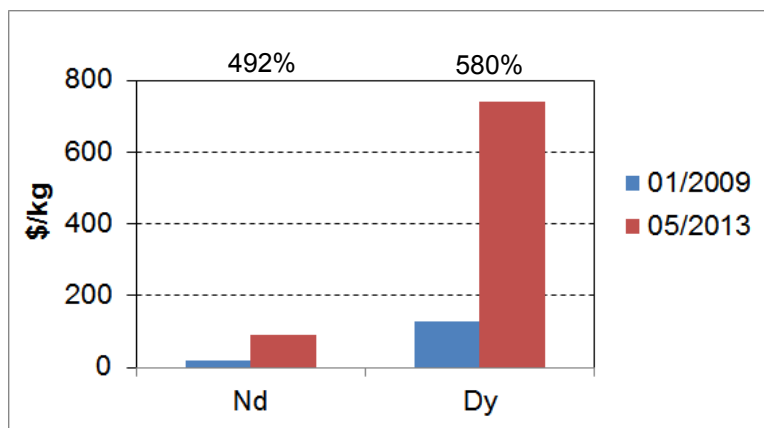


Figure 1 Evolution du prix d'oxydes de terres rares

Il est donc impératif, lors de la phase de conception, de bien dimensionner le volume minimal nécessaire d'aimant permanent tout en conservant des performances optimales. Outre les critères classiques à respecter en termes de désaimantation, il est

nécessaire de tenir compte, dans le cas des aimants à base de terres rares, de leur conductivité électrique relativement élevée. En effet, cette dernière permet à des courants induits de s'y développer suite aux harmoniques auxquelles ils sont soumis lors du fonctionnement de la machine. Même si ces pertes ne grèvent pas significativement le rendement du moteur, elles peuvent se traduire par un échauffement des aimants. Ce dernier a une influence marquée sur la caractéristique de l'aimant les rendant plus vulnérables, sous un champ démagnétisant, à un effet de désaimantation irréversible partielle ou totale. Ces effets sont rarement pris en compte par les modèles tant analytiques que numériques par éléments finis.

L'objectif des travaux de cette thèse, réalisés dans le cadre d'une convention CIFRE entre la société Valeo Systèmes Electriques, basée à Créteil, et le L2EP (Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance) de Lille, est de développer un modèle de comportement d'aimants permanents qui prend en compte les différentes contraintes magnétiques et thermiques, l'implémenter dans un code de calcul par éléments finis, en l'occurrence *code\_Carmel* qui est développé au laboratoire, et le valider aux travers de comparaisons avec des résultats expérimentaux.

Ce manuscrit de thèse est divisé en trois chapitres.

Intitulé 'Etat de l'art', le premier chapitre se focalise sur les matériaux magnétiques. Les notions magnétiques utilisées sont d'abord introduites avant de présenter les phénomènes associés au processus d'aimantation des matériaux. Ensuite, l'accent est mis sur les matériaux durs qui constituent le sujet principal des travaux. Les procédés de fabrication des différents types d'aimants, ainsi que leurs propriétés magnétiques, sont présentés. Une synthèse sur leur comportement magnétique en fonction de la température et du champ démagnétisant est également abordée. Enfin, un état de l'art est effectué sur les principaux modèles de pertes dans les matériaux magnétiques proposés dans la littérature et plus spécifiquement sur ceux relatifs aux pertes par courants induits et d'aimantation dans les matériaux durs.

Le deuxième chapitre est consacré aux différents modèles que nous utilisons pour l'étude de la désaimantation des aimants permanents sous l'effet combiné du champ démagnétisant et de la température. Ainsi, les équations, et les modèles pour les résoudre, relatives aux problèmes électromagnétique et thermique sont d'abord présentés. Les modèles de comportement des aimants développés sont ensuite introduits ainsi que les hypothèses adoptées pour leur implémentation dans le code de calculs numériques. Enfin, des cas tests spécifiques sont utilisés pour étudier le comportement des aimants et mettre en relief l'apport, l'intérêt et les limites de chacune des approches.

Le troisième chapitre porte sur la validation du modèle de calcul des pertes par courants induits et du modèle de désaimantation des aimants permanents. Une maquette expérimentale dédiée, simple, est conçue afin de soumettre des échantillons d'aimants à des champs pulsants démagnétisants de différentes amplitudes et fréquences. En utilisant l'approche de la séparation des pertes, où les pertes Fer sont calculées par le modèle EF, la puissance dissipée par les courants induits dans les aimants est quantifiée dans diverses conditions de fonctionnement et les résultats sont comparés à ceux issus du modèle numérique. Enfin, la désaimantation sous l'effet d'un champ magnétique variable conjugué à une élévation de la température due aux courants induits a également été investiguée expérimentalement et les résultats comparés aux simulations utilisant le modèle développé.

# 1. Etat de l'art

---

Durant les dernières décennies, l'industrie électrotechnique a connu d'importants développements grâce, en grande partie, à l'amélioration de la technologie de fabrication des matériaux magnétiques permettant ainsi une meilleure utilisation de l'énergie. En effet, ces derniers jouent un rôle clé dans le fonctionnement des machines électriques et leurs propriétés physiques, telles la loi de comportement magnétique  $B(H)$  ou encore les pertes magnétiques spécifiques, sont directement liées aux performances de la machine. Ainsi, l'utilisation conjointe d'aimants permanents et de matériaux magnétiques doux performants aboutit aujourd'hui à des structures présentant de très bonnes performances en termes de puissance massique/volumique avec un excellent rendement.

Les machines synchrones à aimants permanents (MSAP) sont probablement les machines les plus étudiées actuellement. Leur popularité est due essentiellement à leurs nombreuses qualités qui se déclinent sous forme de faibles pertes, d'un facteur de puissance élevé et d'une très bonne puissance massique mais également à leur très bonne adaptation aux applications à vitesse variable. De ce fait, ces machines, et notamment celles mettant en œuvre des aimants permanents à base de terres rares, sont utilisées dans plusieurs applications nécessitant de très bonnes performances dont les voitures électriques et hybrides. La forte densité énergétique de ces aimants permet en effet de concevoir des structures aux performances très élevées. Toutefois, leur conductivité électrique non nulle induit des pertes par courants de Foucault à cause des harmoniques spatiales et temporelles du flux magnétique. Bien que ces pertes ne grèvent pas significativement le rendement du moteur, elles peuvent se traduire par une élévation de température à l'intérieur des aimants laquelle peut provoquer une désaimantation irréversible partielle ou totale de ces derniers [2]–[4]. Pour éviter ces risques, les pertes dans les aimants doivent être évaluées d'une façon précise lors de la conception de la machine, ce qui requiert des modèles adéquats pouvant donner des résultats précis.

La désaimantation partielle des aimants permanents au sein des machines électriques fait l'objet de travaux de recherche soutenus depuis quelques années afin d'étudier son impact sur le comportement d'une machine. Ainsi, des travaux ont porté sur le diagnostic des défauts liés à la désaimantation [5]–[7] ou encore sur l'effet d'un dysfonctionnement de la machine sur les aimants permanents [8], [9]. Sachant que ces derniers sont très sensibles aux grandeurs magnétiques extérieures, il est nécessaire d'utiliser un modèle précis de leur loi de comportement magnétique afin de prédire une



éventuelle perte d'aimantation et les influences sur les performances des machines électriques.

Ce chapitre a pour objectif d'introduire les différents matériaux magnétiques et de donner les principales notions sur les propriétés magnétiques de ces matériaux doux et durs. Dans un premier temps, on introduira les définitions des différentes grandeurs magnétiques relatives à la description de la loi de comportement des matériaux magnétiques ainsi que les pertes fer qui y sont associées. Ensuite, les propriétés magnétiques et les caractéristiques principales des matériaux durs (aimants) seront détaillées. Enfin, les principales approches rencontrées dans la littérature pour la modélisation des pertes d'aimantation dans les aimants seront présentées.

## 1.1 Le magnétisme

### 1.1.1 Propriétés magnétiques générales

L'état d'aimantation d'un corps est caractérisé en chaque point par le vecteur d'aimantation  $\mathbf{M}$  [A/m] qui représente la somme vectorielle des moments magnétiques  $\mathcal{M}$  par unité de volume du corps  $\partial v$  :

$$\mathbf{M} = \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial v} \quad 1.1$$

On peut alors exprimer les grandeurs  $\mathbf{B}$  [T], induction magnétique, et  $\mathbf{H}$  [A/m], champ magnétique, qui caractérisent l'état magnétique d'un corps par la relation suivante :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0\mathbf{H} + \mathbf{J} \quad 1.2$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique absolue du vide ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$  [H/m]). Le vecteur  $\mathbf{J} = \mu_0\mathbf{M}$  représente la polarisation magnétique du milieu et s'exprime en Teslas [T] tout comme l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  produite à la fois par la source extérieure ( $\mu_0\mathbf{H}$ ) et le milieu lui-même ( $\mu_0\mathbf{M}$ ). La dépendance entre  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$  peut également s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathbf{B} = \mu_0\mu_r\mathbf{H} \text{ et } \mathbf{M} = \chi\mathbf{H} \quad 1.3$$

où  $\mu_r$  et  $\chi$  sont respectivement la perméabilité relative et la susceptibilité magnétique et qui sont liées par la relation :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad 1.4$$

Du point de vue des propriétés magnétiques, on distingue classiquement trois classes de matériaux : diamagnétique, paramagnétique et ferromagnétique (Figure 1.1). Les matériaux diamagnétiques et paramagnétiques sont qualifiés de non magnétiques parce qu'ils présentent une aimantation faible. A l'opposé, parmi les matériaux présentant une aimantation importante, due à la résultante des moments magnétiques, on trouve les matériaux ferromagnétiques [10], [11].

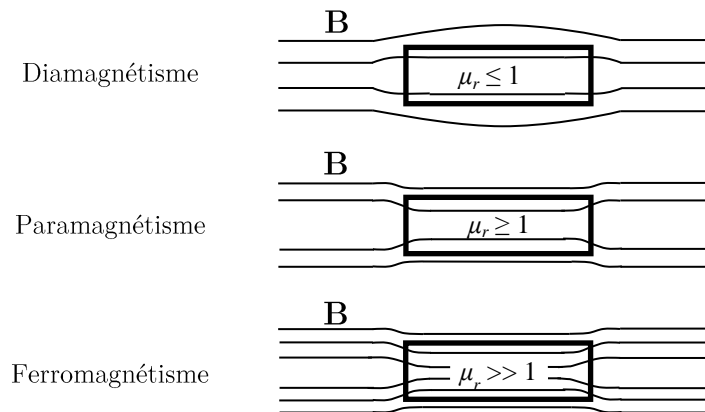


Figure 1.1 Différents types de magnétisme

Dans la suite, nous rappelons succinctement les propriétés magnétiques de chaque catégorie.

## 1.1.2 Types de magnétisme

### 1.1.2.1 Diamagnétisme

Le diamagnétisme se traduit par l'apparition au sein du matériau d'un champ magnétique opposé à celui appliqué. Ce type de magnétisme est caractérisé par une susceptibilité négative, de faible amplitude, qui est due à un mouvement orbital des électrons provoqué par le champ magnétique appliqué. Parmi les matériaux diamagnétiques, on peut citer les éléments Cu, Bi, Pb, Ga.... Sachant que le bismuth est l'élément connu dont le diamagnétisme est le plus prononcé ( $\chi = -16,6e-5$ ). Généralement, de par la faible valeur de susceptibilité, la loi de comportement de ce type de matériau peut être assimilée à celle du vide dans le cadre de l'étude des machines électriques.

### 1.1.2.2 Paramagnétisme

Le paramagnétisme est lié à l'existence d'un moment magnétique permanent qui peut être porté par des atomes ou des molécules. Sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, un matériau paramagnétique acquiert une aimantation dirigée dans le même sens que le champ d'excitation. Il possède donc une susceptibilité magnétique de

valeur positive (contrairement aux matériaux diamagnétiques), mais faible. Si le champ extérieur disparaît, les moments magnétiques sont orientés de manière aléatoire en raison de l'agitation thermique ce qui induit une aimantation nulle. De nombreux sels et métaux présentent ce type de magnétisme comme les Mn, Na, Al, Cr, Ni. De la même manière que pour les matériaux diamagnétiques, la loi de comportement de tels matériaux est considérée linéaire pour les domaines d'application en électrotechnique.

### 1.1.2.3 Ferromagnétisme

Les matériaux ferromagnétiques (Fe, Co, Ni et les terres rares) présentent une susceptibilité magnétique positive et importante, de l'ordre de  $10^6$ , et sont les principaux matériaux utilisés dans les dispositifs de conversion d'énergie en électrotechnique.

Ainsi, dans le cas du ferromagnétisme, les corps ont la propriété de s'aimanter très fortement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et, pour certains (les aimants), de garder une aimantation importante même après la disparition du champ extérieur. A l'échelle microscopique, l'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques s'explique par le fait que les moments atomiques ont tendance à s'aligner spontanément et parallèlement les uns aux autres, réalisant une mise en ordre au sein d'un même domaine de Weiss (que l'on définira plus en détail dans la section suivante).

De plus, pour un matériau ferromagnétique, l'aimantation tend à s'orienter le long des directions privilégiées (direction de facile aimantation) déterminées par la structure cristalline ou par la forme de l'échantillon. Pour modifier la direction d'un moment magnétique, on peut soit appliquer un champ magnétique, soit apporter de l'énergie en augmentant la température. Il faut noter que l'augmentation de la température au-dessus d'une température seuil, appelée température de Curie, conduit à un effondrement réversible de l'aimantation spontanée qui rend le système paramagnétique.

Les caractéristiques des différents types de matériaux ferromagnétiques vont être étudiées par la suite.

## 1.2 Matériaux ferromagnétiques

Comme mentionné précédemment, les matériaux ferromagnétiques sont les principaux matériaux utilisés dans les applications électrotechniques en raison de leurs propriétés magnétiques. Ces matériaux peuvent également être classés en deux grandes familles :

- **les matériaux magnétiques doux**, qui peuvent être aimantés facilement avec des champs magnétiques faibles ( $<10\text{kA/m}$ ) et qui ne présentent des propriétés magnétiques qu'en présence d'une excitation magnétique extérieure. Ils sont utilisés dans les machines électriques pour canaliser le flux magnétique ;
- **les matériaux magnétiques durs**, qui nécessitent des champs beaucoup plus importants pour être aimantés, de l'ordre de  $1\text{MA/m}$  (pour les ferrites) à  $5\text{MA/m}$  (pour les terres rares). Une fois aimantés, ils présentent des propriétés magnétiques même en l'absence d'une excitation magnétique extérieure. Leur aimantation peut être considérée comme permanente, car les domaines restent « figés » dans un état aimanté nécessitant une énergie trop importante pour une restructuration dans un état désaimanté. Ces matériaux constituent les aimants permanents.

Il faut préciser que la dénomination de matériau magnétique doux ou dur se réfère principalement aux caractéristiques magnétiques et non pas à la dureté physique des corps, certains alliages utilisés dans la fabrication d'aimants permanents ayant une dureté inférieure à quelques fers et aciers utilisés dans la fabrication de matériaux magnétiques doux.

Dans la suite, nous allons présenter les caractéristiques communes de ces deux natures de matériaux pour nous concentrer sur les matériaux magnétiques durs qui font l'objet de nos travaux.

## 1.2.1 Caractéristiques des matériaux ferromagnétiques

### 1.2.1.1 Domaines de Weiss

Dans les années 1900, le physicien français Pierre Weiss postule la première théorie moderne du ferromagnétisme qui reste valable à ce jour [12]. P. Weiss stipule qu'un matériau ferromagnétique est composé de plusieurs régions ou domaines. Chacun d'eux est magnétisé à saturation mais la direction de l'aimantation d'un domaine à l'autre n'est pas nécessairement parallèle (voir Figure 1.2). Ainsi, un matériau démagnétisé ne l'est que du point de vue d'un observateur extérieur au matériau. La taille du domaine varie considérablement en fonction de la composition, la pureté et l'état de déformation du matériau.

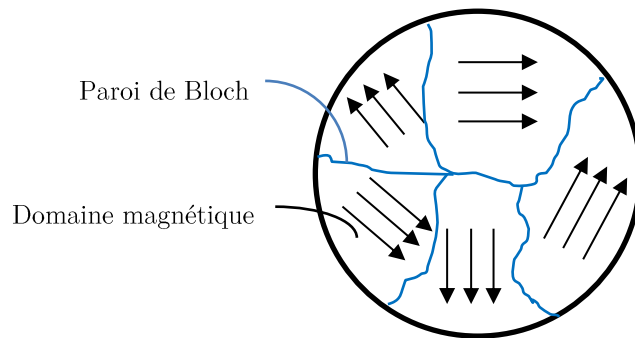


Figure 1.2 Structure en domaines d'un matériau ferromagnétique

Les domaines de Weiss sont séparés par les parois de Bloch dont l'épaisseur est beaucoup plus petite que la taille d'un domaine, de l'ordre de quelques centaines à quelques milliers d'Angstrom. Dans ces parois, l'orientation de l'aimantation varie rapidement d'une direction dans un domaine vers une autre dans le domaine voisin.

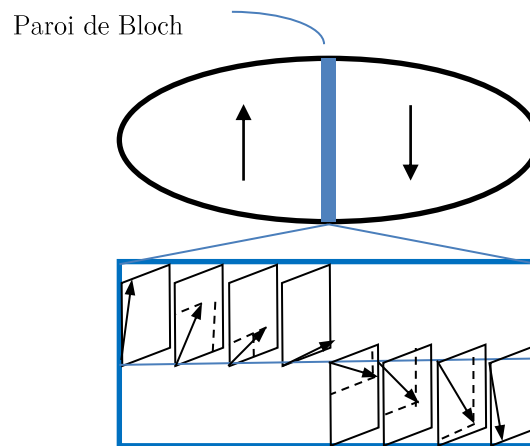


Figure 1.3 Paroi de Bloch entre deux domaines de Weiss

La Figure 1.3 illustre le changement d'orientation des moments magnétiques dans l'épaisseur d'une paroi de Bloch. Le changement à 180 degrés de l'aimantation doit être fait sur une distance considérable pour minimiser l'énergie potentielle associée à la paroi. Toutefois, la largeur de la paroi sera limitée en raison de l'effet de l'anisotropie cristalline (dépendance directionnelle du magnétisme par rapport à l'axe cristallin). Dans une structure cristalline, il existe des directions de facile aimantation selon lesquelles l'énergie nécessaire pour aimanter le matériau est moins importante que pour les autres directions.

## 1.2.2 Le procédé d'aimantation

### 1.2.2.1 Courbe d'aimantation

L'état désaimanté d'un matériau résulte du fait de la structuration en domaines de Weiss dont les aimantations sont orientées de façon à annuler l'aimantation

globale du matériau. Si un champ magnétique croissant est ensuite appliqué au matériau, les moments magnétiques auront tendance à s'aligner selon la direction du champ appliqué. Cela signifie que les parois de Bloch vont se « déplacer » au sein du matériau. Pour un cristal pur et sans défaut, l'énergie nécessaire pour déplacer la paroi est constante. Toutefois, comme tout cristal réel présente des imperfections (déformations mécaniques, impuretés non magnétiques et ferromagnétiques définis comme « sites d'ancrage »), le déplacement des parois de Bloch n'est pas continu mais varie tout au long du processus. Ces défauts ont pour conséquences directes une réduction de la perméabilité et une augmentation des pertes magnétiques.

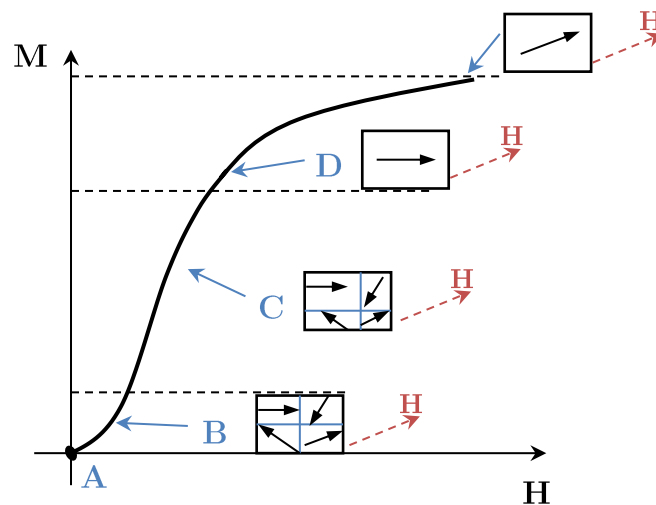


Figure 1.4 Courbe d'aimantation d'un matériau ferromagnétique

La Figure 1.4 montre le procédé d'aimantation d'un matériau ferromagnétique en appliquant, un champ magnétique  $\mathbf{H}$  croissant, jusqu'à une valeur définie. Le point (A) décrit une aimantation nulle du matériau. Dans la zone (B), où nous trouvons des champs faibles, le déplacement des parois de Bloch est réversible (si le champ extérieur s'annule, le système retourne à l'état initial). En augmentant la valeur du champ magnétique (zone C) l'aimantation des domaines se trouve dans la même direction ou dans une direction proche de celle du champ magnétique extérieur et présente un volume plus important par rapport aux domaines de la zone (B). Par conséquent, dans cette région, une augmentation faible du champ correspond à une augmentation importante de l'aimantation. Il s'agit d'un processus irréversible au cours duquel les vecteurs d'aimantation tendent à garder leur nouvelle orientation même après l'annulation du champ. Pour atteindre la région (D), l'intensité du champ magnétique doit être très élevée. L'aimantation commence alors à saturer et les parois de Bloch disparaissent. On a pratiquement une structure avec un seul domaine magnétique où les moments magné-

tiques commencent à s'aligner avec le champ magnétique appliqué. A ce niveau, le processus de rotation des moments magnétiques est réversible.

### 1.2.2.2 Cycle d'hystérésis

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est placé dans un champ magnétique  $\mathbf{H}$  alternatif, une fois la courbe de première aimantation parcourue, nous obtenons les cycles d'hystérésis en aimantation  $M(H)$  ou en induction  $B(H)$  (voir Figure 1.5). Ce cycle représente le retard de la réponse du matériau ( $\mathbf{M}$  ou  $\mathbf{B}$ ) sous la sollicitation d'excitation ( $\mathbf{H}$ ).

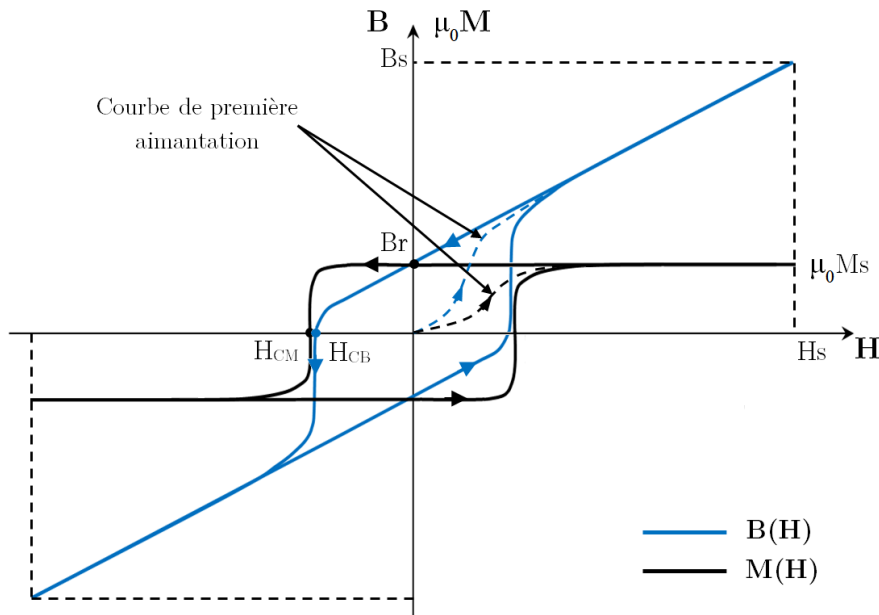


Figure 1.5 Cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique

Pour  $H \geq H_s$ , nous avons vu dans le paragraphe précédent que l'aimantation atteint une valeur de saturation  $M_s$ . En réduisant  $\mathbf{H}$  à zéro,  $\mathbf{M}$  et  $\mathbf{B}$  ne décroissent pas en parcourant leur courbe de première aimantation, mais atteignent le point de rémanence  $\mathbf{B}_r = \mu_0 \mathbf{M}_r$ . Ensuite, en inversant le sens du champ  $\mathbf{H}$ , l'aimantation et l'induction sont annulées. Ces points sont notés :

- **Le champ coercitif d'aimantation**  $H_{cM}$  (indépendant de la forme du matériau) ;
- **Le champ coercitif d'induction**  $H_{cB}$  qui sera noté dans la suite  $H_c$ . Il est à noter que  $H_c < H_{cM}$ . Cette différence, négligeable pour les matériaux doux, est significative dans le cas de matériaux durs qui présentent une aimantation interne importante.

Si le champ  $\mathbf{H}$  continue à décroître, le matériau atteint à nouveau un état de saturation mais cette fois-ci négative (selon la convention d'orientation choisie). Si

l'échantillon est soumis à plusieurs cycles, en appliquant des valeurs positives et négatives de  $\mathbf{H}$ , un cycle d'hystérésis symétrique est obtenu [11] [10],.

La Figure 1.6 montre la forme des courbes  $B(H)$  caractéristiques pour les deux familles de matériaux. Les matériaux doux se caractérisent par un cycle d'hystérésis étroit avec un champ coercitif  $H_C$  faible mais avec une induction à saturation  $B_S$  et une perméabilité magnétique élevées. Les matériaux durs présentent un cycle d'hystérésis large associé à un champ coercitif  $H_C$  relativement important.

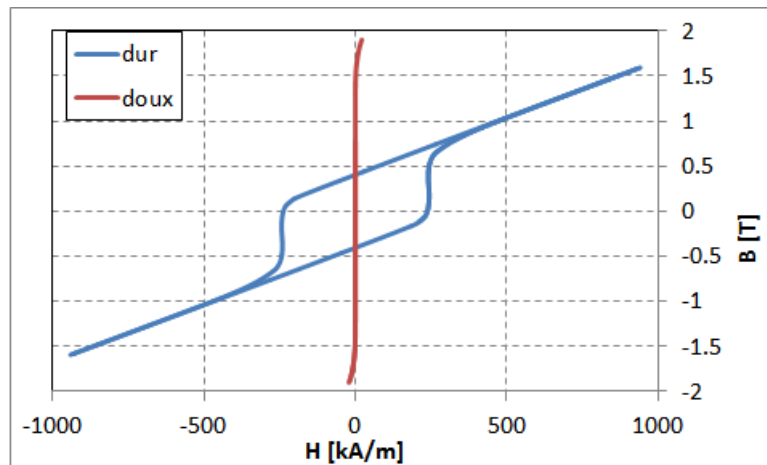


Figure 1.6 Cycles d'hystérésis  $B(H)$  de matériaux magnétiques doux et dur

En pratique, l'observation d'un cycle d'hystérésis s'effectue à très basse fréquence pour éviter que des fréquences de champ d'excitation élevées n'induisent des contributions dynamiques aux pertes dans le matériau et modifient ainsi son allure. On parlerait alors dans ce cas d'un cycle de pertes. De façon générale, la loi de comportement magnétique est également modifiée selon les contraintes extérieures auxquelles est soumis le matériau (thermique, mécanique ...).

Ainsi, le phénomène d'hystérésis, qui représente la loi de comportement d'un matériau ferromagnétique, nécessite une attention particulière de par sa forte non-linéarité mais aussi de la surface correspondante qui est associée à des pertes dans le matériau.

Dans nos travaux sur le développement d'un modèle de comportement des aimants permanents, la connaissance des pertes magnétiques qui y apparaissent est nécessaire. Dans ce contexte, nous allons présenter les différentes contributions aux pertes globales dans les matériaux ferromagnétiques, pour ensuite nous concentrer sur les matériaux magnétiques durs, plus spécifiquement les aimants permanents.



### 1.2.3 Pertes dans les matériaux ferromagnétiques

D'après l'approche proposée par Bertotti [13], les pertes dans les matériaux ferromagnétiques peuvent être décomposées en trois contributions :

- les pertes par hystérésis ;
- les pertes par courants de Foucault ;
- les pertes excédentaires.

Ces contributions sont succinctement présentées ci-dessous en considérant un matériau ferromagnétique de type tôle et dans des conditions de dynamique d'excitation telles que l'épaisseur de peau reste grande devant l'épaisseur de la tôle. L'induction magnétique pourra alors être considérée, en première approche, homogène dans l'épaisseur du matériau.

#### 1.2.3.1 Les pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont directement liées à l'évolution irréversible de la structure cristalline du matériau. En effet, l'organisation de la matière en domaines de Weiss est modifiée sous l'effet de la variation en intensité et/ou en direction du champ magnétique. Comme indiqué précédemment, les déplacements des parois ne se font pas de manière continue, mais par sauts brusques d'un site d'ancrage à l'autre (sauts de Barkhausen, voir Figure 1.7). Ces sauts sont associés à des variations locales de flux, donnant ainsi naissance à des courants induits dans la région des parois de Bloch.

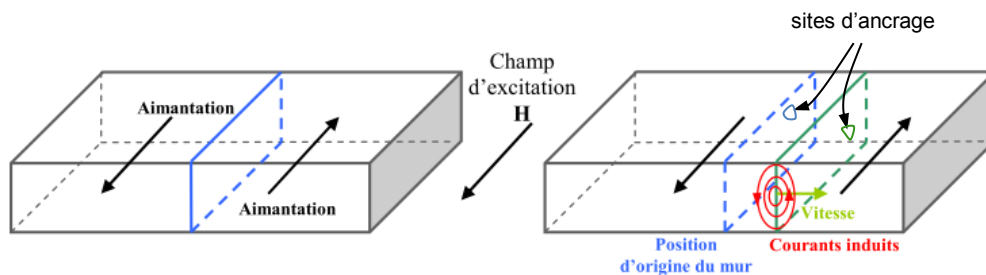


Figure 1.7 Courants induits lors du déplacement d'une paroi [14]

Les pertes engendrées sont alors proportionnelles à l'aire du cycle d'hystérésis  $A_h$  et correspondent à l'énergie volumique dissipée au cours d'une période :

$$W = \oint \mathbf{H} d\mathbf{B} = A_h \left[ \text{J/m}^3 \right] \quad 1.5$$

Cette énergie est convertie en chaleur lors du processus d'aimantation et représente les pertes volumiques par hystérésis dans le cas statique (fréquence  $f$  ou dynamique faible).

$$P_h = f \oint \mathbf{H} d\mathbf{B} = f A_h \left[ \text{W/m}^3 \right] \quad 1.6$$

Généralement, dans les applications électrotechniques, il est recommandé d'utiliser des matériaux magnétiques avec un cycle d'hystérésis étroit.

### 1.2.3.2 Les pertes par courants induits

En régime dynamique, en plus des pertes par hystérésis, les pertes dues aux courants induits macroscopiques, liés à la conductivité  $\sigma$  du matériau, deviennent non négligeables. Ces courants se forment dans la masse du matériau dans des plans normaux à la direction du flux comme illustré par la Figure 1.8.

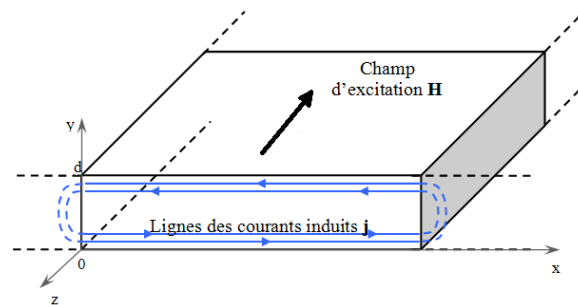


Figure 1.8 Développement de courants induits dans une tôle magnétique [14]

Ils génèrent alors des pertes qui peuvent être quantifiées de la manière suivante [15] :

$$P_{c.i.} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_V \frac{J^2}{\sigma} dt \left[ \text{W/m}^3 \right] \quad 1.7$$

où  $J$  est la densité locale de courant et  $T$  est la période du champ d'excitation. Dans le cas d'une tôle ferromagnétique dont la longueur et la largeur sont beaucoup plus grandes que son épaisseur, la valeur moyenne de ces pertes s'exprime par :

$$P_{c.i.} = \frac{\sigma d^2}{12} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt \left[ \text{W/m}^3 \right] \quad 1.8$$

Les courants induits produisent en fait un « élargissement » du cycle  $B(H)$  qui devient plus important lorsque la fréquence augmente (voir Figure 1.9).

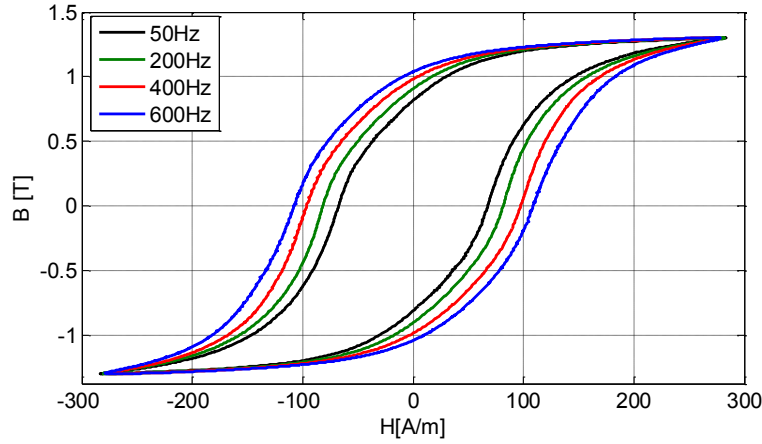


Figure 1.9 Effet du développement de courants induits dans un matériau magnétique

Afin de réduire ces pertes, le circuit magnétique est généralement segmenté (tôles isolées les unes des autres) parallèlement au sens de circulation du flux magnétique.

### 1.2.3.3 Les pertes excédentaires

Les pertes dites excédentaires sont dues aux interactions spatio-temporelles entre les domaines lors de l'aimantation dynamique du matériau. Même si ces pertes résultent d'un processus complexe, on peut les associer à la dynamique des domaines, et en particulier à une augmentation locale des pertes magnétiques autour des parois en déplacement. En 1990, Fiorillo et Novikov [16], sur la base de la théorie développée par Bertotti, ont montré que la valeur moyenne de ces pertes excédentaires, dans le cas de matériaux feuilletés et sur une période électrique, peut être exprimée de la manière suivante :

$$P_{exc} = \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1.5} dt \quad [\text{W/m}^3] \quad 1.9$$

où  $G$  est le coefficient des frottements entre les domaines magnétiques,  $V_0$  est un paramètre qui caractérise la distribution statistique du champ coercitif local et  $S$  est la surface transversale du matériau feuilleté.

Outre la conductivité du matériau, l'intensité et la fréquence d'excitation, ces pertes sont également influencées par le niveau des impuretés présentes dans la matière.

Dans les paragraphes suivants, nous nous focaliserons sur les matériaux magnétiques durs en mettant en avant les critères de choix d'un aimant en fonction de l'application donnée.

## 1.3 Matériaux magnétiques durs

Comme mentionné précédemment, les principaux matériaux durs utilisés dans le domaine électrotechnique sont, par ordre chronologique d'apparition, les Alnico (fin des années 1930), les ferrites durs (dans les années 1950) et les terres rares. Pour cette dernière famille d'aimants, on distingue les SmCo<sub>5</sub> (fin des années 1960), les Sm<sub>2</sub>Co<sub>17</sub> (fin des années 1970) et les NdFeB (dans les années 1980) [17].

Ci-après, on présente les procédés de fabrication et les propriétés magnétiques et physiques qui permettent d'expliquer le comportement magnétique des différents matériaux magnétiques durs ainsi que quelques applications des aimants permanents. On va également évoquer la stabilité magnétique du point de vue thermique et du champ induit.

### 1.3.1 Procédés mis en œuvre pour la fabrication des aimants

Selon le type de matériau, des procédés différents peuvent être utilisés pour fabriquer les aimants permanents :

- Frittage (aimants à base de terres rares, les ferrites et les alnicos) ;
- Moulage par injection ou compression (aimants à base de terres rares et ferrites) ;
- Fusion et coulée (Alnico) ;

#### 1.3.1.1 Elaboration des aimants par frittage

Le procédé de frittage implique le compactage de poudres fines sous température (sans atteindre la fusion du matériau) à haute pression sous un champ magnétique d'alignement.

La préparation des poudres mises en œuvre pour la fabrication des aimants frittés s'effectue principalement à partir des opérations suivantes :

- Réduction en grains fins par broyage ou par une réaction de réduction-diffusion (réduction calciothermique) de l'alliage de départ ;
- Orientation des particules, grâce à l'application d'un champ magnétique fort (continu ou pulsé) avant ou pendant la compression ;
- Densification des grains, faite en général par frittage.

En fonction de l'intensité du champ appliqué et de la méthode utilisée, la rémanence de l'aimant diffère. On peut aligner et comprimer le long du même axe, perpendiculairement à l'axe de compression ou appliquer une pression isostatique sur une

poudre pré-alignée (voir Figure 1.10). La rémanence s'améliore avec le degré d'alignement qui augmente lorsqu'on passe de la compression axiale ( $\approx 87\%$ ) à la compression transverse ( $\approx 92\%$ ) puis à la compression isostatique ( $\approx 95\%$ ). Le passage par les différentes étapes de compression augmente bien évidemment le coût de fabrication de l'aimant.

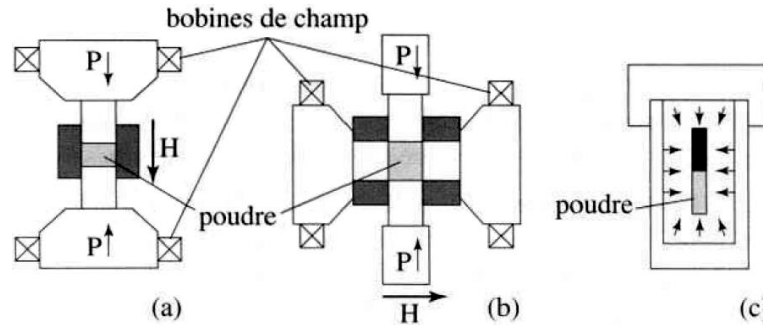


Figure 1.10 Différents modes de compression de poudres sous champ magnétique  
Compression : (a) axiale, (b) transverse, (c) isostatique [17]

Le frittage est effectué pendant près d'une heure, sous une atmosphère neutre très pure, à haute température (environ  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). Il est prolongé par un revenu au-dessus de  $900\text{ }^{\circ}\text{C}$  qui procure la coercivité optimale. Ensuite, le durcissement magnétique de l'aimant est obtenu par un refroidissement rapide ( $< 400\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). L'opération de frittage débouche sur des tolérances relativement grossières sur les pièces brutes. L'usinage des surfaces, à l'aide de meules diamantées, est alors nécessaire pour avoir des tolérances dimensionnelles de l'ordre de  $2/100\text{ mm}$  [10], [18].

Les principales étapes de la fabrication des différents aimants par frittage sont résumées dans le Tableau 1.1.

	Ferrite	NdFeB	SmCo <sub>5</sub>	Sm <sub>2</sub> Co <sub>17</sub>	Alnico
Phase de départ	BaO <sub>6</sub> -Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> SrO-6Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	SmCo <sub>5</sub>	Sm <sub>2</sub> (CoFe) <sub>17</sub>	FeCo
Réduction en grains	----- par broyage -----				réduction calcothermique
Orientations des grains	----- par compression sous champ -----				traitement thermique sous champ
Densification	----- au cours du frittage -----				
Procédé générique utilisé	----- métallurgie des poudres -----				métallurgie de poudres ou fonderie

Tableau 1.1 Principaux procédés de fabrication des aimants par frittage [17]

### 1.3.1.2 Elaboration par moulage, par injection ou compression

Il est également possible d'obtenir des matériaux liés (Alnico, SmCo) par mélange de poudres d'alliage avec des résines thermodurcissables ou thermoplastiques moulées afin d'obtenir des aimants de dimensions précises, facilement usinables. On obtient alors des aimants ayant des propriétés magnétiques moins bonnes que celles des aimants frittés (à cause de la forte teneur en résines), mais possédant des propriétés mécaniques intéressantes (tolérances serrées, élasticité).

Ainsi, les poudres de ferrite fabriquées industriellement sont obtenues en broyant en phase sèche des granules d'hexaferrite, puis en enrobant la poudre obtenue dans l'élastomère et enfin en procédant à l'extrusion à chaud du mélange.

Les poudres de NdFeB sont, quant à elles, obtenues par une méthode de trempe rapide (ou trempe sur roue). Un jet d'alliage fondu est projeté sur la jante froide d'une roue de cuivre massif, refroidie à l'eau, et tournant à grande vitesse allant jusqu'à 106 degrés par seconde. Très cassant, le ruban obtenu, d'environ 30  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, se brise spontanément en morceaux de faibles longueurs. Ses propriétés magnétiques dépendent de tous les paramètres mécaniques et thermiques de l'opération : température de l'alliage fondu, vitesse d'éjection, vitesse de roue, taux de refroidissement, etc. La coercitivité dépend notamment de la vitesse de roue.



Figure 1.11 Elaboration d'un aimant lié isotrope [17].

L'alliage ainsi obtenu est broyé pour donner une poudre qui est mélangée à un liant organique plastique ou thermodurcissable. Les pièces sont moulées par compression, ce qui permet une proportion plus élevée de poudre. On distingue différentes nuances selon le type de compression :

- Compression à froid sous 600-700 MPa : les aimants obtenus, isotropes, sont appelés MQ I (MQ signifie Magnet Quench) ;
- Compression à chaud à une température de 720 °C et sous une pression de 140 MPa : les aimants obtenus sont globalement isotropes, avec des propriétés magnétiques améliorées, et sont, appelés MQ II ;
- Une deuxième compression des pièces MQ II sous 100 MPa et 700 °C permet d'obtenir une structure anisotrope (MQ III) qui a des propriétés magnétiques nettement meilleures.

### 1.3.1.3 Elaboration par fusion et coulée

La procédure de fusion et coulée est spécifique pour l'obtention des aimants Alnico. La coulée est un procédé de solidification des matériaux en fusion dans un moule. On obtient ainsi des pièces qui présentent des géométries complexes avec une grande dureté. L'usinage s'effectue ensuite par rectification à la meule diamantée ou par électroérosion.

### 1.3.2 Propriétés magnétiques et physiques

Un aimant permanent est caractérisé par son cycle d'hystérésis  $B(H)$ . Le plus souvent, seule la partie située dans le second quadrant, appelée courbe de désaimantation, est représentée, (voir Figure 1.12).

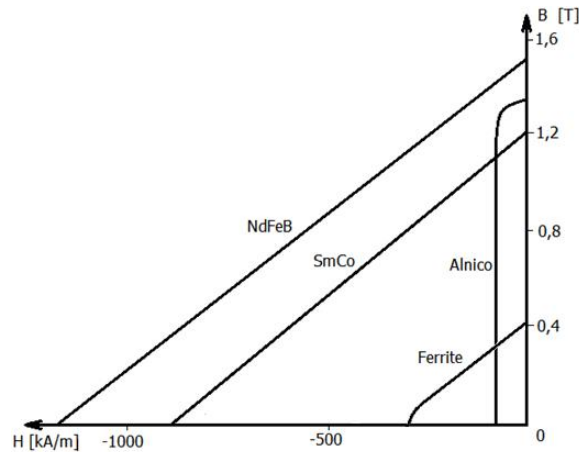


Figure 1.12 Courbes de désaimantation de différents types d'aimants

Cette courbe de désaimantation définit toutes les caractéristiques magnétiques macroscopiques de l'aimant :

- **l'induction rémanente  $B_r$** , qui est une indication de la puissance potentielle de l'aimant ;
- **le champ coercitif  $H_c$**  qui indique la stabilité de l'aimant face à un champ désaimantant ;
- **le produit d'énergie volumique  $(BH)_{\max}$**  qui définit la densité d'énergie potentielle maximale pouvant être tirée de l'aimant.

Les trois paramètres mentionnés ci-dessus, avec la tenue en températures et le coût, déterminent le choix d'un aimant pour une application donnée. Les plages de valeurs de ces grandeurs sont données dans le Tableau 1.2 pour les principales familles d'aimants.

Type d'aimant	$(BH)_{max}$ [kJ/m <sup>3</sup> ]	H <sub>c</sub> [kA/m]	B <sub>r</sub> [T]	T <sub>max</sub> [°C]	Coût relatif
Alnico	35 à 43	64 à 103	1,1 à 1,3	400 à 550	Modéré
Ferrites	25 à 40	200 à 400	0,38 à 0,46	350	Faible
SmCo <sub>5</sub>	130 à 150	960 à 1500	0,82 à 0,87	250	Très élevé
Sm <sub>2</sub> Co <sub>17</sub>	160 à 250	490 à 790	0,92 à 1,16	450 à 550	Très élevé
NdFeB	140 à 380	880 à 1990	1,1 à 1,4	80-220	Elevé

Tableau 1.2 Les principaux paramètres des aimants permanents [10], [17], [18]

En plus de ces propriétés, d'autres critères peuvent être déterminants pour une application spécifique.

Du point de vue des propriétés mécaniques, les aimants permanents présentent certains inconvénients. Ainsi les Alnico sont durs et fragiles et ceux ayant une haute tenue en champ coercitif  $H_C$  sont encore plus sensibles aux chocs mécaniques. Les versions frittées sont relativement meilleures que celles liées mais ces aimants doivent être usinés par broyage et ne doivent pas être mis sous contrainte de traction. Les Ferrites présentent également des propriétés mécaniques indésirables. Les versions frittées sont très dures et très fragiles et leur usinage se fait par broyage ou à l'aide d'outils spéciaux de coupe en diamant. Celles liées, rigides ou flexibles, sont moins performantes mais facilement usinables grâce à l'utilisation de résine dans le procédé de fabrication. Enfin, les aimants à base de terres rares (SmCo et NdFeB) sont au moins aussi mauvais que les ferrites, la plupart sont très fragiles et leur usinage est limité à la coupe et au broyage avec des outils diamantés [18].

Les propriétés physico-chimiques des aimants, comme la masse volumique, la résistivité électrique et la résistance à l'oxydation sont également très diverses. Les Alnico, riches en Ni, présentent une bonne stabilité contre la plupart des acides et à l'oxydation, ressemblant ainsi à des aciers inoxydables. En tant que matériau céramique, les aimants en Ferrite sont résistants aux intempéries et à de nombreux produits chimiques tels que les solvants, les solutions alcalines, les sels, les acides faibles, les lubrifiants et les gaz nocifs. Les NdFeB sont, quant à eux, très sensibles à la corrosion, ce qui nécessite un revêtement en Ni, Cr, Au ou époxy, ce qui n'est pas le cas du SmCo qui, dans des conditions environnementales normales, peut être utilisé sans protection de surface supplémentaire. Le Tableau 1.3 ci-dessous résume les principales caractéristiques des aimants classiques.



Type d'aimant	Masse volumique [10 <sup>3</sup> kg/m <sup>3</sup> ]	Coefficient de dilatation [10 <sup>6</sup> /K]	Résistivité [Ω · m]	Résistance à la corrosion	Résistance à l'oxydation
Alnico	7,3 à 7,4	13	0,6 · 10 <sup>-6</sup>	Moyenne	Bonne
Ferrites	4,9 à 5,1	15	10 <sup>4</sup>	Bonne	Bonne
SmCo <sub>5</sub>	8,1 à 8,3	6	0,5 · 10 <sup>-6</sup>	Moyenne	Moyenne
Sm <sub>2</sub> Co <sub>17</sub>	8,3 à 8,5	8	0,9 · 10 <sup>-6</sup>	Moyenne	Moyenne
NdFeB	7,3 à 7,5	5,2	1,6 · 10 <sup>-6</sup>	Médiocre	Médiocre

Tableau 1.3 Principales propriétés physico-chimiques des grandes familles d'aimants [18]

### 1.3.3 Application des aimants permanents

Les aimants permanents sont utilisés dans différentes applications industrielles ou domestiques. Dans le cas de l'électrotechnique, ils sont utilisés dans des dispositifs pour [19] :

- Convertir l'énergie électrique en énergie mécanique ou vice versa. Dans cette catégorie, on rencontre les moteurs, les générateurs électriques et les haut-parleurs ;
- Convertir l'énergie mécanique en une autre forme d'énergie mécanique. On les rencontre alors dans les dispositifs de répulsion (ex : les séparateurs de minerai,...)

Le Tableau 1.4 résume, d'une manière non exhaustive, les principaux domaines d'applications des aimants permanents.

Domaines	Alnico	Ferrite	SmCo	NdFeB
Mesures	Instruments			
Moteurs	automobiles		moteurs pas à pas, moteurs sans balais	
Audio	haut-parleurs		écouteurs, haut-parleurs	haut-parleurs très miniaturisés
Informatique				actionneurs de têtes de lecture de disque dur, focalisation de rayons laser
Autres	capteurs		capteurs, horlogerie	imagerie médicale, les séparateurs de minerai

Tableau 1.4 Principales applications d'aimants permanents [20], [21]

### 1.3.4 Stabilité magnétique de l'aimant permanent

Une des principales raisons d'utilisation des aimants permanents dans de nombreux dispositifs et systèmes réside dans leur capacité à maintenir un flux constant pendant une très longue période [22]. Toutefois, suivant les sollicitations auxquelles il est soumis, un aimant peut être sujet à différentes pertes magnétiques dont les trois principales sont [23] :

#### **Les pertes réversibles**

Ces pertes apparaissent lors d'une hausse modérée de température dans l'aimant. Une fois cette hausse éliminée, l'aimant retourne à son état initial.

#### **Les pertes irréversibles**

Dans ce cas, l'élimination de l'influence perturbatrice ne s'accompagne pas d'un retour de l'aimantation à son état initial. Quelques causes à l'origine de telles pertes sont données ci-dessous :

- Forte variation de la température ambiante ;
- Augmentation intempestive locale de la température due aux courants induits ;
- Forte variation du champ magnétique suite à la variation de la réluctance du circuit magnétique ou à l'exposition à un champ extérieur.

Ces pertes peuvent néanmoins être totalement récupérées par une ré-aimantation à l'aide de magnétiseurs.

#### **Les pertes permanentes**

Ces pertes, qui dépendent du temps, résultent d'un changement permanent de la structure interne ou de l'état métallurgique. On peut citer par exemple : l'oxydation, les effets de la radiation, les effets de recuit, le dépassement de la température de Curie, choc physiques,... Une fois qu'un aimant a subi ce type d'effet démagnétisant, même s'il est ré-aimanté, l'état magnétique de l'aimant ne peut plus être restauré.

Dans le cadre de ce travail, on s'intéresse principalement aux pertes réversibles et irréversibles. Dans un premier temps, nous allons étudier l'influence de la température puis l'influence du champ démagnétisant sur les aimants permanents.

#### 1.3.4.1 Effets de la température

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les performances magnétiques des matériaux durs sont caractérisées par leur cycle d'hystérésis et particulièrement par



d'utilisation. Les aimants SmCo possèdent des performances magnétiques remarquables et présentent une bonne tenue en température mais restent les plus chers. Enfin, les Alnico et les Ferrites ont des caractéristiques thermiques intéressantes mais leurs performances magnétiques restent inférieures à celles des aimants en terres rares (NdFeB, SmCo).

Ainsi, contrairement à la plupart des matériaux doux, les matériaux magnétiques durs sont très sensibles à la variation de la température dont l'impact sur les performances ne peut être négligé. Afin de décrire ce dernier, on considère un aimant, placé dans un circuit magnétique, dont le point de fonctionnement se trouve dans le second quadrant du cycle. Sur la Figure 1.14, à une température initiale  $T_1$ , l'état magnétique de l'aimant est déterminé par l'intersection entre la droite de charge  $L$  et sa caractéristique  $N^{\circ}1$ , à savoir le point de fonctionnement noté  $A$ .

Pour une température  $T_2 > T_1$ , l'induction rémanente  $B_r$  et le champ coercitif  $H_c$  se déplacent, dans le cas d'aimants en dehors des ferrites, vers l'origine aboutissant à la caractéristique magnétique  $N^{\circ}2$ . Pour la même droite de charge, le point de fonctionnement est par conséquent déplacé au point  $B$  sur la Figure 1.14 avec des performances moindres en termes d'induction.

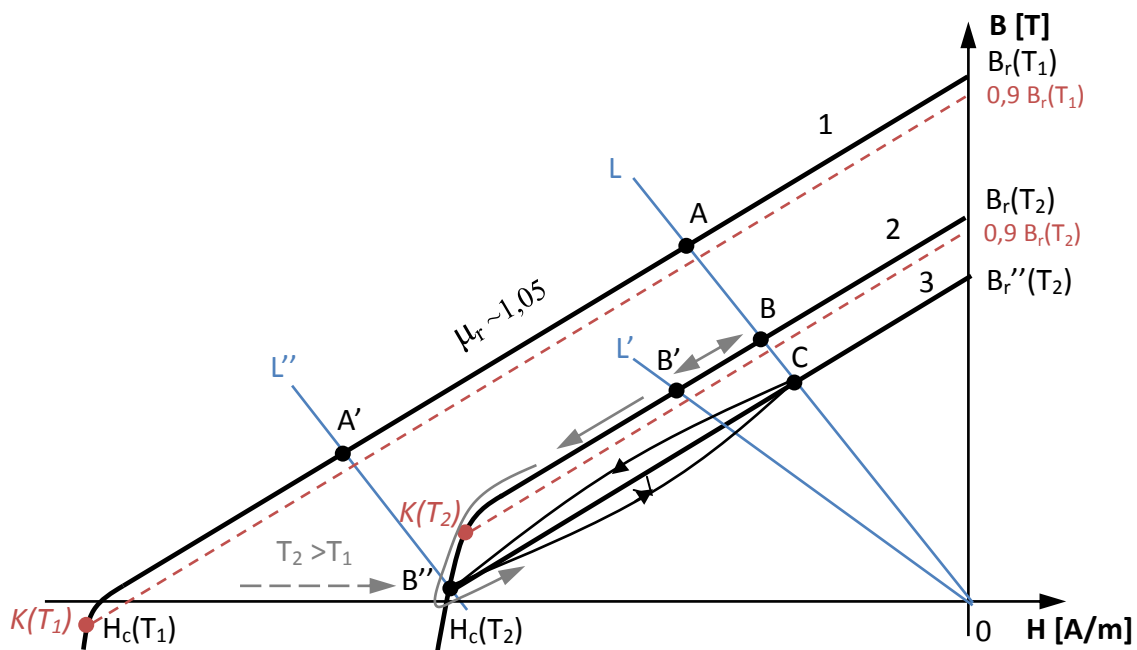


Figure 1.14 Procès de désaimantation d'un aimant permanent

#### 1.3.4.2 Effets d'un champ démagnétisant

La description du comportement d'un aimant soumis à un champ démagnétisant s'appuie sur la même Figure 1.14.

Dans le cas de la température  $T_1$ , le coude (indiqué par le point  $K(T_1)$ ) de la caractéristique de l'aimant est dans la plan des  $B < 0$ . Une désaimantation de l'aimant nécessiterait un champ démagnétisant extrêmement élevé et donc relativement improbable pour un fonctionnement « normal » d'un dispositif.

Pour une température  $T_2 > T_1$ , le coude se trouve dans le plan des  $B > 0$ . Selon les conditions de fonctionnement magnétique, le processus de désaimantation peut être séparé en deux contributions distinctes, selon la position du point de fonctionnement, délimitées par le coude. La valeur critique de ce point est obtenue expérimentalement autour de 90 % de l'induction rémanente de la caractéristique de départ [24]. Dans la suite, on présente les deux cas de désaimantation :

- **Une partie réversible** (point de fonctionnement au-dessus du coude  $K$ ) : Si l'aimant est retiré de son circuit magnétique (ce qui revient à agrandir l'entrefer), le point de fonctionnement de l'aimant  $B'$  est déterminé par l'intersection de la droite de charge  $L'$  et la courbe de désaimantation  $N^{\circ}2$ . Si l'aimant est replacé dans le circuit, le point de fonctionnement de l'aimant retourne à son point de fonctionnement initial  $B$ . Ce même processus se produit si on applique un champ démagnétisant de faible amplitude de sorte que le point de fonctionnement se trouve toujours au-dessus du coude.
- **Une partie irréversible** (point de fonctionnement au-dessous du coude  $K$ ) : Si l'aimant est soumis à un champ démagnétisant de très forte amplitude, le point de fonctionnement peut se retrouver en dessous du coude, au point  $B''$  par exemple. Dans ce cas, une fois le champ démagnétisant annulé, le point de fonctionnement se situera en  $C$ , intersection entre la droite de charge  $L$  avec la caractéristique  $N^{\circ}3$  qui constitue la droite de recul.

Par ailleurs, en appliquant un champ démagnétisant alternatif avec une amplitude intermédiaire, l'état magnétique de l'aimant décrit un cycle mineur d'hystérésis. Tant que la variation du champ ne dépasse pas l'axe de l'induction magnétique  $B$  (Figure 1.15(a)), la surface de ce cycle mineur est quasi nulle et il est alors possible d'approximer la courbe de recul par une droite dont la pente est proche de celle de la caractéristique linéaire de l'aimant obtenue autour de l'induction rémanente  $B_r$  [5], [6], [25]–[27]. Lorsque le point de fonctionnement de l'aimant dépasse l'ordonnée, un cycle mineur apparaît (Figure 1.15(b)).

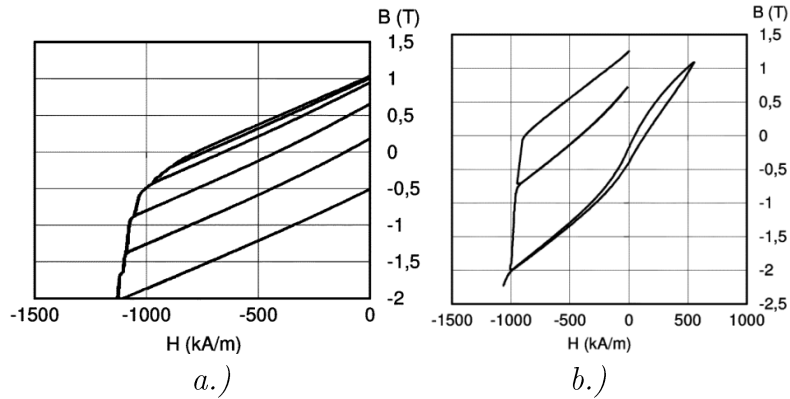


Figure 1.15 Lignes de recul pour aimant permanent de NdFeB [27]

De façon générale, dans les dispositifs électrotechniques, la perte irréversible d'aimantation peut être la conséquence de deux phénomènes :

- un courant trop important (dû par exemple à un court-circuit), qui entraîne un fort champ désaimantant ;
- une température trop élevée due à une surchauffe de la machine électrique et/ou aux pertes par courants de Foucault dans l'aimant.

Le bon choix d'un type d'aimant pour une application donnée nécessite la connaissance de ses caractéristiques magnétiques et physiques, de ses contraintes en température, de son coût et de sa fabrication/mise en forme. Les Alnico sont riches en variété d'aimants mais malheureusement peu coercitifs. Toutefois, en raison de leur excellente stabilité thermique inégalée à ce jour, ils détiennent encore le marché des appareils de mesure. Les ferrites, malgré leur induction rémanente faible et leur produit énergétique peu élevé, dominent largement le marché des aimants (90 % en poids, 65 % en chiffre d'affaire [17]). A leur faible prix s'ajoutent plusieurs autres avantages comme leur bonne tenue dans le temps et leur insensibilité à l'oxydation. Les SmCo possèdent de bonnes performances mais ils sont parmi les aimants terres rares les plus chers. Pourtant, en raison de leur tenue à haute température et de leur fiabilité en milieu potentiellement corrosif, ils sont utilisés là où la fiabilité est prioritaire par rapport au coût. Les aimants NdFeB offrent la plus forte densité énergétique spécifique et leur induction rémanente est équivalente à celle des aimants Alnico. Leur cycle d'hystérésis leur donne un fonctionnement quasi idéal à la température ambiante. La faiblesse de ces matériaux est leur faible température maximale de fonctionnement. Il faut préciser aussi leur sensibilité à l'oxydation qui implique souvent la mise en œuvre d'une protection surfacique.

## 1.4 Modèles de calcul des pertes magnétiques

L'origine et la complexité du processus de pertes magnétiques ont été présentées. La quantification des pertes par courants induits et la modélisation précise des pertes d'aimantation dans les aimants restent un travail délicat tenant compte de la multitude de contraintes existantes. Dans la suite, nous allons, dans un premier temps, aborder succinctement la modélisation des pertes fer dans les matériaux magnétiques doux qui s'avérera nécessaire dans la suite des travaux relatifs à la quantification des pertes dans les aimants. Une seconde partie sera dédiée à la présentation de différentes approches pour modéliser les pertes par courants induits dans les matériaux durs. Enfin, nous passerons en revue les modèles utilisés pour tenir compte de la perte d'aimantation dans les aimants permanents.

### 1.4.1 Modèles de calculs des pertes fer des matériaux doux

La modélisation des pertes fer tente de décrire des phénomènes ayant lieu à l'échelle microscopique (déplacement des parois de Bloch, variation des propriétés des matériaux) à partir de considérations macroscopiques (induction, conductivité globale, température...). La modélisation des pertes fer dans les matériaux magnétiques est une problématique qui a fait l'objet de nombreux travaux. Une synthèse des modèles existants a été réalisée dans les travaux de thèse de M. Fratila [14]. Dans les présents travaux, une approche de calcul des pertes en post-traitement d'une résolution du problème physique par éléments finis a été exploitée.

Dans l'approche de Bertotti, qui stipule que les pertes fer peuvent être séparées en trois contributions (comme mentionné dans le paragraphe 1.2.3), on peut écrire :

$$P_{fer} = P_h + P_{c.i.} + P_{exc} = k_h f B_m^\alpha + k_{c.i.} f^2 B_m^2 + k_{exc} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 1.10$$

où  $B_m$  est la valeur crête de l'induction,  $f$  la fréquence d'excitation, et  $k_h$ ,  $k_{c.i.}$ ,  $k_{exc}$  et  $\alpha$  sont des constantes qui sont identifiées à partir des mesures. Cependant, l'inconvénient majeur de cette approche est la limitation de l'approche proposée aux formes d'ondes sinusoïdales.

Par ailleurs, dans un contexte d'excitation non sinusoïdale, il est préférable d'exploiter l'évolution temporelle de l'induction au lieu de sa valeur maximale, notamment pour estimer correctement les pertes dynamiques :

$$P_{fer} = P_h + P_{c.i.} + P_{exc} = k_h f \left( \frac{\Delta B}{2} \right)^\alpha + \frac{k_{c.i.}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{exc}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 1.11$$

Dans cette expression, on voit apparaître les paramètres  $k_h$ ,  $k_{ci}$  et  $k_{exc}$  qui apparaissent aussi dans l'équation (1.10).

A l'exception de la composante statique, qui est exprimée d'une façon empirique, les autres deux composantes des pertes dynamiques peuvent être exprimées par des formules analytiques qui ont un sens physique associé au phénomène de pertes (voir paragraphe 1.2.3). Cependant, comme dans ce cas les coefficients reliés aux propriétés du matériau sont souvent difficiles à obtenir, on approxime généralement ces paramètres par des coefficients globaux ( $k_{ci}$ ,  $k_{exc}$ ) identifiés à partir de plusieurs mesures, généralement effectuées sur des échantillons en utilisant des bancs de caractérisation standardisés (cadre Epstein, Single Sheet Tester,...).

## 1.4.2 Modèles de pertes par courants induits dans les aimants permanents

Les pertes dans les aimants permanents ont pour principale cause les courants de Foucault induits lors de variations de champ magnétique. La quantification de ces derniers, et par conséquent des pertes, n'est pas triviale étant donné qu'elle est fonction de plusieurs paramètres physiques et géométriques. Dans la littérature, on relève deux grands types d'approches pour modéliser les courants induits dans des aimants permanents, essentiellement dans le cas de machines synchrones : l'approche analytique et l'approche numérique.

### 1.4.2.1 Les approches analytiques [28]–[33]

Ces approches se basent sur la résolution des équations de Maxwell (1.12 - 1.15) sous des hypothèses simplificatrices en 2D.

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 1.12$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad 1.13$$

$$\mathit{div} \mathbf{B} = 0 \quad 1.14$$

$$\mathit{div} \mathbf{J} = 0 \quad 1.15$$

où  $\mathbf{E}$  représente le champ électrique,  $\mathbf{B}$  l'induction magnétique,  $\mathbf{H}$  le champ magnétique et  $\mathbf{J}$  la densité de courant.

Ainsi, dans le cas d'une machine synchrone à aimants permanents, les hypothèses simplificatrices suivantes sont assumées :



- les armatures statorique et rotorique ont une perméabilité infinie ;
- les aimants permanents sont homogènes et isotropes ;
- la longueur de la machine est très grande par rapport au pas polaire ;
- la réluctance d'entrefer est considérée constante.

Dans ce cas, J.Klötz [28] propose un modèle simple de l'aimant qui approxime la distribution du courant par un chemin équivalent (voir Figure 1.16), car l'effet de peau est négligé.

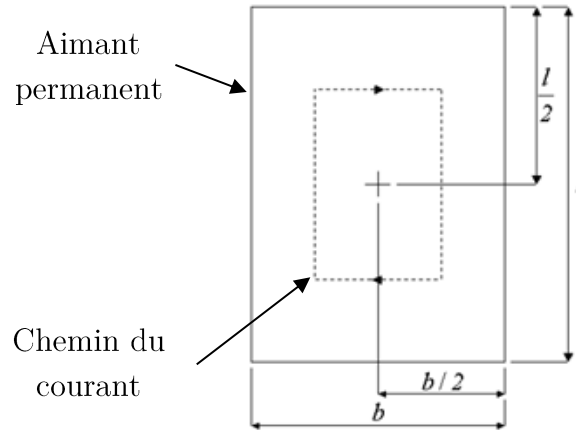


Figure 1.16 Le chemin présumé du courant induit dans l'aimant permanent [28]

La FEM induite dans l'aimant, résultant de l'équation 1.12 par intégration le long d'un contour C s'écrit sous la forme suivante :

$$e = \oint_C \mathbf{E} dl = -\frac{d\psi}{dt} = -bl \frac{dB}{dt} \quad 1.16$$

b et l étant respectivement la largeur et la longueur de l'aimant.

Ce qui permet d'estimer le courant dans l'aimant par l'expression suivante :

$$I = \frac{e}{R} = -\frac{dB}{dt} \frac{b^2 l^2}{\rho h} \quad 1.17$$

où  $\rho$  est la résistivité électrique de l'aimant, h et S sont respectivement la hauteur et la surface de la section de l'aimant. Et d'aboutir aux pertes sous la forme suivante :

$$p = \frac{e^2}{R} \quad 1.18$$

Une autre approche pour calculer ces pertes dans le cas de MSAP à aimants collés au rotor, proposée par plusieurs auteurs [29]–[31], consiste d'abord à remplacer les courants circulant dans les bobinages statoriques par une densité de courant linéique uniforme le long des encoches statoriques dont l'expression, pour une machine triphasée, est donnée par :

$$J(\theta, R_s, t) = \mp \sum_u^{\infty} \sum_v^{\infty} J_s \cos[\omega_u t \pm \theta_v] \quad 1.19$$

$$J_s = \frac{3N_s I_s}{\pi R_s} K_{sov} K_b \quad 1.20$$

où  $\theta$  représente la position du rotor,  $R_s$  est le rayon intérieur du stator,  $\omega$  la pulsation des courants statoriques,  $N_s$  et  $I_s$  représentent, respectivement, le nombre de spires par phase et la valeur crête du courant de phase et  $K_{sov}$  et  $K_b$  sont respectivement les facteurs de l'ouverture des encoches et de bobinage.

Puis à résoudre le problème qui se limite alors au domaine décrit dans la Figure 1.17 en 2D.

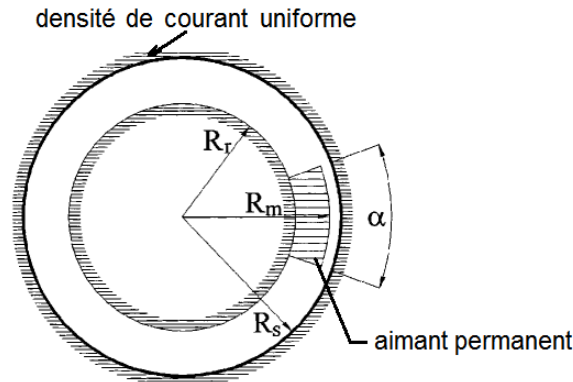


Figure 1.17 Modèle analytique d'une MSAP[29]

A l'aide de la formulation en potentiel vecteur magnétique  $\mathbf{A}$ , qui est défini par :

$$\mathbf{rot} \mathbf{A} = \mathbf{B} \quad 1.21$$

La densité de courant induit s'obtient alors par :

$$J_m(r, \theta_r, t) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial A(r, \theta_r, t)}{\partial t} + c(t) \quad 1.22$$

$c(t)$  étant une constante d'intégration et les pertes dans un aimant se calculent par la relation suivante [29]–[31] :

$$P = \frac{\Omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega} \int_{R_m}^{R_r} \int_{-\alpha/2}^{\alpha/2} \rho J_m^2 r dr d\theta_r dt \quad 1.23$$

Les pertes totales s'obtiennent en sommant celles dues aux différentes fréquences des harmoniques temporelles et spatiales.

L'approche présentée ci-dessus néglige les effets 3D des courants induits avec l'hypothèse d'une dimension axiale de l'aimant très grande par rapport aux autres. Ce-

pendant, cette hypothèse n'est pas toujours valable et les approches 2D peuvent introduire des erreurs importantes dans le calcul des pertes par courants induits. Pour prendre en compte les effets 3D des courants induits, J. Wang *et al.* [32] ont introduit un facteur de correction qui doit, dans le cas d'une MSAP, être calculé pour chaque harmonique de la force magnétomotrice sous la forme :

$$F(\omega_n) = 1 + \frac{2/(aL)}{\coth(\lambda L/2) + (a/\gamma)\coth(\gamma L/2) - 2a/L\gamma^2} \quad 1.24$$

où  $L$  est la longueur axiale des aimants. Les paramètres  $a$ ,  $\lambda$  et  $\gamma$  pour la  $n^{\text{ième}}$  harmonique sont donnés par :

$$a = np_s / R_s ; \quad \lambda = \sqrt{j\omega_n \mu_0 \mu_r \sigma} ; \quad \gamma = \sqrt{\left(a^2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)} \quad 1.25$$

où  $\omega_n$  est la fréquence angulaire du  $n^{\text{ième}}$  harmonique vu par le rotor. Le facteur de correction est ensuite inclus dans l'expression des pertes décrite précédemment :

$$P_{cf} = P / F(\omega_n) \quad 1.26$$

Les approches présentées ci-dessus ne tiennent pas compte de l'effet de peau alors que la perméabilité de l'aimant étant faible, l'épaisseur de peau peut souvent être grande devant la largeur de l'aimant. Dans ce cas, des erreurs importantes peuvent apparaître en négligeant cet effet comme le montre F. Martin [33] dans ses travaux. Il propose alors deux méthodes pour tenir compte de cet effet : une approche énergétique globale et une approche en utilisant la décomposition en série de Fourier de la force magnétomotrice (f.m.m.). Cette dernière étant plus précise. Dans les deux cas, en plus de l'effet de peau, les effets d'extrémités sont également considérés au travers d'un coefficient de longueur donné par :

$$k_L = \frac{3L^2}{4(L^2 + y_a^2)} \quad 1.27$$

où  $L$  est la longueur de l'aimant et  $y_a$  est sa largeur.

L'approche, basée sur la décomposition en série de Fourier de la f.m.m., utilise des hypothèses simplificatrices similaires à celles d'autres auteurs et constitue une généralisation originale des travaux développés en [29]–[31]. Sur la base des courants induits dans une couronne conductrice d'une machine (voir Figure 1.18) par une densité linéique tournante au stator issue de la f.m.m. installée dans les encoches de ce dernier (1.19), cette approche se décompose en 3 étapes :

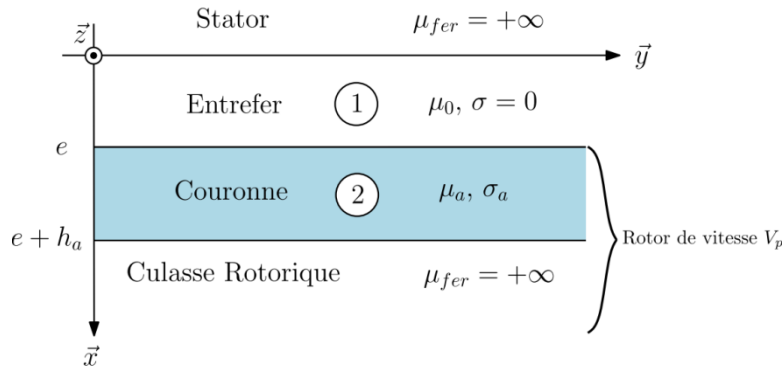


Figure 1.18 Modèle du système d'étude [33]

### Détermination des harmoniques de la FMM

Afin de tenir compte de la différence entre la période du fondamental de la f.m.m. et la largeur des aimants dans lesquels les courants sont induits, à chaque instant, les harmoniques de la f.m.m., sont déterminées par une décomposition en série de Fourier de cette dernière sur la largeur de l'aimant .

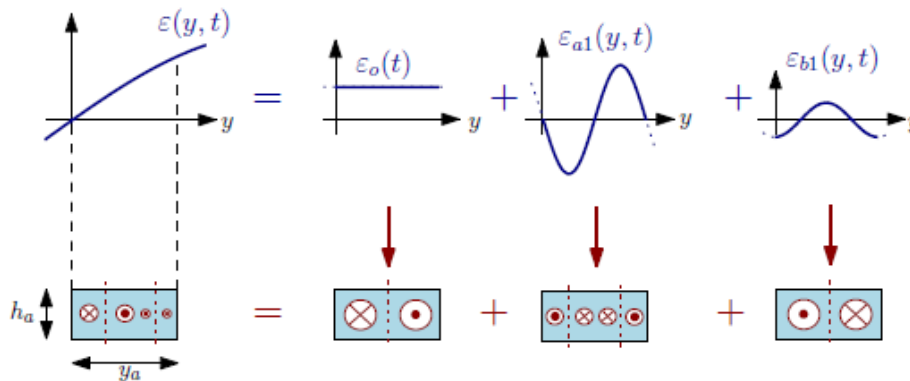


Figure 1.19 Détermination de la densité de courants induits dans l'aimant à partir d'une décomposition harmonique de la f.m.m [33]

Ainsi, la f.m.m. est décomposée en trois termes : une valeur moyenne  $\varepsilon_0(t)$ , termes impairs  $\varepsilon_{an}(t)$  de rang  $n$  et en termes  $\varepsilon_{bn}(t)$  paires de rang  $n$ .

### Calcul de la densité du courant induit de chaque harmonique

Ensuite, les courants induits par chaque composante de la décomposition en série de Fourier de la f.m.m. sont calculés par une résolution analytique du problème en potentiel vecteur. De par l'approche adoptée, la valeur moyenne de ces courants induits est nécessairement égale à zéro ce qui respecte la divergence nulle du courant induit dans un aimant donné qui est indépendant électriquement des autres.

La densité totale de courants induits dans un aimant se détermine en sommant tous les termes de la décomposition en série de Fourier.

### Evaluation des pertes par courant induit de chaque harmonique

Une fois la densité totale de courant induit  $J_{z-a}$  obtenue, les pertes instantanées peuvent se calculer à partir de :

$$p_a(t) = \frac{k_L L}{\sigma_a} \int_0^{h_a} \int_0^{y_a} J_{z-a}(x, y, t)^2 dy dx \quad 1.28$$

Cette approche a été validée en comparant les résultats à ceux issus d'une modélisation numérique par E.F. 3D et donne des résultats avec une bonne précision.

Les avantages de ce type d'approches sont la rapidité des calculs et le lien explicite entre les paramètres d'entrée (caractéristiques physiques) et les paramètres de sortie. Par contre, ces approches présentent un certain nombre d'inconvénients : elles ne sont pas adaptées aux études de machines électriques dont les matériaux magnétiques saturent et ne sont pas génériques (le changement de structure de machine implique un redéveloppement de toutes les équations).

#### 1.4.2.2 Les approches numériques

Les approches par éléments finis E.F. représentent les approches numériques les plus utilisées pour la résolution des équations de Maxwell. En y associant les lois de comportement des matériaux, le système électromagnétique peut être décrit par un système d'équations aux dérivées partielles dont les conditions aux limites sont connues.

Sur la base de ce modèle numérique, il existe différentes approches pour la quantification des pertes par courants induits dans les aimants avec, pour chacune, ses propres avantages et inconvénients.

#### Approche par éléments finis en 2D [2], [34], [35]

L'étude des pertes dans les machines électriques à aimants permanents peut être réalisée en considérant le rotor et le stator comme des milieux présentant une perméabilité magnétique non-linéaire tandis que le comportement magnétique des aimants est supposé linéaire (1.29). Dans cette configuration, le comportement du système reste fiable dans la mesure où le point de fonctionnement de l'aimant est maintenu dans certaines limites (pas de désaimantation ni de modification de la loi de comportement avec la température).

$$\mathbf{B} = \mu_{PM} \mathbf{H} + \mathbf{B}_r \quad 1.29$$

Les densités de courants induits calculées dans les milieux conducteurs de la machine permettent ensuite de déterminer les pertes par effet Joule qui y sont associés, avec par exemple, pour l'aimant :

$$P_{pm} = \int_v \frac{J^2}{\sigma} dv \quad 1.30$$

où  $v$  représente le volume de l'aimant.

L'approche par éléments finis 2D (voir Figure 1.20) est intéressante en cela qu'elle ne nécessite pas des temps de calculs importants et elle est facile à mettre en œuvre. Toutefois, comme dans la plupart des approches analytiques, ce type d'approche souffre d'un manque de précision car certains effets, comme le rebouclage tridimensionnel des courants induits, n'est pas pris en compte.

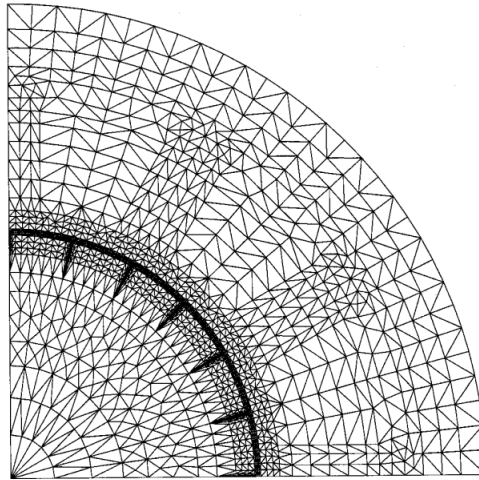


Figure 1.20 Maillage 2D d'une machine à aimants permanents [36]

Pour compenser les erreurs introduites par l'approche 2D sur les effets d'extrémités, S. Ruoho *et al.* [34] ont proposé une approche analytique pour améliorer la précision de calcul des courants induits. La méthode utilisée se base sur l'ajustement de la résistivité électrique des aimants par un facteur de correction en fonction de leurs dimensions :

$$\rho = \frac{bT + a}{F} \quad 1.31$$

où  $a$  et  $b$  sont des coefficients identifiés à partir des mesures et  $F$  est le facteur de correction 3D/2D calculé à partir des modèles analytiques.

Une autre méthode pour tenir compte des effets 3D a été proposée par C. Deak *et al.* [37] et utilise le coefficient Russell-Norsworhy qui exprime une conductivité équivalente de l'aimant :

$$\sigma_{eq} = \sigma_{pm} \left( 1 - \frac{2 b_{pm}}{\pi l_{pm}} \tanh \left( \frac{\pi l_{pm}}{2 b_{pm}} \right) \right) \quad 1.32$$

ou  $\sigma_{pm}$  est la conductivité électrique de l'aimant,  $b_{pm}$  et  $l_{pm}$  sont respectivement la largeur et la longueur de l'aimant.

### Approche par éléments finis en 3D [3], [38]–[40]

L'analyse 3D par éléments finis (voir Figure 1.21) est nécessaire afin de prendre en compte le parcours réel des courants induits dans les aimants permanents. Cette méthode qui se base sur les mêmes hypothèses que l'analyse 2D donne les résultats les plus précis mais généralement au détriment d'un temps de calcul important.

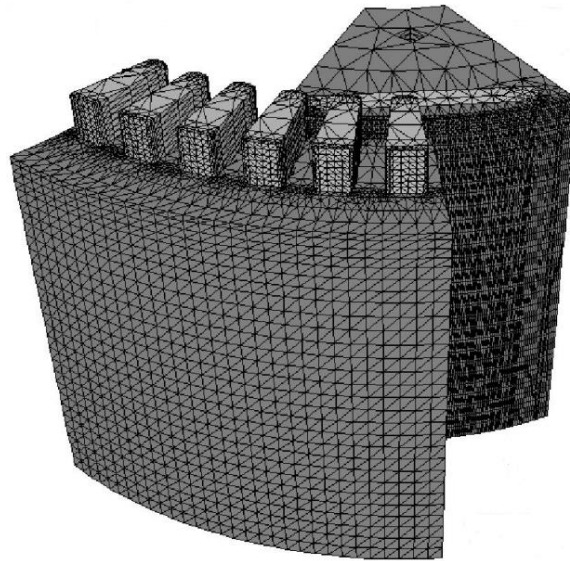


Figure 1.21 Maillage 3D d'une machine à aimants permanents [40]

### Approche par éléments finis en 2D avec un couplage 3D [41] :

Cette approche utilise d'abord une analyse magnétostatique non linéaire par éléments finis en 2D pour obtenir la variation du flux dans l'aimant. Ensuite, les pertes par courants de Foucault sont calculées à l'aide d'une simulation 3D, uniquement dans l'aimant, en utilisant la distribution du flux obtenue par le calcul 2D comme terme source. Dans ce cas, l'effet des courants induits, dans les aimants, sur le reste du circuit magnétique est négligé mais le temps de calcul est considérablement réduit par rapport à l'approche 3D globale. Par ailleurs, cette approche semble aboutir à des résultats similaires à ceux de la méthode globale en 3D [41].

Dans ce paragraphe, les approches permettant de calculer les courants induits qui se développent dans les aimants permanents ont été succinctement abordées. La modélisation numérique par éléments finis en 3D aboutit à une bonne précision mais nécessite des temps de calculs conséquents. L'approche analytique, avec une précision limitée, est plutôt recommandée en tant qu'outil de pré-dimensionnement de par sa rapidité. Toutefois, cette approche se heurte parfois à la complexité de quelques géomé-

tries et au caractère non linéaire des matériaux, rendant la résolution très complexe, voire impossible. Le recours à des méthodes numériques est alors impératif.

### 1.4.3 Modèles de perte d'aimantation dans les aimants

Comme indiqué à l'introduction de ce chapitre, la prédiction d'une éventuelle perte d'aimantation d'un aimant est primordiale pour pouvoir dimensionner d'une manière optimale un dispositif électromagnétique basé sur l'utilisation d'aimants permanents. Cela passe bien évidemment par l'utilisation d'un modèle tenant compte de la caractéristique non linéaire de désaimantation. L'étude bibliographique débouche sur différents modèles de désaimantation qui peuvent se distinguer entre modèles linéaires, non linéaires ou d'hystérésis généralement associés à des modèles E.F. pour la simulation électromagnétique d'un dispositif.

#### 1.4.3.1 Modèles linéaires

Différents modèles linéaires sont utilisés pour modéliser le comportement d'un aimant permanent d'une façon simple et rapide. Ainsi, un modèle qui approxime la courbe  $B(H)$  dans le deuxième quadrant avec une seule droite (voir Figure 1.22(a)) a été utilisé par Ruoho *et al.* [27] dans leurs travaux portant sur la comparaison de différents modèles de comportement des aimants permanents. Pour tenir compte de la désaimantation, la valeur de  $H_c$  est donnée comme une valeur limite. Si le point de fonctionnement dans un élément est en dessous de cette valeur, l'élément est considéré désaimanté. Cette approche n'est pas très précise dans le cas où la caractéristique  $B(H)$  de l'aimant est non-linéaire car l'effet d'une désaimantation partielle ne peut pas être considéré. Néanmoins, elle donne des résultats tout à fait corrects dans le cas d'aimants permanents à base de terres rares qui présentent une caractéristique quasi linéaire au deuxième quadrant (NdFeB - à la température ambiante et SmCo - pour des températures jusqu'à 200 °C).

Une amélioration de ce modèle (voir Figure 1.22(b)) a été utilisée par Kral *et al.*, Ruoho *et al.*, Kang *et al.* [6], [27], [42] pour prendre en compte la position du point de fonctionnement par rapport au coude de la caractéristique  $B(H)$ . Le modèle proposé subdivise la caractéristique en deux segments de droites obtenant ainsi une meilleure approximation de la caractéristique. Pour être implémenté, le modèle nécessite quatre paramètres : l'induction rémanente  $B_r$ , le champ coercitif  $H_c$ , la pente de la courbe  $B(H)$  dans zone réversible et la pente pour la zone irréversible (voir paragraphe 1.3.4.2).



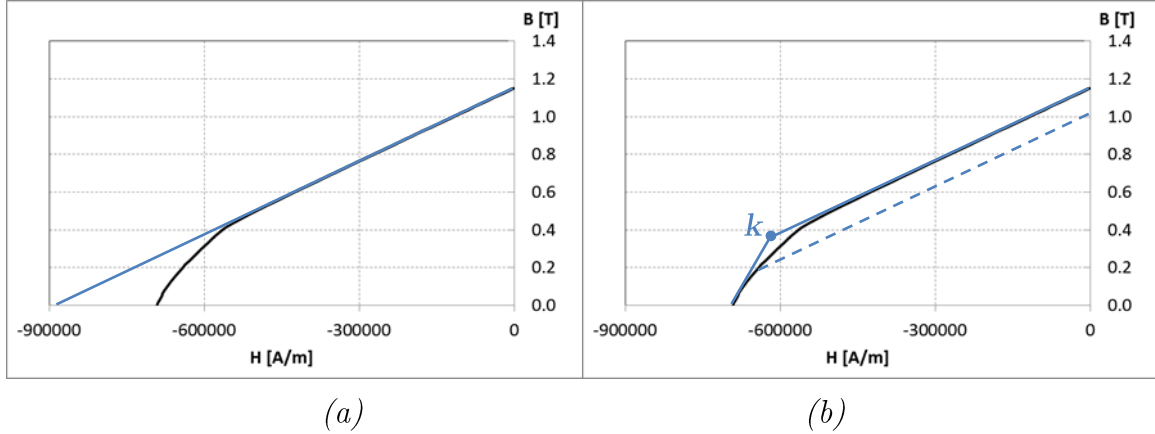


Figure 1.22 Modèles de désaimantation linéaires avec : (a) une droite ; (b) deux droites

Cette approche tient compte de l'effet de désaimantation partielle causé uniquement par l'effet du champ induit car elle suppose la température fixe et homogène.

#### 1.4.3.2 Modèles non-linéaires

Afin de mieux prendre en compte la partie coude de la caractéristique  $B(H)$  de l'aimant, des modèles non-linéaires sont utilisés. Fu *et al.* [26] utilisent une procédure implémentée dans un outil E.F. 2D, pour prendre en compte l'effet démagnétisant du champ induit (droites de recul) à une température donnée. L'approche consiste à utiliser les points expérimentaux de la courbe  $B(H)$  et à identifier le point de fonctionnement de l'aimant par une résolution non-linéaire à l'aide de la méthode de Newton-Raphson. La non-linéarité est considérée sur l'axe de facile aimantation, sur lequel la procédure de désaimantation détaillée au paragraphe 1.3.4.2 est appliquée, alors que l'axe transversal de l'aimant est considéré linéaire. Les points de fonctionnement sont déterminés indépendamment, élément par élément aboutissant à des courbes de recul différentes

Une amélioration de ce modèle, proposée par Zhou *et al.* [43], consiste à prendre également en compte l'effet démagnétisant dû à la température en décrivant la courbe de désaimantation par une fonction où  $B_r$  et  $H_c$  sont fonction de cette dernière. Leurs évolutions sont décrites par des fonctions polynomiales d'ordre deux :

$$B_r(T) = B_r(T_0) \left( 1 + \alpha_1(T - T_0) + \alpha_2(T - T_0)^2 \right) = B_r(T_0)P(T) \quad 1.33$$

$$H_c(T) = H_c(T_0) \left( 1 + \beta_1(T - T_0) + \beta_2(T - T_0)^2 \right) = H_c(T_0)Q(T) \quad 1.34$$

où  $T_0$  est la température de référence et  $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$  et  $\beta_2$  sont des coefficients issus du modèle de désaimantation en fonction de la température. La courbe  $B(H)$  est alors approximée par une fonction de tangente hyperbolique :

$$B(H, T) = P(T) \left( b_0 \tanh \left( \frac{H + Q(T)H_c(T_0)}{Q(T)h_0} \right) + b_1 \tanh \left( \frac{H + Q(T)H_c(T_0)}{Q(T)h_1} \right) \right) \quad 1.35$$

Les coefficients  $b_0, b_1, h_0, h_1$  sont identifiés à partir d'un ajustement (« fitting ») sur la courbe  $B(H)$  mesurée. Comme dans le cas précédent, la résolution non-linéaire du problème est effectuée à l'aide de la méthode de Newton-Raphson.

La densité des pertes Joule, par courants induits dans les aimants et fer dans le noyau magnétique, est ensuite déterminée sur une période électrique. Cette densité est prise comme terme source dans l'analyse thermique dont le résultat, la distribution de température, est utilisée pour mettre à jour la caractéristique  $B(H)$  de chaque élément indépendamment dans le modèle électromagnétique.

Un autre modèle non-linéaire est proposé par Ruoho *et al.* [27]. Il est basé sur une approximation exponentielle de l'allure non-linéaire de la courbe de désaimantation  $B(H)$  dans le second quadrant. Ce modèle utilise 4 paramètres : l'induction rémanente  $B_r$ , la pente de la droite de recul, le champ coercitif  $H_c$  et un paramètre  $K_1$  pour bien approximer la partie coudée de la courbe de désaimantation. Ainsi, la courbe  $B(H)$  est exprimée par :

$$B(H) = B_r + \mu_0 \mu_r H - E e^{K_1(K_2 + H)} \quad 1.36$$

où  $E$  est une constante utilisée pour la cohérence dimensionnelle ( $E=1T$ ). Le paramètre  $K_2$  est obtenu à partir de l'expression suivante :

$$K_2 = \frac{\ln \left[ \left( B_r + (\mu_r - 1) \mu_0 H_c \right) E^{-1} \right]}{K_1} H_c \quad 1.37$$

Dans une étude ultérieure, S. Ruoho et A. Arkkio [25] ont pris en compte la dispersion au niveau de l'orientation des moments magnétiques qui est, dans les aimants commerciaux de type NdFeB, d'environ 8 %. Cette étude présente d'abord des mesures effectuées sur des échantillons d'aimants de NdFeB qui ont été démagnétisés en utilisant un champ magnétique suivant différents angles (voir Figure 1.23). A partir de ces mesures, un modèle simple construit à partir d'une équation polynomiale d'ordre trois a été implémenté dans un code E.F. 2D pour prendre en compte la dépendance angulaire du champ démagnétisant.

$$H_c(\varphi) = H_c \left( 1 + a_1 \varphi + a_2 \varphi^2 + a_3 \varphi^3 \right) \quad 1.38$$

Où  $a_1, a_2, a_3$  sont des paramètres identifiés à partir des mesures et  $\varphi$  est l'angle entre la direction de l'aimantation et du champ appliqué.

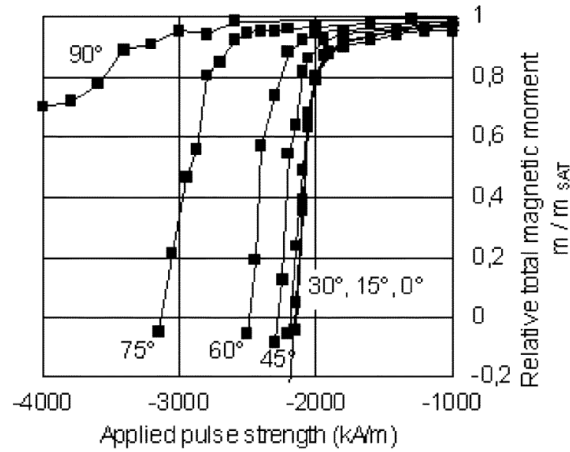


Figure 1.23 Courbes de désaimantation du moment magnétique relatif en fonction du champ magnétique pour différents angles [25]

Ce modèle, utilisé dans le cas de deux MSAP virtuelles dans des conditions de surcharge et surchauffe, montre que, pour des géométries de machines particulières où l'angle entre le champ induit et le vecteur aimantation de l'aimant est important, un modèle antiparallèle n'est pas suffisant pour l'étude de la désaimantation des aimants. Dans ce cas, le processus de désaimantation est sous-estimé.

Enfin, pour tenir compte également de la dissipation de la température dans la machine, un modèle thermique simple, basé sur un réseau de résistances thermiques, a été proposé par Ruoho *et al.* [44]. Ainsi, les pertes de la MS, obtenues à partir du modèle E.F. 2D, sont utilisées pour calculer la température de la machine sur plusieurs cycles électriques. Ensuite, les paramètres magnétiques des aimants sont recalculés en fonction de la température obtenue.

#### 1.4.3.3 Modèles par hystérésis

L'utilisation d'un modèle adéquat d'hystérésis pour représenter le comportement magnétique de l'aimant demeure l'approche la plus précise pour prendre en compte le processus de désaimantation irréversible. Toutefois, ces modèles sont généralement très complexes et nécessitent plusieurs mesures d'identification.

Les modèles de Preisach et de Jiles-Atherton sont largement utilisés pour modéliser le comportement des matériaux doux. Ils peuvent également être appliqués à la modélisation des aimants car ils permettent de représenter les boucles mineures dans un cycle d'hystérésis.

Rosu *et al.* [8] ont proposé d'utiliser le modèle de Preisach pour étudier, par la méthode des E.F. 2D, la désaimantation d'une MSAP dans le cas d'un court-circuit statorique. L'étude a conclu qu'un court-circuit biphasé, le plus fréquent, est plus dangereux pour la machine, du point de vue désaimantation des aimants, qu'un court-

circuit triphasé. Toutefois, dans le modèle de Preisach original, des problèmes de congruence, c'est à dire la représentation non physique des cycles mineurs, peuvent apparaître [8], [45], [46].

Ruoho *et al.* [27] ont alors proposé un autre modèle d'hystérésis, développé initialement par Zirka *et al.* [45]. Ce modèle est basé sur la construction des courbes de renversement du premier ordre. Le point de fonctionnement de l'aimant est alors calculé par interpolation sur ces courbes.

L'étude menée par Ruoho *et al.* [27] sur la comparaison de différents modèles de désaimantation, montre que le meilleur résultat n'est pas obtenu par l'approche d'hystérésis mais par les modèles linéaires, qui approximent la caractéristique  $B(H)$  à l'aide de deux segments, et aussi par les modèles non-linéaires. Si on observe des moins bons résultats avec l'approche hystérétique c'est parce que le comportement des aimants est mal représenté, car les cycles mineurs restitués ne sont pas réalistes.

Dans ce paragraphe, nous avons présenté les principales approches utilisées pour prendre en compte la désaimantation des aimants permanents sous champs magnétiques variables et sous l'effet de la température. Des modèles existent pour différentes finesses de représentation : des modèles linéaires, non-linéaires et par hystérésis. Les premiers sont simples, rapides et faciles à implémenter mais l'écart des résultats avec la réalité peut se révéler important. Néanmoins, ils peuvent être utilisés pour donner des ordres de grandeurs approximatifs au cours de processus de pré-dimensionnement. Les modèles non-linéaires ou utilisant deux demi droites pour approximer la courbe  $B(H)$ , donnent de bons résultats et peuvent ainsi être appliqués à l'étude de désaimantation des aimants et ainsi optimiser leur usage. Les modèles par hystérésis sont, a priori, les plus adaptés pour modéliser le comportement d'un aimant mais le temps de calcul avec ce type de modèle reste très important au regard du gain en précision de représentation. Néanmoins, une telle approche reste intéressante si la loi de comportement de l'aimant présente des boucles mineures sur les courbes de recul, ce qui conduira alors à des pertes supplémentaires.

## 1.5 Synthèse

Ce chapitre a été consacré à la présentation des différentes notions et propriétés relatives aux matériaux ferromagnétiques.

La première partie a été dédiée à des généralités sur les matériaux magnétiques puis au processus d'aimantation des matériaux ferromagnétiques sur la base de la théorie de Weiss qui stipule qu'un matériau ferromagnétique est divisé en plusieurs do-

maines magnétiques. De par l'intérêt ultérieur dans la phase de validation, une attention particulière a été portée au processus d'aimantation qui induit une dissipation d'énergie au sein d'un matériau associée aux pertes fer.

La seconde partie s'est focalisée sur les matériaux magnétiques durs, à savoir les aimants permanents. Après les avoir défini puis introduit les différentes technologies et possibilités de fabrication, les principales contraintes liées à l'utilisation de ces matériaux ont été discutées. Les propriétés et stabilité magnétiques des aimants, qui jouent un rôle important dans le choix d'un aimant pour une application donnée, ont été particulièrement étayées.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre a porté sur les différentes approches utilisées pour estimer les pertes dans les machines électriques. Plus spécifiquement, les pertes fer dans les matériaux doux, pertes par courants induits et pertes d'aimantation dans les aimants permanents ont été introduits.

## 2. Modèles numériques

---

Comme largement explicité au premier paragraphe, l'étude de la désaimantation des aimants permanents dans les systèmes électrotechniques requiert la prise en compte de:

- l'effet des courants qui y sont induits et l'échauffement qui s'ensuit;
- l'influence du champ démagnétisant ;
- la non-linéarité de leurs caractéristiques.

Plusieurs méthodes peuvent alors être employées. Sous des hypothèses simplificatrices, les méthodes analytiques donnent des résultats avec une précision limitée mais avec des temps de calculs réduits. Elles sont donc bien adaptées pour des études préliminaires de conception et de dimensionnement. Pour une précision plus accrue, il est nécessaire de prendre en compte les non-linéarités inhérentes au système (matériaux, effet de peau ...). Cela est généralement effectué en utilisant les modèles numériques basés sur la méthode des éléments finis (E.F.). Dans nos travaux, nous nous sommes uniquement focalisé sur ce deuxième aspect.

Ce chapitre est dédié à la présentation des modèles développés pour tenir compte du comportement non linéaire des aimants permanents en présence de champ démagnétisant et/ou d'une élévation de la température dans le cas d'une modélisation numérique. Etant voués à être implémentés dans un code de calcul par la méthode des éléments finis, nous allons, dans une première partie, introduire succinctement cette méthode au travers de *code\_Carmel* (Code Avancé de Recherche en Modélisation Electromagnétique) dans lequel seront effectuées les implémentations. Afin de tenir compte des élévations de température dues aux courants induits, ce code a été couplé, au sens faible, à un modèle numérique thermique. Ce dernier sera introduit dans une seconde partie de ce chapitre. Le couplage magnétothermique induit alors une résolution du modèle au travers d'itérations successives. Le modèle par éléments finis a été utilisé comme plate-forme dans laquelle ont été implantés les modèles de désaimantation. Par contre, le modèle thermique a été implémenté en tant qu'entité séparée communiquant avec le modèle magnétique.

## 2.1 Problème électromagnétique

*Code\_Carmel* est un code de calcul 3D en électromagnétisme développé au sein du L2EP. Cet outil permet, à l'aide de la méthode des éléments finis, de résoudre numériquement les équations de Maxwell en électromagnétisme basses fréquences. Dans cette section, nous introduisons ces équations ainsi que le principe de base de la méthode des éléments finis appliquée au calcul électromagnétique.

### 2.1.1 Équations de Maxwell

Les équations de Maxwell constituent un système d'équations aux dérivées partielles qui définissent l'ensemble des phénomènes électromagnétiques [47]. Elles s'énoncent sous la forme suivante :

$$\text{Équation de Maxwell-Faraday :} \quad \mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 2.1$$

$$\text{Équation de Maxwell-Ampère :} \quad \mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad 2.2$$

$$\text{Équation de Maxwell-Thomson :} \quad \mathit{div} \mathbf{B} = 0 \quad 2.3$$

$$\text{Équation de Maxwell-Gauss :} \quad \mathit{div} \mathbf{D} = \rho \quad 2.4$$

où  $\mathbf{E}$  représente le champ électrique [V/m],  $\mathbf{B}$  l'induction magnétique [T],  $\mathbf{H}$  le champ magnétique [A/m],  $\mathbf{J}$  la densité de courant [A/m<sup>2</sup>],  $\mathbf{D}$  la densité du champ électrique [C/m<sup>2</sup>] et  $\rho$  la densité volumique de charge [C/m<sup>3</sup>].

Ces équations expriment le couplage entre les grandeurs électriques et magnétiques. En général, les problèmes d'électrotechnique sont considérés quasi-statiques. Par conséquent les courants de déplacement, introduits par le terme  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ , sont négligés. La forme locale du théorème d'Ampère prend alors l'expression suivante :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad 2.5$$

Ce qui induit la conservation de la densité de courant au travers de la relation :

$$\mathit{div} \mathbf{J} = 0 \quad 2.6$$

### 2.1.2 Lois de comportement

Considérons un système électrotechnique constitué de matériaux ferromagnétiques, amagnétiques et conducteurs ainsi que de sources de champ magnétique (induc-

teurs ou aimants permanents). L'ensemble du système forme le domaine d'étude  $D$  de frontière  $\Gamma$  et les milieux conducteurs le domaine  $D_c$  inclus dans  $D$  (voir Figure 2.1).

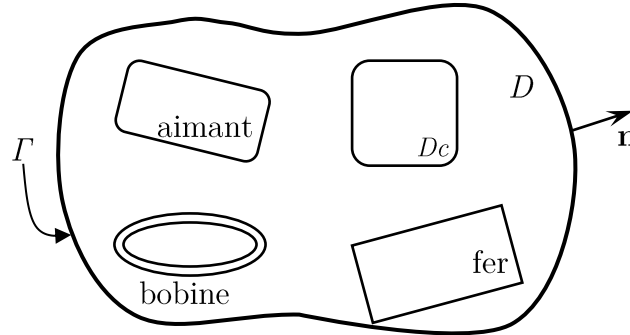


Figure 2.1 Domaine d'étude  $D$  et sa frontière  $\Gamma$

Pour déterminer les répartitions spatiale et temporelle des champs électriques  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{J}$  et magnétiques  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{H}$  dans le domaine  $D$ , la résolution des seules équations 2.1 à 2.5 est insuffisante. Le comportement des matériaux doit être pris en compte par des relations qui expriment les caractéristiques liant, d'une part,  $\mathbf{B}$  à  $\mathbf{H}$  et, d'autre part,  $\mathbf{J}$  à  $\mathbf{E}$ .

De manière générale, les relations qui décrivent le comportement de ces vecteurs peuvent être écrites sous la forme suivante :

$$\mathbf{J} = \mathbf{g}(\mathbf{E}, t, T \dots) \quad 2.7$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{f}(\mathbf{H}, t, T \dots) \quad 2.8$$

où  $t$  représente le temps et  $T$  la température.

Dans le cas d'un problème électrotechnique, la conductivité électrique  $\sigma$  [S/m] est généralement supposée constante dans chaque milieu. De ce fait, la relation 2.7 des courants induits dans le domaine conducteur, se résume à :

$$\mathbf{J}_{\text{ind}} = \sigma \mathbf{E} \quad 2.9$$

Du point de vue magnétique, l'expression 2.8 peut être réduite à un comportement magnétique linéaire de la forme :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad 2.10$$

où  $\mu$  est la perméabilité magnétique [H/m]. Cette dernière est constante pour un matériau amagnétique et doit être considérée non linéaire, dépendante de  $\mathbf{H}$ , pour les matériaux ferromagnétiques doux.

Dans le cas des aimants permanents, la loi de comportement est généralement donnée par :



$$\mathbf{B} = \mu_a \mathbf{H} + \mathbf{B}_r \quad 2.11$$

$\mu_a$  est la perméabilité magnétique de l'aimant qui peut être considérée constante dans le cas idéal.  $\mathbf{B}_r$  représente l'induction rémanente qui est liée au champ magnétique coercitif  $\mathbf{H}_c$ , dans le cas de matériaux linéaires, par l'équation :

$$\mathbf{B}_r = \mu_a \mathbf{H}_c \quad 2.12$$

Cette relation constitue une bonne approximation pour les aimants en terres rares (tels que ceux à base de Samarium-Cobalt ou de Néodyme-Fer-Bore) à température ambiante ( $\approx 25$  °C) avec une perméabilité magnétique relative proche de 1.

Comme évoqué au chapitre précédent, cette approximation n'est plus valable dans le cas de températures plus élevées, ce qui est souvent le cas dans les machines électriques. Nous introduirons, ultérieurement, un modèle qui utilise, comme pour les matériaux doux, une perméabilité non-linéaire  $\mu_a(\mathbf{H})$ .

### 2.1.3 Conditions aux limites

Afin de bien poser le problème, pour un quelconque dispositif électrotechnique, il est nécessaire d'ajouter, aux équations de Maxwell et aux lois de comportement, les conditions aux limites sur les champs. Ainsi, sur la frontière  $\Gamma$  du domaine  $D$  introduit précédemment, seront appliquées des conditions limites issues de considérations physiques et/ou de symétrie. Cette frontière peut se décomposer en deux parties :  $\Gamma_B$  relative à l'induction magnétique et  $\Gamma_H$  relative au champ magnétique où  $\Gamma = \Gamma_B \cup \Gamma_H$  et  $\Gamma_B \cap \Gamma_H = \emptyset$ .

Les conditions aux limites qui sont homogènes s'énoncent alors sous la forme suivante :

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} \Big|_{\Gamma_H} = 0 \quad 2.13$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} \Big|_{\Gamma_B} = 0 \quad 2.14$$

En combinant les équations 2.1 et 2.5 respectivement aux équations 2.13 et 2.14, on déduit les conditions aux limites suivantes :

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} \Big|_{\Gamma_B} = 0 \quad 2.15$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} \Big|_{\Gamma_H} = 0 \quad 2.16$$

### 2.1.4 Les formulations de la magnétostatique

Les hypothèses de la magnétostatique correspondent à l'absence d'effet de la variation de l'induction magnétique sur le champ électrique et vice versa, ce qui équivaut à l'absence de courants induits dans des matériaux conducteurs se trouvant dans le domaine d'étude. Dans ce cas, la densité de courant  $\mathbf{J}$  (équations 2.1 à 2.5) correspond uniquement au terme source  $\mathbf{J}_s$  qui est supposé connu. Le système d'équations à résoudre se réduit alors à :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}_s \quad 2.17$$

$$\mathit{div} \mathbf{B} = 0 \quad 2.18$$

La résolution de ces équations se fait classiquement au travers de l'introduction de potentiels. Dans le cas magnétostatique, deux potentiels peuvent être introduits : le potentiel scalaire magnétique  $\Omega$  et le potentiel vecteur magnétique  $\mathbf{A}$ .

#### 2.1.4.1 Formulation en potentiel scalaire magnétique $\Omega$

Dans l'équation 2.17, la densité de courant  $\mathbf{J}_s$  dans les inducteurs est prise en considération au travers d'un champ magnétique source  $\mathbf{H}_s$  dont le rotationnel est égal à cette densité. De ce fait, elle se réécrit sous la forme :

$$\mathbf{rot} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_s) = 0 \quad 2.19$$

Ce qui implique que la grandeur  $(\mathbf{H} - \mathbf{H}_s)$  dérive d'un potentiel :

$$\mathbf{H} - \mathbf{H}_s = -\mathbf{grad} \Omega \quad 2.20$$

Ainsi, le champ magnétique  $\mathbf{H}$  s'écrit en fonction du champ source  $\mathbf{H}_s$  et du potentiel scalaire magnétique  $\Omega$  sous la forme :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_s - \mathbf{grad} \Omega \quad 2.21$$

En substituant l'équation 2.21 dans les équations 2.11 et ensuite 2.18, on aboutit à la formulation en potentiel scalaire magnétique qui s'exprime par :

$$\mathit{div} (\mu(\mathbf{H}_s - \mathbf{grad} \Omega + \mathbf{H}_c)) = 0 \quad 2.22$$

Il est à noter que dans le cas d'un matériau non aimanté, la formulation s'obtient en annulant simplement  $\mathbf{H}_c$  dans l'équation 2.22.

### 2.1.4.2 Formulation en potentiel vecteur magnétique $\mathbf{A}$

De la relation 2.18 qui traduit la conservation du flux magnétique, on définit un potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  qui vérifie l'équation suivante :

$$\mathbf{B} = \mathbf{rot} \mathbf{A} \quad 2.23$$

Ce qui aboutit, en utilisant les expressions 2.10, 2.11 (lois de comportement magnétique des matériaux doux et durs) et 2.17, à la formulation en potentiel vecteur magnétique qui s'écrit :

$$\mathbf{rot} \frac{1}{\mu} (\mathbf{rot} \mathbf{A} - \mathbf{B}_r) = \mathbf{J}_s \quad 2.24$$

Le cas d'un matériau sans aimantation intrinsèque est obtenu en annulant  $\mathbf{B}_r$  dans l'équation 2.24.

Cette équation admet une infinité de solutions pour le potentiel vecteur  $\mathbf{A}$ . Aussi, il est nécessaire d'imposer une condition de jauge ( $div \mathbf{A} = 0$ ) pour assurer l'unicité du résultat.

### 2.1.5 Les formulations de la magnétodynamique

Dans le cas de la présence d'un matériau conducteur dans le domaine d'étude et d'une variation temporelle de l'induction magnétique, la formulation en magnétodynamique est nécessaire pour la résolution du problème. Les équations qui régissent les grandeurs du système sont alors les suivantes :

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 2.25$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad 2.26$$

$$div \mathbf{B} = 0 \quad 2.27$$

A ces équations, on ajoute les lois de comportement des matériaux 2.9 à 2.11. Dans la suite, on introduit les formulations en potentiels pour résoudre ces équations.

#### 2.1.5.1 Formulation magnétique $\mathbf{T}$ - $\Omega$

Dans le cas d'une formulation magnétique, le champ  $\mathbf{H}$  est exprimé en fonction de potentiels et du champ source  $\mathbf{H}_s$ . Comme la densité de courant induit est à divergence nulle, un potentiel vecteur électrique, noté  $\mathbf{T}$ , peut être introduit tel que :

$$\mathbf{rot} \mathbf{T} = \mathbf{J}_{ind} \quad 2.28$$

En utilisant les équations 2.17, 2.21 et 2.26, on aboutit à l'expression suivante :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_s + \mathbf{T} - \mathbf{grad}\Omega \quad 2.29$$

où  $\Omega$  représente le potentiel scalaire défini au paragraphe 2.1.4.1. En utilisant cette expression avec les équations de Maxwell 2.25, 2.26 et les lois de comportement 2.9, 2.11 et 2.12, nous obtenons la formulation magnétique en potentiels dans le domaine des aimants permanents :

$$\mathbf{rot} \frac{1}{\sigma} (\mathbf{rot} \mathbf{T} + \mathbf{rot} \mathbf{H}_s) + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{T} + \mathbf{H}_s - \mathbf{grad}\Omega + \mathbf{H}_c) = 0 \quad 2.30$$

$$\mathbf{div} \mu (\mathbf{H}_s + \mathbf{T} - \mathbf{grad}\Omega + \mathbf{H}_c) = 0 \quad 2.31$$

La résolution de ces équations n'admet pas une solution unique. Il faut donc imposer une condition de jauge pour assurer l'unicité de la solution mathématique [48].

### 2.1.5.2 La formulation électrique $\mathbf{A}$ - $\varphi$

Dans le cas de la formulation électrique, en utilisant l'équation 2.23 on peut réécrire l'équation 2.25 sous la forme suivante :

$$\mathbf{rot} \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad 2.32$$

Puisque le rotationnel du terme dans cette expression est nul, le champ  $\mathbf{E}$  peut s'écrire en fonction du potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  défini à un gradient près :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{grad}\varphi \quad 2.33$$

La densité de courant induit peut alors être définie en remplaçant le champ électrique  $\mathbf{E}$  dans l'équation 2.9. :

$$\mathbf{J}_{\text{ind}} = \sigma \left( -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{grad}\varphi \right) \quad 2.34$$

De même, en remplaçant le champ magnétique  $\mathbf{H}$  et la densité de courant induit  $\mathbf{J}_{\text{ind}}$  par leurs expressions en fonction de  $\mathbf{A}$  et  $\varphi$ , la forme locale du théorème d'Ampère (2.5) et la loi de conservation de la densité de courant (2.6) s'écrivent :

$$\mathbf{rot} \frac{1}{\mu} (\mathbf{rot} \mathbf{A} - \mathbf{B}_r) + \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{grad}\varphi \right) = \mathbf{J}_s \quad 2.35$$

$$\operatorname{div} \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{grad} \varphi \right) = 0 \quad 2.36$$

Ce système décrit la formulation en potentiel électrique  $\mathbf{A}-\varphi$  dans le domaine de l'aimant permanent. Comme pour le cas magnétostatique, il est nécessaire d'imposer une condition de jauge pour assurer l'unicité de la solution.

### 2.1.6 La discrétisation du domaine

Les distributions spatiale et temporelle des champs électrique et magnétique sont donc décrites par les équations de Maxwell. Pour les systèmes simples, ces équations peuvent être résolues analytiquement. En revanche, dans le cas de systèmes plus complexes, transformateurs ou machines électriques par exemple, la solution analytique est beaucoup plus difficile à obtenir et la résolution s'effectue alors à l'aide de méthodes numériques. Plusieurs approches existent. Dans notre cas, nous utilisons la méthode des éléments finis, une des plus usitées pour la résolution de problèmes électromagnétiques en basses fréquences.

Cette méthode engendre une double discrétisation :

- La première étape consiste à discrétiser la géométrie en éléments [49]. Ceux-ci sont des formes simples et ils peuvent être à une, deux ou trois dimensions et d'ordres différents afin de mieux discrétiser le système (voir Figure 2.2). Chaque élément est constitué des nœuds, arêtes et facettes sur lesquelles les valeurs de certaines grandeurs représentent des inconnues. Ainsi, le type d'inconnues dépend de la formulation utilisée.
- La deuxième étape est celle de la discrétisation des inconnues. Les valeurs des champs électriques et magnétiques sont obtenues sur les nœuds, arêtes ou facettes après la résolution numérique d'un système d'équations issu des formulations présentées dans les paragraphes précédents.

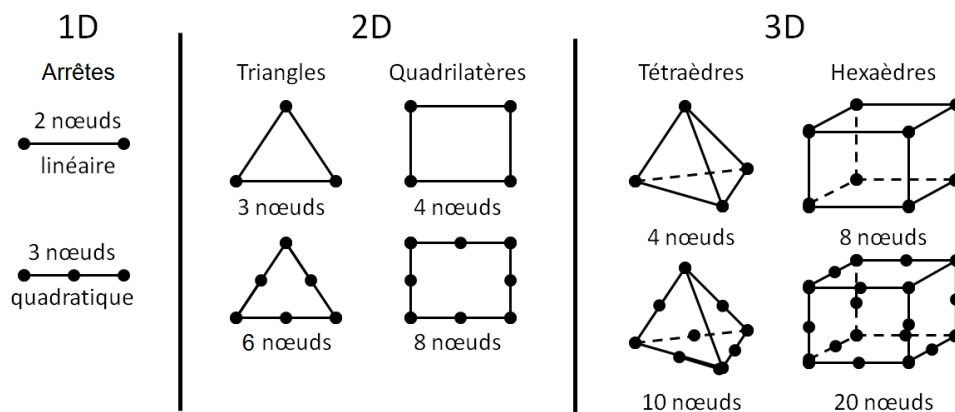


Figure 2.2 Différents types d'éléments

Dans *code\_Carmel*, c'est la forme intégrale des formulations, appelée également formulation faible, qui est utilisée. Dans le cas de la formulation magnétostatique en potentiel scalaire  $\Omega$ , la forme intégrale de la formulation s'exprime sous la forme suivante :

$$\int_D \mu \mathbf{grad} \Omega \cdot \mathbf{grad} \Omega' \cdot dD - \int_D \mu \mathbf{H}_C \cdot \mathbf{grad} \Omega' \cdot dD = \int_D \mu \mathbf{H}_S \cdot \mathbf{grad} \Omega' \cdot dD \quad 2.37$$

où  $\Omega'$  est une fonction test. De la même manière, on peut exprimer la formulation magnétostatique en potentiel vecteur  $\mathbf{A}$  par :

$$\int_D \frac{1}{\mu} \mathbf{rot} \mathbf{A} \cdot \mathbf{rot} \mathbf{A}' \cdot dD + \int_D \frac{1}{\mu} \mathbf{B}_r \cdot \mathbf{rot} \mathbf{A}' \cdot dD = \int_D (\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{A}') \cdot dD \quad 2.38$$

où  $\mathbf{A}'$  est une fonction test.

Finalement, la formulation magnétodynamique en potentiels  $\mathbf{T}$ - $\Omega$  s'écrit à l'aide d'un système de deux équations :

$$\begin{cases} \int_D \left( \frac{1}{\sigma} \mathbf{rot} \mathbf{T} + \mathbf{rot} \mathbf{H}_S \right) \cdot \mathbf{rot} \mathbf{T}' \cdot dD + \int_D \mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{T} + \mathbf{H}_S - \mathbf{grad} \Omega + \mathbf{H}_C) \cdot \mathbf{T}' \cdot dD = 0 \\ \int_D \mu (\mathbf{H}_S + \mathbf{T} - \mathbf{grad} \Omega + \mathbf{H}_C) \cdot \mathbf{grad} \Omega' \cdot dD = 0 \end{cases} \quad 2.39$$

De la même façon, on exprime la formulation magnétodynamique en potentiels  $\mathbf{A}$ - $\varphi$ .

$$\begin{cases} \int_D \frac{1}{\mu} (\mathbf{rot} \mathbf{A} - \mathbf{B}_R) \cdot \mathbf{rot} \mathbf{A}' \cdot dD + \int_D \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{grad} \varphi \right) \cdot \mathbf{A}' \cdot dD = \int_D (\mathbf{J}_s \cdot \mathbf{A}') \cdot dD \\ \int_D \sigma \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \mathbf{grad} \varphi \right) \cdot \mathbf{grad} \mathbf{A}' \cdot dD = 0 \end{cases} \quad 2.40$$

Sous forme matricielle, la discrétisation en éléments finis consiste, en fin de compte à résoudre un système d'équations de la forme :

$$[\mathbf{M}] \cdot [\mathbf{X}] = [\mathbf{b}] \quad 2.41$$

où  $[\mathbf{M}]$  représente la matrice de rigidité,  $[\mathbf{X}]$  représente le vecteur des inconnues et  $[\mathbf{b}]$  est le second membre.

### 2.1.7 Prise en compte de la non-linéarité

Afin de rendre compte, de façon réaliste, du comportement non linéaire des matériaux dans un code de calcul par éléments finis, il serait idéal d'utiliser un modèle d'hystérésis. Toutefois, l'introduction de ce type de modèle dans les outils numériques E.F. conduit à une augmentation du temps de calcul due, en partie, à des difficultés de

convergence de la boucle de résolution non-linéaire. En pratique, sauf s'il est à la base du principe de fonctionnement du dispositif étudié, l'impact de l'hystérésis peut être négligé dans la plupart des dispositifs. De ce fait, dans la majorité des codes de calculs, la loi de comportement  $B(H)$  est assimilée à une courbe de type anhystérétique pour les matériaux doux et par une portion de la loi de comportement dans le second quadrant  $B(H)$  pour les matériaux durs. Cette caractéristique est alors approximée par des modèles de type polynomial, hyperbolique ou de type Langevin. Dans *code\_Carmel*, cette caractéristique est approximée par la fonction de Marrocco [50] qui est basée sur des considérations mathématiques :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} \left[ \frac{\mathbf{B}^{2\alpha}}{\mathbf{B}^{2\alpha} + \tau} (\mathbf{c} - \varepsilon) + \varepsilon \right] \quad 2.42$$

où les paramètres  $\alpha$ ,  $\varepsilon$ ,  $\tau$  et  $c$  sont identifiés à l'aide d'une procédure d'ajustement sur la courbe moyenne issue de mesures expérimentales.

Dans le cas de la méthode des éléments finis, la prise en compte de la non-linéarité des matériaux conduit alors à résoudre un système matriciel de la forme :

$$[\mathbf{M}(\mathbf{X})] \cdot [\mathbf{X}] = [\mathbf{b}] \quad 2.43$$

où la matrice  $[\mathbf{M}]$  est dépendante du vecteur inconnu  $[\mathbf{X}]$ . Dans *code\_Carmel*, la méthode itérative de Newton-Raphson est utilisée pour la résolution du système.

## 2.2 Problème thermique

La quantification de l'élévation de la température dans un matériau à partir d'une source de pertes thermiques nécessite l'utilisation d'un modèle mathématique. Tout comme le cas électromagnétique, il est possible d'utiliser, là encore, des approches analytiques rapides mais de précision variable en fonction des hypothèses simplificatrices inhérentes à ces méthodes. Une deuxième solution, aboutissant à des résultats plus précis mais au détriment de temps de calculs conséquents est celle basée sur la résolution numérique du problème thermique.

### 2.2.1 Equations à résoudre

Le processus de transfert de la chaleur ne peut être décrit par une relation unique car mettant en œuvre plusieurs mécanismes physiques. Trois modes de transmission de la chaleur peuvent être distingués : la conduction, la convection et le rayonnement [51].

**La conduction thermique** est le transfert d'énergie thermique à partir de la différence de température entre des corps adjacents ou des parties adjacentes du corps. Ce transfert s'effectue des zones chaudes vers les zones froides (sans mouvement de matière) (Figure 2.3).

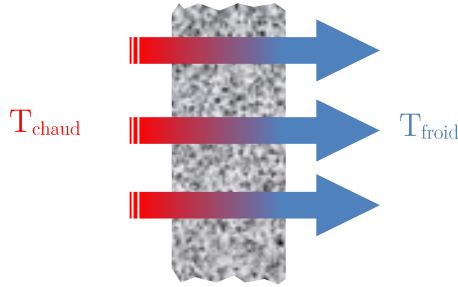


Figure 2.3 Conduction thermique

La loi fondamentale de la conduction thermique (loi de Fourier) a pour expression :

$$\mathbf{q} = -\lambda \mathbf{grad}T \quad 2.44$$

où  $\mathbf{q}$  représente le flux de chaleur [ $\text{W}/\text{m}^2$ ],  $\lambda$  est le coefficient de conductivité thermique du milieu de transmission [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ] et  $T$  la température. La chaleur se propage dans la direction de la température décroissante.

L'équation de diffusion de la chaleur s'écrit, quant à elle, sous la forme :

$$\text{div} \mathbf{q} + p = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \quad 2.45$$

où  $p$  est la source volumique de chaleur [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ ],  $\rho$  la masse volumique du matériau [ $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$ ] et  $C_p$  est la chaleur massique [ $\text{Jkg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]. En associant les expressions 2.44 et 2.45, on obtient l'équation régissant l'évolution de la température à l'intérieur d'un matériau :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\lambda \mathbf{grad}T) = p \quad 2.46$$

**La convection thermique** représente l'échange d'énergie sous forme de chaleur entre un fluide et une surface solide qui sont à des températures différentes. Les transferts de chaleur par convection sont généralement représentés par une relation linéaire entre le flux de chaleur et la température :

$$\mathbf{q}_c = h_c (T_s - T_f) \quad 2.47$$

où  $h_c$  [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ ] représente le coefficient d'échange convectif,  $T_s$  représente la température du solide,  $T_f$  représente la température du fluide.



En principe, il existe deux modèles de transfert thermique par convection :

- *La convection naturelle (libre)* se produit lorsque le mouvement du fluide est uniquement le résultat d'un gradient de température entre le fluide et la surface du solide ;
- *La convection forcée* se produit lorsque le fluide est mis en mouvement par un phénomène extérieur (rotation d'un ventilateur).

**Le rayonnement thermique** se caractérise par un transfert d'énergie sous forme d'ondes électromagnétiques. Le flux échangé par rayonnement  $q_r$  pour un corps opaque, dont la température  $T$  est différente de 0 K, par rapport à l'air ambiant de température  $T_{ext}$  est donné par la relation de Stefan-Boltzmann :

$$q_r = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{ext}^4) \quad 2.48$$

où  $\varepsilon$  est l'émissivité de la surface, et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann. Dans les études de systèmes électrotechniques, ce mode de transfert de chaleur est souvent négligé, car pour un échange de chaleur par rayonnement, il doit y avoir une différence importante de température entre les différentes surfaces (environ 100°C) [15]. Dans le cas de la présente étude, nous retiendrons également cette hypothèse.

Afin de bien poser le problème thermique, il est nécessaire d'ajouter les conditions aux limites :

- *Condition de Dirichlet* : température imposée (constante ou fonction de la position) sur la frontière externe du problème à résoudre.

$$T_s = f(\text{position}, t) \quad 2.49$$

- *Condition de Neumann* : densité de flux imposée sur une ou plusieurs surfaces du problème. Dans la relation suivante,  $\mathbf{n}$  est le vecteur unitaire normal de cette surface.

$$-\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right) \Big|_{\Gamma} = f(\text{position}, t) \quad 2.50$$

- *Transfert linéaire de chaleur*, où  $h_c$  est le coefficient d'échange thermique par convection (équation 2.47).

$$-\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \right) \Big|_{\Gamma_c} = h_c (T - T_{ext}) \quad 2.51$$

- *Conditions initiales :*

$$T(x, y, z, t = 0) = T_0(x, y, z) \quad 2.52$$

Comme nous l'avons évoqué précédemment, le problème magnétique est lié au problème thermique de par l'influence de la température sur les caractéristiques des matériaux. Ainsi, afin de prendre en compte l'effet thermique sur les propriétés de l'aimant, un couplage magnétothermique est mis en place et détaillé ci-dessous au paragraphe 2.3.4.

## 2.3 Modèles de comportement des aimants

Comme indiqué au chapitre 1, les aimants permanents, et plus spécifiquement ceux à base de terres rares, sont aujourd'hui très utilisés dans les applications électrotechniques. Leurs énergies spécifiques sont très élevées, ce qui permet d'aboutir à des systèmes avec de très bonnes puissances massiques. Malheureusement, leur prix est également très élevé, ce qui a un impact non négligeable sur le prix de revient des dispositifs à base de ces aimants. Il est donc impératif de pouvoir dimensionner ces derniers de façon optimale en terme de volume utilisé tout en garantissant un fonctionnement remplissant le cahier des charges et évitant des défauts de désaimantation intempestifs. Dans ce cadre, la prise en compte des effets de désaimantation des aimants ne peut pas se limiter au seul effet de la température générée par les pertes par courants induits dans ces aimants. L'effet de la réaction magnétique d'induit, généralement négligeable à la température ambiante, peut entraîner une désaimantation partielle, voire totale, de l'aimant lors d'un fonctionnement à température élevée. Il est donc indispensable de tenir compte, conjointement, de ces deux effets dans les modèles de comportement des aimants permanents implémentés dans les codes de calcul numériques. Dans la suite, nous présenterons, dans un premier temps, deux modèles permettant de modéliser le comportement des aimants en fonction de la réluctance du circuit magnétique et de la variation du champ de réaction magnétique. Un troisième modèle tiendra compte également de la température en plus des facteurs déjà énumérés.

Les propriétés électriques et magnétiques des aimants permanents présentent un comportement anisotrope, c'est-à-dire qu'on observe une différence de réponse du matériau (conductivité électrique, perméabilité magnétique) selon la direction d'espace considérée. Dans le cadre de ce travail, la version de *code\_Carmel* utilisée ne permet pas la prise en compte de l'anisotropie. Afin de tester les modèles, certaines hypothèses sont alors considérées:

- Le comportement magnétique des aimants va être décrit selon l'axe de facile aimantation, considérant que sur l'axe perpendiculaire il existe une résistance infinie à la désaimantation. Cette hypothèse est vérifiée pour la plupart des applications électrotechniques où le champ démagnétisant est appliqué principalement suivant une direction proche de l'axe de l'aimant [25], [52] ;
- Du point de vue de la résistivité électrique, l'aimant est considéré comme isotrope. Dans une étude menée par S. Ruoho [53] sur l'anisotropie de la résistivité électrique des aimants permanents de terres rares, une différence moyenne de 18 % est observée entre les directions transversale et axiale. Toutefois, dans la majorité des travaux concernant le calcul des courants de Foucault dans les aimants, les auteurs ont considéré un comportement électrique isotrope.

### 2.3.1 Modèle linéaire

Le modèle d'aimant, initialement implémenté dans *code\_Carmel*, est le modèle classique linéaire (qu'on notera modèle L dans la suite), présenté sur la Figure 2.4. Dans ce cas, la courbe  $B(H)$  dans le second quadrant est approximée par une droite de même pente qu'en  $\mathbf{H} = \mathbf{0}$  sur le cycle d'hystérésis saturé, i.e. au point correspondant à l'induction rémanente  $\mathbf{B}_r$  (équation 2.53).

$$\mathbf{B}_a = \mu_a \mathbf{H}_a + \mathbf{B}_r \quad 2.53$$

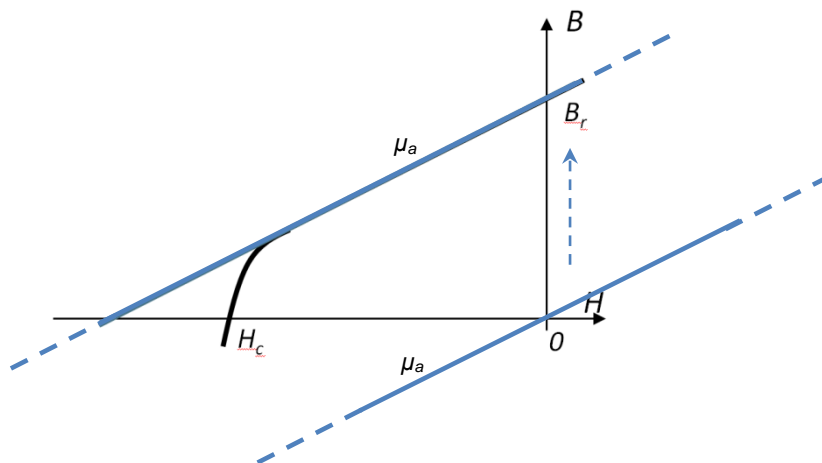


Figure 2.4 Le modèle linéaire

Cette approche, simple à implémenter dans un code de calcul par éléments finis, donne des résultats satisfaisants dans le cas d'aimants à base de terres rares tels

que les NdFeB ou SmCo à température ambiante. En revanche, de par son caractère linéaire, ce modèle ne peut pas tenir compte d'une quelconque désaimantation. Il peut donc être utilisé dans la phase de pré-dimensionnement d'une machine électrique mais l'étude devra être complétée par une modélisation plus fine pour aboutir à une structure efficiente, en matière d'utilisation des aimants permanents, en prenant en compte les sources potentielles de désaimantation.

### 2.3.2 Modèle non linéaire

D'une manière générale, afin de rendre compte du caractère non linéaire de la caractéristique  $B(H)$  des aimants permanents dans le second quadrant, la loi de comportement s'écrit :

$$B_a(H) = \mu_a(H)(H - H_c) \text{ avec } H > 0 \quad 2.54$$

où  $\mu_a(H)$  est la perméabilité associée à la non-linéarité. L'approche que nous proposons, notée dans la suite modèle NL, prend en compte cette non-linéarité en utilisant l'équation de Marrocco (2.42) qui a été présentée dans le paragraphe 2.1.7. Cette dernière est principalement utilisée pour l'approximation de la courbe d'hystérésis moyenne des matériaux magnétiques doux. Dans le cas des matériaux durs, et pour éviter le recours à un modèle d'hystérésis, la loi de comportement est représentée seulement dans le premier et deuxième quadrant à l'aide de l'équation de Marrocco judicieusement décalée. Cette hypothèse représente un bon compromis car, dans la plupart des applications électrotechniques, l'aimant est dimensionné afin que son point de fonctionnement reste dans le second quadrant.

L'identification des valeurs des paramètres  $\alpha$ ,  $\varepsilon$ ,  $\tau$  et  $c$  s'effectue alors à partir de la courbe  $B(H)$  expérimentale de l'aimant décalée au 1<sup>er</sup> quadrant de la quantité  $H_c$  (Figure 2.5).

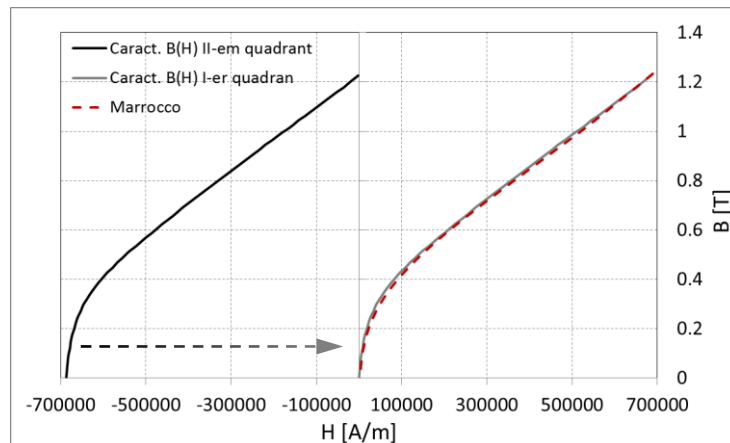


Figure 2.5 Approximation avec la fonction de Marrocco dans le 1er quadrant

Les techniques utilisées, pour calculer le point de fonctionnement de l'aimant dans le deuxième quadrant, sont présentées ci-après pour les deux formulations :

### Cas de la formulation $A-\varphi$

Dans le cas de la formulation en potentiel électrique, l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  est calculée implicitement dans chaque élément en résolvant les équations de la formulation. Afin de calculer le point de fonctionnement de l'aimant, les étapes suivantes sont réalisées au cours de la résolution non-linéaire (voir Figure 2.6) :

- *Etape 1* : à partir de l'induction magnétique  $B_a$  suivant l'axe d'aimantation de l'aimant, la réductivité ( $\nu_a' = 1/\mu_a'$ ) est calculée dans le premier quadrant en utilisant l'équation de Marrocco (2.42) ;

$$\nu(\mathbf{B}^2) = \frac{1}{\mu_0} \left[ \frac{\mathbf{B}^{2a}}{\mathbf{B}^{2a} + \tau} (c - \varepsilon) + \varepsilon \right] \quad 2.55$$

- *Etape 2* : en utilisant la loi de comportement du matériau (équation 2.11) le champ magnétique  $H_a'$  dans le premier quadrant peut être identifié ;
- *Etape 3* : le calcul du champ magnétique  $H_a$ , correspondant au deuxième quadrant, est obtenu en soustrayant le champ coercitif  $H_C$  au champ  $H_a'$  ( $H_C$  est issu des données constructeur ou à partir de la caractérisation du matériau) ;
- *Etape 4* : à partir de la loi de comportement du matériau, et en utilisant l'induction magnétique  $B_a$ , identique pour les deux quadrants, la pente  $\nu_a$  dans le deuxième quadrant peut être calculée.

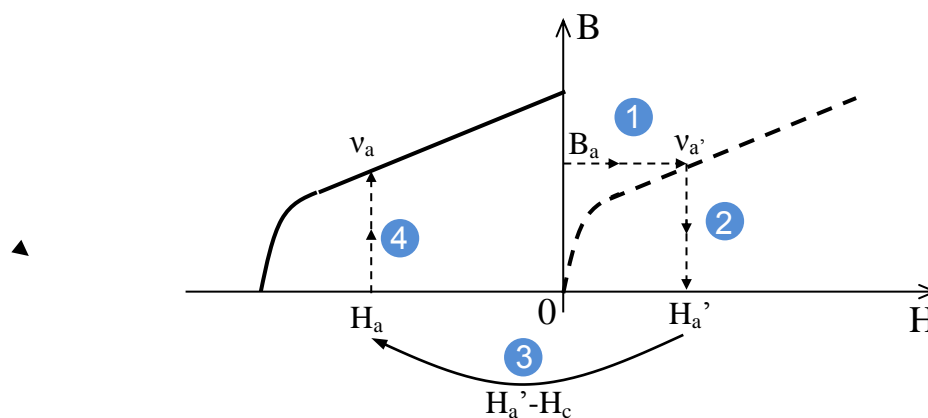


Figure 2.6 Principe du modèle non-linéaire

### Cas de la formulation $T-\Omega$

Dans le cas d'une formulation magnétique, la résolution numérique permet d'aboutir à la valeur du champ  $\mathbf{H}$  dans chaque élément du domaine d'étude (para-

graphe 2.1.5.1). Sachant que l'équation de Marrocco, utilisée pour calculer le point de fonctionnement dans chaque élément de l'aimant, est une équation de forme  $H(B)$ , il est impératif de remonter à la valeur de l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  pour calculer la pente non linéaire  $\nu(B)$ . Pour ce faire, un algorithme de dichotomie est utilisé pour trouver le point de fonctionnement inverse  $B(H)$  dans le premier quadrant pour approcher la solution de l'équation 2.55 avec la précision souhaitée. Une fois calculées la pente  $\nu_a(B)$  et l'induction magnétique  $\mathbf{B}_a$  de chaque élément, le calcul du point de fonctionnement au 2<sup>ème</sup> quadrant se base sur le même algorithme de la résolution non-linéaire utilisée dans le cas de la formulation  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$  à partir de l'étape 3.

Le modèle NL présenté ci-dessus peut être utilisé pour les aimants dont la caractéristique  $B(H)$  présente une partie coudée dans le second quadrant. Par contre, comme dans le cas du modèle linéaire classique, ce modèle ne prend pas en compte la perte d'aimantation partielle.

### 2.3.3 Modèle non linéaire de désaimantation

Sachant que différentes sources peuvent dégrader la caractéristique  $B(H)$  d'un aimant permanent (paragraphe 1.3.4), nous introduisons, dans ce paragraphe, un modèle non linéaire de désaimantation (que l'on notera modèle NLD) qui permet de tenir compte de l'influence du champ démagnétisant dû à la reluctance du circuit magnétique ainsi que de celle du champ induit par toute autre source d'excitation. Ce modèle, élaboré pour une température constante de l'aimant, est basé sur le même algorithme que celui du modèle NL pour la modélisation du comportement  $B(H)$  non linéaire des aimants permanents dans le deuxième quadrant.

Afin de prendre en compte la désaimantation partielle de l'aimant, une série de droites de recul sont tracées avec une pente égale à celle de la courbe initiale à  $\mathbf{H}=0$  comme illustré à la Figure 2.7.

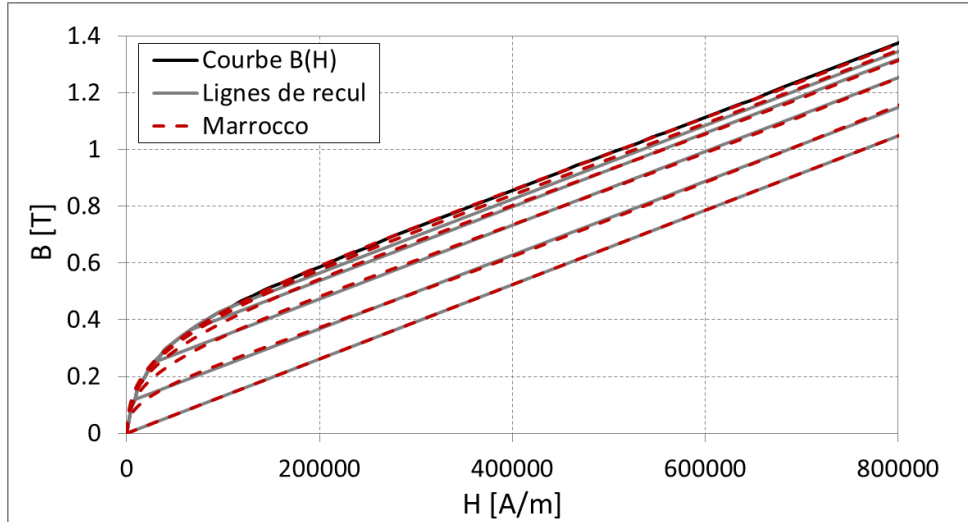


Figure 2.7 Approximation avec l'équation de Marrocco sur les courbes de recul

Les coefficients de l'équation de Marrocco sont ensuite identifiés pour les courbes initiales et de recul en décalant les courbes dans le premier quadrant. Lors des différentes campagnes d'identification menées sur des échantillons d'aimants à bases de terres rares, il s'est avéré que les paramètres  $\alpha$  et  $\varepsilon$  prenaient des valeurs constantes alors que  $c$  et  $\tau$  varient en fonction de la densité de flux magnétique  $B_k$  correspondant au point du coude. Cette évolution peut être décrite par un polynôme :

$$c, \tau(B_k) = a_0 + a_1 B_k + \dots + a_{n-1} B_k^{n-1} + a_n B_k^n \quad 2.56$$

Une fois les différentes droites de recul déterminées, l'identification du point de fonctionnement de l'aimant s'effectue à l'aide de la procédure détaillée au paragraphe 2.3.2, et ce, pour chacune des deux formulations.

Dans le cas de résolutions par éléments finis, la procédure de calcul consiste à vérifier dans chaque élément de l'aimant si le point de fonctionnement est en dessous du coude. Si c'est le cas, une droite de recul est générée en fonction des paramètres obtenus à partir de l'identification de Marrocco pour remplacer la courbe de désaimantation initiale.

La procédure implémentée dans *code\_Carmel* pour tenir compte de la désaimantation des aimants peut se résumer dans les deux points suivants :

1. Initialisation des principaux paramètres : induction magnétique rémanente  $B_r$ , induction magnétique du coude  $B_k$  et paramètres de Marrocco ( $\alpha$ ,  $\varepsilon$ ,  $\tau$ ,  $c$ ), identifiés à partir de la courbe initiale  $B(H)$  ;
2. Après chaque pas de temps, la caractéristique magnétique de chaque élément de l'aimant est mise à jour en comparant l'induction  $B_a^i$  à l'induction du coude  $B_k^i$  de l'élément  $i$  :

- a. Si  $B_a^i < B_k^i$  alors l'élément considéré a subi une perte d'aimantation et une mise à jour de  $B_r^i$  et des paramètres de Marrocco (suivant les lois polynomiales) est nécessaire. L'impossibilité de l'élément à regagner l'état magnétique initial exige également une mise à jour de  $B_k^i = B_a^i$  ;
- b. Si  $B_a^i > B_k^i$  alors l'état magnétique de l'élément considéré est inchangé, donc aucun changement des paramètres n'est requis.

### 2.3.4 Prise en compte de la température

Les aimants permanents sont utilisés dans divers dispositifs de conversion d'énergie électromécanique et notamment dans les machines synchrones à aimants permanents (MSAP). Dans le cas des aimants à base de terres rares (SmCo et NFeB), la conductivité électrique relativement élevée ne permet pas de négliger les pertes par courants de Foucault et plus particulièrement lorsque l'aimant est soumis à des fréquences de fonctionnement élevées (harmoniques d'espace, alimentation MLI, ...). Même si ces pertes en elles-mêmes ne grèvent pas de façon directe l'efficacité du moteur, l'échauffement local qui s'ensuit peut entraîner une désaimantation irréversible de l'aimant, impactant cette fois-ci les performances du dispositif. Ceci est plus crucial dans le cas d'aimants en NdFeB qui ont des coefficients de température élevés pour l'induction rémanente et le champ coercitif [44], [54], [55]. Si le dispositif n'est pas correctement ventilé, cet effet peut être démultiplié par combinaison avec l'échauffement dû aux pertes Joule dans les enroulements, aux pertes fer et à la température ambiante [56]. Par conséquent, un modèle d'aimant permanent prenant en compte l'effet de la température se révèle nécessaire afin de prédire d'éventuelles pertes, réversibles ou irréversibles, d'aimantation dans le cadre d'un dimensionnement optimal.

Dans le paragraphe 1.4.2, différents travaux sur le calcul des pertes par courants induits dans les aimants ont été résumés. Toutefois, l'effet thermique de ces pertes sur une possible désaimantation n'est pas pris en compte dans ces travaux. Cela nécessite l'utilisation d'un modèle thermique.

#### 2.3.4.1 Outils de modélisation du problème thermique

Les principaux outils utilisés pour la modélisation thermique des systèmes électromagnétiques sont la méthode par réseau des résistances thermiques et la méthode des éléments finis [15], [57]. La première méthode repose sur l'analogie électrique-thermique. Le potentiel électrique est considéré comme la température à un nœud, le courant électrique est représenté par un flux thermique, la source de courant par la



source de chaleur (pertes électriques et magnétiques) et la capacité électrique par une capacité thermique. Le principe de cette méthode est de discrétiser la géométrie en volumes élémentaires supposés isothermes et de leur associer un nœud où sera calculée la température. Les nœuds de chaque volume sont connectés par des conductances thermiques réalisant les échanges thermiques. La détermination des valeurs de ces conductances (de conduction, convection, rayonnement) constitue la difficulté majeure.

Cette approche est peu précise car elle donne des informations globales sur la dissipation de la chaleur. Cependant, elle reste intéressante de par les temps de calcul qui sont raisonnables.

A l'heure actuelle, la méthode des éléments finis est largement utilisée car elle permet de calculer, avec une grande précision, la distribution de la température dans un dispositif donné. Cette méthode permet d'étudier des structures complexes et fournit des informations locales en chaque partie du système. Son inconvénient majeur est le temps de calcul nécessaire qui est relativement élevé.

Pour prédire l'éventuelle perte d'aimantation causée soit par l'effet du champ induit soit par celui de la température, les modèles électromagnétique et thermique doivent être couplés. Dans la suite, nous allons détailler le couplage magnétothermique effectué grâce auquel les caractéristiques magnétiques et électriques peuvent être mises à jour en fonction de la température.

#### 2.3.4.2 Couplage magnétothermique

D'une manière générale, deux stratégies existent pour coupler des modèles multi physiques: le couplage fort et le couplage faible [58], [59]. Dans le cas du couplage fort magnétothermique, les équations électromagnétiques et thermiques sont résolues dans un seul système global. L'inconvénient de cette approche réside dans le nombre important d'inconnues et donc un temps de calcul élevé. Par ailleurs, ce couplage n'est pas toujours justifié de par la très grande différence entre les constantes de temps des deux physiques. La seconde solution, dite couplage faible, consiste à « chaîner » les deux modèles et à mener les calculs d'une manière indépendante mais en ayant un transfert d'information adéquat au travers des grandeurs pertinentes (sources de chaleur, propriétés des matériaux, ...). C'est cette technique, qui est plus flexible et qui permet de limiter les temps de calculs, qui est retenue dans la présente étude. Elle est mise en œuvre en utilisant *code\_Carmel* pour la résolution du problème électromagnétique et SYRTHES (SYstem de Résolution THERmique Solide), code développé par EDF R&D, pour la résolution du problème thermique. Les deux problèmes sont alors résolus indépendamment nécessitant de ce fait un transfert des données entre les deux codes (voir Figure 2.8).

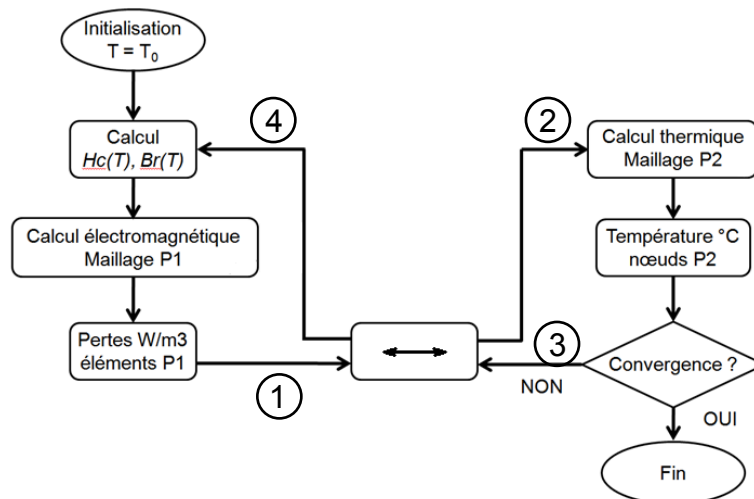


Figure 2.8 Procédure utilisée lors du couplage magnétothermique

Le problème magnétothermique est résolu d'une manière séquentielle et itérative jusqu'à convergence. Sachant que la constante de temps thermique est nettement plus élevée que celle du problème électromagnétique, le problème thermique est résolu en régime permanent. Par contre, pour chaque itération thermique, le calcul électromagnétique doit être résolu de façon à atteindre le régime permanent numérique. En effet, la modification de la caractéristique de l'aimant entraîne un transitoire numérique qui peut durer quelques périodes électriques.

Dans le cas général où les maillages thermique et magnétique sont différents, il est nécessaire d'avoir recours à un outil de projection de solutions permettant le transfert des informations physiques entre les deux problèmes.

Dans le cas de notre étude, la résolution numérique magnétothermique s'effectue à iso-maillage. Par conséquent, l'échange d'information du calcul électromagnétique vers le thermique s'effectue au travers des pertes aux éléments. L'information inverse, température aux nœuds, permet de calculer la température moyenne par élément, laquelle servira à mettre à jour la loi de comportement relative à cet élément.

Ainsi, le problème magnétique est d'abord résolu afin de quantifier les pertes dans le système qui constituent le terme source du calcul thermique. Ce premier calcul électromagnétique est effectué avec les propriétés de matériaux correspondant à une température homogène donnée qui est souvent la température ambiante. Ensuite, le problème thermique est résolu permettant d'obtenir une première répartition de la température, en régime permanent, dans le système étudié. Les propriétés des matériaux sont alors mises à jour afin de procéder à nouveau à la résolution du problème électromagnétique et ainsi de suite.

Dans le cas de notre étude, le critère d'arrêt, basé sur la minimisation de la différence de température entre deux itérations magnétothermiques successives, est le suivant :

$$\sqrt{\sum_{e=1}^n (T_i^e - T_{i+1}^e)^2} \leq \varepsilon \quad 2.57$$

où  $n$  est le nombre total des éléments,  $i$  est l'itération du chaînage,  $T$  est la température de l'élément  $e$  et  $\varepsilon$  la valeur d'arrêt.

### 2.3.4.3 Validation du couplage magnétothermique

La procédure de couplage magnétothermique a d'abord été validée au travers de l'étude d'un exemple académique dont la solution analytique est connue [60]. Le système est constitué d'un conducteur cylindrique de faible conductivité électrique, de rayon  $r$  et de hauteur  $h$ , aux bornes duquel est imposée une différence de potentiel  $V$  à la fréquence  $f$  (voir Figure 2.9(a)). La conductivité  $\sigma$  du conducteur est exprimée par :

$$\sigma = \sigma_0 e^{\frac{T-T_a}{\theta}} \quad 2.58$$

où  $T_a$  est la température ambiante imposée autour du conducteur,  $\sigma_0$  la conductivité à température ambiante et  $\theta$  est le coefficient de température. Dans le repère cylindrique  $(r, \varphi, z)$ , le courant  $I$  est invariant suivant  $\varphi$  et  $z$  pour  $r$  fixé. Il varie donc uniquement en fonction du rayon  $r$ . La variation de la température se fait le long du rayon  $r$ . Pour le problème thermique, deux conditions limites sont imposées : une température  $T_a$  constante autour du conducteur et un flux thermique nul aux bornes (voir Figure 2.9(b)).

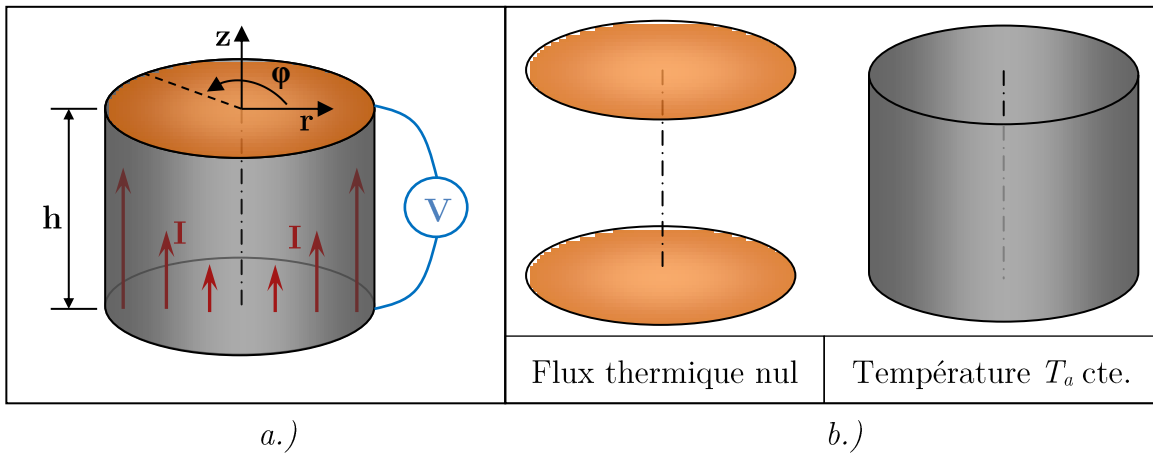


Figure 2.9 Les conditions limites : a.) électriques ; b.) thermiques

Les paramètres de ce problème multi-physique sont présentés dans le Tableau 2.1.

$h = 1 \text{ m}$	$\sigma_0 = 1 \text{ S/m}$
$r = 1 \text{ m}$	$V = 60\text{V}$
$T_a = 20 \text{ }^\circ\text{C}$	$\lambda = 100\text{W}/(\text{mK})$

Tableau 2.1 Valeurs utilisées pour la validation du chaînage

Le Tableau 2.2 présente la comparaison des résultats analytiques et numériques, en utilisant les deux formulations magnétodynamiques en temporelle pour une fréquence de 50Hz.

	$I_{\text{eff}}$	P
analytique	209,4 [A]	12,57 [W]
numérique A- $\phi$	209 [A]	12,54 [W]
numérique T- $\Omega$	209 [A]	12,54 [W]

Tableau 2.2 Comparaison des résultats du problème électromagnétique

A partir des pertes Joule calculées, le problème thermique est résolu en analytique et en utilisant le chaînage magnétothermique réalisé. Les solutions analytique et numérique de la dispersion de la température suivant le rayon du conducteur sont affichées à la Figure 2.10 montrant, comme on pouvait le prévoir, une très bonne concordance.

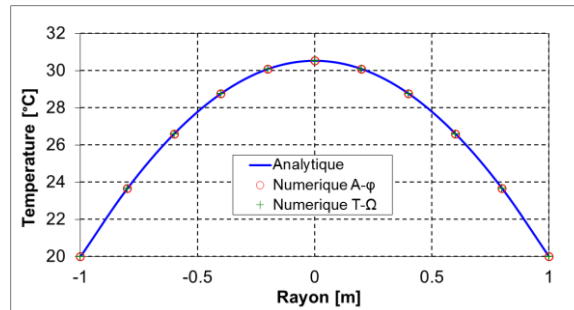


Figure 2.10 Evolution de la température en fonction du rayon

Enfin, la Figure 2.11 illustre la diffusion de la température dans le conducteur issue du modèle thermique numérique.

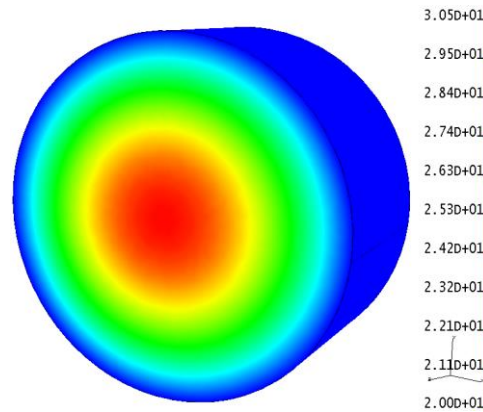


Figure 2.11 Température du conducteur en régime permanent

Afin de valider le chaînage magnétothermique, les valeurs des températures en régime permanent, issues du modèle numérique et analytique, sont comparées dans le Tableau 2.3, par pas de 0.2 m pour différentes distances à partir de l'axe central.

rayon	[m]	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1
analytique	[°C]	30,54	30,09	28,77	26,61	23,67	20,00
numérique A- $\phi$	[°C]	30,52	30,08	28,76	26,60	23,66	20,00
numérique T- $\Omega$	[°C]	30,52	30,08	28,76	26,60	23,66	20,00
écart A- $\phi$ / analytique	[°C]	0,04	0,05	0,05	0,05	0,04	0,00
écart T- $\Omega$ / analytique	[°C]	0,04	0,05	0,05	0,05	0,05	0,00

Tableau 2.3 Résultats issus des différentes approches de résolution du cas-test

Les écarts entre les calculs numériques, pour les deux formulations, et analytiques sont inférieurs à 0,1 %, ce qui valide le chaînage magnétothermique.

## 2.4 Cas-test sur les modèles de désaimantation

Afin de valider numériquement les modèles développés et mettre en exergue l'intérêt d'un modèle non linéaire de désaimantation, différentes études sont menées. Dans un premier temps, un cas test constitué d'un circuit magnétique simple est étudié et les résultats obtenus par les différents modèles développés sont comparés. Ensuite, le fonctionnement d'une machine synchrone à aimants permanents virtuelle est analysé en utilisant le modèle de désaimantation. Ces deux premiers tests sont effectués à température constante. Enfin, le couplage magnétothermique est exploité dans le cas d'un circuit magnétique avec aimant permanent.

## 2.4.1 Comparaison des modèles de désaimantation

### 2.4.1.1 Système d'étude

Le comportement des différents modèles de désaimantation partielle est testé sur un circuit magnétique simple constitué :

- d'un aimant permanent ;
- d'un entrefer pour faire varier la réductance du circuit magnétique;
- d'une bobine d'excitation pour soumettre l'aimant à des champs magnétiques pulsants de différentes amplitudes et fréquences.

La géométrie et les dimensions du système de test sont données à la Figure 2.12.

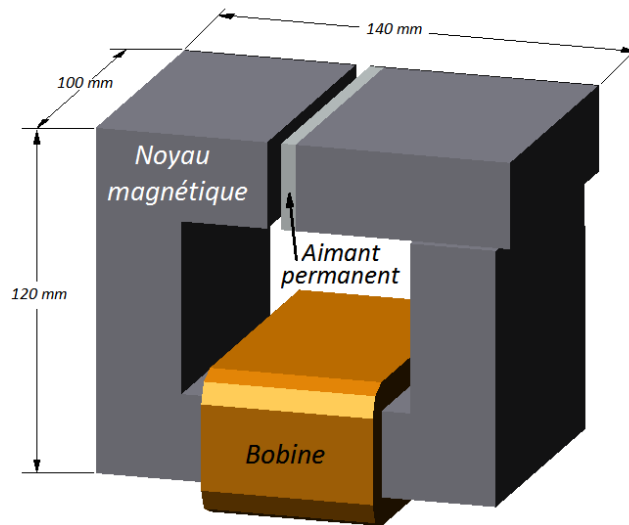


Figure 2.12 Dimensions de la maquette

Afin de focaliser l'étude sur les seuls effets relatifs à l'aimant, le circuit magnétique est modélisé comme un matériau homogène non-conducteur et dont la caractéristique magnétique est linéaire. L'aimant permanent est, quant à lui, considéré comme un milieu linéaire ou non linéaire suivant le modèle utilisé. Les caractéristiques générales des matériaux utilisés sont résumées dans le Tableau 2.4.

Matériaux	Propriétés	Valeurs
Noyau magnétique	Perméabilité relative	10.000
	Conductivité électrique	0 MS/m
Aimant permanent NdFeB 342/135 H	Induction rémanente	1,265 T
	Champ coercitif	760 kA/m
	Perméabilité relative	1,1
	Conductivité électrique	0,625x10 <sup>6</sup> MS/m
<i>Bobine</i>	<i>Nombre de spires</i>	<i>200</i>

Tableau 2.4 Caractéristiques des matériaux utilisés

Les données expérimentales relatives à la courbe  $B(H)$  de l'aimant utilisé sont extraites de la fiche technique de MS Schramberg [61] pour un aimant NdFeB fritté (courbe noire sur la Figure 2.13). Les droites de recul (lignes grises sur Figure 2.13) ont été construites à partir du principe de désaimantation détaillé dans le paragraphe 1.3.4.2.

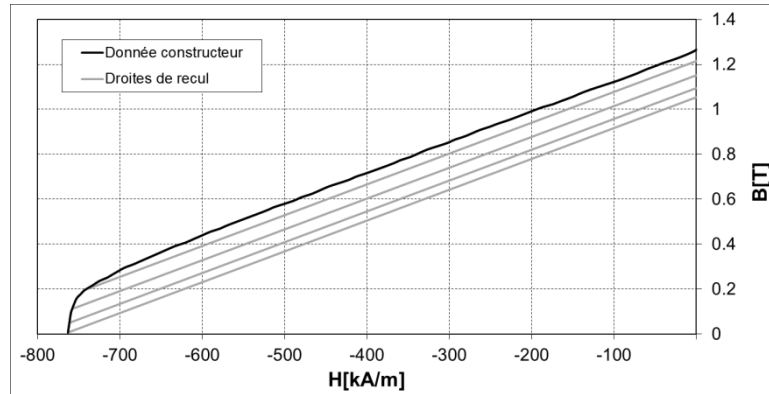


Figure 2.13 Courbes de désaimantation et droites de recul d'un aimant de NdFeB (100 °C)

La géométrie de la maquette, maillée en 3D à l'aide de tétraèdres du premier ordre (54 837 éléments), est illustrée sur la (Figure 2.14).

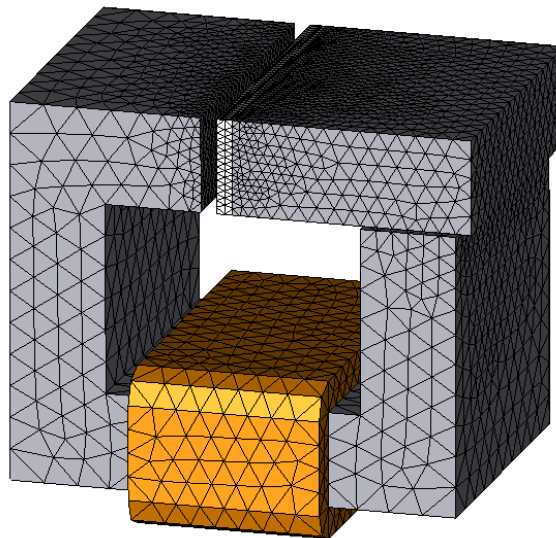


Figure 2.14 Maillage 3D du circuit magnétique

#### 2.4.1.2 Résultats des modèles

L'étude du comportement des aimants a été effectuée en comparant les trois modèles décrits précédemment.

Le premier modèle (L), déjà implémenté dans `code_Carmel`, approxime la courbe  $B(H)$  du second quadrant de l'aimant par une droite. Il ne nécessite que deux paramètres ; l'induction rémanente de l'aimant et sa perméabilité relative constante.

Le deuxième modèle (NL) prend en compte la non-linéarité de la courbe  $B(H)$ . Comme précisé au paragraphe 2.1.7, cela est effectué par le biais de l'équation de Marrocco (2.42) en calculant la perméabilité relative non linéaire de la courbe du second quadrant. L'approximation de la courbe  $B(H)$  est illustrée sur la Figure 2.15.

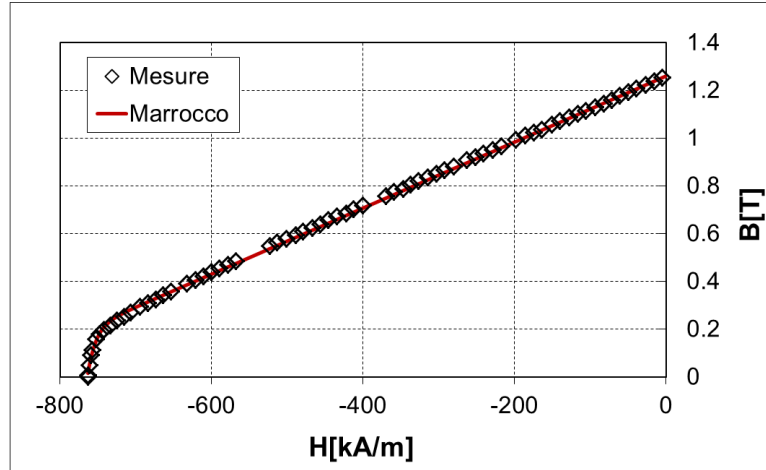


Figure 2.15 Approximation de la courbe  $B(H)$  de l'aimant

Les coefficients de Marrocco identifiés pour ce modèle sont donnés dans le Tableau 2.5.

Paramètre	Valeur
$\alpha$	$9,562 \times 10^{-1}$
$\varepsilon$	$1,016 \times 10^5$
$\tau$	$1,718 \times 10^{-1}$
$c$	$8,428 \times 10^{-1}$

Tableau 2.5 Coefficients de Marrocco identifiés

Le troisième modèle (NLD) est une amélioration du modèle NL qui prend en compte la perte irréversible d'aimantation (paragraphe 1.3.4.2). Ainsi, lorsque le point de fonctionnement de l'aimant se trouve dans la zone de perte irréversible, des droites de recul sont élaborées pour tenir compte de cette perte. Cela nécessite donc d'approximer l'équation de Marrocco sur la courbe principale de désaimantation ainsi que sur les courbes de recul. Les paramètres de Marrocco identifiés sont présentés au Tableau 2.6.

Paramètre	Valeur
$\alpha$	$9,562 \times 10^{-1}$
$\varepsilon$	$1,016 \times 10^5$
$\tau(B_k)$	$41,7B_k^4 - 33,648B_k^3 + 8,448B_k^2 - 0,135B_k + 0,001$
$c(B_k)$	$-0,923B_k^4 - 2,462B_k^3 + 2,348B_k^2 - 0,671B_k + 0,909$

Tableau 2.6 Paramètres de Marrocco



Comme évoqué précédemment, les paramètres  $\tau$  et  $c$  ont une variation polynomiale, du quatrième degré dans le cas étudié, en fonction de l'induction magnétique du coude  $B_k$  dont les évolutions sont illustrées sur la Figure 2.16.

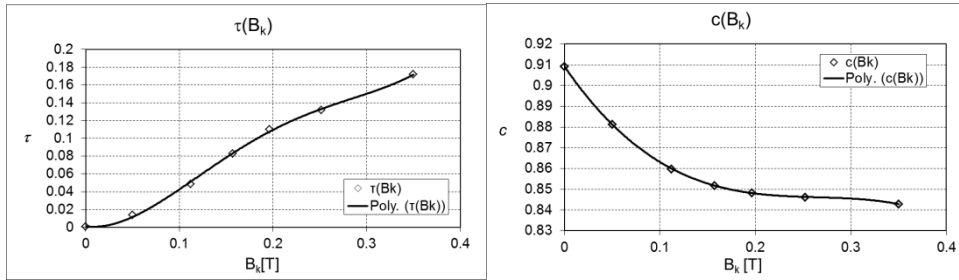


Figure 2.16 Evolutions polynomiales des paramètres  $\tau$ ,  $c$

Ces lois polynomiales et les valeurs des deux autres paramètres  $\alpha$  et  $\varepsilon$  vont permettre de construire les droites de recul en dessous du coude (voir Figure 2.17).

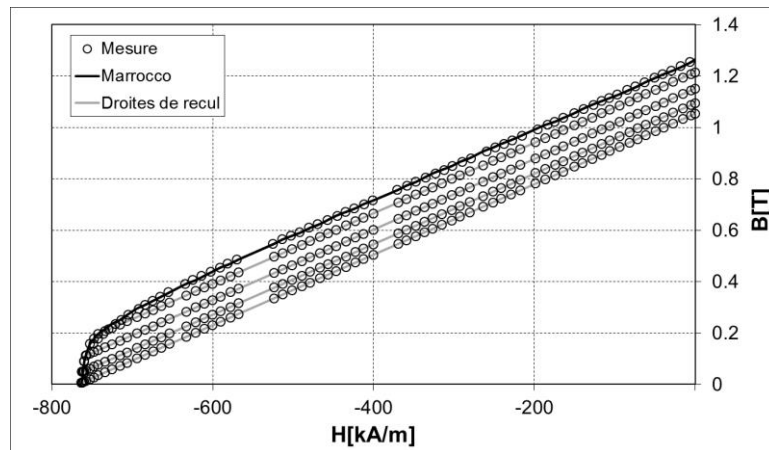


Figure 2.17 Approximations des droites de recul à l'aide de Marrocco

Dans la suite, les résultats issus du modèle NLD vont être comparés à ceux obtenus par les deux autres modèles afin de mettre en évidence le comportement physique réel.

La conductivité de l'aimant étant non nulle, les calculs électromagnétiques sont effectués en magnétodynamique pour les deux formulations  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$ . Dans un premier temps, un champ alternatif de faible amplitude est imposé en alimentant la bobine avec une fréquence de 400Hz. Ainsi, le point de fonctionnement de l'aimant varie sur la zone linéaire de la courbe  $B(H)$  du second quadrant, comme présenté dans la Figure 2.18.

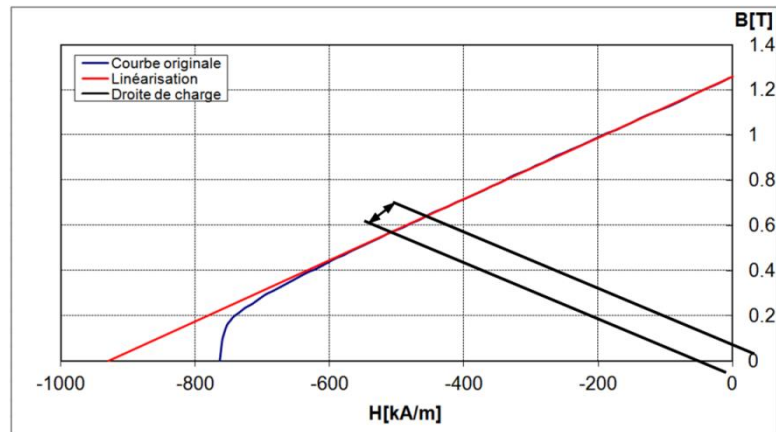


Figure 2.18 Variation du point de fonctionnement sous un champ magnétique faible

En utilisant l'outil numérique « spire exploratrice » [48] de `code_Carmel`, on détermine les évolutions temporelles de la variation de l'induction globale (valeur moyenne de l'induction dans le volume d'aimant) obtenues par les trois modèles. Elles sont présentées à la Figure 2.19 pour les deux formulations  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$  et  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$ . Comme escompté, les résultats sont identiques quel que soit le modèle utilisé car leur comportement est identique dans la zone linéaire de la caractéristique  $B(H)$ .

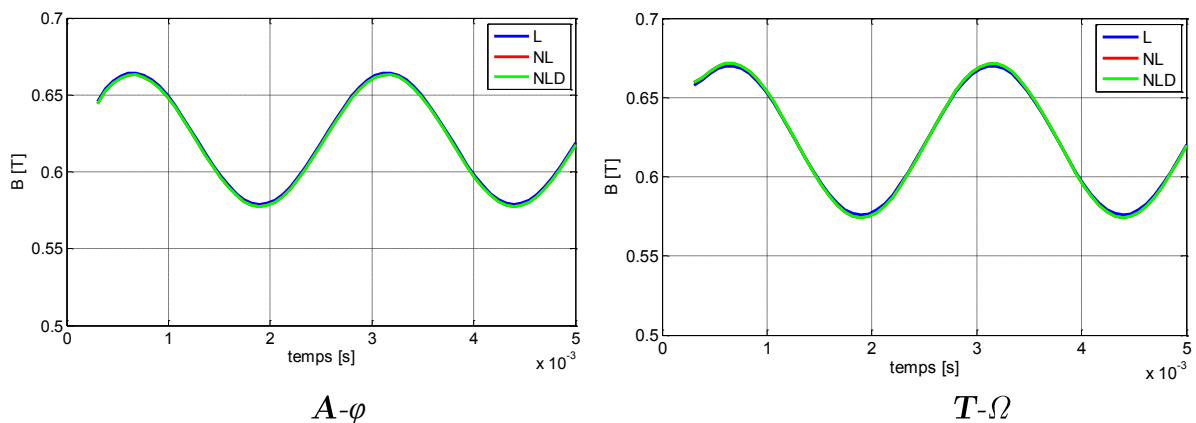


Figure 2.19 Variation de l'induction globale dans l'aimant en magnétodynamique

L'influence des courants induits a également été étudiée afin de voir l'impact sur l'induction dans l'aimant. Sur la Figure 2.20 sont comparées les évolutions temporelles de l'induction magnétique obtenues par le modèle NLD dans le cas où les courants induits sont pris en compte (formulations  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$  et  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$ ) et négligés (formulations  $\mathbf{A}$  et  $\Omega$ ).

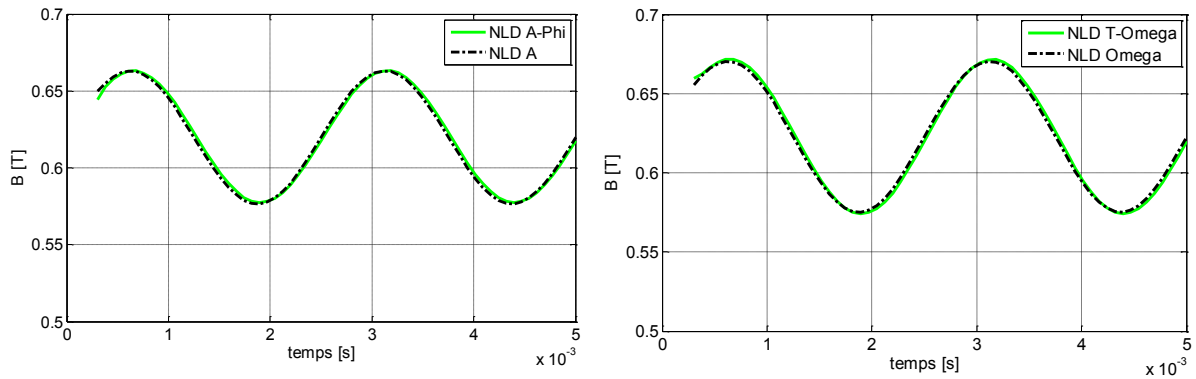


Figure 2.20 Variation de l'induction globale dans l'aimant

A température constante, on constate que ces derniers n'ont pas d'influence sur l'amplitude de l'induction globale dans l'aimant.

Les simulations suivantes sont effectuées avec une amplitude plus élevée du champ appliqué à l'aimant pour la même fréquence de 400Hz. Cette dernière est suffisamment importante pour que le point de fonctionnement de l'aimant atteigne, dans la plupart des éléments de l'aimant, une valeur en dessous du coude. Le point de fonctionnement de l'aimant arrive alors dans la zone non-linéaire où il est possible de différencier les trois modèles utilisés.

Ces différences sont illustrées sur la Figure 2.21 dans le cas d'un élément situé au centre de l'aimant sachant que le point de fonctionnement n'est, bien évidemment, pas identique à chaque point de l'aimant.

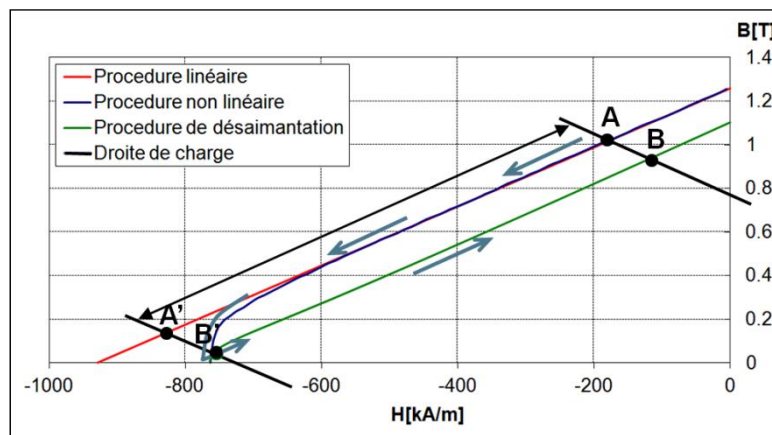


Figure 2.21 Variation du point de fonctionnement sous un champ magnétique important

La Figure 2.22, montre l'évolution temporelle de l'induction globale dans l'aimant pour les deux formulations ( $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$ ).

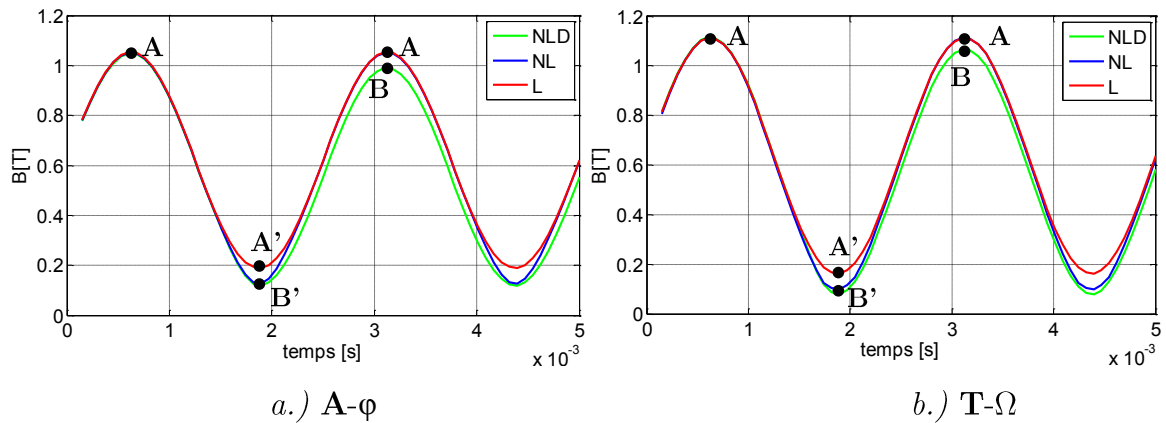


Figure 2.22 Induction moyenne dans l'aimant issue des deux formulations

On considère le point de départ comme le point  $A$  (voir Figure 2.21), qui correspond à un champ magnétisant où l'induction globale de l'aimant est identique pour les trois modèles. Puis, suite à l'amplitude du champ démagnétisant appliqué, le point de fonctionnement atteint le point  $A'$  dans le cas du modèle  $L$  et  $B'$  en utilisant les deux modèles  $NL$  et  $NLD$ . Cette dernière position est due à la prise en compte du coude par ces deux modèles. En appliquant de nouveau un champ magnétisant, le point de fonctionnement retourne au point initial  $A$  pour les modèles  $L$  et  $NL$ . En revanche, dans le cas du modèle  $NLD$  avec prise en compte de la perte d'aimantation, le point de fonctionnement se retrouve au point  $B$ , en dessous du point  $A$ . Une droite de recul, parallèle à la partie linéaire de la courbe initiale mais passant par  $B'$ , a été créée et permet d'arriver au point  $B$ .

Dans le cas du modèle  $NLD$ , on montre à la Figure 2.23 la carte de l'induction rémanente de l'aimant dans les conditions mentionnées ci-dessus. La désaimantation de l'aimant n'est pas uniforme. Elle se concentre essentiellement au centre avec une perte de l'induction rémanente de l'ordre de 14%. Ceci s'explique par le fait que sur les bords de l'aimant un effet de fuites du flux magnétique existe, car le champ démagnétisant contourne l'aimant. Par conséquent, les contours externes de l'aimant sont moins soumis à la désaimantation.

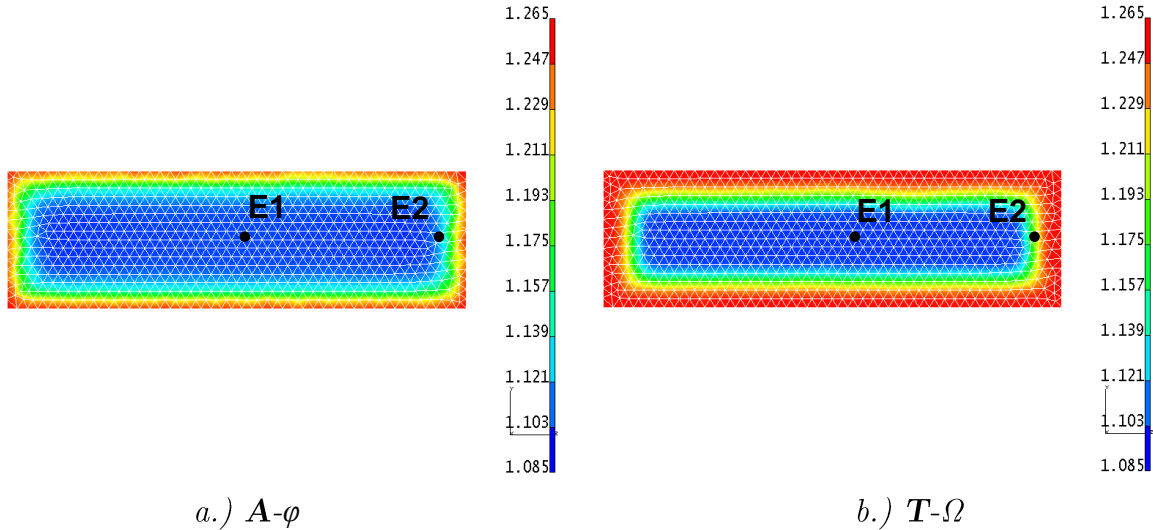


Figure 2.23 Carte de l'induction rémanente dans la section centrale de l'aimant

Par ailleurs, on constate que, selon la formulation utilisée, l'aimant se désaimante différemment. La surface de pertes de magnétisation est plus importante dans le cas de la formulation  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$ . Cet effet est confirmé par le tracé des points de fonctionnement relatifs à deux éléments de l'aimant situés à deux endroits différents (voir Figure 2.24). Au centre de l'aimant, le niveau de désaimantation est identique. Par contre, il diffère vers les surfaces extrêmes.

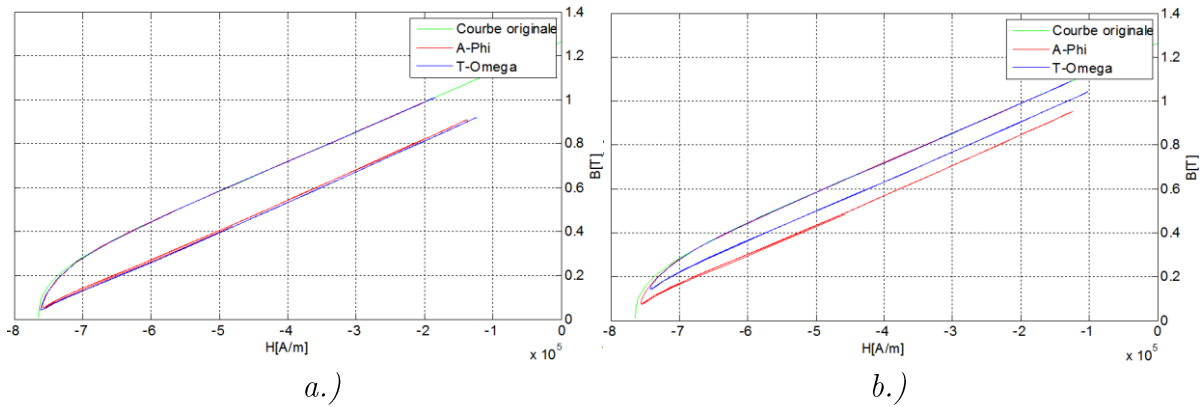


Figure 2.24 Points de fonctionnement de l'aimant pour les éléments : a.) E1 ; b.) E2

La différence entre les deux formulations existe au niveau local. Une cause potentielle de cet écart pourrait être liée à la densité du maillage mais en utilisant un autre maillage 3 fois plus fin (163 662 éléments), la carte de l'induction rémanente, présentée à la Figure 2.25, aboutit à des résultats similaires confirmés par les points de fonctionnement des deux éléments montrés à la Figure 2.26.

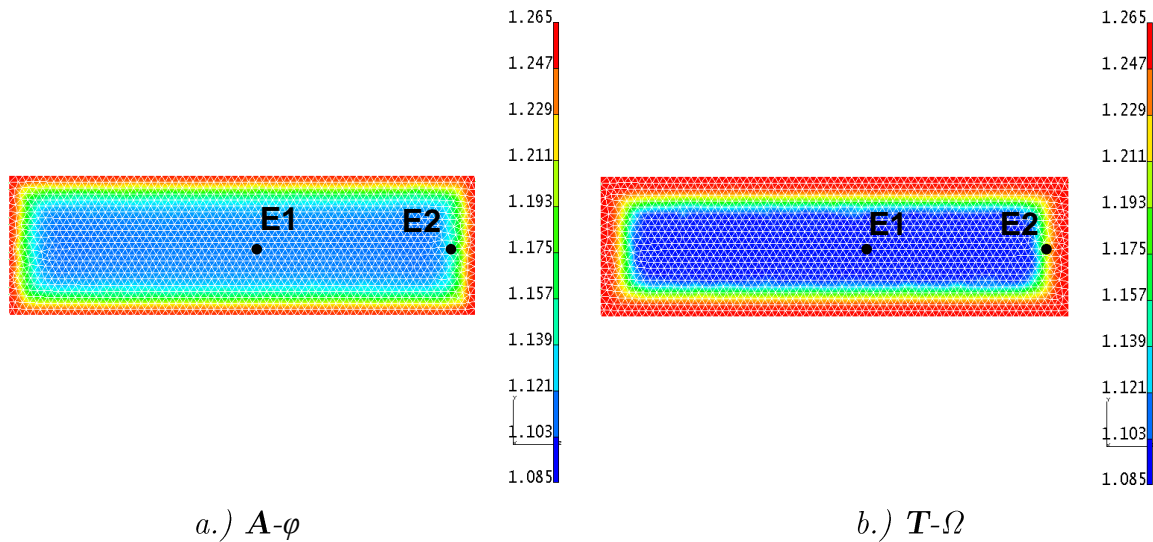


Figure 2.25 Carte de l'induction rémanente dans la section centrale de l'aimant (mail-  
lage fin)

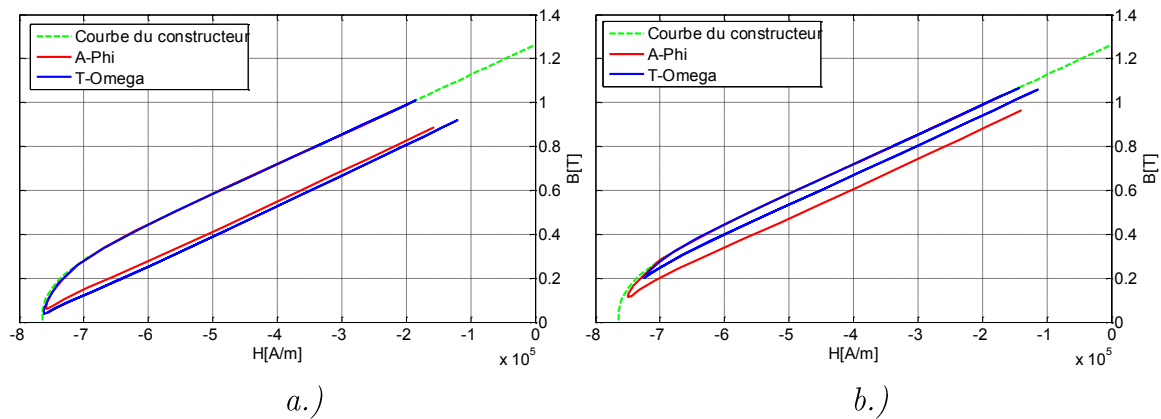


Figure 2.26 Points de fonctionnement de l'aimant pour les éléments : a.)E1 ; b.)E2

La différence entre les résultats des deux formulations n'est donc pas due à la discrétisation spatiale du système et peut être attribuée à la façon utilisée par chacune des deux formulations pour calculer la distribution du champ magnétique. Le temps de calcul des différents modèles est présenté dans le Tableau 2.7. Celui-ci montre que la prise en compte de la non-linéarité de la caractéristique de l'aimant introduit une augmentation importante du temps de calcul. L'ajout de la prise en compte de la désaimantation est sans impact sur ce dernier étant donné que la mise à jour des paramètres du Maroc dans chaque élément est quasi instantanée. Enfin, on constate que dans tous les cas, la formulation  $T-\Omega$  est la plus rapide.

Modèle	$A-\varphi$	$T-\Omega$
L	0,3 h	0,2 h
NL	6,3 h	4,5 h
NLD	6.3 h	4,5 h

Tableau 2.7 Temps de calcul des différents modèles (en heures)

Cette étude sur un système très simple montre que le modèle NLD, par comparaison avec les autres modèles, retranscrit plus fidèlement le comportement physique attendu. Dans la suite, l'intérêt de ce dernière modèle est mis en exergue dans l'étude des effets de désaimantation dans le cas d'une machine synchrone à aimants permanents (MSAP) virtuelle.

## 2.4.2 Machine synchrone à aimants permanents d'étude

### 2.4.2.1 Modèle E.F. utilisé

La machine électrique virtuelle étudiée est une MSAP triphasée avec 4 pôles et 18 encoches statoriques. Les aimants permanents, à base de ferrites et non conducteurs, sont placés sur la surface du rotor. La Figure 2.27 montre une coupe transversale de la machine avec les aimants placés au rotor, les enroulements d'induit et une vue 2D du maillage utilisé.

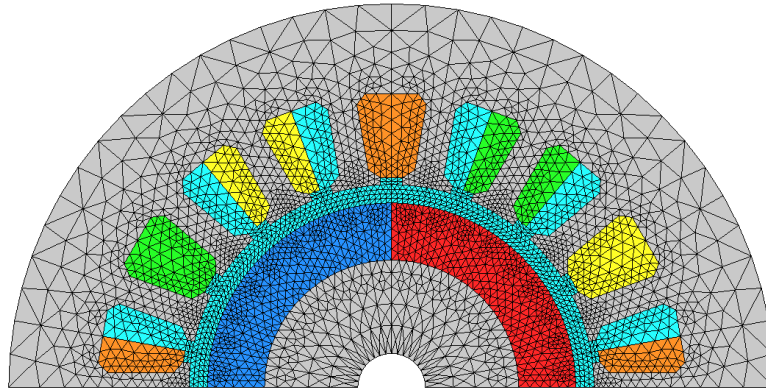


Figure 2.27 Modèle E.F. de la MSAP virtuelle

Les dimensions principales de la machine sont les suivantes :

- Diamètre extérieur du stator : 42 mm ;
- Diamètre extérieur du rotor : 20 mm ;
- Hauteur de l'aimant : 3 mm ;
- Entrefer : 1mm ;
- Longueur de la machine : 90 mm.

De par la symétrie du système, seule la moitié de la machine est modélisée en utilisant les deux formulations magnétostatiques en potentiels  $\mathbf{A}$  et  $\Omega$ . Le maillage 2D extrudé du système est constitué de prismes avec 9.381 nœuds et 12.276 éléments. Les caractéristiques générales des matériaux utilisés sont résumées dans le tableau suivant :

Matériaux	Propriétés	Valeurs
Noyau magnétique	Perméabilité relative	3.500
	Conductivité électrique	0 MS/m
Aimant permanent Ferrite	Induction rémanente	0,385 T
	Champ coercitif	195 kA/m
	Perméabilité relative	1,08
	Conductivité électrique	0 MS/m

Tableau 2.8 Caractéristiques des matériaux utilisés dans la machine

La courbe  $B(H)$  de l'aimant permanent est extraite de la fiche technique de Eneflux-Armtek Magnetics [62] pour un aimant de type Ferrite, à base de Baryum, à une température de 20 °C. Sur la Figure 2.28, nous avons tracé les courbes de recul de l'aimant ainsi que celles issues de l'approximation par l'équation de Marrocco. Les courbes de recul ont été construites avec une pente égale à la pente de la courbe  $B(H)$  donnée par le constructeur à  $H=0$ .

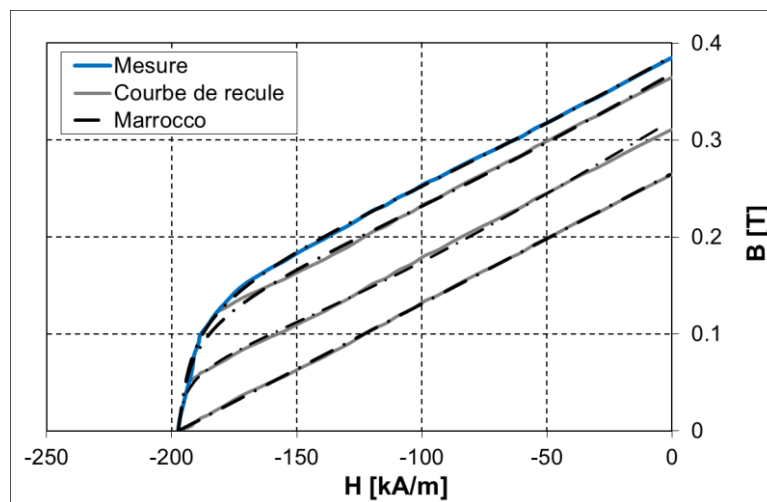


Figure 2.28 Courbes de désaimantation et de recul d'un aimant de type Ferrite

Les paramètres de Marrocco identifiés pour l'approximation montrée ci-dessus sont donnés dans le Tableau 2.9.

Paramètres	Valeurs
$\alpha$	$1,01 \times 10^{-5}$
$\varepsilon$	0,95
$c$	$0,93 - 4,18B_k + 29,6B_k^2 - 71,4B_k^3$
$\tau$	$4,7 \times 10^{-3} B_k + 0,23B_k^2$

Tableau 2.9 Paramètres de Marrocco identifiés pour l'aimant ferrite



### 2.4.2.2 Résultats de calcul

Le principal intérêt de cette étude est de tester le modèle de désaimantation partielle dans le cas d'une structure de type machine tournante. Ainsi, pour créer une condition de défaut donnant lieu à une perte d'aimantation dans les aimants, un courant relativement important pour cette machine (20A) a été imposé. Des simulations de la MSAP ont été réalisées à la vitesse de synchronisme avec une fréquence d'alimentation de 50 Hz et des courants statoriques triphasés de même amplitude mais pour différents angles  $\psi$  entre le courant et la f.e.m. (voir Figure 2.29).

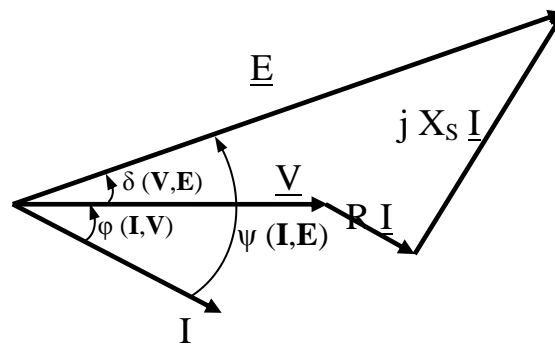


Figure 2.29 Diagramme de Potier

où  $V$ ,  $E$  et  $I$  représentent respectivement la tension simple, la f.e.m et le courant d'une phase statorique.  $R$  et  $X_s$  sont la résistance des enroulements d'une phase et la réactance synchrone.

Initialement la machine fonctionne avec un couple maximum qui correspond à un angle  $\psi = 0^\circ$ . Des angles supplémentaires,  $\psi = 30^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $60^\circ$ , ont également été considérés, ce qui correspond, pour un courant donné, à des couples plus faibles développés par la machine (voir Figure 2.30).

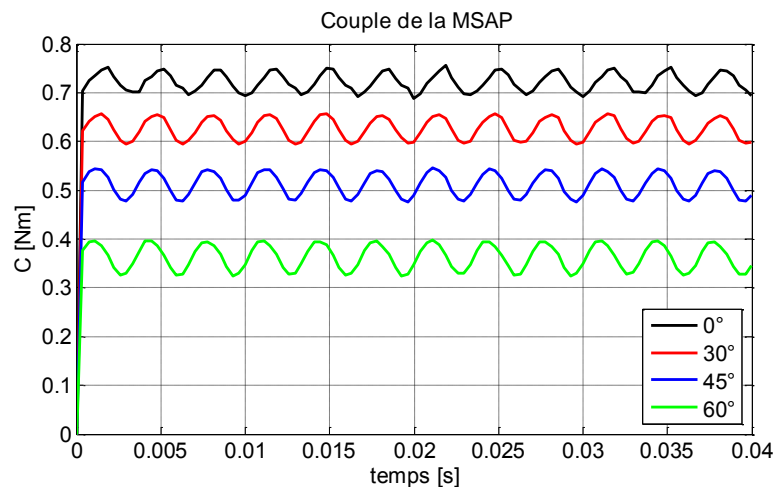


Figure 2.30 Couple de la machine pour différents angles  $\psi$

La perte d'induction rémanente dans un aimant de la machine, à l'issue des calculs, est montrée pour les différents angles  $\psi$  sur la Figure 2.31. L'aimantation reste inchangée dans la partie interne, mais elle est significativement affectée à la surface externe lorsque le champ démagnétisant pénètre dans l'aimant. Dans cet exemple également, la zone d'aimant désaimantée est légèrement différente selon la formulation utilisée. Toutefois, la perte d'aimantation, de l'ordre de 30%, et la localisation des zones de désaimantation sont conformes aux résultats trouvés dans différentes références [5], [6].

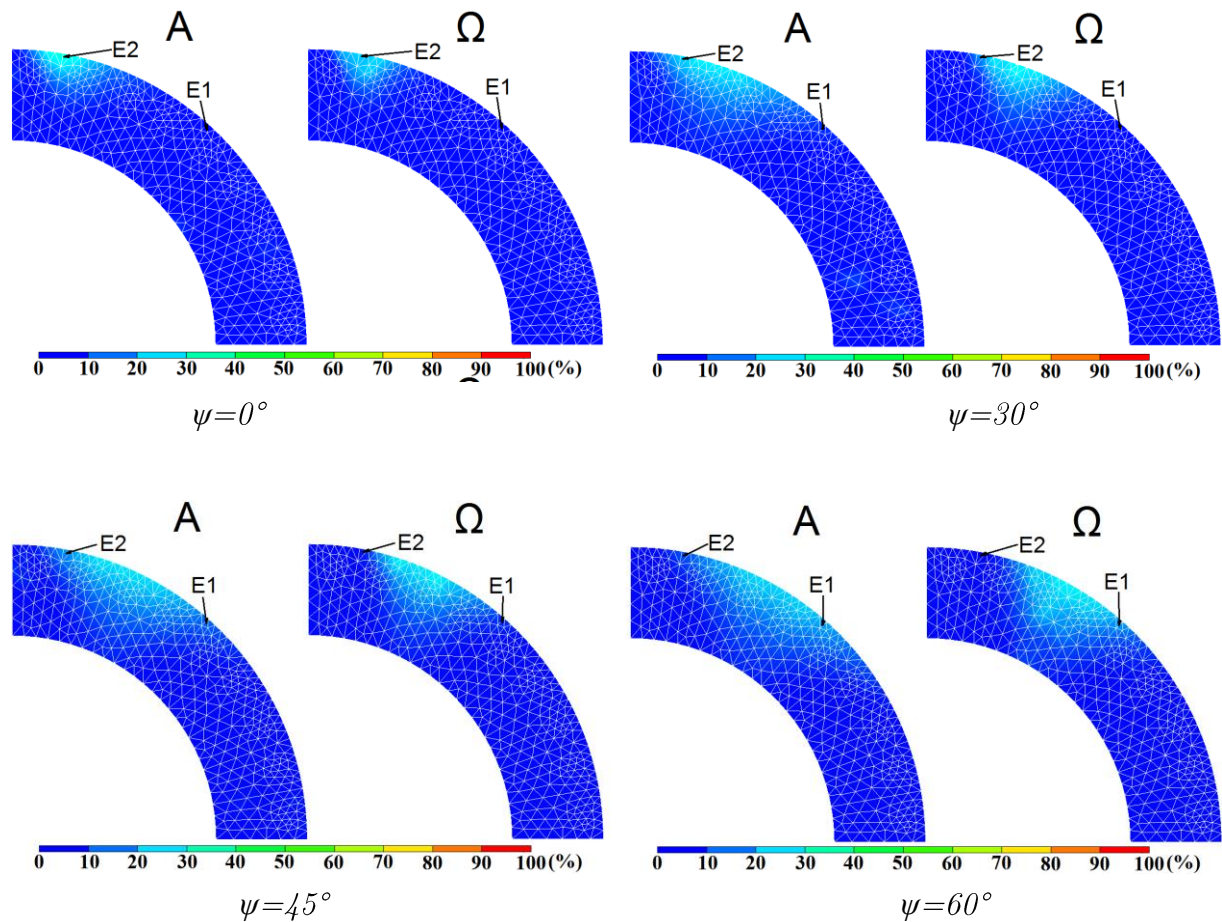


Figure 2.31 Perte d'induction rémanente pour différents angles  $\psi$

Une analyse plus détaillée de l'état magnétique de l'aimant, pour deux éléments, notés E1 et E2 sur la Figure 2.31, est illustrée sur la Figure 2.32 ci-dessous pour les différents angles  $\psi$ .

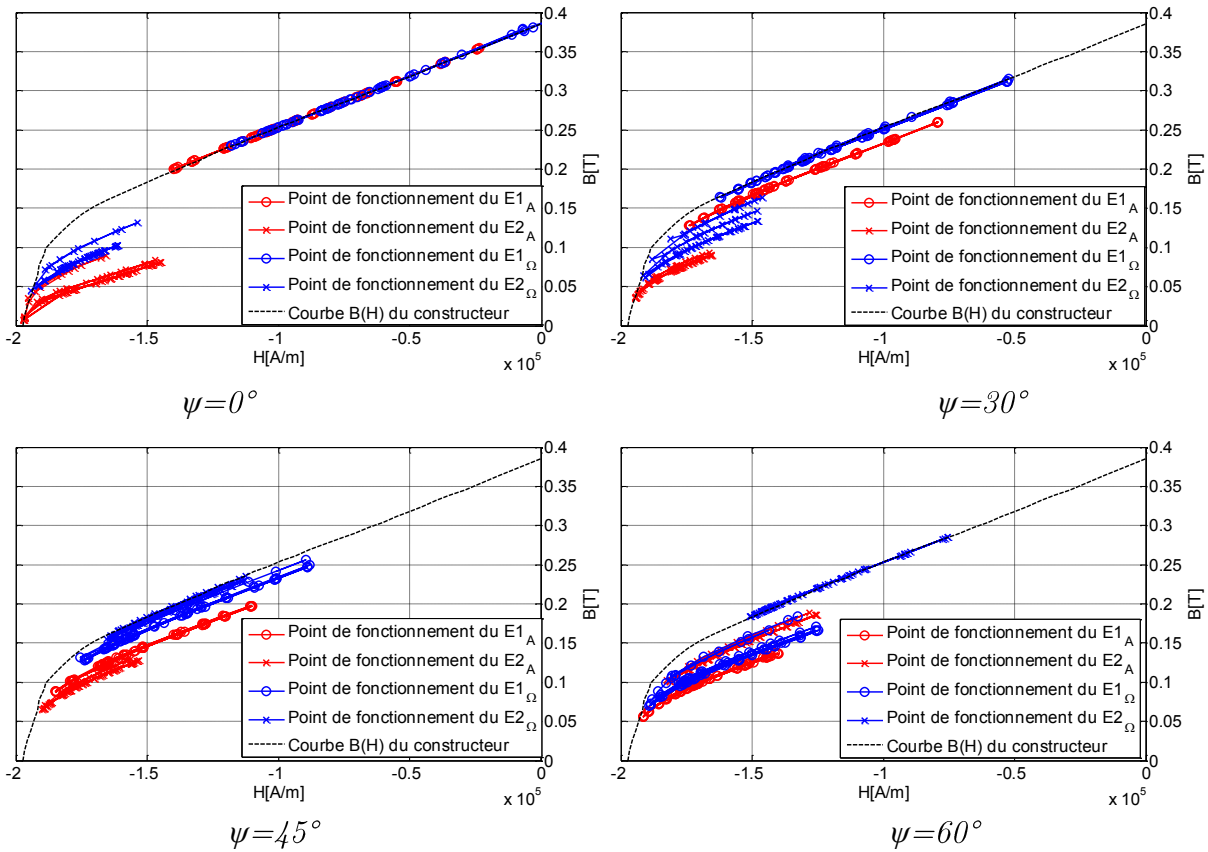


Figure 2.32 Points de fonctionnement des éléments E1 et E2 pour différents angles  $\psi$

Dans le cas de  $\psi=0^\circ$ , les points de fonctionnement de l'élément E1 restent sur la partie linéaire de la courbe d'aimantation tandis que ceux de l'élément E2 sont déjà dans la zone de désaimantation irréversible, c'est-à-dire en dessous du coude de la loi de comportement  $B(H)$ . Lorsque  $\psi=45^\circ$ , les points de fonctionnement pour les éléments E1 et E2 montrent une légère perte d'aimantation. Dans tous les cas étudiés, la formulation **A** aboutit à une désaimantation plus importante.

L'influence de la perte d'aimantation partielle (effet local) sur la f.e.m. (grandeur globale) de la machine a enfin été investiguée. L'évolution temporelle de la f.e.m. avant (courbe verte) et après désaimantation (courbe rouge) subie dans le cas de  $\psi=45^\circ$  est présentée sur la Figure 2.33. Comme on pouvait s'en douter, cette perte d'aimantation partielle a un effet non négligeable sur le contenu harmonique de la f.e.m. qui peut ensuite se répercuter avec un impact négatif sur le couple de la machine.

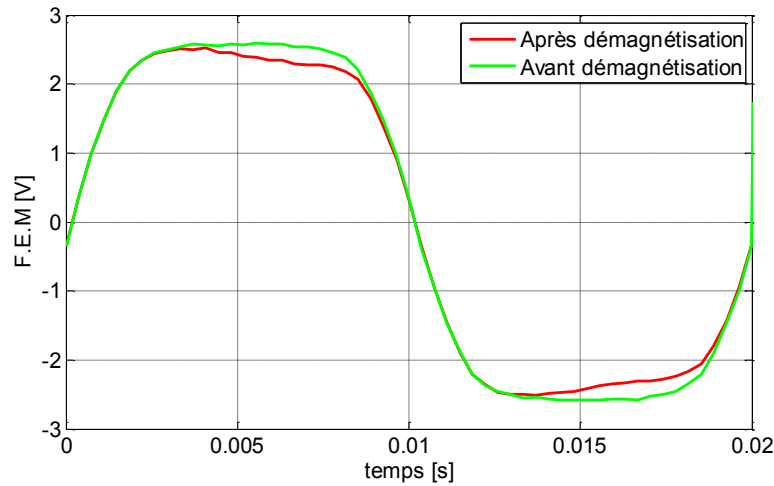


Figure 2.33 La force électromotrice

L'étude qualitative effectuée sur une MSAP virtuelle en utilisant le modèle non-linéaire de désaimantation proposé montre que, sous certaines conditions de fonctionnement, les aimants permanents peuvent subir une désaimantation partielle due à l'amplitude et l'orientation du champ magnétique d'induit.

Les deux cas test de validation numérique précédents ont été étudiés sans prise en compte de l'effet de la température. Dans la suite de ce chapitre, l'effet de cette dernière sera pris en compte dans le cas d'un système électromagnétique de géométrie simple.

### 2.4.3 Prise en compte de la température

En raison de la sensibilité des aimants permanents à la température, un modèle de désaimantation partielle tenant compte à la fois de la désaimantation en fonction de l'inclinaison de la droite de charge et de la distribution de température dans l'aimant, a été mis au point. Ce modèle fait appel au modèle NLD associé au couplage magnéto-thermique explicité au paragraphe 2.3.4.2. Dans ce cas, le problème magnétique est d'abord résolu afin de déterminer les pertes dans l'aimant qui constituent le terme source du calcul thermique. Ce dernier est ensuite résolu afin d'obtenir une première distribution de la température qui va permettre de mettre à jour, pour ce cas, les seules caractéristiques des aimants. Le problème magnétique est à nouveau résolu et ainsi de suite jusqu'à convergence de la solution.

#### 2.4.3.1 Système étudié

La géométrie utilisée pour tester le couplage magnétothermique est présentée sur la Figure 2.34. Il s'agit d'un circuit magnétique constitué :

- d'un entrefer variable afin d'augmenter la réluctance magnétique du circuit ;
- d'un aimant permanent placé dans l'entrefer central ;
- de deux bobines d'excitation alimentées en parallèle pour créer le champ démagnétisant.

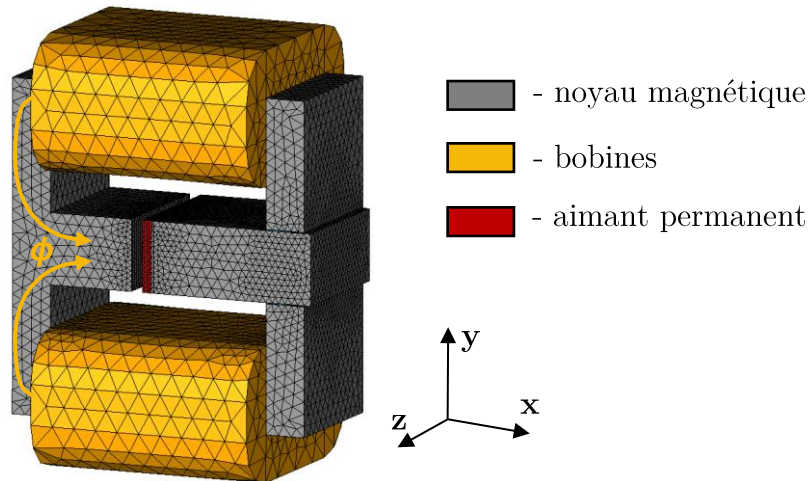


Figure 2.34 Modèle E.F. de la géométrie

Le maillage 3D réalisé compte 127 453 éléments. Les dimensions principales de la géométrie sont les suivantes :

- Circuit magnétique : 130x140x60mm (L×l×P) ;
- Aimant permanent : 4x30x60mm (L×l×P) ;
- Entrefer : 5mm.

Les hypothèses utilisées pour la modélisation magnétothermique sont les suivantes :

- La conductivité électrique du circuit magnétique est nulle et sa caractéristique magnétique linéaire ;
- La conductivité électrique des bobines est indépendante de la température ;
- La conductivité électrique de l'aimant est constante;
- Seules les pertes Joule de l'aimant et de la bobine sont considérées comme termes sources du problème thermique.
- L'aimant permanent est considéré comme un milieu non-linéaire et conducteur.

Les caractéristiques générales des matériaux utilisés sont résumées dans le Tableau 2.10.

Matériaux	Propriétés	Valeurs
Noyau magnétique	Perméabilité relative	3.000
	Conductivité électrique	0 MS/m
Aimant permanent NdFeB N4517 (Dexter Magnetic Technologies)[63]	Induction rémanente	1,345 T
	Champ coercitif	1010 kA/m
	Perméabilité relative	1,1
	Conductivité électrique	0,625 MS/m
Bobines	Nombre de spires	400

Tableau 2.10 Caractéristiques des matériaux utilisés dans le système

Les courbes  $B(H)$  de désaimantation de l'aimant utilisé dans ce modèle ont été récupérées à partir de la fiche technique du fabricant. Celles-ci sont tracées en lignes continues sur la Figure 2.35. Ces courbes ont ensuite été approximées par l'équation de Marrocco dans le premier quadrant puis translatées au deuxième quadrant. Les courbes approximées sont tracées en traits discontinus sur la même figure. Enfin, on représente aussi, pour la courbe  $B(H)$  à 100°C, les droites de recul construites à partir du principe de désaimantation détaillé dans le paragraphe 1.3.4.2., et leur approximation par l'équation de Marrocco

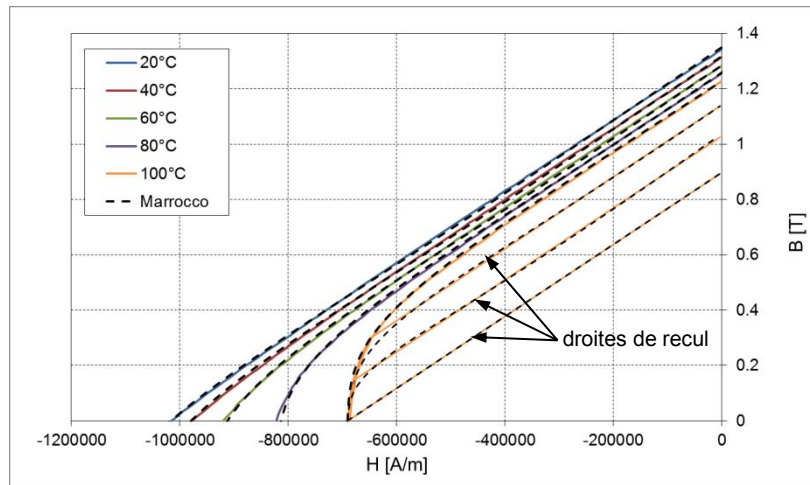


Figure 2.35 Courbes de désaimantation et droites recul d'un aimant NdFeB fritté

Pour effectuer l'ajustement ci-dessus, nous avons identifié les paramètres  $\alpha$  et  $H_c$  à l'aide d'une évolution polynomiale en fonction de la température :

$$f(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 \quad 2.59$$

Les paramètres  $c$ ,  $\tau$ ,  $B_r$  sont quant à eux représentés par une évolution polynomiale fonction à la fois de la température  $T$  et de l'induction  $B_k$  correspondant au point du coude :

$$f(B_k, T) = b_0 + b_1 B_k(T) + b_2 B_k^2(T) + b_3 B_k^3(T) \quad 2.60$$

Les coefficients polynomiaux des paramètres  $\alpha$  et  $H_C$  sont présentés sur le Tableau 2.11. Pour les paramètres  $c$ ,  $\tau$ , et  $B_r$ , des surfaces de réponse (Figure 2.36) ont été identifiées en fonction de  $B_k$  et de  $T$ , sachant que  $B_k$  suit une dépendance linéaire en fonction de la température. Enfin, le paramètre  $\varepsilon$  reste, quant à lui, constant ( $\varepsilon = 0,0538$ ).

	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
$\alpha$	-0,08	1,4e-2	-3,2e-4	3,1e-6
$H_C$	1 055e+3	-2 065	16,2	-0,32

Tableau 2.11 Valeurs des coefficients des évolutions polynomiales de  $\alpha$  et  $H_C$

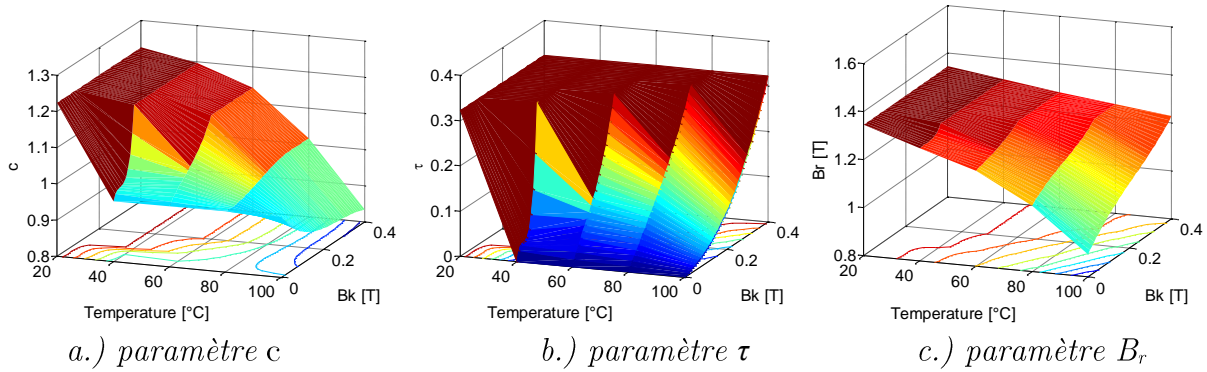


Figure 2.36 Surfaces de réponse pour les paramètres  $c$ ,  $\tau$ ,  $B_r$

#### 2.4.3.2 Résultats du calcul

Le calcul magnétothermique a été effectué en imposant, dans chaque bobine, un courant de 3,5 A à une fréquence de 400 Hz avec une initialisation des propriétés magnétiques de l'aimant à 20°C. Les calculs électromagnétiques ont été réalisés en utilisant les deux formulations magnétodynamiques  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$ . La résolution du calcul thermique en régime permanent se fait en imposant sur toutes les surfaces externes de la géométrie un coefficient d'échange thermique de 20 W/m<sup>2</sup>K et 10 W/m<sup>2</sup>K dans l'entrefer.

Les valeurs utilisées lors du calcul thermique pour les différents matériaux sont données au Tableau 2.12. Dans le cas des tôles et des bobines, les conductivités thermiques de l'émail et de l'air doivent être prises en compte, ce qui implique une valeur différente de la conductivité selon les différentes directions du transfert de chaleur. En revanche, l'air et le NdFeB, qui est un matériau massif, sont considérés isotropes.

Matériaux	Conductivité thermique		
	W/(mK)		
	X	Y	Z
NdFeB	6,4	6,4	6,4
Tôles	42	42	20
Bobines	2.5	266	266
Air	0,02	0,02	0,02

Tableau 2.12 Paramètres thermiques des matériaux utilisés [15]

Dans un premier temps, la densité des pertes par courants induits dans l'aimant (voir Figure 2.37(a)) et la densité des pertes Joule dans les bobines sont injectées comme termes sources dans le calcul thermique.

La densité des pertes par courants induits s'obtient directement en post traitement du calcul électromagnétique par l'expression suivante :

$$P_{a-EF} = \sum_{e=1}^n \frac{|J_a^e|^2}{\sigma} V_a^e \quad 2.61$$

où  $n$  est le nombre total des éléments,  $\sigma$ ,  $J_a^e$  et  $V_a^e$  sont respectivement, la conductivité électrique, la densité des courants induits de l'élément  $e$  de l'aimant et le volume de l'élément. Pour les bobines, de par le courant injecté et la valeur de résistance d'une bobine qui est égale à  $0,9 \Omega$ , une densité homogène de  $0,26 \times 10^5 \text{ W/m}^3$  a été imposée.

L'augmentation de la température de l'aimant qui résulte de ces pertes (Figure 2.37(b)) influence la courbe de comportement  $B(H)$  de chaque élément de l'aimant. La perte d'aimantation due à l'effet combiné de la température et du champ démagnétisant est présentée sur la Figure 2.37(c) sous forme de la carte de l'induction rémanente.

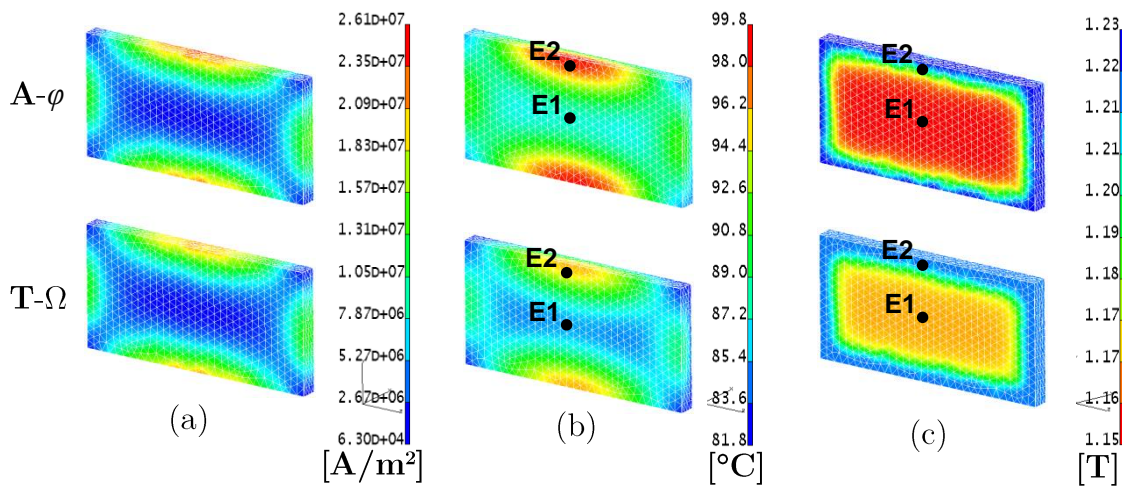


Figure 2.37 Résultats obtenus dans l'aimant : a.) densité de courants induits ; b.) température ; c.) induction rémanente



La formulation  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$  aboutit à une densité de pertes, moyenne, légèrement plus faible que celle obtenue par la formulation  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$  ce qui induit évidemment une augmentation de température en conséquence. D'un autre côté, dans les deux cas, la densité de courants induits est plus importante sur les bords de l'aimant, à cause de l'effet de peau, et donc la température l'est également et on s'attend alors à une perte d'aimantation plus importante dans cette zone. Or, ceci n'est pas le cas car le champ démagnétisant est plus important au centre de l'aimant suite au phénomène d'épanouissement sur la périphérie de l'aimant. Ainsi, l'effet du champ démagnétisant combiné à celui de la température aboutit à une carte de désaimantation « atypique ».

De façon plus locale, la perte d'aimantation est mise en évidence sur la Figure 2.38 en traçant les points de fonctionnement dans deux éléments (E1 et E2) en régime permanent thermique.

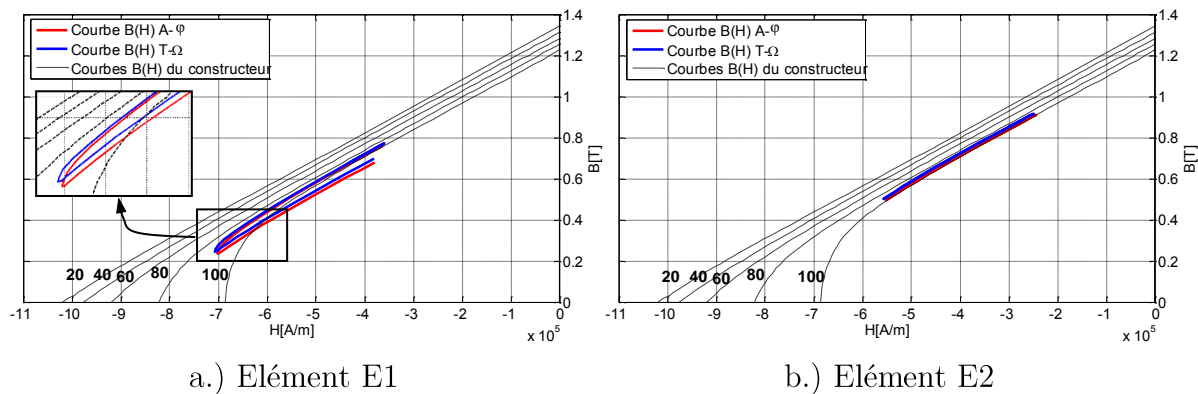


Figure 2.38 Points de fonctionnement de l'aimant dans les éléments E1 et E2

L'augmentation de la température a pour effet la translation des points de fonctionnement de l'aimant vers l'origine. Au niveau de l'élément E1, la température est d'environ  $85^{\circ}\text{C}$  ce qui implique des points de fonctionnement de l'élément localisés entre les courbes à  $80^{\circ}\text{C}$  et  $100^{\circ}\text{C}$ . L'influence du champ démagnétisant à cette température induit la création d'une droite de recul. En revanche, même si la température de l'élément E2 est plus élevée, il n'y a pas de perte d'aimantation due à l'effet du champ induit.

La température du système en régime permanent est illustrée, dans le cas des deux formulations, sur la Figure 2.39. Comme la pièce centrale est isolée du reste du circuit magnétique, la température se concentre dans cette seule pièce. L'augmentation de température introduite par les pertes Joule des bobines est insignifiante par rapport à la température de l'aimant.

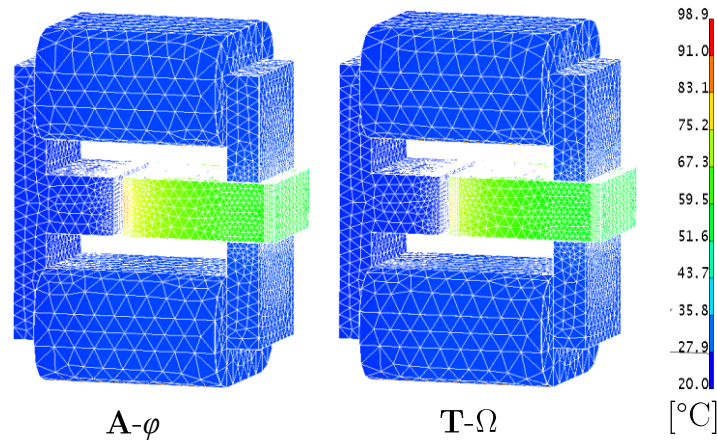


Figure 2.39 Température du système en régime permanent

Le modèle mis en place a permis de représenter, sur la base d'un circuit magnétique simple, le comportement physique attendu de l'aimant en fonction de la température et du champ démagnétisant. Dans le chapitre suivant nous allons valider ce comportement de l'aimant en comparant les résultats du calcul numérique par les mesures effectuées sur une maquette expérimentale.

## 2.5 Synthèse

Ce chapitre a été dédié de manière générale aux outils de modélisation. Ainsi, les modèles électromagnétique et thermique ont d'abord été introduits et leur chaînage explicité. Les différents modèles pour décrire l'évolution de la caractéristique  $B(H)$  au second quadrant ont ensuite été présentés. Le modèle retenu pour représenter la désaimantation des aimants permanents a été décrit et son intérêt a été mis en évidence en comparant les résultats qui en sont issus à ceux donnés par le modèle linéaire classique et non-linéaire sans désaimantation. Pour cela, une géométrie simple a été modélisée afin de soumettre un aimant de NdFeB fritté à des champs démagnétisant de différentes intensités. Pour des champs faibles, les trois modèles se comportent de manière identique. En revanche, lorsque le point de fonctionnement de l'aimant se trouve en-dessous du coude, seul le modèle proposé, le modèle NLD, permet de prendre en compte la perte partielle et irréversible d'aimantation.

Ce modèle a également été utilisé pour étudier le cas d'une machine synchrone virtuelle sous des conditions spécifiques de fonctionnement avec, pour but, une analyse qualitative de l'effet de désaimantation sur les aimants. Ainsi, selon l'angle de déphasage entre la F.E.M et le courant statorique, les régions de l'aimant subissant une perte d'aimantation différente et les résultats obtenus rejoignent des analyses similaires effectuées dans des travaux internationaux.

Enfin, l'effet de la température sur les aimants permanents est intégré par le biais de la modification de la loi de comportement de l'aimant en fonction de cette dernière calculée à l'aide d'un couplage faible entre le code électromagnétique et un code thermique. Le choix de ce couplage se justifie par la disparité des constantes de temps des deux physiques et présente en plus l'avantage d'une simplicité de mise en œuvre et de temps de calcul limités. Une première validation numérique a été effectuée sur un cas de géométrie simple ; un aimant NdFeB soumis à un champ désaimantant variable. Les courants induits qui s'y développent entraînent alors une augmentation de la température en son sein. L'effet combiné de cette dernière et du champ démagnétisant a été pris en compte et mis en évidence par le tracé du point de fonctionnement dans le centre de l'aimant.

## 3. Validation des modèles utilisés

---

L'implémentation du modèle de désaimantation dans l'outil numérique doit maintenant être validée à l'aide de résultats expérimentaux. La validation des différentes procédures et modèles développés est difficile à réaliser directement sur des dispositifs électromagnétiques complexes, comme une machine synchrone à aimants permanents par exemple. C'est pour cela qu'une maquette de test académique a été développée. Dans ce chapitre, la conception de cette dernière ainsi que son dimensionnement sont d'abord introduits. Ensuite, des campagnes de mesures menées sur diverses nuances d'aimants permanents et dans différentes configurations d'amplitudes et de fréquences des champs démagnétisants sont présentées. La maquette de test est également modélisée et étudiée par le modèle magnétothermique dans les mêmes conditions de fonctionnement et en utilisant le modèle de désaimantation implémenté. Les principaux résultats de simulation sont présentés et comparés aux données mesurées sur la maquette expérimentale permettant ainsi de montrer la bonne précision des modèles développés tout en délimitant leurs plages de validité.

### 3.1 Conception d'une maquette de test

En parallèle aux travaux de développement de modèle, une maquette expérimentale a été dimensionnée afin de permettre de simuler, en partie, les contraintes auxquelles sont soumis les aimants permanents dans une machine électrique. Au chapitre 1.3.4, les effets des principales contraintes (température et variation du champ magnétique) sur les performances des aimants permanents ont été présentés. Dans le cas de l'effet de la température, les pertes Joule dans les aimants permanents doivent être calculées de façon fiable afin d'en évaluer la contribution sur la désaimantation.

Ainsi, l'objectif de cette maquette est, dans un premier temps, de valider la procédure de quantification des pertes Joule dans les aimants permanents et, ensuite, de valider le modèle de désaimantation partielle des aimants permanents.

#### 3.1.1 Cahier des charges

Le cahier des charges de cette maquette peut être résumé en quelques points :

- Disposer d'une maquette de taille réduite pour être placée dans une étuve afin de faire l'étude en température ;

- Une température maximale de 200°C doit être supportée par toutes les parties de la maquette (isolant, connectique, ...) ;
- Etre capable de générer des pertes Joule quantifiables dans les aimants ;
- Etre capable de soumettre l'aimant à des sollicitations magnétiques proches de celles « classiquement » rencontrées dans des MSAP, c'est à dire des champs magnétiques qui varient de quelque dizaines de mT et pour des fréquences de l'ordre du kHz [21], [32], [64]–[66].

### 3.1.2 Etude préliminaire

Afin de proposer une maquette expérimentale de validation pertinente, une première étape a consisté à analyser celles qui ont été proposées dans la littérature pour quantifier les pertes dans des AP.

On note que, pour ce type d'étude, peu de dispositifs sont relatés dans les articles scientifiques. Néanmoins, un premier type de maquette (voir Figure 3.1) a été utilisé par Y. Aoyama *et al.* et K. Yamazaki *et al.* [67], [68] dans le cadre de l'étude des pertes par courants induits dans des aimants en NdFeB.

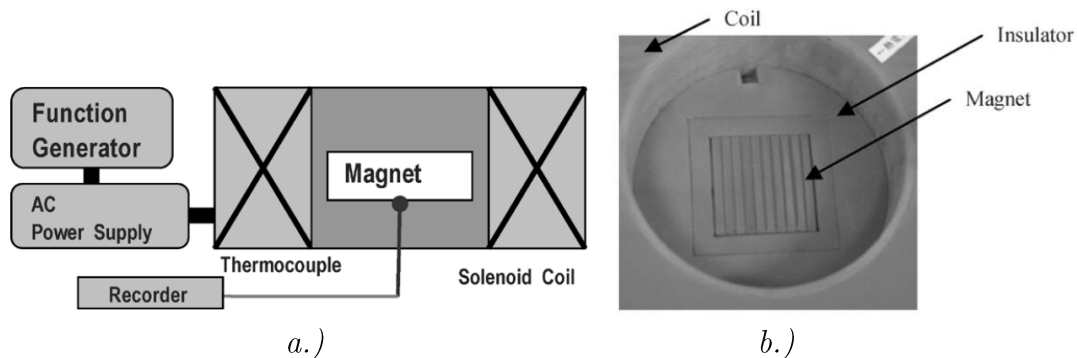


Figure 3.1 Dispositif expérimental : a.) représentation schématique ; b.) maquette de test [67]

La Figure 3.1 montre le dispositif expérimental utilisé pour mesurer les pertes par courants induits dans des aimants divisés. Ces derniers sont disposés au sein d'un matériau isolant thermique qui est placé au milieu d'une bobine alimentée par un courant alternatif à fréquence variable. La température est ensuite relevée pendant 5 minutes afin d'estimer les pertes par courants induits à l'aide de la relation suivante :

$$W_{mag} = mc \frac{dT}{dt} \quad 3.1$$

où  $W_{mag}$ ,  $m$ ,  $c$  et  $T$  représentent respectivement les pertes, la masse de l'aimant, la chaleur spécifique et la température. Les résultats de mesures ont été validés à l'aide d'un modèle E.F. 3D.

Ce dispositif expérimental permet de quantifier les pertes par courants induits dans les aimants sans avoir recours à un circuit magnétique canalisant le flux magnétique. Toutefois, avec un tel système, il est difficile de se rapprocher des conditions de fonctionnement d'une machine réelle. Par ailleurs, en l'absence d'un circuit magnétique (reluctance magnétique très importante), l'étude de désaimantation de l'aimant nécessiterait un surdimensionnement de la bobine et de l'alimentation.

Dans un but similaire, S. Kanazawa *et al.* [69] ont utilisé un système expérimental mettant en œuvre un circuit magnétique fermé comme illustré sur la Figure 3.2. Ce dernier est constitué de deux parties magnétiques en « U » en série avec l'aimant de NdFeB étudié et un noyau magnétique laminé de même longueur afin de refermer le circuit magnétique. Le circuit d'excitation permet d'alimenter la bobine sous différentes fréquences (de 50Hz à 150Hz) avec des variations d'induction magnétique au niveau de l'aimant de 0,01T à 0,1T.

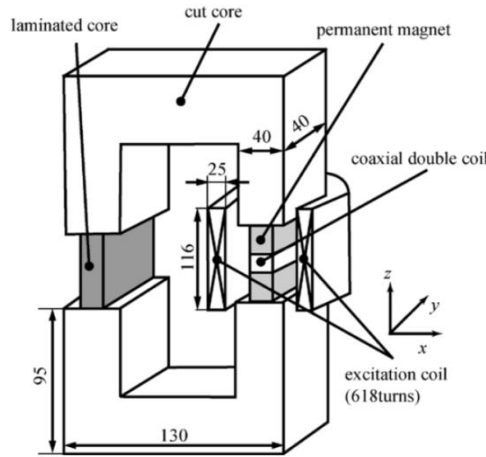


Figure 3.2 Dispositif expérimental en circuit magnétique fermé [69]

En complément, un modèle E.F. 3D a été utilisé afin d'estimer les pertes par courants induits  $W_e$  dans l'aimant :

$$W_e = \int_T \left( \int_{V_e} \frac{|J_e|}{\sigma} dV \right) dt \quad 3.2$$

où  $J_e$ ,  $\sigma$ ,  $V_e$  et  $T$  représentent, respectivement, la densité des courants induits, la conductivité électrique, le volume de l'aimant et la période électrique.

La validation du calcul numérique se fait en mesurant les pertes totales de l'aimant puis en utilisant une approche analytique pour en extraire les pertes par courants induits. Ainsi, les pertes totales de l'aimant  $W_t$  sont obtenues par la relation :

$$W_t = \frac{f}{\rho} \int H dB \quad 3.3$$

où  $f$  est la fréquence et  $\rho$  est la densité volumique de l'aimant. L'induction magnétique  $B$  et le champ magnétique  $H$  sont mesurés par un capteur spécifique appelé « coaxial double coil ». L'approximation de la courbe  $W_t(f)$  avec l'équation 3.4 permet d'extraire les pertes par hystérésis et par courants induits en identifiant leur coefficients respectivement  $k_h$  et  $k_e$ . Les pertes par hystérésis sont supposées varier en fonction de la fréquence  $f$  et au carré de l'induction maximale  $B_m$  tandis que les pertes par courants induits varient au carré de la fréquence et de l'induction maximale.

$$W_t = k_h f B_m^2 + k_e f^2 B_m^2 \quad 3.4$$

Le dispositif proposé par S. Kanazawa *et al.* permet d'extraire les pertes dans les aimants dans des conditions qui se rapprochent de celles de fonctionnement d'une machine. Par contre, l'absence d'un entrefer ne permet pas de faire varier le point de fonctionnement de l'aimant et rend alors difficile l'étude de sa désaimantation.

### 3.1.3 Géométrie proposée

Afin de pouvoir répondre aux exigences d'une maquette de validation avec des conditions de fonctionnement proches de celles d'une machine réelle et pouvoir également faire varier le point de fonctionnement de l'aimant étudié, le choix s'est porté sur un dispositif similaire à celui de la référence [69] mais avec un entrefer variable. Le schéma de principe du dispositif est donné dans la figure suivante :

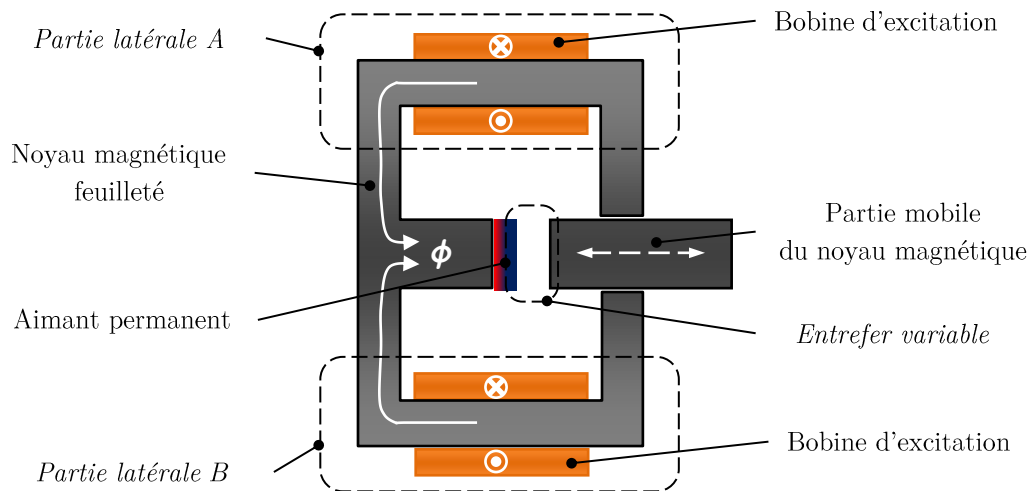


Figure 3.3 Schéma de principe de la maquette

Pour faire varier l'entrefer d'une manière aisée, le circuit magnétique est constitué d'un noyau en forme de « E » avec une partie centrale mobile. L'enroulement d'excitation est de ce fait divisé en deux bobines portées par les parties latérales A et B

du circuit magnétique. Le flux magnétique créé par les deux bobines traverse l'aimant permanent qui est placé dans la partie centrale.

### 3.1.3.1 Procédure d'estimation des pertes dans l'aimant permanent

La majorité des études concernant les pertes dans les aimants permanents prend en compte uniquement les pertes par courants induits en négligeant les pertes par hystérésis. L'étude menée par S. Ruoho *et al.* [27] montre effectivement que, pour une variation du champ magnétique de l'aimant dans le deuxième quadrant, qui constitue le cas le plus courant dans les systèmes électrotechniques, il n'y a pas de formation de cycles mineurs et donc pas (ou peu) de pertes par hystérésis. En revanche, dans le cas particulier (ex : dans des conditions de laboratoire en utilisant un magnétiseur) où le point de fonctionnement arrive dans le premier quadrant, une boucle mineure non-symétrique se forme nécessitant la prise en compte des pertes par hystérésis. N'étant pas dans ce cas de figure, nous allons, par la suite, attribuer la totalité des pertes dans les aimants aux seules pertes par courants induits.

Même si ce dispositif est plus simple qu'une machine électrique, la quantification de ces pertes n'est pas directe et doit être déduite à partir de diverses mesures étant donné que la maquette est le siège de :

- Pertes Joule ( $P_{bob}$ ) dans les deux bobines du système ;
- Pertes fer ( $P_{fer}$ ) dans le noyau magnétique ;
- Pertes par courants induits ( $P_a$ ) dans les aimants permanents.

Cela est évidemment plus simple dans le cas de la modélisation numérique par E.F. où la valeur globale des pertes par courants induits s'obtient directement par l'expression 2.61.

Dans le cas expérimental, seule la totalité des pertes ( $P_{tot}$ ), qui correspond aux diverses pertes mentionnées précédemment, est mesurée.

$$P_{tot} = P_{bob} + P_{fer} + P_a \quad 3.5$$

Les pertes Joule dans les bobines se déterminent facilement à partir de la résistance globale des bobines  $R_p$  et du courant  $I_p$  qui y circule :

$$P_{bob} = R_p I_p^2 \quad 3.6$$

Par contre, la distinction entre les pertes fer du noyau magnétique  $P_{fer}$  et les pertes dans l'aimant  $P_a$  n'est pas possible de façon directe. La solution que nous adoptons consiste à déterminer les pertes fer dans le noyau magnétique à partir d'un calcul précis et de déduire les pertes dans l'aimant en utilisant le bilan de puissance. Dans



notre cas, les pertes fer dans les tôles du noyau sont issues des calculs effectués par la méthode des éléments finis en utilisant l'approche détaillée au paragraphe 1.4.1, en post-traitement du calcul numérique. Pour rappel, cette dernière sépare les pertes fer en trois contributions qui sont déterminées à l'aide de l'expression suivante :

$$P_{fer-EF} = P_h + P_{c.i.} + P_{exc} = k_h f \left( \frac{\Delta B}{2} \right)^\alpha + \frac{k_{c.i.}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{exc}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 3.7$$

où  $P_h$  représente les pertes par hystérésis,  $P_{c.i.}$  les pertes par courants induits et  $P_{exc}$  les pertes excédentaires. Par conséquent, une fois les pertes fer et les pertes Joule identifiées, les pertes par courants induits dans les aimants sont déduites :

$$P_a = P_{tot} - P_{bob} - P_{fer-EF} \quad 3.8$$

### 3.1.3.2 Réflexions pour le dimensionnement de la maquette

Le dimensionnement de la maquette fait suite à des considérations qualitatives et quantitatives. Concernant les aspects qualitatifs, le dispositif doit :

1. Être de taille réduite afin de pouvoir être éventuellement disposé dans une étuve ;
2. Pouvoir générer des pertes par courants quantifiables pour de « faibles » fréquences ;
3. Pouvoir être alimenté, avec des tensions de valeurs raisonnables à des fréquences allant jusqu'à 2000 Hz. La source d'alimentation disponible (*California Instruments, CSW5550*) est limitée à une tension maximale de 300V avec un courant de 10A ;
4. Avoir un circuit magnétique avec de très faibles pertes fer dans le noyau magnétique afin de mettre en évidence les pertes dans l'aimant permanent.

Le premier point a permis de limiter les tailles extrêmes du dispositif, en termes de largeur et longueur, dont les valeurs sont données dans la Figure 3.4. Pour répondre au deuxième point, il faut un aimant permanent, standard, de volume relativement conséquent par rapport à la taille du dispositif global. Nous avons alors opté pour un aimant de dimensions 4x30x60mm (L×l×P). Ces valeurs géométriques déterminent automatiquement celles de la partie centrale du dispositif. Les culasses latérales ont alors été dimensionnées avec des sections légèrement supérieures à la moitié de la section centrale pour éviter leur saturation (voir Figure 3.4). La contrainte sur la tension d'alimentation incite à mettre les bobines d'alimentation en parallèle. Enfin, pour

répondre au dernier point, nous avons opté pour un noyau magnétique en FeSi de haute performance avec des tôles d'une épaisseur de 0.2 mm (type NO 20) [70].

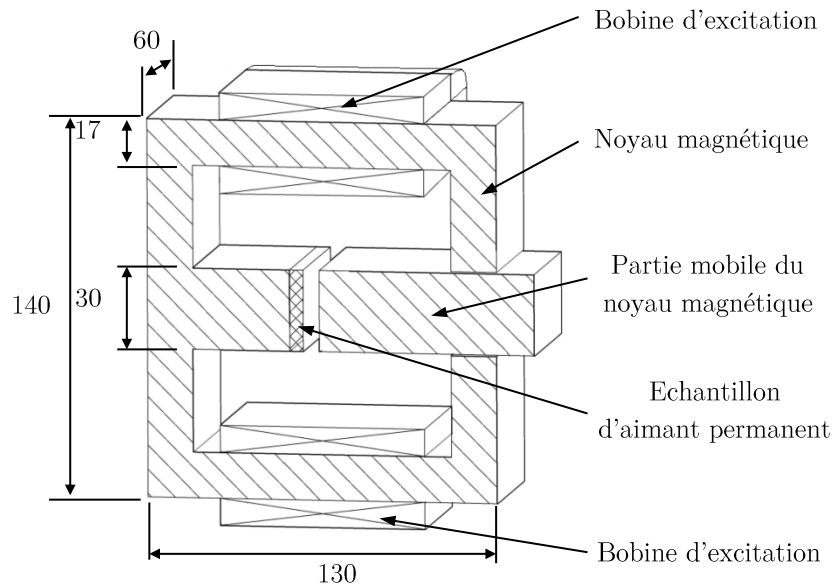


Figure 3.4 Maquette expérimentale proposée et dimensions associées [mm]

A ces réflexions qualitatives, il faut ajouter des considérations quantitatives:

1. Le dispositif doit pouvoir générer des variations d'induction magnétique, avec des amplitudes de l'ordre de celles dans des machines synchrones classiques à aimants permanents déposés au rotor ;
2. Les pertes par courants induits dans l'aimant doivent être suffisamment conséquentes pour pouvoir être mesurées avec une relative bonne précision.
3. Les capacités du dispositif doivent être suffisantes pour pouvoir démagnétiser l'aimant étudié.

Pour dimensionner la maquette à partir de ces considérations, nous utilisons une procédure relativement classique. Dans un premier temps, nous déterminons les ampères tours nécessaires pour désaimanter un aimant en terres rares (NdFeB) avec l'entrefer maximal de la maquette de test qui est retenu à 5 mm. Enfin, à partir de ces derniers, nous choisissons un nombre de spires des bobines en fonction du courant maximal que peut délivrer la source d'alimentation tout en minimisant l'encombrement.

Les premiers calculs sont effectués à l'aide d'un modèle analytique par réseaux de réductance simple en considérant tous les matériaux à caractéristiques physiques linéaires. Les résultats obtenus sont d'abord vérifiés au travers d'un modèle par EF2D en tenant compte des caractéristiques physiques réelles des matériaux. Enfin, un modèle numérique complet par éléments finis en 3D est utilisé pour déterminer d'une manière précise les pertes par courants induits qui se développent dans l'aimant.

### 3.1.3.3 Dimensionnement de la bobine

Le modèle par réseaux de réluctance de la maquette de test est montré sur la figure 3.5a ci-dessous :

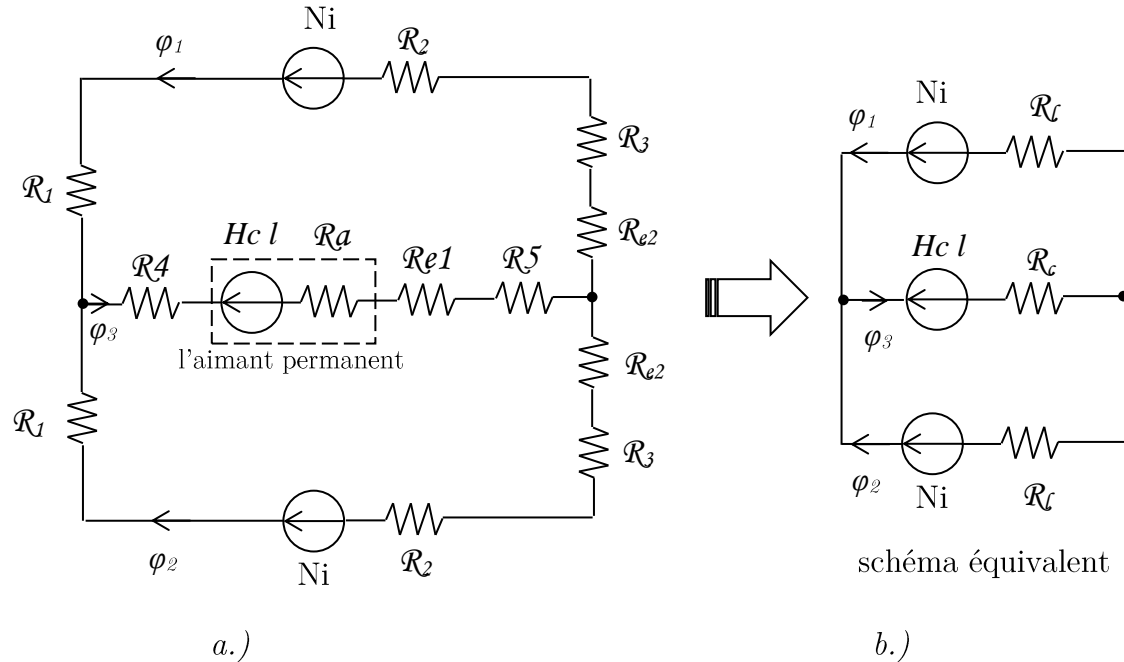


Figure 3.5 Schéma à réluctances du système étudié

Où chaque réluctance s'exprime de manière classique par :

$$\mathcal{R} = \frac{l}{\mu S} \quad 3.9$$

avec  $\mu$  la perméabilité magnétique du milieu,  $l$  la longueur moyenne des lignes de champ et  $S$  la section de coupe du tube de flux considéré.

Comme les divers matériaux sont supposés à caractéristiques linéaires, le modèle se simplifie comme montré sur la Figure 3.5(b). Les courbes  $B(H)$  de l'aimant et du noyau magnétiques sont respectivement extraites des fiches techniques de MS Schramberg [61] et de ArcelorMittal [70]. Les caractéristiques linéaires en sont extraites (Figure 3.6) avec les valeurs résumées dans Tableau 3.1.

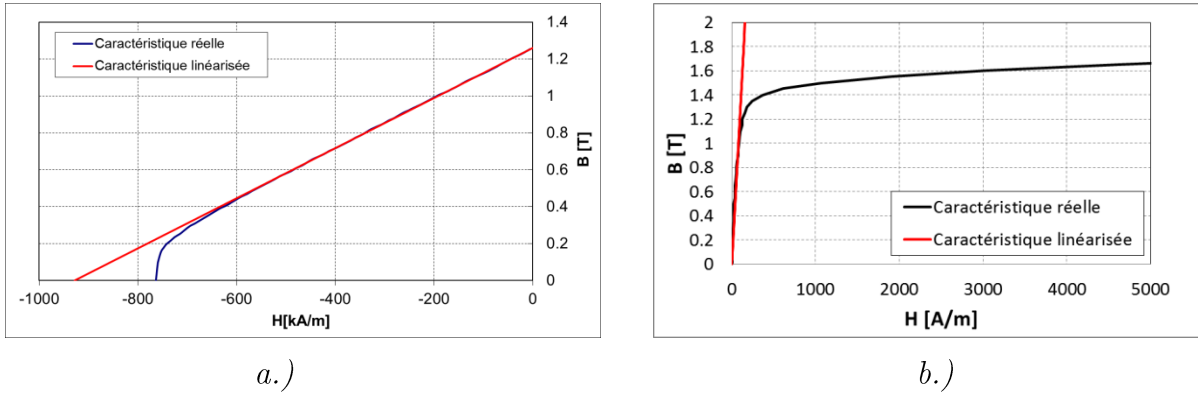


Figure 3.6 Caractéristiques  $B(H)$  : a.) de l'aimant de NdFeB ; b.) du noyau magnétique

Matériaux	Propriétés	Valeurs
Noyau magnétique	Perméabilité relative	10 000
Aimant permanent NdFeB 342/135 H	Induction rémanente	1,265 T
	Perméabilité relative	1,08

Tableau 3.1 Propriétés des matériaux imposées lors de la modélisation

En utilisant le schéma à réluctances simplifié, l'induction magnétique dans l'aimant s'écrit sous la forme suivante :

$$B_a = \frac{N_i - H_c l_a}{(\mathcal{R}_l / 2 + \mathcal{R}_c) S_c} \quad 3.10$$

où  $S_c$  représente la section centrale du circuit.

A vide et pour un entrefer de 5 mm, on obtient une valeur de  $B_a=0,519$  T qui permet, en utilisant l'équation 2.53, de calculer le champ magnétique dans l'aimant  $H_a=-549\,674$  A/m. Ces valeurs sont confirmées par un calcul par E.F. en 2D dans les mêmes conditions Figure 3.7 Au centre de l'aimant,  $B_{a-EF}=0,517$  T et  $H_{a-EF}=-545\,798$  A/m.

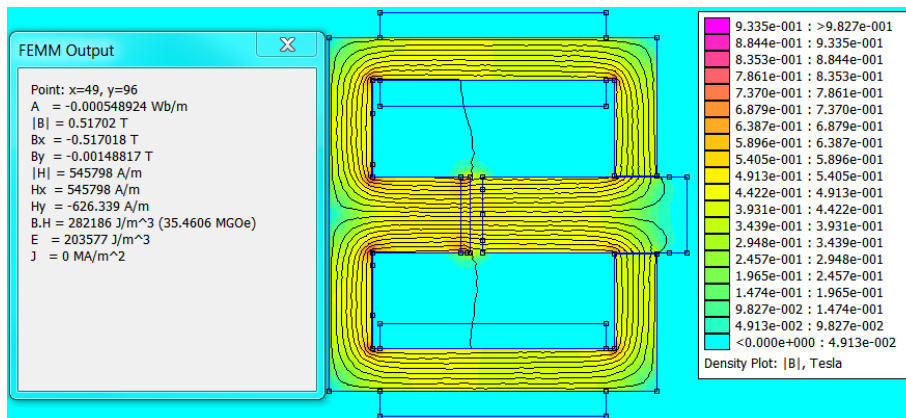


Figure 3.7 Résultats du calcul numérique à vide

Pour déterminer les ampères tours susceptibles de désaimanter l'aimant dans la même configuration (entrefer de 5 mm), il faut utiliser la caractéristique non-linéaire de ce dernier. Cela n'est pas possible avec le modèle à réluctances mais, comme la caractéristique  $B(H)$  réelle de l'aimant (voir Figure 3.8) présente une partie coudée autour de 0,2 T, on calcule les ampères tours permettant (en partant du point de fonctionnement décrit par l'intersection entre la droite charge  $L$  et la caractéristique linéarisée de l'aimant) d'avoir une induction dans l'aimant  $B_a$  inférieure à cette valeur (voir Figure 3.8). On considère qu'en dessous de ce point, l'aimant subit des pertes irréversibles.

En utilisant l'équation 3.10, on obtient  $Ni > 2\,293\text{At}$  pour  $B_a < 0,2\text{T}$ . Afin de disposer d'une marge de variation, on choisit de dimensionner l'alimentation de la maquette pour qu'elle puisse fournir une f.m.m. d'environ  $2800\text{At}$  par bobine, soit 400 spires avec un courant crête de  $7,07\text{A}$  (à savoir  $5\text{A}$  efficace). Cette valeur est compatible avec la capacité de la source d'alimentation qui est de  $10\text{A}$ .

En appliquant cette f.m.m., le point calculé par l'approche par réseaux par réluctances est situé à  $B'_a=0,125\text{ T}$  et  $H'_a=-839\,984\text{ A/m}$ . Valeurs qu'on retrouve graphiquement en traçant la nouvelle droite de charge  $L'$  issue de la translation de  $L$  vers le bas (voir Figure 3.8). En tenant compte de la loi  $B(H)$  non-linéaire, le point de fonctionnement de l'aimant se trouve en fait au point  $B''_a, H''_a$ . Graphiquement, ce point a pour valeurs  $B''_a=0,07\text{ T}$  et  $H''_a=-760\,000\text{ A/m}$ . Un calcul numérique par EF2D prenant en compte la loi non-linéaire de l'aimant aboutit à un point de fonctionnement de valeurs ( $B''_{a\text{-EF}}=0,075\text{ T}$  et  $H''_{a\text{-EF}}=760\,556\text{ A/m}$ ) comme illustré sur la Figure 3.9.

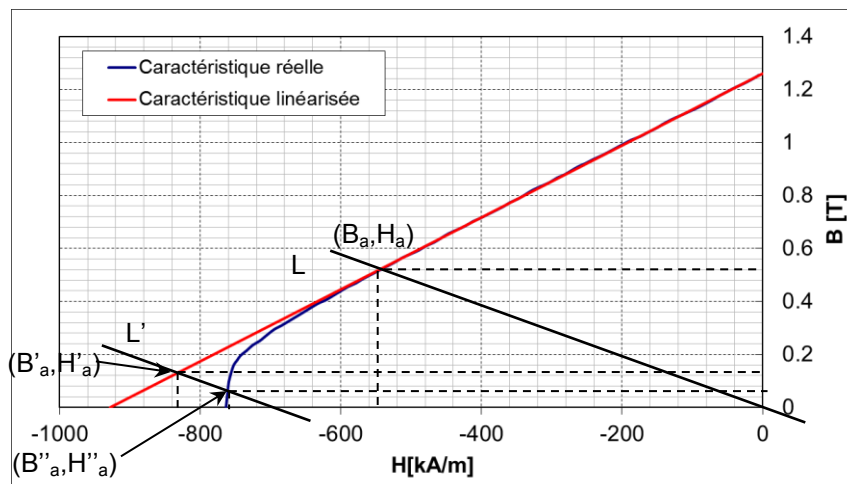


Figure 3.8 Procédure de calcul du point de fonctionnement

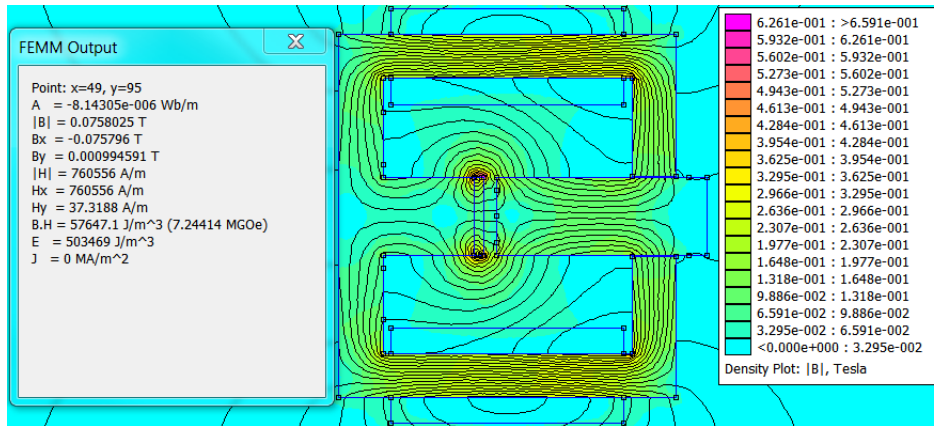


Figure 3.9 Résultats du calcul numérique pour une f.m.m. de 2800At crête

En considérant une densité maximale de courant de  $3 \text{ A/mm}^2$  efficace pour limiter l'échauffement des bobines, le diamètre du fil de ces dernières est de 1,5mm, ce qui aboutit, compte tenu de l'encombrement, à des bobines en 8 couches de 50 conducteurs.

La seconde partie consiste à calculer la tension nécessaire pour fournir ce courant à 50 Hz pour le cas de figure le plus contraignant, c'est-à-dire avec un entrefer de 1 mm. Pour cela, on utilise le modèle par réseaux de ré reluctances pour déterminer les inductances des bobines puis la tension d'alimentation nécessaire. Les calculs, détaillés à l'Annexe 2, aboutissent à une valeur de la tension de :  $U=79 \text{ V}$ . Ce résultat analytique est validé en utilisant un code E.F 2D, FEMM. Les courbes  $B(H)$  réelles des matériaux sont utilisées et la valeur trouvée est  $U_{EF}=88 \text{ V}$ . Par conséquent, les dimensions géométriques de la maquette et celles de la bobine permettent d'imposer le courant maximal sans dépasser la tension maximale de la source d'alimentation qui est de 300V.

L'utilisation de l'approche par réseaux de reluctances, conjuguée à une méthode graphique, nous a permis de vérifier qu'il était possible d'imposer les conditions d'une perte irréversible d'aimantation dans la maquette de test avec les moyens dont nous disposons.

### 3.1.3.4 Etude numérique des pertes par courants induits

Un des points fondamentaux du cahier des charges consiste à avoir des pertes par courants induits dans l'aimant qui soient quantifiables, et ce, même pour les cas les plus défavorables (faible fréquence et faible amplitude du champ démagnétisant). Afin de vérifier cela dans le cas de la maquette dimensionnée, des simulations ont été effectuées en utilisant un modèle numérique par E.F. 3D sachant que cette approche est la plus précise pour tenir compte des effets 3D des courants induits.

De par la symétrie du système, seul un quart de la géométrie a été modélisé afin de limiter les temps de calculs. Le maillage réalisé dans ce cas, présenté dans la Figure 3.10, compte 61.213 éléments tétraédriques avec 11.784 nœuds.

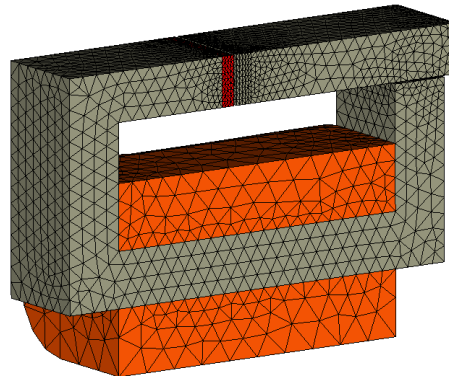


Figure 3.10 Maillage du 1/4 de la géométrie de la maquette

L'analyse numérique est réalisée avec le code du laboratoire *code\_Carmel*. Pour réduire les temps de calculs, le circuit magnétique est considéré linéaire et non-conducteur. Par ailleurs, étant intéressés par les seules pertes par courants induits, on s'est placé dans un cas de fonctionnement n'induisant pas de désaimantation de l'aimant permanent. Pour cela, l'entrefer est fixé à 1 mm avec une excitation fixe de 1 A efficace pour limiter la variation du flux induit (voir Figure 3.11).

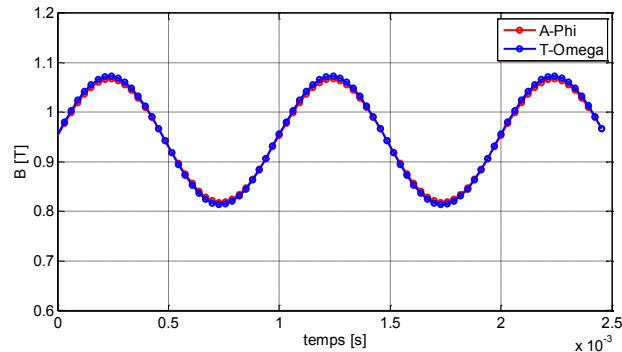


Figure 3.11 Variation de l'induction moyenne dans l'aimant

Pour ce cas de figure, on peut considérer l'aimant comme un milieu linéaire et conducteur. Les caractéristiques générales utilisées pour le calcul numérique sont résumées dans le Tableau 3.2.

	Propriétés	Valeurs
Noyau magnétique	Perméabilité relative	10.000
	Conductivité électrique	0 MS/m
Aimant permanent NdFeB 342/135 H	Induction rémanente	1,265 T
	Champ coercitif	790 kA/m
	Perméabilité relative	1,08
	Conductivité électrique	0,625x10 <sup>6</sup> MS/m
Bobines	Nombre de spires	2 x 400 spires
Alimentation	Courant	2 x 1 A
	Fréquence	50 Hz à 1000 Hz

Tableau 3.2 Caractéristiques des matériaux utilisés dans la maquette

Plusieurs calculs ont été effectués pour différentes fréquences et en utilisant les deux formulations en potentiels. Sur la Figure 3.12 et la Figure 3.13, nous présentons respectivement un tracé de champ magnétique obtenu pour une fréquence de 1 000 Hz et une visualisation des courants induits pour les deux formulations.

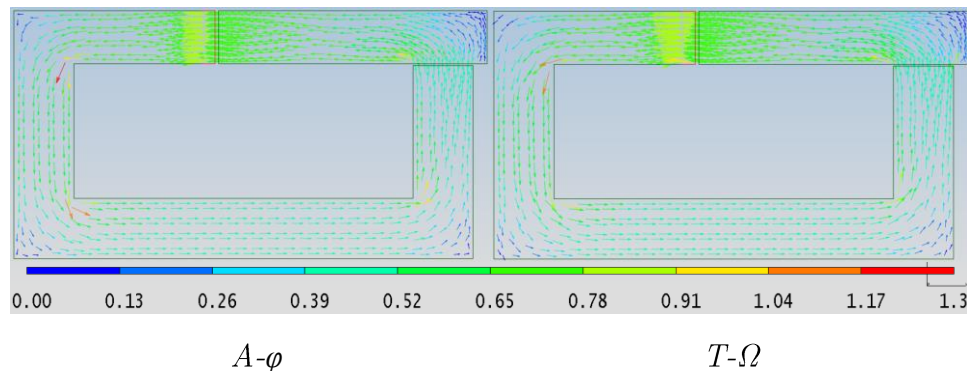


Figure 3.12 Carte de l'induction [T] pour les deux formulations

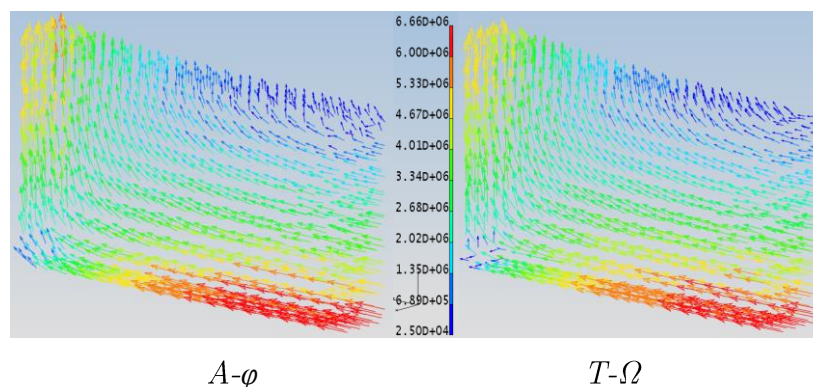


Figure 3.13 Densité de courants induits [A/m<sup>2</sup>] pour les deux formulations

Les résultats des pertes Joule obtenues pour différentes fréquences jusqu'à 1 kHz sont présentés dans le Tableau 3.3. Leurs évolutions jusqu'à 5 kHz sont présentées dans la Figure 3.14.



fréquence	[Hz]	50	200	400	600	800	1000
A- $\varphi$	[W]	0,2	3,2	12,6	27,5	47,4	71,5
T- $\Omega$	[W]	0,2	3,24	12,7	27,8	47,9	72,1

Tableau 3.3 Résultats des pertes Joule dans l'aimant pour les deux formulations

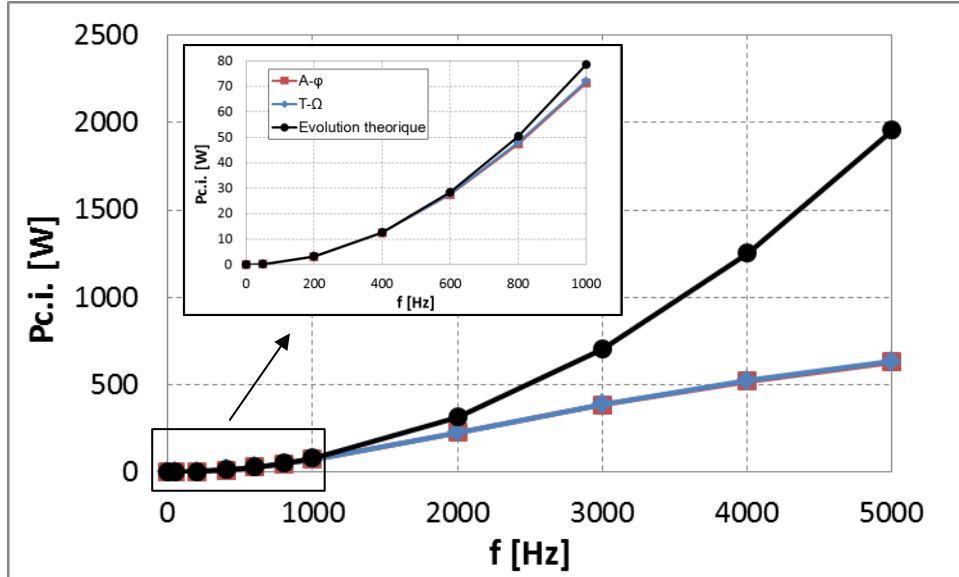


Figure 3.14 Evolution des pertes Joule dans l'aimant

Dans le cas théorique d'une variation sinusoïdale de l'induction dans l'aimant ne tenant pas compte de la réaction magnétique d'induit, les pertes par courants induits ont une évolution proportionnelle au carré de la fréquence et de l'induction. Or, dans le cas des études menées, l'atténuation due à la réaction magnétique d'induit est directement prise en compte. Par conséquent, les pertes ont une évolution proche de la théorie uniquement pour les fréquences en dessous de 400 Hz, c'est-à-dire tant que la réaction d'induit est faible. En revanche, au-delà de cette fréquence, l'effet du champ d'induit, conjugué à celui de l'effet de peau, devient de plus en plus significatif aboutissant à une évolution des pertes qui s'assimile à une progression linéaire en fonction de la fréquence. A titre d'information, l'épaisseur de peau  $\delta$  est de 25 mm pour une fréquence de 600Hz, valeur qui est plus petite que la hauteur de l'aimant (30 mm). L'épaisseur  $\delta$  est calculée à l'aide de l'expression :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \mu \sigma}} \quad 3.11$$

où  $f$  est la fréquence,  $\mu$  est la perméabilité magnétique,  $\sigma$  la conductivité du matériau. Il est à noter que cet effet d'atténuation de l'évolution des pertes par courants induits avec l'augmentation de la fréquence a également été observé dans des études précédentes [71], [72].

Les différentes analyses effectuées montrent que les pertes par courants induits sont relativement faibles à 50Hz et donc peu propices à une estimation précise, par la procédure de séparation des pertes décrite au paragraphe 3.1.3.1, mais que cela devient tout à fait possible pour des fréquences plus élevées. Le dispositif dimensionné remplissant le cahier des charges souhaité, il est construit afin de pouvoir valider la quantification de pertes ainsi que le modèle non linéaire de l'aimant.

### 3.1.3.5 Maquette expérimentale finale

Le dispositif dimensionné a été fabriqué avec les caractéristiques suivantes :

- **Un noyau magnétique** constitué de 300 tôles de 0,2 mm d'épaisseur en FeSi isotrope à hautes performances (type NO 20). Les tôles sont maintenues par thermocollage et par de fines brasures sur la hauteur du paquet. La densité de pertes donnée par le fabricant est de 34 W/kg sous 1,5 T à 400 Hz. A titre de comparaison, des tôles classiques (pour la nuance M 400-50 A) ont une densité de pertes de 85 W/Kg pour les mêmes niveaux d'induction et de fréquence.
- **Des aimants permanents** de deux natures différentes : NdFeB fritté ( $B_r=1,2$  T), SmCo fritté (0,9 T).
- **Des bobines** en fil de cuivre émaillé de type W 210 avec un diamètre de 1,5 mm et une température maximale de fonctionnement de 210 °C.
- **Un support de la maquette** en PTFE (Teflon) afin d'avoir une tenue en température jusqu'à 200 °C. Le but principal du support est d'isoler électriquement l'ensemble de la maquette du plan de travail et de fixer la partie mobile du noyau magnétique.

La photo de la Figure 3.15 montre la maquette assemblée. Les bobines connectées en parallèle produisent des flux magnétiques  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$  qui s'ajoutent au centre de la géométrie. De plus, cette maquette est aussi équipée de 4 capteurs de flux (S1-S4). Les capteurs S1 et S2 sont placés sur les parties latérales et englobant la totalité du noyau magnétique. Le capteur S3 est placé autour de la partie centrale et le capteur S4 est placé autour de l'aimant. Le but est de pouvoir accéder aux évolutions temporelles des flux dans les différentes parties de la maquette et disposer ainsi de données expérimentales globales pour la comparaison avec les résultats du modèle numérique.

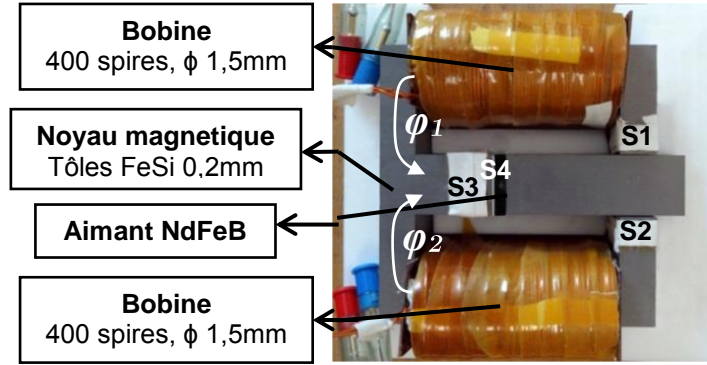


Figure 3.15 Dispositif expérimental réalisé.

### 3.1.4 Caractérisation des matériaux utilisés

Avant de commencer les études sur la maquette expérimentale, une première étape de caractérisation des matériaux utilisés s'impose afin de déterminer leurs différentes grandeurs magnétiques et électriques (ex : courbe  $B(H)$ , coefficients relatifs au modèle des pertes fer et conductivité électrique des matériaux). Ces données serviront, en particulier, à la modélisation de la maquette.

#### 3.1.4.1 Caractérisation des tôles magnétiques FeSi

La caractérisation des tôles permet de déterminer les coefficients relatifs au modèle des pertes fer ainsi que la courbe moyenne  $B(H)$ . Des essais ont été réalisés sur des échantillons de tôles en utilisant un cadre Epstein. Les mesures ont été effectuées en régime sinusoïdal pour plusieurs fréquences et niveaux de  $B_{max}$ .

#### Caractérisation des pertes fer

À partir des résultats des essais, les coefficients du modèle de pertes fer ont été identifiés à l'aide de l'équation 3.12, pour deux directions par rapport à la direction de laminage ( $0^\circ$  et  $90^\circ$ ) et pour une plage de fréquences de 3 Hz à 600 Hz.

$$P_{fer} = P_h + P_{c.i.} + P_{exc} = k_h f B_m^\alpha + k_{c.i.} f^2 B_m^2 + k_{exc} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 3.12$$

Les coefficients identifiés pour les deux directions ( $0^\circ$  pour la direction de laminage et  $90^\circ$  pour la direction transverse) sont résumés dans le Tableau 3.4.

	$0^\circ$	$90^\circ$
$k_h$ [ $WsT^\alpha kg^{-1}$ ]	190,7	251,9
$\alpha$	1,841	1,623
$k_{c.i.}$ [ $Ws^2T^2kg^{-1}$ ]	0,013	0,016
$k_{exc}$ [ $Ws^{1.5}T^{1.5}kg^{-1}$ ]	0	1.4E-07

Tableau 3.4 Coefficients identifiés

Sur la Figure 3.16 (a) sont présentées les comparaisons entre les courbes  $P_{\text{fer}}(B_{\text{max}})$  expérimentales et issues du modèle de pertes avec les coefficients identifiés pour la direction de laminage aux fréquences de 3Hz et 600Hz. Les mêmes comparaisons pour la direction perpendiculaire sont présentées sur la Figure 3.16 (b). Le modèle, avec les coefficients identifiés, transcrit l'évolution des pertes avec une bonne précision aux basses fréquences et reste satisfaisant pour la fréquence la plus élevée. Les comparaisons pour les fréquences intermédiaires sont présentées dans l'Annexe 3.

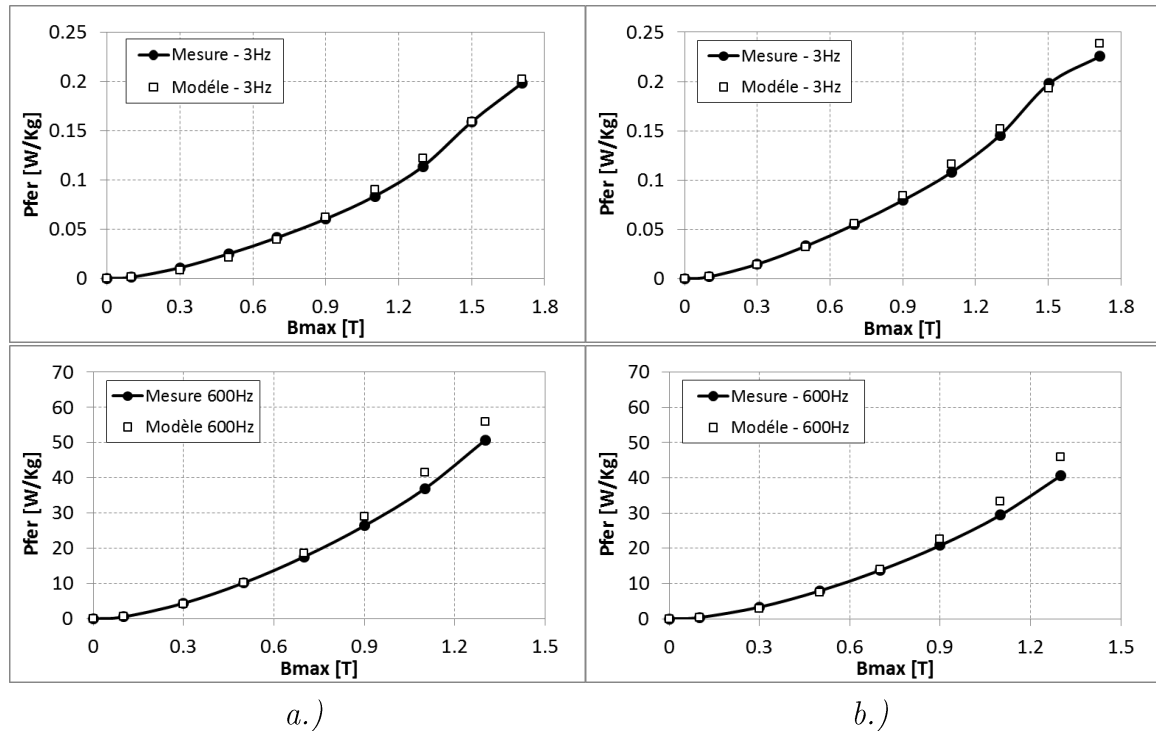


Figure 3.16 Approximations des courbes de pertes fer : a.)  $0^\circ$ ; b.)  $90^\circ$

Même si les tôles sélectionnées sont à grains non-orientés, il est évident que le laminage introduit une certaine anisotropie. C'est pourquoi, la caractérisation des tôles magnétiques est considérée pour les deux directions (laminage et transverse).

### Caractérisation de la courbe $B(H)$ du noyau magnétique

Comme indique au paragraphe 2.1.7, le comportement non linéaire des matériaux magnétiques doux est pris en compte, dans *code\_Carmel*, au travers de la fonction de Marrocco qui approxime la courbe  $B(H)$  moyenne :

$$H = \frac{B}{\mu_0} \left[ \frac{B^{2\alpha}}{B^{2\alpha} + \tau} (c - \varepsilon) + \varepsilon \right] \quad 3.13$$

Les coefficients de cette fonction, identifiés selon les directions de laminage et transverse, sont présentés dans le Tableau 3.5. Les coefficients indiqués sont valables

jusqu'à 600 Hz comme observé expérimentalement sur la courbe  $B(H)$  moyenne qui ne varie pas dans cette gamme de fréquences.

	0°	90°
$\varepsilon$	9,1e-5	2,2e-4
$c$	0,024	0,023
$\alpha$	6,675	5,694
$\tau$	5 294	1 103

Tableau 3.5 Coefficients identifiés pour la fonction de Marrocco

La Figure 3.17 présente l'approximation, satisfaisante, des courbes  $B(H)$  pour les deux directions.

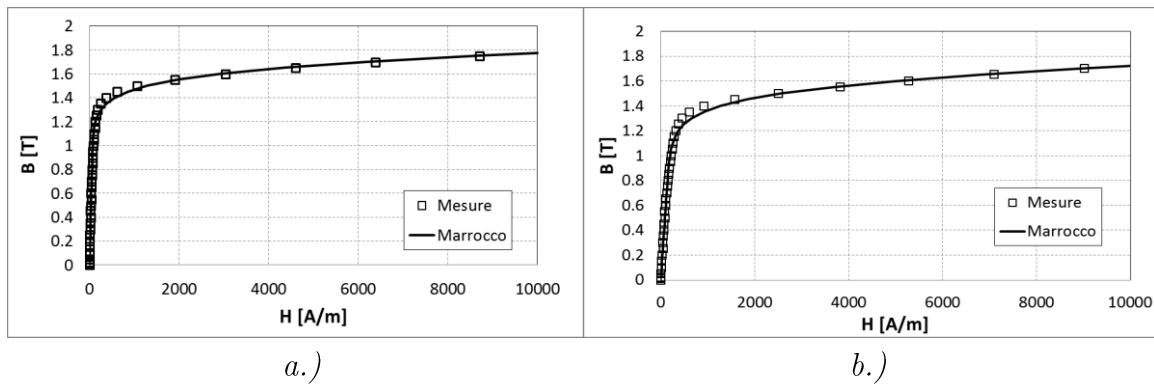


Figure 3.17 Approximation de la courbe  $B(H)$  moyenne pour les directions de laminage de : a.) 0 ; b.) 90°

### 3.1.4.2 Caractérisation des aimants permanents

Les aimants étudiés ont également été caractérisés en déterminant d'abord les valeurs de leurs conductivités électriques, qui vont permettre d'estimer les pertes par courants induits, puis leurs caractéristiques  $B(H)$ . Ces dernières serviront à l'identification des modèles de comportement étudiés.

#### Caractérisation de la conductivité électrique des aimants

Le dispositif utilisé pour l'identification des propriétés électriques et magnétiques de l'aimant est composé d'un tube cylindrique en céramique creux autour duquel est enroulée une bobine (voir Figure 3.18) reliée à un analyseur d'impédance (HP 4294A). Les échantillons d'aimants à caractériser, cylindriques, sont disposés à l'intérieur du tube en céramique. L'ensemble bobine-tube-échantillon peut être disposé dans une étuve pour des caractérisations en température (Figure 3.19).

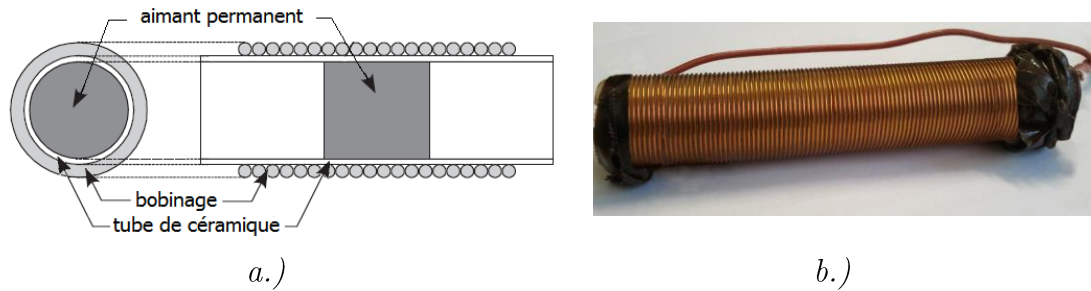


Figure 3.18 Dispositif expérimental : a.) représentation schématique; b.) bobine utilisée



Figure 3.19 Le banc expérimental utilisé pour la caractérisation

Les échantillons d'aimants permanents sont fournis par la société Goudsmit France. Leurs caractéristiques géométriques et magnétiques données par le constructeur sont présentées dans le Tableau 3.6.

Echantillons	Diamètre	Hauteur	Br	Hc	Tmax
	[mm]	[mm]	[T]	[kA/m]	[°C]
NdFeB (GSN35)	14	40	1,2	920	80
SmCo5 (GSS20)	14	40	0,9	756	250
Ferrite (GSF33H)	14	40	0,4	270	225

Tableau 3.6 Caractéristiques géométriques et magnétiques des échantillons

La technique utilisée pour identifier la conductivité électrique des échantillons a été développée par A. Benabou *et al.* [47]. Elle consiste, dans une première étape, à mesurer les paramètres du circuit équivalent de la bobine seule, qui est considérée comme une résistance  $R$  en série avec une inductance  $L$  sur une plage de fréquence de 100 Hz à 100 kHz et pour des températures allant jusqu'à 180 °C. Ces valeurs sont notées  $R_{\text{exp}}^0$  et  $L_{\text{exp}}^0$ . Les mêmes mesures sont effectuées une seconde fois avec la bobine contenant l'échantillon d'aimant à caractériser. Ces mesures sont appelées  $R_{\text{exp}}^m$  et  $L_{\text{exp}}^m$ . On considère alors les variations  $\Delta R_{\text{exp}}$  et  $\Delta L_{\text{exp}}$ , dues à l'introduction des aimants permanents dans la bobine, telles que :

$$\begin{aligned}\Delta R_{\text{exp}} &= \Delta R_{\text{exp}}^m - \Delta R_{\text{exp}}^0 \\ \Delta L_{\text{exp}} &= \Delta L_{\text{exp}}^m - \Delta L_{\text{exp}}^0\end{aligned}\quad 3.14$$

Le principe de la méthode consiste à résoudre un problème numérique inverse, dont les inconnues sont la perméabilité et la conductivité, afin de retrouver les évolutions de  $\Delta R_{\text{exp}}$  et  $\Delta L_{\text{exp}}$  en fonction de la fréquence. Un code éléments finis 2D (FEMM) est alors utilisé pour simuler les mêmes essais (bobine sans et avec aimant). En pratique, une procédure d'optimisation, dont la fonction objective est l'écart entre la mesure et la simulation, est utilisée afin de retrouver les grandeurs physiques désirées.

Les propriétés de symétrie du système permettent de modéliser la moitié du dispositif suivant la hauteur du cylindre et en axisymétrique (voir Figure 3.20).

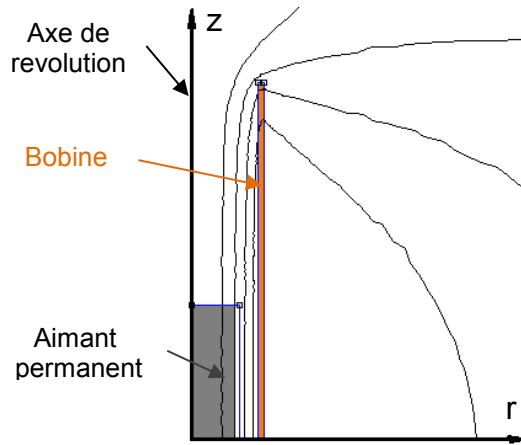


Figure 3.20 Système modélisé en utilisant les symétries géométriques

Compte tenu des faibles signaux mis en jeu, le problème peut être résolu en fréquentiel. Le flux total  $\phi$  vu par la bobine est calculé pour chaque fréquence  $f$  :

$$\phi = \phi_r + j\phi_{im} \quad 3.15$$

où  $\phi_r$  représente la partie réelle et  $\phi_{im}$  la partie imaginaire du flux. Ces deux grandeurs permettent alors d'accéder, à partir du schéma équivalent  $R$ - $L$ , aux valeurs de l'inductance et de la résistance du dispositif par :

$$L_{EF} = \frac{\phi_r}{I_{EF}} ; R_{EF} = \frac{2\pi f \phi_{im}}{I_{EF}} \quad 3.16$$

Une première étape expérimentale a consisté à s'assurer de la répétabilité des mesures issues de l'analyseur d'impédance (voir Figure 3.21).

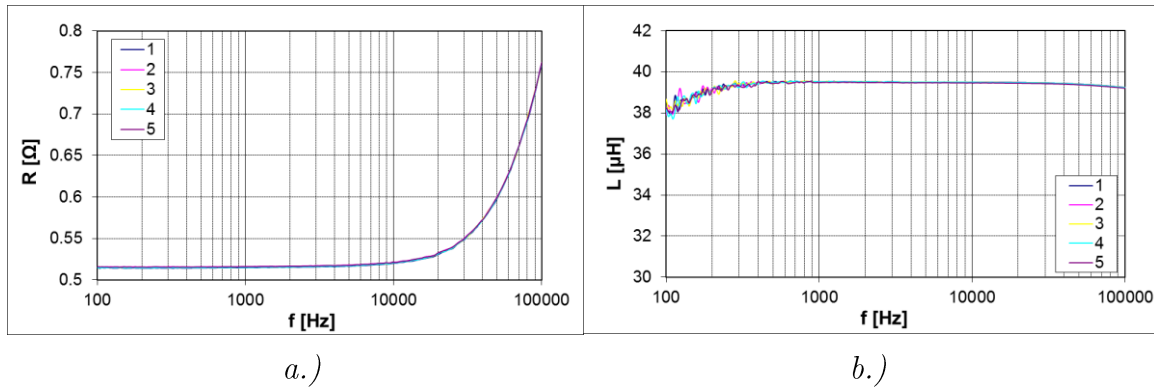


Figure 3.21 Répétabilité des mesures de : a.) la résistance ; b.) l'impédance

On définit par  $\mathbf{X}_i=(x_{i,1},\dots x_{i,k})$  le vecteur des mesures (de la résistance ou de l'inductance) obtenues à l'issue de la  $i^{\text{ème}}$  série de mesures, sur  $n$  séries, où  $k$  est l'indice des tensions  $U_k$ . Afin de vérifier la répétabilité, l'écart type  $s_k$ , associé à chaque niveau de tension  $U_k$ , est calculé à partir de :

$$s_k = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_{i,k} - \bar{x})^2}{n-1}} \quad 3.17$$

où  $x_{i,k}$  est la valeur des résistances ou inductances de la  $i^{\text{ème}}$  série pour la tension  $U_k$  et  $\bar{x}$  est la valeur moyenne calculée pour les  $n$  séries de mesures à  $k$  donné.

On donne, par exemple, les bornes de l'intervalle de confiance :

$$\bar{x} \pm \frac{s \times 95\%}{\sqrt{n}} \quad 3.18$$

Les valeurs des bornes de l'intervalle de confiance pour la résistance et l'inductance, pour certaines fréquences, sont données dans le Tableau 3.7.

f	R	L
[Hz]	[%]	[%]
100	±0,03	±12
500	±0,03	±1,7
1 000	±0,02	±0,7
5 000	±0,03	±0,6
10 000	±0,02	±0,7
100 000	±0,03	±0,7

Tableau 3.7 Bornes de l'intervalle de confiance pour différentes fréquences



Dans le cas de la résistance, la répétabilité est très bonne sur toute la plage de mesure. Par contre, en ce qui concerne l'inductance, la précision est moins bonne à basse fréquence et une bonne répétabilité n'est observée qu'à partir de 500 Hz.

Des campagnes de mesures et de calculs ont été effectuées sur les différents échantillons. Sur la Figure 3.22, on présente un exemple de comparaison entre les variations de résistance et d'inductance obtenues par les mesures et le calcul numérique dans le cas de l'échantillon de NdFeB, pour 25 °C et 180 °C.

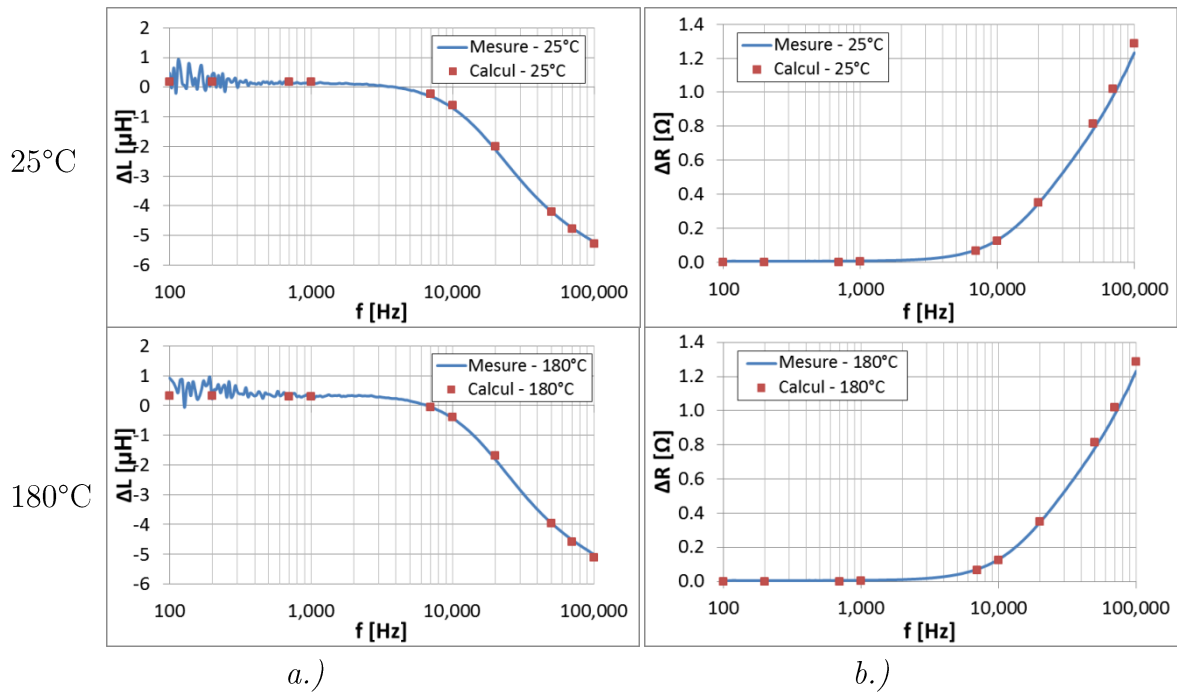


Figure 3.22 Comparaison de l'évolution de : a.)  $\Delta R$ ; b.)  $\Delta L$

Les évolutions, en fonction de la température, des conductivités électriques des deux types d'aimants étudiés (NdFeB et SmCo) sont présentées dans le Tableau 3.8. Dans le cas de la Ferrite, qui présente une conductivité électrique très faible, la précision de la méthode utilisée n'a pas permis d'identifier une évolution notable de la conductivité en fonction de la température. Ainsi une valeur moyenne sur toute la plage de température est présentée dans le tableau ci-dessous.

Température	NdFeB	SmCo5	Ferrite
[°C]	Conductivité [MS/m]		
25	0,75	1,49	
60	0,71	1,4	
100	0,7	1,31	0,67E-04
140	0,69	1,24	
180	0,68	1,15	

Tableau 3.8 Conductivité électrique des aimants permanents

### Caractérisation magnétique des aimants

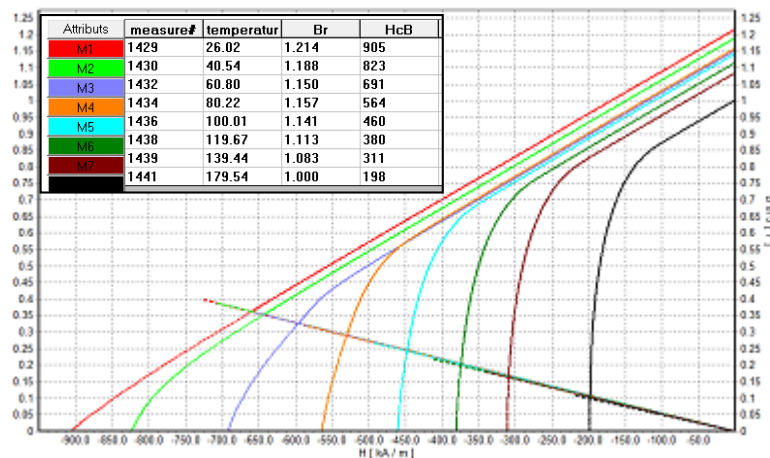
La seconde caractéristique importante pour l'étude des modèles de désaimantation des aimants est la courbe de désaimantation  $B(H)$  au deuxième quadrant. Pour identifier celles des aimants étudiés, nous avons utilisé le système HyMPulse de Metis (voir Figure 3.23), qui est un système de mesure de la courbe d'hystérésis en champ pulsé. Il est à noter que pour réaliser la courbe d'hystérésis  $B(H)$  d'un aimant en terres rares, une induction magnétique d'environ 7T est nécessaire (3,5T pour les aimants en Ferrite).



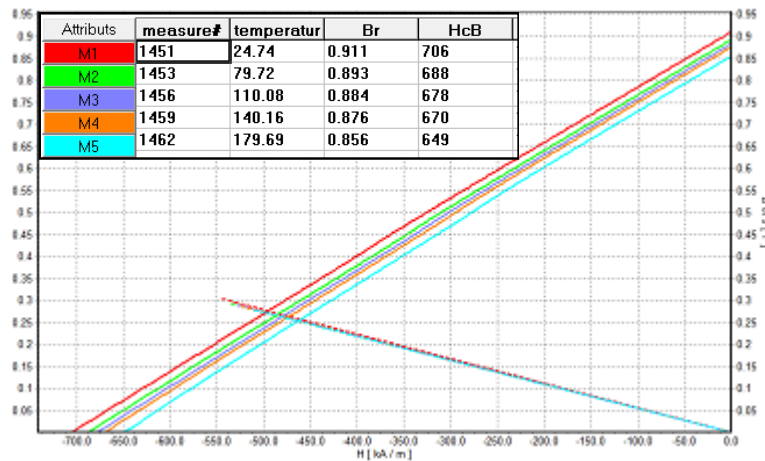
Figure 3.23 Le banc d'essai utilisé

(1) magnétiseur ; (2) unité de mesure ; (3) PC d'acquisition de données

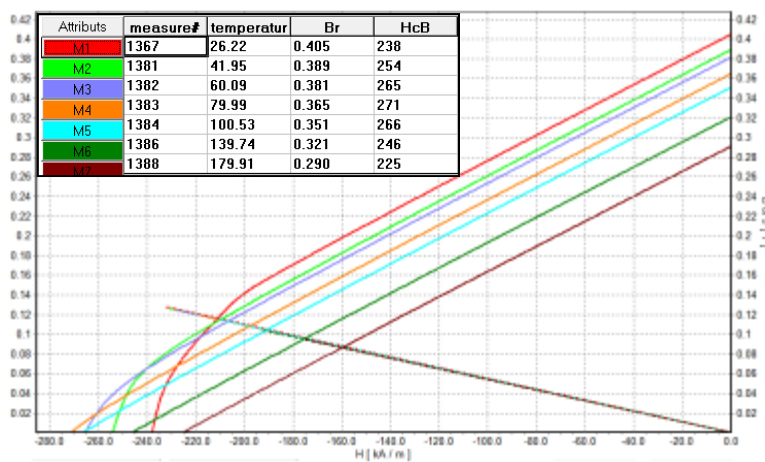
La caractérisation des échantillons a été effectuée à différentes températures, de la température ambiante jusqu'à 180 °C en utilisant des échantillons parallélépipédiques de dimensions 30x30x4mm (Lxlxh). Les courbes  $B(H)$  mesurées dans le deuxième quadrant sont répertoriées sur la Figure 3.24 (a), (b) et (c) pour, respectivement, les aimants NdFeB, SmCo5 et Ferrite. Les cycles d'hystérésis correspondant sont présentés dans l'Annexe 4.



a.) NdFeB



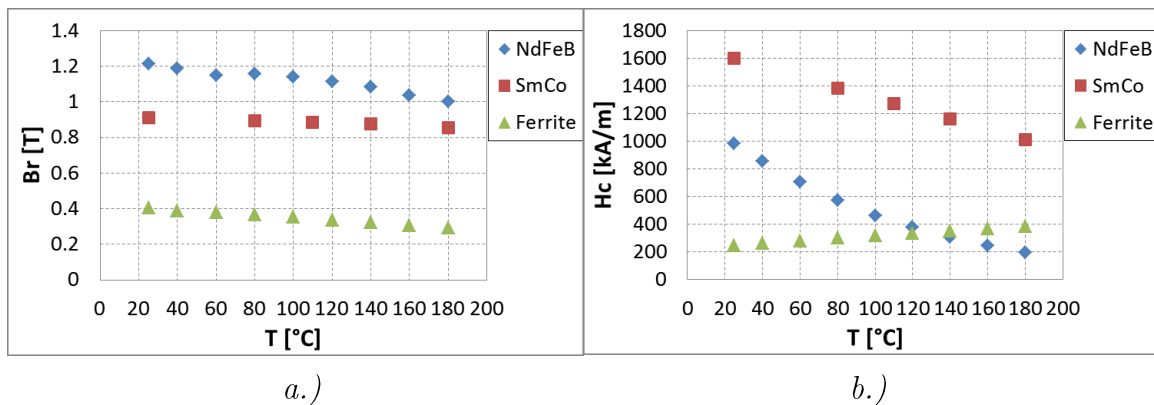
b.) SmCo



c.) Ferrite

Figure 3.24 Caractéristiques de désaimantation des aimants étudiés

Les résultats de l'évolution de l'induction rémanente  $B_r$  et du champ magnétique coercitif intrinsèque  $H_{cj}$  en fonction de la température sont présentés sur la Figure 3.25.



a.)

b.)

Figure 3.25 L'évolution, en fonction de la température, de : a.)  $B_r$ ; b.)  $H_{cj}$

Comme attendu (suite à l'étude menée dans le paragraphe 1.3.4.1), les propriétés magnétiques des aimants en terres rares (NdFeB et SmCo) se détériorent avec

l'augmentation de la température. Dans le cas de l'aimant en Ferrite, seule l'induction rémanente diminue en fonction de la température. Son champ coercitif, par contre, augmente ce qui lui confère une meilleure résistance à un champ démagnétisant.

## 3.2 Validation du calcul de pertes par courants induits

Dans le but d'étudier la désaimantation des aimants permanents en fonction de la température, il est nécessaire de déterminer avec précision les courants induits qui s'y développent car ceux-ci sont, en grande partie, à l'origine de l'échauffement de l'aimant. Pour cela, la maquette expérimentale développée est exploitée afin de valider le calcul des pertes par courants induits par la méthode d'E.F. 3D.

### 3.2.1 Banc d'essai utilisé

Le banc d'essai présenté sur la Figure 3.26 a été mis en place afin d'appliquer la procédure détaillée au paragraphe 3.1.3.1. Les bobines, connectées en parallèle, sont reliées à une source AC/DC de 5550VA programmable (*California Instruments, CSW5550*). Un wattmètre (*Yokogawa WT230*) haute précision ( $\pm (0,1\%$  de la lecture +  $0,2\%$  de la plage)) est également utilisé afin de mesurer les pertes et la résistance de la bobine par la méthode volt-ampèremétrique. Par ailleurs, afin de faire l'acquisition des différents signaux nécessaires pour la comparaison de la mesure avec le calcul numérique (sondes de flux et sondes de courant), un oscilloscope digital (*Nicolet Integra 20* avec 4 voies) est utilisé.

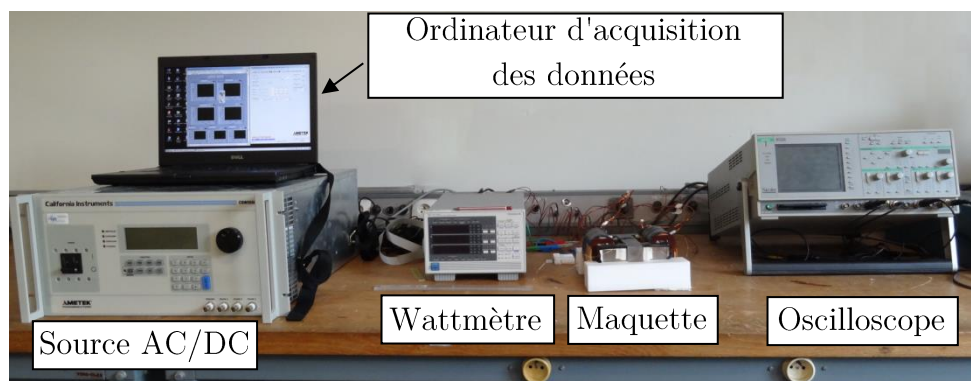


Figure 3.26 Banc d'essai pour la mesure des pertes par courants induits dans les aimants permanents

### 3.2.2 Modèle E.F. de la maquette

Le dispositif expérimental est également étudié par éléments finis en 3D. La Figure 3.27 montre la partie modélisée qui se réduit, par le biais des symétries, au quart de la géométrie. Le maillage 3D utilisé comporte 61 213 éléments tétraédriques et 11 784 nœuds. De plus, des spires exploratrices (S2 à S4) ont été prévues afin de comparer les flux magnétiques calculés avec ceux mesurés.

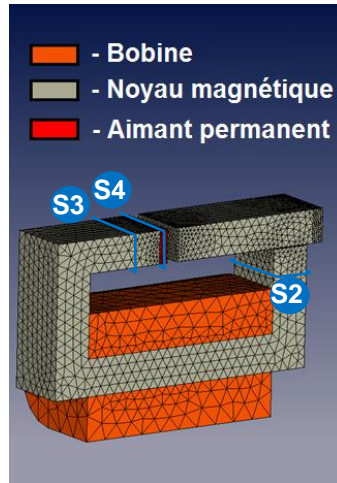


Figure 3.27 Modèle E.F du 1/4 de la géométrie

Les calculs sont systématiquement réalisés dans les deux formulations en potentiels. Ceci permet de disposer d'un encadrement de la solution exacte du problème mathématique et constitue par là-même un indicateur de la qualité de la solution d'un point de vue numérique.

### 3.2.3 Validation de l'approche de calcul des pertes fer

De par la procédure retenue pour extraire les pertes par courants induits dans le dispositif expérimental, il faut d'abord valider le modèle de calcul des pertes fer de la maquette. Cela est effectué au travers de l'étude de cette dernière sans aimant permanent. Ainsi, la puissance absorbée se limite aux seules pertes Joule dans la bobine et pertes fer dans le circuit magnétique.

#### 3.2.3.1 Validation sans aimant avec excitation sinusoïdale

Dans le cas de cet essai, les pertes fer peuvent être extraites aisément avec la relation suivante :

$$P_{fer} = P_{tot} - P_{bob} \quad 3.19$$

Ces pertes fer sont ensuite comparées aux résultats obtenus à partir du calcul numérique en E.F., dans les mêmes conditions de fonctionnement.

Compte tenu des ordres de grandeur relativement faibles des pertes qui sont mesurées (quelques watts parfois), une étude sur les erreurs et incertitudes de mesure a été réalisée.

### Incertainces des mesures

Dans une première étape, la répétabilité des mesures a été vérifiée en menant des campagnes de mesures à des moments différents, sur plusieurs jours. Les conditions expérimentales sont fixées pour 1 mm d'entrefer et différents niveaux de tension d'alimentation à une fréquence de 50 Hz. Sur la Figure 3.28, les pertes fer issues de six séries de mesures sont présentées.

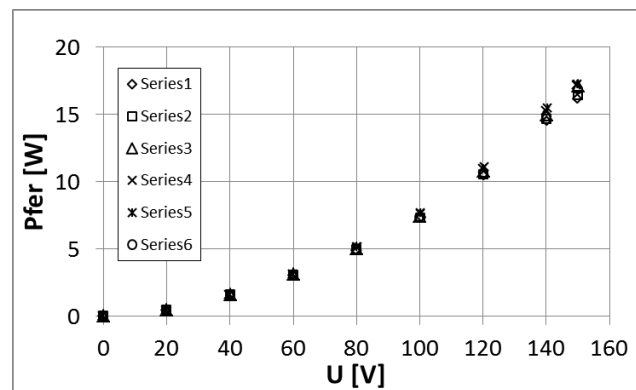


Figure 3.28 Répétabilité de mesures des pertes fer

On donne, à titre d'exemple, l'intervalle de confiance pour la dernière valeur de chaque série :

$$\bar{x} \pm \frac{s \times 95\%}{\sqrt{n}} = 16,83 \pm 0,17 [\text{W}] \quad 3.20$$

La seconde étape a porté sur l'incertitude due aux caractéristiques des instruments de mesures qui est calculée par :

$$\Delta X = \pm Y [\%] \times X \pm Z [dgt] \quad 3.21$$

où  $Y$  est la précision de l'appareil,  $X$  est la valeur affichée et  $Z$  la résolution de l'appareil. L'incertitude absolue calculée pour la mesure des pertes fer est présentée sur la Figure 3.29. En se plaçant dans le cas le plus défavorable, où l'incertitude globale est la somme des incertitudes de chaque appareil de mesure, l'incertitude relative  $\Delta X/X$  globale sur la mesure des pertes fer est alors de  $\pm 2 \%$  au maximum.

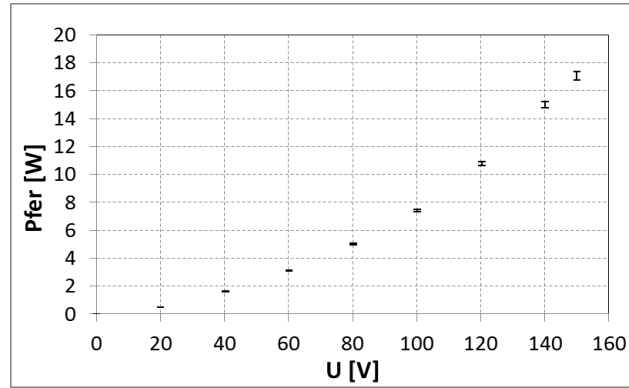


Figure 3.29 Incertitude absolue sur la mesure des pertes fer

Cette étude préliminaire permet de confirmer la répétabilité des mesures ainsi que la faible erreur intrinsèque aux appareils de mesure.

### Comparaison entre la mesure et la simulation

Les mesures sont réalisées pour différents niveaux de l'induction maximale  $B_{max}$  et pour différentes fréquences jusqu'à 600 Hz avec un entrefer de 1 mm dans la partie centrale. Les pertes fer calculées à partir de l'équation 3.19 sont comparées aux  $P_{fer-EF}$  obtenues par le calcul numérique. Ce dernier est effectué pour les deux formulations magnétostatiques  $\mathbf{A}$  et  $\Omega$  en imposant la tension (conditions similaires aux essais). Sachant que le noyau magnétique est en tôles feuilletées, l'effet de courants potentiels qui peuvent y être induits est négligé. Il a donc été considéré comme un milieu non-conducteur et non-linéaire, dont la courbe  $B(H)$  a été approximée en utilisant l'équation de Marrocco (voir Figure 3.17).

De premières comparaisons entre calculs et mesures ont porté sur les évolutions temporelles de grandeurs magnétiques et électriques. Ainsi, la Figure 3.30, montre la comparaison de l'évolution de l'induction moyenne dans la partie centrale de la maquette pour deux niveaux d'induction à 50 Hz. Les évolutions du courant dans les mêmes conditions sont présentées à la Figure 3.31.

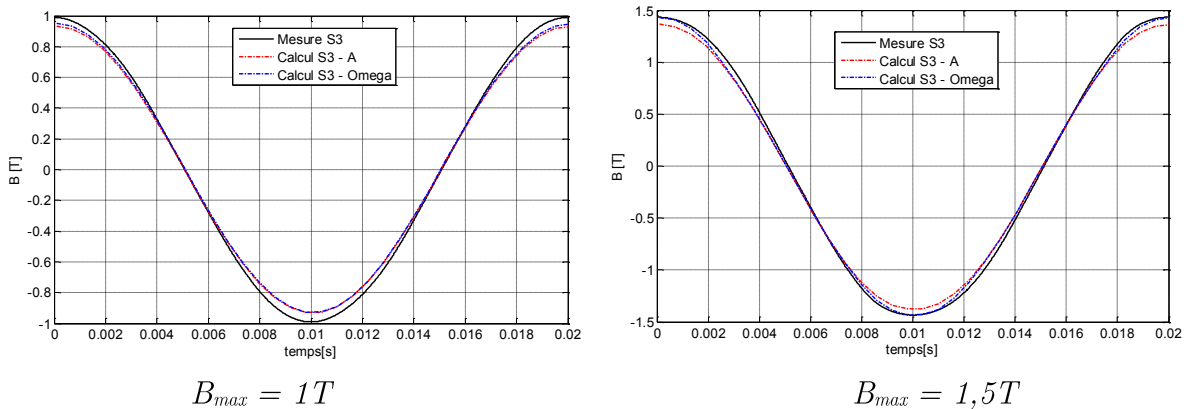


Figure 3.30 Variation de l'induction moyenne captée par la spire S3 à 50 Hz

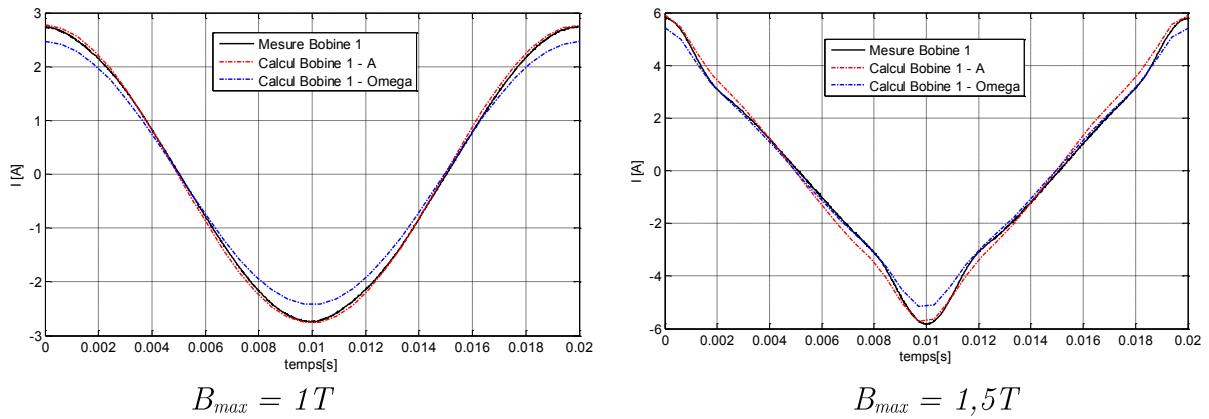


Figure 3.31 Courant dans une bobine à 50 Hz

La concordance entre la mesure et le calcul est satisfaisante, notamment dans le cas de la variation de l'induction. On notera que la formulation  $\Omega$  est celle qui présente l'écart le plus important alors que la formulation  $\mathbf{A}$  est plus proche de la mesure du courant dans une bobine.

Les évolutions temporelles des mêmes variables sont également tracées pour une fréquence de 600 Hz, à savoir l'induction moyenne sur la Figure 3.32 et le courant sur la Figure 3.33. De par la limite en tension de la source d'alimentation, les niveaux de l'induction sont moins élevés à 600 Hz.

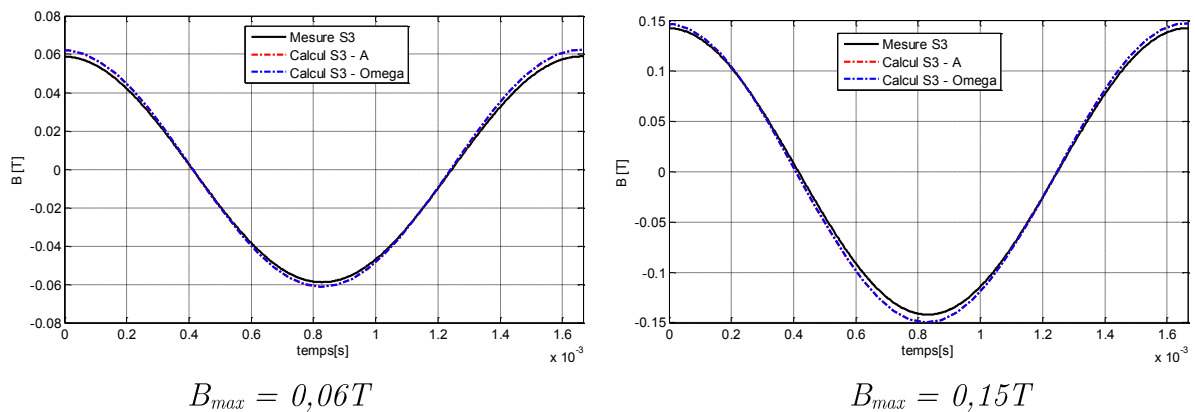


Figure 3.32 Variation de l'induction moyenne captée par la spire S3 à 600 Hz

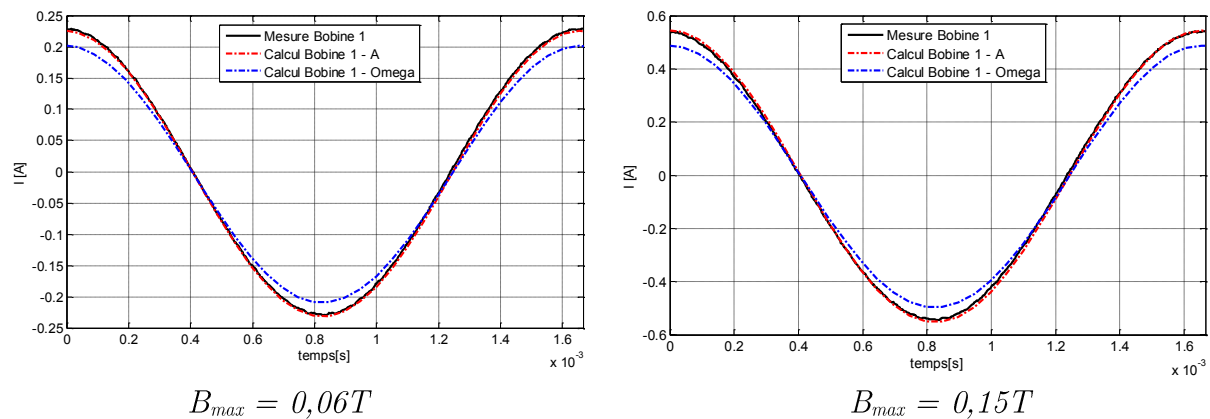


Figure 3.33 Courant dans une bobine à 600 Hz



Comme dans le cas précédent, les résultats de simulation, quasiment identiques pour les deux formulations dans le cas de l'induction magnétique, sont proches des mesures.

Au travers de ces résultats, on peut considérer que le modèle numérique est validé, ce qui permet, dans une seconde étape, de comparer les valeurs des pertes fer qui en sont issues aux mesures effectuées à différentes fréquences. Ces dernières, pour un entrefer de 1mm, sont présentées sur la Figure 3.34. Les détails des mesures peuvent être consultés dans l'Annexe 5.

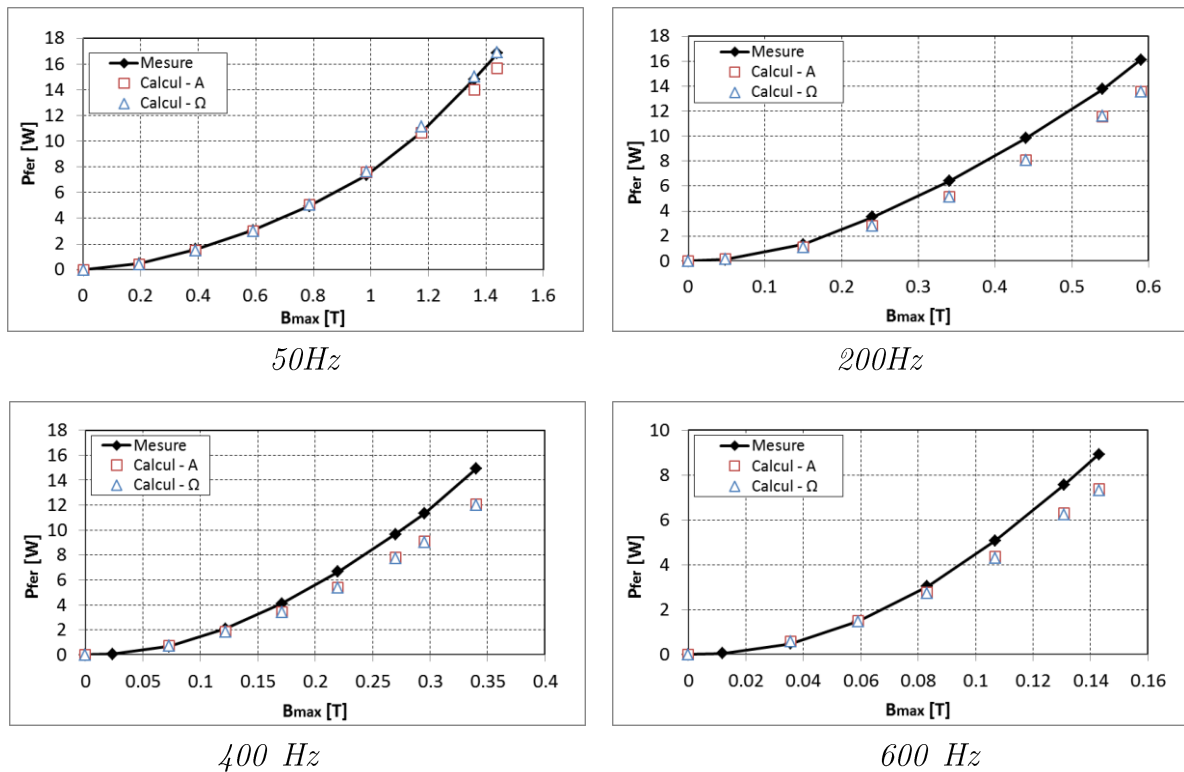


Figure 3.34 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à différentes fréquences

Le modèle prédit, avec une bonne précision, les pertes fer en fonction de  $B_{max}$  à 50 Hz mais les résultats s'éloignent des mesures lorsque la fréquence augmente. Cela était prévisible car, même si les coefficients du modèle des pertes fer ont été identifiés pour une plage de fréquences allant jusqu'à 600 Hz, le dispositif d'identification était basé sur des échantillons Epstein. Dans le cas de la maquette, des pertes supplémentaires, dues à l'assemblage des tôles (empilage des tôles, points de soudure..., etc), s'ajoutent. Ces pertes ne sont pas prises en compte dans le calcul en post-traitement du modèle E.F. Des comparaisons, effectuées pour un entrefer de 4 mm (voir l'Annexe 5) aboutissent aux mêmes conclusions.

### 3.2.3.2 Etude sans aimant avec une excitation sinusoïdale et composante continue

L'approche exposée dans le paragraphe précédent est valable dans le cas d'une excitation sinusoïdale, ce qui implique des cycles d'hystérésis  $B(H)$  centrés. Or, l'insertion d'un aimant dans le circuit magnétique introduit un offset de l'induction dans ce dernier. Des études spécifiques [73] ont montré que ce décalage augmente les pertes quasi-statiques par hystérésis  $P_h$  (voir Figure 3.35), ce qui n'est pris en compte par notre modèle.

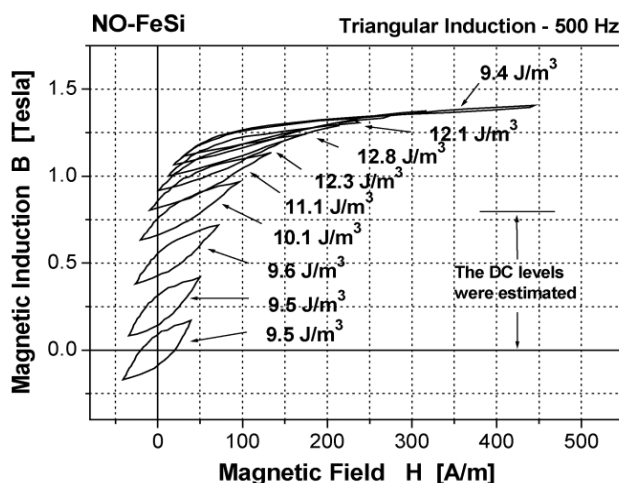
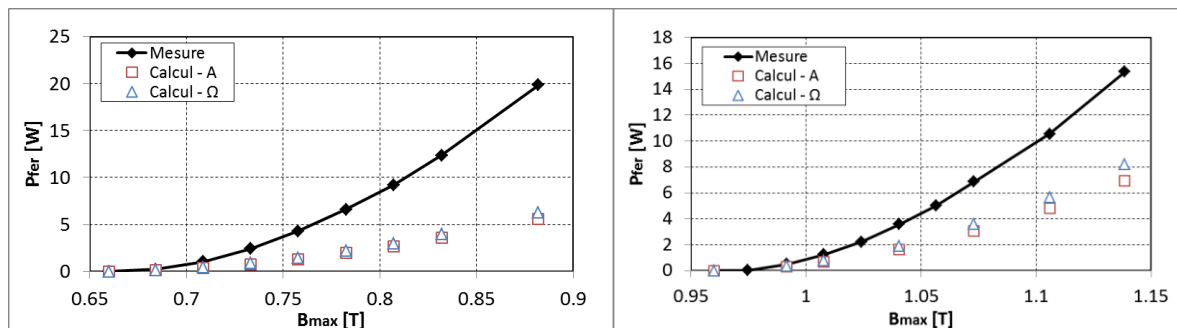


Figure 3.35 Pertes par hystérésis en fonction de l'offset de l'induction [73]

Afin de s'assurer de l'ampleur de cet effet, on a considéré deux valeurs de la composante continue de l'induction correspondant aux flux introduits par un aimant de type SmCo ( $B_{DC} = 0,66$  T) et par un aimant de type NdFeB ( $B_{DC} = 0,96$  T). Ces deux valeurs ont été mesurées dans l'entrefer de la maquette pour 1 mm d'entrefer. On présente sur la Figure 3.36 l'évolution des pertes fer qu'on obtient pour les deux niveaux de la composante continue à 400 Hz. On rappelle que les pertes fer calculées avec le modèle sont relatives à des cycles d'hystérésis centrés.



$$B_{DC} = 0,66 \text{ T}$$

$$B_{DC} = 0,96 \text{ T}$$

Figure 3.36 Pertes fer en fonction de la composante continue de l'induction

Comme escompté, l'augmentation de la valeur moyenne de l'induction induit un écart de plus en plus important entre les pertes fer mesurées et celles calculées lesquelles sous estiment bien évidemment les pertes.

Sachant que le but dans le cadre de notre étude se limite à pouvoir quantifier les pertes fer de la maquette d'une manière précise pour des cas de figure « donnés », la compensation de l'écart est effectuée au travers de l'approximation du paramètre  $k_h$  des pertes quasi-statiques par une variation polynomiale en fonction de  $B_{\max}$ . Cette variation, directement identifiée à partir des pertes mesurées sur la maquette, est montrée à la Figure 3.37 pour les directions de laminage et transverse à 400 Hz pour les deux aimants.

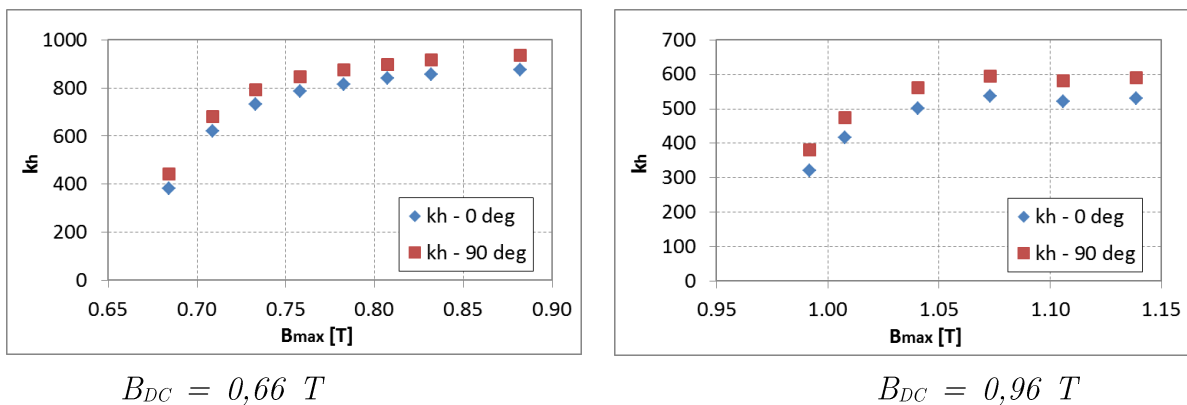


Figure 3.37 Evolution du paramètre  $k_h$  à 400Hz

L'introduction de cette variation dans le modèle de calcul des pertes fer montre, au travers des résultats présentés à la Figure 3.38, que ces dernières sont estimées avec une bonne précision (moins de 7% d'écart), et ce, quelle que soit la formulation ( $\mathbf{A}$  ou  $\Omega$ ) utilisée.

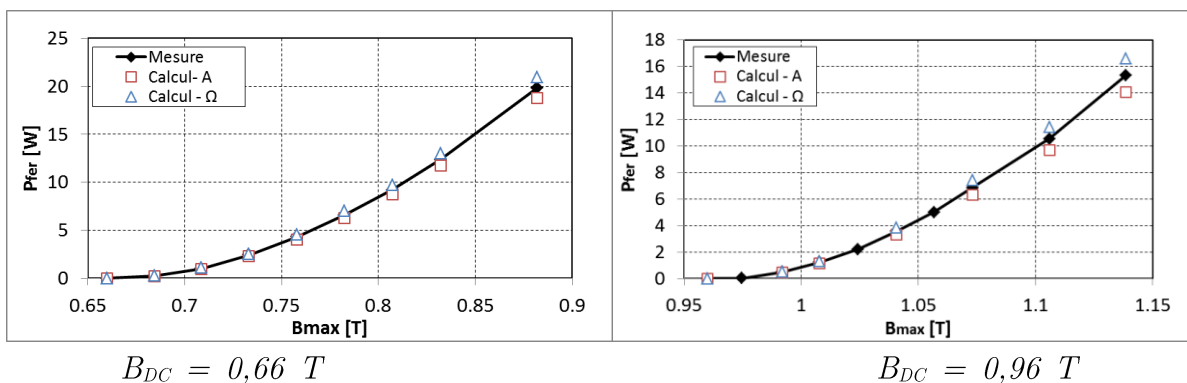


Figure 3.38 Estimation des pertes fer avec  $k_h$  ré-identifié

Dans ce paragraphe, nous avons montré que le modèle des pertes fer, une fois adapté, pouvait estimer ces dernières avec une bonne précision. Il est à noter que le but n'est en aucun cas de développer un modèle mathématique précis des pertes fer mais bien d'adapter celui existant afin que les résultats qui en sont issus soient précis per-

mettant ainsi de quantifier les pertes dues aux courants induits dans les aimants comme introduit à la relation 3.8.

### 3.2.4 Détermination des pertes dans les aimants

Cette partie est dédiée à la validation des pertes par courants induits sur deux nuances d'aimants en terres rares (NdFeB et SmCo) dont les caractéristiques sont résumées dans le Tableau 3.9.

	Br	Hc	Tmax	$\sigma$	$\rho$
	[T]	[kA/m]	[°C]	[MS/m]	[kg/m <sup>3</sup> ]
NdFeB (GSN35)	1,2	920	80	0,7	7500
SmCo (GSS20)	0,9	756	250	1,4	8300

$\sigma$  – conductivité électrique  
 $\rho$  – masse volumique

Tableau 3.9 Caractéristiques des aimants utilisés

Par ailleurs, afin d'appréhender un premier effet de segmentation sur les courants induits, l'étude a été menée sur des aimants entiers et également divisés en deux, comme le montre la Figure 3.39., avec la même épaisseur de 4mm. Etant donné que le néodyme s'oxyde très rapidement, les aimants en NdFeB utilisés sont recouverts par une couche protectrice en résine époxy d'épaisseur 10  $\mu$ m.

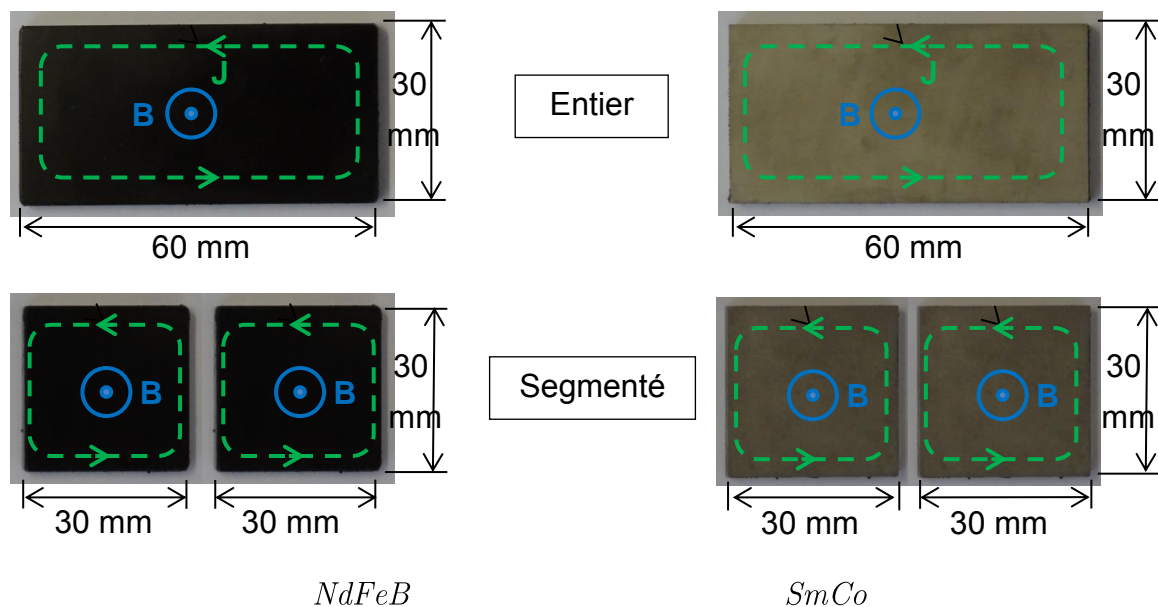


Figure 3.39 Aimants utilisés pour l'estimation des pertes par courants induits

#### 3.2.4.1 Cas d'aimants entiers

Les essais ont été effectués avec une excitation sinusoïdale pour plusieurs niveaux de variation de l'induction dans l'aimant  $\Delta B_a$  (0,1T ; 0,2T et 0,3T) et pour des

fréquences de 50 Hz à 600 Hz (en raison de la limite en tension de la source d'alimentation, la fréquence a été limitée à 400 Hz pour  $\Delta B_a = 0,3T$ ). Un entrefer de 1 mm a été fixé afin d'assurer un point de fonctionnement de l'aimant dans la zone linéaire et donc éviter tout risque de désaimantation par variation du champ magnétique. Les résultats des mesures sont présentés dans le Tableau 3.10 dans le cas de l'aimant NdFeB et dans le Tableau 3.11 pour l'aimant SmCo.

Consigne $\Delta B_a$ [T]	0,1				0,2				0,3			
f [Hz]	50	200	400	600	50	200	400	600	50	200	400	
U [V]	8,5	33	65	98	19	75	150	224	27	105	209	
$I_p$ [A]	0,72				1,56				2,16			
$P_{tot}=P_{Cu}+P_{fer}+P_a$ [W]	<b>0,34</b>	<b>1,07</b>	<b>2,71</b>	<b>5,31</b>	<b>1,78</b>	<b>5,41</b>	<b>15,9</b>	<b>27,4</b>	<b>3,49</b>	<b>10,4</b>	<b>30,7</b>	
$P_{Cu}=R_p I_p^2$ [W]	0,22				1,06				2,1			
$P_{fer}+P_a$ [W]	0,12	0,85	2,49	5,09	0,73	4,36	14,8	26,3	1,46	8,37	28,6	

Tableau 3.10 Résultats des mesures pour l'aimant NdFeB

Consigne $\Delta B_a$ [T]	0,1				0,2				0,3			
f [Hz]	50	200	400	600	50	200	400	600	50	200	400	
U [V]	9,5	37	73	108	21	83	163	239	29,5	116	228	
$I_p$ [A]	0,78				1,71				2,38			
$P_{tot}=P_{Cu}+P_{fer}+P_a$ [W]	<b>0,45</b>	<b>1,86</b>	<b>5,81</b>	<b>10,4</b>	<b>2,17</b>	<b>9,09</b>	<b>27,5</b>	<b>48,1</b>	<b>4,17</b>	<b>17,6</b>	<b>51,9</b>	
$P_{Cu}=R_p I_p^2$ [W]	0,26				1,28				2,47			
$P_{fer}+P_a$ [W]	0,19	1,6	5,55	10,1	0,9	7,81	26,2	46,8	1,71	15,1	49,4	

Tableau 3.11 Résultats des mesures pour l'aimant SmCo

La résistance de la charge est mesurée pour chaque fréquence en utilisant la méthode volt-ampèremétrique. La dernière ligne des deux tableaux donne, pour chaque type d'aimants, l'ensemble pertes fer + pertes dans l'aimant directement à partir du bilan de puissance expérimental.

L'approche numérique est ensuite utilisée pour estimer les pertes fer comme spécifié au paragraphe 3.1.3.1. Ayant introduit un aimant conducteur dans le système d'étude, le calcul numérique est réalisé en magnétodynamique en utilisant les deux formulations en potentiels  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$ . Comme le risque de désaimantation est quasi nul pour les amplitudes de  $\Delta B_a$  utilisées, les aimants sont modélisés avec une courbe  $B(H)$  linéaire. Le noyau magnétique est considéré, quant à lui, comme un milieu non conducteur et non-linéaire.

Une première étape de validation est d'abord effectuée en comparant différentes grandeurs magnétiques et électriques avec l'expérimentation. A titre d'exemple, on montre, sur la Figure 3.40, l'évolution temporelle du courant dans une bobine pour  $f=400$  Hz et  $\Delta B_a=0,2$  T issue des mesures et du calcul.

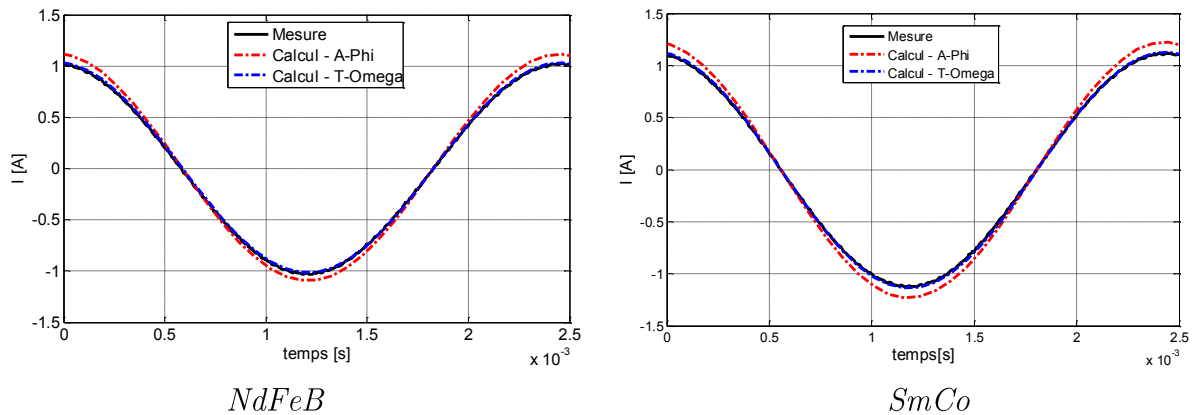


Figure 3.40 Courant dans une bobine pour  $\Delta B_a=0,2T$  à 400 Hz

On note que la précision des calculs est satisfaisante en particulier pour la formulation  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$ , à l'opposé de l'étude précédente, réalisée en magnétostatique, où la formulation  $\mathbf{A}$  était la plus précise. Cette différence est attribuée aux incertitudes introduites par la discrétisation des inconnues. Suivant les formulations utilisées en magnétostatique et magnétodynamique, la solution n'est pas obtenue sur la même entité géométrique (nœuds, arêtes ou facettes). Il n'est donc pas pertinent de comparer les résultats du cas magnétostatique avec ceux du cas magnétodynamique.

La Figure 3.41 montre, dans les mêmes conditions de fréquence et de variation de  $B$ , l'évolution temporelle de l'induction dans les 3 parties de la maquette instrumentées avec trois capteurs de flux (S2, S3, S4 sur la Figure 3.27). Quelle que soit la formulation utilisée, le modèle aboutit à des résultats avec une précision satisfaisante. On note que même si les capteurs S3 (autour de noyau central) et S4 (autour de l'aimant) sont proches l'un de l'autre, la différence entre les amplitudes de l'induction est notable, car l'aimant, qui présente une aimantation intrinsèque s'oppose à la variation du champ démagnétisant.

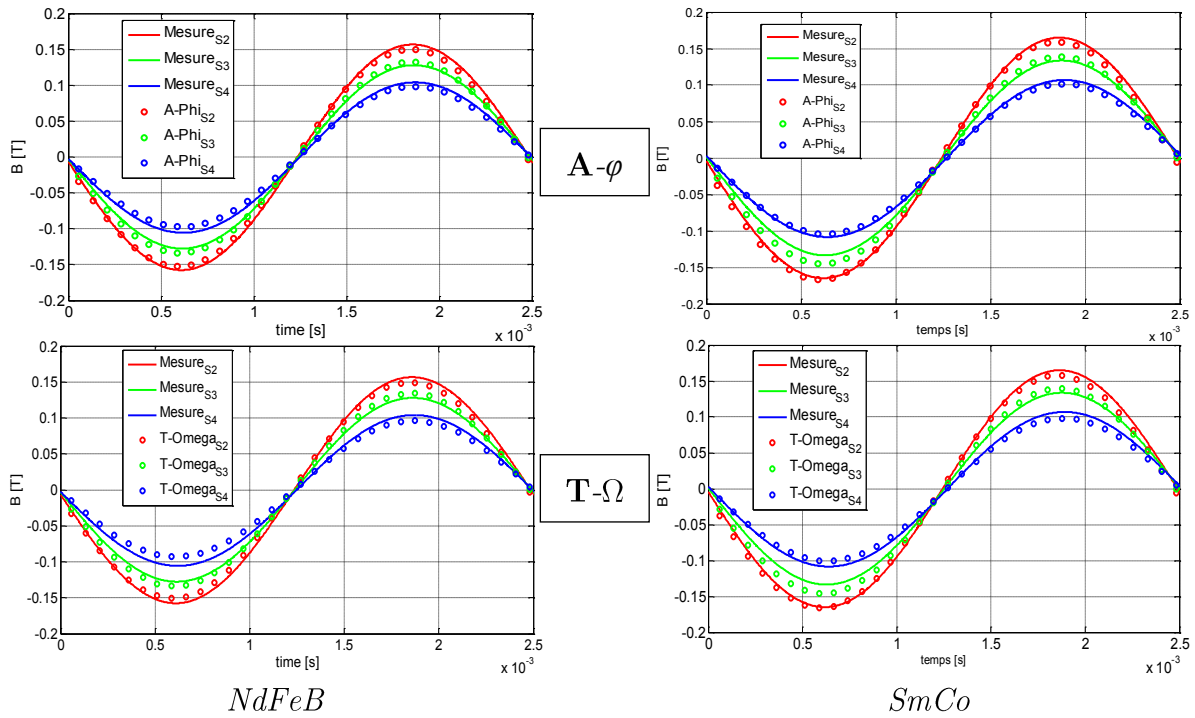


Figure 3.41 Comparaison des inductions mesurées par les capteurs S2, S3 et S4 avec les calculs pour  $\Delta B_a=0,2T$  à  $400Hz$

Ces validations étant effectuées, nous présentons, sur la Figure 3.42 ci-dessous et toujours pour les mêmes conditions, une illustration de la densité des courants induits dans les aimants à un instant donné.

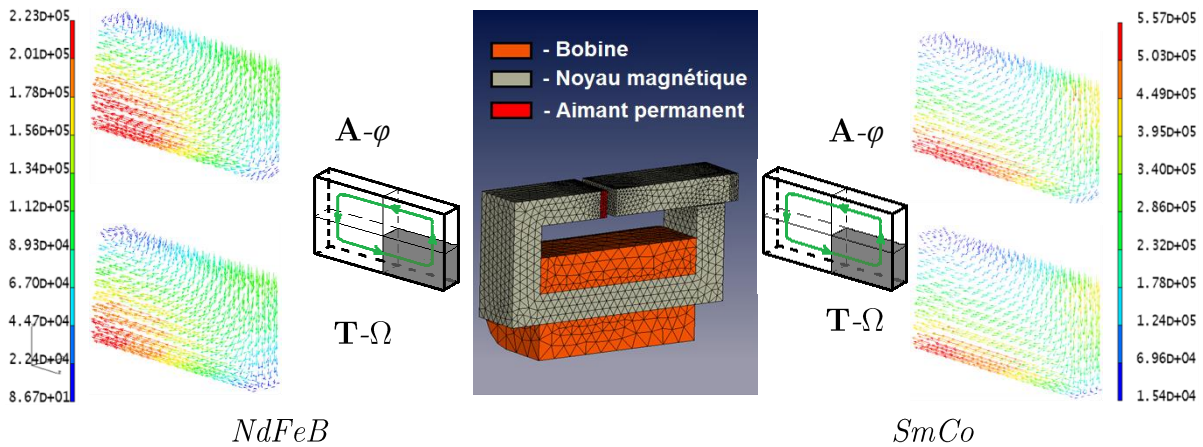


Figure 3.42 Densités des courants induits en  $A/m^2$  pour  $\Delta B_a=0,2T$  à  $400Hz$

Comme escompté, la densité de courants induits est plus élevée dans le cas des aimants SmCo, car ils présentent une conductivité électrique plus importante que l'aimant NdFeB.

Par ailleurs, dans le cas des deux aimants, la densité des courants induits calculée par la formulation  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$  est plus faible. Ceci peut s'expliquer par la méthode de résolution du problème non-linéaire dans l'aimant dans chacune des deux formulations. Ainsi, l'équation de Marrocco (voir relation 2.42) qui est une fonction  $H(B)$  est résolue

directement par la formulation  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$  car cette formulation donne implicitement la distribution de l'induction  $\mathbf{B}$  dans le domaine. En revanche, la formulation  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$  calcule d'abord la distribution du champ magnétique  $\mathbf{H}$  puis une procédure dichotomique est utilisée pour déterminer la bonne valeur de l'induction et ensuite pouvoir résoudre l'équation de Marrocco. Sachant que les courants induits sont proportionnels à l'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , une différence dans le calcul de la variation de l'induction dans l'aimant, entre les deux formulations, introduit également des incertitudes lors du calcul des densités par courants induits dans l'aimant.

A partir de ces densités, les pertes globales dans les aimants  $P_{a-EF}$  sont calculées par l'expression 2.61 aboutissant aux évolutions, en fonction du temps, montrées à la Figure 3.43

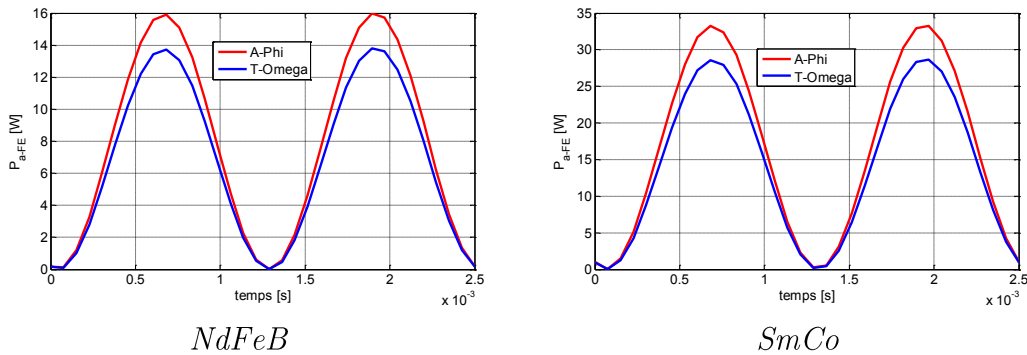


Figure 3.43 Pertes instantanées par courants induits pour  $\Delta B_a=0,2T$  à  $400Hz$

Ces dernières montrent une différence plus notable entre les résultats issus des deux formulations, car les pertes par courants induits sont proportionnelles au carré de l'induction. Les valeurs moyennes de ces pertes  $P_{a-EF}$ , sont comparées aux pertes dans les aimants  $P_a$ , obtenues en utilisant l'approche expérimentale proposée (voir la relation 3.5). Le Tableau 3.12 et le Tableau 3.13 récapitulent les résultats relatifs aux deux aimants étudiés pour la fréquence de  $400Hz$  et différents niveaux pour  $\Delta B_a$ .

		NdFeB					
		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$	
		A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$
$P_{fer-EF}$	[W]	1,21	1,17	6,88	6,73	12,5	12,2
$P_a=P_{tot}-P_{fer-EF}-P_{Cu}$	[W]	1,29	1,31	7,91	8,06	16,1	16,3
$P_{a-EF}$	[W]	1,51	1,3	7,98	6,91	15,5	13,4

Tableau 3.12 Résultats des pertes par courants induits pour l'aimant NdFeB à  $400Hz$



		SmCo					
		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$	
		<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>
$P_{fer-EF}$	[W]	2,11	2,06	11,1	10,9	21,2	20,9
$P_a=P_{tot}-P_{fer-EF}-P_{Cu}$	[W]	3,44	3,49	15,1	15,3	28,2	28,5
$P_{a-EF}$	[W]	3,26	2,81	16,2	14	31,8	27,4

Tableau 3.13 Résultats des pertes par courants induits pour l'aimant SmCo à 400Hz

Les pertes fer calculées dans le noyau par les deux formulations sont très proches. Par conséquent, l'utilisation de l'une ou l'autre des formulations pour déduire les résultats expérimentaux en termes de pertes dans les aimants  $P_a$ , est sans incidence notable. Ceci n'est pas le cas pour le calcul des pertes dans les aimants. En effet, l'écart observé dans la densité des courants induits déterminés par les deux formulations **A- $\varphi$**  et **T- $\Omega$**  aboutit à une différence notable au niveau des pertes dans les aimants. Toutefois, tenant compte des incertitudes introduites par les mesures et les calculs, ces écarts restent tolérables ce qui montre, en fin de compte, une bonne concordance entre les pertes estimées par l'approche proposée et celles issues du calcul par EF.

Afin d'évaluer la contribution de chaque type de pertes, nous présentons la densité de ces dernières dans le Tableau 3.14.

		NdFeB						SmCo					
		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$	
		<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>	<b>A-<math>\varphi</math></b>	<b>T-<math>\Omega</math></b>
<i>Calcul</i>	$P_{fer-EF}$ [W/Kg]	0,24	0,24	1,4	1,36	2,51	2,47	0,43	0,42	2,26	2,21	4,23	4,22
<i>E.F.</i>	$P_{a-EF}$ [W/Kg]	27,9	24,1	148	128	288	249	54,6	47	271	234	532	458
<i>Approche</i>	$P_a$ [W/Kg]	23,9	24,4	147	149	298	302	57,6	58,4	252	256	471	477
<i>proposé</i>	$P_{bob}$ [W/Kg]	0,03		0,14		0,29		0,04		0,17		0,33	

Tableau 3.14 Densités des pertes à 400 Hz

Celui-ci montre que, dans le cas de la maquette de test, la densité de pertes par courants induits dans les aimants est prépondérante par rapport à celles des pertes fer (facteur 100) et des pertes Joule dans les bobines (facteur 1000). Par conséquent, il est fort probable que les pertes dans les aimants conduisent à des points chauds dans ces derniers.

Lors de cette étude, une approche par séparation des pertes qui combine l'expérience avec des calculs par EF a été utilisée afin de quantifier les pertes par courants induits dans les aimants permanents. Les valeurs estimées par cette approche ont été comparées à celles obtenues directement par la méthode EF en 3D avec de résultats satisfaisants, confirmant ainsi que la perte par courants de Foucault dans les aimants

peut être calculée d'une manière appropriée par une analyse en EF 3D. Afin de vérifier la robustesse de l'approche de calcul des pertes dans l'aimant, la même étude a été réalisée pour le cas des aimants segmentés suivant la largeur.

### 3.2.4.2 Cas des aimants segmentés

#### Segmentation suivant la largeur

La même campagne de mesure a été menée dans le cas des aimants segmentés suivant leur largeur (voir Figure 3.39). Les résultats sont consignés dans le Tableau 3.15 dans le cas de l'aimant NdFeB et dans le Tableau 3.16 pour l'aimant SmCo.

Consigne $\Delta B_a$	0,1				0,2				0,3			
f [Hz]	50	200	400	600	50	200	400	600	50	200	400	
U [V]	8,5	34	67,5	101	19,1	76	152	225	26,5	105	208	
$I_p$ [A]	0,71				1,56				2,13			
$P_{\text{tot}}=P_{\text{Cu}}+P_{\text{fer}}+P_a$ [W]	<b>0,34</b>	<b>0,99</b>	<b>2,48</b>	<b>4,48</b>	<b>1,66</b>	<b>4,92</b>	<b>13,08</b>	<b>22,09</b>	<b>3,13</b>	<b>9,17</b>	<b>24,15</b>	
$P_{\text{Cu}}$ [W]	0,22				1,07				2			
$P_{\text{fer}}+P_a$ [W]	0,12	0,77	2,26	4,26	0,59	3,85	12,01	21,02	1,13	7,17	22,15	

Tableau 3.15 Mesures pour l'aimant NdFeB segmenté

Consigne $\Delta B_a$	0,1				0,2				0,3			
f [Hz]	50	200	400	600	50	200	400	600	50	200	400	
U [V]	94	37,5	74	110	21	83,5	166	245	29,5	118	250	
$I_p$ [A]	0,78				1,7				2,37			
$P_{\text{tot}}=P_{\text{Cu}}+P_{\text{fer}}+P_a$ [W]	<b>0,42</b>	<b>1,52</b>	<b>4,22</b>	<b>7,92</b>	<b>2,02</b>	<b>7,4</b>	<b>21,3</b>	<b>37,7</b>	<b>3,87</b>	<b>14,36</b>	<b>40,63</b>	
$P_{\text{Cu}}$ [W]	0,26				1,27				2,5			
$P_{\text{fer}}+P_a$ [W]	0,16	1,26	3,96	7,66	0,75	6,13	20,03	36,43	1,37	11,86	38,13	

Tableau 3.16 Mesures pour l'aimant SmCo segmenté

Une vérification expérimentale préalable a montré que la segmentation des aimants ne modifie pas l'offset de l'induction imposé dans le noyau magnétique. Par conséquent, les mêmes coefficients du modèle de pertes fer ont été utilisés.

Pour le calcul numérique, la segmentation des aimants a été simulée en fixant une condition sur la surface de coupe de type  $\mathbf{J} \cdot \mathbf{n} = 0$ . La comparaison effectuée pour les mêmes conditions de fréquence et de  $\Delta B_o$  aboutit aux mêmes conclusions de bonne précision (Figure 3.44 et Figure 3.45). Il est à noter que les amplitudes des courants et des inductions sont quasi identiques à celles obtenues pour l'aimant entier.

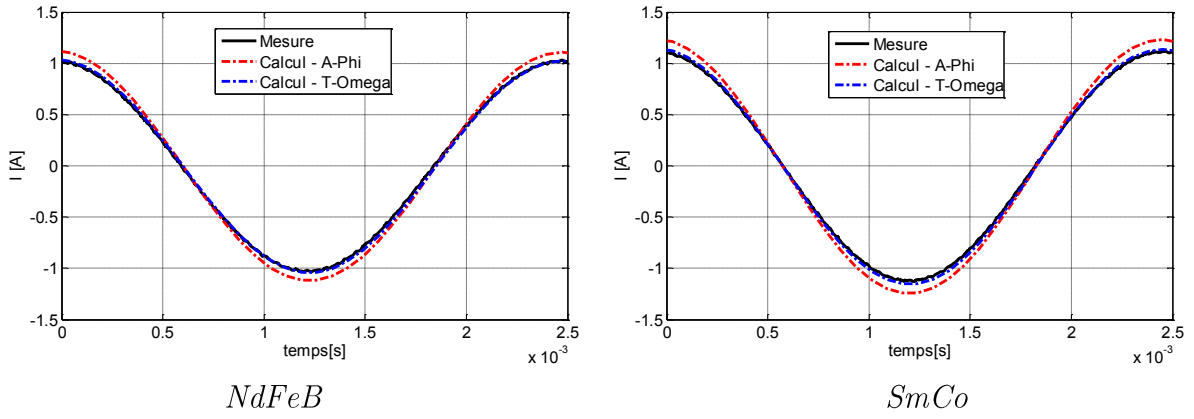


Figure 3.44 Courant d'une bobine pour  $\Delta B_a=0,2T$  à 400 Hz

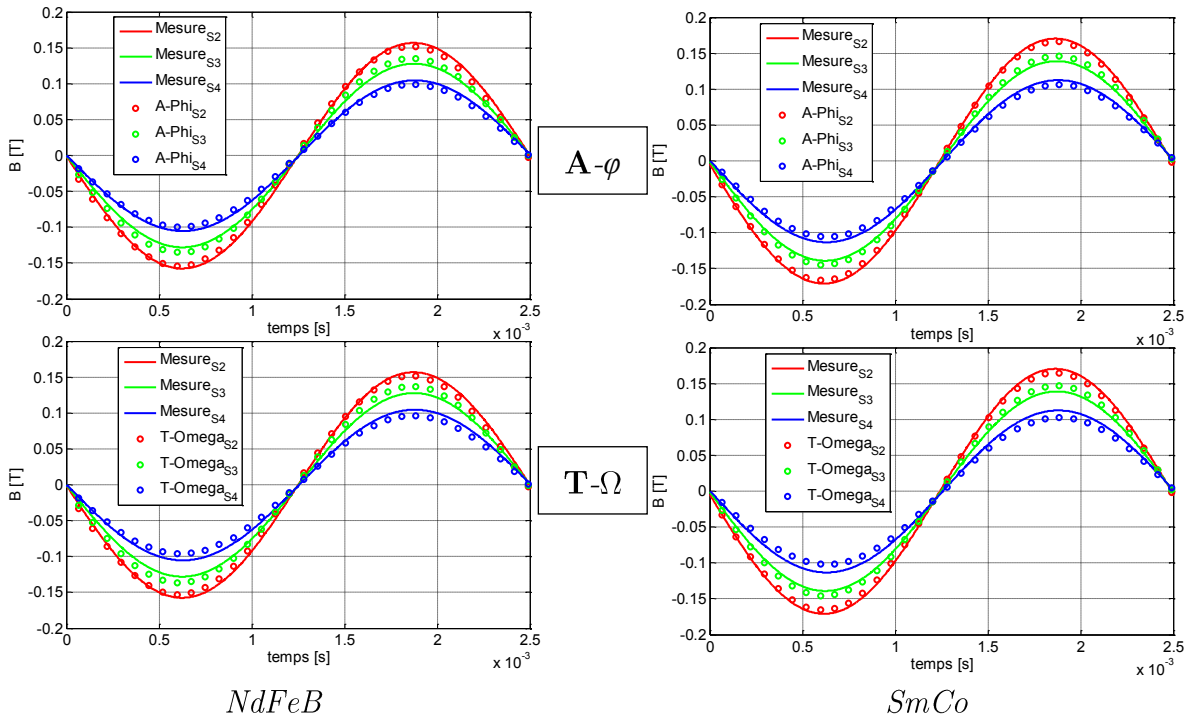


Figure 3.45 Induction captée par S2, S3 et S4 pour  $\Delta B_a=0,2T$  à 400Hz

La densité des courants induits montre alors, comme on pouvait le prévoir, la circulation de ces derniers dans la périphérie de chaque bloc d'aimant (Figure 3.46).

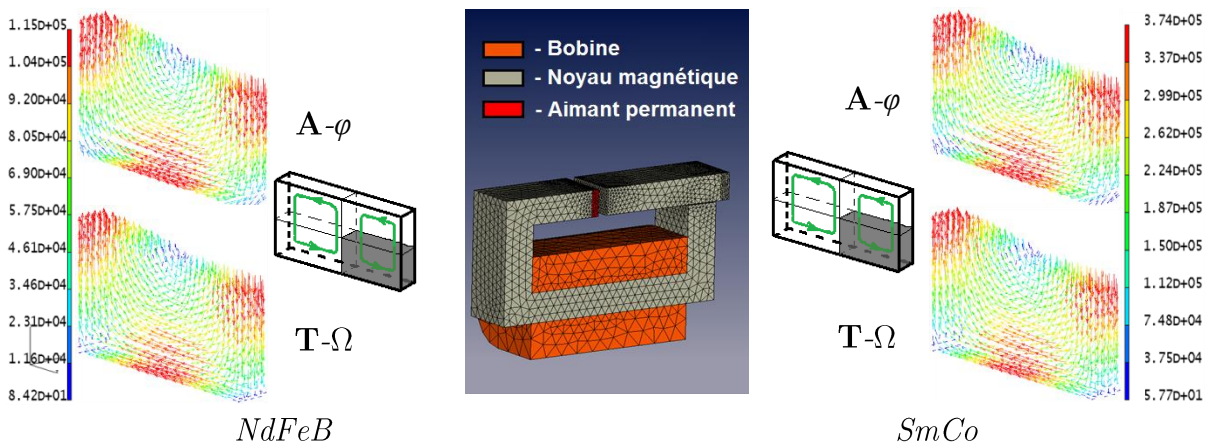


Figure 3.46 Densité des courants induits en  $A/m^2$  pour  $\Delta B_a=0,2T$  à 400Hz

Il est bien connu que la réduction des pertes par courants induits dans les matériaux doux se fait par un empilage des tôles de faibles épaisseurs. De la même manière, la segmentation des aimants permanents a comme effet la réduction de la densité de courants induits pour une fréquence de 400Hz. On observe bien une densité des courants induits plus faible dans le cas des aimants segmentés que dans le cas des aimants entiers.

L'évolution temporelle des pertes globales est similaire au cas de l'aimant entier mais avec une amplitude significativement atténuée (Figure 3.47).

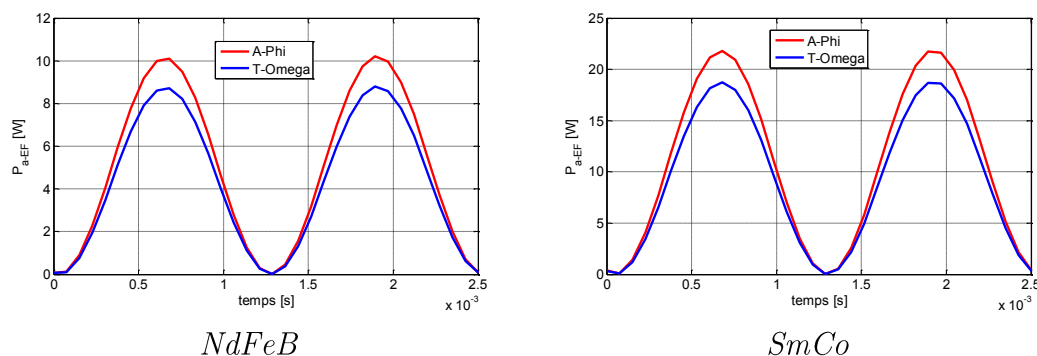


Figure 3.47 Pertes par courants induits instantanées pour  $\Delta B_a=0,2T$  à 400Hz

Ceci a un impact direct sur les valeurs moyennes des pertes calculées dont les comparaisons aux mesures sont reportées dans le Tableau 3.17 et le Tableau 3.18.

		NdFeB					
		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$	
		A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$
$P_{fer-EF}$	[W]	1,32	1,28	7,12	6,99	12,5	12,3
$P_a=P_{tot}-P_{fer-EF}-P_{Cu}$	[W]	0,94	0,97	4,88	5,02	9,7	9,88
$P_{a-EF}$	[W]	0,98	0,84	4,95	4,26	9,26	7,98

Tableau 3.17 Pertes par courants induits pour l'aimant NdFeB à 400Hz

		SmCo					
		$\Delta B_a=0,1T$		$\Delta B_a=0,2T$		$\Delta B_a=0,3T$	
		A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$	A- $\varphi$	T- $\Omega$
$P_{fer-EF}$	[W]	2,2	2,15	11,6	11,3	22,1	21,7
$P_a=P_{tot}-P_{fer-EF}-P_{Cu}$	[W]	1,76	1,81	8,47	8,69	16	16,4
$P_{a-EF}$	[W]	2,11	1,82	10,6	9,14	20,8	17,9

Tableau 3.18 Pertes par courants induits pour l'aimant SmCo à 400Hz

De la même façon que pour les aimants entiers, une bonne concordance est observée entre les deux approches utilisées, et particulièrement dans le cas de l'aimant NdFeB.

### Segmentation suivant la longueur

Dans un but prospectif, nous avons effectué une dernière étude, uniquement par simulation, dans le cas d'aimants segmentés suivant la longueur en modifiant les conditions limites pour la circulation des courants induits. Les résultats, en terme de densité de courants induits, sont présentés à la Figure 3.48.

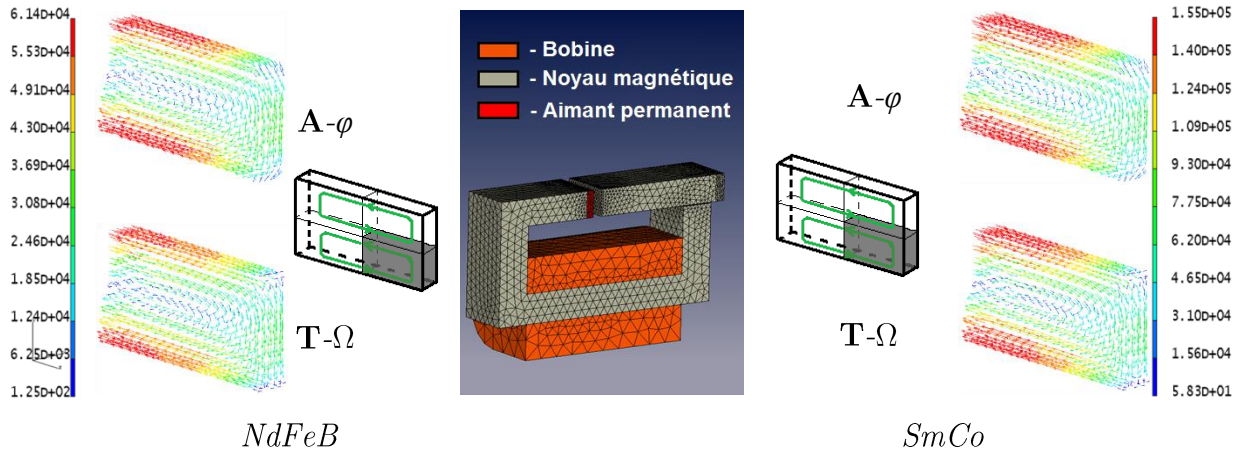


Figure 3.48 Densité des courants en  $A/m^2$  induits pour  $\Delta B_a=0,2T$  à  $400Hz$

Les évolutions temporelles des pertes globales qui s'en déduisent sont montrées sur la Figure 3.49.

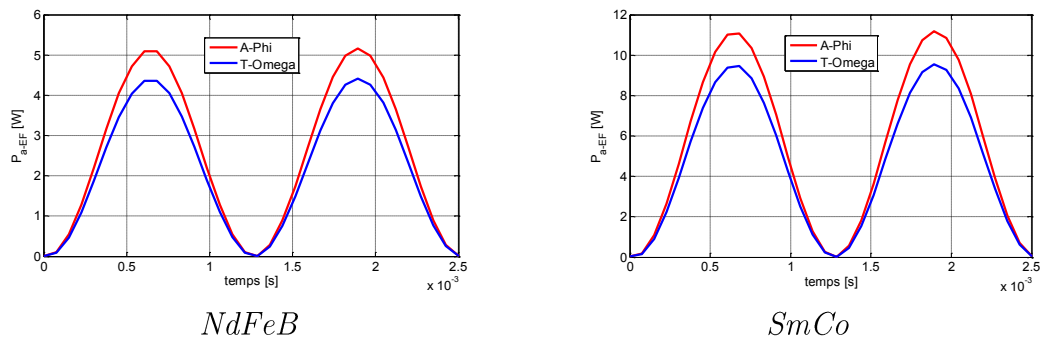


Figure 3.49 Pertes instantanées par courants induits pour  $\Delta B_a=0,2T$  à  $400Hz$

Afin d'avoir une vision plus synthétique des résultats, nous présentons, sur la Figure 3.50, l'évolution des pertes dans les aimants, à  $400Hz$ , pour les 3 niveaux de  $\Delta B_a$  étudiés et pour les deux segmentations investiguées.

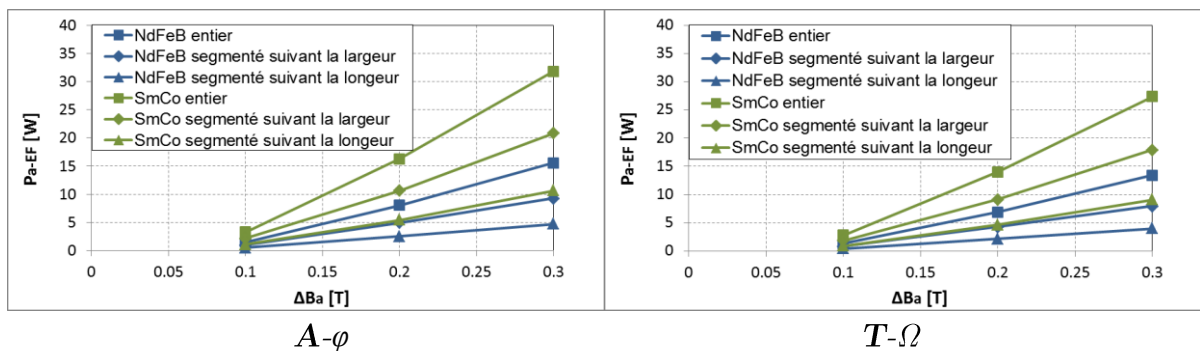


Figure 3.50 Pertes par courants induits en fonction de la segmentation à  $400hz$

Dans le cas étudié à 400 Hz, on constate que la segmentation des aimants conduit à une réduction des pertes par courants induits : 38 % pour le NdFeB et 35 % pour le SmCo dans le cas d'une segmentation suivant la largeur et 70 % pour le NdFeB et 66 % pour le SmCo dans le cas d'une segmentation suivant la longueur.

### 3.3 Validation du modèle de désaimantation des aimants permanents

Les courants induits déterminés dans les aimants par le modèle éléments finis, et validés au travers des essais réalisés dans le paragraphe précédent, vont induire un échauffement qui peut être, conjugué à l'effet du champ démagnétisant, la source d'une désaimantation de ces aimants. Dans la suite, on présente la validation de désaimantation des aimants permanents en fonction de l'effet de la température et de l'effet du champ démagnétisant. Les moyens disponibles ne permettent qu'une validation globale à partir de mesures de l'induction en différents points à la surface de l'aimant. Cela permettra de mettre en évidence la région de l'aimant qui subit une désaimantation.

#### 3.3.1 Conditions de mesure et de calcul

##### 3.3.1.1 Conditions expérimentales

Afin de tester et valider le chaînage magnétothermique et la désaimantation de l'aimant, différents essais et calculs ont été réalisés pour des conditions d'excitation (amplitude, fréquence) et d'entrefer différentes. Dans la suite, nous avons choisi d'illustrer la démarche et présenter les résultats pour une configuration donnée.

Un aimant NdFeB (Tableau 3.9), entier, est placé dans la maquette de validation présentée au paragraphe 3.2.1. Afin de faciliter la désaimantation de l'aimant avec des niveaux de grandeurs électriques, qui peut être assuré par l'alimentation utilisé, son point de fonctionnement est ramené à une induction plus faible ( $\sim 0,5$  T) en fixant l'entrefer à 5 mm à l'aide de cales en Teflon de 1 mm d'épaisseur (voir Figure 3.51). L'aimant est ensuite soumis à un champ alternatif et les mesures sont effectuées à température ambiante.

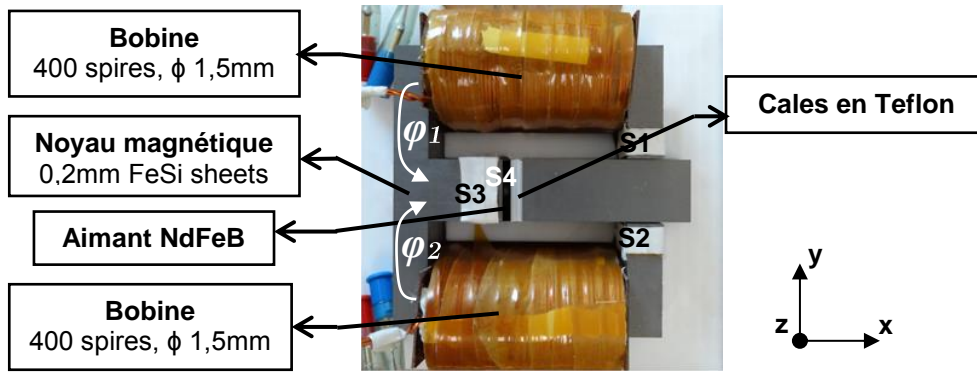


Figure 3.51 Maquette expérimentale

Afin de relever l'induction à la surface de l'aimant, 4 sondes à effet Hall ont été disposées dans l'entrefer (H1 à H4) et dont les positions sont illustrées sur la Figure 3.52.

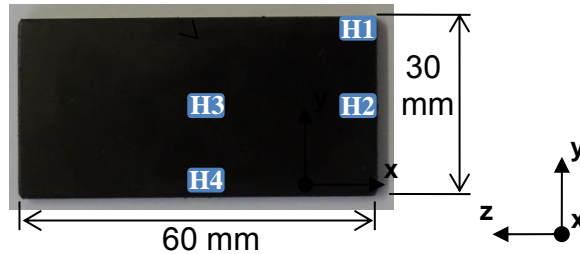


Figure 3.52 Emplacement des sondes Hall sur la surface de l'aimant

Par ailleurs, pour s'assurer d'une mesure de la température de l'aimant aussi précise que possible, deux thermocouples (T1 et T2) ont été positionnés sur la surface extérieure de l'aimant comme illustré sur la Figure 3.53 et un troisième thermocouple T3 est dédié à la mesure de la température ambiante.

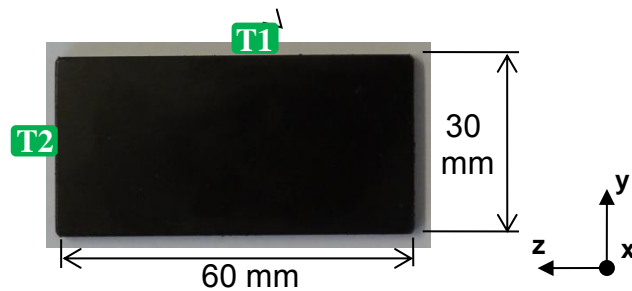


Figure 3.53 Emplacement des thermocouples sur la surface de l'aimant

Le dispositif utilisé pour enregistrer les mesures à partir des sondes à effet Hall et des thermocouples est présenté dans l'Annexe 6.

### 3.3.1.2 Paramètres du calcul électromagnétique

La maquette a été modélisée en utilisant le même maillage 3D que pour le calcul des pertes par courants induits (voir Figure 3.27). Un calcul magnétodynamique est

réalisé dans le cas des deux formulations, Afin de dépasser le régime transitoire numérique ceci a été effectué pour 3 périodes électriques.

Le fait de fixer l'entrefer à 5 mm a pour effet une augmentation importante de la reluctance magnétique du système et donc une diminution du niveau moyen de l'induction dans les matériaux magnétiques. Sous l'hypothèse de l'absence de saturation du noyau magnétique, ce dernier a été supposé linéaire. Ainsi comme le matériau utilisé présente une anisotropie non négligeable nous avons imposé une perméabilité relative de 10000 dans les parties horizontales de la géométrie et de 4000 pour les parties verticales (voir Figure 3.54). De plus, le matériau est considéré non-conducteur car, étant feuilleté, l'influence des courants induits dans les tôles magnétiques peut être négligée au regard des fréquences mises en jeu. Le calcul des pertes fer en post-traitement permet toutefois d'avoir un bilan de puissance correct. L'aimant permanent est, quant à lui, considéré comme un milieu non linéaire et conducteur (0,7 MS/m).

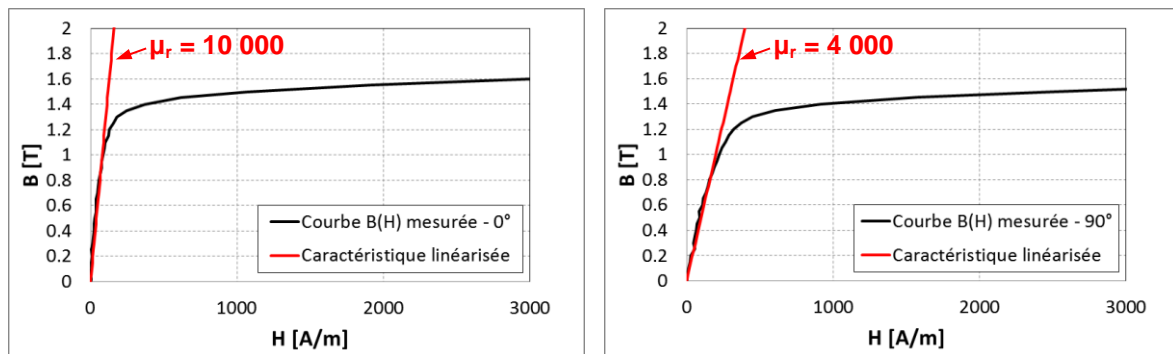


Figure 3.54 Caractéristiques  $B(H)$  linéaires utilisées pour le noyau magnétique

Une simulation préalable nous a permis de vérifier l'absence de saturation du noyau magnétique avec la même excitation que celle utilisée lors des essais. Les évolutions temporelles de l'induction magnétique dans le noyau magnétique, obtenues par les spires exploratrices dans les parties latérale (S2) et centrale (S3), sont présentées à la Figure 3.55.

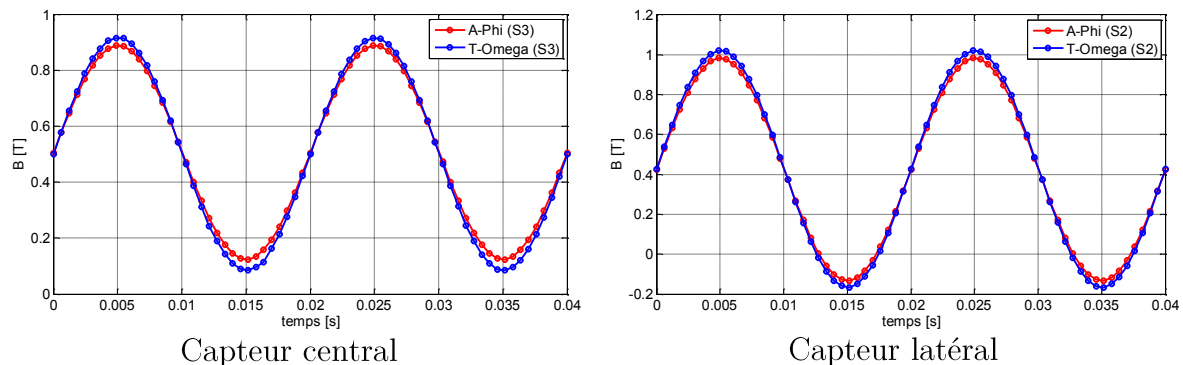


Figure 3.55 L'induction magnétique calculée dans le noyau magnétique



Les valeurs maximales sont inférieures ou égales à 1 T et sont donc dans la zone linéaire de la courbe  $B(H)$  quelle que soit la direction considérée dans les tôles.

Comme explicité au chapitre 2, le modèle de l'aimant est implémenté à l'aide de l'équation de Marrocco pour une gamme de température de 25 °C à 180 °C (traits en pointillé sur la Figure 3.56). Dans un but illustratif, les courbes de recul sont également tracées dans le cas de la courbe  $B(H)$  à 180 °C.

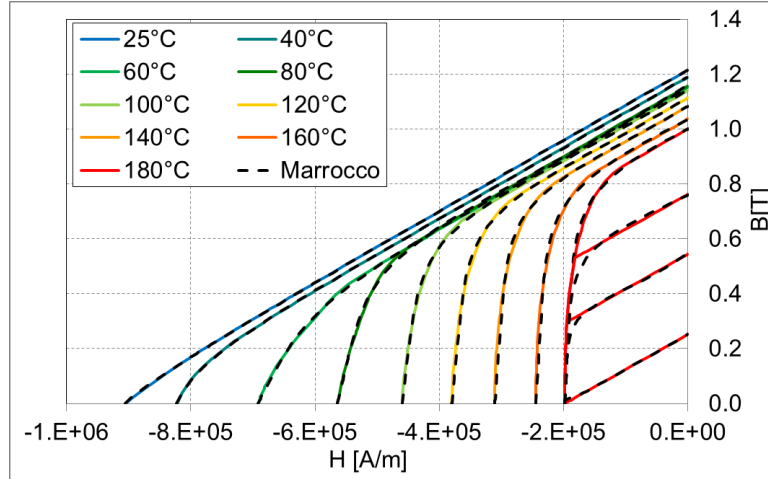


Figure 3.56 Les courbes de désaimantation et de recul du NdFeB

Dans le modèle de désaimantation proposé, les coefficients  $\alpha$ ,  $\varepsilon$  et  $H_c$  sont identifiés en fonction de la température. On observe, pour ces coefficients, une évolution en fonction de la température  $f(T)$  de nature polynomiale telle que décrite par l'équation 3.22. Les paramètres  $c$ ,  $\tau$ ,  $B_r$  dépendent quant à eux de l'induction au niveau du coude  $B_k$ . Cette dépendance est décrite par une fonction  $f(B_k(T))$  (Cf. équation 3.23), où  $B_k(T)$  est une fonction linéaire de la température.

$$f(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 \quad 3.22$$

$$f(B_k(T)) = b_0 + b_1B_k(T) + b_2B_k^2(T) + b_3B_k^3(T) \quad 3.23$$

Les coefficients des polynômes identifiés, à partir de la mesure, pour  $\alpha$ ,  $\varepsilon$  et  $H_c$  sont donnés au Tableau 3.19. Dans le cas des coefficients  $c$ ,  $\tau$ ,  $B_r$ , les surfaces de réponse, en fonction de  $B_k$  et de  $T$ , ont été identifiées à partir de la mesure également (voir Figure 3.57).

	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$
$\alpha(T)$	$-4,7 \times 10^{-1}$	$5,9 \times 10^{-2}$	$5,9 \times 10^{-5}$	$-5,9 \times 10^{-7}$
$\varepsilon(T)$	$3,4 \times 10^{-1}$	$-3,4 \times 10^{-4}$	$-3,8 \times 10^{-5}$	$1,7 \times 10^{-7}$
$H_c(T)$	$1,1 \times 10^6$	$-7,7 \times 10^3$	$1,2 \times 10^1$	$1,5 \times 10^{-2}$

Tableau 3.19 Les coefficients polynomiaux utilisés

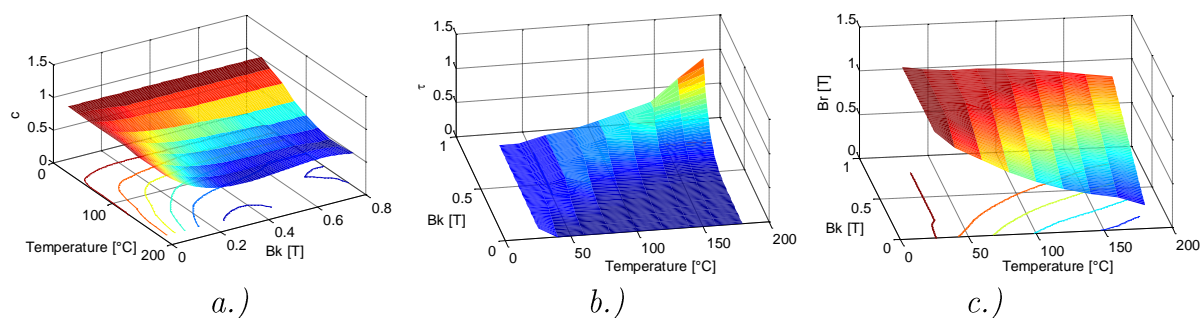


Figure 3.57 Surfaces de réponse pour : a.)  $c$  ; b.)  $\tau$  ; c.)  $B_r$

### 3.3.1.3 Paramètres du calcul thermique

Dans le cas du modèle thermique, la maquette est entourée d'une boîte d'air (de 0,5 x 0,5 x 0,5 m) avec une température ambiante constante imposée sur ses surfaces extérieures. Par ailleurs, en utilisant les conditions de symétrie du système, un flux thermique nul est imposé sur les plans de symétrie. Enfin, sur toutes les faces de la maquette, un coefficient d'échange thermique de 20 W/m<sup>2</sup>K, qui correspond à une convection naturelle, est imposé. Il faut noter que, pour un calcul thermique très précis, une identification d'un coefficient d'échange thermique indépendant pour chaque surface de la maquette doit être effectuée, ce qui demande un certain savoir-faire avec des moyens de mesures adaptés.

La résolution du problème thermique est effectuée en régime statique. Par conséquent, dans l'équation 2.46, qui donne l'évolution de la température à l'intérieur d'un matériau, la masse volumique  $\rho$  avec la capacité thermique  $C_p$  peuvent être négligées car ces termes influent uniquement sur l'évolution de la température en fonction du temps.

Les valeurs utilisées lors du calcul thermique pour les différents matériaux sont consignées dans le Tableau 3.20.

Matériaux	Conductivité thermique		
	W/(mK)		
Direction	X	Y	Z
Tôles	25	25	10
Bobines	266	0,9	266
NdFeB	6,4	6,4	6,4
Téflon	0,25	0,25	0,25
Air	0,02	0,02	0,02

Tableau 3.20 Valeurs des conductivités thermique utilisées [15], [57], [74]–[76]

L'aimant NdFeB, le Teflon et l'air sont considérés isotropes. Dans le cas des tôles et des bobines, la conductivité thermique diffère selon la direction du transfert de la chaleur. Dans le cas du noyau magnétique qui est constitué d'un empilement de tôles, la conductivité thermique utilisée suivant le plan des tôles est celle des matériaux FeSi [74]. En ce qui concerne la conductivité suivant l'axe perpendiculaire aux tôles, une conductivité thermique équivalente est utilisée car les tôles sont recouvertes d'émail qui présente une conductivité moins importante [57]. Dans le cas du bobinage, la conductivité de plusieurs milieux doit être prise en compte : cuivre, émail et air. Ainsi, suivant la direction de bobinage, la conductivité prise en compte est celle du cuivre. Dans le cas des directions perpendiculaires, on a utilisé une conductivité équivalente proportionnelle au facteur de remplissage [15].

Dans le paragraphe 3.2, le bilan des différentes pertes dans la maquette montre que la densité massique des pertes fer dans le noyau magnétique est très faible par rapport aux pertes dans l'aimant permanent. Par conséquent, et afin de simplifier le calcul, l'influence des pertes fer sur l'augmentation de la température a été négligée.

Dans la suite, deux cas ont été envisagés pour valider le modèle de désaimantation. Dans le premier, le fonctionnement de l'aimant est tel qu'il n'y a pas de perte d'aimantation et, dans le second cas, la perte d'aimantation est recherchée et le modèle proposé exploité. Afin de mettre en exergue l'intérêt de ce dernier, les résultats issus des deux configurations sont comparés aux mesures.

### 3.3.2 Essai et calcul sans perte d'aimantation

Dans ce cas, un courant de 3,5 A est fixé avec une fréquence de l'alimentation limitée à 50 Hz pour ne pas atteindre une température qui induirait une perte d'aimantation. Une température ambiante de 24 °C, relevée lors de la mesure, est imposée.

Dans le cas des deux formulations, le critère d'arrêt du chaînage (voir relation 2.57) est atteint après 3 boucles magnétothermiques. Le temps de calcul par chaînage magnétothermique pour la formulation  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$  est de, respectivement, 8h et 10h sachant que le temps de calcul du problème thermique en régime statique est d'environ 20 secondes.

Dans un premier temps, on compare les résultats simulés et mesurés relatifs à la variation de l'induction moyenne dans l'aimant (capteur S4). La Figure 3.58 montre que les résultats du calcul sont proches de la mesure, en particulier pour la formulation  $\mathbf{T}-\Omega$ , qui présente une variation légèrement plus importante que la formulation  $\mathbf{A}-\varphi$ .

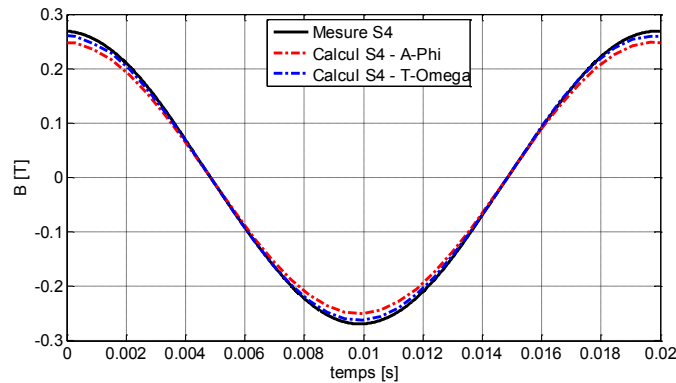


Figure 3.58 Variation moyenne de l'induction de l'aimant

Ensuite, les évolutions de l'induction mesurées par les sondes à effet Hall placées dans l'entrefer sont présentées sur la Figure 3.59.

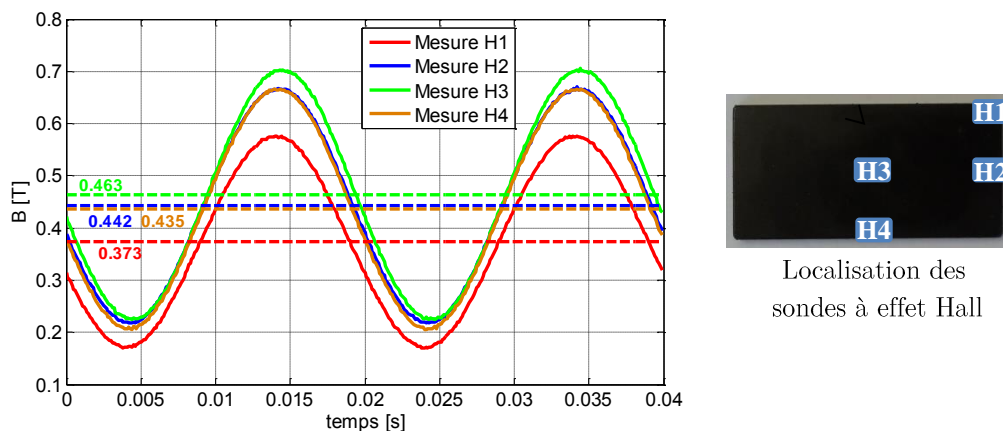


Figure 3.59 Mesure de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 50 Hz

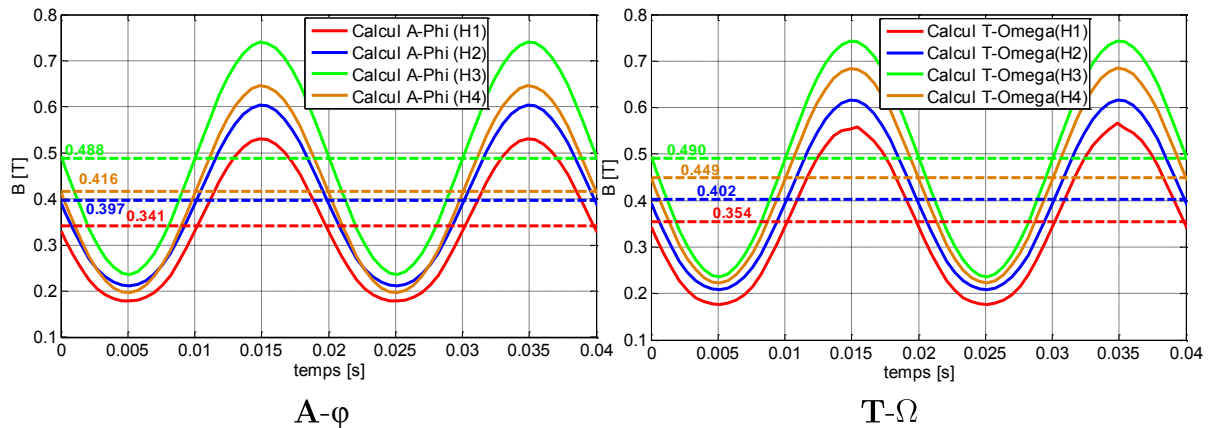


Figure 3.60 Calcul de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 50 Hz

Comme on pouvait le prédire, le capteur H3 au milieu de l'aimant indique le niveau d'induction moyenne le plus élevé alors que ceux placés sur la périphérie relient des valeurs plus faibles. La valeur du capteur H1, qui est la plus faible, est attribuée aux fuites du flux magnétique qui apparaissent sur la périphérie de l'aimant. Cette tendance est observée également dans les résultats des calculs issus des deux formulations (voir Figure 3.60) avec des moyennes locales plus élevées et, notamment, des dif-

férences au niveau de l'induction moyenne dans les différentes zones. Cela est dû à la méthode intrinsèque de résolution du problème par les deux formulations, car en fonction de la formulation la solution de l'induction magnétique est calculée sur des entités géométriques différentes (nœuds, arrêts, éléments) ce qui induit des différences locales.

Le Tableau 3.21 récapitule les niveaux d'induction à la surface de l'aimant obtenus par la mesure et les calculs.

Sondes Hall	Valeur moyenne de l'induction [T]			
	H1	H2	H3	H4
Mesure	0,373	0,442	0,463	0,435
<b>A-<math>\varphi</math></b>	0,341	0,397	0,488	0,416
<b>T-<math>\Omega</math></b>	0,354	0,402	0,490	0,449

Tableau 3.21 Niveaux d'induction à la surface de l'aimant

La différence entre les mesures et les calculs peut, quant à elle, être attribuée à plusieurs facteurs expérimentaux tels l'incertitude sur l'entrefer fixé et la précision de positionnement des capteurs. A cela s'ajoutent bien entendu les erreurs de mesure et/ou numériques. Même si une différence non négligeable existe entre les mesures et les calculs les résultats sont satisfaisants, car on observe dans les deux cas (mesures et calculs) la même tendance c'est à dire une valeur d'induction plus grande dans l'intérieur de l'aimant par rapport à l'extérieur de l'aimant.

On notera que, pour le calcul thermique, en plus de la densité de pertes dans l'aimant issue du calcul électromagnétique et illustrée sur la Figure 3.61, on fixe aussi le terme source thermique dans la bobine. Celui-ci est calculé à partir du courant qui traverse une bobine ainsi que son volume, donnant ainsi une densité de  $0,3 \times 10^5$  W/m<sup>3</sup>.

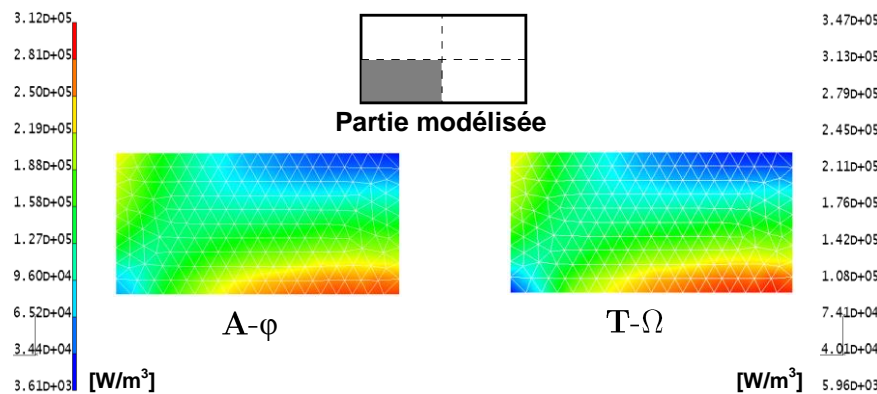
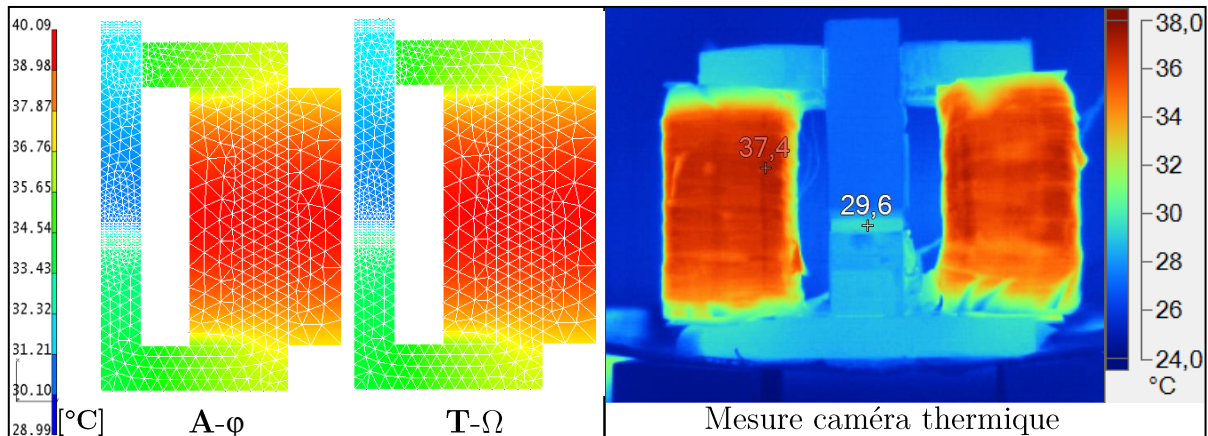


Figure 3.61 Densité de pertes par courants induits dans 1/4 de l'aimant

La distribution de ces pertes est similaire pour les deux formulations avec une forte concentration sur les bords due à l'effet de peau des courants induits. La formula-

tion  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$  estime des pertes dans l'aimant légèrement plus importantes que celles issues de la formulation  $\mathbf{A}\text{-}\varphi$ .

Nous présentons sur la Figure 3.62 (a) la température obtenue à l'issue du calcul magnétothermique dans le cas des deux formulations. Ces résultats sont comparés à la carte de température mesurée avec une caméra thermique de type Fluke Ti32 (voir Figure 3.62 (b)). Les détails de la configuration de la caméra thermique sont présentés dans l'Annexe 7.



a.)

b.)

Figure 3.62 Champ de température dans la maquette : a.) calculée ; b.) mesurée

Les résultats issus de la mesure et du calcul montrent que, dans ce cas de figure, l'augmentation de la température dans la maquette est essentiellement due aux pertes Joule dans les bobines. La carte de température est similaire entre les calculs et la mesure avec une température plus élevée dans les bobines.

De façon plus locale, on donne sur la Figure 3.63 les températures relevées expérimentalement avec les thermocouples T1, T2 et T3.

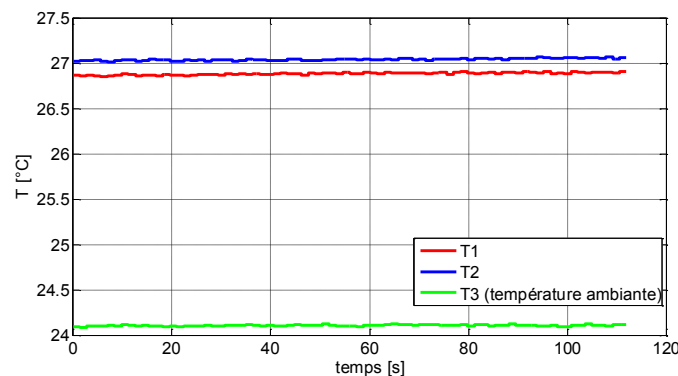


Figure 3.63 Températures mesurées par les thermocouples

La température de l'aimant (T1 et T2) est d'environ 27 °C, valeur proche de la température relevée par la caméra thermique. Dans le cas du calcul numérique, des valeurs du même ordre de grandeur sont trouvées et illustrées sur la Figure 3.64.

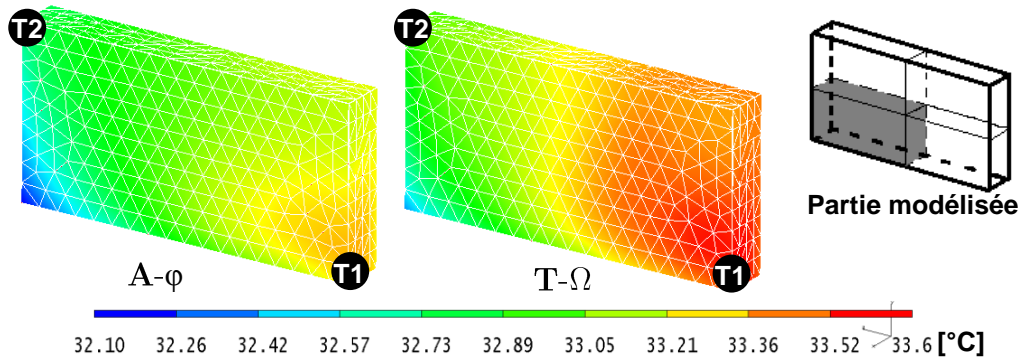


Figure 3.64 Température calculé dans un quart de l'aimant

Malgré la différence entre les deux formulations concernant l'estimation de pertes par courants induits nous obtenons, dans les deux formulations, une température relativement homogène avec une valeur moyenne de  $33^{\circ}\text{C}$ . Cette température représente une valeur correcte par rapport à la mesure ( $29,6^{\circ}\text{C}$  donnée par la caméra thermique et  $27^{\circ}\text{C}$  par les thermocouples) compte tenu des hypothèses utilisées lors du calcul thermique.

Afin d'appréhender le comportement magnétique local de l'aimant, on utilise les résultats obtenus par le modèle numérique. Ainsi, on présente, sur la Figure 3.65, la carte de l'induction rémanente de l'aimant et, à la Figure 3.66, les points de fonctionnement des éléments E1 et E2.

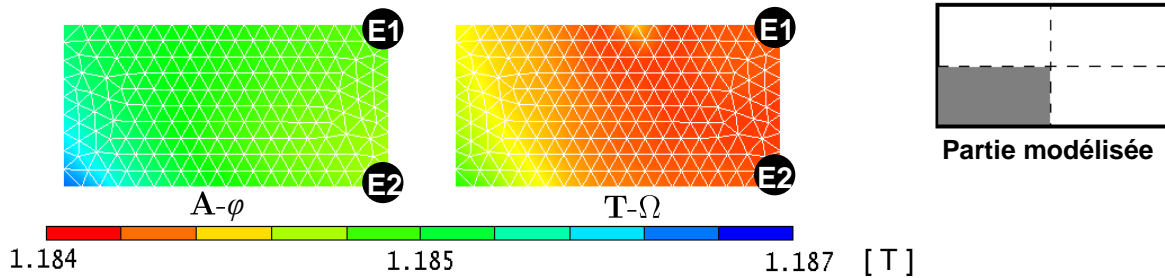


Figure 3.65 Perte d'induction rémanente dans l'aimant

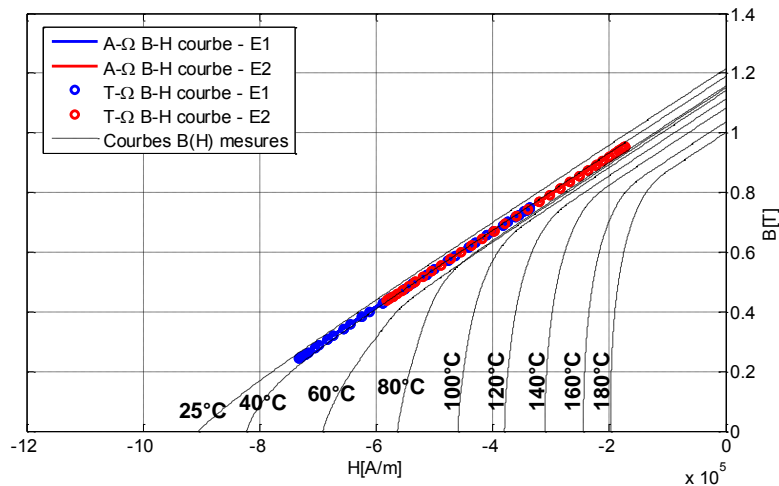


Figure 3.66 Points de fonctionnement des éléments E1 et E2

Les deux formulations donnent des résultats similaires. Comme escompté, la Figure 3.65 montre une faible perte d'aimantation et relativement homogène (la valeur de  $B_r$  chute de 1,21T à 1,18T) due à la légère augmentation de la température. Le point de fonctionnement des deux éléments les plus impactés est toujours au-dessus du coude, ce qui implique une perte d'aimantation réversible, ainsi une fois l'aimant refroidi, son induction rémanente retournera à 1,21T.

### 3.3.3 Essai et calcul avec perte d'aimantation partielle

Afin d'étudier ce cas, le protocole expérimental du paragraphe précédent est repris à l'identique en modifiant uniquement la fréquence de l'alimentation qui passe à 200Hz.

Le même modèle magnétothermique est évidemment utilisé avec une température constante de 28 °C imposée sur les surfaces de la boîte d'air du maillage. Cette température correspond à l'ambiante relevée lors des mesures. La condition d'arrêt est atteinte après 4 itérations pour la formulation  $\mathbf{A}-\varphi$ , et après 3 itérations pour la formulation  $\mathbf{T}-\Omega$ . Les temps de calcul par itération magnétothermique pour la formulation  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$  sont de, respectivement, 8h et 9h.

Dans un premier temps, les grandeurs globales obtenues à partir du modèle numérique sont comparées à celles issues de l'expérience. La Figure 3.67 donne la variation de l'induction au niveau de l'aimant (capteur S4) avec toujours une meilleure estimation donnée par la formulation  $\mathbf{T}-\Omega$ . A noter que l'amplitude d'excitation à laquelle l'aimant est soumis est la même que celle de l'essai sans désaimantation ( $\Delta B=0,52$  T).

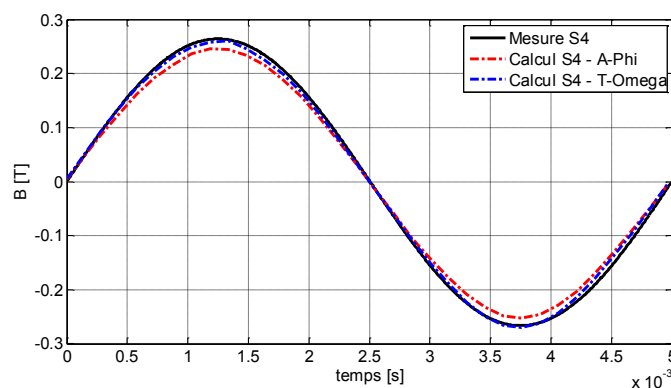


Figure 3.67 Variation moyenne de l'induction dans l'aimant

Sur la Figure 3.68, les niveaux d'induction mesurés par les 4 sondes à effet Hall dans l'entrefer sont présentés et comparés. La Figure 3.69 donne les formes d'ondes de l'induction calculée, pour les deux formulations, aux mêmes points que la mesure.



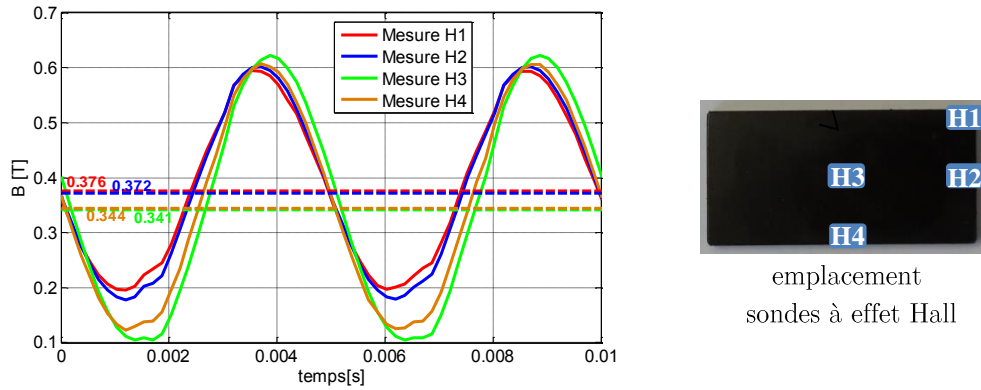


Figure 3.68 Mesure de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 200 Hz

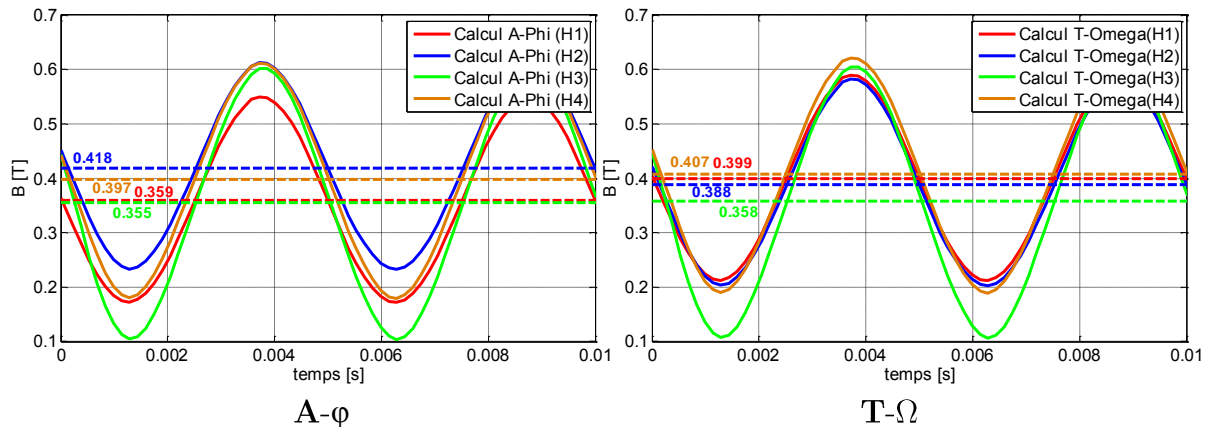


Figure 3.69 Calcul de l'induction dans l'entrefer pour 3,5A à 200 Hz

Par rapport au cas précédent, l'induction moyenne au centre de l'aimant (capteur  $H3$ ) est plus faible que sur les bords, indiquant ainsi une désaimantation de 25% dans cette zone sauf dans le cas du capteur  $H4$  qui donne une valeur moyenne similaire à celle du capteur  $H3$ . Cette incohérence peut être expliquée par une imprécision du positionnement du capteur  $H4$ .

Hormis la différence persistante entre l'induction moyenne dans les différents endroits obtenue par les deux formulations, les résultats des calculs numériques ainsi que les mesures montrent que le centre de l'aimant présente une induction moyenne plus faible que sur les bords de l'aimant, ce qui est synonyme d'une perte d'aimantation.

Les valeurs moyennes des inductions mesurées et calculées sont regroupées dans le Tableau 3.22.

Sondes Hall	Valeur moyenne de l'induction [T]			
	H1	H2	H3	H4
Mesure	0,376	0,372	0,341	0,344
$A-\varphi$	0,359	0,418	0,355	0,397
$T-\Omega$	0,399	0,388	0,358	0,407

Tableau 3.22 Valeurs moyennes de l'induction dans l'entrefer

La densité des pertes par courants induits dans les aimants, est présentée à la Figure 3.70 pour les deux formulations. La formulation  $\mathbf{T}\text{-}\Omega$  estime toujours des pertes légèrement plus importantes dans l'aimant.

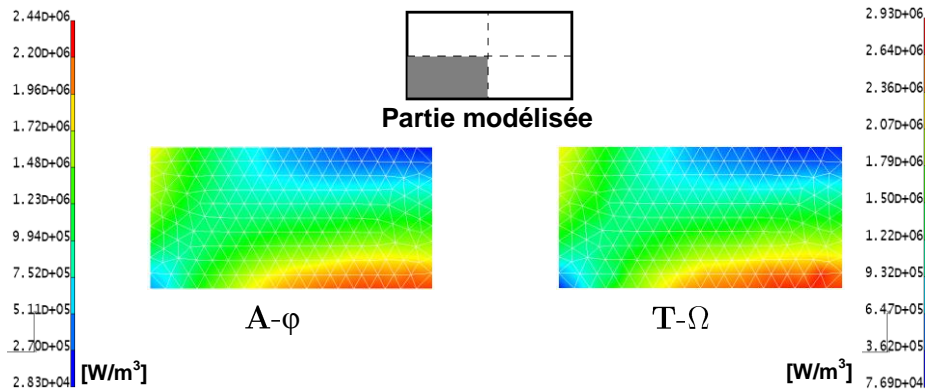
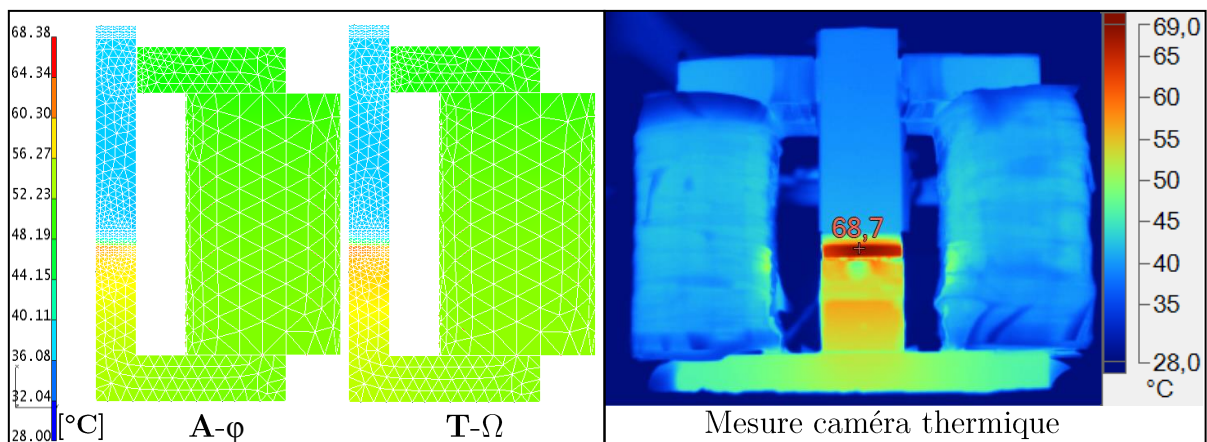


Figure 3.70 Densité des pertes par courants induits dans 1/4 de l'aimant

La carte de température en régime permanent obtenue par le calcul magnéto-thermique est présentée sur la Figure 3.71 (a) pour les deux formulations et comparée à celle mesurée avec la caméra thermique (Figure 3.71 (b)). La configuration de la caméra thermique pour cet essai est similaire à celle de l'essai précédent (Annexe 7).



a.)

b.)

Figure 3.71 Carte de température dans la maquette : a.) calcul ; b.) mesure

Comme le montrent les résultats, relativement concordants, la température de l'aimant est nettement plus élevée qu'ailleurs dans la maquette. Par ailleurs, on distingue bien la diffusion de la chaleur du côté où l'aimant est en contact direct avec le noyau magnétique.

Les températures données par les thermocouples placés sur la surface de l'aimant (T1 et T2) et la température ambiante (T3) sont tracées sur la Figure 3.72.

Une bonne concordance est observée entre la température mesurée par la caméra thermique ( $68,7^{\circ}\text{C}$ ) et celles mesurées par les thermocouples T1 ( $73^{\circ}\text{C}$ ) et T2 ( $69^{\circ}\text{C}$ ).

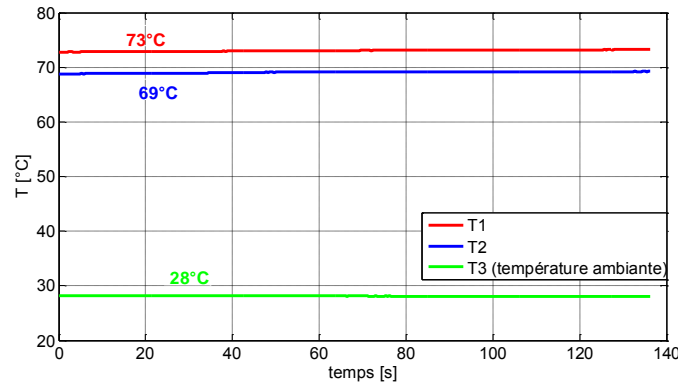


Figure 3.72 Températures mesurées avec les thermocouples

D'un point de vue numérique, la carte de température dans l'aimant est donnée sur la Figure 3.73.

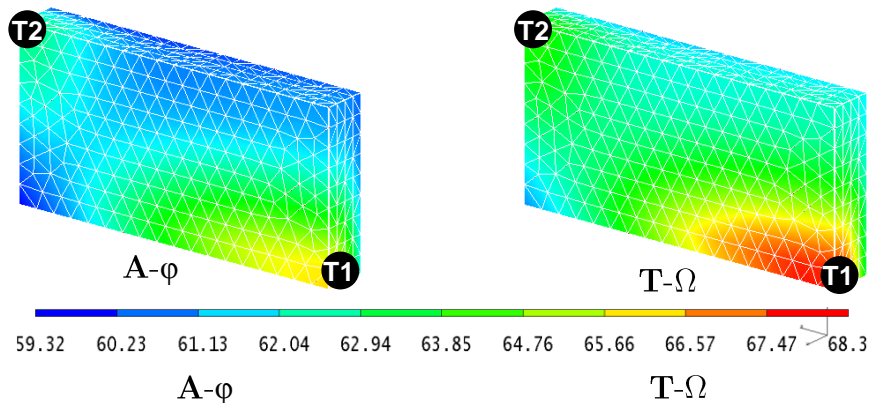


Figure 3.73 Température calculée dans un quart de l'aimant

La température obtenue par le calcul numérique est sensiblement plus faible dans les conditions d'excitation considérées. Par ailleurs, la répartition de la température est inhomogène. Ainsi, au centre de l'aimant, la température est d'environ  $62^{\circ}\text{C}$  alors que sur le bord extérieur celle-ci atteint  $68^{\circ}\text{C}$  à cause de densité de courants induits plus importante. Ce gradient de température est vérifié par la mesure des deux thermocouples (T1 et T2). Toutefois, la température calculée est sous-estimée d'environ  $5^{\circ}\text{C}$ , ce qui représente une erreur acceptable de 7 %.

D'un point de vue perte d'aimantation, suite à la combinaison du champ démagnétisant et de la température, le modèle numérique nous permet d'analyser plus finement le comportement local (Figure 3.74).

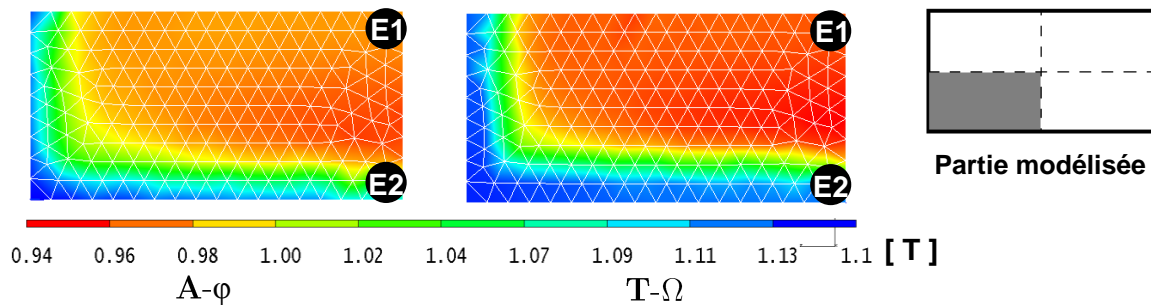


Figure 3.74 Perte d'induction rémanente dans 1/4 de l'aimant

Comme l'ont déjà montré les mesures par les sondes à effets Hall, l'intérieur de l'aimant subit une perte d'aimantation conséquente. Les points de fonctionnement correspondant aux éléments  $E1$  et  $E2$  sont tracés sur la Figure 3.75 pour les dernières périodes du calcul électromagnétique et qui correspondent à la dernière itération magnétothermique.

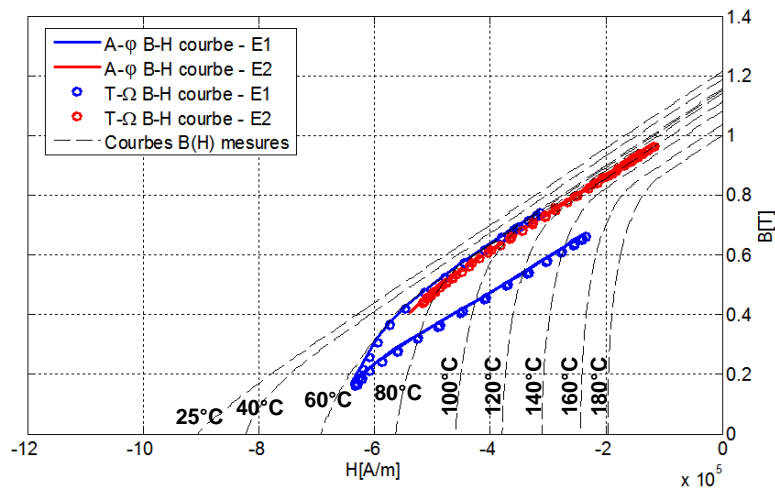


Figure 3.75 Points de fonctionnement des éléments  $E1$  et  $E2$

L'élément  $E1$  qui se trouve au centre de l'aimant montre une perte d'aimantation irréversible importante schématisée par la droite de recul qui a été créée. Comme la température au niveau de cet élément est d'environ  $62^\circ\text{C}$ , les points de fonctionnement dans le cas des deux formulations évoluent sur une courbe  $B(H)$  proche de celle de  $60^\circ\text{C}$ . Pour l'élément  $E2$ , qui se trouve sur le bord extérieur de l'aimant, la perte d'aimantation est moins importante même si la température est plus élevée ( $68^\circ\text{C}$ ).

Cette distribution de désaimantation s'explique par les fortes fuites du flux magnétique qui apparaissent au niveau de l'aimant quand le champ créé par les bobines s'oppose à celui de l'aimant. Un exemple de cet effet est montré sur la Figure 3.76. Suite au flux de fuites, le niveau de l'induction sur les bords de l'aimant est beaucoup plus élevé qu'au centre.

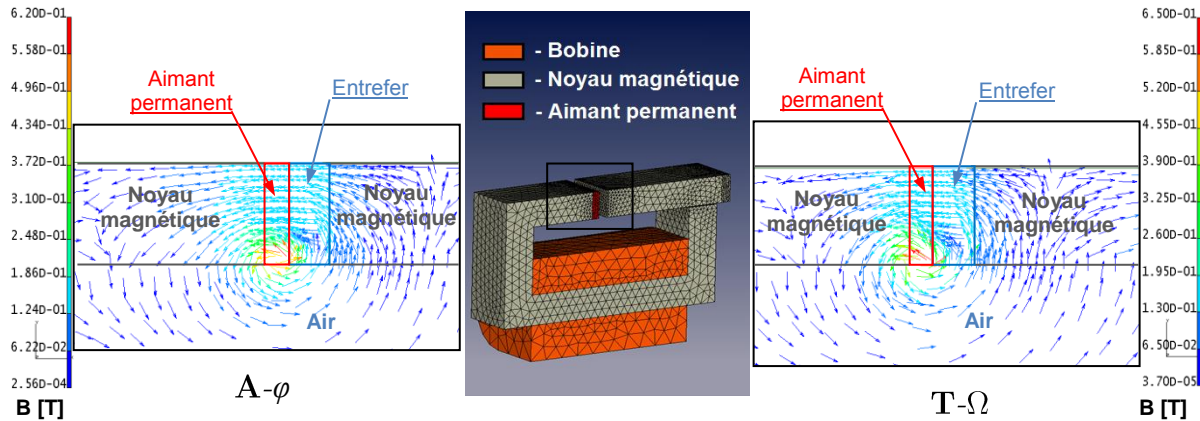


Figure 3.76 Carte de l'induction dans la section de l'aimant

Lors de cette dernière étude, le modèle développé pour prendre en compte la perte d'aimantation partielle, dû à l'effet combiné de la température et du champ d'induit, a permis d'aboutir à des observations similaires à celles de l'expérience. Ceci montre le bon comportement du modèle et son intérêt pour la conception optimale de dispositifs mettant en œuvre des aimants permanents pouvant être sujets à de la désaimantation.

### 3.4 Synthèse

Dans ce chapitre, nous avons présenté la validation du modèle de comportement des aimants permanents à l'aide des mesures réalisées sur une maquette de tests développée.

Dans un premier temps, le dimensionnement de cette maquette a été effectué en se basant sur une similitude de points de fonctionnement d'un aimant permanent au sein d'une MASP classique tout en gardant un aspect de simplicité et de 'maîtrise' de la connaissance des différentes pertes générées. Ainsi, un compromis a été trouvé entre la simplicité de la maquette avec des contraintes dimensionnelles et la 'quantité' de pertes par courants induits dans l'aimant de test tout en utilisant les moyens matériels d'alimentation disponibles. Trois types d'aimants ont été étudiés, des Ferrites, des SmCo et NdFeB représentant ainsi les principaux aimants utilisés en électrotechnique.

Après une caractérisation afin d'identifier leurs caractéristiques électrique et magnétique, les pertes par courants induits dans les aimants ont été calculées par le modèle numérique par éléments finis. Les résultats ont été comparés aux mesures, en utilisant la technique de séparation des pertes où les pertes Fer sont calculées numériquement, dans le cas de deux types d'aimants (SmCo et NdFeB) avec des géométries

entières et segmentées en deux parties. Dans tous les cas considérés, les concordances sont très bonnes.

Enfin, le modèle magnétothermique couplant *code\_Carmel* à Syrthes a été utilisé pour étudier le comportement des aimants sous les effets conjugués de la température et du champ démagnétisant. La validation des calculs a été effectuée dans le cas d'un aimant en NdFeB fritté sans et avec perte d'aimantation irréversible en comparant différentes Mesures et notamment celles de l'induction à la surface de l'aimant. Dans le premier cas, à fréquence faible et donc courants induits et élévation de température faibles, une légère désaimantation réversible apparaît sur le contour extérieur de l'aimant. Les mesures confirment cela ainsi que la température obtenue par le calcul thermique. Dans le second cas, avec une fréquence plus élevée, la désaimantation, irréversible d'après les calculs, est plus significative au centre de l'aimant comme confirmé par les mesures. Là aussi, les températures relevées aux essais corroborent celles obtenues par les calculs.

Compte tenu des hypothèses de modélisation et des incertitudes de mesures, les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants.

---

# CONCLUSION GÉNÉRALE

---

Les travaux de cette thèse ont porté sur la modélisation numérique du comportement des aimants permanents en tenant compte de l'effet de désaimantation introduit par le champ induit et la température. Le modèle développé a été implémenté dans le code de calcul *code\_Carmel* afin de constituer un outil de modélisation précis permettant d'étudier et de concevoir avec précision des dispositifs électromagnétiques mettant en œuvre des aimants permanents à base de terres rares. Les résultats issus de cet outil ont été comparés avec de très bonnes concordances à des tests expérimentaux effectués sur une maquette expérimentale simple avec des champs sinusoïdaux de quelques dizaines à quelques centaines de Hertz.

La première partie de ce travail a été consacrée à l'étude des différents modèles qui existent dans la littérature pour l'estimation des pertes par courants induits dans les aimants permanents conducteurs. Comme escompté, les modèles numériques en 3D se révèlent être les plus appropriés car ils prennent en compte les géométries complexes ainsi que le caractère non-linéaire du matériau. Par conséquent, même si les temps de calcul sont plus importants que ceux nécessités par les modèles analytiques, les résultats sont plus précis. Une étude sur les modèles de désaimantation des aimants permanents a également été effectuée. Les modèles trouvés ont été classés en trois familles : modèles linéaires, modèles non linéaires et modèles par hystérésis. Les premiers sont simples mais peuvent s'avérer imprécis. Les modèles non-linéaires apportent une bonne précision dans l'étude de la désaimantation des aimants tout en nécessitant des temps de calculs raisonnables. Les modèles par hystérésis sont les plus adaptés pour modéliser le comportement des matériaux magnétiques mais leur utilisation n'est pas justifiée en termes de gain de précision par rapport à la complexité du modèle et les moyens de calculs nécessaires dans le cas d'applications électrotechniques. De ce fait, nous avons choisi d'utiliser une approche non-linéaire dans notre étude.

Le deuxième chapitre a été dédié au développement d'un modèle de comportement des aimants. Différents approches ont été présentées avec un ordre de complexité croissant afin de souligner la nécessité d'un modèle de désaimantation qui prenne en compte l'effet combiné du champ démagnétisant et de la température. Pour déterminer cette dernière, un couplage magnétothermique faible a été effectué entre *code\_Carmel* pour la résolution du problème électromagnétique et SYRTHES le calcul thermique. Le modèle développé se base sur l'équation dite de 'Marrocco' avec des paramètres variables pour prendre en compte la désaimantation des aimants permanents, en termes

de courbes de recul, en fonction de la température. Les limitations de ce modèle ainsi que les techniques utilisées pour la prise en compte de la non-linéarité ont été présentées pour les deux formulations  $\mathbf{A}-\varphi$  et  $\mathbf{T}-\Omega$ . Dans la dernière partie du chapitre, les modèles développés ont été mis en œuvre dans le cas de différents cas-tests. Parmi ces derniers, l'étude d'une machine synchrone virtuelle a été effectuée dans des conditions de fonctionnement particulières aboutissant à une perte partielle d'aimantation au niveau des aimants.

La dernière partie des travaux a été consacrée à la validation des différents modèles proposés en utilisant une maquette expérimentale simple. Cette dernière a été conçue et dimensionnée pour pouvoir soumettre l'aimant étudié à des conditions de fonctionnement proches de celles dans une machine classique. La validation du modèle numérique de calcul des pertes par courants induits a été d'abord effectuée en utilisant une approche qui combine l'expérimentation avec un calcul des pertes Fer par la modélisation numérique. L'étude a porté sur des échantillons d'aimants en NdFeB et en SmCo. Les résultats obtenus ont montré que le modèle utilisé estime d'une manière forte satisfaisante les pertes par courants induits, ce qui assure un terme source relativement précis pour le calcul de la température développée dans l'aimant. Le modèle de désaimantation partielle a également été validé au travers de l'étude d'un aimant en NdFeB en prenant en compte l'effet du champ démagnétisant et de la température. Deux cas de figures ont été testés ; un premier cas sans perte d'aimantation irréversible en agissant sur l'amplitude et la fréquence du champ magnétique démagnétisant et un second cas avec une désaimantation irréversible. La comparaison des résultats de simulation aux essais dans le cas de différentes grandeurs « locales » et globales a montré une très bonne concordance dans les deux cas étudiés. En particulier, le modèle aboutit à une désaimantation significative au centre de l'aimant dans le dernier cas, ce qui est observé expérimentalement par la mesure du champ à la surface de l'aimant.

Le modèle développé est simple d'implémentation, nécessite une campagne d'identification des paramètres relativement limitée et donne des résultats suffisamment précis pour que le modèle numérique dans lequel il est implémenté constitue un outil fiable d'étude et de dimensionnement de dispositifs électromagnétiques incluant des aimants permanents dans leurs constituants. Des études plus larges devraient toutefois être menées dans le futur sur des dispositifs plus complexes, instrumentés, afin de juger de ses aptitudes à déterminer l'état magnétique d'aimants permanents soumis à des sollicitations physiques plus sévères au sein de machines complexes. Par ailleurs, il serait également opportun de déterminer ses limites de validité. En effet, ce modèle est élaboré sous diverses hypothèses dont la plus forte est celle de l'isotropie du matériau.



Il appartient donc dans l'avenir de vérifier les limites de cette hypothèse et éventuellement de développer, sur la base du modèle proposé, une extension tenant compte du caractère anisotrope des aimants.

# ANNEXES

## Annexe 1 Dimensions du circuit magnétique

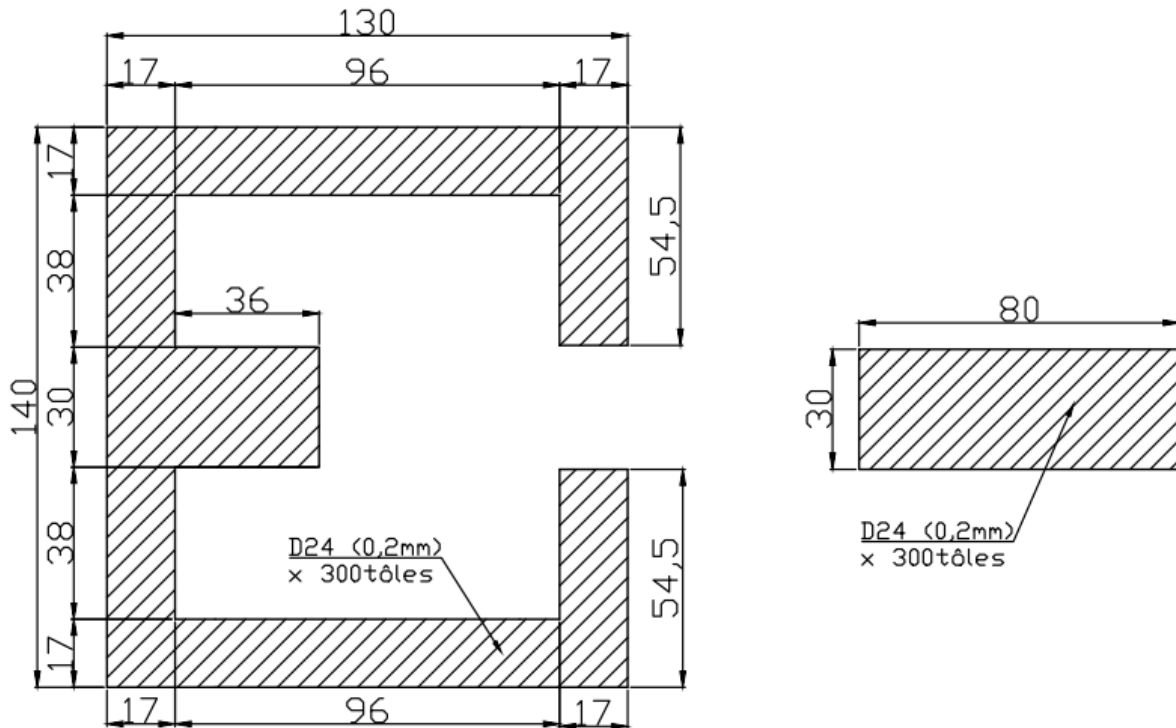


Figure 1 Les dimensions détaillées du circuit magnétique

## Annexe 2 Calcul de la tension d'alimentation

La tension aux bornes d'une bobine est égale au produit de l'impédance  $Z$  par le courant  $I$  :

$$U = Z \cdot I \quad 1$$

L'impédance complexe  $Z$  est égale à :

$$Z = \sqrt{R^2 + X^2} = \sqrt{R^2 + (\omega L)^2} \quad 2$$

avec  $R$  la résistance de la bobine,  $X$  est la réactance,  $\omega$  est la pulsation et  $L$  l'inductance de la bobine. Les trois grandeurs sont définies par :

$$R = \rho_{cu} \frac{l_{fil}}{S_{fil}} \quad 3$$

$$\omega = 2\pi f \quad 4$$

$$L = \frac{N\phi}{I} = \frac{NBS}{I} \quad 5$$

où  $\rho_{cu}$  est résistivité de cuivre ( $\rho_{cu}=1,78 \cdot 10^{-8}$  [ $\Omega m$ ]),  $l_{fil}$  la longueur du fil,  $S_{fil}$  la section du fil,  $f$  est la fréquence,  $N$  le nombre de spires,  $\phi$  est le flux dans la section  $S$  du circuit magnétique et  $B$  l'induction magnétique.

Ainsi pour déterminer la tension d'alimentation nous avons besoin de connaître la résistance et la réactance de la bobine. Sachant que la longueur du fil est de 57m :

$$l_{fil} = \pi(r_i + r_e)n_s n_c = 57 m \quad 6$$

où  $r_i$  est le rayon interne de la bobine,  $r_e$  est le rayon externe de la bobine,  $n_s$  est le nombre de spires par couche et  $n_c$  est le nombre de couches, le calcul de la résistance électrique d'une bobine aboutit à la valeur de  $R=0,6 \Omega$ .

L'induction au niveau de la bobine est :

$$B_l = \frac{Ni - H_c l_a}{(\mathcal{R}_l + 2\mathcal{R}_c)S_l} = 1,23 T \quad 7$$

où  $i$  est le courant de la bobine,  $H_c$  est le champ coercitif de l'aimant,  $l_a$  représente la longueur de l'aimant,  $S_l$  représente la section du circuit latérale et  $\mathcal{R}_l$  et  $\mathcal{R}_c$  représentent respectivement, les reluctances des parties latérale et centrale ( $\mathcal{R}_l=407 \times 10^3 \text{ H}^{-1}$ ;  $\mathcal{R}_c=2 084 \times 10^3 \text{ H}^{-1}$ ). Sachant que les bobines sont connectées en parallèle, et à partir de l'équation 5, l'inductance équivalente des deux bobines vaut  $L_{ech}=0,05 \text{ H}$ . A partir des équations 1 et 2 la tension nécessaire est alors calculée.

### Annexe 3 Fitting des pertes fer

Les mêmes coefficients présentés sur le Tableau 3.4 ont été identifiés pour une plage de fréquence de 3 Hz à 600 Hz. Seul le fitting pour les fréquences extrêmes a été présenté au paragraphe 3.1.4.1. Les résultats pour les fréquences intermédiaires sont présentés dans la suite.

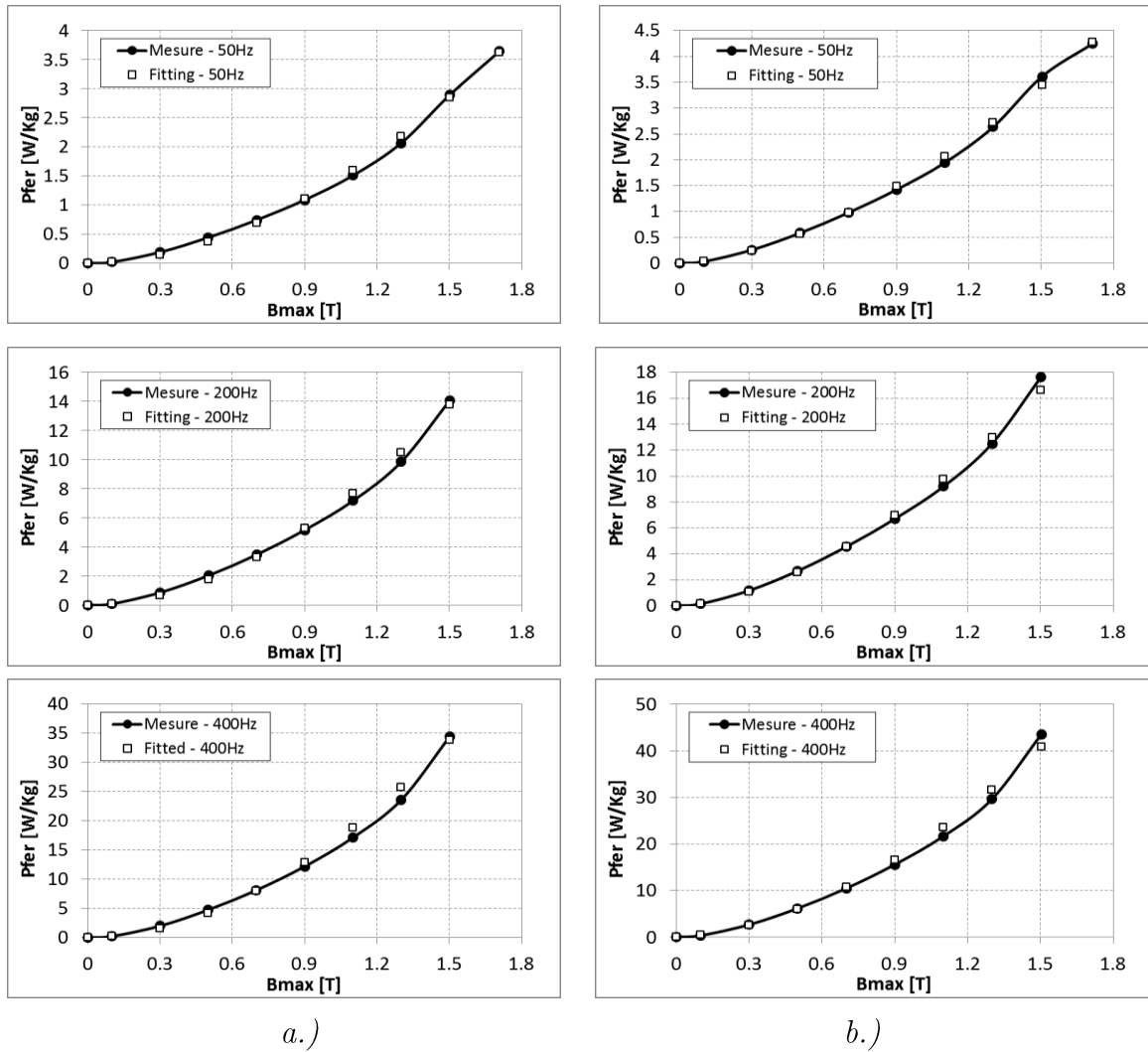


Figure 2 Fitting sur les courbes des pertes fer : a.)  $0^\circ$ ; b.)  $90^\circ$

## Annexe 4 Courbes de désaimantation

Les courbes de désaimantation récupérées pour chaque type d'aimants sont présentées ci-dessous à l'aide du logiciel MetisResultsViewer.

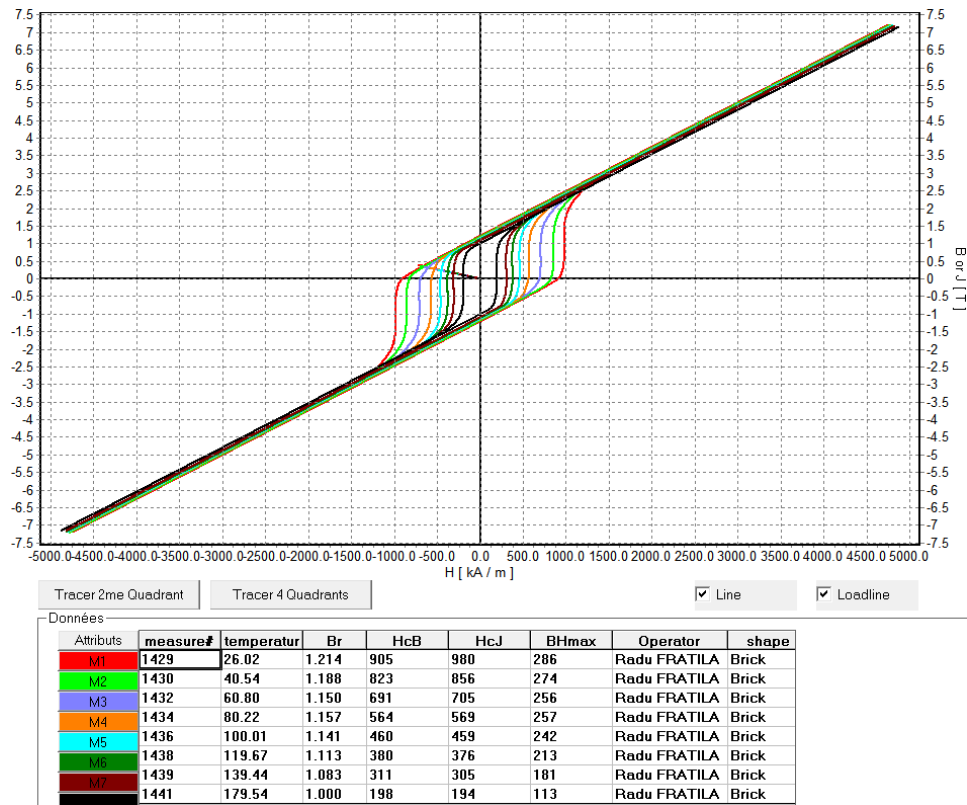


Figure 3 Cycles d'hystérésis  $B(H)$  du NdFeB ( $T_{max}=80^{\circ}\text{C}$ )

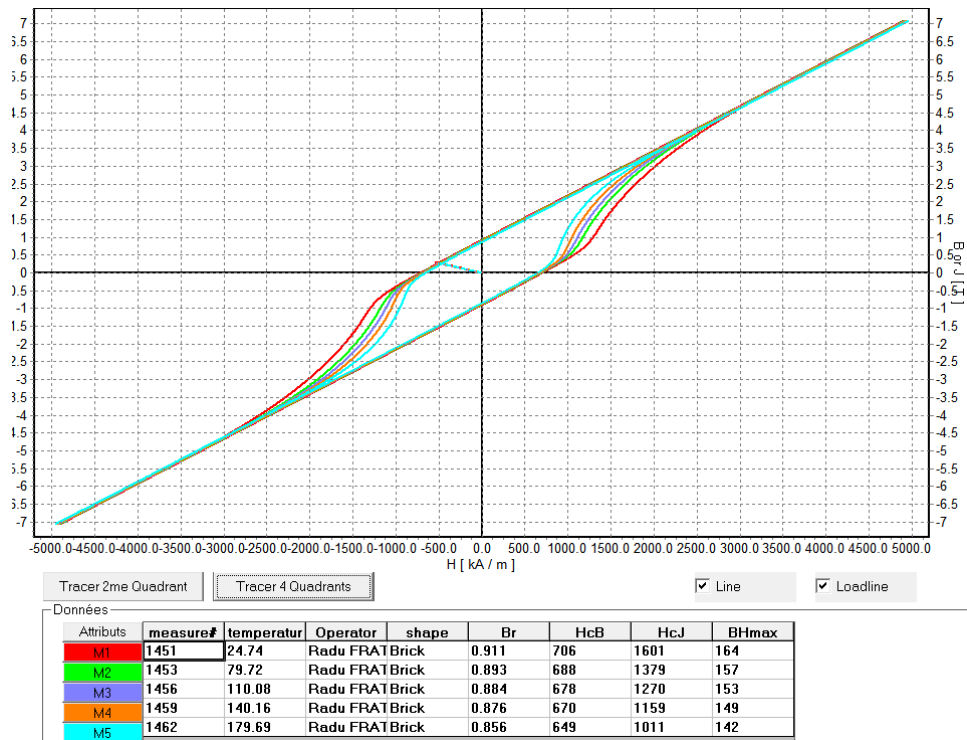


Figure 4 Cycles d'hystérésis  $B(H)$  du SmCo ( $T_{max}=250^{\circ}\text{C}$ )

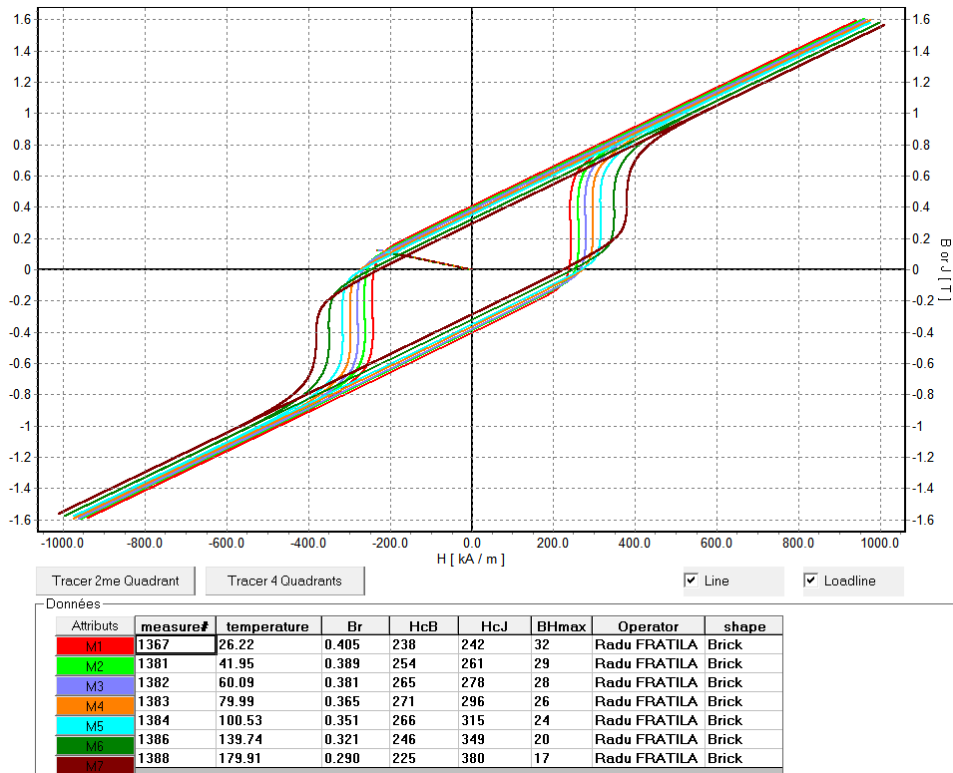


Figure 5 Cycles d'hystérésis  $B(H)$  du Ferrite ( $T_{max}=225^{\circ}C$ )

## Annexe 5 Mesures des pertes fer (sans aimant)

Les mesures ont été effectuées pour un entrefer de 1 mm à plusieurs fréquences de 50 à 600 Hz. Plusieurs niveaux de tensions ont été imposés, pour chaque fréquence, afin de faire varier le niveau de l'induction dans le noyau magnétique.

L'appareil de mesure utilisé pour la puissance, et les grandeurs électriques, est le wattmètre (*Yokogawa WT230*). Ainsi, la puissance active du système  $P_{tot}$ , la tension  $U$  et le courant  $I_p$  sont mesurés. Pour chaque niveau de tension, la résistance de la charge a été mesurée pour ensuite calculer précisément les pertes joules dans les bobines, et donc les pertes fer. La résistance de la charge a été mesurée en utilisant la méthode volt-ampérométrique. Les résultats obtenus peuvent être consultés dans les tableaux ci-dessous.

U	I <sub>p</sub>	R <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>	B <sub>max</sub>
[V]	[A]	[Ω]	[W]	[W]	[W]	[T]
20	0,79	0,451	0,78	0,28	0,50	0,20
40	1,56	0,452	2,79	1,11	1,68	0,39
60	2,32	0,454	5,70	2,44	3,26	0,59
80	3,09	0,458	9,61	4,36	5,25	0,79
100	3,87	0,463	14,64	6,93	7,71	0,99
120	4,71	0,470	21,50	10,44	11,06	1,18
140	6,01	0,477	32,42	17,19	15,23	1,36
150	7,25	0,485	42,50	25,51	16,99	1,44

Tableau 1 Résultats de mesure à 50 Hz pour un entrefer de 1 mm

U	I <sub>p</sub>	R <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>	B <sub>max</sub>
[V]	[A]	[Ω]	[W]	[W]	[W]	[T]
20	0,220	0,427	0,14	0,02	0,12	0,05
60	0,624	0,427	1,49	0,17	1,33	0,15
100	1,018	0,428	3,96	0,44	3,52	0,24
140	1,405	0,428	7,25	0,84	6,41	0,34
180	1,792	0,430	11,22	1,38	9,84	0,44
220	2,176	0,430	15,80	2,04	13,76	0,54
240	2,367	0,432	18,53	2,42	16,11	0,59

Tableau 2 Résultats de mesure à 200 Hz pour un entrefer de 1 mm

U	I <sub>p</sub>	R <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>	B <sub>max</sub>
[V]	[A]	[Ω]	[W]	[W]	[W]	[T]
20	0,113	0,431	0,07	0,01	0,06	0,02
60	0,322	0,431	0,73	0,04	0,68	0,07
100	0,523	0,431	2,18	0,12	2,06	0,12
140	0,720	0,432	4,33	0,22	4,11	0,17
180	0,916	0,431	7,02	0,36	6,66	0,22
220	1,110	0,432	10,18	0,53	9,65	0,27
240	1,207	0,431	11,93	0,63	11,30	0,30
280	1,401	0,432	15,76	0,85	14,91	0,34

Tableau 3 Résultats de mesure à 400 Hz pour un entrefer de 1 mm

U	I <sub>p</sub>	R <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>	B <sub>max</sub>
[V]	[A]	[Ω]	[W]	[W]	[W]	[T]
20	0,077	0,432	0,047	0,003	0,044	0,01
60	0,219	0,432	0,50	0,02	0,48	0,04
100	0,356	0,431	1,53	0,06	1,47	0,06
140	0,491	0,432	3,14	0,10	3,03	0,08
180	0,623	0,432	5,24	0,17	5,07	0,11
220	0,754	0,433	7,80	0,25	7,55	0,13
240	0,820	0,432	9,22	0,29	8,93	0,14

Tableau 4 Résultats de mesure à 600 Hz pour un entrefer de 1 mm

Des mesures pour un entrefer plus important de 4 mm sont présentées pour les fréquences de 50 et 600 Hz dans le Tableau 5

50 Hz					600 Hz				
U	I <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>	U	I <sub>p</sub>	P <sub>tot</sub>	P <sub>bob</sub>	P <sub>fer</sub>
[V]	[A]	[W]	[W]	[W]	[V]	[A]	[W]	[W]	[W]
20	1.52	1.59	1.21	0,38	20	0.13	0.06	0.01	0.05
40	2.97	5.88	4.64	1,24	60	0.39	0.55	0.07	0.48
60	4.41	12.67	10.23	2,44	100	0.65	1.62	0.18	1.44
80	5.88	22.16	18.19	3,97	140	0.90	3.28	0.35	2.93
100	7.36	34.60	28.54	6,06	180	1.14	5.46	0.57	4.89
120	8.89	50.60	41.60	9,00	220	1.39	8.10	0.84	7.26
140	10.88	75.10	62.39	12,71	240	1.51	9.61	0.99	8.62

Tableau 5 Résultats des mesures pour un entrefer de 4 mm

Sur la Figure 6 les résultats de calculs numériques, comparés aux mesures, sont donnés pour les deux fréquences précédentes.

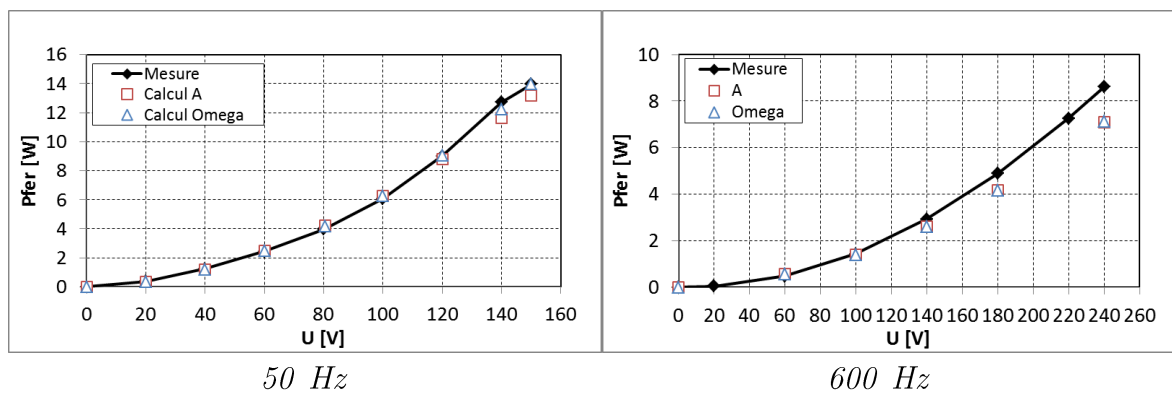


Figure 6 Pertes fer à 4mm d'entrefer pour différentes fréquences



## Annexe 6 Dispositif National Instruments

Afin de récupérer la variation de l'induction et de la température sur la surface de l'aimant, des capteurs à effet Hall et des thermocouples sont utilisés. Pour l'alimentation des capteurs et l'acquisition des mesures, des modules National Instruments (NI) montés sur un châssis NI cDAQ-9174 (voir Figure 7) ont été utilisés avec le logiciel LabVIEW 2013 pour le traitement des données.

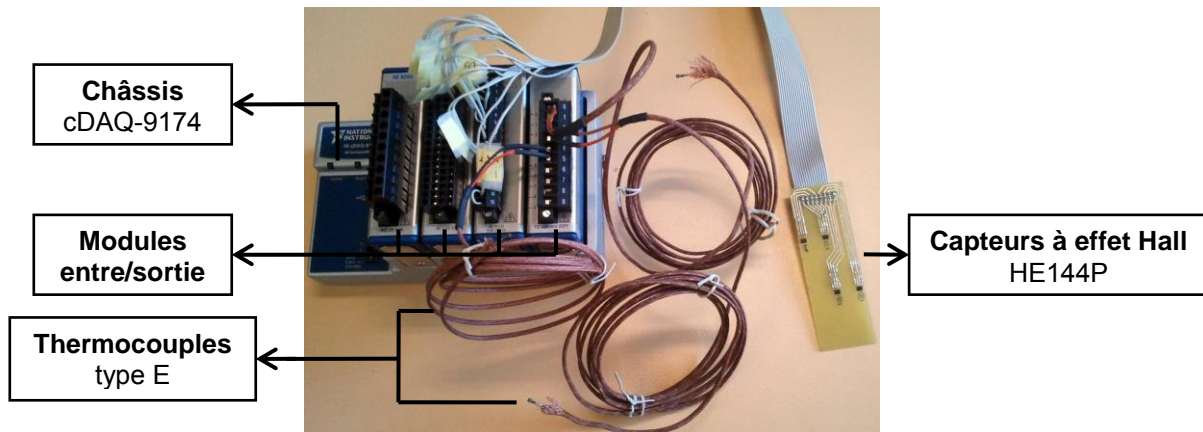


Figure 7 Dispositif utilisé pour la récupération de données

Les capteurs Hall type HE144P [77] ont été fixés sur une plaque électronique en époxy d'une épaisseur de 2 mm et reliés au module NI 9217 pour l'alimentation en courant et au module NI 9205 pour la mesure de la tension. Les trois thermocouples utilisés, de type E (alliage nickel/chrome), ont été reliés à un module NI 9211.

## Annexe 7 Configuration de la caméra thermique

Les différents réglages de la caméra thermique pour les deux essais peuvent être consultés sur les figures ci-dessous.

The screenshot shows the software interface for a thermal camera. The main window is titled "Modifier 7A\_50Hz\_IR000077". It features several panels for configuration and a central thermal image.

**Configuration Panels:**

- Palette:** Includes "Couleurs" (set to "Bleu rouge"), "UltraContrast™" (unchecked), "Saturation" (set to "Sans"), "Couleur d'alarme" (set to "Désactivé"), and "Gamme".
- Afficher les repères:** Includes checkboxes for "Point central", "Cadre central", "Curseur chaud" (checked), and "Curseur froid".
- Emissivité:** Includes "Emissivité" (set to 0,90), "Temp d'arrière-plan" (set to 24,0 °C), and "Correction de transmission" (set to 100 %).

**Thermal Image:** The central image shows a component with two temperature markers: 37,4 °C and 29,6 °C. A color scale on the right ranges from 24,0 °C (blue) to 38,0 °C (red). A vertical scale on the left shows 620,0 °C at the top and -30,0 °C at the bottom.

**Infos image Panel:**

Paramètre	Valeur
Emissivité	0,90
Temp d'arrière-plan	24,0 °C
Transmission	100%
Plage d'images	23,9 °C à 37,4 °C
Température moyenne	29,2 °C
Gravité	None
Modèle de caméra	Fluke Ti32
Taille du capteur IR	320 x 240
Fabricant de la caméra	Fluke Thermography
Gamme d'étalonnage	-10,0 °C à 600,0 °C
Numéro de série de la caméra	Ti32-12080202 (9Hz)
Version DSP	1.2.19

Buttons at the bottom: OK, Annuler, Appliquer, Aide.

Figure 8 Réglages de la caméra thermique pour une excitation de 3,5A à 50 Hz

Modifier 7A\_200Hz\_IR000082

Analyse Annotations Annotation vocale Images de réf

Gravité None Image dans l'image

Palette  
Couleurs: Bleu rouge  
UltraContrast™  
Saturation: Sans  
Couleur d'alarme Désactivé  
Gamme  
Couleur d'isotherme

Afficher les repères  
Point central  
Cadre central  
Curseur chaud  
Curseur froid  
Supprimer tous les repères

Emissivité  
Emissivité: 0,90  
Temp d'arrière-plan: 28,0 °C  
Correction de transmission  
Transmission: 100 %

620,0 °C  
-30,0 °C  
Redimensionner niveau et sensibilité

69,0  
65  
60  
55  
50  
45  
40  
35  
28,0 °C

68,7 °C

Infrarouge total Niveau de mélange Visible total

Infos image Données des repères Graphique IR-PhotoNotes™

Emissivité	0,90
Temp d'arrière-plan	28,0 °C
Transmission	100%
Plage d'images	22,0 °C à 68,7 °C
Température moyenne	36,3 °C
Gravité	None
Modèle de caméra	Fluke Ti32
Taille du capteur IR	320 x 240
Fabricant de la caméra	Fluke Thermography
Gamme d'étalonnage	-10,0 °C à 600,0 °C
Numéro de série de la caméra	Ti32-12080202 (9Hz)
Version DSP	1.2.19
Version OCA	1.2.19

OK Annuler Appliquer Aide

Figure 9 Réglages de la caméra thermique pour une excitation de 3,5A à 200 Hz

---

# RÉFÉRENCES

---

- [1] “Alliance LLC - Industrial Permanent Magnets.” [Online]. Available: <http://www.allianceorg.com/magnetandmaterialcosts.html>.
- [2] A. Belahcen and A. Arkkio, “Permanent magnets models and losses in 2D FEM simulation of electrical machines,” in *Electrical Machines (ICEM), 2010 XIX International Conference on*, 2010, pp. 1–6.
- [3] K. Yamazaki, Y. Kanou, Y. Fukushima, S. Ohki, A. Nezu, T. Ikemi, and R. Mizokami, “Reduction of Magnet Eddy-Current Loss in Interior Permanent-Magnet Motors With Concentrated Windings,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 46, no. 6, pp. 2434–2441, Nov. 2010.
- [4] A. Bettayeb, X. Jannot, and J.-C. Vannier, “Analytical calculation of rotor magnet eddy-current losses for high speed IPMSM,” in *2010 XIX International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, 2010, pp. 1–6.
- [5] Y. Zhilichev, “Analysis of Permanent Magnet Demagnetization Accounting for Minor B-H Curves,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 11, pp. 4285 – 4288, Nov. 2008.
- [6] C. Kral, R. Sprangers, J. Waarma, A. Haumer, O. Winter, and E. Lomonova, “Modeling demagnetization effects in permanent magnet synchronous machines,” in *2010 XIX International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, 2010, pp. 1 –6.
- [7] S. Ruoho, J. Kolehmainen, J. Ikaheimo, and A. Arkkio, “Demagnetization Testing for a Mixed-Grade Dovetail Permanent-Magnet Machine,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 9, pp. 3284–3289, 2009.
- [8] M. Rosu, J. Saitz, and A. Arkkio, “Hysteresis model for finite-element analysis of permanent-magnet demagnetization in a large synchronous motor under a fault condition,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 6, pp. 2118 – 2123, Jun. 2005.
- [9] K.-C. Kim, S.-B. Lim, D.-H. Koo, and J. Lee, “The Shape Design of Permanent Magnet for Permanent Magnet Synchronous Motor Considering Partial Demagnetization,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 42, no. 10, pp. 3485–3487, 2006.
- [10] J. Degauque, *Matériaux à propriétés magnétiques dures: notions de base*, Ed. Techniques Ingénieur. 2001.
- [11] R. J. Parker, *Advances in Permanent Magnetism*. John Wiley & Sons Inc, 1990.
- [12] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [13] G. Bertotti, “General properties of power losses in soft ferromagnetic materials,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 621–630, Jan.

- 
- [14] M. Fratila, “Contribution a la prise en compte des pertes fer dans la modelisation des machines electriques par elements finis,” Université Lille 1, 2012.
- [15] M. L. Idoughi, “Extraction de modèles thermiques simplifiés des machines electriques à partir d’un calcul du champ de températures,” Université Paris-Sud, 2011.
- [16] F. Fiorillo and A. Novikov, “An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 26, no. 5, pp. 2904–2910, 1990.
- [17] É. Du Trémolet de Lacheisserie and M. Cyrot, *Magnétisme: Matériaux et applications*. EDP Sciences, 2000.
- [18] J.-M. Le Breton, *Aimants permanents. Matériaux et propriétés*. 2009.
- [19] L. Lechevallier, *Aimants permanents, applications et perspectives*, Ed. Techniques Ingénieur. 2007.
- [20] J. Degauque, *Matériaux à propriétés magnétiques dures: matériaux industriels*. Ed. Techniques Ingénieur, 2001.
- [21] J. F. Gieras, *Permanent Magnet Motor Technology: Design and Applications Second Ed, Revised & Expanded*. CRC Press, 2002.
- [22] M. Haavisto and M. Paju, “Temperature Stability and Flux Losses Over Time in Sintered Nd  $\times$  Fe  $\times$  B Permanent Magnets,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 12, pp. 5277–5280, 2009.
- [23] H. Minna, “Magnetization Losses in Sintered NdFeB Permanent Magnets With Time,” Magnet Technology Centre, Prizztech Ltd., Pori, Finland, 2010.
- [24] P. Dumas and A. Moraoui, “Aimants permanents - Fonctionnement des circuits magnétiques,” *Techniques de l’Ingénieur*, 2012.
- [25] S. Ruoho and A. Arkkio, “Partial Demagnetization of Permanent Magnets in Electrical Machines Caused by an Inclined Field,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 7, pp. 1773–1778, Jul. 2008.
- [26] W. N. Fu and S. L. Ho, “Dynamic Demagnetization Computation of Permanent Magnet Motors Using Finite Element Method With Normal Magnetization Curves,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, no. 3, pp. 851–855, Jun. 2010.
- [27] S. Ruoho, E. Dlala, and A. Arkkio, “Comparison of Demagnetization Models for Finite-Element Analysis of Permanent-Magnet Synchronous Machines,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 11, pp. 3964–3968, Nov. 2007.
- [28] J. Klötzl, M. Pyc, and D. Gerling, “Permanent magnet loss reduction in PM-machines using analytical and FEM calculation,” in *2010 International Symposium on Power Electronics Electrical Drives Automation and Motion (SPEEDAM)*, 2010, pp. 98–100.
- [29] K. Atallah, D. Howe, P. H. Mellor, and D. A. Stone, “Rotor loss in permanent-magnet brushless AC machines,” *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 6, pp. 1612–1618, 2000.

- [30] X. Ding and C. Mi, “Modeling of eddy current loss in the magnets of permanent magnet machines for hybrid and electric vehicle traction applications,” in *IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference, 2009. VPPC '09*, 2009, pp. 419–424.
- [31] D. Ishak, Z. Q. Zhu, and D. Howe, “Eddy-current loss in the rotor magnets of permanent-magnet brushless machines having a fractional number of slots per pole,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 9, pp. 2462–2469, 2005.
- [32] J. Wang, F. Papini, R. Chin, W. M. Arshad, and H. Lendenmann, “Computationally efficient approaches for evaluation of rotor eddy current loss in permanent magnet brushless machines,” in *International Conference on Electrical Machines and Systems, 2009. ICEMS 2009*, 2009, pp. 1–6.
- [33] F. Martin, “Contribution au dimensionnement optimal de machines synchrones à aimants déposés en surface pour applications à hautes vitesses,” Université de Nantes, 2013.
- [34] S. Ruoho, T. Santa-Nokki, J. Kolehmainen, and A. Arkkio, “Modeling Magnet Length In 2-D Finite-Element Analysis of Electric Machines,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 8, pp. 3114–3120, 2009.
- [35] Z. Belli and M. R. Mekideche, “Optimization of magnets segmentation for eddy current losses reduction in permanent magnets electrical machines,” in *2013 8th International Conference and Exhibition on Ecological Vehicles and Renewable Energies (EVER)*, 2013, pp. 1–7.
- [36] K. Yoshida, Y. Hita, and K. Kesamaru, “Eddy-current loss analysis in PM of surface-mounted-PM SM for electric vehicles,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 4, pp. 1941–1944, 2000.
- [37] C. Deak, L. Petrovic, A. Binder, M. Mirzaei, D. Irimie, and B. Funieru, “Calculation of eddy current losses in permanent magnets of synchronous machines,” in *International Symposium on Power Electronics, Electrical Drives, Automation and Motion, 2008. SPEEDAM 2008*, 2008, pp. 26–31.
- [38] Y. Kawase, T. Yamaguchi, Z. Tu, M. Mizuno, N. Minoshima, and M. Watanabe, “Electrical loss and temperature analysis of interior permanent magnet motor with divided magnets,” in *International Conference on Electrical Machines and Systems, 2009. ICEMS 2009*, 2009, pp. 1–4.
- [39] K. Yamazaki, Y. Fukushima, and M. Sato, “Loss Analysis of Permanent-Magnet Motors With Concentrated Windings; Variation of Magnet Eddy-Current Loss Due to Stator and Rotor Shapes,” *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 45, no. 4, pp. 1334–1342, Jul. 2009.
- [40] K. Yamazaki and A. Abe, “Loss Analysis of Interior Permanent Magnet Motors Considering Carrier Harmonics and Magnet Eddy Currents Using 3-D FEM,” in *Electric Machines Drives Conference, 2007. IEMDC '07. IEEE International*, 2007, vol. 2, pp. 904–909.
- [41] T. Okitsu, D. Matsushashi, and K. Muramatsu, “Method for Evaluating the Eddy Current Loss of a Permanent Magnet in a PM Motor Driven by an Inverter Power

- Supply Using Coupled 2-D and 3-D Finite Element Analyses,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 10, pp. 4574–4577, Oct. 2009.
- [42] G.-H. Kang, J. Hur, H.-G. Sung, and J.-P. Hong, “Optimal design of spoke type BLDC motor considering irreversible demagnetization of permanent magnet,” in *Sixth International Conference on Electrical Machines and Systems, 2003. ICEMS 2003*, 2003, vol. 1, pp. 234–237 vol.1.
- [43] P. Zhou, D. Lin, Y. Xiao, N. Lambert, and M. A. Rahman, “Temperature-Dependent Demagnetization Model of Permanent Magnets for Finite Element Analysis,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 2, pp. 1031–1034, Feb. 2012.
- [44] S. Ruoho, J. Kolehmainen, J. Ikaheimo, and A. Arkkio, “Interdependence of Demagnetization, Loading, and Temperature Rise in a Permanent-Magnet Synchronous Motor,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no. 3, pp. 949–953, Mar. 2010.
- [45] S. E. Zirka, Y. I. Moroz, P. Marketos, and A. J. Moses, “Congruency-based hysteresis models for transient simulation,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 390–399, Mar. 2004.
- [46] D. Xie, W. Zhang, B. Bai, L. Zeng, and L. Wang, “Finite Element Analysis of Permanent Magnet Assembly With High Field Strength Using Preisach Theory,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 4, pp. 1393–1396, Apr. 2007.
- [47] A. Benabou, “Contribution à la Caractérisation et à la Modélisation de Matériaux Magnétiques en Vue d’une Implantation dans un Code de Calcul de Champ,” 2002.
- [48] T. Henneron, “Contribution à la prise en compte des Grandeurs Globales dans les Problèmes d’Electromagnétisme résolus avec la Méthode des Eléments Finis,” Lille I, 2004.
- [49] N. Ida and J. Bastos, *Electromagnetics and Calculation of Fields*. Springer, 1997.
- [50] A. Marrocco, “Analyse numérique des problèmes en électrotechniques,” *Ann. Sc. Math Québec*, vol. 1, pp. 271–296, 1977.
- [51] A. Degiovanni, “Transmission de l’énergie thermique,” *Techniques de l’ingénieur*, BE8200.
- [52] M. Katter, “Angular dependence of the demagnetization stability of sintered Nd-Fe-B magnets,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 10, pp. 3853–3855, Oct. 2005.
- [53] S. Ruoho, M. Haavisto, E. Takala, T. Santa-Nokki, and M. Paju, “Temperature Dependence of Resistivity of Sintered Rare-Earth Permanent-Magnet Materials,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no. 1, pp. 15–20, 2010.
- [54] N. Zhao, Z. Q. Zhu, and W. Liu, “Rotor Eddy Current Loss Calculation and Thermal Analysis of Permanent Magnet Motor and Generator,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 47, no. 10, pp. 4199–4202, Oct. 2011.

- [55] A. Jassal, H. Polinder, D. Lahaye, and J. A. Ferreira, “Analytical and FE calculation of eddy-current losses in PM concentrated winding machines for wind turbines,” in *Electric Machines Drives Conference (IEMDC), 2011 IEEE International*, 2011, pp. 717–722.
- [56] A. Sarikhani and O. Mohammed, “Real-time demagnetization assessment of PM synchronous machine,” in *2012 XXth International Conference on Electrical Machines (ICEM)*, 2012, pp. 2418–2424.
- [57] J. Lutun, “Modélisation thermique des alternateurs automobiles,” Institut Polytechnique de Grenoble, 2012.
- [58] G. Parent, “Mise en oeuvre d’une technique de projection de grandeurs discrètes: application aux couplages magnétothermique et magnétomécanique,” 2008.
- [59] Y. Huang, H. Lin, J. Zhu, and Y. Guo, “Magneto-thermal analysis of a high-speed SMC motor based on 3-D FEA,” in *International Conference on Power Electronics and Drive Systems, 2009. PEDS 2009*, 2009, pp. 563–567.
- [60] J. L. Müller, “Contribution à la modélisation de tests de diagnostic de défauts de type court-circuit dans des stators de turboalternateurs,” Université Lille 1, 2012.
- [61] “Fiche technique de MS-Schramberg GmbH.” [Online]. Available: [www.ms-schramberg.de](http://www.ms-schramberg.de).
- [62] “Fiche technique d’Eneflux-Armtek Magnetics.” [Online]. Available: [www.emagnetics.com](http://www.emagnetics.com).
- [63] “Fiche technique de Dexter Magnetics Technologies.” [Online]. Available: <http://www.dextermag.com/N4517>.
- [64] Z. Q. Zhu, K. Ng, N. Schofield, and D. Howe, “Improved analytical modelling of rotor eddy current loss in brushless machines equipped with surface-mounted permanent magnets,” *Electric Power Applications, IEE Proceedings -*, vol. 151, no. 6, pp. 641–650, 2004.
- [65] A. Fukuma, S. Kanazawa, D. Miyagi, and N. Takahashi, “Investigation of AC loss of permanent magnet of SPM motor considering hysteresis and eddy-current losses,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 5, pp. 1964–1967, 2005.
- [66] Y. Amara, P. Reghem, and G. Barakat, “Analytical Prediction of Eddy-Current Loss in Armature Windings of Permanent Magnet Brushless AC Machines,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 46, no. 8, pp. 3481–3484, 2010.
- [67] Y. Aoyama, K. Miyata, and K. Ohashi, “Simulations and experiments on eddy current in Nd-Fe-B magnet,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 10, pp. 3790–3792, 2005.
- [68] K. Yamazaki, M. Shina, M. Miwa, and J. Hagiwara, “Investigation of Eddy Current Loss in Divided Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B Sintered Magnets for Synchronous Motors Due to Insulation Resistance and Frequency,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 11, pp. 4269–4272, 2008.



- 
- [69] S. Kanazawa, N. Takahashi, and T. Kubo, “Measurement and Analysis of AC Loss of NdFeB Sintered Magnet,” *Electrical Engineering in Japan*, vol. 154, no. 4, 2006.
- [70] “Fiche technique de ArcelorMittal.” [Online]. Available: [http://www.arcelormittal.com/fce/prd\\_web/new\\_web\\_details.pl?code=D24&lang=list=EN](http://www.arcelormittal.com/fce/prd_web/new_web_details.pl?code=D24&lang=list=EN).
- [71] X. Fu, D. Xu, M. Lin, and X. Li, “Calculation and Analysis of Rotor Eddy Current Loss of Permanent Magnet-Inductor Hybrid Excited Synchronous Generator,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, no. 5, pp. 2389–2392, 2013.
- [72] F. Martin, N. Bernard, M. E. Zaim, A. Tounzi, and R. Fratila, “Eddy current losses in permanent magnets of high speed synchronous generators,” in *2011 International Aegean Conference on Electrical Machines and Power Electronics and 2011 Electromotion Joint Conference (ACEMP)*, 2011, pp. 374–379.
- [73] M. S. Lancarotte, C. Goldemberg, and A. d.A.Penteado, “Estimation of FeSi core losses under PWM or DC bias ripple voltage excitations,” *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 20, no. 2, pp. 367–372, 2005.
- [74] C. Cyr, “Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques,” Université Laval Québec, 2007.
- [75] P.-L. Vuillermoz and M. Laurent, *Conductivité Thermique des Solides*. Ed. Techniques Ingénieur.
- [76] “Fiche technique - NdFeB N35,” *Arnold Magnetics*. [Online]. Available: [http://www.arnoldmagnetics.com/Neodymium\\_Literature.aspx](http://www.arnoldmagnetics.com/Neodymium_Literature.aspx).
- [77] Hoeben Electronics, “Fiche technique sondes à effet Hall, type HE144P.” [Online]. Available: <http://www.asensor.eu/productdata/Datasheet-HE144-20120601.pdf>.