



HAL
open science

CONTRIBUTION A LA PRISE EN COMPTE DES PERTES FER DANS LA MODELISATION DES MACHINES ELECTRIQUES PAR ELEMENTS FINIS

Mircea Fratila

► **To cite this version:**

Mircea Fratila. CONTRIBUTION A LA PRISE EN COMPTE DES PERTES FER DANS LA MODELISATION DES MACHINES ELECTRIQUES PAR ELEMENTS FINIS. Ingénierie assistée par ordinateur. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2012. Français. NNT: . tel-00836872

HAL Id: tel-00836872

<https://theses.hal.science/tel-00836872v1>

Submitted on 5 Sep 2013

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

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

UNIVERSITE LILLE 1

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES POUR L'INGENIEUR

Doctorat

Génie Electrique

Frăţilă Mircea

CONTRIBUTION A LA PRISE EN COMPTE DES PERTES FER DANS LA MODELISATION DES MACHINES ELECTRIQUES PAR ELEMENTS FINIS

Soutenue le 19 décembre 2012

Devant le jury composé de :

| | |
|------------------------|-------------------------------|
| M. Hamid BENAHMED | President |
| M. Anouar BELAHCEN | Rapporteur |
| M. Daniel MATT | Rapporteur |
| M. Daniel ROGER | Examineur |
| M. Frédéric GILLON | Examineur |
| Mme. Marie-Ange RAULET | Examinatrice |
| M. Maxime DESSOUDE | Invité, EDF R&D |
| M. Abdelkader BENABOU | Examineur, Encadrant |
| M. Abdelmounaïm TOUNZI | Examineur, Directeur de Thèse |

Remerciements

Je tiens au cours de ces paragraphes à remercier tous ceux qui ont participé de près ou de loin à cette thèse et grâce auxquels ce travail a été possible.

Je remercie d'abord mon directeur de thèse, le Professeur Abdelmounaïm Tounzi pour m'avoir encouragé et proposé cette thèse et pour sa confiance. Je le remercie aussi pour les connaissances qu'il m'a fait partager et les conseils pour le bon déroulement du travail.

Je tiens à remercier spécialement mon encadrant Abdelkader Benabou, avec qui j'ai travaillé pendant mon stage de fin d'études et pendant la thèse, de m'avoir accordé sa confiance et pour son aide permanente tout au long de cette étude. Je le remercie également d'avoir su me remonter le moral quand j'en avais besoin et pour les longues discussions qu'on a eues. Merci aussi à Thomas Henneron pour son aide au début de la thèse au travers des éclaircissements sur le fonctionnement du *code_CARMEL* et du logiciel NX I-deas.

Merci également à Maxime Dessoude, mon correspondant EDF, de m'avoir beaucoup aidé du côté industriel, pour sa promptitude et pour sa disponibilité concernant toutes mes demandes. Je tiens à remercier à travers lui les personnes d'EDF R&D qui ont rendu possible la partie expérimentale de ce travail.

Je remercie Messieurs les Professeurs Daniel MATT et Anouar Belahcen d'avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse et pour la rapidité avec laquelle ils ont lu mon manuscrit et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci aussi aux autres membres du jury, Marie-Ange Rault, Frederic Gillon, Daniel Roger et Hamid Ben Ahmed pour avoir accepté de juger ce travail, puis particulièrement à M. Ben Ahmed pour avoir présidé le jury.

Je remercie aussi Claire pour ses qualités humaines et pour l'aide reçue du côté administratif surtout dans la première année de thèse où nous avons galéré pour avoir tous les papiers nécessaires pour débiter ma thèse. Merci également à Olivier, Virginie, Mme Baratto et Thierry.

Je n'oublierai jamais mes amis thésards :

- Ju et Bru, un couple brésilien (les exotiques) qui ont apporté une touche de chaleur et de soleil dans un Lille froid et nuageux.

- Francisc, pour sa bonne humeur, pour l'énergie apportée dans la vie du labo, pour m'avoir fait découvrir l'estaminet en Belgique avec ses petites côtes à l'ail.
- Anne Laure, l'écologiste du groupe, merci de m'avoir fait découvrir les BD et pour avoir contribué à l'amélioration de mon français.
- Zuqi, le mathématicien du L2EP, c'est lui qui m'a fait découvrir la nourriture chinoise pour la première fois, merci pour l'aide occasionnel en Matlab et pour m'avoir expliqué les équations de Maxwell.
- Zifu, the business man du labo, merci pour l'aide occasionnelle avec Ubuntu et Salome et pour la bouteille de digestif chinois qui est restée à l'aéroport.
- Ke, un chinois qui aime bien le foot et la bière (ma voiture a échappé belle ☺).
- Quang, le petit Vietnamien, qui connaît mieux l'histoire de la chine que les chinois (éq. Lao Ai), merci d'avoir contribué à une bonne ambiance au labo.
- Ludovic « le gendarme » merci pour les leçons de grammaire française et j'attends toujours un pot de ta part.
- Clément, un français qui aime plus la bière que le vin, c'est lui qui m'a fait découvrir le plus grand supermarché de la bière, le Kung Fu (pas une très jolie expérience) et la baraque à frites.

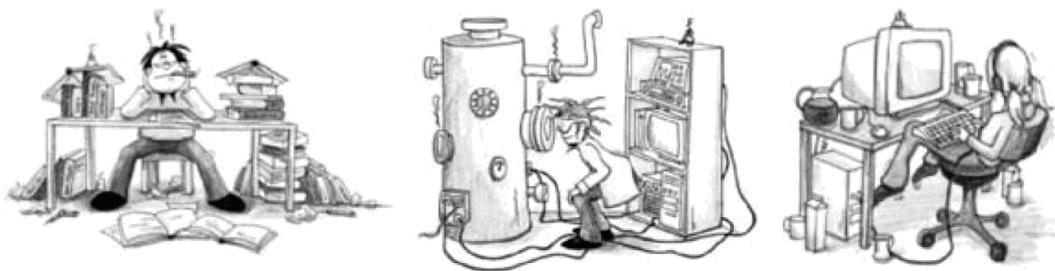
Je remercie aussi mes autres collègues : Tony, Carlos, Clément le deuxième, Clément le troisième, Roberta, Jalal, Ali, Julien et Loïc et tous les autres étudiants que j'ai côtoyés.

Également je remercie mes amis hors du laboratoire pour tous les moments agréables qu'on a passé ensemble, tous les barbecues et toutes les fêtes. Merci donc à James, Olimpia, Razvan, Raluca, Misu et Leandro.

Je tiens à remercier en spécial ma copine Letitia, pour son amour, pour le soutien durant ces années de thèse, pour m'avoir supporté moi et ma thèse et pour l'aide apportée à la correction du manuscrit sans laquelle mes professeurs allaient souffrir énormément. Merci infiniment Leti.

Merci à mon frère Radu qui m'a toujours soutenu dans les moments difficiles. Je lui souhaite une bonne continuation avec sa thèse. Merci pour tout Radu.

Finalement je remercie ma famille, de m'avoir toujours encouragé, pour leur soutien dans les moments difficiles et pour m'avoir poussé à faire cette thèse.



The three forces in magnetism: theory, experiment, and simulation
(Wiebke Drenckhan) [1]

Résumé

La prise en compte des pertes fer dans les machines électriques est une étape cruciale lors du processus de conception. L'objectif de ce travail a donc été de valider l'implémentation d'un modèle de pertes fer tout en effectuant une modélisation précise des machines électriques étudiées. Le choix s'est porté sur l'utilisation de modèles de calcul des pertes en post-traitement d'un code par éléments finis. Ainsi, différents modèles analytiques ont été comparés en régime sinusoïdal et non sinusoïdal (sans cycles mineurs) en termes de précision, afin de choisir le plus adapté pour une implantation dans *code_Carmel*. Par ailleurs, nous avons montré que la prise en compte des cycles mineurs peut être améliorée en remplaçant le terme classique de Steinmetz par un modèle d'hystérésis ou par un modèle analytique adapté. L'implémentation et la précision du modèle analytique ont été évaluées d'abord sur des systèmes simples puis sur plusieurs machines tournantes. La comparaison des résultats simulés avec les mesures issues des essais à vide montre une bonne concordance et démontre la capacité du modèle à estimer les pertes fer avec une bonne précision pour une large gamme de machines électriques et pour les deux types d'alimentations utilisés (sinusoïdale et MLI).

Mots-cles : pertes fer, hystérésis, modèle analytique, machines électriques, méthode des éléments finis, validation expérimentale.

Abstract

Taking into account the iron losses in electromechanical machines is a crucial step during the design process. The aim of this study was to validate the implementation of an iron loss model and at the same time perform an accurate modelling of the electrical system. Our choice was to use models at the post-processing stage of a finite element code. Thus, four analytical models were compared for, sinusoidal and non-sinusoidal supply, (without minor cycles) in terms of accuracy, in order to choose the most suitable to be implanted in *code_Carmel*. We have shown that the inclusion of minor loops can be improved by replacing the classical Steinmetz term by a hysteresis model or by a suitable analytical model. The implementation and the accuracy of the analytical model were evaluated first on simple systems, and also on several rotating machines. Comparison of the simulated results with measurements showed good agreement and demonstrated the ability of the model to estimate the iron losses with good accuracy for a wide range of electrical machines and for different supply (sinusoidal and PWM).

Key words: iron loss, hysteresis, analytical model, electrical machines, finite element method, experimental validation.

Table de Matières

| | |
|--|-------------|
| RESUME..... | VII |
| ABSTRACT..... | IX |
| TABLE DE MATIERES..... | XI |
| LISTE DE FIGURES..... | XIII |
| INTRODUCTION GENERALE | 1 |
| 1. PROBLEMATIQUES DES PERTES FER ET ETAT DE L'ART..... | 5 |
| 1.1 LES MATERIAUX MAGNETIQUES..... | 5 |
| 1.1.1 Grandeurs magnétiques..... | 5 |
| 1.1.2 Classification des matériaux magnétiques..... | 7 |
| 1.1.3 Configuration en domaines magnétiques..... | 9 |
| 1.1.4 Processus d'aimantation | 12 |
| 1.1.5 Les pertes magnétiques | 15 |
| 1.2 INFLUENCE DES PROCEDES DE FABRICATION SUR LES PROPRIETES MAGNETIQUES..... | 21 |
| 1.2.1 Ensemble de procédés de fabrication..... | 22 |
| 1.2.2 La technique de découpe | 23 |
| 1.2.3 Le recuit..... | 24 |
| 1.2.4 Processus d'assemblage..... | 25 |
| 1.3 MODELES POUR LE CALCUL DES PERTES FER..... | 27 |
| 1.3.1 Modèles analytiques | 27 |
| 1.3.2 Approches par modèles d'hystérésis | 34 |
| 1.3.3 Modèle Loss Surface..... | 40 |
| 1.4 APPROCHES EMPLOYEES POUR ESTIMER LES PERTES FER DANS LES MACHINES ELECTRIQUES | 41 |
| 1.4.1 Approches en post-traitement..... | 41 |
| 1.4.2 Approches hybrides..... | 44 |
| 1.5 QUELLE APPROCHE POUR CALCULER LES PERTES FER ?..... | 46 |
| 1.6 SYNTHESE | 48 |
| 2. CHOIX DE MODELES ET VALIDATION | 49 |
| 2.1 LA METHODE DES ELEMENTS FINIS..... | 49 |
| 2.1.1 Equations de Maxwell | 50 |
| 2.1.2 Lois de comportement | 50 |
| 2.1.3 Conditions aux limites | 51 |
| 2.1.4 Les formulations de la magnétostatique | 52 |
| 2.1.5 Les formulations de la magnétodynamique | 53 |
| 2.1.6 Domaine discret | 54 |
| 2.1.7 Prise en compte de la non-linéarité | 56 |
| 2.1.8 Prise en compte du mouvement..... | 57 |
| 2.2 CHOIX DU MODELE | 57 |
| 2.2.1 Modèles analytiques retenus pour comparaison | 57 |

| | | |
|-----------|--|------------|
| 2.2.2 | Mesures et identification des coefficients des pertes fer..... | 58 |
| 2.2.3 | Evaluation des modèles..... | 61 |
| 2.2.4 | La prise en compte de la composante statique par un modèle d'hystérésis66 | |
| 2.3 | DEVELOPPEMENT D'UN MODELE ANALYTIQUE POUR PRENDRE EN COMPTE LES PERTES INDUITES PAR LES CYCLES MINEURS..... | 73 |
| 2.4 | DESCRIPTION DE LA PROCEDURE DE CALCUL DES PERTES FER | 79 |
| 2.5 | TRANSFORMATEUR TRIPHASE | 83 |
| 2.5.1 | Caractéristiques du transformateur..... | 83 |
| 2.5.2 | Caractérisation et identification des paramètres | 84 |
| 2.5.3 | Modélisation du système et résultats..... | 86 |
| 2.6 | SYNTHESE | 94 |
| 3. | APPLICATIONS A DES MACHINES TOURNANTES | 97 |
| 3.1 | ETUDE D'UNE MACHINE SYNCHRONE A ROTOR BOBINE..... | 97 |
| 3.1.1 | Caractéristiques de la machine | 97 |
| 3.1.2 | Caractéristiques des tôles | 100 |
| 3.1.3 | Maillage et calage de la maquette | 103 |
| 3.1.4 | Etude de l'influence des événements sur les pertes fer | 104 |
| 3.1.5 | Estimation des pertes fer pour plusieurs valeurs du courant d'excitation I_{ex} | 110 |
| 3.2 | ETUDE D'UNE MACHINE ASYNCHRONE DE 5,5 kW | 118 |
| 3.2.1 | Caractéristiques de la machine | 118 |
| 3.2.2 | Caractérisation de la tôle FeV 600-65HA | 120 |
| 3.2.3 | Validation du modèle numérique à vide..... | 123 |
| 3.2.4 | Estimation des pertes fer à vide..... | 128 |
| 3.3 | ETUDE D'UNE MACHINE ASYNCHRONE A ROTOR MASSIF DE 30 kW..... | 134 |
| 3.3.1 | Caractéristiques du moteur asynchrone de 30 kW..... | 134 |
| 3.3.2 | Caractéristiques des matériaux..... | 136 |
| 3.3.3 | Validation du maillage..... | 138 |
| 3.3.1 | Estimations des pertes fer à vide | 141 |
| 3.4 | SYNTHESE | 156 |
| | CONCLUSION GENERALE | 159 |
| | ANNEXES | 162 |
| | ANNEXE 1 DETAILS SUR LA GEOMETRIE DU MOTEUR DE 5,5kW..... | 162 |
| | ANNEXE 2 SCHEMA BOBINAGE MOTEUR DE 5,5 kW..... | 163 |
| | ANNEXE 3 SCHEMA DE BOBINAGE ET DETAILS DE LA GEOMETRIE DU MOTEUR DE 30KW | 165 |
| | ANNEXE 4 SCHEMA DE L'INSTRUMENTATION DU STATOR..... | 166 |
| | REFERENCES | 168 |

Liste de Figures

| | |
|---|----|
| Figure 1.1 Comportement de la polarisation \mathbf{J} lors d'application d'un champ \mathbf{H} | 10 |
| Figure 1.2 a) Système avec aimantation uniforme b) Structure fractionnée en deux domaines avec aimantations antiparallèles..... | 11 |
| Figure 1.3 Rotation des moments magnétiques entre deux domaines à 180° | 12 |
| Figure 1.4 La courbe de première aimantation..... | 13 |
| Figure 1.5 Cycle d'hystérésis | 14 |
| Figure 1.6 Courants induits microscopiques lors du déplacement d'une paroi à 180° | 16 |
| Figure 1.7 a) Cycle majeur d'hystérésis centré b) Cycle majeur d'hystérésis centré avec cycle mineur..... | 16 |
| Figure 1.8 Développement de courants induits dans l'épaisseur d'une tôle | 17 |
| Figure 1.9 Gonflement du cycle de magnétisation $B(H)$ en régime dynamique..... | 18 |
| Figure 1.10 Pertes magnétiques 1) en champ unidirectionnel et 2) en champ tournant..... | 20 |
| Figure 1.11 Procédés de fabrication d'un circuit magnétique [13] | 22 |
| Figure 1.12 Découpe de la tôle a) en une seule pièce b) en segment..... | 26 |
| Figure 1.13 L'enroulage d'un stator [21] | 26 |
| Figure 1.14 a) commutateur magnétique élémentaire, b) plan de Preisach [43]..... | 35 |
| Figure 1.15 Triangle de Preisach dans l'état désaimanté | 36 |
| Figure 1.16 Exemple de parcours d'aimantation et triangle de Preisach associé. | 37 |
| Figure 1.17 Surface $H(B, dB/dt)$ mesurée à 1,75 T [53]..... | 40 |
| Figure 1.18 Loci de l'induction a) alternative et b) tournante [58]..... | 43 |
| Figure 1.19 Comparaison des pertes à vide [64]. | 46 |
| Figure 2.1 Types d'éléments de discrétisation [75] | 55 |
| Figure 2.2 Courbes obtenues avec le premier jeu de coefficients | 60 |
| Figure 2.3 Courbes obtenues avec le deuxième jeu de coefficients..... | 61 |
| Figure 2.4 Exemples de mesures dans le cas sinusoïdal | 61 |
| Figure 2.5 Cycles d'hystérésis mesurés dans le cas sinusoïdal..... | 62 |
| Figure 2.6 Exemple de mesures dans le cas non-sinusoïdal | 62 |
| Figure 2.7 Cycles d'hystérésis mesurés dans le cas non-sinusoïdal | 63 |
| Figure 2.8 La comparaison des modèles analytiques avec la mesure pour le cas sinusoïdal... | 64 |

| | |
|--|----|
| Figure 2.9 La comparaison des modèles analytiques avec la mesure pour le cas non-sinusoïdal | 64 |
| Figure 2.10 Evolution de chaque composante des pertes fer dans le cas non-sinusoïdal | 65 |
| Figure 2.11 Triangle $T(x,y)$ dans le plan de Preisach | 67 |
| Figure 2.12 Exemple de parcours d'aimantation et triangle de Preisach associé. | 67 |
| Figure 2.13 Cycles centrés et fonction d'Everett associée..... | 69 |
| Figure 2.14 La représentation des A.R.C. | 70 |
| Figure 2.15 La représentation des F.O.R.C..... | 70 |
| Figure 2.16 Représentation de plusieurs cycles centrés | 71 |
| Figure 2.17 Représentation d'un cycle non centré | 72 |
| Figure 2.18 Représentation des cycles mineurs | 72 |
| Figure 2.19 Schéma de l'hysteresisgraphe pour générer des formes d'ondes arbitraire [78] .. | 75 |
| Figure 2.20 Comparaison entre la mesure et le modèle de Preisach pour un cycle majeur | 76 |
| Figure 2.21 Comparaison entre la mesure et le modèle de Preisach pour des formes d'ondes non sinusoïdales | 76 |
| Figure 2.22 Les pertes introduites par les cycles mineurs..... | 77 |
| Figure 2.23 Comparaison entre le modèle proposé et le modèle de J. Lavers pour deux valeurs du coefficient c | 77 |
| Figure 2.24 Comparaison de l'approche proposée avec deux approches classiques | 78 |
| Figure 2.25 Diagramme simplifié de la procédure de calcul des pertes fer | 80 |
| Figure 2.26 Loci d'induction a) alternative b) rotationnelle | 81 |
| Figure 2.27 Photos du transformateur | 83 |
| Figure 2.28 Dimensions (mm) du transformateur triphasé | 84 |
| Figure 2.29 Obtention de la courbe $B(H)$ utilisée dans le calcul électromagnétique..... | 85 |
| Figure 2.30 Caractéristique des pertes magnétiques de la tôle du transformateur..... | 86 |
| Figure 2.31 Maillage du transformateur triphasé | 87 |
| Figure 2.32 Loci de l'induction magnétique dans différentes régions du transformateur | 88 |
| Figure 2.33 Carte de champ de l'induction à vide, à un instant donné, pour $U_1 = 400$ V. | 89 |
| Figure 2.34 Densité des pertes fer en [W/Kg] dans le cas sinusoïdal | 90 |
| Figure 2.35 Tensions simples triphasées avec une inductance en série sur la première phase. | 92 |
| Figure 2.36 Densité des pertes fer en [W/kg] en rajoutant une inductance en série avec la phase 1 | 93 |
| Figure 2.37 Alimentation déséquilibrée de deux phases..... | 93 |

| | |
|---|-----|
| Figure 2.38 Densité des pertes fer en [W/kg] en alimentant seulement deux phases | 94 |
| Figure 3.1 Banc d'essai | 98 |
| Figure 3.2 Vue de la machine synchrone [96] | 99 |
| Figure 3.3 Photos du stator et du rotor de la machine [96] | 99 |
| Figure 3.4 La courbe B(H) anhystérétique [96] | 101 |
| Figure 3.5 Comparaison entre les pertes fer mesurées et celles issues du modèle..... | 102 |
| Figure 3.6 Maillage de la machine complète [96]..... | 103 |
| Figure 3.7 Comparaison entre le calcul et la mesure pour les formulations Ω , A et A- ϕ [96] | 103 |
| Figure 3.8 $\frac{1}{4}$ de la machine avec évent | 104 |
| Figure 3.9 Vue sur la profondeur des maillages..... | 105 |
| Figure 3.10 Carte d'induction dans le maillage 3D v1. | 106 |
| Figure 3.11 Carte d'induction dans le maillage 3D v2. | 107 |
| Figure 3.12 Comparaison des pertes Joule dans les barres amortisseurs | 108 |
| Figure 3.13 Répartition de la densité des pertes fer en [W/kg] dans la machine à travers le maillage 3Dv2 | 108 |
| Figure 3.14 Répartition de la densité des pertes fer en [W/kg] issue du maillage 2D | 109 |
| Figure 3.15 Caractéristique de pertes à vide mesurée sur la machine synchrone | 111 |
| Figure 3.16 Comparaison des pertes magnétiques mesurées et calculées pour une vitesse de rotation de 1500tr/min..... | 112 |
| Figure 3.17 Evolutions des pertes fer et des pertes Joule dans la machine..... | 112 |
| Figure 3.18 Evolution des pertes fer statiques et dynamiques dans la maquette issue du modèle M2..... | 113 |
| Figure 3.19 Carte de la densité des pertes fer en [W/kg] | 114 |
| Figure 3.20 Loci de l'induction magnétique en différents éléments du stator | 115 |
| Figure 3.21 Loci d'induction dans deux éléments du rotor..... | 115 |
| Figure 3.22 Pertes magnétiques mesurées et calculées pour deux vitesses de rotation | 116 |
| Figure 3.23 La distribution de l'induction pour deux valeurs du courant d'excitation..... | 117 |
| Figure 3.24 Machine asynchrone triphasée à cage d'écureuil de 5,5 kW | 119 |
| Figure 3.25 Vue en coupe de la moitié de la machine asynchrone | 119 |
| Figure 3.26 Courbe B(H) anhystérétique de la tôle FeV 600-65HA | 120 |
| Figure 3.27 Bobinages de l'échantillon torique | 121 |
| Figure 3.28 La caractérisation des pertes fer pour les deux échantillons..... | 122 |

| | |
|---|-----|
| Figure 3.29 Maillage d'un quart de la machine | 124 |
| Figure 3.30 Comparaison des caractéristiques à vide en imposant dans la simulation soit le courant soit la tension..... | 125 |
| Figure 3.31 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés en magnétodynamique | 126 |
| Figure 3.32 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés en magnétostatique..... | 126 |
| Figure 3.33 La représentation de la méthode de « multi-slice » | 127 |
| Figure 3.34 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés par la méthode des 'slices' | 128 |
| Figure 3.35 Caractéristique à vide..... | 129 |
| Figure 3.36 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à partir des coefficients identifiés à partir de l'échantillon torique | 130 |
| Figure 3.37 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à partir de la relation (3.8) .. | 130 |
| Figure 3.38 Evolution des pertes calculées dans le stator et le rotor de la machine | 131 |
| Figure 3.39 Distributions de la densité des pertes fer au stator et rotor | 131 |
| Figure 3.40 Loci stator | 132 |
| Figure 3.41 Loci rotor | 133 |
| Figure 3.42 Photos de la maquette | 135 |
| Figure 3.43 Images de la maquette démontée | 135 |
| Figure 3.44 Lois de comportement magnétiques statorique et rotorique | 137 |
| Figure 3.45 Caractéristiques des pertes fer des matériaux stator et rotor..... | 138 |
| Figure 3.46 Maillage de la maquette avec les positions des capteurs et zoom sur l'entrefer | 139 |
| Figure 3.47 Comparaison de l'induction mesurée et simulée issue des capteurs pour une fréquence d'alimentation de 50 Hz | 140 |
| Figure 3.48 Comparaison de l'induction mesurée et simulée issue des capteurs pour une fréquence d'alimentation de 400 Hz | 141 |
| Figure 3.49 Evolution des pertes mécaniques en fonction de la vitesse du rotor..... | 142 |
| Figure 3.50 Comparaison des pertes fer mesurées avec celles issues de la simulation | 143 |
| Figure 3.51 Evolution des pertes au stator et au rotor issu du modèle M2 | 144 |
| Figure 3.52 Densité des pertes fer au stator en [W/kg] | 144 |
| Figure 3.53 La densité des pertes par hystérésis au rotor en [W/kg] | 145 |
| Figure 3.54 Loci dans les éléments statoriques | 146 |

| | |
|--|-----|
| Figure 3.55 Loci dans les éléments rotoriques | 146 |
| Figure 3.56 Comparaison de la tension mesurée avec celle imposée dans le calcul EF..... | 148 |
| Figure 3.57 Evolutions des courants statoriques issus de la simulation..... | 149 |
| Figure 3.58 Comparaison du courant d'une phase issu de la mesure et de la simulation | 149 |
| Figure 3.59 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés | 150 |
| Figure 3.60 La densité des pertes fer en [W/kg] obtenue à partir du modèle M2..... | 152 |
| Figure 3.61 La densité des pertes fer en [W/kg] au rotor obtenue à partir du modèle M2p .. | 152 |
| Figure 3.62 La densité des pertes fer en [W/kg] obtenue à partir du modèle M3..... | 154 |
| Figure 3.63 Loci de l'induction magnétique dans le stator pour une alimentation de type MLI | 155 |
| Figure 3.64 Loci de l'induction magnétique dans le rotor pour une alimentation de type MLI | 155 |

Introduction générale

La préservation de l'environnement constitue aujourd'hui l'un des enjeux primordiaux de notre société. Cela se traduit, entre autres, par une limitation et une atténuation des rejets de gaz et par une utilisation rationnelle et efficace des énergies.

Les émissions de gaz à effet de serre, largement nocifs pour l'environnement, ont été les premiers à faire l'objet d'une prise de conscience et de directives tendant à les limiter. Le protocole de Kyoto avait pour consigne, pour les pays l'ayant ratifié, une réduction des émissions de CO₂ de 5,2 % sur la période 2008 – 2012 par rapport aux années '90. En France, les gaz à effet de serre produits chaque année sont estimés à environ 416,6 millions de tonnes, ce qui nous situe à la huitième position parmi les pays les plus émetteurs [2]. Toutefois, le contenu CO₂ du kWh électrique produit en France reste très inférieur à la moyenne européenne et diverses mesures sont prises pour réduire encore plus ces émissions. Ainsi, la France a souscrit aux objectifs du plan européen dit « 20-20-20 » qui a pour but, à l'horizon 2020, 20 % de réduction de CO₂, 20 % d'économies d'énergie et 20 % d'énergie de sources renouvelables. Par ailleurs, elle s'est engagée dans une démarche de réduction de son intensité énergétique (ratio énergie/PIB) par la mise en place d'un système réglementaire de Certificats d'Economies d'Energie.

Dans ce contexte, l'un des gisements d'économie d'énergie est celui de l'utilisation de machines électriques performantes et efficaces énergétiquement. En effet, ces dernières sont largement présentes dans l'industrie et dans les applications domestiques et représentent, en Europe, 70 % de la consommation électrique industrielle et 33 % de la consommation électrique dans le tertiaire [3]. Quelques pourcents d'amélioration du rendement des machines électriques se traduiraient par une économie considérable d'énergie fossile. Aussi, une volonté d'amélioration des rendements de ces machines est de plus en plus affichée. Outre les recommandations classiques, la pression réglementaire est désormais croissante pour l'efficacité énergétique des systèmes avec notamment la réglementation européenne sur l'éco-conception des moteurs électriques asynchrones qui impose depuis 2011 un niveau de rendement minimum IE2 et un niveau minimum IE3 à partir de 2015 (selon la définition des niveaux de rendement de la norme CEI 60034-30-1). Pour atteindre ces objectifs, il faut concevoir des machines avec des pertes limitées lors de leur exploitation dans un environnement industriel, ce qui est de plus en plus synonyme d'un fonctionnement à vitesse variable et donc avec une alimentation par le biais de convertisseurs statiques.

Ainsi, bien que les machines électriques aient atteint des performances élevées grâce au savoir-faire des constructeurs, basé principalement sur l'expérience, il subsiste une marge de manœuvre non négligeable pour en améliorer l'efficacité énergétique. En règle générale, les convertisseurs électromécaniques sont fabriqués à base de matériaux ferromagnétiques afin d'assurer une induction magnétique élevée avec un champ magnétique minimal dans le but de réduire la taille de la machine et/ou d'augmenter son efficacité. Toutefois, la variation du flux magnétique dans le temps induit un dégagement de chaleur dans le circuit magnétique dont l'origine est principalement imputable aux pertes fer. Ces dernières non seulement grèvent le rendement de la structure mais peuvent également induire des points chauds qui constituent des sources potentielles d'avaries. Ces pertes sont souvent amplifiées lors de l'utilisation de convertisseurs statiques pour l'alimentation des machines électriques de par le contenu harmonique élevé associé aux grandeurs d'alimentation.

Aujourd'hui, dans le domaine du génie électrique, on dispose d'outils performants pour la modélisation des systèmes électromagnétiques. Grâce à des méthodes numériques, telles que la méthode des éléments finis, il est possible d'étudier et de quantifier les performances globales des systèmes avec une géométrie complexe avant même de les fabriquer. Toutefois, même si la modélisation est devenue un outil important dans la conception des produits, des améliorations restent encore à apporter à cet outil afin de le rendre apte à quantifier les rendements de la manière la plus précise possible tout en évitant des temps de calculs prohibitifs. Dans le cas des machines électriques, l'augmentation du rendement passe d'abord par une bonne estimation des pertes dès la phase de conception afin d'agir sur les paramètres pouvant les atténuer.

Dans cet objectif, il faut distinguer les différents types de pertes qui existent dans les machines électriques :

- les pertes par effet Joule dans les enroulements de la machine,
- les pertes mécaniques (frottements et effets aérodynamiques),
- les pertes fer, dans le circuit magnétique, qui représentent la somme des pertes par hystérésis, par courant de Foucault et les pertes dites « excédentaires ».

Du point de vue électromagnétique, la conception de machines performantes requiert donc une approche plus fine dans la description des phénomènes mis en jeu, et notamment les pertes fer. Il existe néanmoins des difficultés dans l'estimation de ces pertes : la finesse du modèle de pertes qui sera employé, l'incertitude relative à la caractérisation des matériaux, les incertitudes introduites par la discrétisation du système et aussi la dégradation des propriétés magnétiques des tôles lors du processus de fabrication.

Dans ce contexte, l'objectif de la présente thèse, réalisée dans le cadre d'une allocation de recherche co-financée par la Région Nord-Pas-de-Calais et EDF R&D (Département Technologie et Modélisation des Infrastructures du Système Electrique), est de doter le code de calcul du laboratoire, *code_CARMEL*, d'une procédure permettant de quantifier les pertes fer. Le but est de pouvoir utiliser la modélisation numérique comme outil de référence pour l'aide à la conception des motorisations électriques performantes destinées à de futurs équipements d'éco-efficacité énergétique. Ces travaux font partie du pôle de recherche appliquée MEDEE (Maîtrise Energétique Des Entraînements Electriques) et constituent l'opération 7 de l'axe MEDEE 2 intitulé « Diagnostic Electromagnétique par Modélisation Numérique ».

Le manuscrit de thèse est divisé en trois chapitres. Le premier, intitulé « Problématique des pertes fer et état de l'art », se focalise sur les matériaux magnétiques. Dans un premier temps, les différentes grandeurs magnétiques, qui seront utiles par la suite, sont introduites avant de présenter les divers phénomènes associés au processus d'aimantation et aux sources des pertes fer. Dans une seconde partie, nous exposerons une synthèse non exhaustive de l'influence des différents procédés de fabrication sur les propriétés magnétiques. Enfin, un état de l'art relatif aux différents modèles des pertes fer qui existent dans la littérature scientifique sera dressé. A l'issue de cette étude, nous introduirons l'approche qui sera adoptée dans le cadre de ces travaux en justifiant le choix retenu.

Le deuxième chapitre porte sur les différents modèles qui seront retenus et utilisés pour l'étude de machines tournantes. Il débute par la présentation synthétique des équations de Maxwell et de la méthode des éléments finis (E.F.). Ensuite, nous passerons en revue plusieurs modèles analytiques de quantification des pertes fer en comparant leur performance dans le cadre de cas tests, afin de choisir le modèle le plus adapté pour être implanté en post-traitement du *code_Carmel*. Le modèle d'hystérésis de Preisach sera également présenté en mettant l'accent sur les différentes méthodes d'identification. Cette étude nous permettra ensuite de développer un modèle analytique capable de prendre en compte les cycles mineurs introduits au travers des alimentations par convertisseurs statiques. La dernière partie de ce chapitre est dédiée à la validation de la procédure implantée par l'étude d'un convertisseur électromagnétique sans entrefer, à savoir un transformateur triphasé. Les résultats de simulation seront comparés aux essais à vide en régimes sinusoïdal et non sinusoïdal.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude des machines électriques tournantes. Le modèle analytique mis en œuvre en post-traitement du code de calcul par E.F. sera validé sur

trois types de machines, à savoir : une maquette d'un turbo alternateur de 26,7 kVA, une machine asynchrone à cage d'écureuil de 5,5 kW et une maquette de moteur asynchrone à rotor massif de 30 kW. Pour chacune de ces machines, nous présenterons le banc d'essai utilisé pour la mesure des différentes grandeurs globales et locales qui sont utilisées pour valider le modèle numérique des machines.

1. Problématiques des pertes fer et état de l'art

Dans le contexte actuel de développement de dispositifs respectant des critères en termes de développement durable et d'efficacité énergétique, les axes de recherche portant sur la nécessité d'économiser l'énergie, l'utilisation efficace des matériaux dans les dispositifs électriques et le développement de nouveaux matériaux ayant des propriétés supérieures sont d'une importance capitale. Les récents progrès dans l'industrie électrotechnique sont dus, en grande partie, à l'amélioration de la technologie de fabrication des matériaux magnétiques. Les machines électriques tournantes et statiques, de toutes tailles, sont généralement construites avec des matériaux magnétiques doux (tôles). Pour un dimensionnement adéquat, il est important d'avoir une bonne connaissance des propriétés de ces tôles magnétiques. En effet, le matériau magnétique représente le cœur de fonctionnement d'une machine électrique et les propriétés du matériau, comme la loi de comportement magnétique $B(H)$ et les pertes fer, influencent les performances et l'efficacité de la machine.

Dans ce chapitre, nous allons, dans un premier temps, introduire les définitions des différentes grandeurs magnétiques qui vont nous permettre d'expliquer la physique du matériau magnétique. Dans un second temps, les mécanismes à l'origine des pertes fer seront décrits à partir de la théorie de Bertotti. Ensuite, les principales difficultés liées à l'estimation de ces pertes fer dans une machine électrique seront présentées. Dans une dernière partie, nous allons traiter les principaux modèles utilisés pour estimer ces pertes et présenter l'approche que nous avons choisie pour les présents travaux.

1.1 Les matériaux magnétiques

1.1.1 Grandeurs magnétiques

Un échantillon de matière est fondamentalement décrit, du point de vue des propriétés magnétiques, comme un ensemble de moments magnétiques, résultant du mouvement des électrons. Classiquement, les électrons en orbite autour du noyau atomique sont dotés d'un moment magnétique appelé aussi moment orbital $\mathbf{m} = -(e/2m_e)\mathbf{L}$, où e et m_e sont respectivement la charge et la masse de l'électron et \mathbf{L} est le moment angulaire. En plus de ce

moment magnétique orbital, les électrons possèdent un moment magnétique intrinsèque appelé moment magnétique de spin. On définit ainsi le moment magnétique d'un atome comme la somme vectorielle de ces deux moments.

À l'échelle macroscopique, un élément de volume de matière magnétique est un ensemble de moments magnétiques et on peut définir l'aimantation \mathbf{M} [A/m] du matériau telle que :

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

où \mathcal{M} est la somme des moments magnétiques et ∂v l'élément de volume considéré. La relation générale qui lie l'induction magnétique \mathbf{B} [T], le champ magnétique \mathbf{H} [A/m] et l'aimantation \mathbf{M} est écrite de cette manière :

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

où $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ [H/m] est la perméabilité magnétique du vide. Dans le vide l'aimantation \mathbf{M} étant nulle, la relation $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ permet de considérer l'induction et le champ magnétique comme des quantités équivalentes, car simplement liées par la constante de proportionnalité μ_0 . En présence de matière magnétique, la contribution $\mu_0 \mathbf{M}$ reflète la réponse du matériau à une sollicitation extérieure. Cette contribution est appelée polarisation magnétique \mathbf{J} , quantité ayant la même unité que \mathbf{B} [T] et les mêmes propriétés que l'aimantation \mathbf{M} . L'équation (1.2) s'écrit alors classiquement sous la forme suivante:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{J} \quad 1.3$$

La loi de comportement magnétique peut également s'exprimer comme :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \text{ et } \mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad 1.4$$

où μ_r et χ sont la perméabilité relative et la susceptibilité magnétique qui sont liées par l'équation suivante :

$$\mu_r = 1 + \chi \quad 1.5$$

Sur la base de cette représentation générale du comportement magnétique, il est possible de décrire le comportement des trois grandes catégories de matériaux magnétiques : les matériaux paramagnétiques, diamagnétiques et ferromagnétiques. Dans la suite, nous allons exposer d'une manière succincte les propriétés magnétiques de chaque catégorie de matériaux.

1.1.2 Classification des matériaux magnétiques

1.1.2.1 Le diamagnétisme

Le diamagnétisme se traduit par l'apparition au sein de la matière d'un champ magnétique opposé au champ appliqué. Son origine est la modification du mouvement orbital des électrons autour du noyau atomique suite à l'application d'un champ magnétique extérieur. Par conséquent, l'aimantation diamagnétique est présente dans toutes les matières, mais sa part dans l'aimantation totale reste très faible par rapport à d'autres types d'aimantation. Parmi les matériaux diamagnétiques (qui présentent seulement une aimantation diamagnétique), on peut citer les éléments Cu, Au, Ag, Zn, Pb, etc.

Ces matériaux ont alors une susceptibilité magnétique négative, indépendante de la température, de l'ordre de 10^{-5} . Par conséquent, 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 Le paramagnétisme

Du point de vue microscopique, le paramagnétisme est lié à l'existence d'un moment magnétique permanent qui peut être porté par des atomes ou des molécules. En l'absence d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques sont orientés de manière aléatoire en raison de l'agitation thermique, le matériau ne présente donc pas d'aimantation spontanée. Les matériaux paramagnétiques (par exemple Al, Cr, Mn, Na) présentent toutefois une susceptibilité magnétique faible, mais positive, de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-5} . La loi de comportement de ces matériaux peut alors être considérée comme linéaire et proche de celle du vide pour les domaines d'application en électrotechnique.

1.1.2.3 Le ferromagnétisme

Dans le cas du ferromagnétisme, à l'échelle microscopique, les moments magnétiques de spin présentent un fort couplage. Ainsi, à l'échelle d'un domaine de Weiss (que l'on définira plus loin dans le mémoire), il existe une aimantation même en l'absence de champ extérieur, l'aimantation étant alors qualifiée de spontanée. Celle-ci est due au fait que les moments atomiques ont tendance à s'aligner spontanément et parallèlement les uns aux autres, réalisant une mise en ordre que l'on peut comparer à la mise en ordre géométrique caractéristique de l'état solide.

Il faut rappeler que la théorie du paramagnétisme considère que les atomes sont indépendants les uns des autres, ce qui n'est pas le cas pour le ferromagnétisme. En effet, il existe une énergie d'échange entre les moments magnétiques portés par les atomes qui ont tendance, par effet collectif, à s'aligner suivant la même direction. L'énergie d'échange peut être écrite, en tenant compte des moments magnétiques \mathbf{S}_i et \mathbf{S}_j de deux atomes voisins, sous la forme suivante:

$$W_{ij} = -2J_{ij}\mathbf{S}_i\mathbf{S}_j \quad 1.6$$

Dans cette expression, proposée par Heisenberg, J_{ij} est l'intégrale d'échange. La valeur de ce facteur de couplage favorise l'apparition d'un ordre ferromagnétique si $J_{ij} > 0$ ou d'un ordre antiferromagnétique si $J_{ij} < 0$. Dans le cas d'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 matériaux ferromagnétiques (par exemple Fe, Co, Ni et leurs alliages) présentent une susceptibilité importante de l'ordre de 10^3 et sont les principaux matériaux utilisés dans les dispositifs de conversion d'énergie en électrotechnique. On peut encore subdiviser les matériaux ferromagnétiques en deux groupes : les matériaux doux et les matériaux durs (aimants permanents). Les matériaux magnétiques doux peuvent être aimantés facilement avec des champs magnétiques faibles ; ils sont utilisés dans les machines électriques pour concentrer et canaliser le flux magnétique. À des fréquences industrielles, on utilise généralement des tôles FeSi d'épaisseur comprise entre 0,35 et 0,65mm et pour des fréquences au-delà de 10 kHz, on emploie les matériaux amorphes qui ont une induction à saturation, une épaisseur et des pertes moins importantes que celles des tôles conventionnelles. Les matériaux magnétiques durs (aimants permanents) sont utilisés comme source de champ magnétique dans les machines électriques.

Dans ce mémoire, nous nous intéressons uniquement aux matériaux ferromagnétiques doux.

1.1.3 Configuration en domaines magnétiques

La première théorie moderne du ferromagnétisme, qui reste valable jusqu'à aujourd'hui, a été proposée par Pierre Weiss en 1906-1907 [4], [5] et les premiers travaux expérimentaux ont été menés dans les années 1930. En effet, à l'échelle macroscopique, l'aimantation spontanée, observée à l'échelle microscopique, disparaît. La théorie de P. Weiss explique l'existence d'un état désaimanté et stipule qu'un matériau ferromagnétique est subdivisé en plusieurs domaines appelés domaines de Weiss à l'intérieur desquels l'aimantation est uniforme et alignée selon une même direction pour chaque domaine mais différente d'un domaine à l'autre. Ces domaines sont séparés par des parois (parois de Bloch) dont l'épaisseur est beaucoup plus petite que la taille du domaine, 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.

1.1.3.1 Domaines de Weiss

Dans le paragraphe 1.1.2.3, on a introduit la notion d'énergie d'échange entre les moments magnétiques des atomes voisins qui, malgré l'agitation thermique, permet aux moments magnétiques de s'aligner. Cela implique que le moment global du système serait le moment de saturation. Toutefois, il existe encore deux types d'énergie qui viennent s'opposer à l'énergie d'échange : l'énergie magnétostatique et l'énergie d'anisotropie magnétocristalline. C'est l'apparition des domaines de Weiss dans le corps ferromagnétique qui permet de minimiser efficacement la somme des trois types d'énergie magnétique.

L'énergie d'anisotropie

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. Par exemple, pour un échantillon monocristallin, si le champ d'excitation est appliqué suivant l'axe de facile aimantation, la polarisation \mathbf{J} atteint presque instantanément la valeur de saturation.

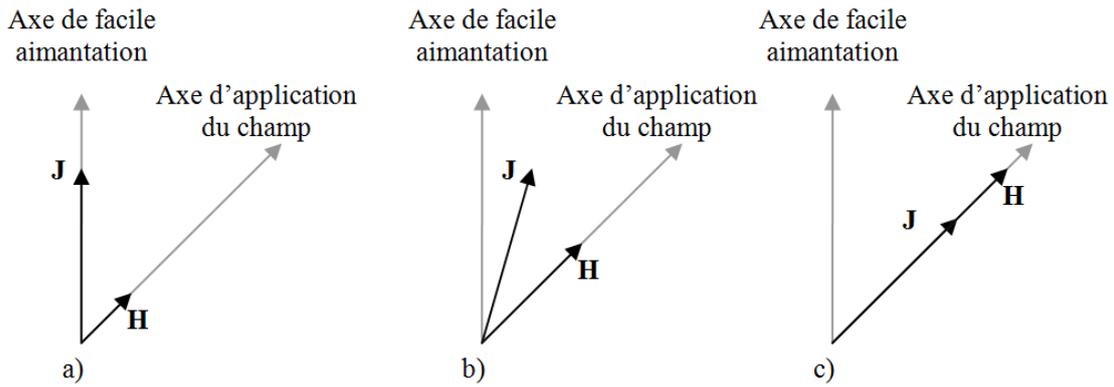


Figure 1.1 Comportement de la polarisation \mathbf{J} lors d'application d'un champ \mathbf{H}

En revanche, si on applique un champ d'excitation sur un axe différent de celui de facile aimantation, la polarisation \mathbf{J} ne subit pas le même comportement que dans le cas précédent. Comme illustré sur la Figure 1.1a, si on applique un champ suivant une direction hors de l'axe de facile aimantation, les matériaux se polarisent dans un premier temps suivant l'axe de facile aimantation le plus proche. Dans ce cas, suivant l'axe d'application du champ magnétique, la contribution d'aimantation correspond à la projection de la polarisation sur ce même axe. Si l'amplitude du champ magnétique continue de croître, on observe une rotation de la polarisation \mathbf{J} et une augmentation lente de la projection sur l'axe d'application du champ qui se rapproche du niveau de saturation (Figure 1.1b). Le champ nécessaire pour faire quitter la direction de la polarisation s'appelle « champ d'anisotropie ». Ensuite, si on continue à accroître le champ magnétique, la polarisation s'alignera avec le champ magnétique et le matériau sera saturé suivant la même direction que celle du champ d'excitation (Figure 1.1c). Par conséquent, l'énergie volumique nécessaire pour atteindre la saturation suivant une direction autre que la direction de facile aimantation sera plus élevée.

L'énergie magnétostatique

Cette énergie résulte des interactions magnétiques entre les moments magnétiques, puisque chaque moment magnétique est soumis à un champ local créé par l'ensemble des autres moments magnétiques. P. Brissonneau [6] a proposé une expression pour l'énergie magnétostatique en représentant la matière aimantée comme un ensemble de moments magnétiques dans le vide.

$$W_m = -\frac{1}{2} \iiint_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}' \, dv \quad 1.7$$

où V est le volume du système et \mathbf{H}' le champ local. En l'absence de champ extérieur, \mathbf{H}' est dû à l'existence du champ démagnétisant créé par les moments de la structure. Ceux-ci sont la

conséquence de l'apparition des masses magnétiques fictives au sein du matériau à cause de la divergence locale de l'aimantation.

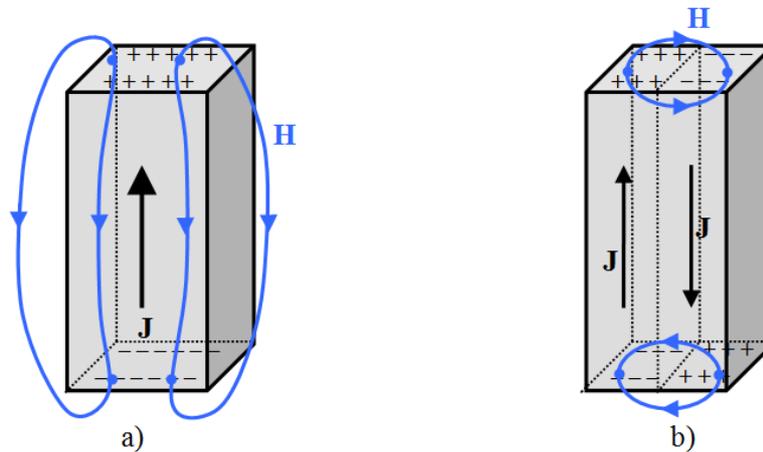


Figure 1.2 a) Système avec aimantation uniforme b) Structure fractionnée en deux domaines avec aimantations antiparallèles.

Sur la Figure 1.2a, la présence des pôles magnétiques fictifs donne naissance à un champ magnétique qui, d'après l'équation 1.7, va introduire une énergie magnétostatique significative. En revanche, comme les moments magnétiques sont alignés selon une seule direction, la direction de facile aimantation, l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie sont minimisées. Dans la deuxième configuration (Figure 1.2b), la structure est divisée en deux domaines avec des moments magnétiques antiparallèles. Le champ magnétique se reboucle alors dans les parties extrêmes des domaines, limitant ainsi le champ magnétique par rapport à la première configuration. Par conséquent, cette configuration minimise l'énergie magnétostatique mais l'énergie d'échange augmente parce qu'il existe des moments antiparallèles à l'interface entre les domaines. Par ailleurs, la contribution de l'énergie d'anisotropie favorise l'orientation des moments magnétiques suivant une direction privilégiée du cristal pour minimiser l'énergie globale du système.

Ainsi, de façon globale, l'énergie totale du matériau (somme des trois contributions pré-citées) est minimisée par la division du matériau en domaines de Weiss. La taille de ces domaines varie en fonction du matériau et de la qualité métallurgique. L'ordre de grandeur des domaines peut aller de quelques dizaines de nanomètres à quelques centaines de microns.

1.1.3.2 Parois de Bloch

Comme mentionné au précédent paragraphe, un matériau ferromagnétique est subdivisé en plusieurs domaines. Cette structure fait apparaître des zones de transition (parois

de Bloch) entre les domaines voisins où l'orientation des moments magnétiques bascule d'une orientation d'un domaine vers une autre dans le domaine voisin.

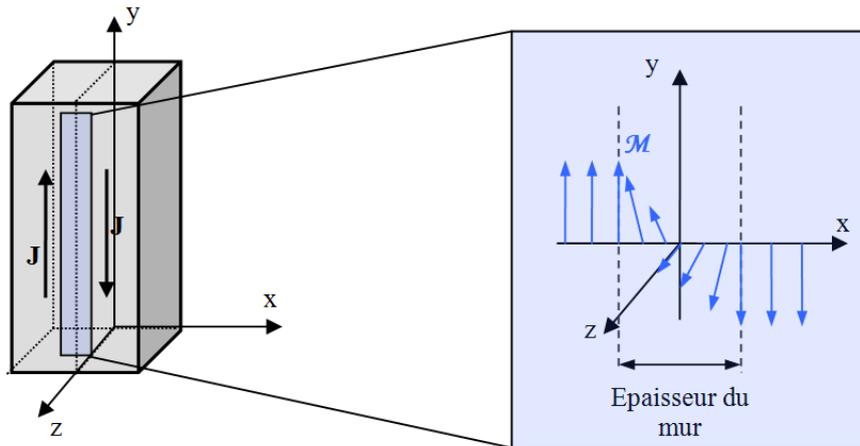


Figure 1.3 Rotation des moments magnétiques entre deux domaines à 180°

Comme illustré sur la figure ci-dessus, le changement d'orientation des moments magnétiques n'est pas brutal et se fait de manière progressive dans l'épaisseur de la paroi. Ainsi, l'énergie d'échange nécessaire pour une transition progressive est moindre par rapport à une transition brutale [6]. L'énergie d'échange évolue donc d'une manière inversement proportionnelle à la taille de la paroi. Toutefois, si on raisonne en termes d'énergie d'anisotropie, une grande épaisseur de la paroi implique une croissance d'énergie d'anisotropie à cause du fait qu'il existe plusieurs moments magnétiques alignés sur des directions défavorables. En fait, la largeur optimale de cette paroi est obtenue pour la configuration de minimum d'énergie globale.

1.1.4 Processus d'aimantation

1.1.4.1 Courbe de première aimantation

Dans le cas où un matériau ferromagnétique est désaimanté, les aimantations associées aux domaines de Weiss présentent des directions aléatoires, résultant alors en une aimantation totale nulle. A noter que, en pratique, cet état désaimanté peut être obtenu par relaxation naturelle du matériau ou par application d'un champ alternatif d'amplitude importante initialement (pour saturer le matériau) puis de plus en plus faible jusqu'à l'annulation de l'excitation. 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.

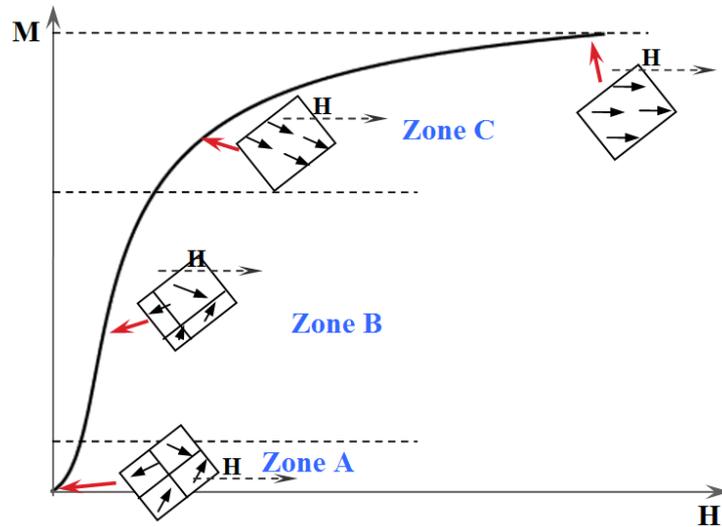


Figure 1.4 La courbe de première aimantation

Toutefois, le déplacement des parois de Bloch est gêné par les imperfections présentes au sein du matériau. Ces imperfections sont dues notamment à des impuretés non magnétiques et ferromagnétiques ainsi qu'aux contraintes de dislocation, de joints de grains et de traitements métallurgiques. Ces défauts ont pour conséquences directes, comme on le verra ultérieurement, une réduction de la perméabilité et une augmentation des pertes magnétiques. Ainsi, en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué, le mécanisme d'aimantation peut être décrit, en première approche, comme la succession de trois mécanismes principaux (Figure 1.4).

- Région A : il s'agit de la zone des champs faibles où on peut assimiler le déplacement des parois à une déformation élastique. De façon imagée, celles-ci n'étant pas rigides, elles peuvent se déformer sur les sites d'ancrage. Ainsi, si l'augmentation du champ extérieur n'est pas suffisante pour décrocher la paroi, celle-ci se déformera sans entraîner de variation brutale de l'aimantation. Ce processus est réversible : si le champ extérieur s'annule, le système retourne à l'état initial.
- Région B : dans cette région, l'intensité du champ magnétique extérieur atteint un niveau permettant aux parois de vaincre les sites d'ancrages. Ainsi, les domaines dont l'aimantation initiale se trouve dans la même direction ou dans une direction proche de celle du champ magnétique extérieur vont croître en volume au détriment des autres domaines.
- Région C : Pour arriver à cette région, 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 magnétiques commencent à s'aligner sur la même direction du champ magnétique appliqué. Ce processus de rotation des moments magnétiques est réversible.

1.1.4.2 Origine du cycle d'hystérésis

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu l'évolution de la courbe de première aimantation. Si le matériau est initialement désaimanté, la loi de comportement $M(H)$ décrira toujours la même courbe de première aimantation, tant que le champ magnétique est croissant. On remarque qu'à partir d'une certaine valeur du champ d'excitation H_s , l'aimantation augmente très peu (région C sur la Figure 1.4) et tend asymptotiquement vers une valeur M_s appelée aimantation de saturation.

Dans le cas d'un champ d'excitation magnétique H alternatif, une fois la courbe de première aimantation parcourue, lorsque le champ H amorce sa décroissance la caractéristique $M(H)$ décroît également et suit un parcours différent de la première aimantation, plus précisément au-dessus de cette dernière (Figure 1.5).

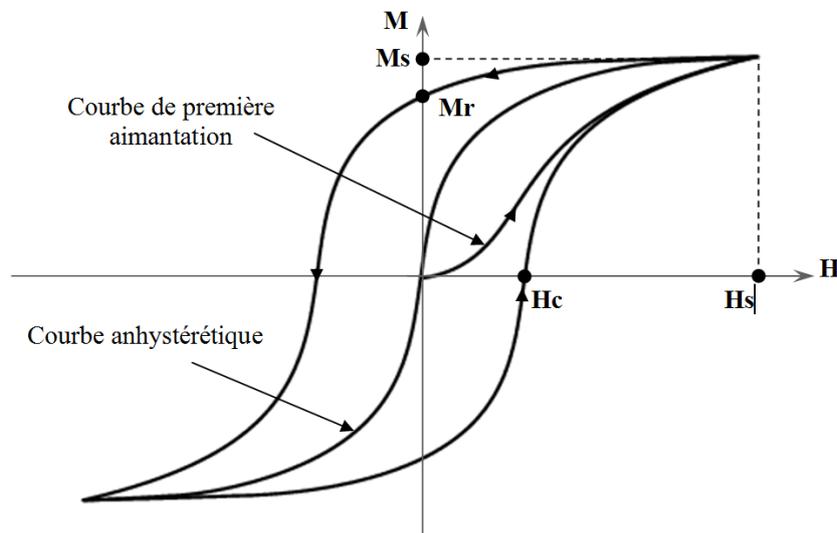


Figure 1.5 Cycle d'hystérésis

Ce parcours reflète le retard de la réponse du matériau (aimantation) sous la sollicitation d'excitation (champ magnétique). De même, lorsque le champ d'excitation est de nouveau croissant, le parcours de la courbe $M(H)$ se situe au-dessous de la courbe de première aimantation, reflet du retard de réponse du matériau dans l'autre sens d'évolution du champ extérieur. Le regroupement de ces deux branches supérieure et inférieure représente le cycle

d'hystérésis qui est le reflet d'un phénomène énergétiquement dissipatif lié au déplacement des parois de Bloch. Ce cycle possède la propriété d'antisymétrie par rapport à l'origine. On peut également observer un certain nombre de points remarquables sur le cycle d'hystérésis. En plus des points correspondant à la saturation, H_s et M_s , on notera le champ coercitif H_c où l'aimantation s'annule et l'aimantation rémanente M_r , où le champ magnétique est nul. En pratique, l'observation d'un cycle d'hystérésis se fait à très basse fréquence. En effet, pour des fréquences de champ d'excitation supérieures, des contributions dynamiques aux pertes dans le matériau viennent modifier l'allure du cycle d'hystérésis. De façon générale, la loi de comportement magnétique est également modifiée selon les contraintes extérieures auxquelles est soumis le matériau (température, mécanique ...).

A noter que, dans le cas d'un matériau idéal, sans impuretés et où le déplacement des parois est réversible, la loi de comportement magnétique $M(H)$ peut être décrite par la courbe anhystérétique représentée sur la Figure 1.5.

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 la suite, on présente les différentes contributions aux pertes globales ayant lieu dans le matériau.

1.1.5 Les pertes magnétiques

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ variable dans le temps, il est le siège d'une dissipation d'énergie, plus communément appelée pertes magnétiques ou pertes fer. D'après l'approche proposée par Bertotti, [7], ces pertes peuvent être décomposées en trois contributions :

- Les pertes par Hystérésis ;
- Les pertes par courants induits (ou pertes classiques)
- Les pertes excédentaires.

En réalité, ces trois composantes sont dues aux courants induits qui se développent dans le matériau, mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique).

Dans la suite, on présente, de façon succincte, ces trois contributions aux pertes totales. On se place dans le cas d'une tôle ferromagnétique dont la longueur et la largeur sont beaucoup plus grandes que son épaisseur, et dans des conditions de dynamique d'excitation (fréquence) telles que l'épaisseur de peau reste grande devant l'épaisseur de la tôle. Le champ magnétique pourra alors être considéré, en première approche, homogène dans l'épaisseur de

la tôle. Par ailleurs, on travaillera dorénavant avec la grandeur usuelle induction magnétique \mathbf{B} liée à l'aimantation \mathbf{M} par l'équation 1.2.

1.1.5.1 Les pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont associées au mouvement des parois de Bloch (voir paragraphe 1.1.3), processus majoritairement irréversible et qui introduit un retard de l'induction magnétique \mathbf{B} par rapport au champ d'excitation \mathbf{H} . Ce retard s'observe à l'échelle macroscopique sous la forme d'un cycle d'hystérésis propre au matériau. De plus, à partir de considérations thermodynamiques [8], on peut montrer que l'aire décrite par ce cycle correspond à l'énergie volumique dissipée au cours d'une période. Ainsi, 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 1.6).

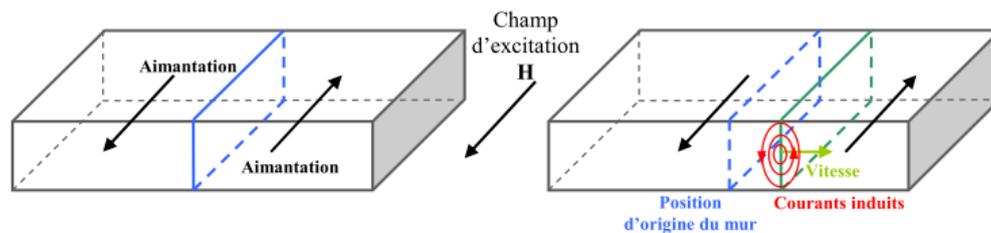


Figure 1.6 Courants induits microscopiques lors du déplacement d'une paroi à 180°

Ces sauts sont associés à des variations de flux locales, donnant ainsi naissance à des courants induits microscopiques dans la région des parois de Bloch.

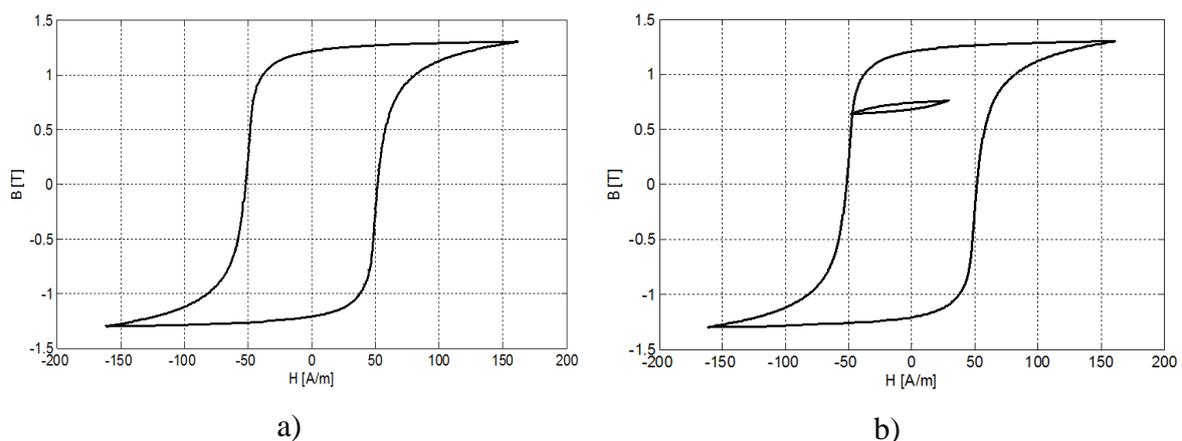


Figure 1.7 a) Cycle majeur d'hystérésis centré b) Cycle majeur d'hystérésis centré avec cycle mineur

Par ailleurs, en fonction de la forme d'onde de l'induction magnétique, les cycles d'hystérésis peuvent présenter des cycles mineurs non centrés (Figure 1.7). Ces cycles mineurs induisent des pertes supplémentaires déterminées également par leur surface. De façon générale, on écrit l'énergie fournie au matériau pour parcourir un cycle complet par :

$$W = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} \quad [\text{J/m}^3] \quad 1.8$$

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

$$P_h = f \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{B} \quad [\text{W/m}^3] \quad 1.9$$

1.1.5.2 Les pertes par courants induits

En régime dynamique, en plus des pertes en régime statique, les pertes dues aux courants induits macroscopiques, liés à la conductivité σ du matériau, deviennent non négligeables. Sur la Figure 1.8 on peut observer les courants induits qui se développent dans l'épaisseur de la tôle. Sur cette figure, le champ et l'induction magnétiques sont orientés selon l'axe (Oz) ; le champ électrique \mathbf{E} et la densité de courant induit \mathbf{j} sont dirigés selon l'axe (Ox). On suppose que la dynamique du champ d'excitation \mathbf{H} est suffisamment faible pour avoir un champ homogène dans la tôle et négliger ainsi l'effet de peau.

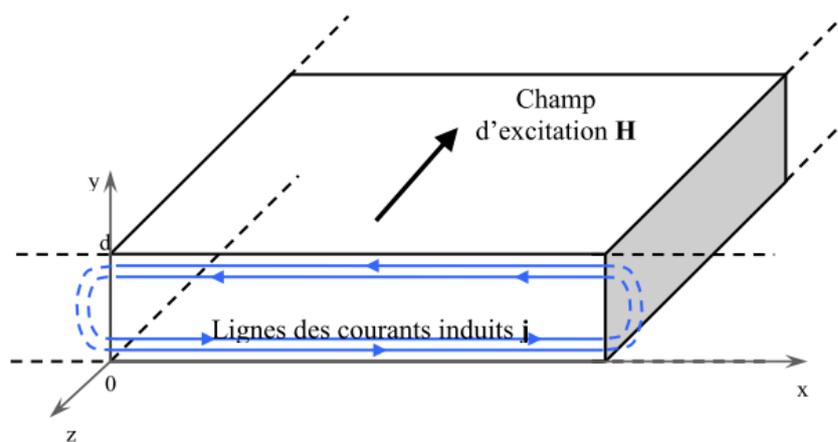


Figure 1.8 Développement de courants induits dans l'épaisseur d'une tôle

Dans les conditions d'une tôle de dimensions, dans le plan, infinies par rapport à son épaisseur, l'expression des pertes volumiques par courants induits est donnée par [8] :

$$P_{c.i.} = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{j^2(y,t)}{\sigma} dy = \frac{\sigma d^2}{12} \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \quad 1.10$$

La valeur moyenne, sur une période du champ d'excitation, s'exprime alors sous la forme suivante :

$$P_{c.i.} = \frac{\sigma d^2}{12} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB(t)}{dt} \right)^2 dt \quad [W/m^3] \quad 1.11$$

où T est la période d'induction magnétique B et d est l'épaisseur de la tôle. Dans le cas sinusoïdal, l'expression ci-dessus peut être écrite de cette manière :

$$P_{c.i.} = 2\pi^2 \left(\frac{\sigma d^2}{12} \right) f^2 B_m^2 \quad [W/m^3] \quad 1.12$$

On observe que les pertes par courants induits sont proportionnelles au carré de l'épaisseur de la tôle d et au carré de la fréquence et du champ d'induction B . Ces pertes évoluent aussi linéairement avec la conductivité du matériau.

D'un point de vue cycle d'aimantation, en régime dynamique, les courants induits produisent un gonflement du cycle $B(H)$ comme illustré sur la Figure 1.9. On parle dans ce cas de cycle de pertes, notamment parce que le cycle inclue les pertes statiques et les pertes par courants induits macroscopiques.

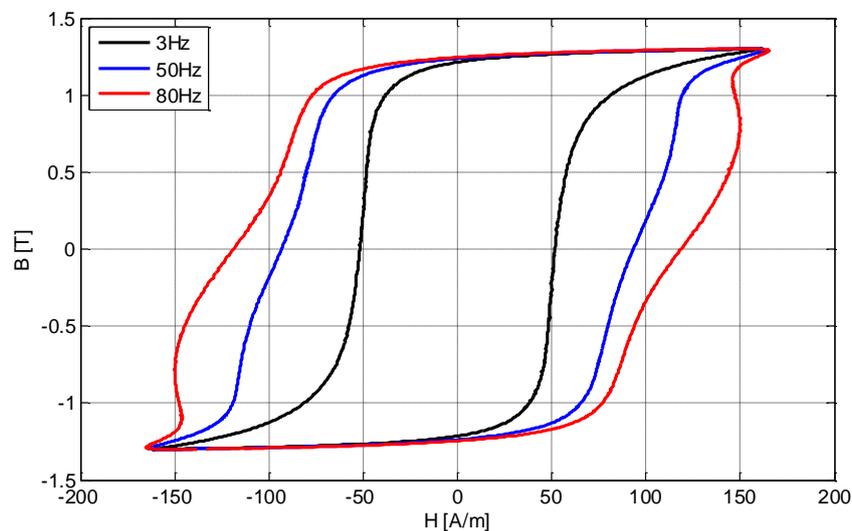


Figure 1.9 Gonflement du cycle de magnétisation $B(H)$ en régime dynamique

Dans le cas des machines électriques, ces pertes peuvent être non négligeables, et ce pour plusieurs raisons.

- Les machines étant aujourd'hui largement alimentées avec des convertisseurs statiques, ces derniers introduisent des harmoniques temporelles de courants qui se traduisent directement par des harmoniques de champ magnétique.
- La disposition des bobinages introduit quant à elle, des harmoniques d'espace. La force magnétomotrice d'entrefer n'est donc pas sinusoïdale d'où des harmoniques d'espace du champ magnétique.
- Les encoches statoriques et/ou rotoriques introduisent une variation de la réluctance d'entrefer qui induit également des variations de champ magnétique.
- Enfin, il existe des pertes supplémentaires d'extrémité introduites par les têtes des bobines statoriques, et parfois rotoriques, qui créent des pertes par courants induits supplémentaires au niveau des matériaux magnétiques situés aux extrémités de la machine électrique.

1.1.5.3 Les pertes excédentaires

À l'origine de ces pertes on retrouve les mouvements des parois de Bloch en régime dynamique. Ces mouvements ne sont pas indépendants et interagissent, conduisant ainsi à l'apparition de courants induits localisés au voisinage des parois. Ce phénomène peut être considéré homogène sur l'ensemble du matériau et dépend fortement de la fréquence du champ d'excitation [8].

En 1990, Fiorillo et Novikov [9], sur la base de la théorie développée par Bertotti, ont montré que la valeur moyenne des pertes excédentaires, dans le cas de matériau feuilleté et sur une période électrique, peut être exprimée de la manière suivante:

$$P_{\text{exc.}} = \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB(t)}{dt} \right|^{1.5} dt \quad [\text{W/m}^3] \quad 1.13$$

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 transverse du matériau feuilleté. Si l'induction magnétique est sinusoïdale, l'expression des pertes excédentaires devient :

$$P_{\text{exc.}} = 8.764 \sqrt{\sigma G V_0 S} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad [\text{W/m}^3] \quad 1.14$$

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

1.1.5.4 Pertes en champ rotationnel

En électrotechnique, le champ magnétique n'est pas toujours unidirectionnel et orienté suivant l'axe de facile aimantation ou transverse. Ainsi, dans la culasse des machines électriques, ou encore dans les joints en T des circuits magnétiques de transformateurs triphasés, la combinaison des champs associés aux différentes phases conduit à l'apparition d'une induction tournante localement. De façon générale, le module de l'induction décrit une forme plus ou moins ellipsoïdale, voire circulaire. Ainsi, si on considère un régime d'induction circulaire d'amplitude B et de vitesse angulaire constante ω , on peut décomposer l'induction selon deux axes dans le plan des tôles x et y sous la forme:

$$\begin{cases} B_x(t) = B \cos(\omega t) \\ B_y(t) = B \sin(\omega t) \end{cases} \quad 1.15$$

Les pertes rotationnelles sur un cycle peuvent alors être exprimées par la relation suivante [10]:

$$P_{\text{rot}} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\theta}{dt} |\mathbf{H}| |\mathbf{B}| \sin \alpha dt \quad 1.16$$

où α l'angle entre \mathbf{H} et \mathbf{B} et θ l'angle entre \mathbf{B} et une direction donnée.

En pratique, on constate que les pertes fer en champ tournant et en champ unidirectionnel évoluent différemment. La différence s'explique par le comportement complexe lors du mécanisme d'aimantation mis en jeu. Dans le cas d'un champ unidirectionnel, l'induction subit une variation continue, au cours de laquelle les parois de Bloch et les domaines magnétiques sont modifiés en continu. En revanche, dans le cas d'un champ circulaire, l'amplitude de l'induction reste constante et seules les projections du champ varient en amplitude.

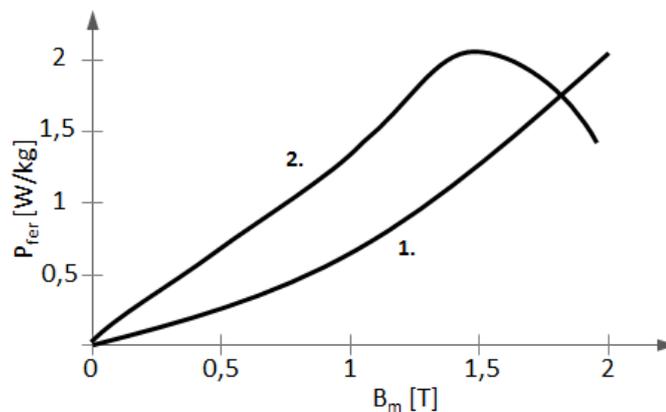


Figure 1.10 Pertes magnétiques 1) en champ unidirectionnel et 2) en champ tournant

Pour des champs faibles, les pertes en champ tournant, pour les tôles de type FeSi à grains non orientés (N.O.), peuvent avoir des valeurs doubles de celles en champ unidirectionnel [10], [11]. En champ tournant, ces pertes peuvent être approximées par la somme des pertes en champ unidirectionnel suivant la direction de laminage et suivant la direction transverse. A l'inverse, pour des champs de très fortes amplitudes, les pertes en champ tournant décroissent rapidement en fonction de l'amplitude de B alors que les pertes en champ unidirectionnel continuent de croître en fonction de B (voir Figure 1.10). Ce phénomène s'observe généralement pour des valeurs d'induction proches de la saturation.

1.2 Influence des procédés de fabrication sur les propriétés magnétiques

Lors de la conception d'une machine électrique, l'estimation de son rendement nécessite la bonne connaissance des propriétés magnétiques (cycles $B(H)$, pertes fer ...etc) des tôles utilisées. Ces propriétés peuvent être déterminées à partir d'essais standards sur des échantillons de tôles.

Toutefois, lors de la fabrication de la machine, les tôles subissent plusieurs opérations avant de prendre la forme souhaitée, opérations qui peuvent modifier leurs propriétés magnétiques. Cela peut être observé expérimentalement en caractérisant les tôles avant et après les différentes étapes du processus de fabrication du circuit magnétique.

De façon plus générale, les différents facteurs qui conduisent à l'introduction d'erreurs lors du processus de conception sont [12] :

- Les limitations intrinsèques du modèle choisi pour l'estimation des propriétés magnétiques du circuit magnétique.
- Les erreurs introduites par les hypothèses de modélisation numérique du système.
- La différence entre les conditions de test sur le site des fabricants de tôles et les conditions de fonctionnement de ces dernières lors de leur utilisation dans les machines électriques (température, forme d'onde de densité de flux, d'excitation, etc.).
- Les différentes dimensions et orientations des tôles utilisées pour construire les données du catalogue et les échantillons utilisés dans les machines électriques.

- La dégradation des propriétés magnétiques (et mécaniques) des tôles à cause des procédés de fabrication mis en œuvre pour la construction des machines électriques.

Dans ce qui suit, nous allons présenter une synthèse de l'influence des procédés de fabrication sur les propriétés magnétiques des tôles. Les effets du modèle numérique en termes de formulation, seront explicités au Chapitre 2 en modélisant un système électrotechnique statique.

1.2.1 Ensemble de procédés de fabrication

On donne, sur la Figure 1.11 [13], l'exemple d'une suite de procédés mis en œuvre jusqu'à l'obtention de la géométrie finale du circuit magnétique d'une machine électrique.

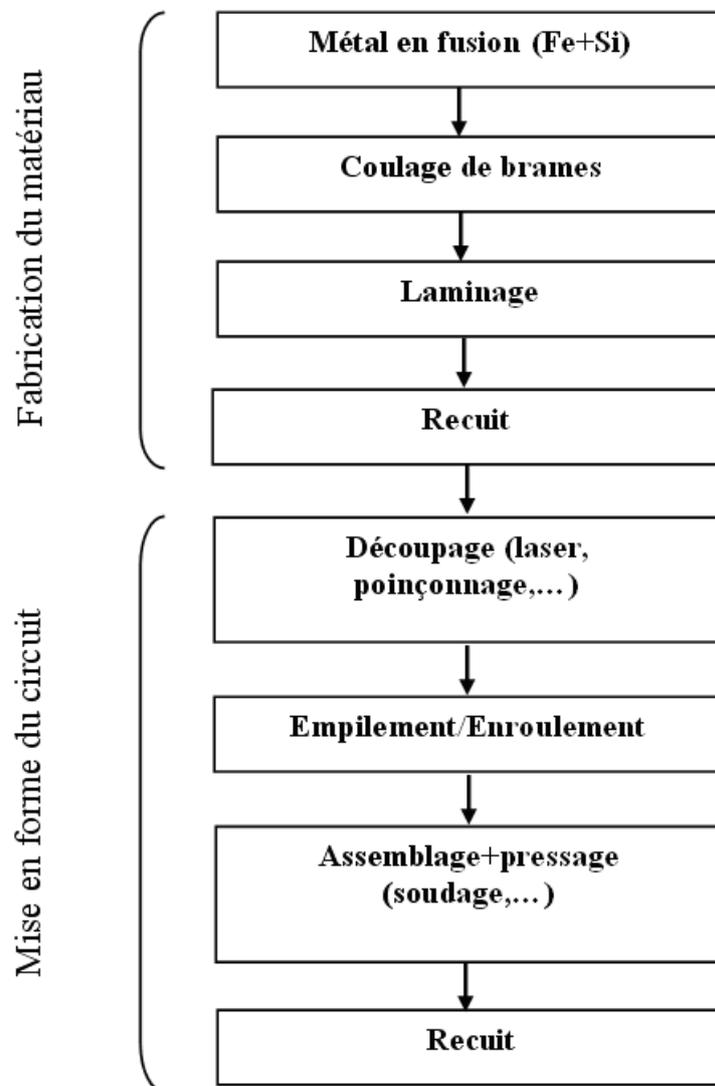


Figure 1.11 Procédés de fabrication d'un circuit magnétique [13]

Les tôles sont soumises à ces contraintes de différentes façons : une simple manutention ou l'empilement des tôles peuvent, par exemple, conduire à des contraintes mécaniques si ces opérations ne sont pas effectuées avec soin. On peut citer également le chauffage, qui est une partie intégrante du processus de fabrication, soit directement (brasage, soudage) soit indirectement (recuit).

Par la suite, nous allons présenter l'influence de quelques procédés couramment utilisés, tels que le découpage, le recuit et l'assemblage des tôles.

1.2.2 La technique de découpe

L'un des procédés pouvant impacter significativement le circuit magnétique est le découpage des tôles. Celui-ci peut se faire à partir de différentes techniques: poinçonnage, cisailage, laser ou électroérosion. Les procédés de cisailage et poinçonnage sont largement utilisés dans la catégorie des procédés dits conventionnels du fait de leur simplicité de mise en œuvre et du faible coût de revient. Les travaux présentés dans [14], [15] montrent que les effets de ces procédés sur les propriétés magnétiques du matériau dépendent beaucoup de la composition de la tôle. D'après les auteurs, le facteur le plus important est avant tout la taille des grains plutôt que la teneur en silicium, et ce, surtout pour les plages d'induction entre 0,4 T et 1,5 T.

D'autres travaux ont montré que la région influencée par la découpe peut s'étendre jusqu'à plusieurs millimètres à partir du bord de coupe, zone où la perméabilité est significativement diminuée [16], [17]. Avec cette réduction de la perméabilité, on observe aussi une augmentation des pertes fer, notamment la contribution statique, de plus de 30 % pour les valeurs d'induction qui dépassent 0,9 T et pour différentes valeurs de fréquences (50-400 Hz), Ces effets ont donc un fort impact sur les pièces géométriques de tailles inférieures à 10 mm (dents et culasses des stators de petites machines électriques). Lorsque des échantillons de dimensions plus élevées sont utilisés, la part des pertes dans la zone de coupe devient négligeable par rapport aux pertes fer globales. Il convient de mentionner que le format des tôles utilisées dans le cadre Epstein est de 30 mm x 300 mm et n'est pas adapté à l'estimation des pertes fer dans de petites géométries, comme par exemple les dents statoriques d'une machine.

Par ailleurs, les effets de quatre techniques de découpage des tôles : par guillotine, par poinçonnage, par laser et par électroérosion ont été étudiés dans la référence [18]. Les mesures ont été effectuées sur des tôles de type FeSi 2 % découpées en bandes pour être caractérisées dans un cadre Epstein. Pour une induction de 1,5 T et à une fréquence de 60 Hz,

la variation des pertes magnétiques et la perméabilité ont été comparées selon les quatre procédés de découpage et selon les directions de laminage et transverse. Des observations microscopiques des échantillons découpés avec les quatre procédés ont permis par la suite de localiser une déformation plastique. La zone déformée semble se prolonger sur environ 0,3 mm, pour la méthode de découpage par guillotine et par poinçonnage. Par contre, la technique de découpe par laser n'entraîne aucune déformation des grains. Enfin, les échantillons découpés par électroérosion présentent un bord tranchant de la déformation d'environ 0,2 mm et aucune déformation des grains n'a été observée. Selon la méthode de découpe et par rapport à la direction de laminage, les résultats obtenus sont similaires pour les pertes et la perméabilité. Ainsi, les auteurs ont quantifié une variation de moins de 10 % pour les pertes (3,5 % pour les pertes totales et 5 % environ pour les pertes par hystérésis) et de moins de 20 % (environ 11,6 %) pour la perméabilité, pour les quatre procédés de découpage. Comparés aux trois autres méthodes, il a été noté que la méthode de découpage par laser présente le plus de pertes totales et de pertes par hystérésis, bien que la valeur de la perméabilité obtenue se situe entre celle par poinçonnage et celle par électroérosion. La méthode de découpage par électroérosion a alors été reportée comme le meilleur procédé de découpage.

1.2.3 Le recuit

Afin de réduire les effets des contraintes et de déformation des grains suite au procédé de découpe, les tôles peuvent être recuites. Par définition, le recuit d'une pièce métallique est un procédé correspondant à un cycle de chauffage (500 °C à 1000 °C) maintenu en température puis refroidi, permettant de modifier les caractéristiques d'un métal.

Dans les travaux d'A. Boglietti *et al.* [19] les effets du recuit, après et avant le découpage, ont été étudiés pour plusieurs échantillons toriques. Le processus de recuit a été fait à une température de 930 °C pendant quatre heures. Il a été observé une nette diminution des pertes totales de l'ordre de 40 % pour les échantillons recuits comparées à celles des échantillons initiaux. De même, une amélioration de la courbe B(H) a été observée pour les échantillons recuits comparés à ceux non recuits, même si cet écart devient graduellement négligeable lorsqu'on est proche de la saturation (1,5 T). Ensuite, les auteurs ont étudié le procédé de recuit sur deux moteurs identiques de 11 kW. Le processus de recuit a été fait sur le stator de la première machine, le stator de la deuxième machine n'ayant pas subi ce

processus. Comparant les pertes fer totales des deux moteurs, une baisse de 15 % a été observée en faveur du moteur avec le stator recuit.

L'influence du procédé de recuit sur les performances d'un échantillon de type tôle Fe-Si est présentée dans [18] à partir de l'analyse de l'influence de plusieurs techniques de découpages de tôles, tels que la guillotine, le poinçonnage, par laser et par électroérosion. Les échantillons ont été caractérisés pour plusieurs cas : coupés (JCUT) qui sont utilisés comme référence, coupés puis recuits (CUTA), recuits puis coupés (ACUT) et recuits, coupés puis recuits une nouvelle fois (ACUTA). Pour l'observation CUTA, et pour le procédé de poinçonnage, une diminution de l'ordre de 8 % est observée pour les pertes totales et une augmentation de l'ordre de 36 % pour la perméabilité magnétique, comparées à l'observation JCUT, résultats qui sont en concordance avec [16]. Pour l'observation ACUTA, et pour le même procédé, une réduction des pertes totales de l'ordre de 5 % et une augmentation de la perméabilité de l'ordre de 27 % ont également été observées. Finalement, les résultats obtenus pour l'observation ACUT montrent une augmentation des pertes de 4 % et une augmentation de la perméabilité de l'ordre de 7 %. Pour le procédé de découpage par laser, et pour les 3 observations, le changement des performances magnétiques n'est pas significatif pour les 3 grandeurs d'intérêt. Les auteurs ont observé que dans le cas du découpage par électroérosion, l'ACUT, CUTA et ACUTA donnent une augmentation des pertes totales allant jusqu'à 10 % par rapport à la découpe par électroérosion JCUT.

1.2.4 Processus d'assemblage

La technique d'empilement des tôles est la technique la plus employée pour construire le circuit des machines. L'empilement peut être réalisé de deux façons. La première consiste à découper la forme géométrique du stator ou rotor en une seule pièce comme illustré sur la Figure 1.12-a).

Avec cette méthode, le déchet de matériau est d'environ 50 à 90 %. La deuxième méthode consiste à diviser en plusieurs segments les tôles du noyau magnétique comme illustré sur la Figure 1.12-b) afin d'améliorer le taux d'utilisation de la matière, et donc le coût. En effet, le taux de déchet du matériau avec cette méthode est de l'ordre de 45 % [20].

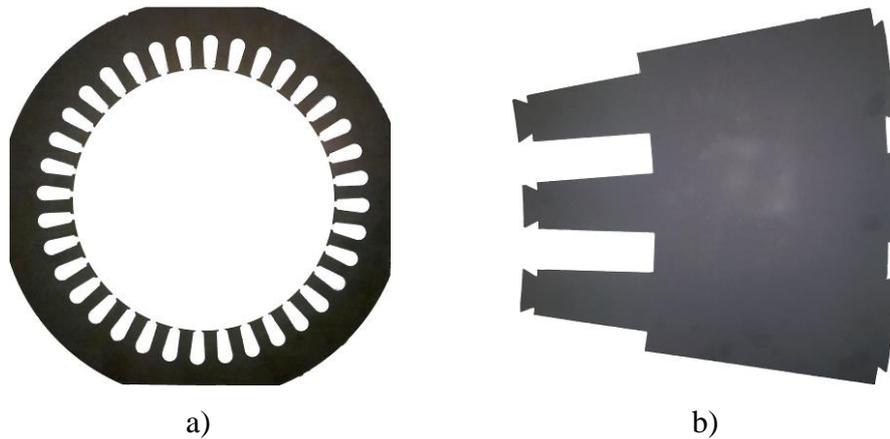


Figure 1.12 Découpe de la tôle a) en une seule pièce b) en segment

Une autre technique, utilisée surtout pour les petites machines électriques, consiste à réaliser le circuit magnétique à partir de l'enroulement d'une ou plusieurs bandes de tôle. Les encoches sont réalisées par poinçonnage au fur et à mesure du processus d'enroulement jusqu'à l'obtention de la géométrie finale (Figure 1.13). L'avantage de cette méthode est que le taux de déchet de matière est seulement de 30 %, l'inconvénient étant toutefois la dégradation importante des propriétés magnétiques [6] à cause de la déformation plastique de la bande de tôle.



Figure 1.13 L'enroulage d'un stator [21]

Après l'empilement ou l'enroulement, les tôles doivent être maintenues pour former le noyau final. Ce maintien peut être effectué à partir de différents procédés comme le serrage mécanique, le pressage, le soudage ou encore le collage.

L'influence du procédé de pressage et de soudage sur les pertes magnétiques et sur la loi $B(H)$ est présentée dans [12], [22], [23]. L'influence du procédé de soudage a été étudiée pour différents nombres de points de soudure et différents niveaux de fréquence (50-300 Hz). Les auteurs ont observé une dégradation de la loi de comportement et une augmentation des pertes magnétiques entre 0,5 T et 1,5 T. Cette dégradation s'accroît en augmentant les nombres de points de soudure et selon l'intensité de la pression appliquée.

Le processus de collage des tôles n'a, quant à lui, pas d'impact significatif sur la loi de comportement $B(H)$ et sur les pertes magnétiques [22], [23].

1.3 Modèles pour le calcul des pertes fer

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté les origines et la complexité du processus de quantification des pertes fer dans le domaine électrotechnique ainsi que l'influence des différentes étapes de fabrication sur celles-ci. Aujourd'hui encore, il est difficile de faire une modélisation précise de ces pertes en tenant compte de toutes ces contraintes. Dans les paragraphes suivants, différentes approches de modélisation des pertes fer sont présentées. Dans un premier temps, on abordera les modèles dits analytiques, utilisés uniquement pour le calcul des pertes fer, avant d'introduire les modèles d'hystérésis qui eux, selon leur degré de complexité, peuvent représenter les pertes fer tout en prenant en compte la loi de comportement magnétique.

1.3.1 Modèles analytiques

En ce qui concerne les modèles analytiques utilisés pour estimer les pertes fer, on peut distinguer deux catégories. La première nécessite, sur la base d'hypothèses simplificatrices, la connaissance de la valeur crête de l'induction sur une période d'intérêt. La deuxième catégorie utilise des expressions plus élaborées faisant intervenir la dérivée temporelle de l'induction magnétique pour prendre en compte de façon plus fine des effets dynamiques.

1.3.1.1 Modèles basés sur la valeur crête de l'induction

Pour estimer les pertes dans les matériaux feuilletés, Steinmetz [24] a proposé une formule empirique dont l'expression est donnée ci-dessous:

$$P_{\text{tot}} = kf^{\alpha} B_m^{\beta} \quad [\text{W/kg}] \quad 1.17$$

où B_m est la valeur crête de l'induction sur une période, f la fréquence d'excitation et k , α et β sont des constantes qui sont identifiées à partir des mesures réalisées sur des échantillons. Cette équation prend en compte les pertes statiques (pertes par hystérésis) et dynamiques (pertes par courants induits) de façon globale. Elle est valable dans le cas des tôles et des matériaux homogènes, isotropes et uniquement pour des formes d'ondes sinusoïdales à des fréquences suffisamment faibles pour pouvoir négliger l'effet de peau.

Dans la référence [25], une extension de l'expression (1.17), proposée par Jordan, permet de séparer les pertes fer en pertes par hystérésis et pertes par courants induits.

$$P_{\text{tot}} = k_h f B_m^\alpha + k_{\text{c.i.}} f^2 B_m^2 \quad 1.18$$

Dans cette approche, les pertes par hystérésis sont, pour une induction donnée, directement proportionnelles à la fréquence d'excitation. Les pertes par courants induits, appelées aussi pertes classiques, sont quant à elles proportionnelles au carré de la fréquence. Il s'agit des mêmes évolutions de pertes que celles données par les équations 1.9 et 1.12 dans les conditions sinusoïdales.

Toutefois, dans la pratique, l'équation (1.18) conduit à une sous-estimation des pertes fer. Ainsi, Bertotti a proposé une décomposition des pertes totales en trois catégories selon leurs origines (voir paragraphe 1.1.5) :

$$P_{\text{tot}} = P_h + P_{\text{c.i.}} + P_{\text{exc}} = k_h f B_m^\alpha + k_{\text{c.i.}} f^2 B_m^2 + k_{\text{exc}} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 1.19$$

A part la composante statique, qui est exprimée d'une façon empirique (équation 1.19), les autres deux composantes des pertes dynamiques peuvent être exprimées par des formules analytiques qui ont un sens physique par rapport au phénomène de pertes (voir paragraphe 1.1.5). Cependant, comme dans ce cas les coefficients reliés aux propriétés du matériau (σ , G , V_0) sont souvent difficiles à obtenir, on approxime généralement ces paramètres par des coefficients globaux (k_{ci} , k_{exc}) identifiés à partir de plusieurs mesures.

L'algorithme utilisé pour identifier les coefficients (k_h , α , k_{ci} , k_{exc}) est présenté ci-après :

Etape I – Effectuer des mesures expérimentales sur des échantillons de tôles pour différents niveaux de fréquences et d'inductions maximales B_m .

Etape II – Identification des coefficients k_h , α , k_{ci} , k_{exc} en minimisant une fonction objective (équation 1.20).

$$F_{\text{obj}} = \sum_{i=1}^n (P_m - P^*)^2 \quad 1.20$$

où n est le nombre de points expérimentaux, P_m la valeur mesurée des pertes et P^* les pertes estimées à partir de l'équation 1.19.

L'idéal consiste à faire une mesure à très basse fréquence pour identifier les coefficients statiques (k_h , α) puis des mesures à des fréquences de fonctionnement du système pour identifier les coefficients dynamiques (k_{ci} , k_{exc}). Néanmoins, malgré sa simplicité de mise en œuvre, l'inconvénient majeur de l'équation (1.19) est la limitation de sa validité aux

formes d'ondes sinusoïdales à des fréquences ne donnant pas lieu à l'effet de peau. Pour améliorer ce modèle, certains auteurs ont fait le choix d'utiliser des coefficients variables en fonction de la fréquence et de l'induction maximale [26]–[29].

Dans le cas de l'approche proposée par Dan M. Ionel *et al.* [27], le modèle est identifié à partir d'une campagne de mesures réalisée sur cadre d'Epstein pour différentes fréquences (25 Hz, 60 Hz, 120 Hz, 300 Hz, 400 Hz) et différents niveaux de l'induction maximale B_m . Dans un premier temps, l'identification des coefficients se fait en écrivant l'équation (1.19) sous la forme du rapport des pertes sur la fréquence f :

$$\frac{P_{\text{tot}}}{f} = a + b(\sqrt{f})^2 + c\sqrt{f} \quad 1.21$$

$$\text{où } a = k_h B_m^\alpha, b = k_{c.i.} B_m^2 \text{ et } c = k_{\text{exc}} B_m^{1.5} \quad 1.22$$

Les coefficients a , b , c peuvent être identifiés par la méthode classique des moindres carrés avec au moins 3 points. Par ailleurs, au cours des essais, il a été observé que l'utilisation de cinq points de mesures au même niveau d'induction et à des fréquences différentes est bénéfique pour l'amélioration de la stabilité globale de la procédure numérique.

Après avoir appliqué la procédure ci-dessus, les auteurs ont observé que le paramètre k_h varie avec la fréquence et le niveau d'induction alors que les trois autres paramètres α , $k_{c.i.}$, k_{exc} varient uniquement en fonction du niveau d'induction. Des polynômes d'ordre 3 ont alors été utilisés pour l'approximation de la variabilité des coefficients $k_{c.i.}$, k_{exc} .

$$k_{c.i.} = k_{c.i.0} + k_{c.i.1} B_m + k_{c.i.2} B_m^2 + k_{c.i.3} B_m^3 \quad 1.23$$

$$k_{\text{exc}} = k_{\text{exc}0} + k_{\text{exc}1} B_m + k_{\text{exc}2} B_m^2 + k_{\text{exc}3} B_m^3 \quad 1.24$$

Une amélioration de cette approche est proposée dans [26] où le coefficient α est un polynôme de troisième ordre. Dans ce modèle, D. M. Ionel approxime le paramètre α à l'aide d'un polynôme de troisième ordre en fonction de la valeur crête de l'induction B_m .

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 B_m + \alpha_2 B_m^2 + \alpha_3 B_m^3 \quad 1.25$$

Ainsi, en substituant le paramètre α dans l'expression du paramètre a donnée dans l'équation (1.22), et en appliquant l'opérateur logarithmique, on obtient l'expression suivante:

$$\log(a) = \log(k_h) + (\alpha_0 + \alpha_1 B_m + \alpha_2 B_m^2 + \alpha_3 B_m^3) \log(B_m) \quad 1.26$$

Cette équation est définie par 5 paramètres qui sont k_h et les 4 paramètres qui décrivent le comportement de α . Afin d'identifier le paramètre k_h , on résout l'équation (1.26) pour différents niveaux de fréquences et de B_m à partir d'une méthode de régression. Dans le cas

sinusoïdal, la méthode proposée par D. M. Ionel donne de meilleurs résultats sur un large spectre de fréquences, mais elle ne prend pas en compte le cas où l'induction magnétique est non sinusoïdale.

Une méthode pour tenir compte des formes d'ondes non sinusoïdales, et notamment des cycles mineurs, a été proposée par Lavers *et al.* [30]. La relation donnée est basée sur l'équation de Steinmetz.

$$P_{h.} = k_h f B_m^\alpha \left(1 + \frac{c}{B_m} \sum_{i=1}^n \Delta B_i \right) \quad 1.27$$

où k_h et α sont des paramètres identifiés à partir de mesures, B_m est la valeur crête de l'induction sur une période et n est le nombre de rebroussements de l'induction ΔB_i sur une demi-période, ce qui correspond aux cycles mineurs. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait qu'elle ne prend pas en compte la position des cycles mineurs. En pratique, on peut observer que, pour la même valeur de ΔB , la forme des cycles mineurs (et par conséquent les pertes magnétiques) varie en fonction de leur position sur le cycle d'hystérésis.

Par ailleurs, pour rendre compte des effet dynamiques avec effet de peau, M. Liwschitz [31] a proposé une autre équation analytique où, par rapport à l'équation de Steimetz, l'effet pelliculaire est pris en compte dans l'épaisseur de la tôle. Il a séparé les pertes totales magnétiques en deux seules composantes, à savoir : les pertes par hystérésis et les pertes par courants induits.

Les pertes par hystérésis s'expriment sous la forme suivante :

$$P_{hyst} = \sigma_h f B_m^2 f_h 10^{-2} \quad \text{où } f_h = \frac{\zeta \sinh \zeta - \sin \zeta}{2 \cosh \zeta - \cos \zeta} \quad 1.28$$

Et les pertes par courants induits peuvent être exprimées avec l'équation ci-dessous :

$$P_{ci} = \sigma_{ci} (s_t f B_m)^2 f_{ci} 10^2 \quad \text{où } f_{ci} = \frac{3 \sinh \zeta - \sin \zeta}{\zeta \cosh \zeta - \cos \zeta} \quad 1.29$$

où σ_h et σ_{ci} sont des paramètres du matériau, s_t est l'épaisseur de la tôle et ζ correspond à l'épaisseur réduite de la tôle dont l'expression est donnée par :

$$\zeta = \alpha s_t \quad \text{et } \alpha = 2\pi \sqrt{\frac{\mu_r f}{10^7 \rho}} \quad 1.30$$

Il faut noter que, dans le cas précis des machines tournantes, l'induction magnétique présente de fortes pulsations dans les dents statoriques et rotoriques. Pour prendre ce

phénomène en compte, Liwschitz a proposé une expression pour calculer ces pertes. L'expression suivante calcule les pertes moyennes totales par pulsation de flux dans le rotor :

$$P_{\text{moy}_r} = \frac{1}{2} \sigma_w \frac{1}{36} (s_t Z_s 60n B_m)^2 m_{Z_r} \quad 1.31$$

où σ_w est le coefficient des pertes par pulsation de flux, s_t l'épaisseur de la tôle, Z_s le nombre des encoches au stator, n la vitesse de rotation, B_m la valeur crête de la pulsation de flux et m_{Z_r} la masse des dents du rotor.

Une amélioration à l'équation (1.19) a été apportée dans [32], [33] en utilisant une équation à 5 paramètres. Afin d'améliorer la précision du modèle pour les fréquences élevées, l'effet des courants induits est pris en compte par un paramètre k .

$$k = \frac{\frac{\sinh \gamma - \sin \gamma}{\cosh \gamma - \cos \gamma}}{\frac{\gamma}{3}}, \quad \gamma = \sqrt{\pi \sigma \mu d^2 f} \quad 1.32$$

Où γ est l'épaisseur de peau normalisée par rapport à l'épaisseur de la tôle. Ainsi, l'équation à cinq paramètres est décrite ci-dessous :

$$P_{\text{tot}} = a_1 f B_m^2 + k a_2 f^2 B_m^2 (1 + a_3 B_m^{a_4}) + a_5 f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 1.33$$

Les coefficients a_1 , a_2 , a_3 , a_4 et a_5 sont identifiés à partir des mesures. L'avantage de ce modèle est qu'il permet d'avoir une bonne précision, sur l'estimation des pertes fer, à des fréquences élevées (jusqu'à 10 kHz) en identifiant les coefficients à de basses fréquences. Les coefficients sont identifiés pour des fréquences comprises entre 50 Hz et 150 Hz et pour des niveaux de B_m de 0,1 T à 1,5 T en minimisant une fonction objectif comme celle décrite par l'équation (1.20).

Ainsi, dans la littérature, il existe différentes approches pour estimer les pertes fer à partir de la valeur crête de l'induction B_m . Les modèles les plus utilisés sont basés sur l'équation de Steinmetz. L'inconvénient de cette approche réside dans le fait qu'elle n'est valable que dans le cas où l'excitation est sinusoïdale, le matériau homogène et isotrope. Dans les paragraphes suivants, nous allons présenter les approches qui permettent de tenir compte des excitations non sinusoïdales.

1.3.1.2 Modèles basés sur la dérivée temporelle de l'induction

Comme indiqué précédemment, l'équation de Steinmetz est valable pour les formes d'induction sinusoïdale. De nombreuses modifications ont été proposées pour corriger cet

aspect en prenant cette équation comme base. L'une de ces améliorations qui utilise la dérivée temporelle de l'induction, et intitulée « Modified Steinmetz Equation » (MSE), a été proposée par J. Reinert [34]. L'idée sous-jacente est d'introduire une fréquence équivalente en fonction du taux d'aimantation macroscopique dM/dt . Puisque ce dernier est proportionnel à la variation d'induction magnétique dB/dt , la fréquence équivalente peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$f_{eq} = \frac{2}{\Delta B^2 \cdot \pi^2} \cdot \int_0^T \left(\frac{d\mathbf{B}}{dt} \right)^2 dt \quad 1.34$$

où $\Delta B = B_{max} - B_{min}$. Si on substitue cette équation dans l'équation de Steinmetz (1.17), on obtient l'expression des pertes fer suivante :

$$P_{tot} = (k \cdot f_{eq}^{\alpha-1} \cdot B_m^\beta) \cdot f_r \quad 1.35$$

où f_r représente la fréquence de magnétisation et $B_m = \Delta B/2$.

L'inconvénient de cette approche est qu'elle est très peu précise pour de faibles amplitudes de l'induction mais aussi pour des inductions non symétriques.

Un autre modèle, dénommé « Generalized Steinmetz Equation » (GSE), a été proposé par J. Li *et al.* [35]. Les pertes fer sont estimées à partir de l'expression suivante :

$$P_{tot} = \frac{1}{T} \int_0^T k_1 \left| \frac{d\mathbf{B}}{dt} \right|^\alpha |\mathbf{B}(t)|^{\beta-\alpha} dt \quad 1.36$$

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

Contrairement à la MSE, cette approche aboutit à de bons résultats pour de faibles valeurs d'induction et prend également en compte une éventuelle dissymétrie de l'induction sans ajouter d'autres coefficients. Toutefois, le modèle GSE montre ses limites dans le cas où l'harmonique de rang 3, par rapport au cycle de magnétisation principal, devient très importante. Dans ce cas, les résultats deviennent moins satisfaisants car cette approche n'arrive pas à prendre en compte, d'une manière précise, les cycles mineurs introduits par les harmoniques du champ d'excitation.

Pour surmonter ce problème, K. Venkatachalam *et al.* [36] ont proposé une amélioration pour le modèle GSE appelée « improved Generalized Steinmetz Equation » (iGSE). Pour cela, ils ont proposé un algorithme qui sépare, pour une période d'évolution temporelle de l'induction, les parties croissantes et décroissantes. Ensuite, pour ces deux

parties, les cycles mineurs sont identifiés et les pertes sont calculées à l'aide de l'expression suivante :

$$P_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n P_i \frac{T_i}{T} \quad 1.37$$

où n est le nombre total des cycles mineurs, P_i les pertes de chaque cycle mineur, T_i la période associée à un cycle mineur et T la période d'excitation principale.

Une autre approche, assez répandue dans la littérature, permet de calculer les pertes fer pour des formes d'inductions non sinusoïdales sur la base de l'approche de décomposition proposée par Bertotti.

$$P_{\text{tot}} = k_h f B_m^\alpha + \frac{k_{c.i.}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{exc}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 1.38$$

Dans cette expression, les coefficients $2\pi^2$ et 8,764 sont ajoutés pour mettre en évidence les mêmes paramètres que l'équation (1.19). L'inconvénient de cette méthode est le terme des pertes par hystérésis (P_h) qui peut conduire à une surestimation de celles-ci dans le cas des excitations non symétriques. Une façon de passer outre cette limite consiste à utiliser alors la relation suivante [37] en remplaçant B_m (dans l'équation 1.38) par $\Delta B/2$:

$$P_h = k_h f \left(\frac{\Delta B}{2} \right)^\alpha \quad \text{où } \Delta B = B_{\text{max}} - B_{\text{min}} \quad 1.39$$

Une autre approche, toujours basée sur la décomposition de Bertotti, a été proposée par F. Fiorillo et A. Novikov dans [9]. Cette méthode consiste à décomposer l'induction magnétique B en série de Fourier :

$$B(t) = \sum_{i=1}^n B_i \cdot \sin(2 \cdot n \cdot f_m \cdot t + \varphi_i) \quad 1.40$$

avec B_1 l'amplitude du fondamentale, B_n et φ_n l'amplitude et la phase du $n^{\text{ième}}$ harmonique, f_m la fréquence, n le rang de l'harmonique considérée et t le temps. Ainsi, les pertes totales sont calculées pour chaque harmonique, de cette manière :

$$P_{\text{tot}} = P_h(f_m) + \frac{\sigma \pi^2 d^2 f_m^2}{6} \sum_{i=1}^n n^2 B_i^2 + \sqrt{\sigma G V_0 S} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \sum_{i=1}^n 2\pi n f_m B_i \cos(2\pi n f_m t + \varphi_i) \right|^{3/2} dt \quad 1.41$$

où P_h sont les pertes par hystérésis, le deuxième terme représente les pertes par courants induits et le troisième représente les pertes excédentaires. Le premier terme dans cette

approche peut alors être calculé à partir des équations analytiques ou à partir des modèles d'hystérésis.

1.3.2 Approches par modèles d'hystérésis

Les modèles d'hystérésis constituent, par nature, la représentation la plus juste d'un point de vue physique des phénomènes mis en jeu lors du processus de dissipation énergétique. Ces modèles font une approximation, plus ou moins proche, du cycle de magnétisation réel, du comportement du matériau et des pertes qui y sont associées. Celles-ci sont alors directement obtenues en calculant la surface du cycle :

$$P = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \mathbf{H}(t) \cdot \frac{d\mathbf{B}(t)}{dt} dt \text{ [W/kg]} \quad 1.42$$

où ρ désigne la masse volumique du matériau et T la période temporelle de l'induction.

Parmi les modèles d'hystérésis proposés dans la littérature, les modèles les plus utilisés sont le modèle de Jiles-Atherton [38] et le modèle de Preisach [39]. À la base, ces modèles ont été proposés pour décrire le phénomène de magnétisation à basse fréquence (quasi-statique) avec les hypothèses de comportement scalaire du phénomène de magnétisation. Par la suite, de nombreuses améliorations ont été apportées afin d'utiliser ces modèles dans des plages de fonctionnement dynamiques, i.e. à des fréquences plus élevées. Dans ces modèles améliorés, il est possible de prendre en compte les pertes par hystérésis, les pertes par courants induits et, selon le degré de précision et d'élaboration du modèle, les pertes excédentaires. Le comportement vectoriel du processus d'aimantation est également pris en compte dans certains modèles [40]–[42]. Par la suite, nous allons présenter le modèle d'hystérésis statique de Preisach [39] et de Jiles-Atherton [38].

1.3.2.1 Modèle d'hystérésis statique de Preisach

Le modèle de Preisach est, à l'origine, un modèle phénoménologique basé sur des hypothèses concernant les mécanismes physiques de l'aimantation. Pour cette raison, il a d'abord été considéré comme un modèle physique de l'hystérésis magnétique. Mais dans les années 1970-1980, le mathématicien russe M. Krasnoselskii et ses collègues ont proposé une approche mathématique pour décrire le phénomène d'hystérésis. Dans ce qui suit, nous allons procéder à la description mathématique du modèle de Preisach.

Définition

Le modèle de Preisach décrit le comportement physique d'un matériau comme un ensemble de commutateurs bistables $\gamma_{a,b}$. Chacun de ces opérateurs peut être représenté par un cycle élémentaire de forme rectangulaire (voir Figure 1.14-a) assimilable au comportement bistable d'un domaine magnétique élémentaire. En présence d'un champ magnétique extérieur, chaque commutateur peut basculer dans l'un des états stables ($\gamma_{a,b} = \pm 1$) de manière abrupte. Les paramètres a et b représentent, respectivement, le champ de basculement vers l'état haut ($\gamma_{a,b} = +1$) et le champ de basculement vers l'état bas ($\gamma_{a,b} = -1$). Le principe du modèle repose sur une représentation de la structure d'un matériau à l'aide de domaines définis à partir d'une densité de distribution statique des champs de basculement $p(a,b)$.



Figure 1.14 a) commutateur magnétique élémentaire, b) plan de Preisach [43]

L'aimantation totale peut alors être calculée de la manière suivante :

$$M = M_{\text{sat}} \iint_{\Delta} p(a, b) \gamma_{a,b} da db \quad 1.43$$

où Δ est le plan de Preisach (voir Figure 1.14b). Ce plan est défini par des conditions que doivent satisfaire les champs de basculement a et b . Ainsi, l'hystérésis étant un phénomène dissipatif, les champs de basculement vérifient $a \geq b$. Par ailleurs, dans l'état saturé positif, qui correspond à la valeur $+H_{\text{sat}}$ du champ d'excitation, tous les commutateurs sont en position de basculement positif. Le champ de basculement supérieur a doit alors vérifier $a \leq +H_{\text{sat}}$. De même, en considérant l'état saturé négatif, on vérifie que $b \geq -H_{\text{sat}}$. Ces trois conditions définissent le plan de Preisach Δ .

Un matériau est considéré désaimanté quand le triangle de Preisach est séparé en deux surfaces égales S^+ et S^- par la ligne d'état $L(t)$. Dans l'état désaimanté ($M=H=0$) et la ligne d'état $L(t)$ correspond à la droite $a = -b$ (Figure 1.15).

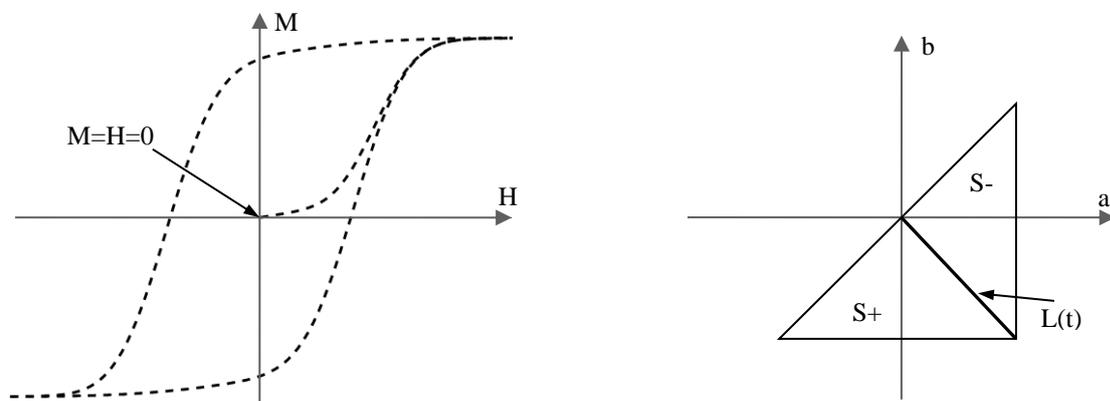


Figure 1.15 Triangle de Preisach dans l'état désaimanté

La surface S^+ correspond aux commutateurs qui ont la valeur +1 et la surface S^- correspond aux commutateurs de valeur -1. On peut exprimer, à tout moment, l'état magnétique du matériau à partir de la ligne d'état $L(t)$. Ainsi, l'aimantation totale peut être exprimée en fonction de ces deux surfaces de cette manière :

$$M = M_{\text{sat}} \left(\iint_{S^+} p(a, b) da db - \iint_{S^-} p(a, b) da db \right) \quad 1.44$$

La ligne d'état $L(t)$ est décrite à l'aide du vecteur d'état $h(t)$ qui comprend la liste des valeurs extrêmes du champ magnétique appliqué. Ce vecteur reflète l'histoire magnétique du matériau et ses composantes doivent vérifier les conditions suivantes [44] :

$$\begin{aligned} H_0 &= 0 \\ H_i &= H(t) \\ \forall j \in [1, i-1] \quad & (H_j - H_{j-1}) \cdot (H_{j+1} - H_j) < 0, \\ & |H_j - H_{j-1}| > |H_{j+1} - H_j| \end{aligned}$$

où H_j représente les différentes composantes du vecteur d'histoire.

Un exemple d'évolution de l'aimantation est donné sur la Figure 1.16. L'état magnétique est alors donné par le vecteur d'histoire :

$$h = \{0, H_{\text{sat}}, H_1, H_2, H(t)\}$$

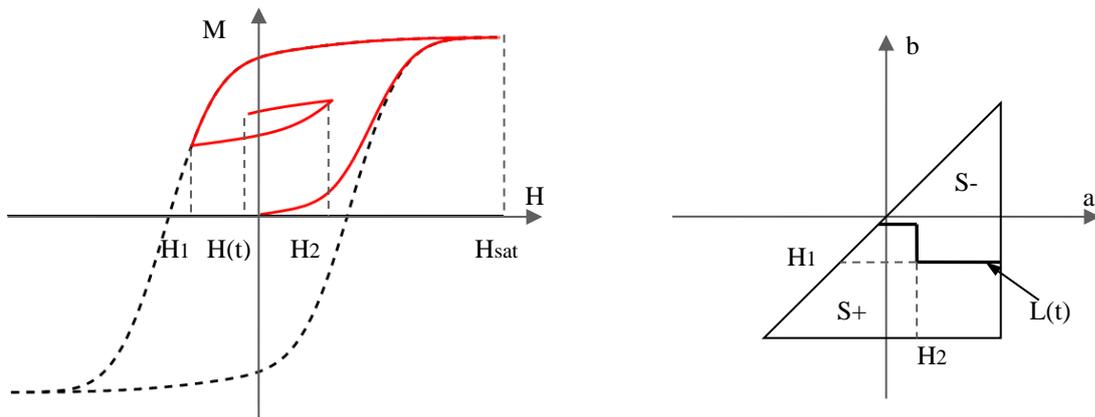


Figure 1.16 Exemple de parcours d'aimantation et triangle de Preisach associé.

Identification de la densité de Preisach

L'identification du modèle de Preisach consiste à déterminer deux paramètres : l'aimantation à saturation M_{sat} et la densité de Preisach $p(a,b)$. Le premier paramètre peut être obtenu assez facilement à partir d'un cycle d'hystérésis saturé. En revanche, le second paramètre, qui caractérise le comportement du matériau magnétique, est plus difficile à identifier. Dans la littérature, plusieurs approches ont été proposées.

Une première approche consiste à approcher la densité de Preisach $p(a,b)$ par une fonction analytique de type gaussienne [44]. Les paramètres de cette fonction peuvent être déterminés à partir d'un cycle d'hystérésis majeur [45]. Le terme $p(a,b)$ peut aussi être identifié à partir d'une fonction analytique de type lorentzienne qui semble particulièrement robuste par rapport à la mesure [46].

La deuxième approche consiste à identifier directement la densité de Preisach à partir des mesures. Les travaux présentés dans [47] et [48] proposent d'utiliser plusieurs mesures de cycles centrés ou de courbes de transition du premier ordre afin d'identifier le terme $p(a,b)$. Cette méthode est très sensible à la qualité des mesures. Une autre possibilité consiste à supposer l'indépendance des champs des basculements a et b tels que $p(a,b) = p_1(a)p_2(b)$. L'identification de la densité $p(a,b)$ se fait alors à partir de la courbe de première aimantation et la courbe descendante du cycle majeur.

1.3.2.2 Modèle d'hystérésis statique de Jiles-Atherton.

A la différence du modèle d'hystérésis de Preisach, le modèle de Jiles-Atherton [38] est basé sur le comportement physique des matériaux magnétiques. Plus précisément, il est basé sur des considérations énergétiques liées au déplacement et à la déformation des parois de Bloch (voir paragraphe 1.1.3). Le modèle de Jiles-Atherton est construit sur la base de deux contributions à l'aimantation totale M : la composante réversible M_{rev} et la composante irréversible M_{irr} .

Composante irréversible de l'aimantation M_{irr}

Le changement irréversible de l'aimantation se produit lors des déplacements des parois de Bloch quand un champ magnétique extérieur est appliqué. De manière imagée, les parois sont considérées comme des parois rigides dont le déplacement se fait par un processus d'accrochage-décrochage sur les sites d'ancrage (impuretés, dislocations ...). La densité d'énergie nécessaire pour vaincre l'ancrage des parois de Bloch est ensuite calculée pour une distribution uniforme des sites d'ancrage dans tout le volume de l'échantillon. L'expression de cette composante, sous forme différentielle, s'écrit de la manière suivante:

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{(M_{anh} - M_{irr})}{k\delta} \quad avec \quad H_e = \alpha M_{anh} + H \quad 1.45$$

où k est la densité d'énergie moyenne d'ancrage des parois, δ est un paramètre qui prend la valeur $+1/-1$ selon le sens d'évolution de H . Le champ effectif H_e est introduit pour rendre compte du champ effectif vu par les domaines magnétiques, par analogie avec le champ moléculaire moyen issu de la théorie de Weiss. Le paramètre α reflète ce couplage inter-domaines. Enfin, la composante anhystérétique M_{anh} est décrite à l'aide d'une équation de type Langevin :

$$M_{anh}(H_e) = M_{sat} \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right] \quad 1.46$$

où a [A/m] est un paramètre qui caractérise la pente de l'aimantation anhystérétique.

Composante réversible de l'aimantation

Si maintenant on suppose que les parois de Bloch peuvent se déformer sur les sites d'ancrage sous l'influence d'un champ extérieur, sans toutefois s'en « désancrer », une nouvelle composante peut être introduite. Cette composante réversible de l'aimantation est approximée par Jiles et Atherton de cette manière :

$$M_{\text{rev}} = c(M_{\text{anh}} - M_{\text{irr}}) \quad 1.47$$

où c est un coefficient compris entre 0 et 1 reflétant le taux de réversibilité.

Aimantation totale

Ainsi, l'expression de l'aimantation totale est donnée par la somme des composantes réversible et irréversible $M = M_{\text{rev}} + M_{\text{irr}}$ définies par les expressions (1.45) et (1.47).

$$M = M_{\text{irr}} + c(M_{\text{anh}} - M_{\text{irr}}) \quad 1.48$$

En dérivant l'expression (1.48) par rapport à H et, sachant que :

$$\frac{dM_{\text{anh}}}{dH} = \frac{dM_{\text{anh}}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad \text{et} \quad \frac{dM_{\text{irr}}}{dH} = \frac{dM_{\text{irr}}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad 1.49$$

nous obtenons finalement la forme $M(H)$ de l'équation différentielle du modèle d'hystérésis de Jiles-Atherton :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c) \frac{dM_{\text{irr}}}{dH_e} + c \frac{dM_{\text{anh}}}{dH_e}}{1 - \alpha c \frac{dM_{\text{anh}}}{dH_e} - \alpha(1-c) \frac{dM_{\text{irr}}}{dH_e}} \quad 1.50$$

Le modèle de Jiles-Atherton peut également être adapté pour l'identification de la loi de comportement $M(B)$ [49]. Comme pour le modèle précédent, et à partir des relations suivantes :

$$B_e = \mu_0 H_e \quad 1.51$$

$$\frac{dM_{\text{irr}}}{dB_e} = \frac{M_{\text{anh}} - M_{\text{irr}}}{\mu_0 k \delta} \quad 1.52$$

l'expression de la loi de comportement $M(B)$ pour le modèle de Jiles-Atherton est :

$$\frac{dM}{dB} = \frac{(1-c) \frac{dM_{\text{irr}}}{dB_e} + c \frac{dM_{\text{anh}}}{dB_e}}{1 + \mu_0 c (1-\alpha) \frac{dM_{\text{anh}}}{dB_e} + \mu_0 (1-c) (1-\alpha) \frac{dM_{\text{irr}}}{dB_e}} \quad 1.53$$

Pour l'utilisation de ce modèle, les cinq paramètres c , a , k , α et M_{sat} doivent être identifiés à partir de mesures expérimentales. Une méthode a été proposée dans [43] qui consiste à définir une fonction *objectif* pour l'évaluation de l'écart entre le cycle majeur expérimental que l'on désire interpoler et le cycle donné par le modèle de Jiles-Atherton. Cette fonction *objectif* est minimisée à l'aide d'un processus d'optimisation par action sur les cinq paramètres. L'expérience a montré que le modèle n'arrive pas à approximer de façon précise les cycles centrés de différentes amplitudes si on utilise les mêmes paramètres. Afin de réduire cet écart, il est possible d'utiliser des coefficients qui varient en fonction de l'amplitude de champ magnétique [50], [51].

1.3.3 Modèle Loss Surface

Le modèle de Loss Surface, développé par T. Chevalier *et al.* [52], est basé sur des mesures de cycles $B(H)$ sur cadre Epstein. Pour obtenir les données relatives à un matériau, il est nécessaire d'utiliser des inductions triangulaires à différentes fréquences pour faire varier le paramètre dB/dt . La caractérisation du matériau est alors effectuée par un balayage, en fréquence et en amplitude, pour obtenir la surface $H(B, B_m, dB/dt)$. À l'aide de ces surfaces, il est possible de reconstruire, *a posteriori*, un cycle $B(H)$ à partir de la connaissance des couples $(B, dB/dt)$.

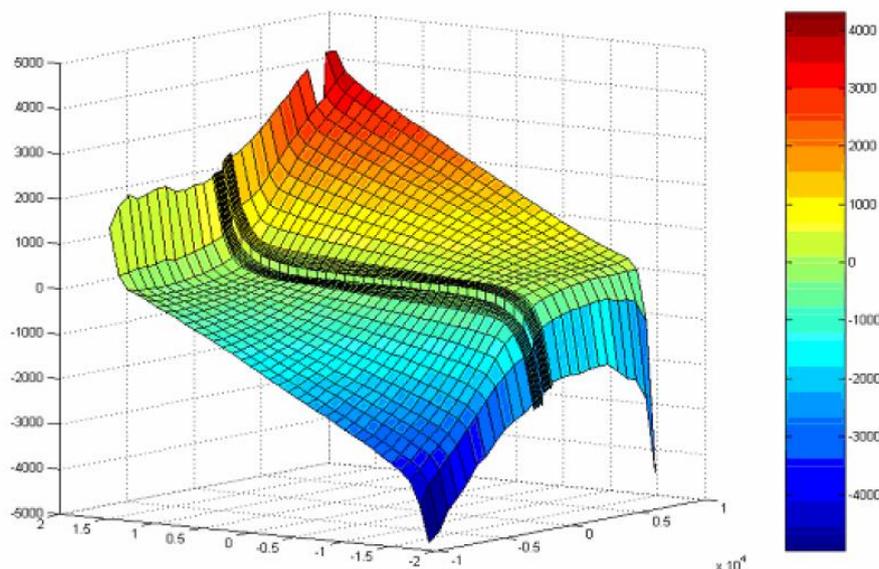


Figure 1.17 Surface $H(B, dB/dt)$ mesurée à 1,75 T [53]

L'inconvénient de ce modèle est qu'il nécessite beaucoup de mesures pour avoir la multitude de surfaces $H(B, B_m, dB/dt)$ nécessaires, ce qui complexifie la reconstruction du

cycle. Par ailleurs, cette approche n'approxime pas correctement le cycle d'hystérésis en présence de cycles mineurs. Une amélioration y a été apportée [53] en décomposant le champ $H(B, dB/dt)$ pour obtenir une contribution statique $H_{\text{stat}}(B)$ et une contribution dynamique $H_{\text{dyn}}(B, dB/dt)$. Pour aboutir au champ statique H_{stat} , un modèle d'hystérésis scalaire est utilisé et la surface $H_{\text{dyn}}(B, dB/dt)$ est alors obtenue à partir des mesures en soustrayant le champ statique. Cette approche a été implémentée dans le code de calcul par éléments finis FLUX 2D/3D pour plusieurs types des matériaux ferromagnétiques.

1.4 Approches employées pour estimer les pertes fer dans les machines électriques

Dans les paragraphes précédents, nous avons passé en revue quelques uns des modèles les plus utilisés dans le domaine de l'électrotechnique pour estimer les pertes fer. Leurs utilisations dans un code de calcul par EF peuvent prendre deux formes: les approches en post-traitement et les approches dites « hybrides ».

Dans cette dernière partie, nous présentons de manière succincte les deux approches au travers des travaux référencés dans la littérature.

1.4.1 Approches en post-traitement

Une première approche consiste à calculer les pertes fer en post-traitement d'un code numérique par EF. Dans la thèse d'A. Fasquelle [54], une estimation des pertes fer a été faite pour deux moteurs asynchrones de puissances identiques (250 kW). Ces machines, ayant le même stator, étaient équipées de rotors à cage avec des nombres d'encoches différents (28 et 44 encoches). Le calcul des pertes fer a été effectué en utilisant le modèle de Loss Surface et des expressions analytiques pour différents points de fonctionnement, à vide et en charge, à diverses tensions et fréquences.

Dans un premier temps, les pertes fer ont été calculées dans chaque élément du maillage avec le modèle de Loss Surface. L'écart le plus faible entre la mesure et la simulation a été obtenu pour une fréquence de 200 Hz (25 % d'écart) alors que le plus grand (54 % d'écart) a été obtenu à 50 Hz.

Dans un second temps, les pertes fer ont été calculées à l'aide de deux formulations analytiques basées sur la décomposition de Bertotti. Deux familles de coefficients ont été utilisées pour le stator, l'une pour les dents statoriques et l'autre pour la culasse statorique.

Les évolutions temporelles de l'induction dans ces deux régions ont été obtenues par une simulation E.F dans les éléments du maillage. L'équation (1.19) a alors été utilisée pour estimer les pertes dans les dents statoriques. Pour la culasse, une dérivée de cette même équation, comportant plusieurs paramètres, a été adoptée :

$$P_{\text{tot}} = P_h + P_{\text{c.i.}} + P_{\text{exc}} = k_h f B_m^{\alpha} + k_{\text{c.i.}} f^2 B_m^2 + k_{\text{exc}} f^b B_m^c \quad 1.54$$

Pour les dents statoriques, l'erreur moyenne obtenue entre le modèle Loss Surface et l'équation analytique a été de 7,3 % et pour la culasse de 4,6 %.

Au niveau du rotor, les pertes, étant concentrées dans les extrémités des dents rotoriques, ont été calculées uniquement dans cette région. Le niveau d'induction dans les extrémités des dents rotoriques a été obtenu de la même manière que pour le stator. Contrairement au stator, l'estimation des pertes fer a été effectuée par l'approche proposée par M. Liwschitz [31]. L'erreur moyenne obtenue avec cette équation et le modèle de Loss Surface a été de 20 %.

Le modèle de Loss Surface a également été utilisé pour estimer les pertes fer dans une machine synchrone à 4 pôles de 10 kVA [53]. Le rotor de cette structure était composé d'une pièce en acier massif XC38, sur laquelle était collé un chapelet de 576 aimants $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Afin de créer un champ quasi-sinusoïdal dans le stator, les inductions rémanentes B_r des aimants placés sur un pôle rotorique ont eu des valeurs différentes. Ces valeurs étaient de 1,07 T, 1,02 T, 0,87 T, 0,64 T, et 0,37 T. Le stator était, quant à lui, classique et réalisé par l'empilement de tôles M270-35A avec 36 encoches.

Afin d'extraire les pertes fer, les auteurs ont déterminé en premier lieu les pertes mécaniques de la machine en utilisant un rotor équivalent sans aimants. Cet essai a été réalisé en ralentissement afin d'extraire les pertes mécaniques pour différentes vitesses. Ensuite, à partir d'un bilan de puissance, sur la machine avec aimants, les pertes fer à vide et en charge ont été évaluées. Les écarts obtenus entre les mesures et le modèle de Loss Surface ont été de 30 % à vide et de 3 % en charge.

Dans les travaux présentés dans [55]–[60], une autre approche analytique a été utilisée dans plusieurs machines asynchrones. Ainsi, les pertes fer ont été estimées à partir de l'équation (1.38) mais, pour prendre en compte les pertes des cycles mineurs introduits par le convertisseur statique, les pertes par hystérésis ont été calculées à partir de l'équation (1.27). Dans [44] et [45], les pertes fer ont été évaluées pour une machine asynchrone à 4 pôles à cage droite de 37 kW. Les mesures des pertes ont été réalisées en utilisant une installation calorimétrique, entièrement automatisée, qui permet de mesurer les pertes avec une précision

de 0,1 %. Dans le cas de la machine étudiée, les mesures ont donné des valeurs de 756 W pour l'essai à vide et 1362 W pour l'essai en charge. L'écart entre la mesure et le calcul est alors de 2 % à vide et de 11 % en charge.

Le calcul des pertes rapporté dans [58] montre l'importance de la prise en compte des pertes en champ tournant. Trois approches ont été utilisées en post traitement d'un code EF pour estimer les pertes dans une machine asynchrone à 4 pôles de 2,1 kW, 1425 tr/min. La première approche calcule les pertes à partir de l'équation (1.55) en prenant en compte uniquement l'induction selon le grand axe (Figure 1.18) et en négligeant la composante suivant l'axe mineur.

$$P_{\text{tot}} = k_h f B_m^\alpha \left(1 + \frac{c}{B_m} \sum_{i=1}^n \Delta B_i \right) + \frac{k_{\text{ci}}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{\text{exc}}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 1.55$$

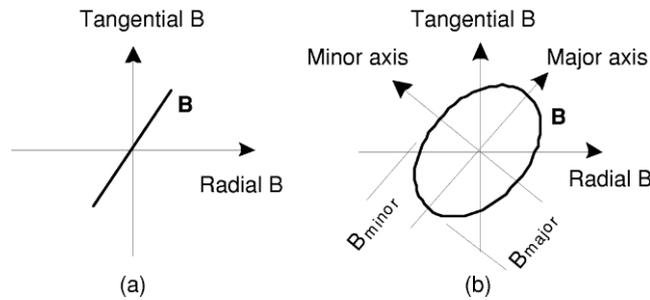


Figure 1.18 Loci de l'induction a) alternative et b) tournante [58]

Cette approche aboutit à 49W de pertes fer, 32W au stator et 17W au rotor. Une seconde approche prend en compte les pertes rotationnelles en les considérant indépendants entre le grand axe et le petit axe. L'équation (1.55) est donc utilisée sur les deux axes et les pertes totales sont données par la somme de ces deux contributions. Avec cette approche, les pertes fer totales sont de 57 W (35 W au stator et 22 W au rotor). Toutefois, dans la pratique, le comportement magnétique n'étant pas totalement indépendant entre les deux axes, il est nécessaire d'introduire un facteur correctif. C'est pourquoi, une troisième approche est proposée par les auteurs en introduisant une fonction supplémentaire $\gamma(\lambda, B_m)$ associée au rapport des inductions entre les deux axes et au module de l'induction tournante :

$$P_{\text{rot}} = [P_{0^\circ}(B_m) + P_{90^\circ}(\lambda B_m)] \gamma(\lambda, B_m) \quad \text{avec} \quad \lambda = \frac{B_{\text{mineur}}}{B_{\text{grand}}} \quad 1.56$$

où P_{rot} représente les pertes en champ tournant, $P_{0^\circ}(B_m)$ et $P_{90^\circ}(\lambda B_m)$ les pertes en champ pulsant calculées à partir des composantes de l'induction suivant le grand et le petit axe. La fonction γ doit être identifiée à partir de mesures en champ tournant. Ainsi, en adoptant cette

troisième approche, on obtient des pertes fer totales dans la machine de 54 W dont 34 W au stator et 20 W au rotor. En prenant comme référence la troisième approche, réputée être plus précise, la première sous-estime les pertes de 18,4 % car elle ne prend pas en compte les pertes sur le petit axe. La seconde les surestime puisqu'il est observé expérimentalement que les pertes en champ tournant, pour des inductions très fortes, diminuent rapidement (voir paragraphe 1.1.5.4) : ce phénomène n'est pas pris en compte avec la seconde approche.

Une autre approche proposée dans la littérature pour calculer les pertes fer est de réaliser une décomposition de l'induction magnétique en série de Fourier [29], [57], [61]–[63]. Ensuite, le calcul des pertes fer s'effectue pour chaque harmonique à l'aide de l'équation (1.19). Pour améliorer la précision de cette approche, les auteurs identifient les coefficients de l'équation (1.19) à l'aide de polynômes.

Au travers des différents travaux présentés, il apparaît que le calcul des pertes fer en post-traitement d'un code de calcul par EF est une approche couramment utilisée. Toutefois, il faut garder à l'esprit que ce type d'approche suppose que les champs calculés par l'outil numérique sont très peu modifiés par la considération d'une loi de comportement non hystérétique mais aussi par la non prise en compte du phénomène dissipatif dans les tôles lors de la résolution du problème physique. Ceci est retranscrit au travers des écarts observés entre les résultats de simulation et les mesures expérimentales, même si ces écarts ne peuvent être totalement imputés à l'approche *a posteriori* pour le calcul des pertes fer. En effet, l'erreur numérique intrinsèque à la discrétisation par EF, l'erreur de modélisation du dispositif étudié (hypothèses 2D, têtes de bobines négligées ...), l'erreur de modélisation des pertes fer, sans oublier les incertitudes liées à l'expérimentation, rendent très délicate l'interprétation de tels résultats.

Ainsi, pour prendre en compte, au moins en partie, le phénomène dissipatif au sein des tôles il est possible d'intégrer le phénomène d'hystérésis directement dans le processus de résolution par EF. On présente dans la suite des approches dites « hybrides » car combinant la prise en compte de l'hystérésis magnétique dans le calcul par EF et le calcul en post-traitement pour les autres contributions aux pertes.

1.4.2 Approches hybrides

Les approches hybrides utilisent les modèles d'hystérésis, intrinsèques du code EF, pour estimer les pertes statiques. Ces modèles d'hystérésis peuvent être scalaires ou vectoriels

pour rendre compte du comportement anisotrope des tôles et du comportement des pertes en champ tournant. Les deux autres composantes dynamiques (pertes par courants induits et pertes excédentaires) sont évaluées à l'aide de modèles analytiques en post-traitement. Les modèles d'hystérésis les plus employés pour modéliser la loi de comportement des matériaux dans les machines électriques sont, comme présentés précédemment, ceux de Jiles-Atherton [38] et de Preisach [39].

Par ailleurs, les convertisseurs statiques étant couramment utilisés pour l'alimentation des machines électriques à vitesse variable, ils entraînent l'apparition de cycles mineurs qui se traduisent par des pertes supplémentaires pouvant être non négligeables. Il est reconnu dans la littérature que la prise en compte des cycles mineurs et de leur propriétés est bien mieux observée avec le modèle de Preisach [40]–[42], [64], [65], même s'il existe des travaux sur le sujet pour améliorer le modèle de Jiles-Atherton [66].

Dans [41], le modèle de Preisach vectoriel inverse a été adopté pour, à la fois, rendre compte de la loi de comportement, des pertes en champ tournant et des pertes introduites par les cycles mineurs. Le modèle a été implanté dans un code de calcul par EF pour modéliser le comportement des tôles statoriques. La loi de comportement rotorique a, quant à elle, été représentée à l'aide d'une loi anhystérétique. Les pertes par hystérésis associées ont alors été estimées par une approche analytique tout comme les pertes par courants induits et les pertes excédentaires dans le stator et le rotor. Le modèle analytique utilisé estime les pertes en champ tournant en prenant en compte la contribution de chaque axe. La procédure exposée ci-dessus a été appliquée à un moteur asynchrone triphasé de 37 kW à 4 pôles connecté en étoile avec une cage d'écureuil à barres droites. Les résultats ont ensuite été comparés aux mesures, avec une très bonne concordance, pour quatre niveaux de tensions (100 V, 200 V, 300 V et 400 V).

Les travaux présentés dans [64] comparent trois approches pour estimer les pertes fer implémentées dans un code EF bidimensionnel. Le comportement non linéaire des tôles statoriques et rotoriques étant pris en compte par une courbe anhystérétique, la première technique, intitulée « Traditional », consiste à décomposer l'induction en séries de Fourier et à calculer les pertes, en post traitement, pour chaque harmonique en utilisant la méthode proposée par Fiorillo et Novikov [9]. La deuxième approche, intitulée « Advanced », consiste à utiliser le modèle vectoriel inverse de Preisach implémenté directement dans le code pour prendre en compte les pertes par hystérésis et par courants induits. Cette approche néglige les pertes excédentaires et les temps de calcul sont relativement lourds. La troisième technique,

intitulée « Hybrid », consiste à utiliser une combinaison des deux premiers modèles : les pertes par courants induits sont calculées par le modèle vectoriel de Preisach et les deux autres composantes dynamiques par le modèle de Fiorillo et Novikov [9]. Les résultats des simulations, effectuées sur un moteur asynchrone de 37 kW, sont comparés aux mesures à vide pour différents niveaux de tensions (Figure 1.19).

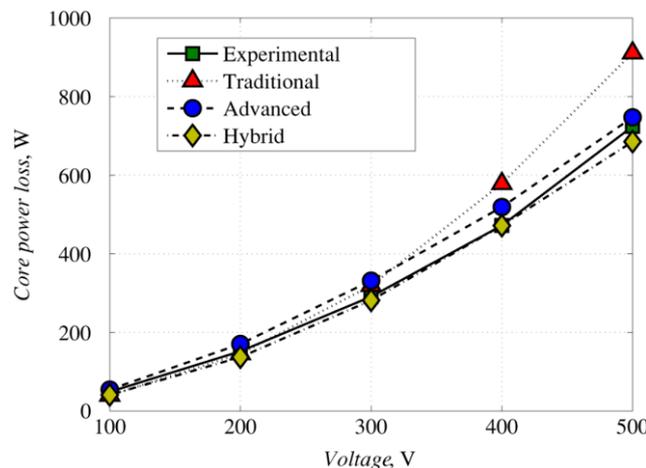


Figure 1.19 Comparaison des pertes à vide [64].

On observe que la première technique surestime les pertes pour les deux dernières valeurs de tension alors que les deux autres sont proches de la mesure pour tous les niveaux de tensions.

Enfin une autre approche repose sur l'utilisation du modèle de Jiles –Atherton [38] directement implémenté dans le code pour estimer les pertes par hystérésis [43], [67], [68]. Ce modèle est plus rapide que le modèle de Preisach mais a l'inconvénient de ne pas pouvoir représenter les cycles mineurs de manière précise. Dans les travaux présentés dans [66], les auteurs proposent une amélioration qui permet de résoudre ce problème.

1.5 Quelle approche pour calculer les pertes fer ?

Dans les paragraphes précédents, on a vu que les modèles des pertes fer peuvent être classés en trois familles, à savoir les modèles analytiques, les modèles d'hystérésis et les modèles basés sur une surface de réponse expérimentale. À leur tour, ces modèles peuvent être classés, en fonction du calcul des pertes fer par rapport à une utilisation dans un code de calculs par EF, en deux approches : les approches en post-traitement et les approches hybrides.

La première approche est de loin la plus utilisée dans le domaine de l'électrotechnique et la plus employée dans le milieu industriel. La popularité de l'utilisation des modèles en

post-traitement pour le calcul des pertes fer est principalement attribuable aux raisons suivantes :

- En ce qui concerne le champ magnétique, il n'est pas nécessaire de le calculer en utilisant des modèles d'hystérésis et, par conséquent, une courbe anhystérétique est suffisante, ce qui permet d'avoir une stabilité et une rapidité au niveau de la procédure de résolution par EF.
- La procédure d'identification des paramètres pour le modèle analytique est beaucoup plus simple que celles nécessitées par les méthodes d'hystérésis ou le modèle Loss Surface. Elle ne requiert pas de matériel sophistiqué.
- La facilité d'implémentation dans un code EF.

Toutefois, il existe aussi des inconvénients dans l'utilisation des méthodes en post-traitement :

- L'effet de peau n'étant pas pris en compte lors de la résolution numérique par EF, les champs obtenus pour le calcul de pertes en post-traitement peuvent être entachés d'erreur.
- La loi de comportement étant approximée par une courbe anhystérétique, les effets de l'hystérésis, des pertes par courants induits et des pertes excédentaires n'ont pas d'influence sur le champ magnétique.
- Les effets de cycles mineurs, qui sont particulièrement importants dans les dents statoriques et à la surface du rotor, ne sont pas modélisés de manière précise par les méthodes analytiques.

Les faiblesses mentionnées ci-dessus pour les approches en post-traitement ont amené les chercheurs à utiliser des méthodes qui sont capables de prendre en compte les effets d'hystérésis directement dans les codes de calcul. Cette deuxième approche peut également prendre en compte les effets des cycles mineurs à condition que le modèle d'hystérésis employé soit capable de bien les représenter. Néanmoins, il existe aussi des inconvénients attribués aux approches hybrides :

- L'utilisation d'un modèle d'hystérésis dans la boucle itérative d'un code EF entraîne l'augmentation significative du temps de calcul et nécessite une procédure de résolution non-linéaire robuste, particulièrement en 3D.
- La procédure d'identification du modèle d'hystérésis est plus lourde que pour les modèles analytiques.

Sur la base de ce bilan des approches de calcul des pertes fer et en tenant compte des contraintes industrielles en termes de précision du modèle mais également de la rapidité d'exécution des calculs, nous allons nous focaliser, dans la suite des travaux, uniquement sur les approches en post-traitement.

1.6 Synthèse

La première partie de ce chapitre s'est focalisée sur les propriétés des matériaux magnétiques et plus particulièrement sur les processus d'aimantation des matériaux ferromagnétiques. Ces phénomènes ont été expliqués à l'aide de la théorie introduite par Weiss qui stipule qu'un matériau ferromagnétique est divisé en plusieurs domaines magnétiques. Ensuite, à l'aide de cette théorie, nous avons expliqué le processus d'aimantation qui provoque une dissipation d'énergie au sein du matériau, dissipation énergétique apparaissant couramment sous la dénomination de pertes fer.

Dans une deuxième partie, nous avons présenté l'influence des procédés de fabrication sur les propriétés magnétiques des tôles. Cela montre que, même si on dispose d'un modèle fiable d'estimation des pertes fer sur des échantillons caractérisés à partir de tests standards, la précision peut en être considérablement dégradée quand il s'agit de la détermination des pertes fer dans une machine assemblée.

Dans la dernière partie, un état de l'art des approches utilisées pour estimer ces pertes dans les machines électriques a été présenté ainsi qu'un bilan des approches présentées.

2. Choix de modèles et validation

Dans ce chapitre, nous présentons les méthodes numériques et analytiques utilisées et/ou élaborées pour la modélisation de systèmes électromagnétiques en vue du calcul des pertes fer.

La première partie de ce chapitre porte sur une présentation de la méthode des éléments finis. Nous exposons d'abord les équations de Maxwell qui permettent d'écrire les formulations mathématiques associées aux problèmes électromagnétiques. Ensuite, nous présentons l'approche permettant d'exprimer ces formulations en vue de leur discrétisation pour la résolution numérique des problèmes.

Dans une deuxième partie, nous exposerons les modèles qui peuvent être utilisés pour l'estimation des pertes fer dans les systèmes étudiés. Tout d'abord, une comparaison entre plusieurs modèles analytiques sera effectuée afin d'évaluer leur pertinence dans l'estimation des pertes fer en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal. Ensuite, nous développerons le modèle de Preisach pour le calcul des pertes statiques. Pour cela, nous nous sommes notamment intéressés aux différentes méthodes d'identification de la densité de Preisach. Trois méthodes d'identification seront comparées.

La troisième partie de ce chapitre traite du développement d'un nouveau modèle analytique qui permet de prendre en compte, d'une manière plus précise, les pertes fer introduites par les cycles mineurs.

La dernière partie est consacrée à l'étude d'un système simple, afin de valider les procédures de calcul des pertes fer en post-traitement de *code_Carmel*. Pour cela, nous considérons un transformateur triphasé dans différentes conditions d'alimentation électrique. Cette étape est indispensable puisqu'elle nous permet d'éviter les possibles incertitudes introduites par une modélisation d'un système plus compliquée, comme une machine tournante, où nous avons affaire à une géométrie du système plus complexe, au mouvement et à une simulation en magnétodynamique pour prendre en compte les courants induits dans la cage d'écureuil ou dans les amortisseurs.

2.1 La méthode des éléments finis

Pour rappel, l'objectif de ce travail est de mettre en place une, ou des procédures, pour estimer, de façon fiable, les pertes fer dans différentes machines électriques, statiques et

tournantes. Pour ce faire, nous avons opté pour une approche utilisée en post-traitement d'un code de calculs par éléments finis. Le code d'étude dans lequel seront implantées et testées les différentes approches est *code_Carmel* (Code Avancé de Recherche en Modélisation Electromagnétique). Ce dernier est un code de calcul électromagnétique en 3D développé conjointement par le L2EP et le Département THEMIS de EDF R&D dans le cadre du laboratoire commun LAMEL (Laboratoire Avancé de Modélisation du Matériel Electrique).

Dans cette partie, nous allons présenter les principes de la méthode des éléments finis appliqués au calcul électromagnétique. On introduit d'abord les équations de Maxwell ainsi que les lois de comportement descriptives des milieux mis en jeu et les conditions aux limites. Ensuite, nous présentons les principales formulations qui constituent les équations à résoudre dans le domaine continu.

2.1.1 Equations de Maxwell

Les systèmes étudiés lors des travaux de cette thèse fonctionnent à des fréquences industrielles, ce qui permet de se placer dans les conditions des régimes quasi stationnaires. Dans ce cas, les répartitions temporelle et spatiale des champs électriques et magnétiques, en régime continu, peuvent être exprimées à l'aide des équations de Maxwell [69], [70] :

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 2.1$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad 2.2$$

$$\mathit{div} \mathbf{B} = 0 \quad 2.3$$

$$\mathit{div} \mathbf{D} = \rho \quad 2.4$$

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/m²], \mathbf{D} la densité du champ électrique [C/m²] et ρ la densité volumique de charge [C/m³]. Les expressions 2.1 et 2.2 représentent les lois locales de Faraday et d'Ampère.

2.1.2 Lois de comportement

Les équations de Maxwell sont insuffisantes pour définir totalement l'évolution d'un système. Par conséquent, à ces équations doivent s'ajouter les lois de comportement qui relient les champs \mathbf{B} à \mathbf{H} et \mathbf{J} à \mathbf{E} . Ces lois dépendent de nombreux paramètres comme la

température T , l'évolution par rapport au temps ou par rapport aux directions de l'espace considérées. Aussi, les relations qui décrivent le comportement de ces champs peuvent s'écrire, de manière générale, sous la forme :

$$\mathbf{B} = f(\mathbf{H}, t, T, \dots) \quad 2.5$$

$$\mathbf{J} = g(\mathbf{E}, t, T, \dots) \quad 2.6$$

où t représente le temps. Dans le cas isotrope, à température constante et pour les matériaux linéaires, les relations entre les grandeurs se simplifient tel que :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad 2.7$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad 2.8$$

où μ est la perméabilité magnétique [H/m] et σ la conductivité électrique [S/m].

2.1.3 Conditions aux limites

Afin d'assurer l'unicité de la solution, des conditions aux limites sont associées aux champs sur le domaine d'étude. Ces conditions sont définies sur la frontière Γ du domaine qui peut se décomposer en deux parties : la frontière Γ_b relative à l'induction magnétique et la frontière Γ_h relative au champ magnétique. Ces deux frontières doivent vérifier : $\Gamma = \Gamma_b \cup \Gamma_h$ et $\Gamma_b \cap \Gamma_h = 0$. Si le domaine d'étude contient une zone conductrice ($\sigma \neq 0$), la frontière Γ_c de cette dernière peut, à son tour, être décomposée en deux parties : $\Gamma_c = \Gamma_j \cup \Gamma_e$ et $\Gamma_j \cap \Gamma_e = 0$.

Les conditions aux limites, considérées homogènes sur le champ et l'induction magnétiques, s'énoncent comme suit :

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} \Big|_{\Gamma_b} = 0 \quad 2.9$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} \Big|_{\Gamma_b} = 0 \quad 2.10$$

où \mathbf{n} est un vecteur qui correspond à la normale de la frontière Γ .

En combinant (2.1) et (2.10), ainsi que (2.2) et (2.9), on déduit les conditions aux limites pour les domaines conducteurs:

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} \Big|_{\Gamma_e} = 0 \quad 2.11$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{J} \Big|_{\Gamma_j} = 0 \quad 2.12$$

2.1.4 Les formulations de la magnétostatique

Dans le cas de la magnétostatique, les matériaux constituant le système d'étude ne sont pas conducteurs et il n'y a pas de courants induits. La densité de courant \mathbf{J} (dans la relation 2.2), correspond donc uniquement au terme source \mathbf{J}_s . Le système d'équations à résoudre se limite alors à :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J}_s \quad 2.13$$

$$\mathit{div} \mathbf{B} = 0 \quad 2.14$$

Celui-ci est résolu en ajoutant les conditions aux limites données par les équations (2.9) et (2.10) et la loi de comportement donnée par l'équation (2.7) dans le cas linéaire. Dans le cas où la saturation du matériau ne peut être négligée, on utilise la loi de comportement introduite par la relation (2.5).

En général, ces équations ne sont pas résolues de manière directe mais en adoptant des formulations en potentiels. Pour le cas magnétostatique, deux types de formulation sont utilisés : la formulation en potentiel scalaire magnétique Ω et la formulation en potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} .

2.1.4.1 La formulation en potentiel scalaire magnétique

Dans le cas où la densité de courant \mathbf{J}_s est connue, on peut introduire un champ source \mathbf{H}_s tel que :

$$\mathbf{rot} \mathbf{H}_s = \mathbf{J}_s ; \quad 2.15$$

avec \mathbf{H}_s un champ magnétique non unique, mais dont le rotationnel est égal à la densité de courant \mathbf{J}_s . A partir des expressions (2.15) et (2.13), on peut alors écrire :

$$\mathbf{rot} (\mathbf{H} - \mathbf{H}_s) = 0 ; \quad 2.16$$

La grandeur $(\mathbf{H} - \mathbf{H}_s)$ dérive donc d'un potentiel scalaire tel que :

$$\mathbf{H} - \mathbf{H}_s = -\mathbf{grad} \Omega ; \quad 2.17$$

où Ω est le potentiel scalaire magnétique. Ainsi, en substituant l'équation (2.17) dans les relations (2.7) puis (2.3), on obtient la formulation en potentiel scalaire magnétique :

$$\mathit{div}(\mu(\mathbf{H}_s - \mathbf{grad} \Omega)) = 0 \quad 2.18$$

2.1.4.2 La formulation en potentiel vecteur magnétique

Sachant que le flux de l'induction magnétique est conservé dans le domaine d'étude, on peut introduire un potentiel vecteur \mathbf{A} qui vérifie la relation suivante :

$$\mathbf{B} = \mathbf{rot} \mathbf{A} \quad 2.19$$

En combinant les équations (2.14), (2.19) et la loi de comportement, on obtient la formulation en potentiel vecteur \mathbf{A} telle que :

$$\mathbf{rot} \left(\frac{1}{\mu} \mathbf{rot} \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}_s \quad 2.20$$

Il est à noter que pour la résolution de cette formulation, une condition de jauge est nécessaire pour assurer l'unicité de \mathbf{A} [71].

2.1.5 Les formulations de la magnétodynamique

Dans le cas où le domaine contient des matériaux conducteurs et où la dynamique du champ est importante, l'effet des courants induits n'est plus négligeable. Dans ce cas, il faut résoudre les équations associées à la magnétodynamique :

$$\mathbf{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 2.21$$

$$\mathbf{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \mathbf{J}_s \quad 2.22$$

où \mathbf{J} représente la densité des courants induits. A ces équations il faut évidemment ajouter les conditions aux limites et les lois de comportement des matériaux (2.5) et (2.6).

Pour résoudre ce système, on utilise là aussi les formulations en potentiels : la formulation magnétique \mathbf{T} - Ω et la formulation électrique \mathbf{A} - ϕ . Dans la suite, on présente uniquement la formulation électrique \mathbf{A} - ϕ qui a été utilisée lors de ce travail dans le cas magnétodynamique. On peut trouver le détail de la formulation \mathbf{T} - Ω dans [72].

2.1.5.1 La formulation électrique \mathbf{A} - ϕ

Le potentiel vecteur \mathbf{A} est défini de la même manière pour la formulation magnétostatique et pour la formulation magnétodynamique. En combinant les équations (2.1) et (2.21), on peut écrire la loi de Faraday locale sous la forme :

$$\mathbf{rot} \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad 2.23$$

Le rotationnel du terme $\left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right)$ étant nul, celui-ci dérive alors d'un gradient et nous pouvons exprimer le champ électrique \mathbf{E} en fonction du potentiel vecteur \mathbf{A} et du gradient d'un potentiel scalaire électrique φ :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \quad 2.24$$

Ainsi, en utilisant cette expression de \mathbf{E} dans la loi de comportement électrique (2.8), nous pouvons réécrire la loi locale d'Ampère (2.22) en fonction des potentiels \mathbf{A} et φ :

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{A} \right) + \sigma \left(\text{grad } \varphi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad 2.25$$

Cette expression décrit la formulation électrique \mathbf{A} - φ et, de même que pour la formulation magnétostatique, l'unicité de la solution mathématique est assurée par l'utilisation d'une condition de jauge [71].

2.1.6 Domaine discret

Les équations de Maxwell, explicitées ci-dessus, donnent les distributions spatiale et temporelle des champs électrique et magnétique. Pour les systèmes simples, ces équations peuvent être résolues analytiquement, aboutissant ainsi à des solutions exactes. Cela est beaucoup plus délicat pour les systèmes complexes, comme les transformateurs ou les moteurs électriques, où il serait très fastidieux d'utiliser une résolution analytique du problème.

C'est pourquoi, pour la résolution de ces équations, il faut avoir recours à des méthodes numériques adaptées. Dans le domaine des basses fréquences, on a souvent recours à une discrétisation spatiale et temporelle du problème dont la structure est analogue à celle du domaine continu. La méthode la plus couramment usitée est la méthode des éléments finis [73], [74].

Cette méthode consiste, dans une première étape, à construire la géométrie du système à étudier et à la discrétiser en éléments. Ceux-ci sont de formes simples et peuvent être à une, deux ou trois dimensions mais aussi d'ordres plus ou moins élevés afin de mieux discrétiser la géométrie du système (Figure 2.1).

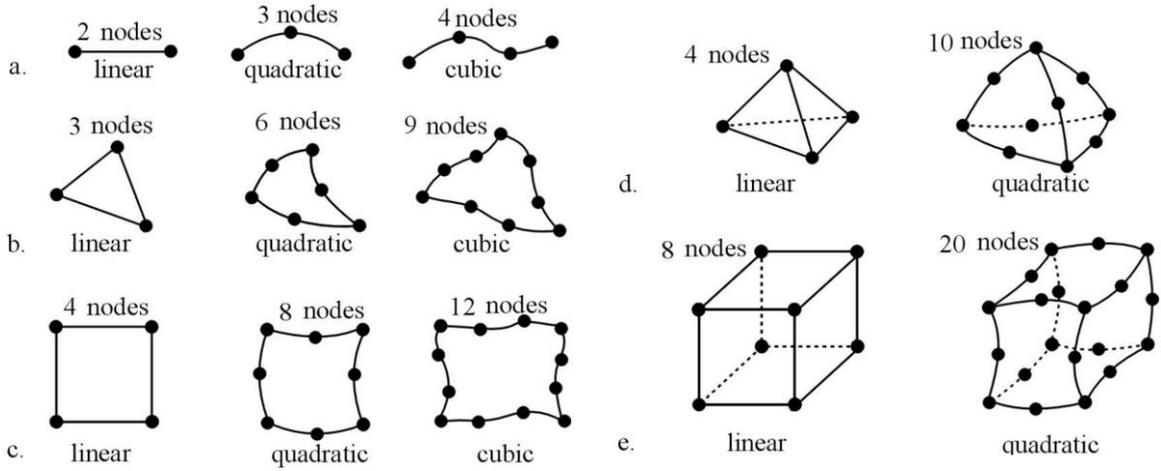


Figure 2.1 Types d'éléments de discrétisation [75]

Le domaine d'étude est alors décomposé en nœuds, arêtes, facettes et volumes. Ainsi, les potentiels scalaires seront discrétisés avec des éléments nodaux et les potentiels vecteurs avec des éléments d'arêtes.

L'outil mathématique utilisé pour la résolution de nos systèmes d'équations est basé sur la méthode de résidus pondérés et la méthode de Galerkin qui sont détaillés dans [75], [76]. Pour la formulation magnétostatique en potentiel scalaire Ω , la forme intégrale de la formulation s'écrit de cette manière :

$$\int_D \mu (\text{grad } \mathbf{W} \cdot \text{grad } \Omega) dD = \int_D \mu (\text{grad } \mathbf{W} \cdot \mathbf{H}_s) dD \quad 2.26$$

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

$$\int_D \frac{1}{\mu} (\text{rot } \mathbf{W} \cdot \text{rot } \mathbf{A}) dD = \int_D (\mathbf{H}_s \cdot \text{rot } \mathbf{W}) dD \quad 2.27$$

où \mathbf{W} est la fonction d'interpolation appliquée aux inconnues d'arêtes.

Finalement, la formulation magnétodynamique en potentiels \mathbf{A} - φ s'écrit à l'aide d'un système de deux équations.

$$\begin{cases} \int_D \left[\frac{1}{\mu} \text{rot } \mathbf{W} \cdot \text{rot } \mathbf{A} + \sigma \mathbf{W} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi \right) \right] dD = 0 \\ \int_D \sigma \text{grad } \mathbf{W} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } \varphi \right) dD = 0 \end{cases} \quad 2.28$$

Une fois discrétisées, ces formulations faibles peuvent s'écrire sous formes matricielles et il reste à résoudre un système d'équations de la forme :

$$[A][X] = [B] \quad 2.29$$

où $[X]$ représente le vecteurs des inconnues.

2.1.7 Prise en compte de la non-linéarité

Idéalement, la prise en compte du comportement non-linéaire des matériaux ferromagnétiques dans un code E.F. passe par l'utilisation d'un modèle d'hystérésis. Toutefois, dans la plupart des problèmes, une loi non linéaire univoque reste suffisante pour représenter de façon fiable le comportement du dispositif d'étude. Par ailleurs, l'utilisation d'un modèle d'hystérésis induit une augmentation des temps de calcul, et ce, notamment à cause du nombre d'itérations non-linéaires plus important phénomène qui est encore plus prononcé dans le cas tridimensionnel [77]. Nous considérons dans ces travaux une loi de comportement de type anhystérétique. Plusieurs approches permettent de représenter cette caractéristique non-linéaire [38], [78], [79]. Ainsi, on peut l'approximer par des modèles polynomiaux, hyperboliques ou des expressions analytiques de type Langevin. Dans *Code_CARMEL*, le choix [77] s'est porté sur l'utilisation de la fonction de Marrocco [80] qui est une représentation purement mathématique de la loi de comportement $H(B)$ et s'écrit :

$$H = \frac{B}{\mu_0} \left[\frac{B^{2\alpha}}{B^{2\alpha} + \tau} (c - \varepsilon) + \varepsilon \right] \quad 2.30$$

où α , τ , ε et c sont identifiés depuis la partie supérieure de la moyenne d'un cycle d'hystérésis mesuré. On notera que, pour les formulations en potentiels vecteur \mathbf{A} et électrique $\mathbf{A}-\phi$, une loi $H(B)$ est requise alors que pour la formulation en potentiel scalaire Ω , une loi $B(H)$ est nécessaire. Celle-ci peut être obtenue par inversion numérique de la loi $H(B)$, opération qui est effectuée par dichotomie dans *Code_CARMEL*.

Pour la discrétisation d'un système non-linéaire, la méthode des éléments finis nous conduit à résoudre un système matriciel de la forme :

$$[A(X)][X] = [B] \quad 2.31$$

Dans le cas où le domaine de calcul présente des milieux non-linéaires, la matrice $[A]$ dépend du vecteur $[X]$. Pour résoudre ce système dans *Code_CARMEL*, on utilise la méthode itérative de Newton-Raphson pour le modèle de Marrocco. La convergence des algorithmes peut être améliorée en introduisant un coefficient de relaxation compris entre 0 et 1. Ainsi, plus la convergence est difficile, plus la valeur du coefficient est faible.

2.1.8 Prise en compte du mouvement

Dans le cas des systèmes électromagnétiques incluant un mouvement, ce dernier doit être pris en compte en évitant de remailler la totalité du système après un déplacement. Plusieurs méthodes existent pour tenir compte du mouvement [81], Dans *Code_CARMEL*, la méthode retenue est celle du pas bloqué qui est actuellement la plus utilisée. Cette méthode nécessite un maillage régulier et conforme de la surface de mouvement. Ceci a pour avantage d'éviter des déformations de maillage lors du mouvement mais le principal inconvénient est une contrainte forte sur le maillage qui se traduit par une relation rigide entre le pas de calcul temporel Δt et, dans le cas du mouvement circulaire, l'angle de déplacement minimal $\Delta\theta$.

$$\Delta\theta = \omega\Delta t \quad 2.32$$

où ω est la vitesse de rotation. Aussi, afin d'assurer une modélisation précise, le pas de maillage et le pas temporel doivent être bien choisis.

2.2 Choix du modèle

Dans la dernière partie du premier chapitre, nous avons fait un bilan des approches proposées dans la littérature pour estimer les pertes fer en utilisant un code E.F. A la suite de ce bilan nous avons privilégié des approches en post-traitement de *Code_CARMEL*. Dans une première partie de ce paragraphe, nous allons comparer plusieurs modèles analytiques, basés sur l'approche de décomposition des pertes de Bertotti. Les performances de ces modèles sont évaluées dans les cas d'inductions sinusoïdale et non-sinusoïdale. Ensuite, nous allons comparer plusieurs méthodes pour identifier le modèle de Preisach afin d'étudier leur capacité à construire des cycles mineurs. Dans une dernière partie, nous allons présenter le développement d'un nouveau modèle analytique pour prendre en compte les pertes fer introduites par les cycles mineurs.

2.2.1 Modèles analytiques retenus pour comparaison

Parmi les modèles analytiques introduits au premier chapitre, nous avons retenu les quatre modèles qui sont les plus utilisés pour estimer les pertes dans les machines électriques.

Le premier modèle estime les pertes fer dans les matériaux ferromagnétiques doux sur la base de l'équation suivante:

$$P_{\text{tot}} = P_h + P_{\text{c.i.}} + P_{\text{exc}} = k_h f B_m^\alpha + k_{\text{c.i.}} f^2 B_m^2 + k_{\text{exc}} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 2.33$$

Le second modèle se différencie du précédent par le fait que les pertes dynamiques sont calculées à partir de l'évolution temporelle de l'induction.

$$P_{\text{tot}} = k_h f B_m^\alpha + \frac{k_{\text{c.i.}}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{\text{exc}}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 2.34$$

Le troisième est basé sur la décomposition en série Fourier de l'induction magnétique pour prendre en compte l'excitation non-sinusoidale.

$$P_{\text{tot}} = k_h \sum_{i=1}^n f_i B_{m,i}^\alpha + k_{\text{c.i.}} \sum_{i=1}^n f_i^2 B_{m,i}^2 + k_{\text{exc}} \sum_{i=1}^n f_i^{1.5} B_{m,i}^{1.5} \quad 2.35$$

où $B_{m,n}$ et f_n sont l'amplitude et la fréquence du n -ième harmonique.

Enfin, le dernier modèle retenu est une combinaison du deuxième et du troisième [82] :

$$P_{\text{tot}} = k_h \sum_{i=1}^n f_i B_{m,i}^\alpha + \frac{k_{\text{c.i.}}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_{\text{exc}}}{8.764} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 2.36$$

On peut remarquer que les quatre modèles ci-dessus utilisent les mêmes coefficients. Ces derniers sont identifiés, en utilisant l'algorithme présenté dans le paragraphe (1.3.1.1), à partir de mesures expérimentales et à l'aide de l'équation (2.33).

2.2.2 Mesures et identification des coefficients des pertes fer

Afin d'évaluer l'efficacité de chaque modèle analytique, nous avons choisi de comparer les résultats qui en sont issus aux mesures expérimentales effectuées sur un dispositif simple pour lequel les mesures de pertes sont relativement précises. Le dispositif adopté est un échantillon torique composé de l'empilement de plusieurs anneaux de tôles FeV600-65HA. La découpe des anneaux a été effectuée avec la technique d'électroérosion afin de préserver au mieux leurs caractéristiques magnétiques (voir paragraphe (1.2)).

Les dimensions de l'échantillon torique sont données ci-dessous :

- Diamètre extérieur : 110mm
- Diamètre intérieur : 98mm
- Epaisseur de l'échantillon : 6.5mm

Le circuit magnétique obtenu par l'empilement des tôles est recouvert d'un ruban isolant pour éviter d'éventuels courts-circuits du bobinage à travers les tôles. Deux

enroulements de $N_1=283$ et $N_2=60$ spires respectivement sont alors bobinés autour du circuit magnétique composant ainsi un transformateur torique. Le dispositif est ensuite caractérisé sur un banc spécifique [43] pour aboutir à la caractéristique $B(H)$. La procédure consiste à faire circuler un courant $i(t)$ au primaire à l'aide d'une source de tension afin de déterminer l'excitation $H(t)$ (théorème d'Ampère, équation (2.37))

$$H(t) = \frac{N_1 I(t)}{l_{\text{moy}}} \text{ [A/m]} \quad 2.37$$

où l_{moy} est le périmètre moyen des anneaux donné par :

$$l_{\text{moy}} = 2\pi \left[\frac{(R_2 - R_1)}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \right] \text{ [m]} \quad 2.38$$

avec R_1 et R_2 les rayons intérieur et extérieur du tore.

L'induction magnétique $B(t)$ est quant à elle déterminée à partir de la loi de Faraday en intégrant la tension $V_s(t)$ mesurée au secondaire :

$$B(t) = -\frac{1}{N_2 S} \int V_s(t) dt \text{ [T]} \quad 2.39$$

où S est la section du tore. Les pertes fer en régime statique et dynamique sont données par la surface du cycle de pertes $B(H)$:

$$P = \frac{1}{\rho T} \int_0^T H(t) \frac{dB(t)}{dt} dt \text{ [W/kg]} \quad 2.40$$

avec ρ la masse volumique de la tôle et T la période de l'excitation.

La caractérisation par le dispositif étudié sous entend les hypothèses suivantes:

- Le flux est homogène et parfaitement canalisé dans le tore ce qui suppose l'inexistence de flux de fuite. Cette hypothèse est valable seulement si le rapport du rayon extérieur sur le rayon intérieur de l'échantillon est inférieur ou égal à 1,1.
- Les dimensions de l'échantillon sont constantes.

L'échantillon torique a été caractérisé dans différentes conditions. Dans le cas sinusoïdal, des mesures ont été réalisées pour plusieurs fréquences et niveaux de B_{max} . Deux ensembles de coefficients de pertes fer ont alors été identifiés en régime sinusoïdal à l'aide de l'équation 2.33 : le premier pour les fréquences de 5 et 50 Hz et le second pour les fréquences de 5, 50 et 600 Hz. Cette double identification a été menée dans le but de quantifier

2. Choix de modèles et validation

l'amélioration éventuelle apportée par une caractérisation à une plus grande fréquence sur la précision de l'estimation des pertes fer dans le cas non-sinusoidal. Les deux jeux de coefficients identifiés, identiques pour les quatre modèles analytiques, sont présentés dans le tableau 2.1.

Tableau 2.1 Coefficients identifiés

| | Jeu 1 | Jeu 2 |
|--|--------|--------|
| k_h [$WsT^{-\alpha}m^{-3}$] | 230,65 | 230,65 |
| α | 1,9 | 1,9 |
| $k_{c.i}$ [$Ws^2T^{-2}m^{-3}$] | 0,0187 | 0,0784 |
| k_{exc} [$Ws^{1.5}T^{-1.5}m^{-3}$] | 1,7287 | 0,6424 |

Sur la Figure 2.2 a), nous pouvons observer le « fitting » (ajustement des paramètres d'un modèle pour se rapprocher de la courbe expérimentale) obtenu pour le premier jeu de coefficients à 5 et 50 Hz. Ces mêmes coefficients sont ensuite utilisés pour tracer l'évolution des pertes à 600 Hz (Figure 2.2 b).

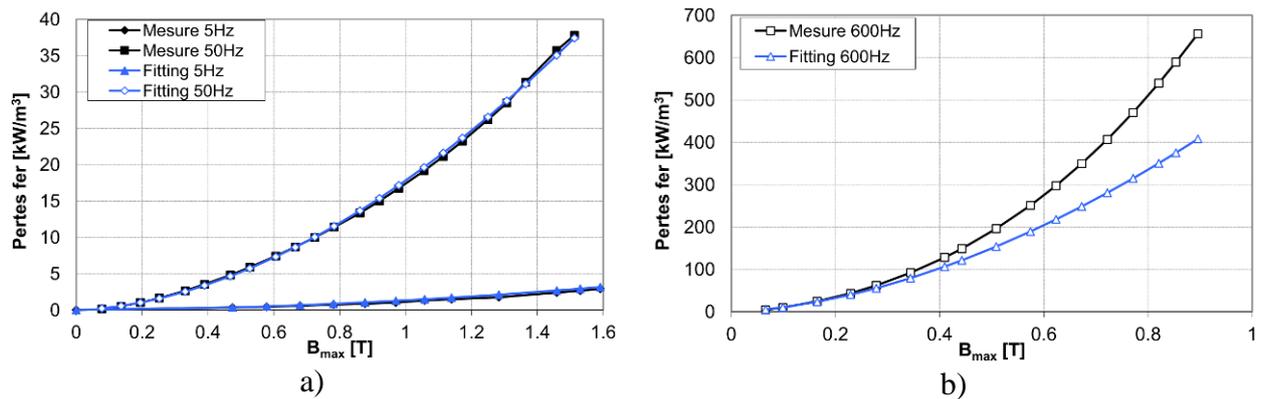


Figure 2.2 Courbes obtenues avec le premier jeu de coefficients

Pour les fréquences utilisées dans l'identification, on obtient évidemment une bonne approximation des pertes (Figure 2.2 a). Par contre, comme on pouvait le prévoir, en utilisant le premier jeu de coefficients, les pertes fer sont sous estimées pour une fréquence plus élevée (Figure 2.2 b)).

2. Choix de modèles et validation

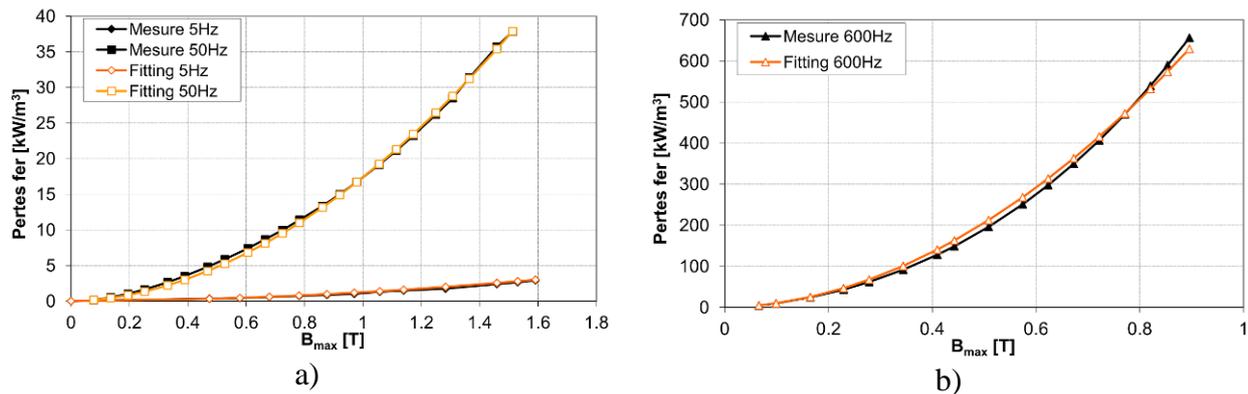


Figure 2.3 Courbes obtenues avec le deuxième jeu de coefficients.

Dans le cas du deuxième jeu de coefficients, identifiés à partir de 5, 50 et 600 Hz, les pertes fer sont bien approximées pour les trois niveaux de fréquences comme on peut le voir sur les Figure 2.3 a) et b).

2.2.3 Evaluation des modèles

Afin d'évaluer le comportement de nos modèles, nous avons effectué des mesures sur le dispositif torique à 50 Hz pour deux cas de figure : sinusoïdal et non-sinusoïdal sans cycles mineurs. Dans le cas sinusoïdal, nous nous sommes astreints à garder, lors des mesures, un taux de distorsion harmonique (THD) inférieur à 1 %.

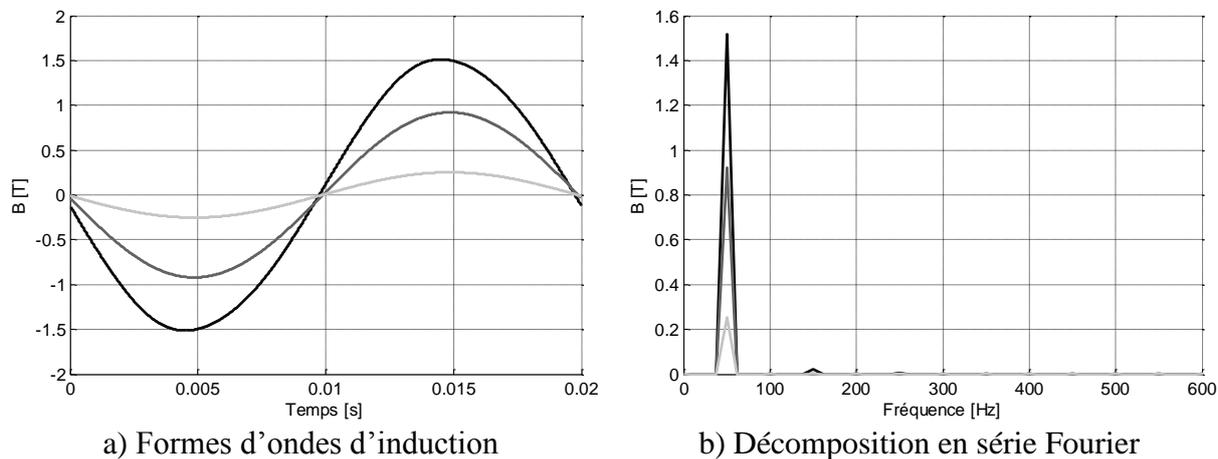


Figure 2.4 Exemples de mesures dans le cas sinusoïdal

Sur les Figure 2.4 a et b, nous montrons quelques mesures de l'induction, obtenues à partir de l'intégrale de la f.e.m. au secondaire, ainsi que sa décomposition en série de Fourier afin de calculer le THD. Sur la Figure 2.5 nous avons tracé les cycles d'hystérésis qui correspondent aux trois champs d'induction illustrés dans la Figure 2.4a.

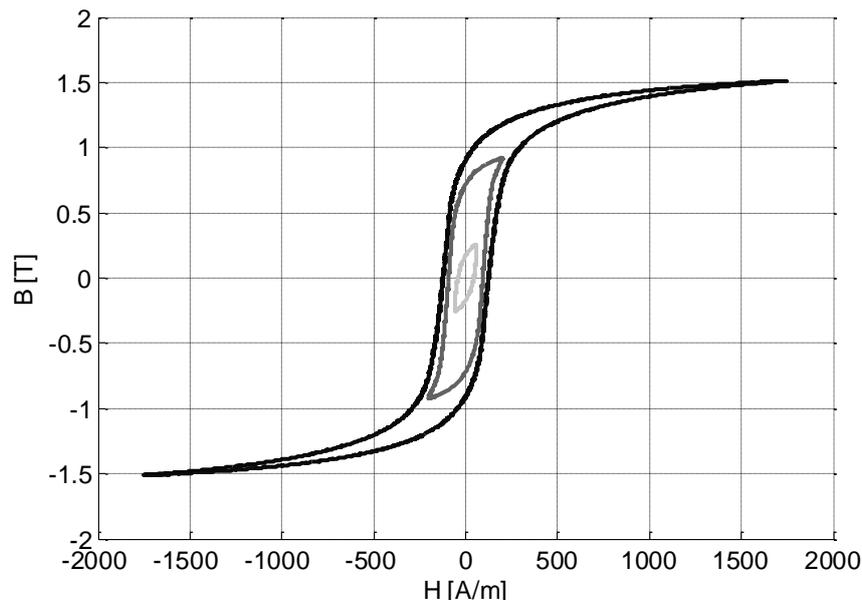


Figure 2.5 Cycles d'hystérésis mesurés dans le cas sinusoïdal

Les mesures pour le cas non-sinusoïdal ont été faites également à 50Hz en introduisant des harmoniques de 3^{ième}, 5^{ième}, 7^{ième}, 9^{ième} et 11^{ième} ordres comme nous pouvons le voir dans la Figure 2.6b. Quelques exemples d'inductions magnétiques mesurées à partir du secondaire de l'échantillon torique sont représentés sur la Figure 2.6a. Ce sont des allures de champ susceptibles d'être rencontrées dans le cas de machines électriques statiques ou tournantes.

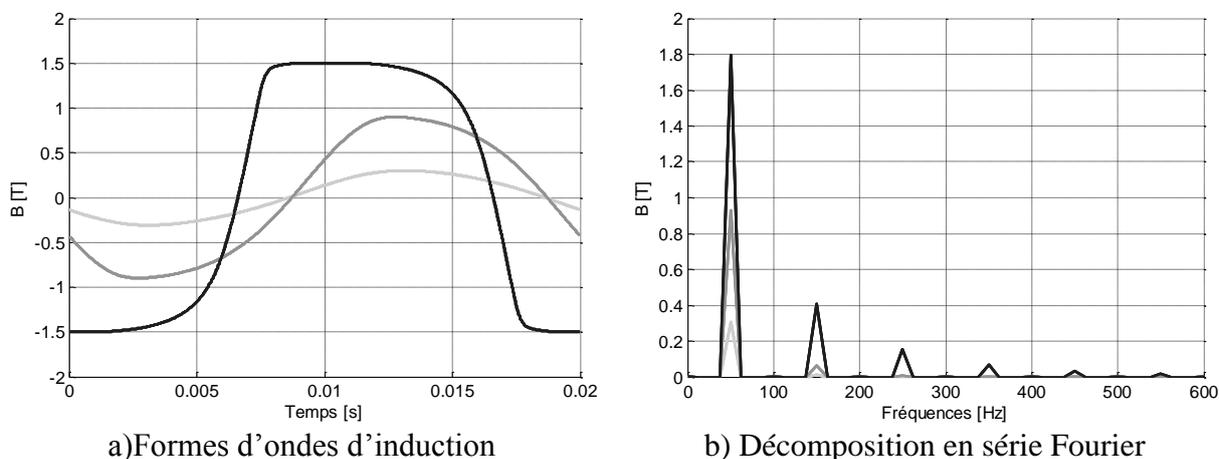


Figure 2.6 Exemple de mesures dans le cas non-sinusoïdal

La Figure 2.7 représente les cycles d'hystérésis dans le cas non-sinusoïdal pour les trois formes d'ondes d'induction de la Figure 2.6a. On peut aisément voir que les cycles sont plus larges que dans le cas précédent, ce qui explique l'augmentation des pertes dans l'échantillon. En effet, la dynamique d'évolution de l'induction magnétique est dans ce cas plus importante, notamment sur les fronts montants et descendants, engendrant une augmentation de la contribution dynamiques aux pertes.

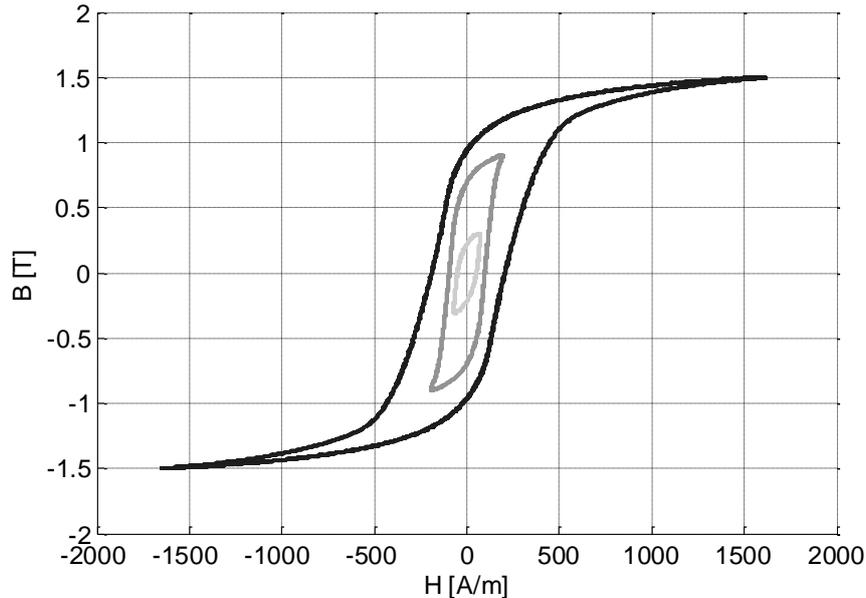


Figure 2.7 Cycles d'hystérésis mesurés dans le cas non-sinusoïdal

Par la suite, nous avons comparé les mesures présentées ci-dessus avec les résultats issus des quatre modèles analytiques (voir paragraphe (2.2.1)) et ce pour les deux cas : sinusoïdal et non-sinusoïdal. Rappelons que :

- le premier modèle, intitulé « **Modèle 1 (Bmax)** » et donné par l'équation (2.33), estime les pertes fer en fonction de la valeur crête de l'induction (B_{max}) ;

- le deuxième modèle, appelé « **Modèle 2 (Bmax+dB/dt)** » et décrit par l'équation (2.34), calcule la composante statique en fonction de la valeur crête de l'induction sur une période et les composantes dynamiques (pertes par courants induits et excédentaires) en fonction de la dérivée temporelle d'induction (dB/dt) ;

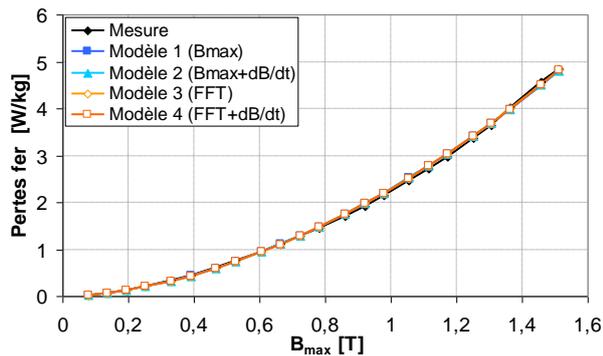
- le troisième modèle, dénommé « **Modèle 3 (FFT)** », calcule les pertes fer avec l'équation (2.35) en fonction de la valeur crête de l'induction de chaque harmonique.

- le quatrième modèle est une combinaison entre le deuxième et le troisième modèle (intitulée « **Modèle 4 (FFT+dB/dt)** »). Celui-ci calcule les pertes fer avec l'équation (2.36) où la composante statique est calculée en fonction de la valeur crête de chaque harmonique obtenue par la décomposition en série de Fourier et les composantes dynamiques en fonction de la dérivée temporelle d'induction.

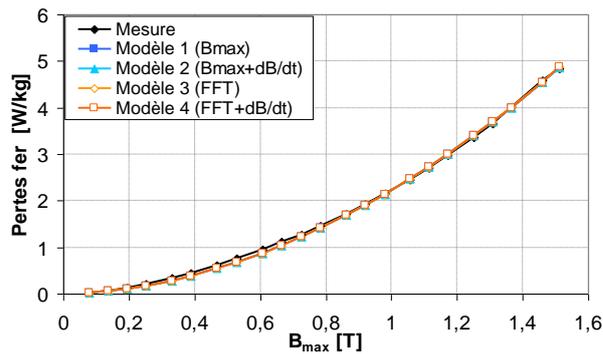
Avec chacun des quatre modèles, on utilisera les formes d'ondes de l'induction mesurées sur l'échantillon torique afin d'estimer les pertes fer. Les mesures sont comparées aux résultats obtenus par ces modèles utilisant les deux jeux de coefficients (Jeu 1 et Jeu 2).

Dans un premier temps nous avons effectué les comparaisons dans le cas sinusoïdal. Comme escompté, les résultats issus des quatre modèles sont très proches de la mesure.

2. Choix de modèles et validation



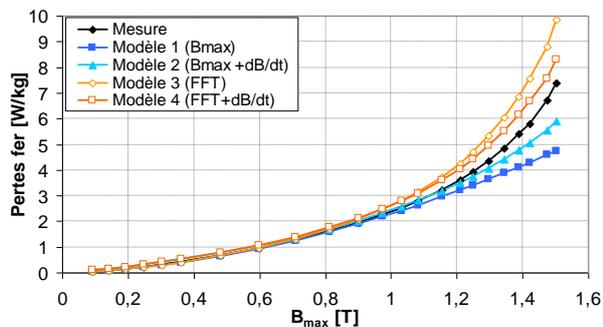
a) Jeu 1 de coefficients



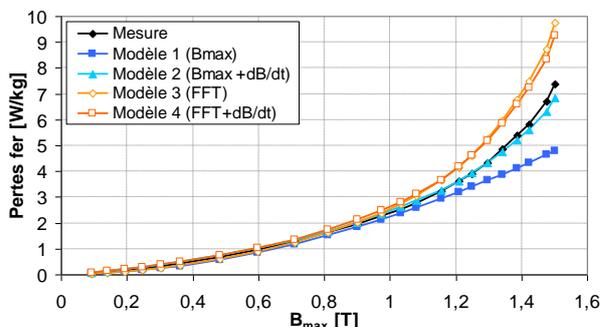
b) Jeu 2 de coefficients

Figure 2.8 La comparaison des modèles analytiques avec la mesure pour le cas sinusoïdal

Dans un second temps, nous avons procédé aux comparaisons dans le cas non-sinusoïdal.



a) Jeu 1 de coefficients



b) Jeu 2 de coefficients

Figure 2.9 La comparaison des modèles analytiques avec la mesure pour le cas non-sinusoïdal

Pour les deux ensembles de coefficients, le premier modèle (**Modèle 1 (Bmax)**) analytique sous estime les pertes et donne des résultats identiques dans le cas sinusoïdal comme non sinusoïdal. Cela s'explique naturellement par le fait que ce modèle calcule les pertes uniquement en fonction de la valeur crête de l'induction. Par conséquent, pour deux formes d'ondes (l'une sinusoïdale et l'autre non-sinusoïdale) avec la même valeur crête, le modèle aboutit à la même valeur de pertes.

Le (**Modèle 2 (Bmax+dB/dt)**) sous estime également les pertes avec le premier jeu de coefficients tout en étant plus proche de la mesure. En revanche, les résultats sont nettement améliorés avec le deuxième jeu de coefficients. Ceci est logique du fait que, ce dernier ayant été identifié à partir de mesures sur une plus large gamme de fréquences, le modèle est plus à même de prendre en compte les harmoniques d'ordres élevés, et donc des variations de dB/dt plus importantes, qu'on retrouve dans le cas non sinusoïdal (voir Figure 2.2 b).

Les **Modèle 3 (FFT)** et **Modèle 4 (FFT+dB/dt)**, quant à eux, surestiment les pertes fer quel que soit le jeu de coefficients utilisé. Cette surestimation est due, pour une grande part (voir Figure 2.10a), à la composante statique des modèles qui calcule les pertes en utilisant la valeur crête de chaque harmonique de l'induction magnétique. L'analyse de la décomposition spectrale (voir Figure 2.6b) de l'induction montre que l'amplitude du fondamental est de 1,8 T pour une valeur crête de l'induction à 1,5 T. Par conséquent, comme ces modèles ne prennent pas en compte la phase de chaque harmonique, mais seulement l'amplitude et l'ordre des harmoniques, les pertes fer sont automatiquement surestimées.

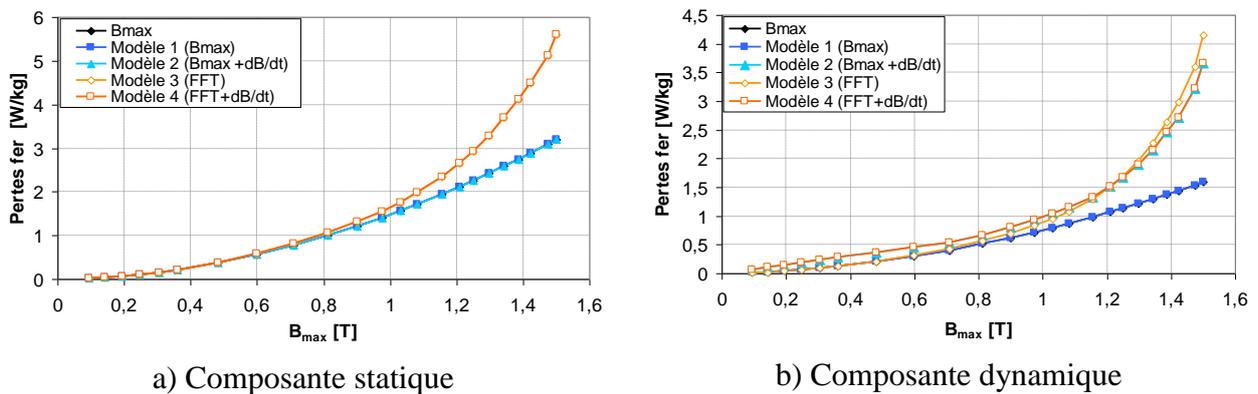


Figure 2.10 Evolution de chaque composante des pertes fer dans le cas non-sinusoidal

En dissociant les évolutions des composantes statique et dynamique des pertes fer (Figure 2.10) pour le deuxième modèle on observe que le caractère hyperbolique des pertes en fonction de l'induction est pris en compte uniquement par les composantes dynamiques.

En conclusion des résultats présentés ci-dessus, le deuxième modèle semble être le plus précis parmi les quatre modèles analytiques retenus, aussi bien pour le régime sinusoïdal que pour le régime non sinusoïdal (sans cycles mineurs). Pourtant, il n'est pas adapté pour estimer les pertes des cycles mineurs, surtout à cause de la composante statique qui calcule les pertes en fonction de B_m . En revanche, une amélioration peut y être apportée en remplaçant la composante statique par des modèles analytiques plus sophistiqués, ou des modèles d'hystérésis, qui peuvent prendre en compte ces cycles mineurs.

2.2.4 La prise en compte de la composante statique par un modèle d'hystérésis

Actuellement, la modélisation de l'hystérésis est principalement axée sur le développement d'approches qui prennent en compte l'histoire de l'état magnétique du matériau. Cette dernière est une propriété intrinsèque du modèle mathématique de Preisach qui est largement utilisé dans la modélisation du comportement magnétique des matériaux. Toutefois, sa mise en œuvre numérique et son identification exigent plus d'efforts en comparaison à d'autres modèles analytiques ou d'hystérésis tels que le celui de Jiles-Atherton.

Ce dernier, basé sur des hypothèses physiques, utilise un bilan énergétique magnétique dans le matériau conduisant à une équation différentielle du premier ordre avec cinq paramètres à identifier sur un cycle majeur centré (voir paragraphe 1.3.2.2). Ne possédant pas la propriété d'histoire magnétique du matériau, ce modèle n'est pas capable de transcrire des cycles mineurs fermés ce qui constitue la principale limitation à son utilisation. De nombreux travaux [66], [83] tentent de lever cette limitation. Les résultats sont satisfaisants mais restent valables pour des applications relativement simples.

Parmi les modèles d'hystérésis qui existent dans la littérature, le modèle de Preisach, est l'un des plus adaptés pour représenter les cycles mineurs [84] qui sont introduits, par exemple, suite à l'utilisation d'un convertisseur statique.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe (1.3.2.1), il existe plusieurs méthodes pour identifier ce modèle. Toutes ces approches ont généralement besoin d'une dérivation et d'une intégration numérique, ce qui fait que, outre l'erreur introduite dans le cadre des mesures, une erreur numérique peut également être introduite. Dans la suite, on va développer une méthode d'identification pour le modèle de Preisach, basée sur la fonction d'Everett [85], qui évite ces opérations numériques.

2.2.4.1 La fonction d'Everett

La fonction d'Everett, selon la densité de Preisach $p(a,b)$, peut se définir de la manière suivante:

$$E(x, y) = M_{\text{sat}} \iint_{T(x,y)} p(a,b) da db \quad 2.41$$

où $T(x,y)$ est la surface d'un triangle rectangle défini dans le plan de Preisach dont l'hypoténuse est confondue avec la droite $a=b$ et l'angle droit se situe au point de coordonnées (x,y) .

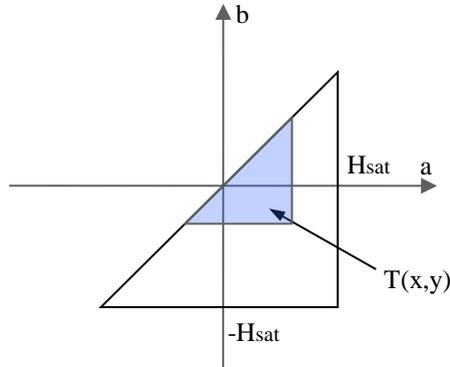


Figure 2.11 Triangle $T(x,y)$ dans le plan de Preisach

Par la suite, nous montrons que les surfaces S^+ et S^- , définies au paragraphe (1.3.2.1), peuvent s'écrire comme une combinaison de triangles T (voir eq. 2.42 et 2.43) et, si la fonction d'Everett est connue sur tout le plan de Preisach, on peut alors déduire l'aimantation comme une combinaison linéaire de plusieurs fonctions d'Everett. Considérons l'exemple présenté dans la Figure 2.12.

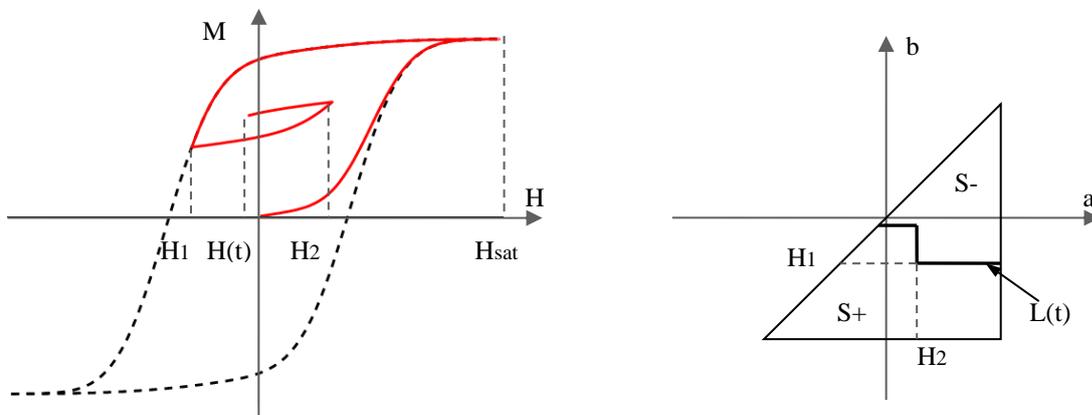


Figure 2.12 Exemple de parcours d'aimantation et triangle de Preisach associé.

On a ainsi :

$$S^+ = T(H_{\text{sat}}, -H_{\text{sat}}) - T(H_{\text{sat}}, H_1) + T(H_2, H_1) - T(H_2, H) \quad 2.42$$

$$S^- = T(H_{\text{sat}}, H_1) - T(H_2, H_1) + T(H_2, H) \quad 2.43$$

Si on introduit les expressions précédentes dans l'équation (1.44), on peut écrire l'aimantation telle que :

$$M(H) = E(H_{\text{sat}}, -H_{\text{sat}}) - 2E(H_{\text{sat}}, H_1) + 2E(H_2, H_1) - 2E(H_2, H) \quad 2.44$$

ou sous la forme simplifiée suivante:

$$M(H) = M(H_2) - 2E(H_2, H) \quad 2.45$$

Ainsi, il est possible de décrire l'évolution de l'aimantation dans le cas général :

$$\begin{cases} M(H) = M(H_{i-1}) + 2E(H, H_{i-1}), & H > H_{i-1} \\ M(H) = M(H_{i-1}) - 2E(H_{i-1}, H), & H < H_{i-1} \end{cases} \quad 2.46$$

où H_{i-1} représente l'avant-dernière valeur du vecteur d'histoire.

Par ailleurs, comme le cycle d'hystérésis est anti-symétrique, on peut identifier la fonction d'Everett sur uniquement la branche descendante et ensuite déduire la branche ascendante par une isométrie de centre O. Ainsi, la fonction d'Everett doit vérifier la propriété suivante :

$$E(H_m, H) = E(-H, -H_m) \quad 2.47$$

avec H et H_m deux champs qui vérifient $H < H_m$.

Dans ce modèle, l'aimantation donnée par la relation (2.46) ne présente pas de dérivée ou d'intégrale et utilise le champ magnétique \mathbf{H} comme donnée d'entrée. On peut également, avec le même raisonnement, utiliser le champ d'induction \mathbf{B} comme variable d'entrée.

$$\begin{cases} M(B) = M(B_{i-1}) + 2E(B, B_{i-1}), & B > B_{i-1} \\ M(B) = M(B_{i-1}) - 2E(B_{i-1}, B), & B < B_{i-1} \end{cases} \quad 2.48$$

2.2.4.2 Les méthodes d'identification de la fonction d'Everett

Les méthodes utilisées pour identifier le modèle de Preisach peuvent être classées en deux grandes familles : les méthodes analytiques et les méthodes basées sur l'interpolation. Dans ce mémoire, nous avons choisi d'identifier le modèle de Preisach à l'aide des méthodes basées sur l'interpolation parce qu'elles permettent facilement d'inverser le modèle. La méthode retenue pour identifier la densité de Preisach $p(a, b)$ est basée sur l'identification de la fonction d'Everett car cette dernière ne nécessite ni dérivation ni intégration pour calculer l'aimantation. En effet, l'aimantation est calculée par interpolation parmi une base de courbes d'Everett. La procédure d'interpolation utilisée est détaillée dans l'annexe B de la thèse d'A. Benabou [43].

La base de courbes d'Everett peut être obtenue à partir de mesures ou à partir de modèles analytiques. Différentes méthodes d'identification de ces courbes existent pour

améliorer la prise en compte des informations relatives au processus d'aimantation du matériau. On peut ainsi citer l'identification de courbes d'Everett dans les cas suivants :

- cycles centrés (C.C.) [86] ;
- courbes de renversement anhystérétiques (en anglais : « anhysteretic reversal curves » (A.R.C.)) [87] ;
- courbes de renversement du premier ordre (en anglais : « first order reversal curves » (F.O.R.C.)) [47] .

Des exemples de ces courbes, ainsi que les fonctions d'Everett associées pour le modèle $B(H)$, sont représentés dans les figures ci-dessous. On remarque que la forme de la fonction d'Everett est différente pour chaque type de méthode d'identification. Ainsi, dans le cas des exemples ci-dessous, la surface de la fonction d'Everett augmente de plus en plus. Ceci signifie qu'à chaque fois des informations sont rajoutées en changeant le type des courbes utilisées.

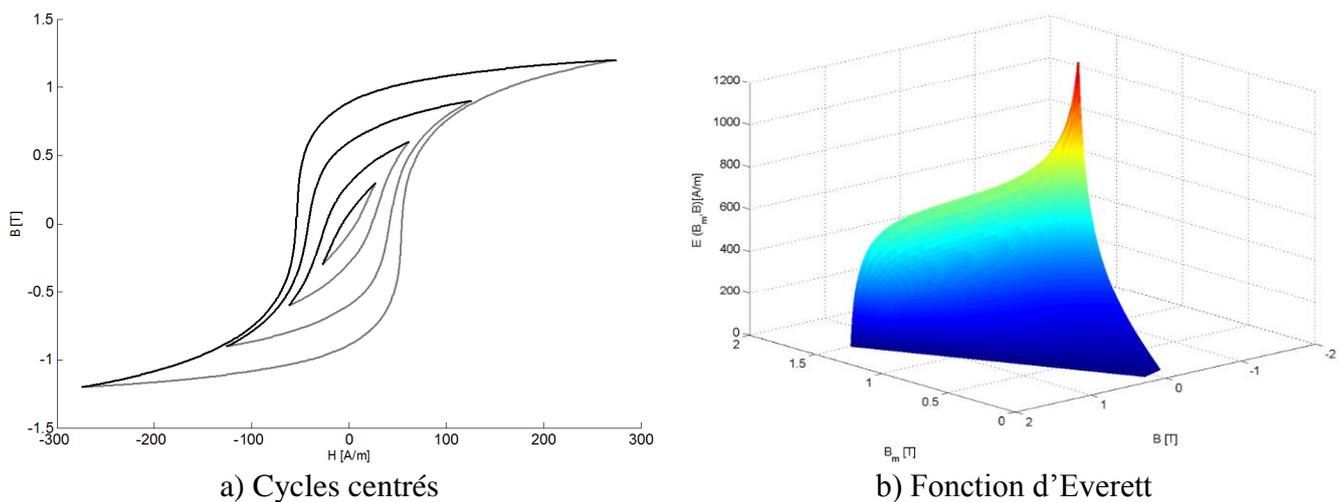


Figure 2.13 Cycles centrés et fonction d'Everett associée

Dans le cas de la méthode des cycles centrés, les mesures sont facilement réalisables en imposant des amplitudes de champ magnétique différentes (Figure 2.13a). Par contre, cette méthode donne des informations basiques sur le processus d'aimantation du matériau. En effet, la description du parcours de l'aimantation est restreinte aux cycles centrés, et la représentation d'un parcours d'aimantation devient plus délicate comme on le verra par la suite. Ce caractère se traduit par une surface de la fonction d'Everett plus réduite que dans les autres méthodes (Figure 2.13b).

L'approche basée sur les A.R.C. nécessite quant à elle d'ajouter, en plus des cycles centrés, la courbe inverse de première aimantation (Figure 2.14-a). Par exemple, si on prend

2. Choix de modèles et validation

le cycle centré composé de la courbe 3-6 (voir la Figure 2.14-a) pour construire une A.R.C., on ajoute la courbe inverse de première aimantation, c'est-à-dire le segment 6-8.

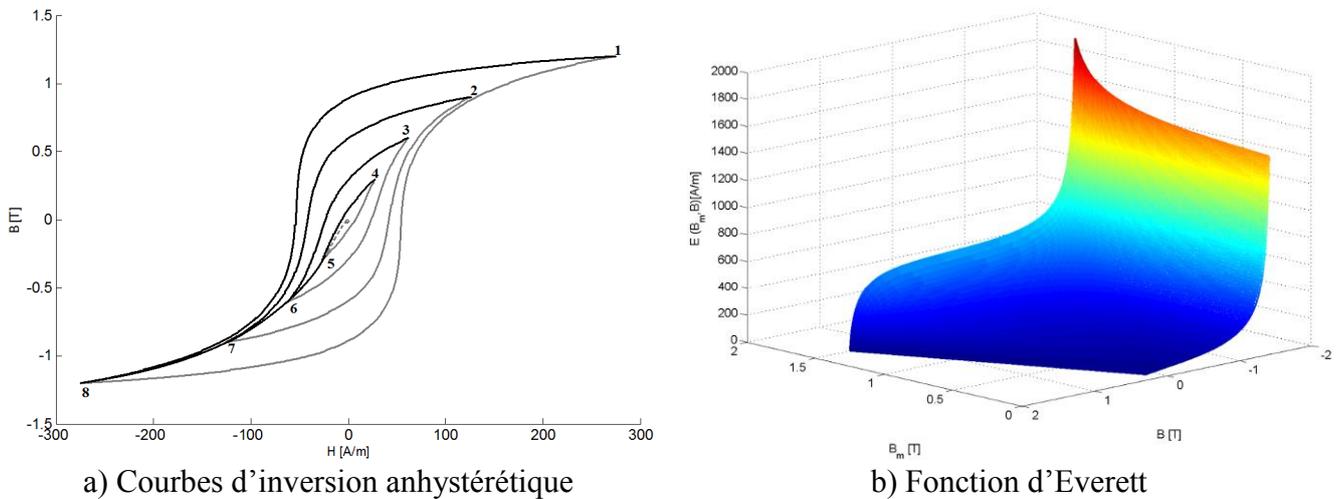


Figure 2.14 La représentation des A.R.C.

De cette façon, on obtient la courbe 3-8 qui nous donne plus d'informations sur le matériau que la courbe du cycle centré seul.

Enfin, pour avoir encore plus d'informations sur le comportement magnétique du matériau, une solution consiste à utiliser les F.O.R.C. (voir Figure 2.15). Ces courbes peuvent être obtenues à partir des mesures ou à partir des relations analytiques. Dans la pratique, ces courbes sont très difficiles à déterminer expérimentalement et nécessitent des bancs de mesures relativement fiables. De ce fait, plusieurs approches analytiques ont été proposées pour les construire [42], [47], [88], [89].

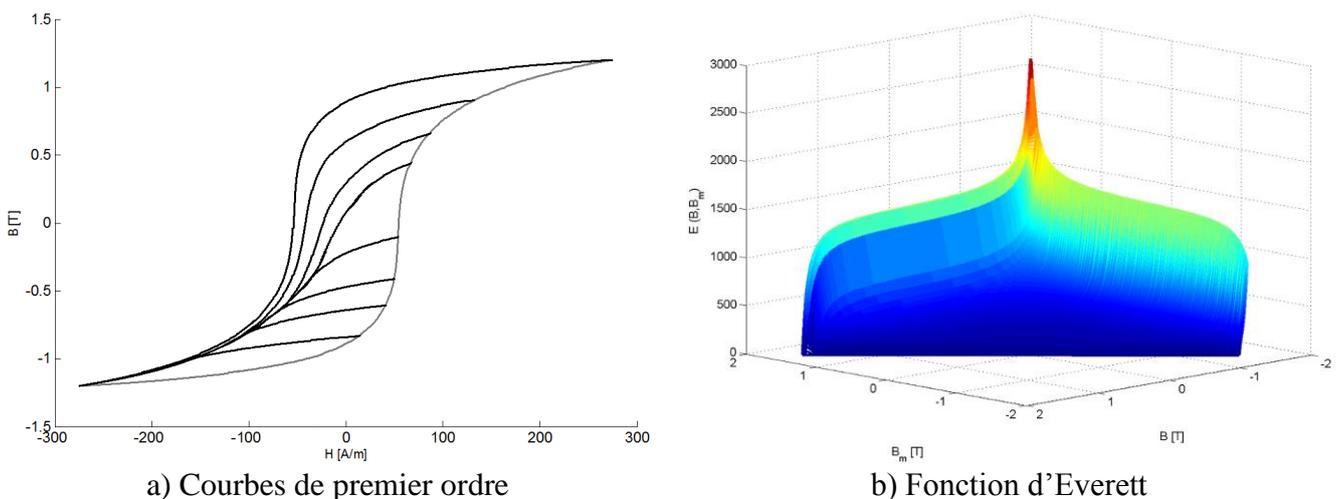


Figure 2.15 La représentation des F.O.R.C.

Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser le modèle analytique proposé par Zirka [89] qui construit ces courbes à partir d'un cycle d'hystérésis saturé.

2.2.4.3 Comparaison entre les méthodes d'identification

Dans le paragraphe précédent, trois techniques d'identification possibles pour le modèle inverse de Preisach ont été présentées. Afin de quantifier les performances de chacune de ces méthodes, nous les avons comparées pour différentes formes d'induction.

Dans un premier temps, avec les trois méthodes d'identification (Cycles Centrés, A.R.C. et F.O.R.C.) nous avons reconstruit plusieurs cycles centrés (Figure 2.16).

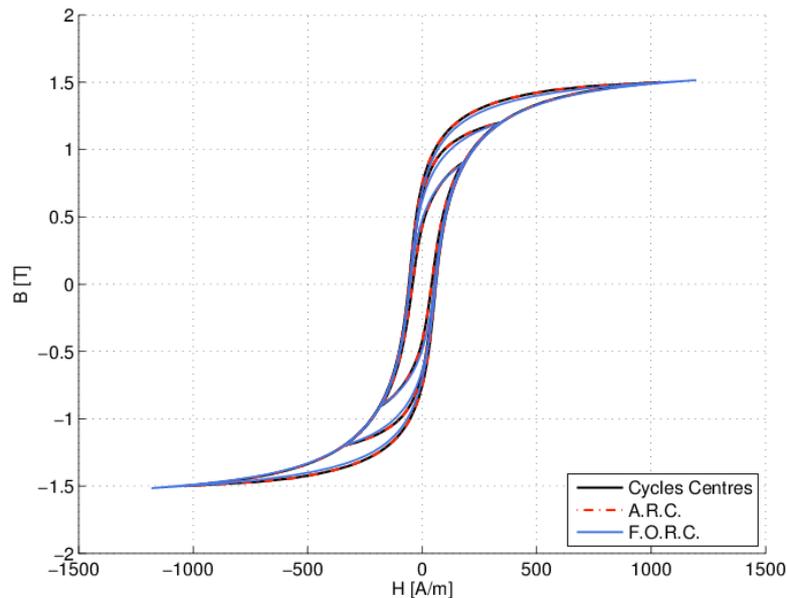


Figure 2.16 Représentation de plusieurs cycles centrés

On remarque, sur la Figure 2.16, que les trois méthodes d'identification aboutissent à une bonne construction des cycles centrés. Toutefois, il est à noter que la méthode des F.O.R.C. donne des résultats légèrement différents par rapport aux deux autres de par le fait que les données utilisées pour construire la fonction d'Everett sont différentes. En effet, dans le cas des deux premiers modèles (Cycles Centrés et A.R.C.), la fonction d'Everett est obtenue à partir de plusieurs cycles centrés mesurés. En revanche, le troisième modèle (F.O.R.C.) est basé sur l'approche analytique proposée par Zirka afin de générer les courbes F.O.R.C. utilisées pour la construction de la fonction d'Everett. Bien que cette approche permette de s'affranchir de mesures expérimentales délicates à réaliser, elle reste une estimation des courbes F.O.R.C. réelles associées au matériau.

Dans un deuxième temps, on a comparé l'aptitude des trois méthodes d'identification à aboutir à la construction d'un cycle non centré comme illustré sur la Figure 2.17. Les méthodes A.R.C. et F.O.R.C. parviennent à bien retranscrire le cycle. Par contre, l'approche des Cycles centrés ne permet pas de reconstituer sa fermeture. Ceci s'explique par le fait que le point de rebroussement étant situé à 1,2 T, la fonction d'interpolation prend les fonctions

2. Choix de modèles et validation

d'Everett les plus proches de ce point. Le cycle est alors bien décrit jusqu'au niveau de 1,2 T mais au-delà de ce point, c'est une extrapolation qui est effectuée à la place d'une interpolation. Ceci introduit une erreur importante dans la construction du cycle qui se traduit par sa non-fermeture. En conclusion, seules les deux méthodes (A.R.C et F.O.R.C.) ont l'information nécessaire pour effectuer une bonne fermeture d'un cycle non centré.

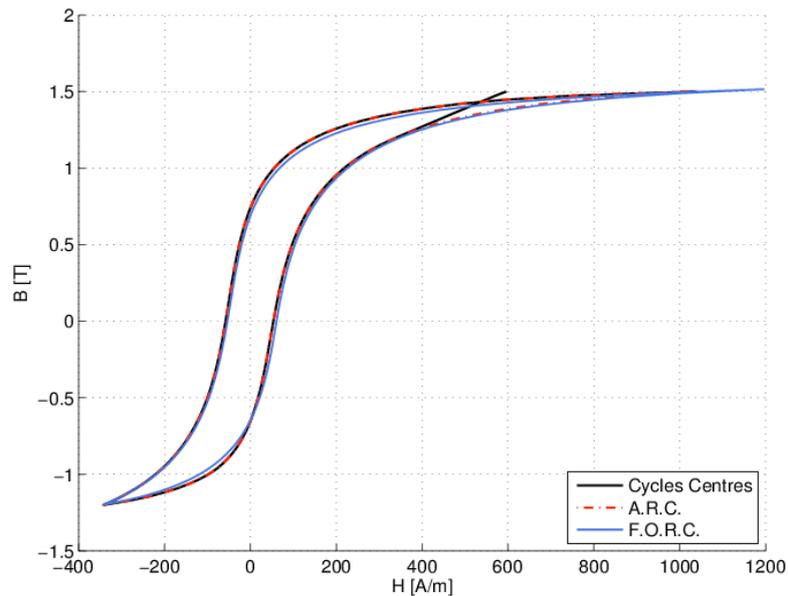
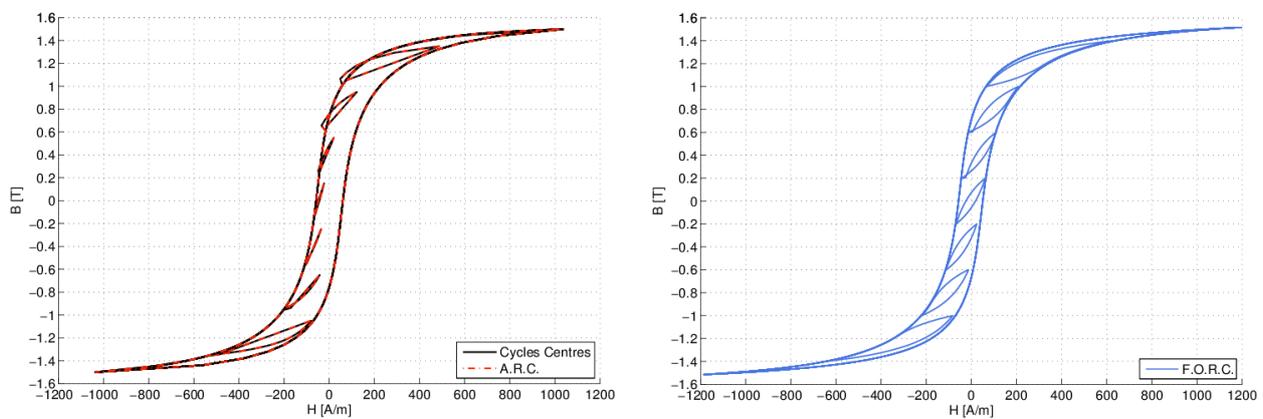


Figure 2.17 Représentation d'un cycle non centré

Dans la dernière partie de ce paragraphe, on compare les capacités de ces méthodes d'identification à construire plusieurs cycles mineurs. Sur les Figure 2.18, les cycles mineurs sont construits à l'intérieur d'un cycle majeur saturé. Comme attendu, la représentation des cycles mineurs est quasi impossible par les deux premiers modèles. En effet, il n'y a pas suffisamment d'informations dans la construction de la fonction d'Everett pour une bonne construction de ces cycles mineurs.



a) Par les méthodes C.C. et A.R.C.

b) Par la méthode F.O.R.C.

Figure 2.18 Représentation des cycles mineurs

Plus précisément, ce problème vient du fait que la construction de la fonction d'Everett par les deux premiers modèles ne donne pas d'information concernant un éventuel rebroussement d'induction dans les cadrans 3 et 4. A l'opposé, comme dans la construction de la fonction d'Everett par la méthode F.O.R.C. on dispose de l'information sur un éventuel rebroussement de l'induction sur toute la branche ascendante d'un cycle majeur (voir Figure 2.15), on peut alors construire les cycles mineurs en utilisant l'information contenue dans les courbes de renversement de premier ordre.

Le travail présenté dans ce paragraphe a porté sur la comparaison de plusieurs méthodes pour identifier le modèle de Preisach scalaire. La première méthode (Cycles Centrés) est uniquement adéquate pour la construction de cycles d'hystérésis centrés. La deuxième méthode (A.R.C.) améliore la première en rajoutant la courbe anhystérétique pour chaque courbe descendante du cycle centré ce qui permet de représenter, de façon précise, les cycles d'hystérésis centrés et non centrés. La dernière méthode (F.O.R.C.) qui construit la fonction d'Everett à partir de plusieurs courbes d'inversion permet la construction de cycles centrés et non centrés mais également des cycles mineurs. Il faut noter qu'à cause de la méthode analytique utilisée pour construire ces courbes, les cycles majeurs centrés et non-centrés sont moins bien représentés que dans le cas des deux autres procédures mais les différents tests effectués montrent que la qualité des résultats reste largement acceptable.

Comme nous envisageons de modéliser des machines électriques, l'utilisation d'un modèle d'hystérésis intrinsèque à un code de calcul par éléments finis est délicate à implémenter et augmente significativement les temps de calcul. Nous nous sommes alors focalisés sur le développement d'un nouveau modèle analytique qui puisse prendre en compte les pertes induites par les cycles mineurs.

2.3 Développement d'un modèle analytique pour prendre en compte les pertes induites par les cycles mineurs.

Les convertisseurs statiques, tels que les hacheurs et les onduleurs, sont largement utilisés pour alimenter les machines tournantes dans les applications à vitesse variable et dans le contrôle de couple. Cependant, l'utilisation de ce type d'alimentation a un impact négatif sur les pertes magnétiques en raison de leur contenu harmonique élevé. Les harmoniques les plus souvent présentes dans les machines électriques sont de rangs impairs. Le contenu

harmonique provoque une distorsion des formes d'onde ce qui peut ajouter des boucles mineures au cycle majeur d'hystérésis lesquelles augmentent les pertes magnétiques dans le noyau.

Les modèles analytiques de pertes fer, tel que le modèle classique de Steinmetz [24] par exemple, ne sont pas adéquats pour prendre en compte les cycles mineurs. Par conséquent, des modèles analytiques plus sophistiqués ou des modèles d'hystérésis, qui peuvent prendre en compte ces cycles mineurs, doivent être employés. Comme nous l'avons déjà évoqué dans le premier chapitre, un modèle analytique a été proposé par J. Lavers [30] (voir l'équation (1.27)) pour prendre en compte les pertes associées aux cycles mineurs. L'inconvénient de ce modèle réside dans le fait que la position des cycles mineurs sur le cycle majeur n'est pas prise en compte. Par conséquent, la quantification des pertes dues à ces cycles peut être faussée.

Un autre modèle utilisé fréquemment dans la littérature pour prendre en compte les cycles mineurs est celui basé sur la décomposition de l'induction en série de Fourier [82], [90]. Les pertes introduites par ces cycles sont alors données par la composante statique des pertes fer :

$$P_h = k_h \sum_{i=1}^n f_i B_{m,i}^\alpha \quad 2.49$$

où $B_{m,n}$ et f_n sont l'amplitude et la fréquence du $n^{\text{ième}}$ harmonique et k_h , α sont des coefficients identifiés à partir de la mesure. L'inconvénient de cette approche réside dans le fait que les déphasages des harmoniques ne sont pas pris en compte ce qui induit des erreurs dans le calcul des pertes [91].

En conséquence, dans les paragraphes suivants nous allons développer un nouveau modèle analytique, basé sur celui proposé par Lavers, qui tient compte de la position ($B_{\text{moy},i}$) et de la taille des cycles mineurs (ΔB_i). Il consiste à remplacer la contribution des pertes fer introduites par les cycles mineurs dans l'équation (1.27) par une autre fonction $P_i(\Delta B_i, B_{\text{moy},i})$.

$$P_h = k_h f B_m^\alpha + \sum_{i=1}^n P_i(\Delta B_i, B_{\text{moy},i}) \quad 2.50$$

où n est le nombre de cycles mineurs sur une période électrique de l'induction. La fonction P_i donne les pertes associées à un cycle mineur et dépend de sa position par rapport au cycle majeur en considérant sa valeur moyenne ($B_{\text{moy},i}$) et son amplitude (ΔB_i).

Pour identifier cette fonction, les données doivent être extraites en modifiant la position et l'amplitude du cycle mineur sur le cycle majeur d'hystérésis. Cela peut être obtenu

par des mesures ou en utilisant un modèle d'hystérésis capable de construire des cycles mineurs. Ainsi, M.S. Lancarotte [78] a proposé une méthodologie pour mesurer des cycles mineurs à partir d'un dispositif expérimental dédié.

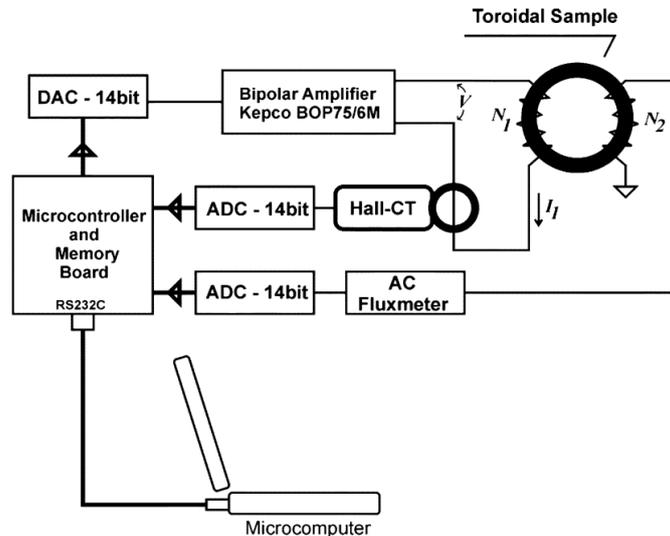


Figure 2.19 Schéma de l'hysteresisgraphe pour générer des formes d'ondes arbitraire [78]

L'hysteresisgraphe permet de caractériser les échantillons toriques avec des formes d'ondes triangulaires, ce qui permet de garder une dynamique dB/dt constante sur toute la période. Un autre moyen de générer des cycles mineurs parfaitement contrôlés consiste à utiliser un modèle d'hystérésis. Celui-ci doit toutefois être relativement fiable en termes de représentation physique du comportement magnétique. Nous avons retenu cette technique pour générer les cycles mineurs et le choix s'est porté sur le modèle statique de Preisach identifié à partir des courbes d'inversion de premier ordre (F.O.R.C.).

Dans ce travail, nous utilisons des échantillons de tôles de type M800-50A dont nous disposons. Ces tôles ont été découpées par électroérosion afin de minimiser l'impact négatif sur les propriétés magnétiques. Ensuite, elles ont été caractérisées avec un cadre Epstein en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal avec des cycles mineurs. Les mesures effectuées ont ensuite permis d'identifier le modèle d'hystérésis. La comparaison entre la mesure et le modèle statique de Preisach est présentée dans la Figure 2.20

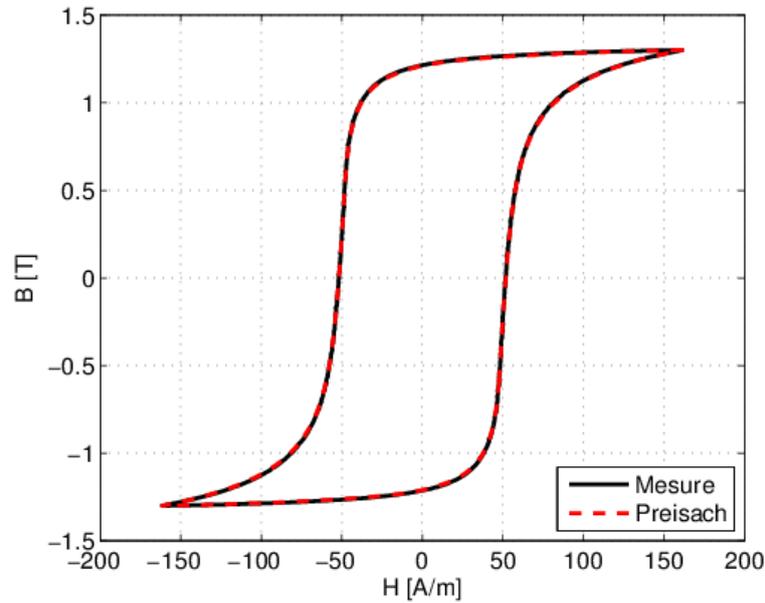


Figure 2.20 Comparaison entre la mesure et le modèle de Preisach pour un cycle majeur

Une comparaison entre les cycles expérimentaux et le modèle de Preisach statique est illustrée dans la Figure 2.21 a, b) pour des formes d'ondes non sinusoïdales comportant des cycles mineurs.

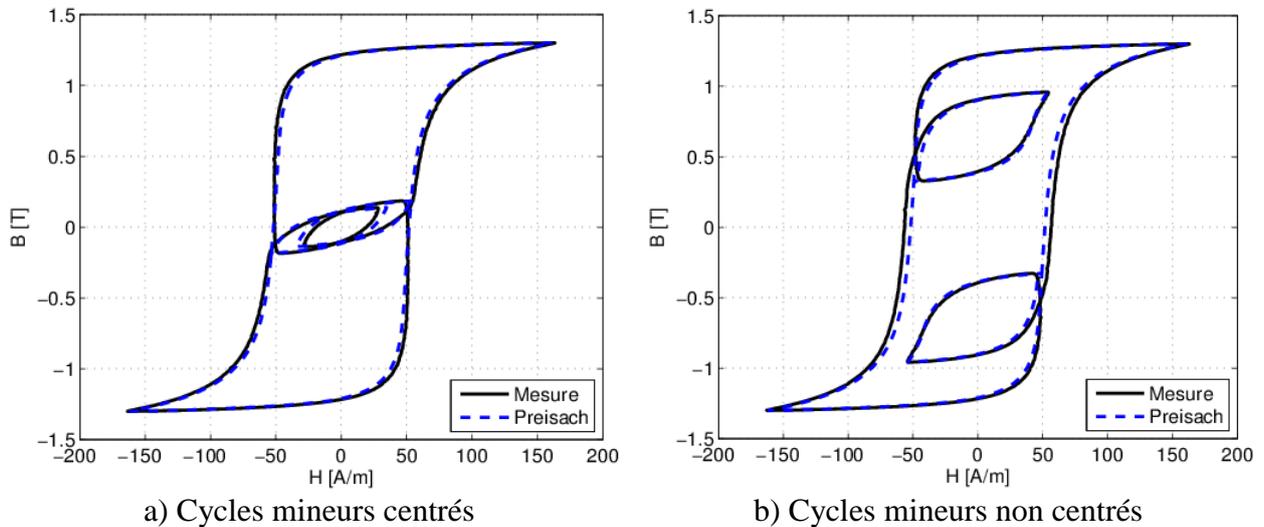


Figure 2.21 Comparaison entre la mesure et le modèle de Preisach pour des formes d'ondes non sinusoïdales

On constate que le modèle de Preisach est capable de construire des cycles majeurs et mineurs avec une précision satisfaisante. Comme le banc d'Epstein utilisé ne permet pas de contrôler rigoureusement la position et la taille des cycles mineurs, la fonction P_i sera identifiée à l'aide du modèle de Preisach comme spécifié précédemment.

La surface de réponse de la fonction P_i est obtenue à partir des simulations paramétrées du modèle statique de Preisach (voir Figure 2.22). Pour avoir des cycles mineurs

2. Choix de modèles et validation

dans un cycle majeur d'hystérésis, on ajoute un harmonique de 3^{ème} ordre au fondamental. Ensuite, la surface est obtenue en calculant les pertes fer des cycles mineurs pour des simulations successives en changeant la phase et l'amplitude de l'harmonique de rang 3. C'est ainsi que l'on modifie la taille et la position du cycle mineur par rapport au cycle majeur.

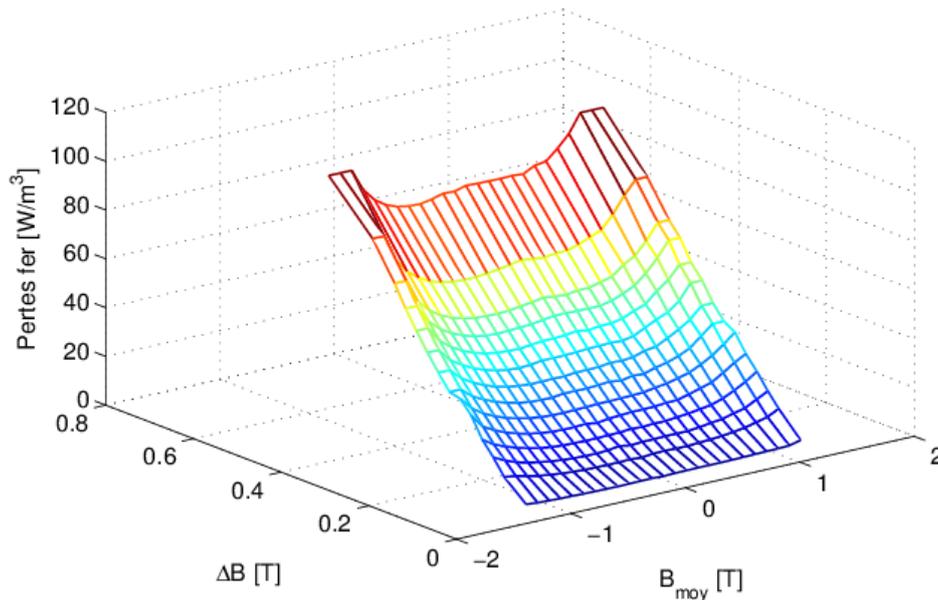


Figure 2.22 Les pertes introduites par les cycles mineurs

Ainsi, à partir de la surface obtenue, on peut calculer les pertes fer pour tout type de cycles mineurs en effectuant une simple interpolation. Sur la Figure 2.23, on compare les résultats obtenus à partir du modèle de J. Lavers et celui proposé pour une forme d'onde triangulaire.

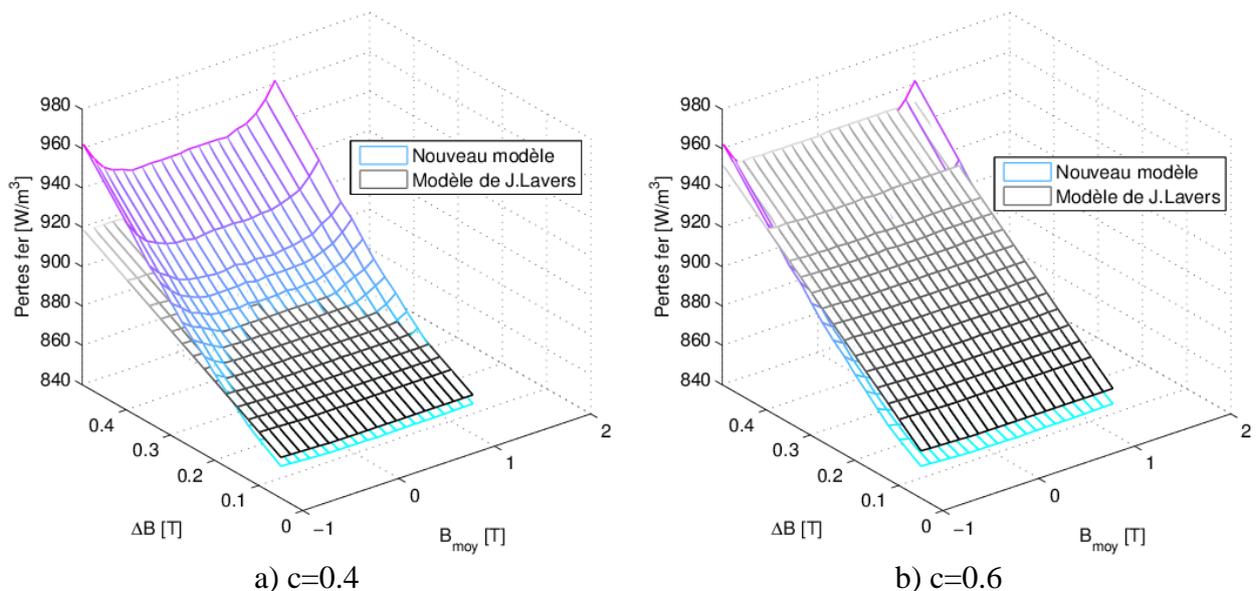


Figure 2.23 Comparaison entre le modèle proposé et le modèle de J. Lavers pour deux valeurs du coefficient c

2. Choix de modèles et validation

Le cycle majeur d'une amplitude de 1,3 T comporte un cycle mineur dont la position et la taille sont modifiées pour construire la surface de réponses des deux modèles.

Cette comparaison a été faite pour deux valeurs du coefficient c . On observe que dans les deux cas, la surface du modèle de J. Lavers est plane et donc les pertes introduites par les cycles mineurs dépendent seulement de l'amplitude du cycle mineur ΔB . En d'autres termes, ce modèle suppose qu'un cycle mineur de ΔB fixe génère la même contribution de pertes fer quelle que soit sa position sur le cycle majeur [30], [82], ce qui n'est pas vrai en réalité. Par ailleurs, la valeur du coefficient c est souvent fixée à environ 0,6 [55]–[57], [93], ce qui, d'après la Figure 2.23 b), surestime les pertes fer.

Le modèle proposé prend en compte et l'amplitude ΔB et la position du cycle mineur (B_{moy}) pour avoir une meilleure approximation des pertes fer introduites par un cycle mineur donné. La surface construite par ce modèle a une forme concave non régulière. Cela signifie que pour un cycle mineur de taille donnée, les pertes fer augmentent avec la translation du cycle vers la position de saturation.

Des comparaisons ont également été effectuées entre les résultats obtenus par le modèle proposé, celui de Lavers, et la méthode basée sur la décomposition de l'induction en série Fourier. Pour un cycle mineur d'amplitude $\Delta B=0,32$ T, le coefficient c a été fixé à $c=0,43$ afin de mieux approximer la mesure. La Figure 2.24 montre la comparaison entre les résultats des trois modèles de pertes fer pour différentes positions du cycle mineur.

Comme précédemment, l'approche de Lavers aboutit à des pertes fer constantes quelle que soit la position du cycle mineur alors que le modèle proposé donne des pertes fer plus importantes quand la boucle mineure est située près de la saturation.

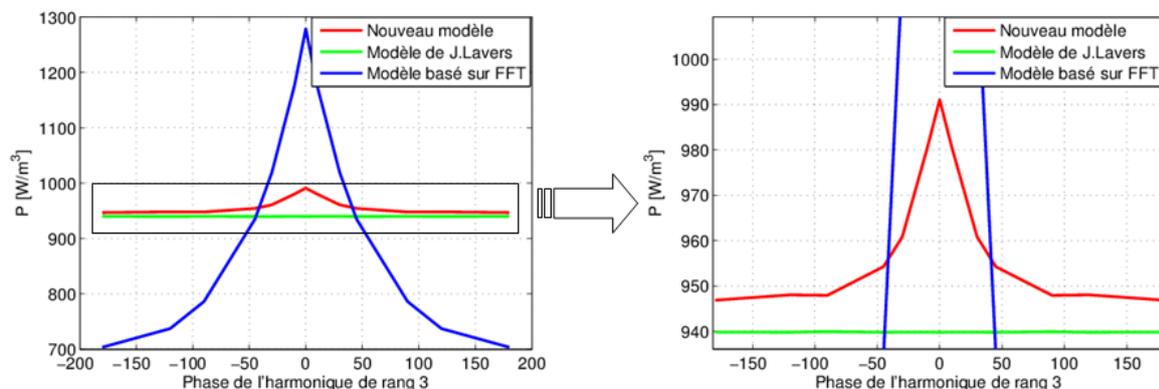


Figure 2.24 Comparaison de l'approche proposée avec deux approches classiques

La troisième approche, basée sur une décomposition en série de Fourier, donne des résultats assez éloignés des deux autres. Cela est dû au fait que l'équation (2.49) prend en compte uniquement la valeur crête de chaque harmonique.

2.4 Description de la procédure de calcul des pertes fer

Le calcul des pertes fer et la modélisation des matériaux doux étant fortement interdépendants, le calcul des pertes peut être envisagé de deux façons : soit en modélisant la loi de comportement magnétique $B(H)$ par un cycle d'hystérésis, dans ce cas les pertes sont calculées directement dans le code, soit en négligeant l'effet d'hystérésis sur la répartition du flux dans le dispositif et en calculant les pertes a posteriori à partir de formules théoriques ou expérimentales. Dans le premier cas, le modèle d'hystérésis peut inclure uniquement le comportement statique mais aussi les effets dynamiques. Nous avons argumenté notre choix sur la méthode de calcul des pertes à la fin du premier chapitre où nous avons présenté une comparaison des avantages et des inconvénients des deux approches.

La procédure adoptée pour estimer les pertes fer en post-traitement est décrite, de manière simplifiée, sur la Figure 2.25 et détaillée dans les sections suivantes.

Le code de calcul *code_CARMEL* dispose de deux versions. Une première version, fréquentielle, est dédiée aux régimes permanents où les grandeurs physiques sont supposées varier de façon sinusoïdale en fonction du temps. Les calculs y sont effectués en complexe. Une seconde version, dite temporelle, où les calculs sont réalisés en pas à pas dans le temps. Dans cette dernière, les grandeurs physiques peuvent varier de façon libre dans le temps.

La procédure de calcul des pertes a donc été implémentée dans la version temporelle du code afin de prendre en compte d'une manière précise l'évolution temporelle de l'induction magnétique dans les systèmes étudiés.

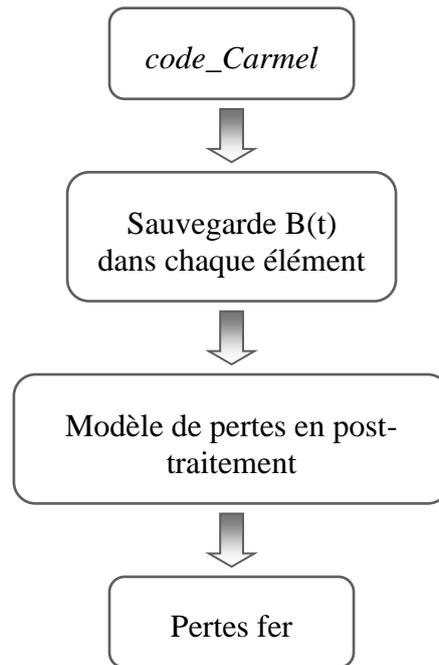


Figure 2.25 Diagramme simplifié de la procédure de calcul des pertes fer

Dans un premier temps, la résolution du problème électromagnétique est effectuée, avec *code_Carmel*, en utilisant l'une des deux formulations. Pour un problème magnétostatique, le calcul peut être effectué avec la formulation en potentiel vecteur \mathbf{A} ou avec la formulation en potentiel scalaire Ω . Dans le cas d'un problème magnétodynamique, l'une des deux formulations mixtes \mathbf{A} - φ ou \mathbf{T} - Ω est utilisée.

Dans un second temps, au moyen d'une procédure que nous avons implantée en post-traitement, nous sauvegardons, sur une période, la forme d'onde de l'induction $\mathbf{B}(t)$ dans chaque élément des milieux sujets aux pertes fer. L'induction magnétique, bien que majoritairement pulsante dans les dispositifs électrotechniques, peut présenter localement un comportement de type champ tournant, conséquence de la combinaison locale des flux issus de phases différentes. De façon plus générale, ce comportement peut être décrit comme ellipsoïdal et induit des pertes supplémentaires qui doivent être prises en compte. Par conséquent, lors du calcul des pertes fer, il est donc nécessaire de considérer les deux composantes spatiales de l'induction dans le plan de la tôle [94]. Ainsi les formes d'ondes de l'induction sont stockées dans deux fichiers qui correspondent à la décomposition du \mathbf{B} selon les deux axes spatiaux (dans le plan des tôles).

Enfin, une dernière procédure a été codée, afin d'exploiter les deux fichiers créés à la fin du calcul électromagnétique. D'abord, la procédure détermine, pour chaque élément, la direction suivant laquelle le module de l'induction est maximal (appelé « Grand axe ») et lui

associe localement un nouveau repère comme illustré dans la Figure 2.26 Ainsi, à chaque pas de temps, le vecteur \mathbf{B} est décomposé afin d'extraire les formes d'ondes temporelles selon le grand axe et le petit axe.

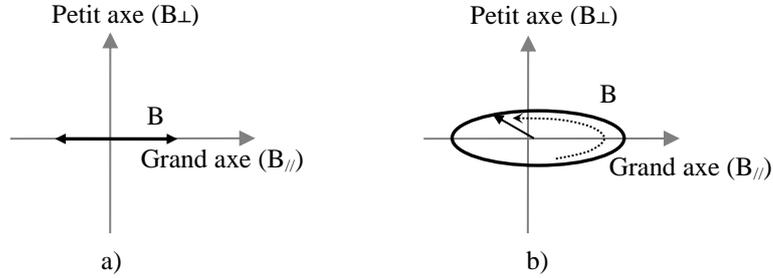


Figure 2.26 Loci d'induction a) alternative b) rotationnelle

Ensuite, il est possible de choisir parmi plusieurs sous-routines de calculs des pertes fer, implémentées *a posteriori*, et qui fournissent la densité des pertes fer en $[\text{W}/\text{m}^3]$ pour chaque élément et suivant les deux axes. Enfin, la densité des pertes de chaque élément est multipliée par le volume (V_i) de l'élément considéré puis sommée aux pertes de tous les autres éléments du système pour aboutir aux pertes fer totales. Les différentes sous-routines implémentées sont introduites ci-dessous :

La première sous-routine calcule les pertes fer en fonction de la valeur crête de l'induction B_m (**modèle M1**):

$$P_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \left[k_h f (B_{\perp,m}^\alpha + B_{//,m}^\alpha) + k_{ci} f^2 (B_{\perp,m}^2 + B_{//,m}^2) + k_{exc} f^{1.5} (B_{\perp,m}^2 + B_{//,m}^2)^{\frac{3}{4}} \right] V_i \quad [\text{W}] \quad 2.51$$

Avec k_h , k_{ci} et k_{exc} les coefficients des pertes fer, f la fréquence et n le nombre total des éléments.

La seconde sous-routine calcule les pertes fer à partir de l'équation ci-dessous (**modèle M2**) :

$$P_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \left\{ k_h f \left[\left(\frac{\Delta B_{\perp}}{2} \right)^\alpha + \left(\frac{\Delta B_{//}}{2} \right)^\alpha \right] + \frac{k_{c.i.}}{2\pi^2 T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right] dt + \frac{k_{exc}}{8.76 T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} dt \right\} V_i \quad 2.52$$

La troisième sous-routine calcule le terme quasi-statique en fonction de la valeur crête de l'induction de chaque harmonique k obtenue par la décomposition en série de Fourier et les composantes dynamiques en fonction de la dérivée temporelle de l'induction (**modèle M3**).

$$P_{\text{tot}} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^k [k_{hfj} (B_{\perp,m,j}^a + B_{//,m,j}^a)] V_i + \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{k_{c,i}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right] dt + \frac{k_{exc}}{8.76} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} dt \right\} V_i \quad 2.53$$

Enfin, les deux dernières subroutines calculent la composante statique des pertes par un modèle d'hystérésis (Jiles-Atherton ou Preisach) et les composantes dynamiques en fonction de la dérivée temporelle de l'induction (**modèle M4 et M5**).

$$P_{\text{tot}} = \begin{matrix} \text{Modele d'hysteresis} \\ \text{statique} \end{matrix} + \sum_{i=1}^n \left\{ \frac{k_{c,i}}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right] dt + \frac{k_{exc}}{8.76} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\left(\frac{dB_{\perp}}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_{//}}{dt} \right)^2 \right]^{\frac{3}{4}} dt \right\} V_i \quad 2.54$$

Pour toutes les approches implantées, nous considérons que les contributions données par les deux composantes spatiales sont indépendantes les unes des autres et les pertes sont données par la somme des deux contributions. Dorénavant, pour des raisons de simplification, nous allons faire référence aux différents modèles des pertes fer en les appelant par leur notation (modèles M1, M2, M3, M4 et M5).

En plus du calcul des pertes fer, le programme que nous avons développé nous permet également d'avoir la carte de densité des pertes fer et de tracer les loci dans les éléments souhaités.

Dans la méthodologie présentée, les données relatives aux valeurs de l'induction magnétique dans les éléments des milieux magnétiques, en fonction du temps, sont stockées sous forme de fichiers. Le fait de stocker l'induction magnétique $B(t)$ sous cette forme peut induire un problème de gestion de tailles de fichiers qui peuvent être non négligeables en fonction du nombre d'éléments du maillage. En revanche, l'atout majeur réside dans le fait que, une fois le problème électromagnétique résolu, étape souvent gourmande en temps de calcul, les fichiers sont enregistrés et peuvent être manipulés pour calculer les pertes en utilisant l'une ou l'autre des approches des pertes fer avec, éventuellement, des valeurs différentes des coefficients. Les procédures de calcul de pertes fer ne nécessitant pas un temps d'exécution important, ce choix peut s'avérer le plus judicieux.

Disposant de ces procédures de calcul des pertes fer, il est nécessaire de les tester et valider sur un exemple électrotechnique relativement bien maîtrisé. Anisi, dans le paragraphe suivant, nous présentons les tests réalisés sur un transformateur triphasé alimenté dans différentes conditions. Les pertes fer mesurées sont alors comparées à celles obtenues par simulation.

2.5 Transformateur triphasé

Le transformateur est l'une des structures électromagnétiques dont le rendement est le plus élevé. Toutefois, le processus de conversion énergétique n'est pas sans pertes et les deux plus importantes sont les pertes Joule dans les conducteurs et les pertes fer dans le circuit magnétique. Les dissipations dans les bobinages du transformateur sont dues aux courants qui traversent les enroulements. Elles sont accentuées aux fréquences élevées à cause de l'effet de peau qui crée des pertes supplémentaires dans les conducteurs. Le circuit magnétique est, quant à lui, le siège de différentes natures de pertes : les pertes fer, par magnétostriction et parasites. Dans ce paragraphe, nous utilisons les procédures implantées pour calculer les pertes fer en utilisant la distribution du champ magnétique obtenue à partir d'un modèle numérique (le modèle E.F.). Le but étant de valider le modèle analytique sur un système statique, en l'occurrence un transformateur triphasé.

2.5.1 Caractéristiques du transformateur

Le dispositif étudié est donc un transformateur triphasé de 2 kVA à trois colonnes dont la photo est donnée à la Figure 2.27.

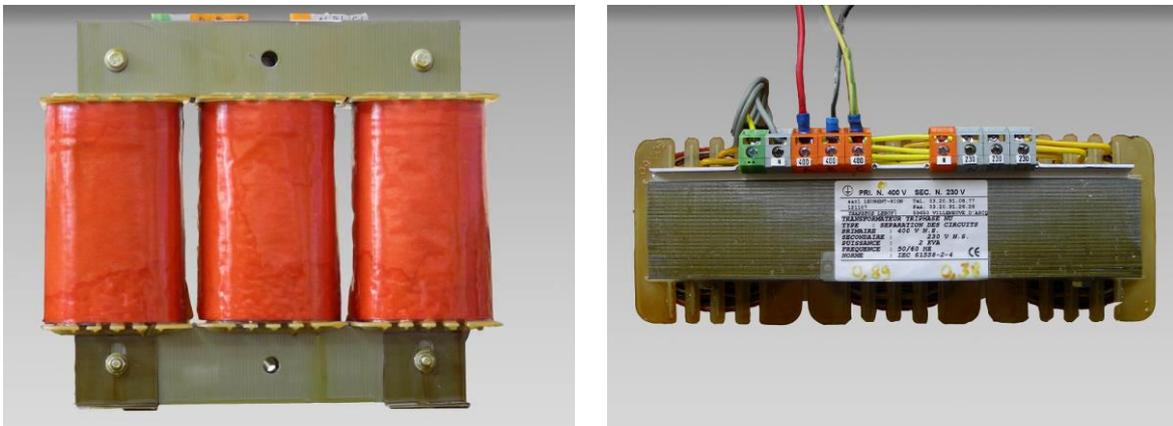


Figure 2.27 Photos du transformateur

Ses caractéristiques électriques et géométriques sont respectivement indiquées dans le Tableau 2.2 et dans la Figure 2.28. Le circuit magnétique du transformateur est composé de tôles FeSi à grains non orientés ayant une épaisseur de 0,5 mm.

Tableau 2.2 Les caractéristiques électriques du transformateur

| | Circuit primaire | Circuit secondaire |
|---|------------------|--------------------|
| Tension nominale [V] | 400 | 230 |
| Resistance [Ω] | 0,89 | 0,38 |
| Nombre de spires | 300 | 173 |

Le bobinage est, quant à lui, constitué de 6 enroulements concentriques de forme cylindrique avec deux bobines par colonne.

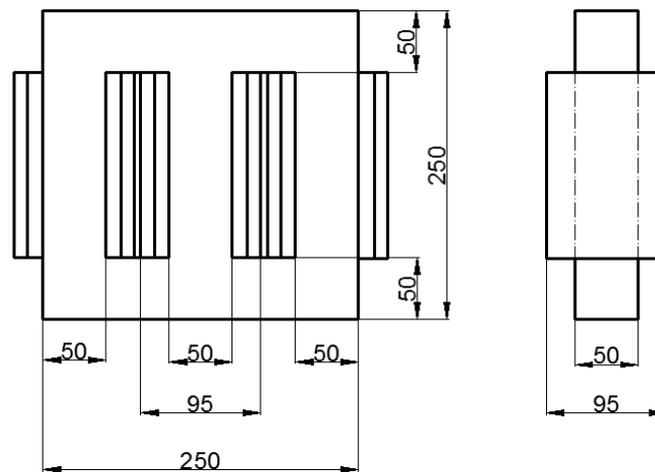


Figure 2.28 Dimensions (mm) du transformateur triphasé

2.5.2 Caractérisation et identification des paramètres

La validation de la procédure de calcul des pertes fer du transformateur passe par une modélisation précise de ce dernier. Ceci nécessite dans un premier temps de déterminer la caractéristique non-linéaire du circuit magnétique. Cette dernière doit être caractérisée et identifiée avec soin, afin de l'intégrer au code de calcul par EF. En effet, la loi de comportement peut avoir un impact notable sur les résultats numériques et notamment dans le cas de systèmes sans entrefer. Comme cela a été indiqué précédemment, cette caractéristique est prise en compte, d'une manière classique dans *code_Carmel*, par la fonction de Marrocco.

Dans le cas du transformateur étudié, la courbe $B(H)$ du matériau est obtenue à partir d'un échantillon qui a été découpé au préalable sous la forme d'un carré de 50 mm de côté. Cet échantillon a ensuite été caractérisé en utilisant un banc de test pour tôle unique « single sheet tester » (SST). Nous avons mis en place un protocole de mesure, afin d'aboutir à une représentation fidèle de la courbe $B(H)$ qui est détaillée dans le paragraphe suivant.

Pour cela, vingt essais ont été effectués en gardant la même amplitude de l'induction magnétique ($\approx 1,6$ T) pour une fréquence de 50 Hz qui constitue la valeur nominale de la

fréquence de fonctionnement. Le champ magnétique dans un transformateur circulant principalement dans la direction de laminage des tôles, ces essais ont été faits dans cette direction. A chaque essai, un cycle d'hystérésis est obtenu à partir duquel on détermine la courbe moyenne dans le premier cadran (les courbes représentées en noir sur la Figure 2.29). Ensuite, afin d'obtenir la courbe $B(H)$ qui va être utilisée dans le code EF, on effectue la moyenne de chaque courbe anhystérétique obtenue au préalable. Le résultat est illustré par la courbe rouge sur la Figure 2.29.

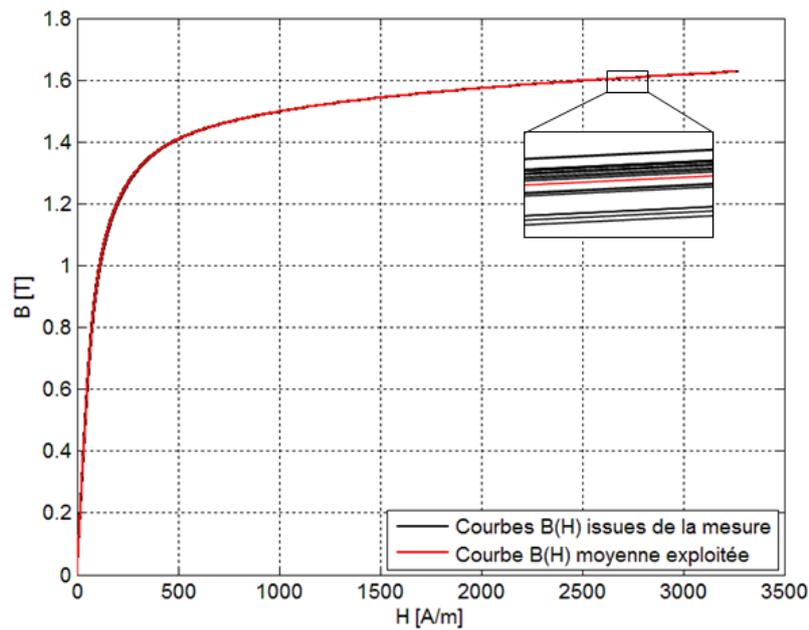


Figure 2.29 Obtention de la courbe $B(H)$ utilisée dans le calcul électromagnétique

Après avoir identifié la courbe $B(H)$ propre à la nuance de tôle utilisée pour la fabrication du transformateur, on procède à l'identification des valeurs des coefficients du modèle de pertes fer. Pour cela, on utilise le même banc d'essais que celui utilisé pour l'identification de la courbe $B(H)$. Les essais ont été effectués pour deux fréquences, 5 et 50 Hz et pour différents niveaux de l'induction maximale B_m , de 0,1 T à 1,6 T (voir Figure 2.30).

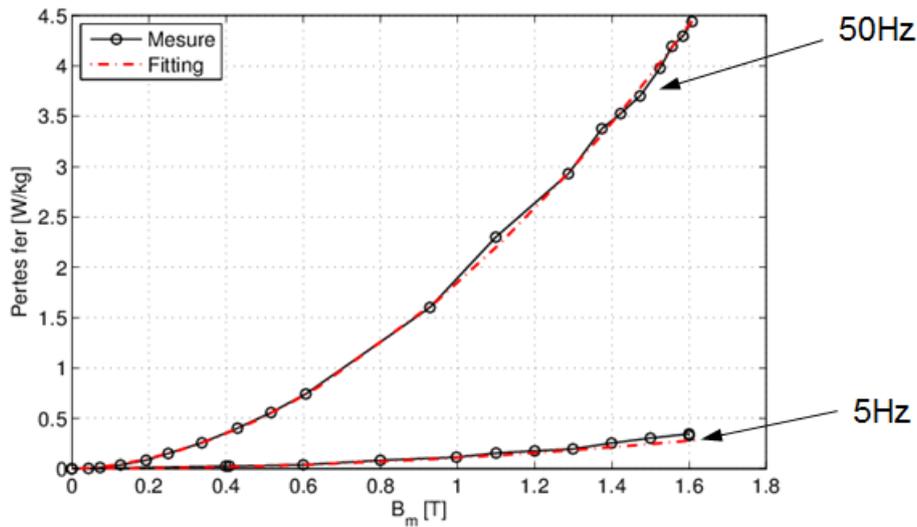


Figure 2.30 Caractéristique des pertes magnétiques de la tôle du transformateur

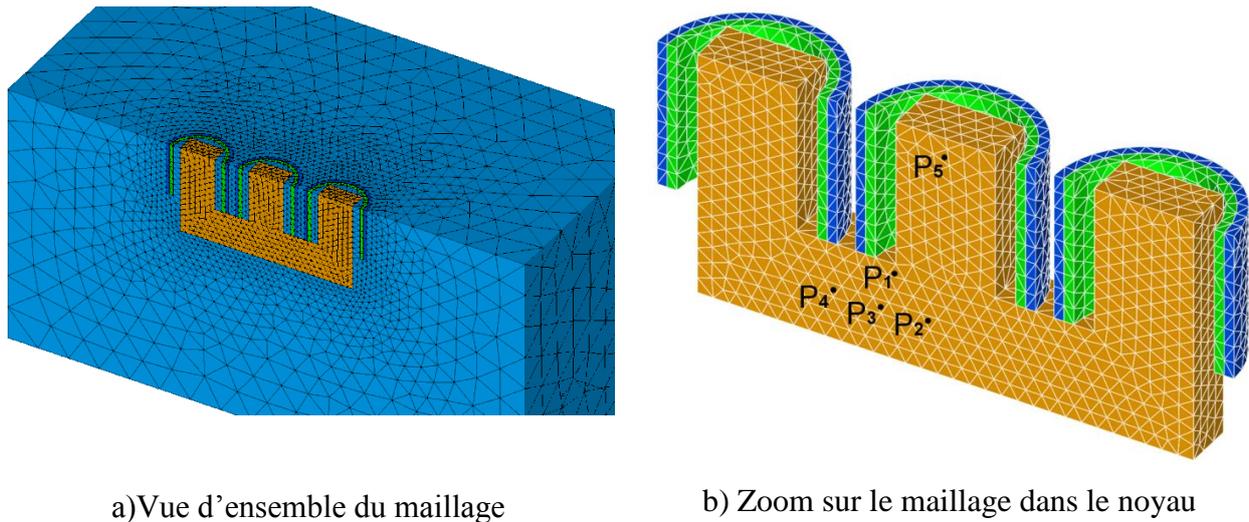
La procédure utilisée pour identifier les coefficients des pertes fer est identique à celle décrite dans le paragraphe 1.3.1.1. Les valeurs des coefficients qui ont été identifiées à partir des mesures sont présentées dans le Tableau 2.3.

Tableau 2.3 Valeurs des coefficients du modèle de pertes fer pour le transformateur

| | |
|------------------------------------|--------|
| $k_h [WsT^{-\alpha}m^{-3}]$ | 168,68 |
| α | 1,991 |
| $k_{ci} [Ws^2T^{-2}m^{-3}]$ | 0,03 |
| $k_{exc} [Ws^{1.5}T^{-1.5}m^{-3}]$ | 1,379 |

2.5.3 Modélisation du système et résultats

Du fait de la symétrie du système étudié, seul le quart du transformateur est modélisé en 3D. La géométrie et le maillage ont été faits à l'aide de l'outil NX I-Deas. Enfin, le transformateur est plongé dans une boîte d'air, comme on peut l'observer sur la Figure 2.31-a), afin de tenir compte des flux de fuites. Le maillage de la partie modélisée (Transformateur + Air) comporte 29855 éléments tétraédriques et 6406 nœuds. La Figure 2.31-b) montre un agrandissement du maillage du transformateur avec cinq points (P1 à P5) qui constituent les emplacements où seront enregistrées les allures de l'induction magnétique pour déterminer si le champ est pulsant ou tournant.



a) Vue d'ensemble du maillage

b) Zoom sur le maillage dans le noyau

Figure 2.31 Maillage du transformateur triphasé

Des simulations sont alors effectuées avec le modèle numérique pour des essais à vide à différents niveaux de tension avec deux cas d'alimentation : tensions sinusoïdales triphasées alimentant les 3 bobinages primaires et tensions non-sinusoïdales alimentant uniquement deux phases primaires.

Les mêmes cas de fonctionnement ont été testés expérimentalement, le transformateur étant alimenté à partir d'un autotransformateur pour un contrôle plus aisé de la tension imposée. Les grandeurs électriques et la puissance active sont mesurées avec un wattmètre de précision (YOKOGAWA 2533).

Dans les deux cas, à partir d'un bilan de puissance à vide, on peut retrouver les pertes fer expérimentales :

$$P_a = P_j + P_{\text{fer}} = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2 + R_3 I_3^2 + P_{\text{fer}} \quad 2.55$$

où P_a est la puissance active, P_j les pertes Joule, P_{fer} les pertes fer, R_1, R_2, R_3 les résistances des bobinages primaires et I_1, I_2, I_3 les courants efficaces associés. Les pertes fer calculées et mesurées sont ensuite comparées pour tous les essais.

2.5.3.1 Cas sinusoïdal

Estimation des pertes fer avec le modèle analytique

Dans le cas sinusoïdal, le transformateur est alimenté directement par un système triphasé de tensions avec trois valeurs efficaces ($V_{\text{eff}}=259, 400, \text{ et } 445 \text{ V}$) en couplage étoile et pour une fréquence de 50 Hz.

Une fois le régime permanent atteint, le calcul des pertes fer en post-traitement est effectué en utilisant le modèle basé sur la forme d'onde de l'induction magnétique (modèle M2). Cette approche permet de calculer séparément les pertes fer suivant les deux axes (le grand axe et le petit axe), afin de prendre en compte les pertes en champ tournant. En effet, comme introduit précédemment, le champ magnétique est tournant dans la région en « T » du transformateur, ce qui engendre des pertes fer plus importantes qui peuvent être, en fonction du matériau et du niveau d'induction magnétique, jusqu'à deux fois plus importantes.

Dans la Figure 2.32, nous avons représenté les loci de l'induction magnétique dans différentes régions (indiquées dans la Figure 2.31-b) par les points P1 à P5)). Ces loci ont été obtenus avec la formulation en potentiel vecteur et pour une tension composée de 400 V.

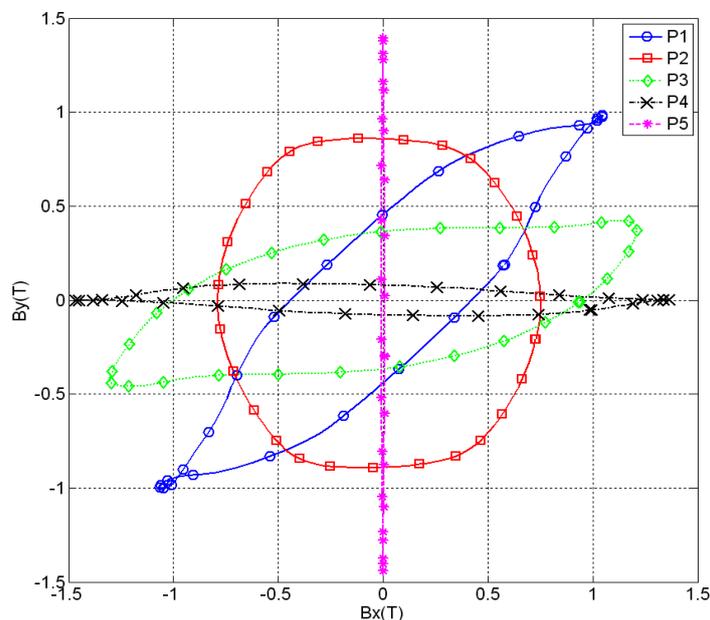


Figure 2.32 Loci de l'induction magnétique dans différentes régions du transformateur

La courbe rouge, représente le loci de l'induction au point P2 qui se trouve dans un élément situé au milieu de la région en « T » du transformateur. Comme escompté, son évolution est circulaire et dénote une zone de pertes additionnelles. Par contre, aux points P4 et P5, les champs sont principalement pulsants.

Sur la Figure 2.33, on présente la distribution de l'induction magnétique dans le noyau du transformateur, obtenue par une résolution en formulation potentiel vecteur \mathbf{A} à un instant donné, lors de l'alimentation du transformateur à vide avec une tension efficace de 400 V.

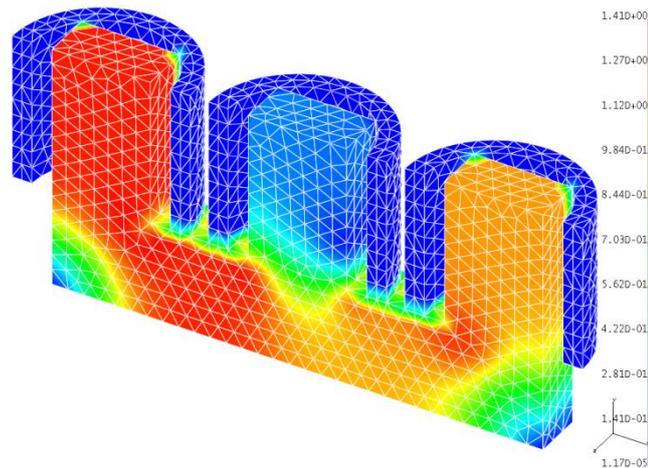


Figure 2.33 Carte de champ de l'induction à vide, à un instant donné, pour $U_1 = 400$ V.

Dans le Tableau 2.4, on compare les résultats des pertes mesurées à celles calculées pour trois niveaux de tension. Les simulations ont été effectuées avec les deux formulations (potentiels scalaire et vecteur) avec un couplage aux équations du circuit électrique. Les tensions d'alimentation ont été donc imposées dans les calculs.

Tableau 2.4 Comparaison des pertes mesurées et calculées (modèle M2)

| | Tension [V] | Mesures [W] | Formulation Ω [W] | Formulation A [W] |
|------------------|-------------|-------------|--------------------------|-------------------|
| Petit axe | 259 | 24,6 | 0,5 | 25,4 |
| Grand axe | | | 24,4 | |
| Petit axe | 400 | 58,0 | 1,5 | 58,0 |
| Grand axe | | | 57,1 | |
| Petit axe | 445 | 76,2 | 2,2 | 72,1 |
| Grand axe | | | 75,1 | |

D'une manière générale, il y a une bonne concordance entre les résultats pour tous les niveaux de tension. Pour les deux premières valeurs de tension, les pertes fer sont estimées avec un écart de moins de 2 %. Dans le dernier cas (445 V), la différence est plus importante, allant jusqu'à 5 % pour la formulation A. Cela peut s'expliquer par le fait que la tension d'alimentation est plus élevée que la valeur nominale. Dans ce cas, l'induction magnétique dans le noyau du transformateur dépasse la valeur crête de 1,6 T qui se trouve sur la zone saturée de la caractéristique anhystérétique $B(H)$ où une faible variation de l'induction \mathbf{B} implique une forte variation du champ magnétique \mathbf{H} . Par ailleurs, la caractérisation des matériaux dans cette zone de saturation étant très délicate, une incertitude introduite lors de la mesure peut avoir une influence plus au moins importante sur la simulation selon le niveau de champ. Ce dernier point peut justifier l'écart plus important entre les deux formulations pour la tension de 445 V. Les résultats peuvent être améliorés en effectuant un raffinement du

maillage et/ou en approximant plus précisément la caractéristique non linéaire, surtout dans la zone de saturation.

La répartition de la densité de pertes fer dans le transformateur étudié, alimenté à 400 V – 50 Hz, est présentée sur la Figure 2.34 avec deux illustrations : a) densité totale des pertes fer dues aux deux composantes sur les axes spatiaux (petit et grand axes) et b) densité des pertes générées uniquement par la composante suivant le petit axe.

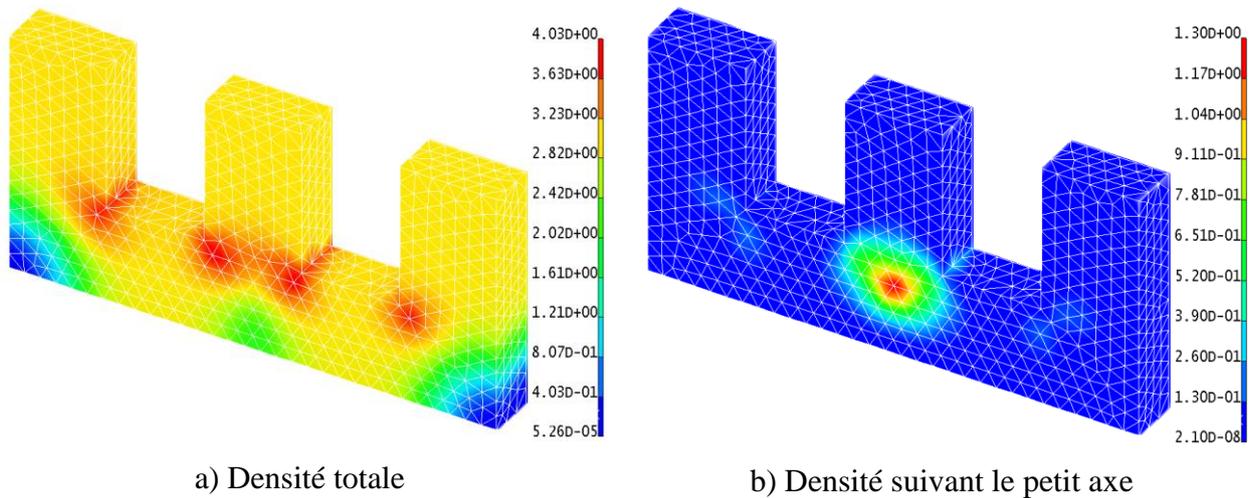


Figure 2.34 Densité des pertes fer en [W/Kg] dans le cas sinusoïdal

Comme on peut le constater sur la Figure 2.34-a), les pertes les plus importantes sont localisées dans les zones proches des angles intérieurs des colonnes du transformateur avec des valeurs atteignant 4 W/kg. Sur la Figure 2.34-b), pour les pertes dues à la composante suivant le petit axe, la densité des pertes est localisée dans la région en « T » du transformateur, mettant ainsi en évidence les pertes additionnelles en champ tournant.

Estimation des pertes fer avec des modèles d'hystérésis statiques

Dans ce paragraphe, nous présentons, de manière succincte, les résultats de l'estimation des pertes fer en post-traitement avec deux modèles d'hystérésis statiques. Dans le paragraphe précédent nous avons estimé les pertes fer avec une équation analytique basée sur l'approche de décomposition des pertes proposée par Bertotti où le terme statique est donné par une expression empirique de type Steinmetz. Afin de voir l'impact d'un modèle d'hystérésis statique sur l'estimation des pertes fer, nous avons remplacé le terme quasi-statique dans l'équation (2.52) par soit le modèle de Jiles-Atherton statique (modèle M4) soit le modèle de Preisach statique (modèle M5) tout en gardant les mêmes coefficients pour les termes dynamiques.

2. Choix de modèles et validation

Les deux modèles d'hystérésis ont été identifiés à partir d'un cycle d'hystérésis saturé d'amplitude $B_m = 1,6$ T à 5 Hz. La fonction d'Everett pour le modèle de Preisach a été identifiée à partir de plusieurs courbes de type FORC. Les deux modèles M4 et M5 ont été utilisés pour estimer les pertes fer en post traitement du *code_Carmel* suivant les deux directions spatiales.

Tableau 2.5 Comparaison des pertes mesurées et calculées

| Modèle | Tension [V] | Mesures [W] | Formulation Ω [W] | Formulation A [W] |
|--------|-------------|-------------|--------------------------|-------------------|
| M2 | 259 | 24,6 | 24,8 | 25,2 |
| M4 | | | 23,5 | 23,9 |
| M5 | | | 24,6 | 25,2 |
| M2 | 400 | 58,0 | 58,1 | 57,4 |
| M4 | | | 62,7 | 61,8 |
| M5 | | | 59,2 | 57,5 |
| M2 | 445 | 76,2 | 76,6 | 71,3 |
| M4 | | | 82,2 | 75,9 |
| M5 | | | 78,3 | 72,3 |

Le Tableau 2.5 montre une comparaison entre le modèle analytique utilisé dans le paragraphe précédent et les modèles hybrides. Comme escompté, l'utilisation d'un modèle d'hystérésis statique en post-traitement n'apporte pas plus de précision, voire introduit plus d'incertitudes dans l'estimation des pertes fer. En effet, la précision de ces modèles d'hystérésis dépend de la procédure d'identification et de leur capacité à représenter de façon fiable le comportement hystérétique quel que soit le niveau d'induction magnétique. Dans notre cas, les deux modèles d'hystérésis ont été identifiés à partir d'un seul cycle d'hystérésis. Pour le modèle de Preisach, les courbes de renversement (FORC) ont été construites à partir du cycle majeur saturé et les paramètres du modèle de Jiles-Atherton ont été identifiés sur ce même cycle. Pour améliorer les résultats issus de cette approche de calcul des pertes statiques par un modèle d'hystérésis, une identification plus fine doit être effectuée, mais cela nécessite une campagne de mesures plus conséquente. Il faut néanmoins noter que l'utilisation d'un modèle d'hystérésis, tel que celui de Preisach, permet de restituer les cycles mineurs, et donc les pertes associées, de façon plus fiable qu'une approche analytique. Dans le cas du transformateur étudié, cela n'est pas pertinent en l'absence de cycles mineurs [91].

Alimentation non sinusoïdale avec inductance en série

Le deuxième essai à vide estime les pertes fer dans le transformateur dans le cas où la tension d'alimentation est non sinusoïdale. Dans un premier temps, une inductance a été insérée en série ($L=1,1$ H) avec la première phase pour avoir une tension non sinusoïdale aux bornes du transformateur. Les tensions simples obtenues aux bornes des trois phases connectées en étoile sans neutre relié sont illustrées sur la Figure 2.35.

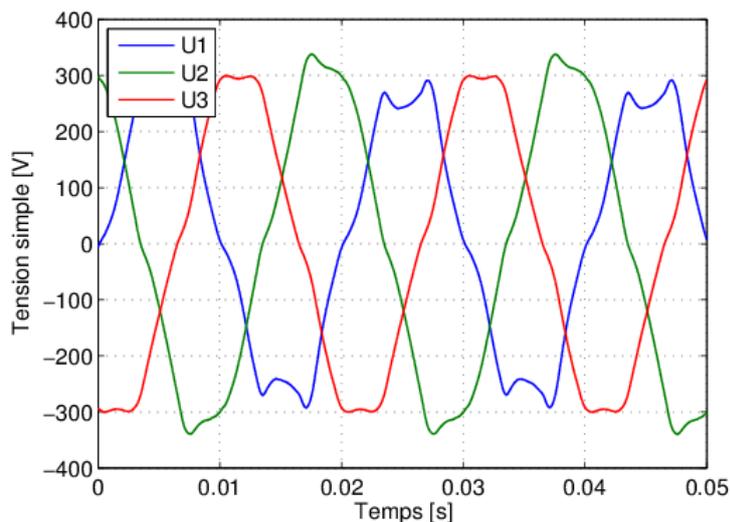


Figure 2.35 Tensions simples triphasées avec une inductance en série sur la première phase.

La simulation a été effectuée en imposant les mêmes tensions que celles obtenues expérimentalement aux bornes du transformateur. Sur le Tableau 2.6 est présentée une comparaison entre la mesure et les résultats de simulation issus du modèle M2.

Tableau 2.6 Comparaison des pertes mesurées et calculées en régime non-sinusoïdale

| | Tension [V] | Mesures [W] | Formulation Ω | | Formulation A | |
|------------------|-------------|-------------|----------------------|-------|---------------|------|
| Petit axe | 375 | 47,6 | 48,93 | 1 | 49,4 | 1,1 |
| Grand axe | | | | 47,93 | | 48,3 |

Pour ce premier cas non sinusoïdal, les résultats expérimentaux et de simulation sont en bonne concordance. L'erreur relative sur l'estimation des pertes fer est inférieure à 3 % dans le cas de la formulation en potentiel scalaire et à 4 % dans celui de la formulation en potentiel vecteur. Par ailleurs, comme dans le cas sinusoïdal, les pertes fer en champ tournant sont très faibles.

En revanche, la Figure 2.36-a) montre que la répartition des pertes fer dans le transformateur est légèrement différente de celle obtenue dans le cas sinusoïdal. En effet, les pertes sont plus concentrées au niveau de la colonne centrale. Cela peut être expliqué par le

fait que la tension dans les trois phases n'est pas symétrique ; elle est notamment plus importante dans la phase 2 correspondant à la colonne centrale. En ce qui concerne la distribution des pertes fer introduites par le champ tournant, elle est inchangée (voir Figure 2.36-b)).

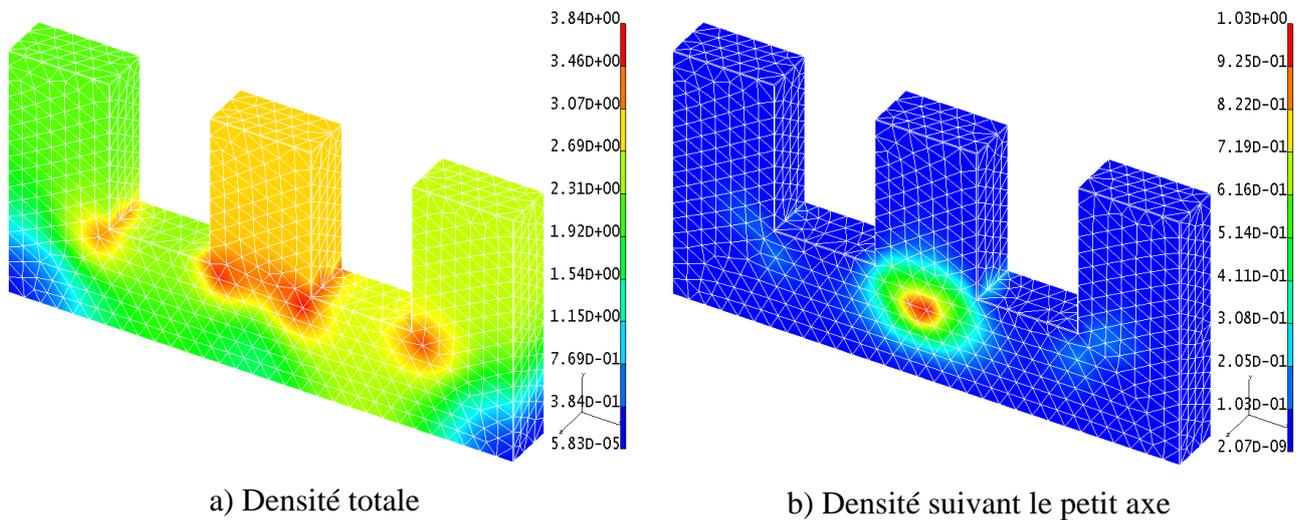


Figure 2.36 Densité des pertes fer en [W/kg] en rajoutant une inductance en série avec la phase 1

Alimentation non sinusoïdale de deux phases du transformateur

Dans un second temps, un dysfonctionnement du transformateur, perte d'une phase, a été simulé en alimentant les deux phases correspondant à la colonne centrale et à une colonne latérale. Les deux enroulements sont alimentés sans connecter le neutre du transformateur, ainsi on obtient une alimentation non symétrique comme illustré à la Figure 2.37.

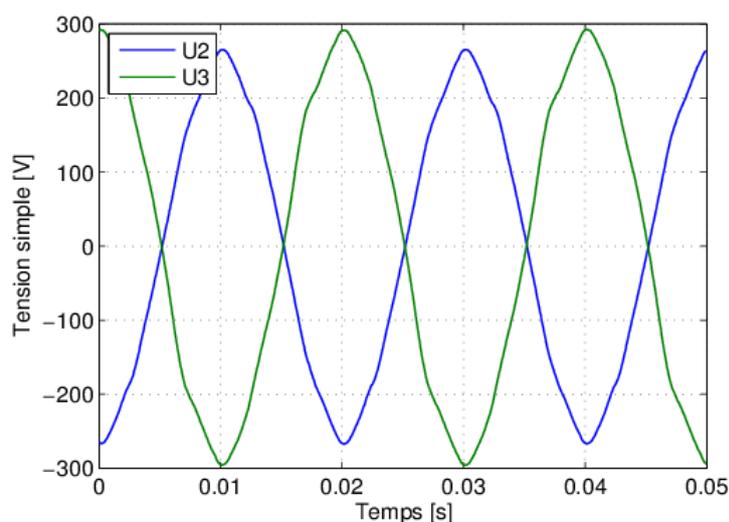


Figure 2.37 Alimentation déséquilibrée de deux phases

Par la suite, les pertes fer ont été calculées, toujours avec le modèle M2, en imposant la même tension dans le modèle numérique par E.F. Le Tableau 2.7 présente les résultats obtenus avec *code_Carmel* pour les deux formulations en magnétostatique.

Tableau 2.7 Comparaison des pertes mesurées et calculées dans le cas d'un dysfonctionnement du transformateur

| | Tension [V] | Mesures [W] | Formulation Ω | | Formulation A | |
|------------------|-------------|-------------|----------------------|-------|---------------|------|
| Petit axe | 331,6 | 22,6 | 23,06 | 0,04 | 23,5 | 0,08 |
| Grand axe | | | | 23,01 | | 23,4 |

On constate, au travers des résultats donnés dans le tableau ci-dessus, que les pertes dues au champ tournant sont presque nulles dans le cas d'une alimentation à deux phases. Cela est dû aux formes d'onde des tensions appliquées qui sont pratiquement en opposition de phase. En ce qui concerne l'estimation des pertes fer, l'erreur relative maximale commise dans l'estimation des pertes reste en dessous de 4 %.

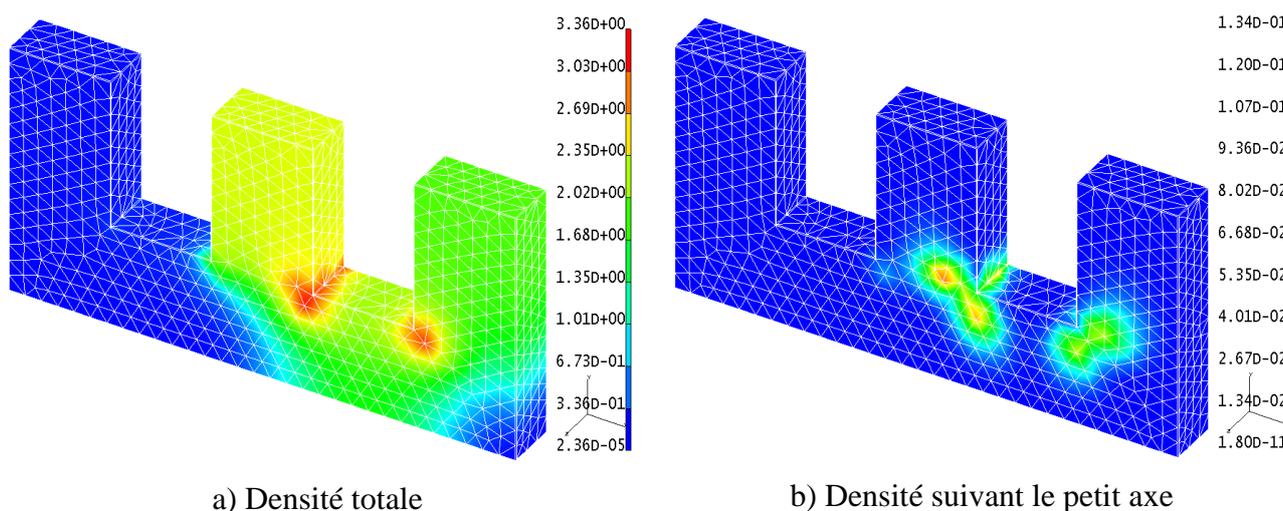


Figure 2.38 Densité des pertes fer en [W/kg] en alimentant seulement deux phases

Comme attendu dans le cas de l'alimentation de deux phases, le flux magnétique circule uniquement dans les colonnes centrale et latérale qui concentrent de ce fait la totalité des pertes fer (voir Figure 2.38-a).

2.6 Synthèse

Ce chapitre décrit les modèles qui seront utilisés pour l'étude de nos machines électriques. L'objectif principal étant d'estimer de façon fiable et rapide les pertes fer, à la suite du bilan effectué à la fin du premier chapitre, le choix s'est porté sur les approches dites

en post-traitement. Parmi les modèles analytiques rencontrés lors de l'étude bibliographique, nous avons choisi de comparer quatre des approches les plus utilisées afin d'étudier leur comportement en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal. Nous avons pu observer qu'en régime sinusoïdal les quatre modèles estiment d'une façon très satisfaisante les pertes fer par rapport à la mesure. Par contre, en régime non-sinusoïdal on observe que les modèles basés sur une décomposition de l'induction en série de Fourier surestiment ces pertes fer alors que le modèle qui exploite la dérivée temporelle de l'induction est le plus proche de la mesure. C'est donc ce modèle analytique qui est privilégié dans cette étude pour le calcul des pertes fer en post-traitement.

Par ailleurs, la contribution statique des pertes fer étant associée au cycle d'hystérésis du matériau, il a été effectué une étude des capacités, des modèles existants, à représenter ces pertes statiques en post-traitement. Nous nous sommes particulièrement intéressés aux modèles de Preisach inverse $H(B)$ pour lequel différentes méthodes d'identification ont été analysées (méthodes dites C.C., A.R.C. et F.O.R.C.). Parmi ces méthodes, seule l'approche F.O.R.C. a permis de reproduire de manière fiable à la fois les cycles centrés, non centrés et mineurs. De plus, sur la base du modèle de Preisach avec une approche F.O.R.C., nous avons proposé une approche plus précise, de type surface de réponse, pour estimer les pertes fer introduites par les cycles mineurs. Contrairement aux méthodes existantes qui prennent uniquement en compte la taille du cycle mineur, l'approche proposée intègre et la taille et la position du cycle mineur.

Enfin, une fois les procédures de calcul des pertes implémentées dans *code_Carmel*, nous avons présenté, dans une dernière partie, l'étude effectuée sur un transformateur triphasé afin de valider l'approche retenue. Plusieurs essais à vide, en régimes sinusoïdal et non sinusoïdal, ont été effectués expérimentalement et par simulation. Nous avons vu que le modèle analytique des pertes utilisé est assez robuste pour les cas traités, avec une erreur relative maximale de 5 %. En ce qui concerne l'estimation des pertes fer avec les modèles d'hystérésis en post-traitement, nous n'observons pas une meilleure approximation, tout du moins avec l'identification qui a été choisie pour ces modèles. En effet, les paramètres du modèle analytique sont directement identifiés à partir de mesures de pertes fer effectuées pour plusieurs valeurs de l'induction B_m . En revanche, avec un modèle d'hystérésis, par exemple celui de Jiles-Atherton, les paramètres sont identifiés à partir d'un seul cycle majeur saturé lequel est ensuite utilisé pour estimer les pertes pour différents niveaux de l'induction maximale. Même si le modèle est basé sur le comportement physique des matériaux doux, il

n'est pas capable de donner les mêmes résultats que la mesure pour des inductions plus faibles. Un moyen d'améliorer ce modèle serait de faire une identification de ces paramètres pour plusieurs cycles d'hystérésis d'amplitudes différentes. Malgré cela, il n'est pas certain qu'on obtienne de meilleurs résultats que ceux issus du modèle analytique pour des formes d'ondes sans cycles mineurs. Toutefois, dans le cas d'une excitation qui introduit des cycles mineurs, l'utilisation en post-traitement d'un modèle d'hystérésis adapté pour représenter les cycles mineurs peut constituer un apport indéniable dans l'estimation des pertes fer associées.

3. Applications à des machines tournantes

A la fin du chapitre précédent, nous avons présenté la procédure de calcul des pertes fer en post traitement de *code_Carmel*. Ainsi, plusieurs modèles analytiques ont été implémentés et, dans une première étape, validés sur un système statique sans entrefer, à savoir : un transformateur triphasé.

Dans ce chapitre, cette procédure va être utilisée pour quantifier les pertes fer dans le cas de machines électriques tournantes afin de déterminer son degré de précision. Trois structures de machines électriques triphasées seront étudiées, à savoir :

- Une machine synchrone à rotor bobiné de 26,7 kVA ;
- Une machine asynchrone à cage de 5,5 kW ;
- Une machine asynchrone à rotor massif de 30 kW.

3.1 Etude d'une machine synchrone à rotor bobiné

La première machine étudiée est une maquette à échelle réduite d'un turbo-alternateur. A l'origine, cette maquette a été conçue pour l'étude des phénomènes électromagnétiques dans les parties frontales [95]. Elle a ensuite été adaptée et instrumentée pour étudier les signatures de défauts d'excentricités et/ou de courts-circuits rotoriques [96]. Les travaux présentés dans ce paragraphe visent à quantifier les pertes fer de cette machine à l'aide du modèle analytique en post-traitement et de les comparer aux mesures effectuées sur la maquette.

3.1.1 Caractéristiques de la machine

La Figure 3.1 montre le banc d'essais qui a été mis en place à EDF R&D à Clamart. On distingue, au premier plan, la machine synchrone de 26,7 kVA qui fait l'objet de cette étude. Elle est couplée à une machine asynchrone utilisée pour l'entraîner à différentes vitesses. Par ailleurs, la machine d'étude ayant été instrumentée avec plusieurs capteurs (flux,

température ... etc), on observe également, sur la figure, le module d'acquisition des données qui est connecté à un ordinateur personnel.



Figure 3.1 Banc d'essai

Les principales caractéristiques électriques de la machine considérée sont présentées ci-dessous :

- Puissance apparente nominale $S_n = 26,7\text{kVA}$;
- Tension nominale $U_n = 220\text{ V}$;
- Courant nominal $I_n = 70\text{ A}$;
- Nombre de paires de pôles : 2
- Facteur de puissance $\cos \varphi = 0,8$ inductif ;
- Bobinage du stator à pas raccourci 5/6 ;
- Fréquence $f = 50\text{ Hz}$;
- Vitesse de rotation nominale = 1500 tr/min ;
- Couplage étoile.

Par ailleurs, les diamètres extérieurs du stator et du rotor sont respectivement de 552 et 307 mm avec un entrefer de 1,64 mm. Les circuits magnétiques ont une longueur totale de 380 mm et sont constitués de 11 paquets de tôles de 30 mm intercalés, pour le refroidissement, par 10 événements de 5 mm chacun.

Le stator de la machine comporte 48 encoches dans lesquelles est logé le bobinage d'induit. Ce dernier est en deux couches, avec un pas raccourci de 5/6, et deux voies d'enroulements en parallèle. Le rotor comprend, quant à lui, 36 encoches ouvertes où sont placés les amortisseurs et le bobinage rotorique à quatre pôles. Sur la Figure 3.2 est présentée

une vue schématique de la machine avec l'emplacement des enroulements statoriques et rotoriques.

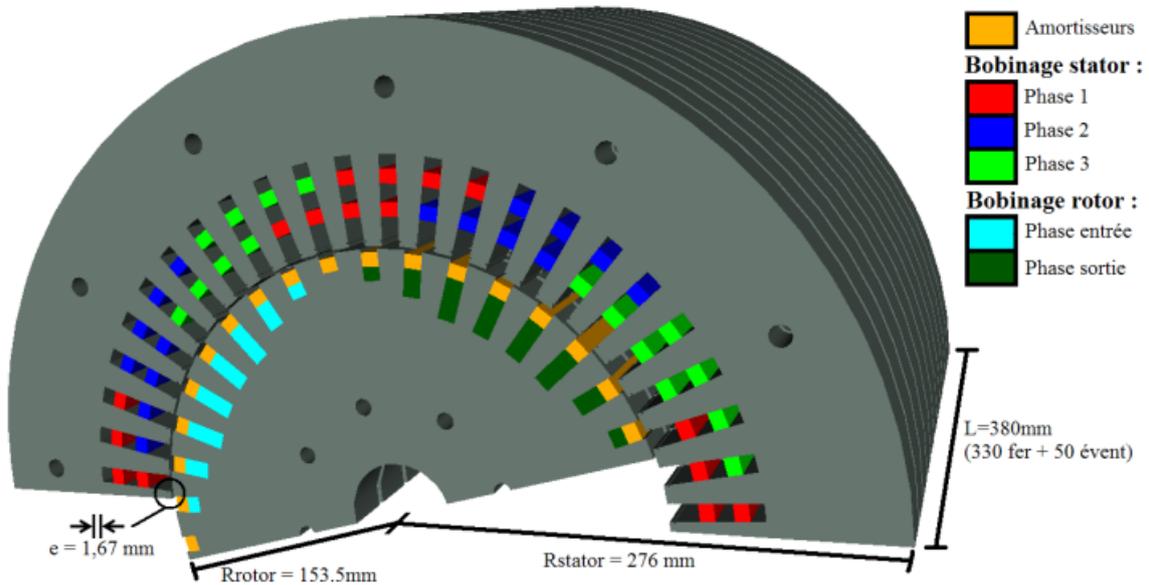


Figure 3.2 Vue de la machine synchrone [96]

Nous montrons, sur la Figure 3.3, des photos du stator et du rotor de la machine prises lors de son instrumentation. Sur la première figure, on visualise les têtes des bobines statoriques ainsi que l'écran statorique en cuivre qui est interposé entre ces dernières et le premier paquet de tôles. La Figure 3.3-b montre une vue d'ensemble du rotor où on peut apercevoir les frettes amagnétiques mais conductrices qui sont utilisées pour interconnecter l'ensemble des amortisseurs.



a) Têtes des bobines statoriques



b) Vue d'ensemble du rotor

Figure 3.3 Photos du stator et du rotor de la machine [96]

La machine a été instrumentée avec plusieurs sondes de température de type PT100 et plusieurs types de capteurs de flux (des bobines de flux, des capteurs sur circuit imprimé et

des capteurs à effet Hall) ont été disposés à la surface interne du stator afin de pouvoir accéder à l'induction dans différentes parties.

Enfin, le banc d'essai est doté de plusieurs modules d'acquisition des données connectés à un ordinateur personnel, afin d'enregistrer les formes d'ondes temporelles à partir de différents capteurs de manière automatique.

3.1.2 Caractéristiques des tôles

Pour aboutir à une estimation correcte des pertes magnétiques, la prise en compte de la caractéristique magnétique des tôles constitue la première étape cruciale. D'après les données du constructeur, le stator et le rotor de la machine ont été fabriqués avec la même nature de tôles FeV 270-35HA d'UGINE. Ces tôles, d'épaisseur 0,35 mm, sont à grains non-orientés et présentent une masse volumique de $7,6 \text{ kg/dm}^3$.

La caractéristique non-linéaire du matériau a été obtenue en caractérisant, à l'aide d'un dispositif SST, un échantillon carré de dimensions $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ issu d'une tôle utilisée pour la fabrication de la machine. Classiquement, l'assemblage des tôles dans une machine électrique tournante est réalisé de façon à alterner les directions de laminage et transverse d'une tôle à l'autre. Il est alors plus judicieux de prendre en compte une loi moyenne entre ces deux directions pour représenter le paquet complet dans la simulation. Ainsi nous allons représenter le comportement non-linéaire du matériau à l'aide d'une loi de comportement scalaire issue de la moyenne entre les deux directions caractérisées sur le SST.

Pour cela, dix essais ont été effectués suivant chacune des deux directions de la tôle (longitudinale et transverse). Un cycle d'hystérésis est obtenu à l'issue de chaque essai à partir duquel est extraite une courbe anhystérétique. Ensuite, pour les deux directions, une moyenne est effectuée sur l'ensemble des courbes anhystérétiques afin d'aboutir à une caractéristique moyenne pour chaque direction, représentées en rouge et bleu sur la Figure 3.4.

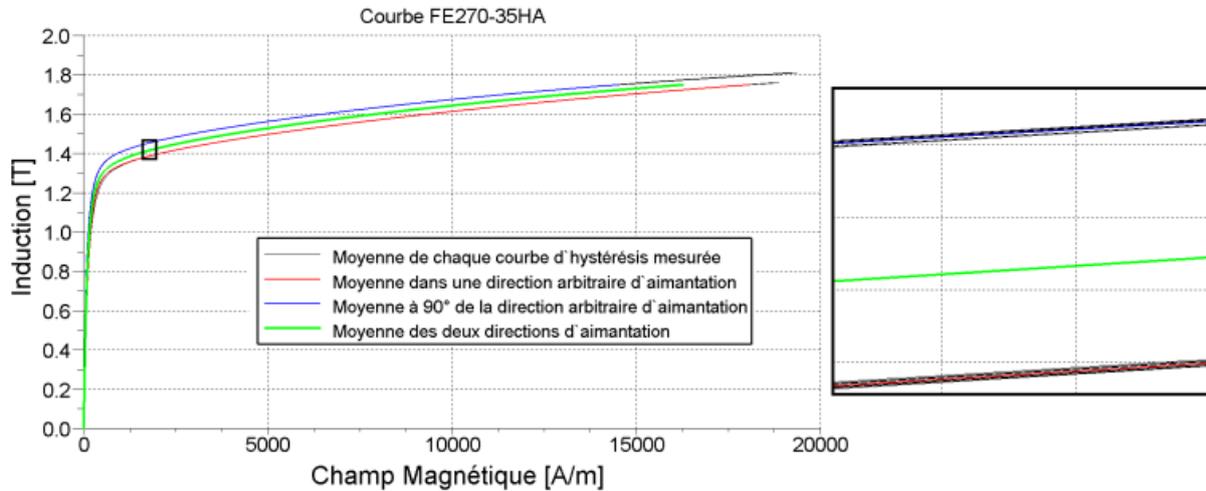


Figure 3.4 La courbe B(H) anhystérétique [96]

Enfin, en réalisant une moyenne de ces deux dernières, on obtient la courbe B(H), (représentée en vert dans la Figure 3.4) utilisée dans Code Carmel.

Les caractéristiques des pertes fer ont également été déterminées à partir de mesures expérimentales en utilisant la même méthode de caractérisation qu'avant (voir paragraphe 1.3.1.1). Ainsi, les pertes fer pour la tôle considérée ont été déterminées pour différents niveaux d'induction maximale B_m et pour différentes fréquences, comme illustré sur la Figure 3.5. En effet, pour estimer les pertes fer à l'aide de la procédure adoptée, il est nécessaire d'identifier les valeurs des coefficients du modèle analytique en post-traitement pour au moins trois fréquences.

Une première caractérisation à basse fréquence, en supposant que l'effet des courants induits dans les tôles est négligeable, permet d'identifier les coefficients quasi-statiques (k_h , α).

Ensuite, une identification globale des pertes dynamiques (k_{ci} , k_{exc}) doit être effectuée à la fréquence nominale de fonctionnement de la machine et à celle de l'harmonique, ou l'un des harmoniques, le plus prépondérant dans la machine.

Dans le cas d'une machine tournante alimentée en sinusoïdal, les harmoniques du champ magnétique sont dues principalement aux effets d'encoches statorique et rotorique. Les fréquences des premiers harmoniques de champ induits par les encoches de la machine étudiée sont, respectivement, de 900 Hz et 1200 Hz au stator et au rotor.

De ce fait, nous avons effectué les caractérisations pour une fréquence basse de 5 Hz, à la fréquence nominale de 50 Hz et à celle de l'harmonique prépondérant au stator, c'est à dire 1200 Hz.

3. Applications à des machines tournantes

Les pertes sont mesurées pour chaque niveau d'induction et chaque fréquence, selon les deux directions (courbes bleu ciel et bleu marine sur la Figure 3.5). Ensuite, à partir des courbes associées aux deux directions, on calcule la courbe moyenne des pertes (courbe en trait tiré-pointillé noir sur la Figure 3.5). Cette courbe est utilisée pour identifier les coefficients du modèle des pertes fer qui est représenté par la courbe orange sur la Figure 3.5.

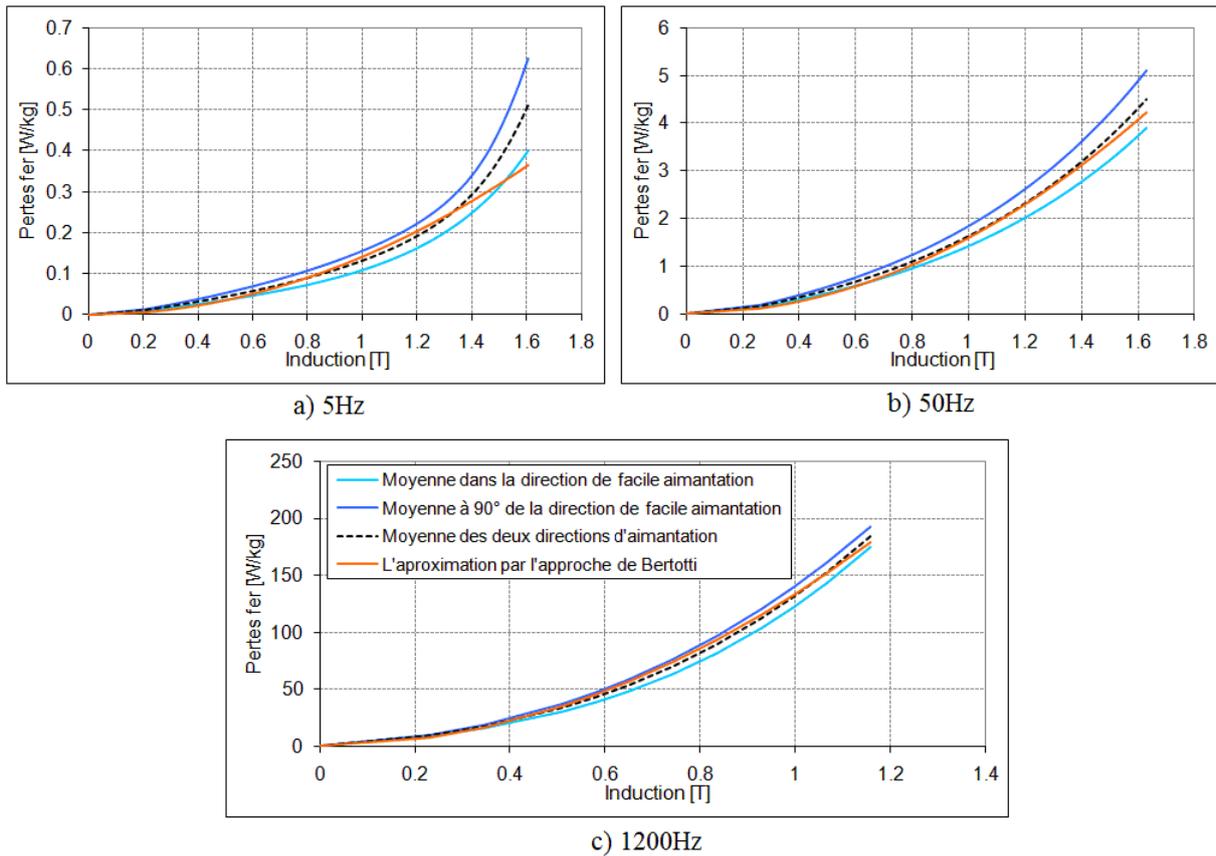


Figure 3.5 Comparaison entre les pertes fer mesurées et celles issues du modèle

Ces coefficients ont été identifiés en minimisant l'écart entre les pertes mesurées et les pertes calculées par l'expression (3.1) en utilisant la méthode des moindres carrés (voir Figure 3.5).

$$P_t = k_h f B_m^\alpha + 2\pi^2 k_{ci} f^2 B_m^2 + 8.764 k_{exc} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 3.1$$

Les valeurs obtenues sont données dans le tableau ci-dessous :

| Tableau 3.1 Coefficients pertes fer stator | |
|--|-------|
| $k_h [W s T^{-\alpha} m^{-3}]$ | 214,4 |
| α | 2 |
| $k_{ci} [W s^2 T^{-2} m^{-3}]$ | 0,023 |
| $k_{exc} [W s^{1.5} T^{-1.5} m^{-3}]$ | 0,348 |

3.1.3 Maillage et calage de la maquette

Lors des travaux de thèse de B. Iamamura, une étude a été effectuée pour le choix du maillage. Celui retenu pour obtenir une bonne précision des résultats avec des temps de calculs raisonnables est un maillage en prismes à une couche, non régulier, avec 38 614 nœuds et 38 516 éléments (Figure 3.6b) [96] :

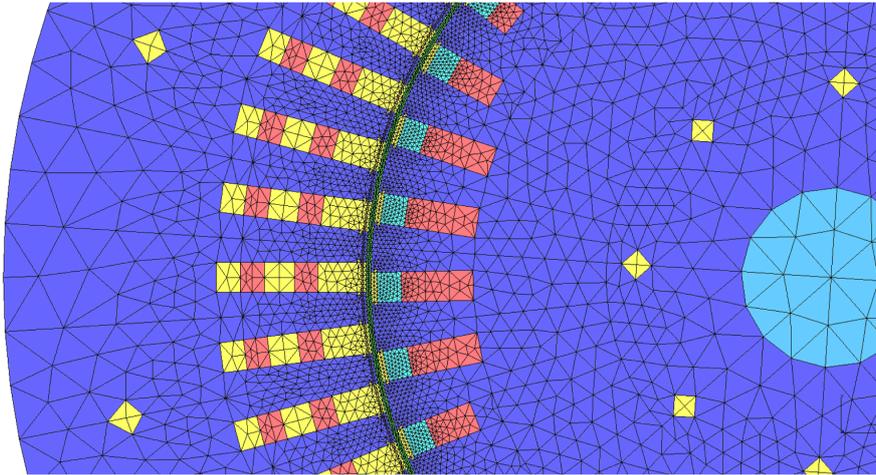


Figure 3.6 Maillage de la machine complète [96]

Plusieurs études ont été effectuées par Mr. B. Iamamura pour valider le modèle à l'aide de résultats expérimentaux. Un exemple, ci-dessous, montre la comparaison entre les résultats simulés et les mesures, à vide, lorsque le rotor est entraîné à une vitesse de 1500 tr/min avec un courant d'excitation de 15 A (voir Figure 3.7). On constate que les résultats donnés par la formulation en potentiel vecteur, pour les calculs en magnétostatique et en magnétodynamique, sont proches des résultats expérimentaux. Il apparaît, dans le cas magnétodynamique, que les courants induits dans les barres amortisseurs, à vide, ont un effet de lissage non négligeable sur l'allure de la f.e.m.

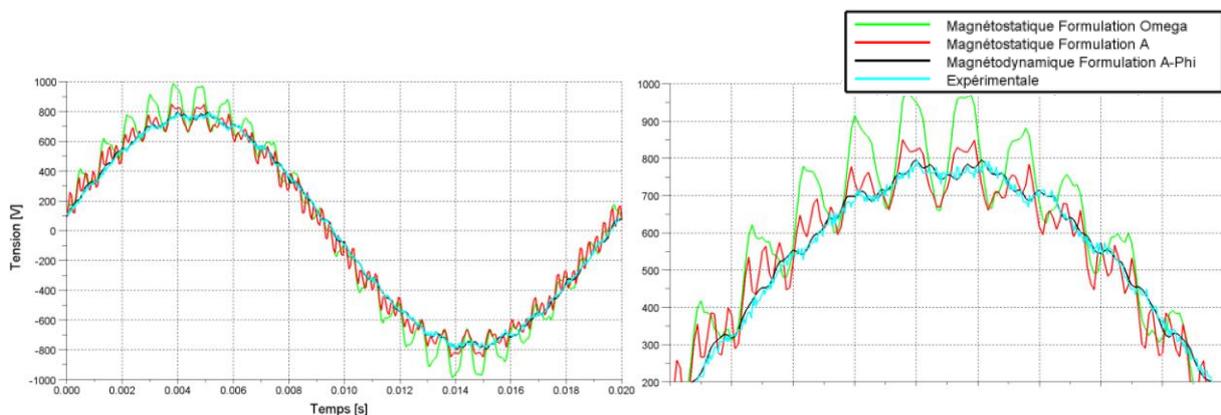


Figure 3.7 Comparaison entre le calcul et la mesure pour les formulations Ω , A et A- ϕ [96]

3.1.4 Etude de l'influence des événements sur les pertes fer

Comme indiqué précédemment, la machine d'étude comporte plusieurs événements qui séparent, d'une manière régulière le long de l'axe z , les paquets de tôles statoriques et rotoriques. Une modélisation complète nécessiterait de tenir compte de la totalité des événements mais cela engendrerait des temps de calculs prohibitifs. Afin de réduire ces derniers, nous avons effectué une étude préliminaire pour quantifier l'éventuel impact sur les pertes de la prise en compte de ces événements. Pour ce faire, deux maillages différents ont été utilisés : le premier en 2D extrudé sans événement et le second représentant un motif élémentaire en 3D constitué d'un événement avec deux demis paquets de tôles de part et d'autre (voir Figure 3.8). Les résultats issus de ces deux structures, en formulation $A-\varphi$ et en tenant compte de la non-linéarité des matériaux, sont comparés dans le cas d'un fonctionnement à vide avec un courant d'excitation de 10A.

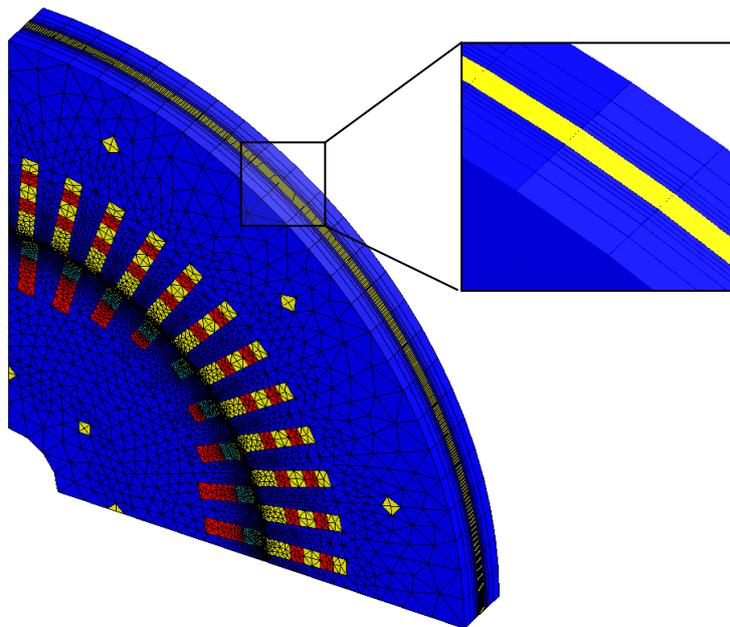


Figure 3.8 $\frac{1}{4}$ de la machine avec événement

De par les conditions de périodicité, seul un quart de la machine est modélisé afin de limiter le nombre d'inconnues pour les deux maillages. Ces derniers ont le même maillage surfacique mais avec un nombre de couches d'éléments prismatiques différent. Dans le cas 2D extrudé, le maillage surfacique, dupliqué en une couche sur 330 mm (Figure 3.9-a), est constitué de 9748 nœuds et 9624 éléments.

En revanche, dans le cas du motif élémentaire 3D, le maillage comporte 18 couches d'éléments prismatiques (Figure 3.8 et Figure 3.9-b) réparties de la manière suivante: 6

couches pour 15 mm de fer, 6 autres pour l'évent et les dernières 6 couches pour 15 mm de fer.

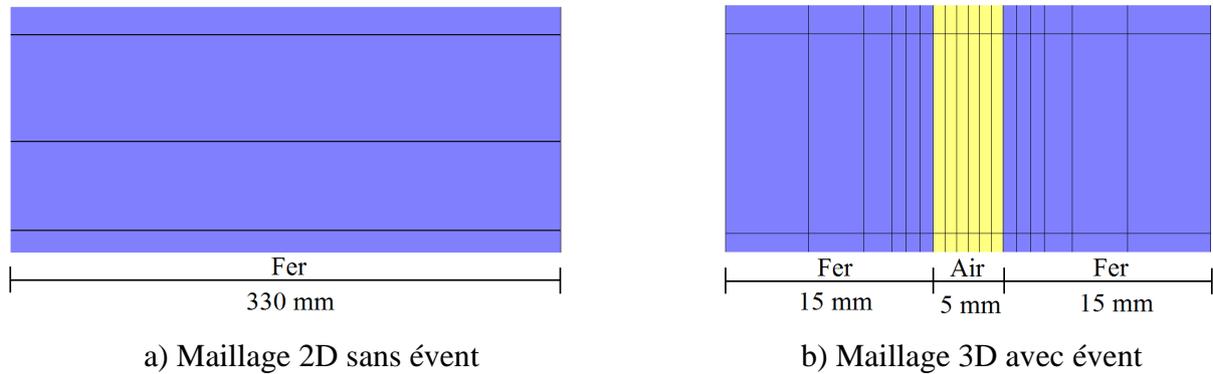


Figure 3.9 Vue sur la profondeur des maillages

Les tôles qui forment le circuit magnétique statorique et rotorique étant classiquement isolées les unes des autres afin de limiter les courants induits, la perméabilité magnétique suivant l'axe z est beaucoup moins importante que celle suivant les autres directions. L'induction magnétique se développe donc majoritairement dans le plan des tôles. Dans le cas de la modélisation de structures classiques de machines, il n'est généralement pas nécessaire de spécifier une perméabilité moindre suivant l'axe z et l'hypothèse d'un matériau magnétique homogène est suffisante. La prise en compte de l'évent rend cette hypothèse moins valide. En effet, l'effet du feuilletage n'étant pas pris en compte, le champ magnétique peut s'épanouir sans contrainte suivant l'axe z , entre deux paquets de tôles, même si cela n'est pas physique. La Figure 3.10 montre la carte de champ d'induction dans une coupe transverse de la machine où l'on peut remarquer un effet 3D dans les dents statoriques de la machine dû aux courants induits dans les amortisseurs.

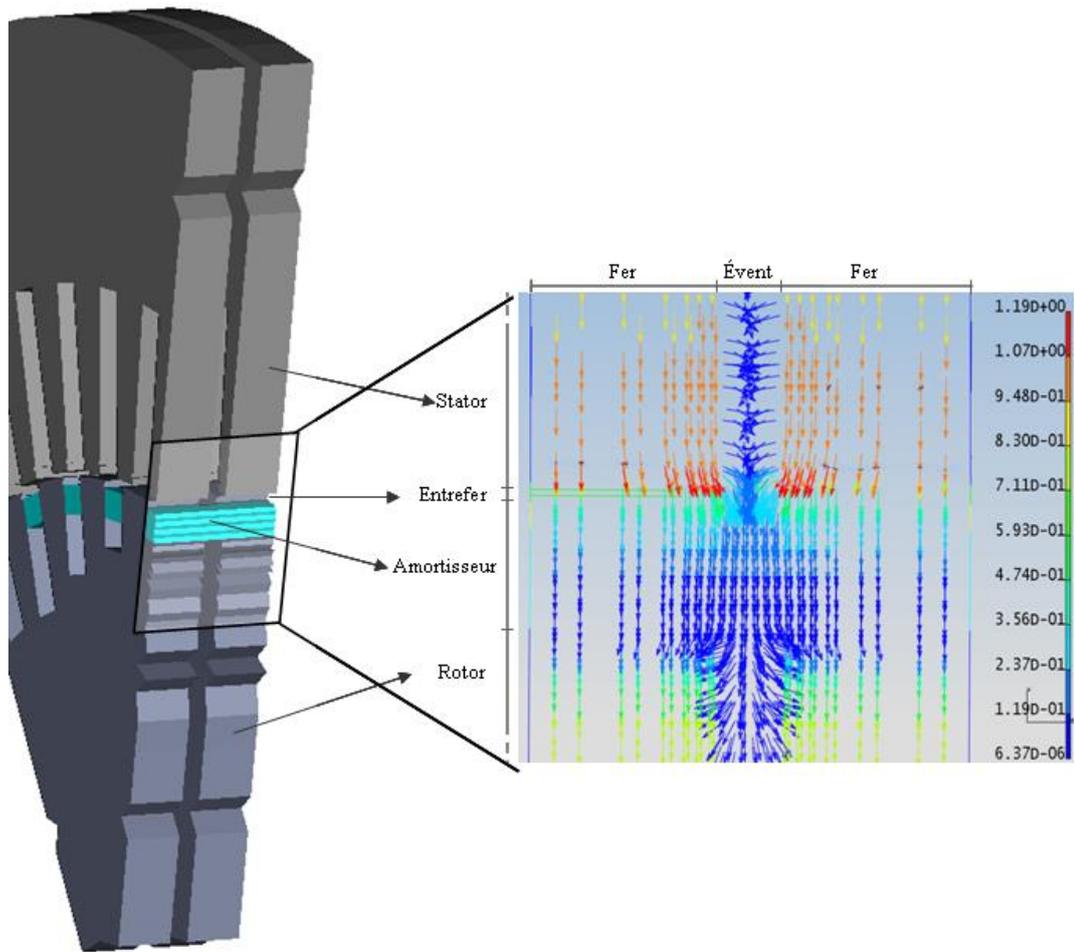


Figure 3.10 Carte d'induction dans le maillage 3D v1.

Une façon plus réaliste de prendre en compte les effets des événements est de faire une simulation 3D où les paquets de tôles sont homogénéisés avec une conductivité nulle et une perméabilité relative très faible suivant l'axe Z. En l'absence de tenseur de perméabilité magnétique suivant les axes x, y, z, une hypothèse simplificatrice consiste à imposer une condition limite supplémentaire ($B.n.=0$) sur des surfaces proches de l'évent, et parallèles aux paquets de tôles, permettant ainsi de limiter l'épanouissement de l'induction magnétique suivant l'axe z. Ainsi, comme on le constate sur la Figure 3.11, le champ magnétique est mieux canalisé dans le plan des tôles.

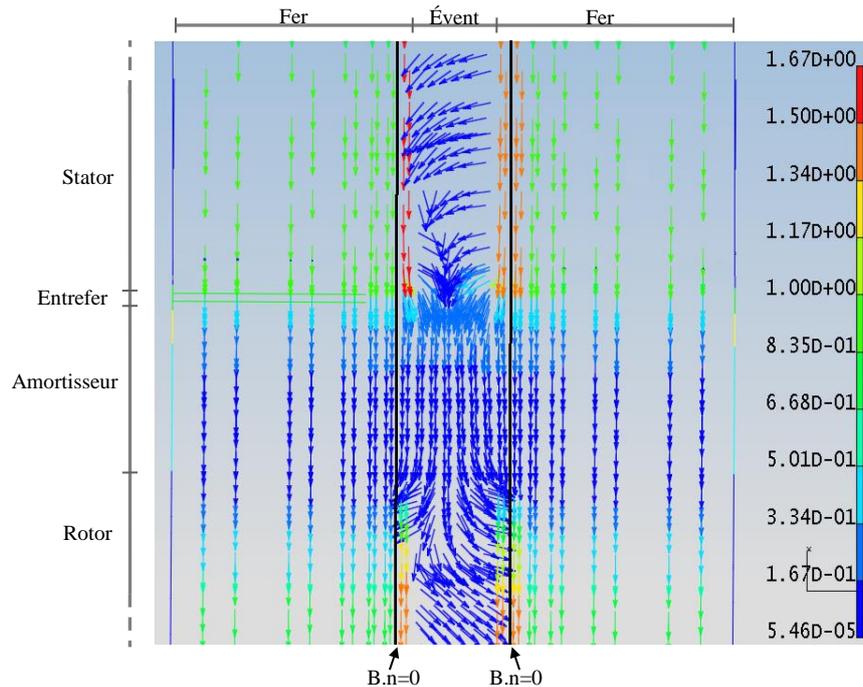


Figure 3.11 Carte d'induction dans le maillage 3D v2.

Comme les mesures réalisées sur la machine ne permettent pas de dissocier les pertes fer des pertes Joule dans les amortisseurs, une première comparaison entre les deux approches (2D et 3Dv2) consiste à étudier l'évolution des pertes Joule dues aux courants induits dans les barres amortisseurs. Cette investigation permet de s'assurer que les modèles aboutissent à des résultats proches en termes de pertes par courants induits dans les barres amortisseurs et qu'ils vont pouvoir servir, comme nous le verrons par la suite, à comparer les résultats de simulation avec ceux des mesures. La Figure 3.12 montre l'évolution instantanée de ces pertes obtenues par les deux modèles numériques pour un courant d'excitation de 10 A. Les ondulations dues aux encoches statoriques présentent la même allure dans les deux cas. Les valeurs moyennes de ces pertes par courants induits sont de 786 W et 762 W pour, respectivement, le cas 3D avec condition limite et l'approche 2D. L'écart entre les valeurs maximales et minimales est de l'ordre de 3 %, ce qui veut dire que l'utilisation d'un maillage 2D ne va pas avoir d'impact important sur les pertes Joule et, par conséquent, sur l'estimation des pertes magnétiques totales.

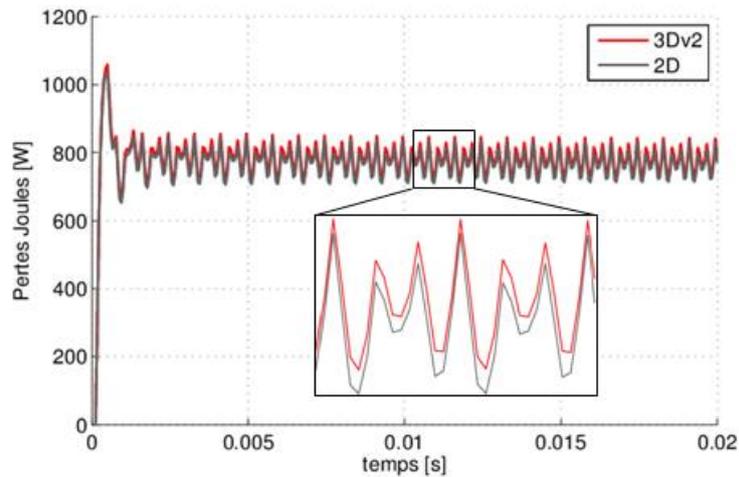
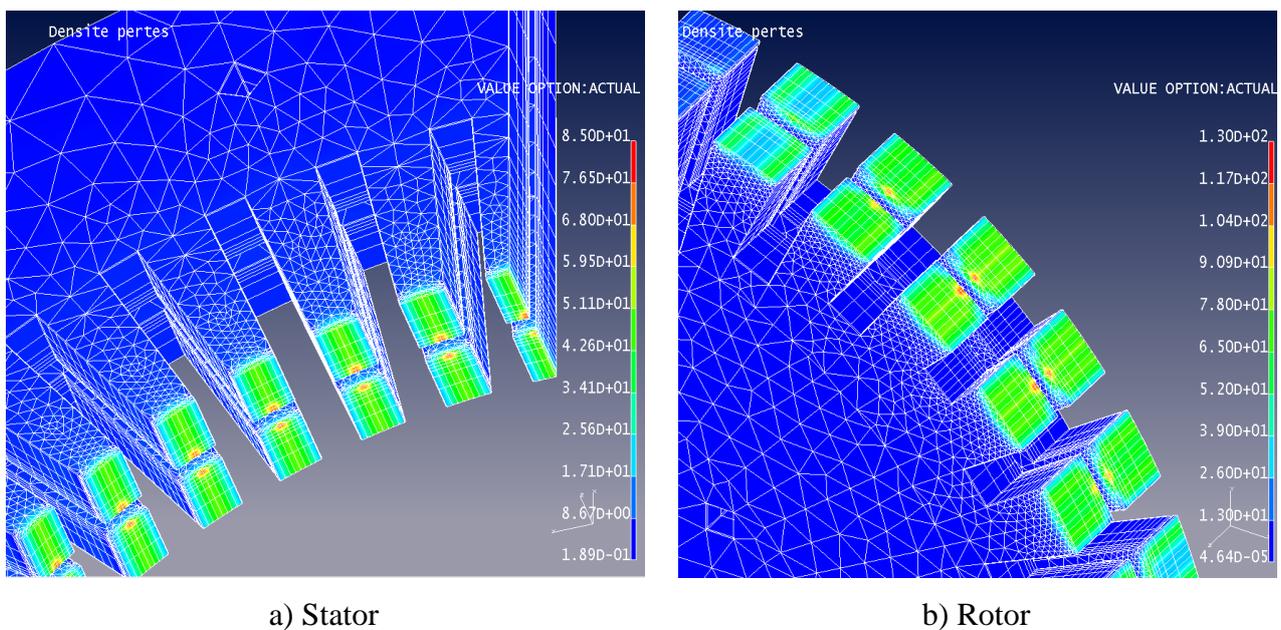


Figure 3.12 Comparaison des pertes Joule dans les barres amortisseurs

Les pertes fer ont également été calculées en utilisant le modèle M2, qui les calcule en post traitement en fonction de la dérivée temporelle de l'induction (voir eq. 2.52), pour le même point de fonctionnement que précédemment étudié avec les deux types des maillages.

La Figure 3.13, qui représente la densité des pertes dans le stator et le rotor, montre que ces dernières sont concentrées dans la zone des dents statoriques et rotoriques proche de l'entrefer à cause de la forte déformation de l'induction dans cette région. Cette cartographie permet également de distinguer les éventuels points chauds de la maquette, en vue d'une étude thermique par exemple.



a) Stator

b) Rotor

Figure 3.13 Répartition de la densité des pertes fer en [W/kg] dans la machine à travers le maillage 3Dv2

3. Applications à des machines tournantes

Dans la Figure 3.14, on présente la carte de la distribution des pertes fer obtenue à partir du maillage 2D. La distribution de ces pertes est la même que précédemment, à la différence près des points de concentration élevée aux abords des événements qui ne sont, évidemment, visibles qu'en 3D (Figure 3.13).

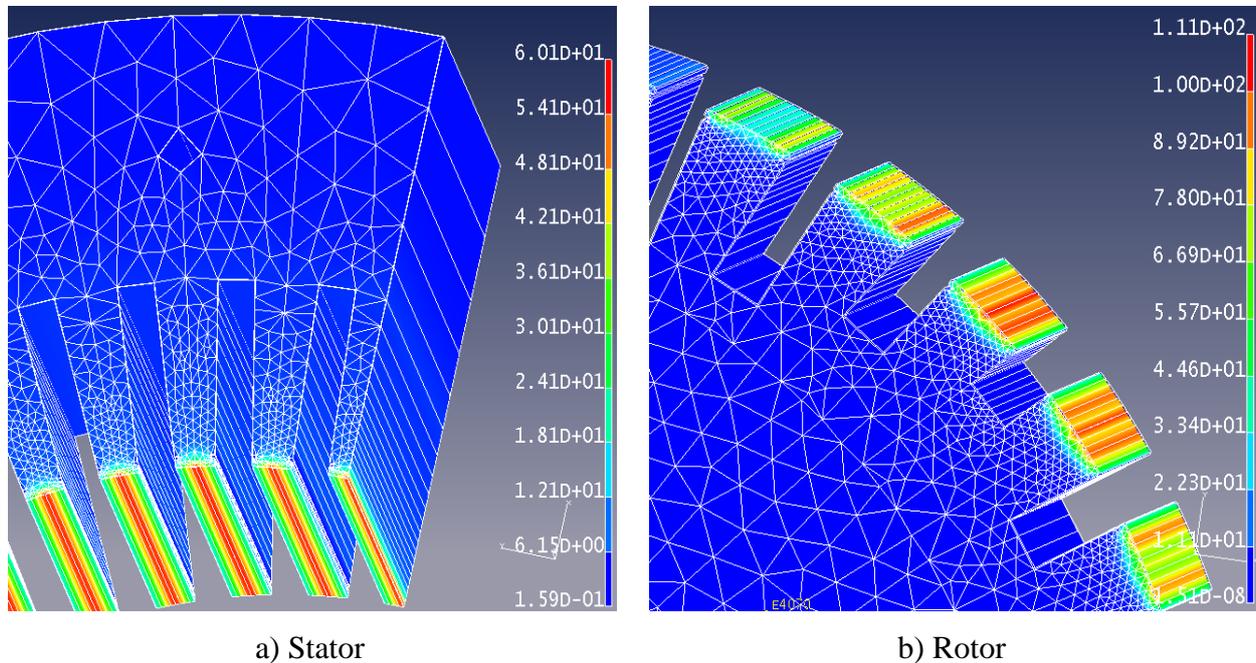


Figure 3.14 Répartition de la densité des pertes fer en [W/kg] issue du maillage 2D

Dans le Tableau 3.2, nous avons rassemblé les pertes d'origine magnétique qui représentent la somme des pertes fer (dans le stator et le rotor de la machine) et des pertes Joule dans les amortisseurs. Les pertes fer sont obtenues avec le modèle M2 et les pertes Joule dans les amortisseurs sont calculées intrinsèquement dans le code E.F (calcul en magnétodynamique).

Tableau 3.2 Comparaison des pertes magnétiques entre le maillage 2D et 3Dv2

| | Maillage 2D | | | Maillage 3Dv2 | | |
|--|-------------|-------|--------------|---------------|-------|--------------|
| | Stator | Rotor | Stator+Rotor | Stator | Rotor | Stator+Rotor |
| Pertes fer [W] | 745.8 | 109.2 | 855 | 800.8 | 110.2 | 911 |
| Pertes Joule [W] | 762 | | | 786 | | |
| Pertes d'origine magnétique [W] | 1617 | | | 1697 | | |

L'analyse des résultats ci-dessus montre que les pertes fer obtenues par le modèle 2D (sans événements) sont légèrement sous estimées par rapport à celles calculées en 3D. Par conséquent, afin de limiter les inconnues du problème et donc les temps de calcul, la suite des études sera faite en utilisant le modèle 2D extrudé.

3.1.5 Estimation des pertes fer pour plusieurs valeurs du courant d'excitation I_{ex} .

Le modèle retenu au paragraphe précédent est exploité pour déterminer les pertes fer de la machine pour différentes vitesses de rotation et plusieurs niveaux du courant d'excitation I_{ex} . Les résultats obtenus seront comparés aux mesures effectuées sur la machine d'étude dans les mêmes conditions de fonctionnement, essentiellement relatives à des fonctionnements en alternateur à vide.

Du point de vue expérimental, le rotor de la machine synchrone est entraîné, à différentes vitesses, par une machine asynchrone alimentée par un variateur de vitesse.

La mesure des pertes est effectuée au travers de celle de la puissance mécanique d'entraînement. En effet, un couplemètre de précision mesure le couple sur l'arbre et la vitesse de rotation, ce qui permet de déduire la puissance utile fournie à la machine synchrone par la relation classique :

$$P_{utile} = \Gamma \Omega \quad 3.2$$

où Γ est le couple transmis à la maquette en [N.m] et Ω la vitesse en [rad/s].

A vide, cette puissance utile (P_{utile}) est dissipée en pertes fer (P_{fer}), pertes Joule (P_{Joule}) dans les amortisseurs et pertes mécaniques (P_m).

$$P_{utile} = P_m + P_{fer} + P_{Joule} \quad 3.3$$

Les pertes mécaniques sont identifiées à partir de la caractéristique des pertes de la machine à vide [97]. Sur la Figure 3.15, la caractéristique obtenue pour une vitesse de 1500tr/min est représentée pour différentes valeurs de la f.e.m. aux bornes du stator obtenues par le réglage du courant d'excitation. L'intersection de cette dernière avec l'axe des ordonnées donne les pertes mécaniques. Ces dernières sont donc, pour cette vitesse, égales à 226,5 W.

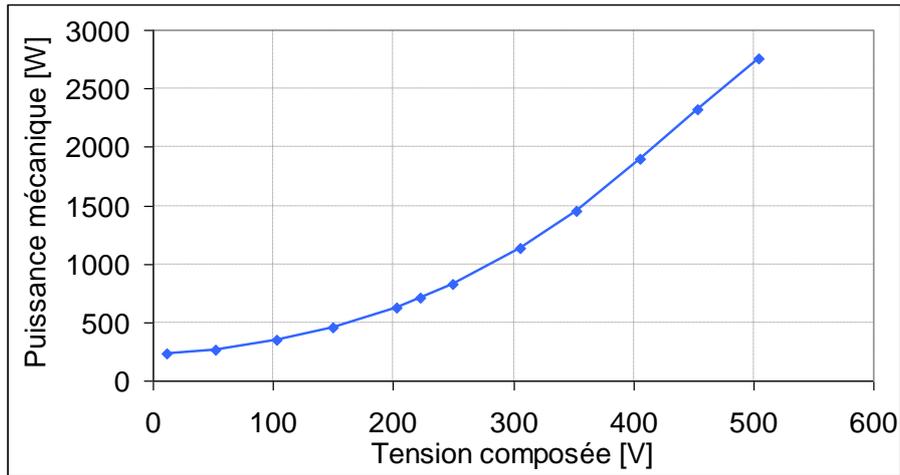


Figure 3.15 Caractéristique de pertes à vide mesurée sur la machine synchrone

Par ailleurs, les pertes par courants induits dans les amortisseurs n'étant pas accessibles à la mesure, il est impossible d'aboutir aux seules pertes fer. Par conséquent, les comparaisons, entre mesures et simulation, porteront sur la somme de ces deux composantes (P_{fer} et P_{Joule}), déjà dénommées pertes d'origine magnétique.

$$P_{\text{magnétique}} = P_{\text{fer}} + P_{\text{Joule}} = P_{\text{utile}} - P_{\text{m}} \quad 3.4$$

Dans le cas de la modélisation numérique, les pertes Joule sont directement calculées par *code_Carmel* en magnétodynamique et, dans un premier temps, les pertes fer seront approximées par le modèle M2.

En utilisant ce modèle, la déformation temporelle de l'induction magnétique dans les zones des dents statoriques et rotoriques proches de l'entrefer n'est pas prise en compte par la partie statique. Elle est considérée uniquement par la partie dynamique du modèle. Une solution consiste à utiliser le modèle M3 qui calcule les pertes statiques en décomposant l'induction magnétique en séries de Fourier.

La Figure 3.16 présente la comparaison entre les pertes magnétiques mesurées et les pertes calculées par les deux modèles analytiques dans le cas où le rotor, entraîné à 1500 tr/min, est alimenté avec différentes valeurs de courant d'excitation I_{ex} . On peut constater une bonne concordance entre les mesures et les calculs, avec une légère surestimation donnée par le deuxième modèle. Comme le courant nominal d'excitation de la machine est d'environ 12 A le modèle M2 offre la meilleure approximation.

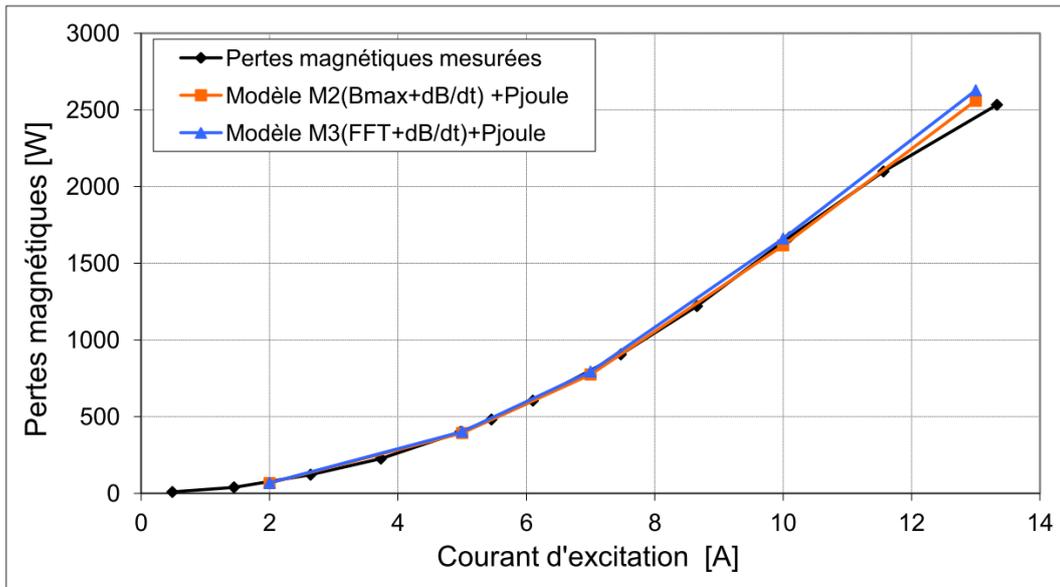


Figure 3.16 Comparaison des pertes magnétiques mesurées et calculées pour une vitesse de rotation de 1500tr/min

Afin de distinguer les contributions dues à chacune des causes des pertes magnétiques, nous présentons, sur la Figure 3.17 les évolutions des pertes fer calculées dans le stator et dans le rotor de la machine (avec le modèle M2) et celle des pertes Joule calculées dans les amortisseurs.

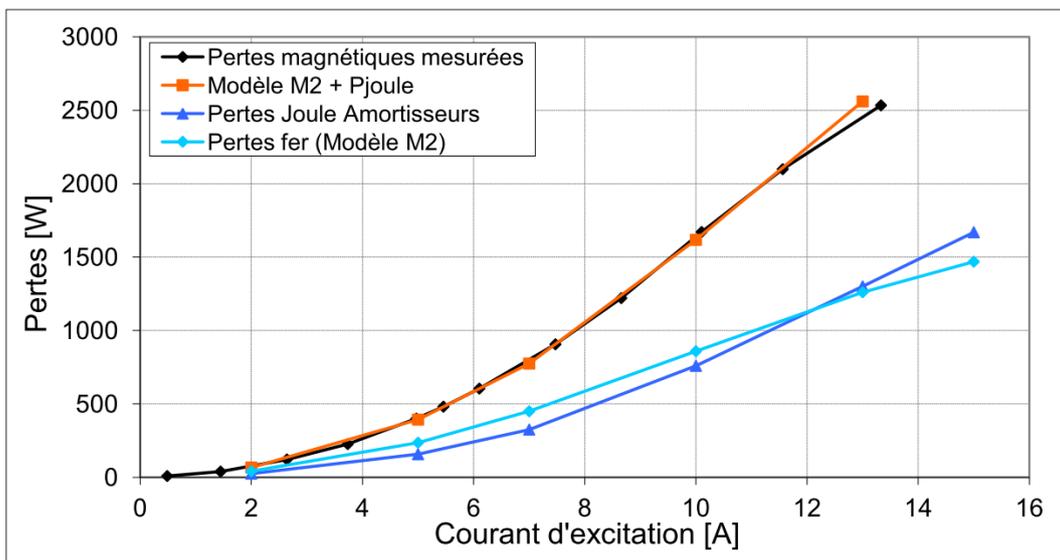


Figure 3.17 Evolutions des pertes fer et des pertes Joule dans la machine

On constate que, dans le cas de la machine étudiée et pour les points de fonctionnements à vide considérés, les contributions des pertes Fer et Joule dans les amortisseurs sont pratiquement identiques jusqu'à la valeur nominale du courant d'excitation.

Enfin, la Figure 3.18 présente la différenciation entre les pertes statiques et les pertes dynamiques dans le stator et dans le rotor de la machine pour les différents courants

d'excitation. Comme attendu, de par les résultats obtenus dans divers travaux [55]–[57], [64], les pertes fer sont plus importantes dans le stator que dans le rotor. En revanche, le rapport entre les pertes statiques et les pertes dynamiques est inversé entre les deux armatures. En l'occurrence, les pertes dynamiques sont plus importantes que les pertes statiques au rotor. Cela s'explique par le fait que, d'une part, au rotor l'induction est très déformée, ce qui augmente les pertes dynamiques et, d'autre part, l'évolution temporelle de l'induction est dissymétrique et proche de la saturation, ce qui fait diminuer les pertes statiques.

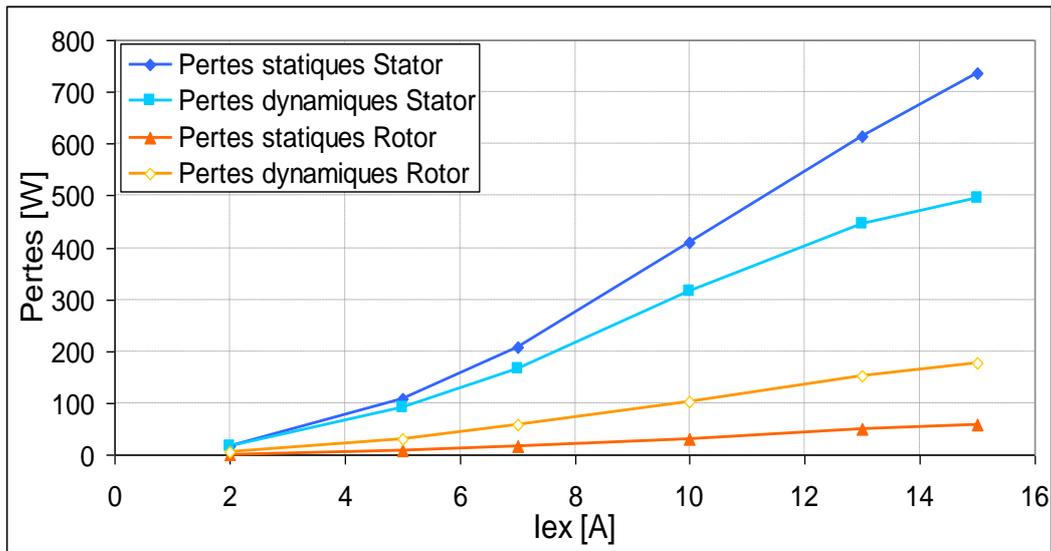


Figure 3.18 Evolution des pertes fer statiques et dynamiques dans la maquette issue du modèle M2

A titre d'illustration, nous présentons sur les figures suivantes la distribution des pertes fer obtenues avec le maillage 2D extrudé et la projection de l'induction magnétique suivant les axes x et y en quelques points de la machine. Ces illustrations sont relatives à un fonctionnement à vide, avec une vitesse de rotation de 1500 tr/min et pour un courant d'excitation de 10 A. Les éléments de visualisation ont été choisis pour être les plus représentatifs des diverses parties magnétiques de la machine.

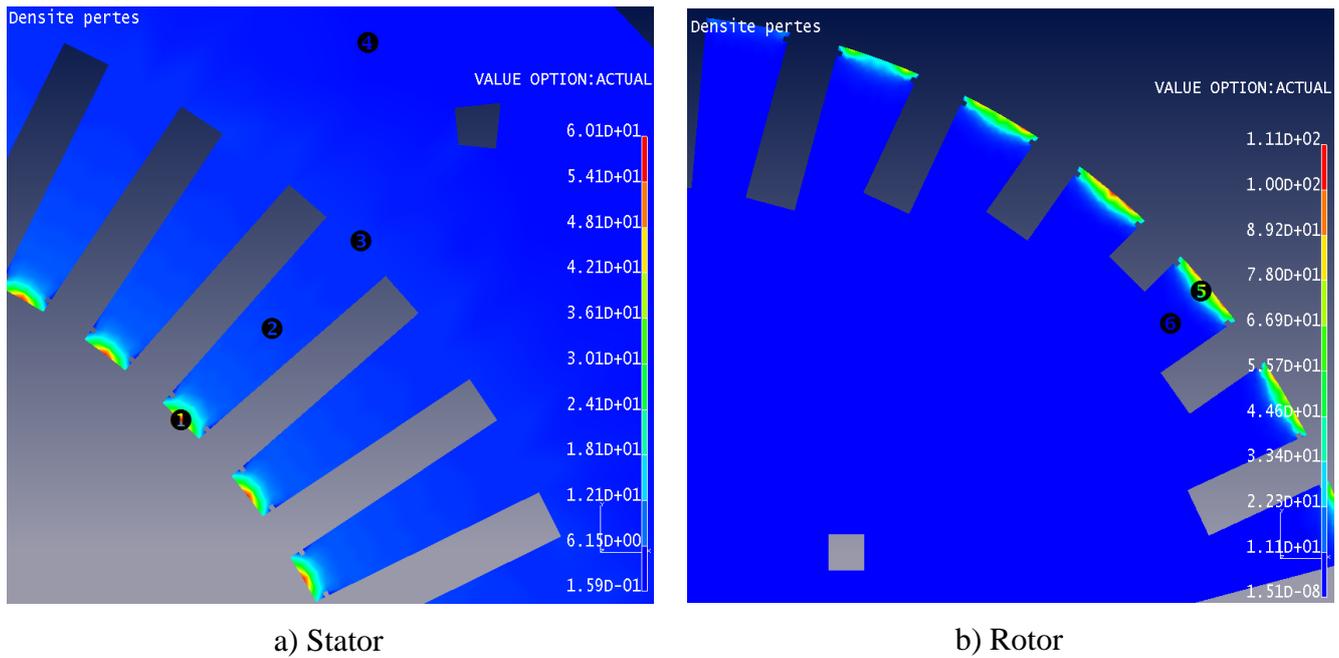


Figure 3.19 Carte de la densité des pertes fer en [W/kg]

La visualisation de l'induction sous forme de *loci* ($B_y(B_x)$) donne des informations locales sur le comportement de l'induction dans les tôles.

- Dans l'élément ❶ Figure 3.20a) l'induction magnétique est très déformée suivant les deux axes à cause de la variation de la reluctance rotorique. On visualise alors aisément le phénomène de rotation de l'induction.
- Dans l'élément ❷ Figure 3.20b), situé au centre d'une dent statorique, le champ est alternatif suivant la direction de la dent.
- Dans les deux derniers éléments Figure 3.20c, d) nous voyons que le phénomène de champ tournant réapparaît mais la déformation de l'induction diminue de plus en plus en fonction de la position.

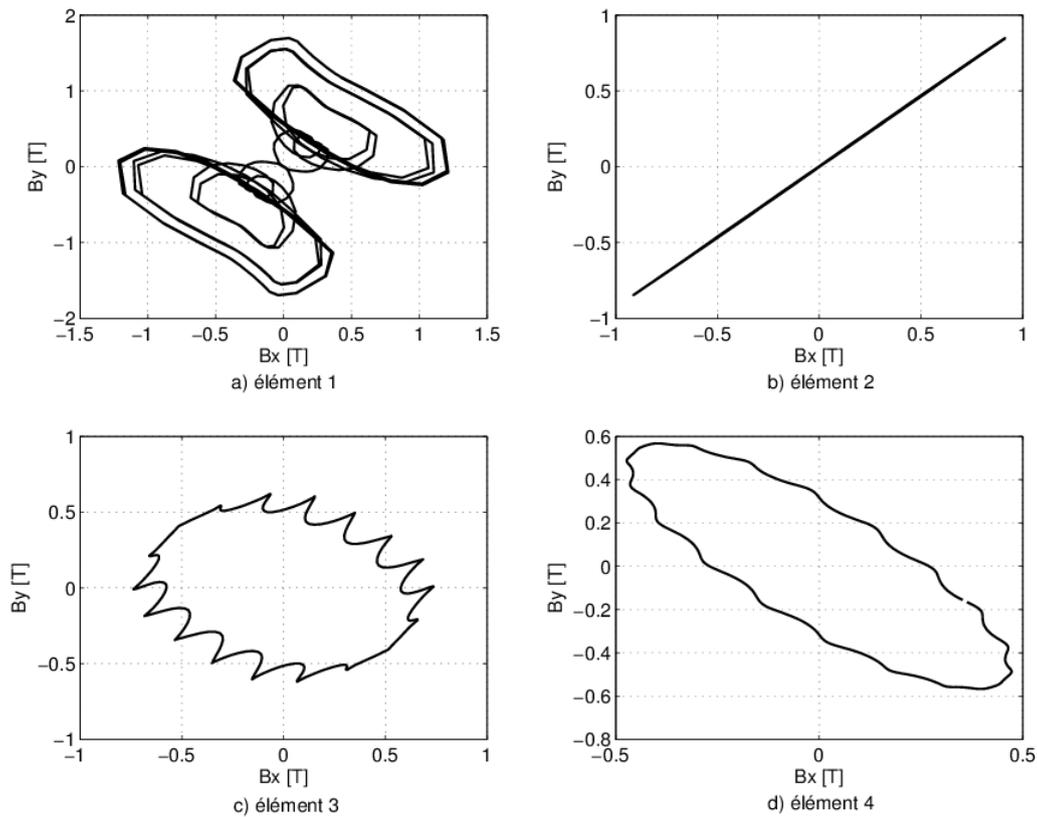


Figure 3.20 Loci de l'induction magnétique en différents éléments du stator

Au niveau du rotor, les *loci* sont présentés dans deux éléments (5 et 6) qui se trouvent dans une dent rotorique à des profondeurs différentes suivant le rayon. Dans les deux cas, l'induction est déformée avec la présence du phénomène de champ tournant. Par ailleurs, les *loci* dans les deux éléments ne sont pas centrés comme dans le cas du stator. Ceci est tout à fait normal du fait que, à vide, le champ rotorique est dû au courant d'excitation et, par conséquent, est supposé constant modulé par la seule réluctance des dents statoriques.

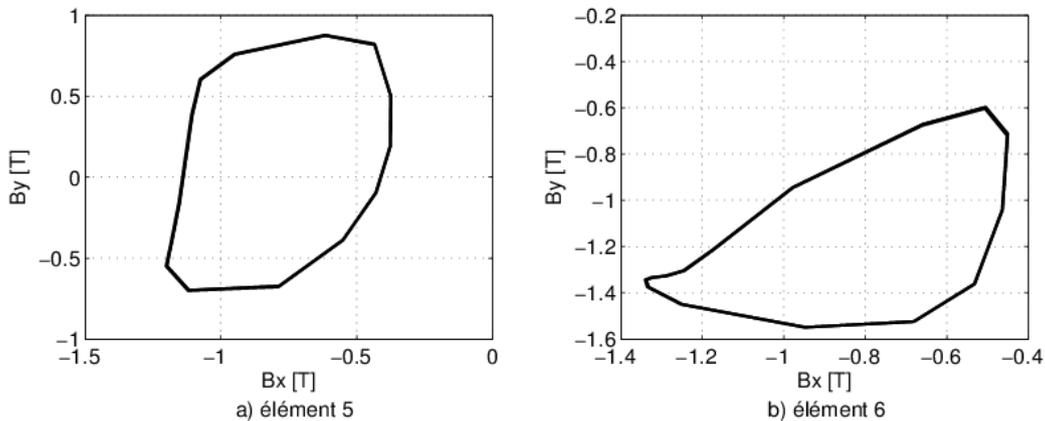


Figure 3.21 Loci d'induction dans deux éléments du rotor

3. Applications à des machines tournantes

Les résultats présentés ci-dessus sont relatifs à la vitesse de rotation nominale (1500 tr/min). D'autres essais et calculs ont été effectués, à vide, pour deux vitesses plus faibles (900 et 600 tr/min) mais avec des courants d'excitation plus importants. On présente, ci-dessous, la comparaison entre les mesures et les calculs pour ces essais afin d'analyser le comportement du modèle de pertes quand le circuit magnétique de la machine est saturé. Sur la Figure 3.22, on présente les résultats obtenus avec le modèle M2 de pertes pour les cas des deux vitesses de rotation (900 et 600 tr/min) qui correspondent à des fréquences du champ statorique de 30 Hz et 20 Hz respectivement.

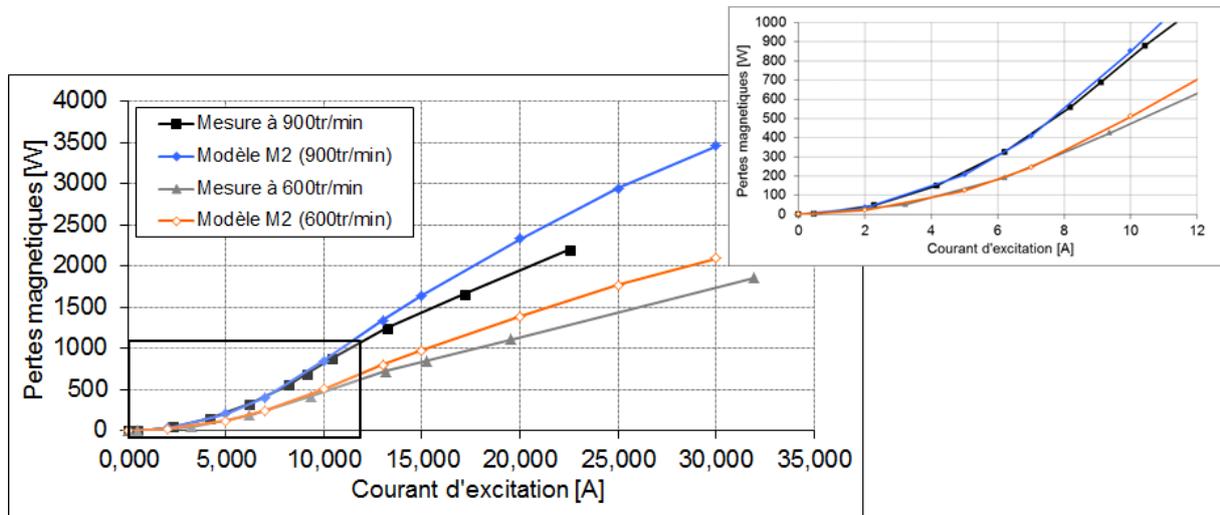


Figure 3.22 Pertes magnétiques mesurées et calculées pour deux vitesses de rotation

Dans les deux cas de figure, il y a une bonne concordance entre les mesures et les calculs des pertes d'origine magnétiques pour l'intervalle de courant d'excitation entre 0 et 12 A. Au-delà, les pertes magnétiques calculées sont de plus en plus surestimées. Il est difficile à ce niveau de tirer une conclusion sur la précision du modèle. En effet, comme la comparaison s'effectue sur la somme des pertes fer et des pertes par courants induits, il n'est pas aisé de comparer les résultats de chacune des contributions. Néanmoins, on peut supposer que cet écart est dû au fort niveau de saturation des dents rotoriques, dans lesquelles l'induction magnétique atteint très largement 2T comme illustré sur la Figure 3.23-b. En effet, dans la zone saturée, si l'induction décrit des cycles mineurs comme montré sur la Figure 3.21-b, le modèle de calcul des pertes montre ses limites assez rapidement. Cela est dû à l'hypothèse qui consiste à calculer les pertes statiques en ne considérant que l'amplitude de variation de l'induction $\Delta B/2$. Cette hypothèse engendre une surestimation des pertes statiques des cycles mineurs si ceux-ci se situent dans la zone saturée. Cette surestimation est

d'autant plus importante que la fréquence du champ au rotor est élevée, à savoir 1200Hz dans notre cas.

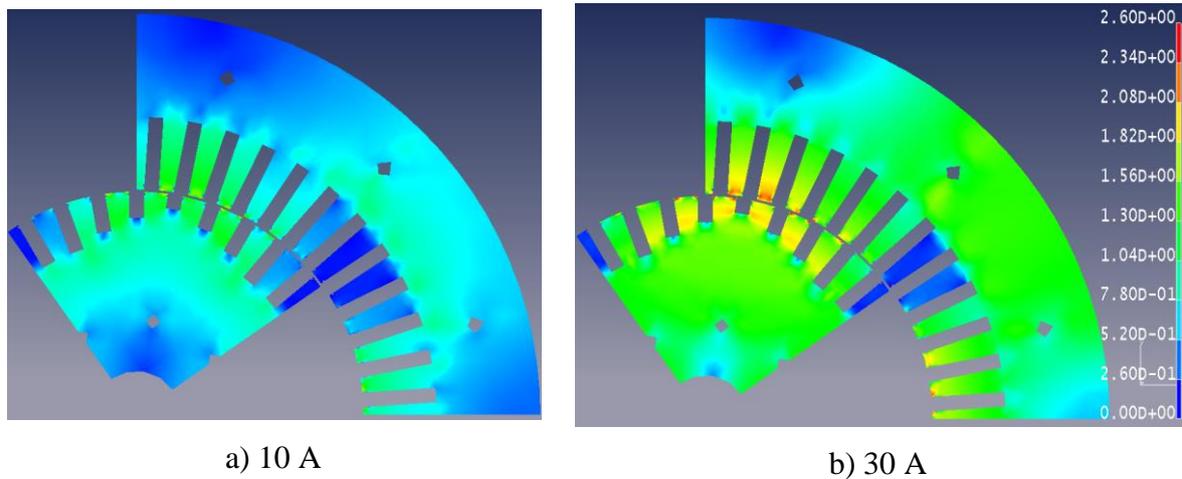


Figure 3.23 La distribution de l'induction pour deux valeurs du courant d'excitation

Par ailleurs, le courant d'excitation étant plus élevé que la valeur nominale, l'effet de la saturation du circuit magnétique, et notamment dans les zones des dents statoriques et rotoriques proches de l'entrefer devient très important (voir Figure 3.23). Outre les zones radiales, ce phénomène se retrouve également dans les parties axiales de part et d'autre de l'évent. Ce dernier point est évidemment impossible à prendre en compte dans une simulation 2D. Il est à noter que seuls quelques rares éléments ont une induction magnétique au-delà de 2 T. Cela est dû au maillage qui n'est pas optimal dans ces régions.

Le paragraphe ci-dessus a été dédié à l'estimation des pertes fer dans une maquette de turbo alternateur en utilisant les modèles implémentés dans *code_Carmel*. Tout d'abord, la caractéristique anhysterétique a été identifiée à partir de mesures effectuées sur un échantillon du circuit magnétique en utilisant un SST. Cette caractéristique permet de prendre en compte le comportement non-linéaire du matériau magnétique dans les simulations par éléments finis. Ensuite, en utilisant le même dispositif de caractérisation, l'évolution des pertes fer en fonction de B_m , pour plusieurs fréquences, a été déterminée afin d'identifier les coefficients des modèles de pertes fer.

Des premiers calculs ont été effectués sur la machine d'étude en utilisant un modèle en 2D extrudé et un modèle 3D tenant compte des événements. Les résultats obtenus à vide, en termes de pertes fer et par courants induits dans les barres amortisseurs, sont très proches et justifiaient l'utilisation du modèle 2D extrudé pour la suite des études..

Pour les trois vitesses (1500, 900 et 600 tr/mn), l'estimation des pertes magnétiques avec le modèle 2D extrudé est relativement précise pour des courants d'excitation allant

jusqu'à 12A. Au-delà de cette limite, les valeurs des pertes issues des calculs ne corroborent plus les mesures effectuées à 900 et 600 tr/mn. Il y a une surestimation des pertes qui augmente en fonction de l'amplitude du courant d'excitation. Elle peut être due à plusieurs paramètres (effets des événements, conductivité des barres, précision des identifications... etc).

Une solution pour améliorer l'estimation des pertes serait de faire une simulation en 3D avec un tenseur sur les directions x, y, z afin de mieux prendre en compte les effets des événements.

3.2 Etude d'une machine asynchrone de 5,5 kW

La seconde machine tournante à courant alternatif étudiée est une machine asynchrone à cage dont les caractéristiques sont données dans le paragraphe ci-dessous.

3.2.1 Caractéristiques de la machine

La structure considérée est une machine asynchrone triphasée de 5,5 kW à 8 pôles avec un rotor à cage d'écureuil (Figure 3.24) construite par la société C.E.N (Construction Electriques - NANCY).

Ses principales caractéristiques sont résumées ci-dessous :

- Puissance nominale : $P_n = 5,5 \text{ kW}$
- Tension nominale : $U_n = 230/400 \text{ V}$
- Courant nominal : $I_n = 22,9/13,2 \text{ A}$
- Fréquence nominale : $f_n = 50 \text{ Hz}$
- Vitesse de synchronisme : $n=750 \text{ tr/min}$
- Facteur de puissance $\cos \varphi = 0,74$



Figure 3.24 Machine asynchrone triphasée à cage d'écureuil de 5,5 kW

Le stator et le rotor de la machine sont fabriqués avec des tôles FeV 600-65HA d'épaisseur 0,65 mm. La cage d'écureuil est constituée de 44 barres en aluminium, inclinées de deux encoches statoriques et logées dans des encoches fermées (Figure 3.25). La machine est instrumentée avec six capteurs de température de type PT100 et huit capteurs de flux. Quatre capteurs de flux dentaires sont placés aux endroits présentés par la Figure 3.25. Quatre capteurs de flux polaires viennent compléter l'instrumentation.

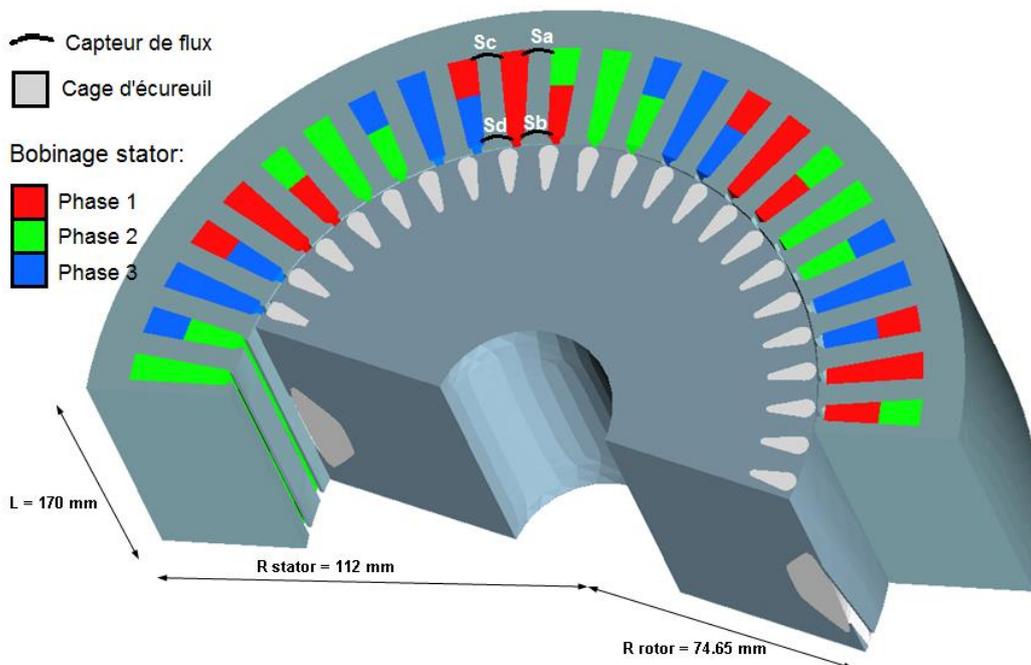


Figure 3.25 Vue en coupe de la moitié de la machine asynchrone

Les détails de la géométrie du moteur et du schéma de bobinage sont présentés dans les Annexe 1 et Annexe 2.

3.2.2 Caractérisation de la tôle FeV 600-65HA

Afin de prendre en compte la non-linéarité des matériaux magnétiques dans *code_Carmel*, la courbe $B(H)$ a été identifiée à partir d'échantillons des tôles utilisées pour la fabrication. Ainsi, la courbe anhystérique expérimentale a été obtenue en caractérisant un échantillon carré de 50 mm de côté à une fréquence de 50 Hz en utilisant la même procédure que celle exposée au paragraphe (3.1.2). La moyenne des courbes obtenues pour la direction de laminage et transversale, en rouge sur la Figure 3.26, a alors été implantée dans *code_Carmel* par le biais de l'équation de Marrocco.

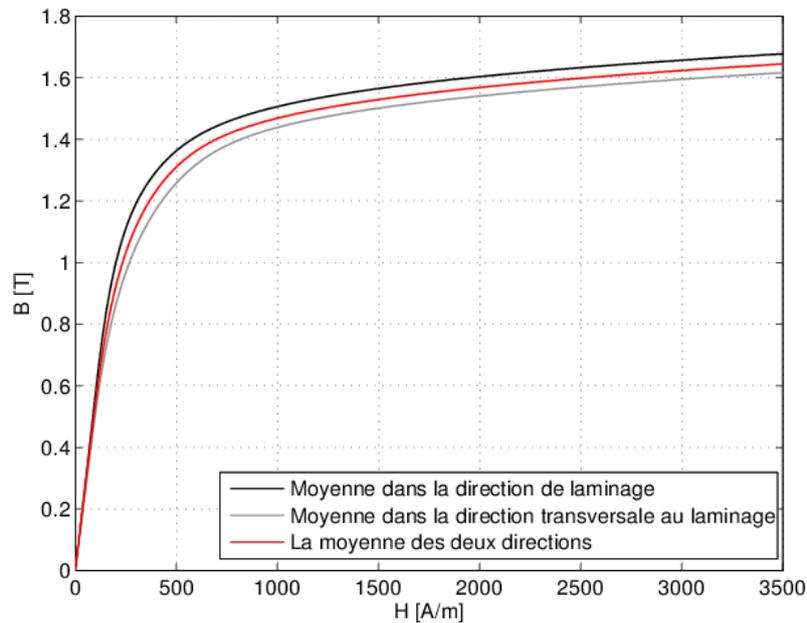
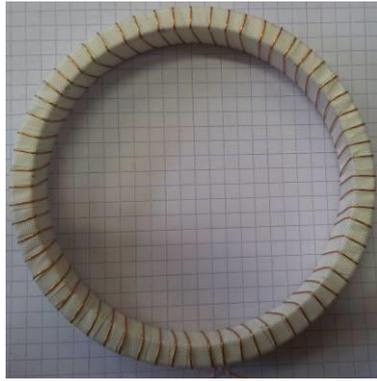


Figure 3.26 Courbe $B(H)$ anhystérique de la tôle FeV 600-65HA

La caractérisation des pertes fer des tôles, à différents niveaux d'induction magnétique B_m et de fréquence f , a été réalisée en utilisant deux types d'échantillons issus de la même tôle FeV 600-65HA : un échantillon carré de 50 mm×50 mm et un échantillon torique présenté sur les photos de la Figure 3.27.



a) secondaire

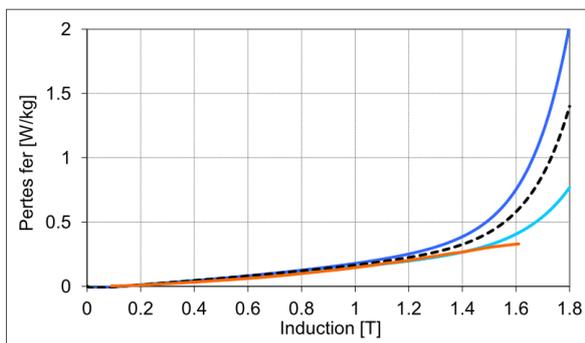


b) primaire

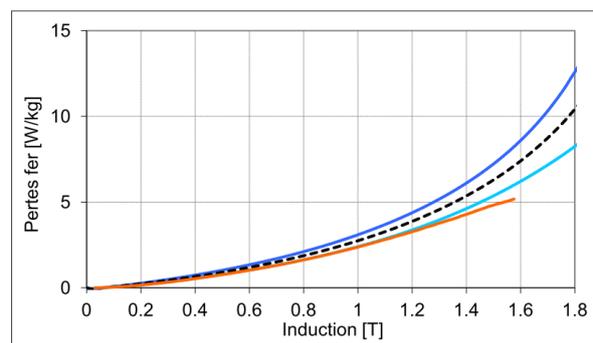
Figure 3.27 Bobinages de l'échantillon torique

Ce dernier a été fabriqué à partir de plusieurs tôles découpées par électroérosion en forme de tore de diamètres extérieur et intérieur de 110 mm et 98 mm respectivement, ce qui donne une longueur moyenne de 326.36 mm. Elles sont ensuite maintenues ensemble, pour former une section de 78 mm^2 , à l'aide d'un ruban isolant qui permet en même temps d'éviter l'occurrence de court-circuit entre l'ensemble des tôles et les bobinages primaire et secondaire. Le bobinage primaire est constitué de 283 spires avec un fil de 0,8 mm de diamètre alors que le secondaire comporte 60 spires avec un fil de 0,4 mm de diamètre.

La Figure 3.28 montre l'évolution des pertes fer en fonction de l'amplitude de l'induction magnétique pour les deux types d'échantillons. Dans le cas de l'échantillon carré, la caractérisation a été effectuée par le procédé SST dans deux directions d'aimantation : la direction de laminage et à 90° de cette dernière. Dans le cas de l'échantillon torique, l'induction magnétique traverse évidemment toutes les directions de laminage de la tôle.



a) 5Hz



b) 50Hz

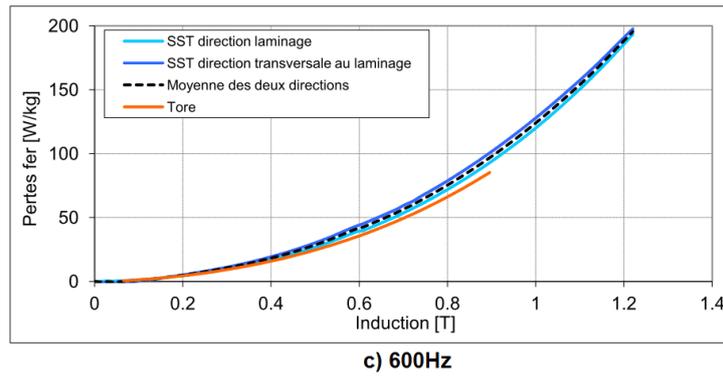


Figure 3.28 La caractérisation des pertes fer pour les deux échantillons

D'emblée, on remarque, au travers de ces courbes (Figure 3.28), que les caractéristiques sont différentes entre les résultats issus de l'échantillon torique et ceux obtenus par le dispositif SST. Cet écart entre les résultats est accru lorsque le matériau sature, notamment en basse fréquence (5 Hz). Les pertes, dans le cas de l'utilisation du dispositif SST, croissent avec une allure exponentielle alors que leur évolution est quasiment linéaire à partir des données issues de la caractérisation sur tore. Cette différence a déjà été observée dans [98]. D'après les auteurs, les résultats issus du SST semblent être plus fiables car proches de ceux issus d'un cadre Epstein.

Nous allons dans ce qui suit identifier les coefficients du modèle de pertes fer en utilisant les résultats expérimentaux obtenus pour les deux échantillons. Dans le cas du tore, on identifie les coefficients du modèle analytique introduit en (3.1). Par contre, cette équation n'étant pas en mesure d'approximer la caractéristique donnée par le SST, du fait de la croissance abrupte après 1,5 T pour la fréquence de 5 Hz, on propose une adaptation de cette dernière, inspirée de la relation proposée dans la référence [27]. Elle consiste à multiplier le terme statique de l'équation (3.1) par un polynôme en B_m . Dans notre cas, un ordre 3 est suffisant pour tenir compte de l'évolution observée :

$$P_t = (a_0 + a_1 B_m + a_2 B_m^2 + a_3 B_m^3) k_h f B_m^\alpha + 2\pi^2 k_{ci} f^2 B_m^2 + 8.764 k_{exc} f^{1.5} B_m^{1.5} \quad 3.5$$

Les valeurs obtenues pour les différents coefficients pour approximer les caractéristiques illustrées dans la Figure 3.28 sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Tableau 3.3 Coefficients des modèles des pertes fer associés aux deux échantillons

| | a_0 | a_1 | a_2 | a_3 | k_h | α | k_{ci} | k_{exc} |
|-------------|-----------------------|--------|---------|-------|--------|----------|----------|-----------|
| Tore | XXXXXXXXXX | | | | 230,65 | 1,73 | 0,082 | 0,342 |
| SST | -294,2 | 1763,5 | -1806,8 | 589,6 | 230,65 | 1,73 | 0,082 | 0,342 |

3.2.3 Validation du modèle numérique à vide

3.2.3.1 Le maillage

Comme indiqué précédemment, la machine d'étude est munie d'une cage d'écureuil avec des barres inclinées d'un angle égal à celui entre deux encoches statoriques. Cela a pour but de diminuer la variation de reluctance d'entrefer vue par les bobinages statoriques et donc les oscillations de couple qui peuvent en être engendrées. Une modélisation 'fidèle' de la machine requiert la prise en compte de la géométrie réelle de la machine et l'utilisation d'un maillage 3D tétraédrique. Par ailleurs, pour éviter des erreurs numériques, il faudrait discrétiser de manière très fine les zones du circuit magnétique proches de l'entrefer ainsi que les barres de la cage. Ces différentes contraintes induiraient un nombre d'inconnues très élevé et des temps de calcul prohibitifs, d'autant que le problème à résoudre est un problème en magnétodynamique tenant compte de la non linéarité des matériaux, de la rotation et du couplage avec les équations du circuit électrique.

Une possibilité pour prendre en considération l'inclinaison des barres d'une manière approchée, et donc moins gourmande en temps de calcul, consiste à utiliser la méthode des « slices » 2D [99]. Cette approche permet d'aboutir à des grandeurs globales proches de ce que donne une modélisation en 3D complète. A vide, les grandeurs locales, à partir desquelles sont estimées les pertes fer sont du même ordre de précision qu'avec une modélisation 2D négligeant les inclinaisons des barres et les courants induits dans ces barres droites. Par conséquent, pour ces points de fonctionnements, la machine sera modélisée en 2D extrudé magnétostatique avec des barres droites.

La Figure 3.29 montre le maillage de la machine avec des barres droites. Un agrandissement de la zone d'entrefer au voisinage d'une barre de la cage permet de constater la finesse du maillage dans ces régions. La machine étant à 8 pôles, seul un quart est modélisé avec un maillage totalisant 28843 éléments prismatiques et 29016 nœuds.

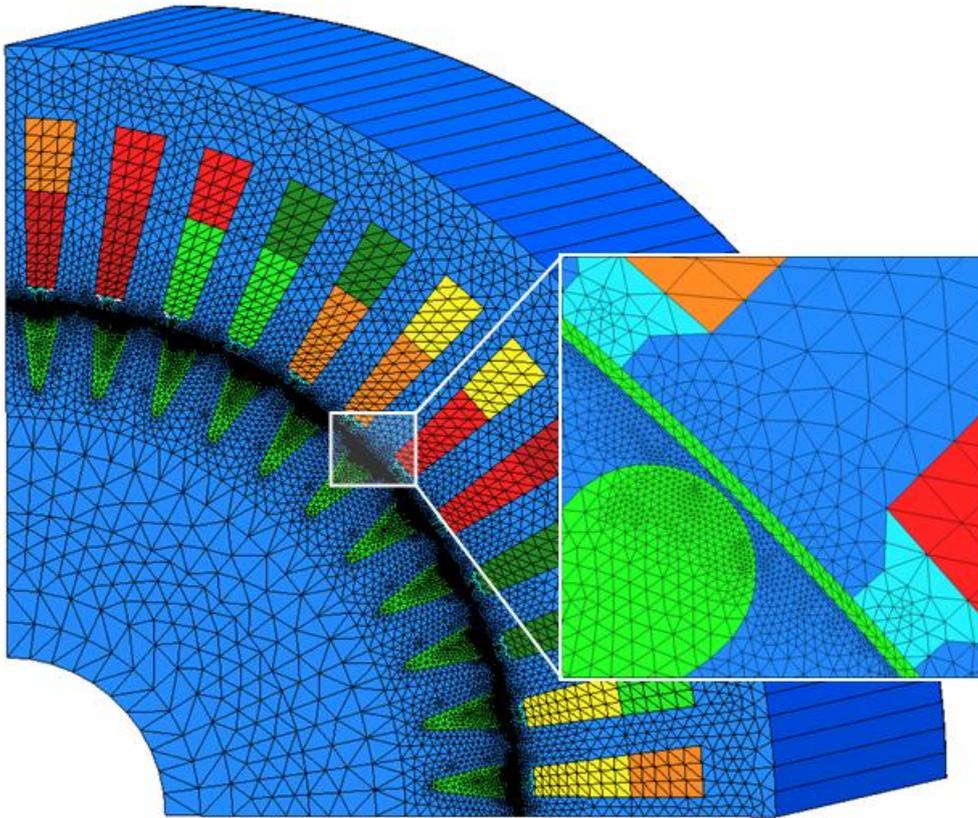


Figure 3.29 Maillage d'un quart de la machine

3.2.3.2 Validation du modèle de la machine

Avant de quantifier les pertes fer de la machine, nous allons, dans un premier temps, comparer quelques résultats de simulation avec les mesures effectuées sur la machine asynchrone fonctionnant à vide, afin de valider le modèle numérique. Dans ce cadre, nous allons comparer, pour les grandeurs globales, la caractéristique à vide mesurée à celle simulée puis, pour les grandeurs locales, l'induction mesurée par les capteurs de flux dentaire avec les résultats obtenus par simulation.

Avec une alimentation en tension, le régime transitoire pour cette machine est relativement long et nécessite un temps de calcul très important pour aboutir au régime permanent de fonctionnement. Pour éviter le régime transitoire dont l'information n'est pas pertinente, une solution consiste à imposer le courant au lieu de la tension dans les bobinages statoriques. Pour confirmer cette démarche, plusieurs calculs ont été effectués en magnétostatique avec la formulation potentiel vecteur \mathbf{A} en imposant dans un premier temps le courant et dans un second temps la tension aux bornes du bobinage statorique. Il est à noter que, dans le cas de l'alimentation en courant, la tension d'une phase donnée est le résultat de la somme de la f.e.m. calculée par le code et de la chute de tension aux bornes de la résistance

de la phase considérée. Par contre, l'inductance des têtes de bobines est négligée. La Figure 3.30 présente la comparaison des résultats simulés avec les mesures en couplage étoile et en couplage triangle. On constate que la caractéristique à vide obtenue avec un courant imposé est très proche de celle pour laquelle la tension a été imposée. Par ailleurs, si on compare la mesure et la simulation, l'évolution des courbes est identique avec un léger décalage de la caractéristique simulée par rapport à celle mesurée. Ce décalage peut être dû à des incertitudes issues des mesures de tensions et/ou courants et de la résistance statorique. Il peut également être dû aux incertitudes numériques de modélisation. Toutefois, son amplitude reste relativement faible et, par conséquent, tous les calculs par éléments finis seront effectués, dans la suite de l'étude de cette machine, en imposant le courant dans le bobinage statorique.

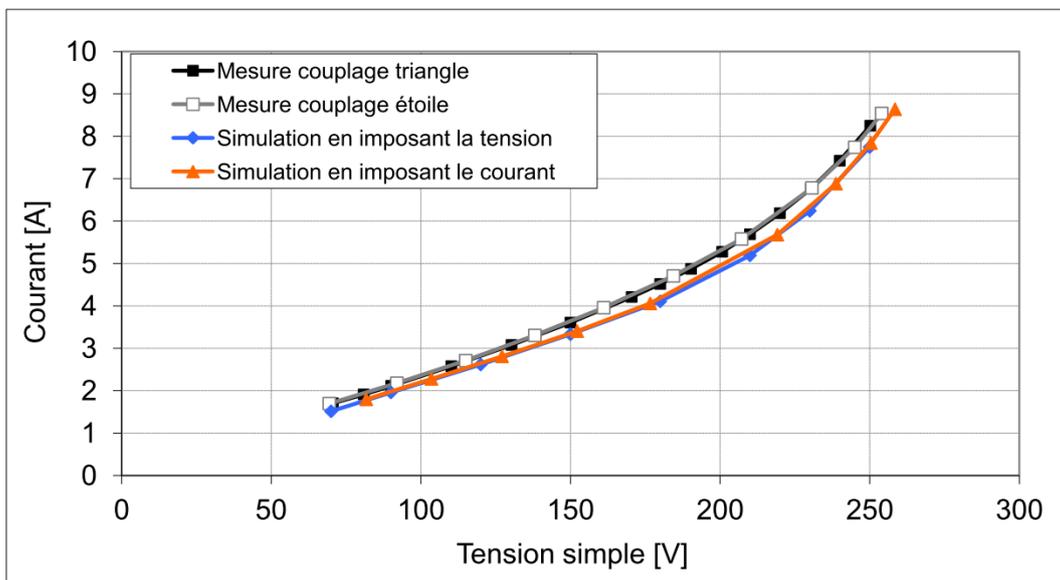


Figure 3.30 Comparaison des caractéristiques à vide en imposant dans la simulation soit le courant soit la tension

La deuxième partie de la validation porte sur la comparaison des grandeurs locales à savoir les inductions magnétiques dentaires mesurées et simulées en fonctionnement à vide. Pour simuler les capteurs de flux, on utilise la méthode des spires exploratrices [72] qui a été implantée et validée dans *code_Carmel*.

La Figure 3.31 présente les résultats de mesure et de simulation, en magnétodynamique par la formulation $\mathbf{A}-\varphi$, pour les quatre capteurs dentaires dont les positions sont indiquées à la Figure 3.25 dans le cas d'un fonctionnement à une vitesse proche de celle du synchronisme (750tr/mn) et une tension triphasée de 400 V.

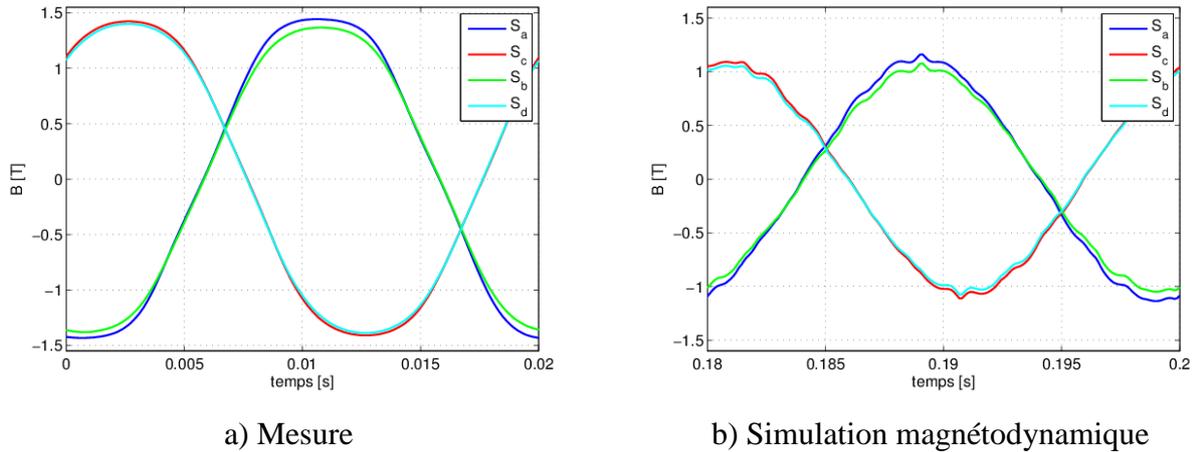


Figure 3.31 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés en magnétodynamique

Comme on pouvait le pressentir, ces résultats confirment qu'une simulation en magnétodynamique où la cage d'écurueil est considérée avec des barres droites et non inclinées conduit à des résultats erronés. En effet, les valeurs de l'induction obtenues en simulation sont sous-estimées car les barres étant droites, celles-ci « voient » une variation importante de la reluctance due aux dents statoriques, conduisant ainsi à des courants induits plus importants par rapport au cas avec barres inclinées. Ces courants créent alors un champ qui s'oppose au champ statorique et diminue ainsi l'induction dans les dents statoriques.

Il est alors plus judicieux de comparer les signaux mesurés avec ceux obtenus en magnétostatique en supposant une absence de courants induits dans les barres de la cage. La Figure 3.32 présente une telle comparaison et on observe immédiatement que les amplitudes et les allures des signaux simulés sont très proches de la mesure.

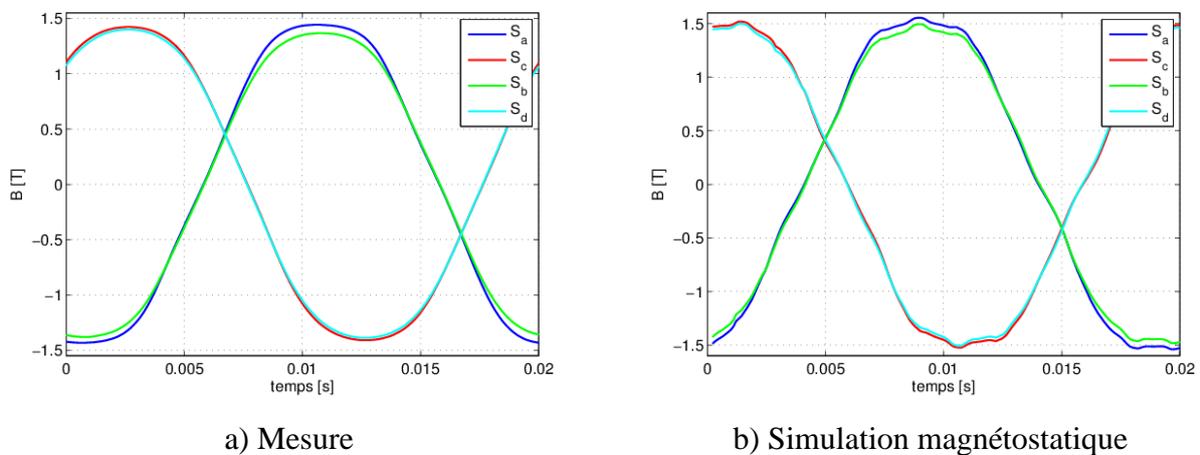
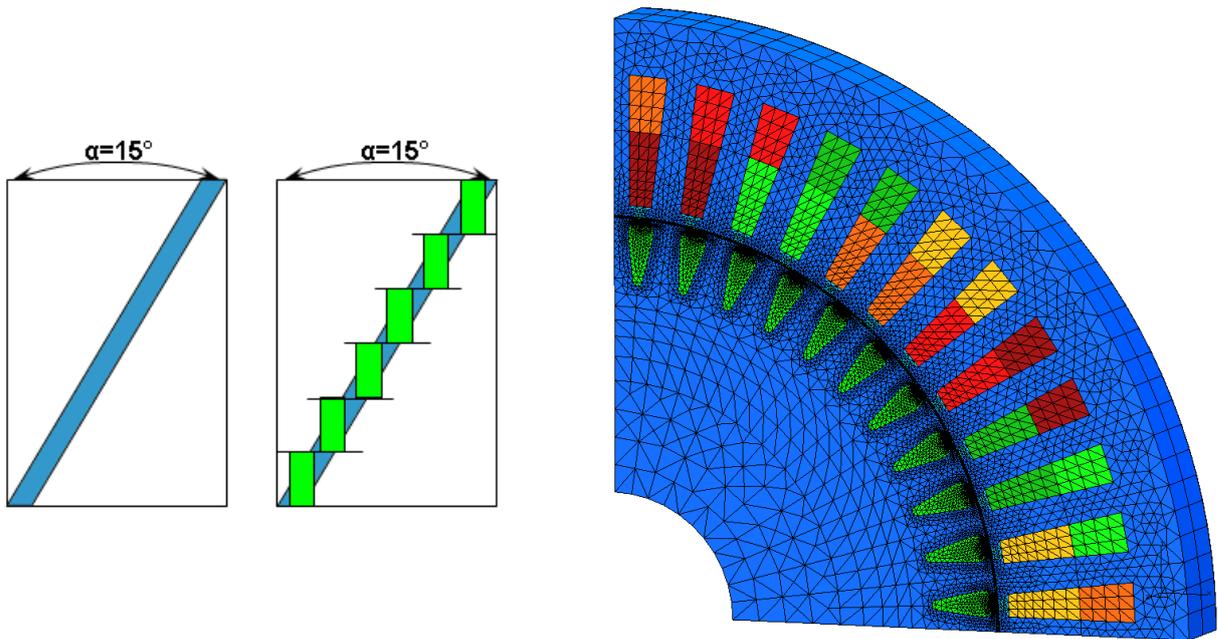


Figure 3.32 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés en magnétostatique

En revanche, on remarque également que des harmoniques supplémentaires entachent les signaux simulés par rapport à ceux mesurés. De par l'hypothèse de barres droites, ces harmoniques sont, a priori, dues à la variation de la reluctance d'entrefer introduite par ces barres.

Pour vérifier cela, on a appliqué la méthode des 'slices', en post-traitement, en utilisant les résultats obtenus en magnétostatique. La Figure 3.33 illustre le principe de la méthode ainsi que le maillage utilisé lors de cette étude. L'épaisseur du 'slice' utilisé correspond au 1/6 de la longueur totale de la machine étudiée.



a) une barre inclinée b) la méthode « multislice »

c) Le maillage utilisé

Figure 3.33 La représentation de la méthode de « multi-slice »

L'application de la méthode des 'slices' consiste à effectuer alors six calculs en modifiant, pour chaque slice, l'angle initial du rotor de manière à reproduire la vraie inclinaison de la barre comme illustré dans la Figure 3.33b. Par la suite, les signaux des spires exploratrices de chaque « slice » sont sommés pour reconstruire le signal global sur la profondeur de la machine. Les signaux résultants sont représentés sur la Figure 3.34b. On constate qu'ils sont très proches de la mesure et l'effet des encoches rotoriques est supprimé.

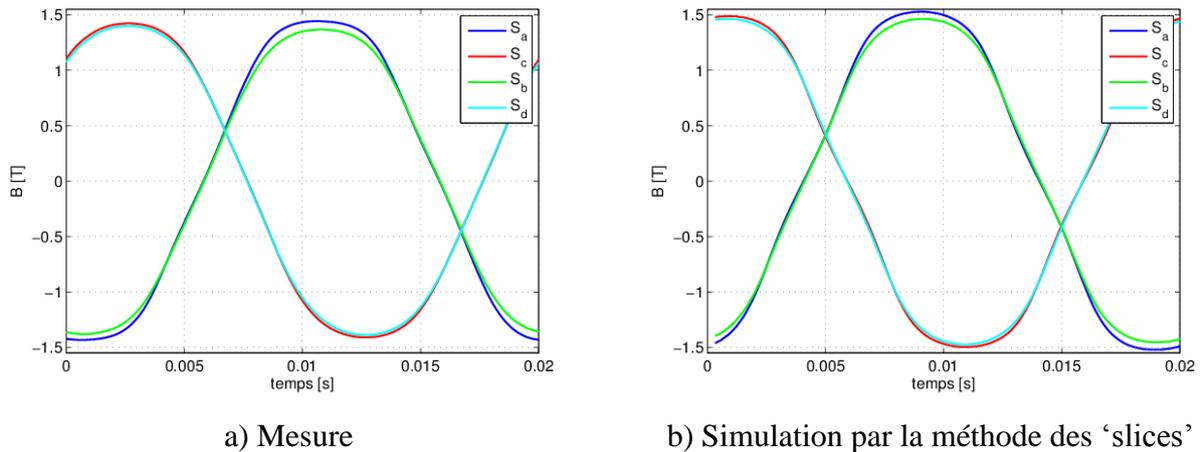


Figure 3.34 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés par la méthode des ‘slices’

3.2.4 Estimation des pertes fer à vide

Le modèle en 2D extrudé de la machine, en magnétostatique, est utilisé pour quantifier les pertes fer dans le cas de fonctionnements à vide de la machine asynchrone à cage d’écureuil. Les résultats de simulation, utilisant les coefficients identifiés à partir des deux échantillons (torique et carré), seront comparés aux mesures expérimentales.

Expérimentalement, l’essai à vide est effectué en régime moteur en alimentant le stator avec un autotransformateur réglable pour faire varier la tension aux bornes du moteur. Les pertes fer à vide sont obtenues par le biais d’un bilan de puissance :

$$P_{\text{fer}} = P_{\text{active}} - P_{\text{m}} - P_{\text{Joule}} \quad 3.6$$

où P_{active} est la puissance active absorbée par le stator et mesurée à l’aide d’un wattmètre de précision, P_{m} représente les pertes mécaniques et P_{Joule} les pertes cuivre dans les enroulements statoriques. Dans le cas d’un fonctionnement à vide avec une alimentation sinusoïdale, il est possible de négliger les pertes engendrées par la circulation des courants induits dans la cage d’écureuil. Le rotor étant presque à la même vitesse (à cause d’un très faible glissement nécessaire pour vaincre les pertes mécaniques) que le champ tournant et les barres étant inclinées, cette hypothèse est tout à fait valable.

Les pertes mécaniques sont obtenues à partir de la caractéristique à vide (voir Figure 3.35) du moteur asynchrone. Dans le cas de la machine étudiée, elles s’élèvent à 90 W.

Les pertes Joule au stator sont obtenues par la relation classique :

$$P_{\text{Joule}} = R_1 I_1^2 + R_2 I_2^2 + R_3 I_3^2 \quad 3.7$$

où R_1, R_2, R_3 représentent les résistances de chacune des 3 phases statoriques et I_1, I_2, I_3 les courants efficaces y circulant.

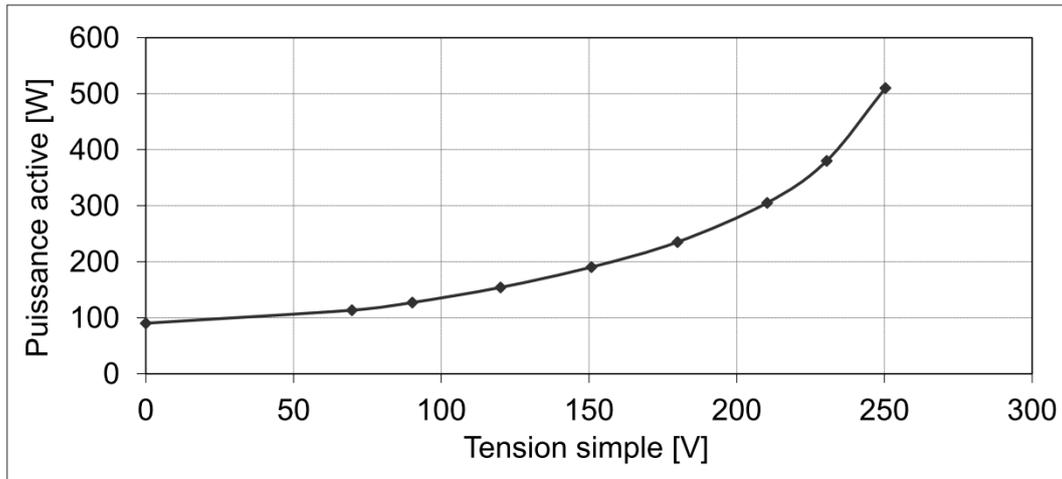


Figure 3.35 Caractéristique à vide

Comme présenté précédemment, les pertes fer sont estimées en utilisant deux modèles. Le premier, intitulé modèle **M2**, a été déjà utilisé dans le cas du transformateur triphasé et de la machine synchrone de 26.7 kVA. Les coefficients de ce modèle ont été identifiés à partir de l'échantillon torique.

Le second modèle, appelé modèle **M2 étendu**, est obtenu en multipliant la partie statique par un polynôme d'ordre 3 en $\Delta B/2$ pour tenir compte de l'évolution, à forte dérivée, des pertes en fonction de l'amplitude de B en basses fréquences (Fig. 4.29a) (eq. 3.8). Ses coefficients ont été identifiés par le procédé SST.

$$P_t = \left(a_0 + a_1 \left(\frac{\Delta B}{2} \right) + a_2 \left(\frac{\Delta B}{2} \right)^2 + a_3 \left(\frac{\Delta B}{2} \right)^3 \right) k_h f \left(\frac{\Delta B}{2} \right)^\alpha + k_{c.i.} \frac{1}{T} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt + k_{exc} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt \quad 3.8$$

La résolution du modèle électromagnétique est d'abord effectuée par les deux formulations en potentiels scalaire et vecteur. Les pertes sont ensuite calculées par le modèle **M2** et **M2 étendu** et comparées aux résultats expérimentaux. En premier lieu, la Figure 3.36 présente la comparaison entre les mesures et les calculs basés sur le modèle **M2**. Les résultats sont relativement proches jusqu'à la tension de 200 V. Au-delà de cette valeur, le calcul sous-estime les pertes et l'écart augmente avec la valeur de la tension. Ces résultats étaient prévisibles car les coefficients de l'expression (2.52) ont été identifiés à partir de la caractérisation des matériaux utilisant les échantillons en tore. Comme expliqué, suite aux hypothèses admises, cette procédure d'identification ne permet pas de tenir compte, d'une manière précise, de l'évolution des pertes statiques pour des niveaux de saturation élevés ; les pertes estimées ont une évolution quasi linéaire.

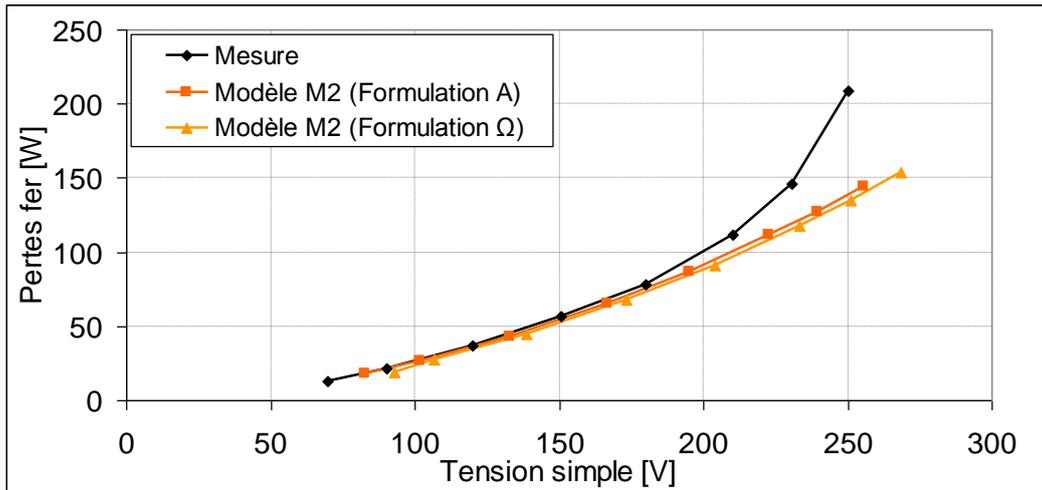


Figure 3.36 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à partir des coefficients identifiés à partir de l'échantillon torique

En second lieu, la Figure 3.37 présente la comparaison des mêmes mesures avec les résultats donnés par l'expression (3.8) basée sur l'identification des valeurs des coefficients à partir de la caractérisation mettant en œuvre le dispositif SST. Dans ce cas, on constate une bonne estimation des pertes fer par rapport aux mesures pour toutes les valeurs de tension. Par ailleurs, l'écart entre les résultats issus des deux formulations en potentiels est très réduit ce qui indique, entre autres, que le système étudié est bien discrétisé.

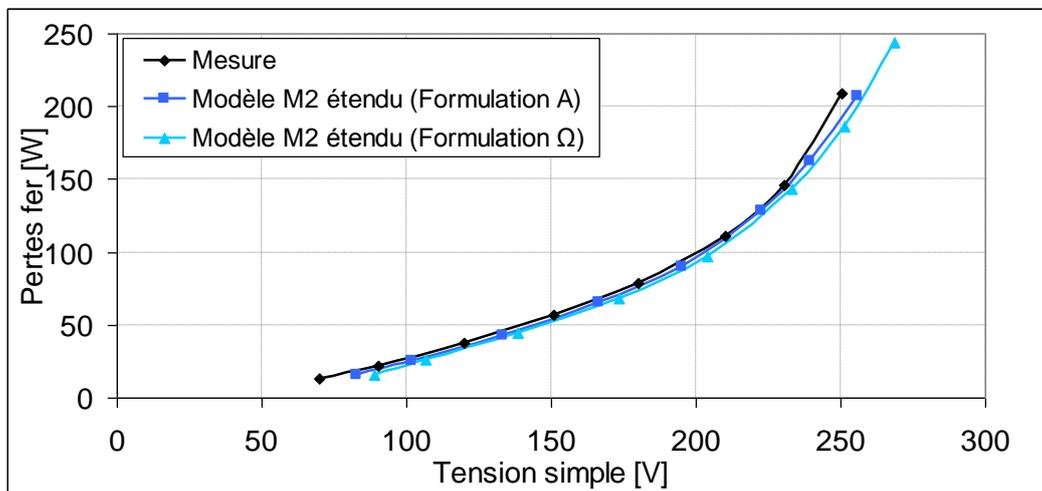


Figure 3.37 Comparaison des pertes fer mesurées et calculées à partir de la relation (3.8)

Dans un but d'analyse plus fine, nous traçons, sur la Figure 3.38, l'évolution des pertes fer dissociées au stator et rotor de la machine calculées par la relation (3.8). Ces résultats sont conformes aux attentes dans le sens où les pertes sont concentrées essentiellement au stator. En effet, à vide, le glissement du rotor étant pratiquement nul, il y a peu de variation de champ dans ce dernier et donc les pertes par hystérésis sont faibles. En conséquence, les

3. Applications à des machines tournantes

seules pertes sont dues à la variation de la réluctance statorique qui génère, dans le cas de cette machine une première harmonique à 600 Hz, qui sont calculées par les termes dynamique de l'équation (4.8).

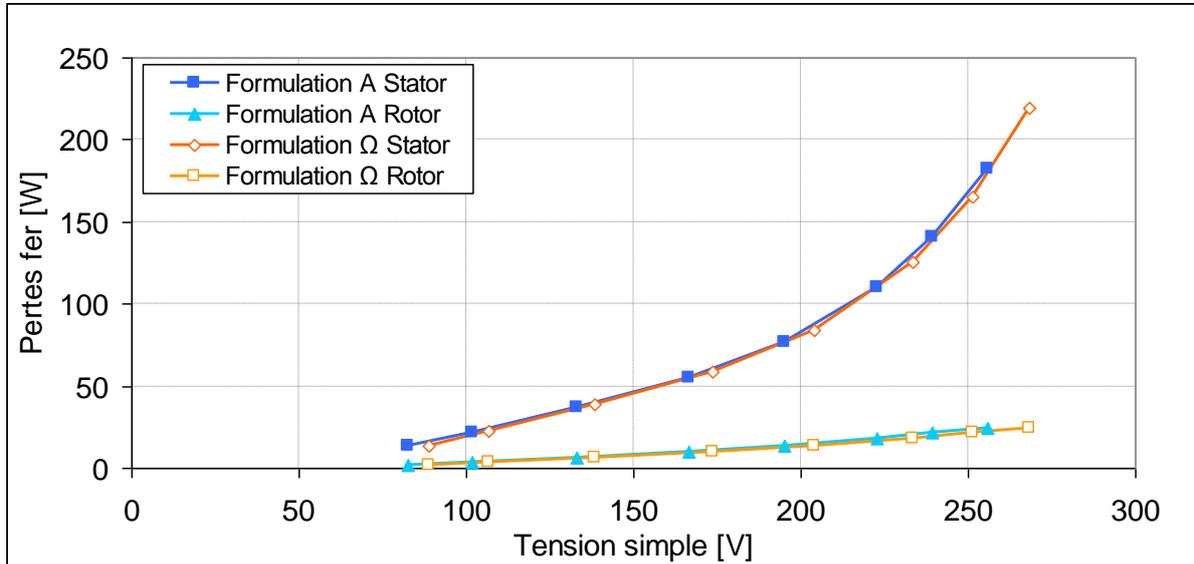


Figure 3.38 Evolution des pertes calculées dans le stator et le rotor de la machine

Les figures ci-dessous illustrent les distributions des pertes fer dans les deux armatures de la machine. On peut voir, sur la Figure 3.39b, que les pertes au rotor sont concentrées dans une couche fine proche de la surface extérieure. Celles générées au stator sont plutôt concentrées dans la culasse et surtout dans les zones en fond d'encoches.

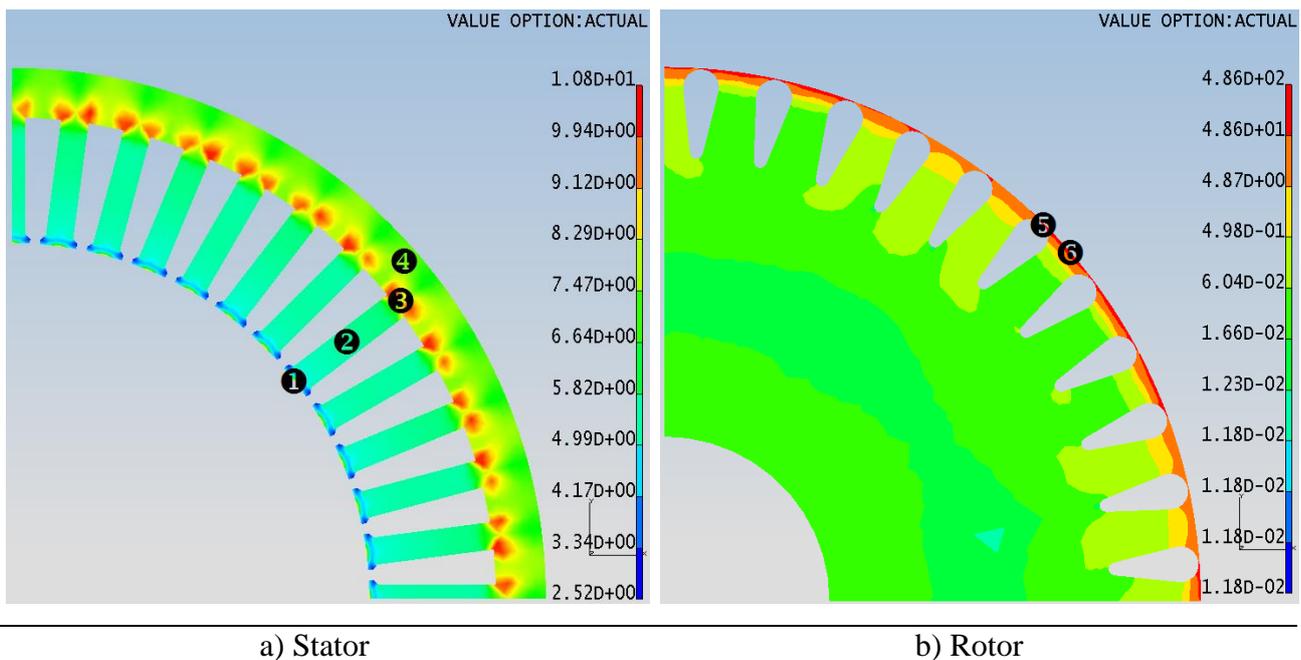


Figure 3.39 Distributions de la densité des pertes fer au stator et rotor

Enfin, sur la Figure 3.40, on présente les *loci* de l'induction magnétique dans différents éléments du maillage au stator dont les emplacements sont indiqués dans la Figure 3.39a. Le premier élément présente un *loci* très déformé principalement à cause de la variation de reluctance rotorique vue par le stator. Dans le cas de l'élément situé au milieu de la dent, l'induction est, comme on pouvait s'en douter, unidirectionnelle.

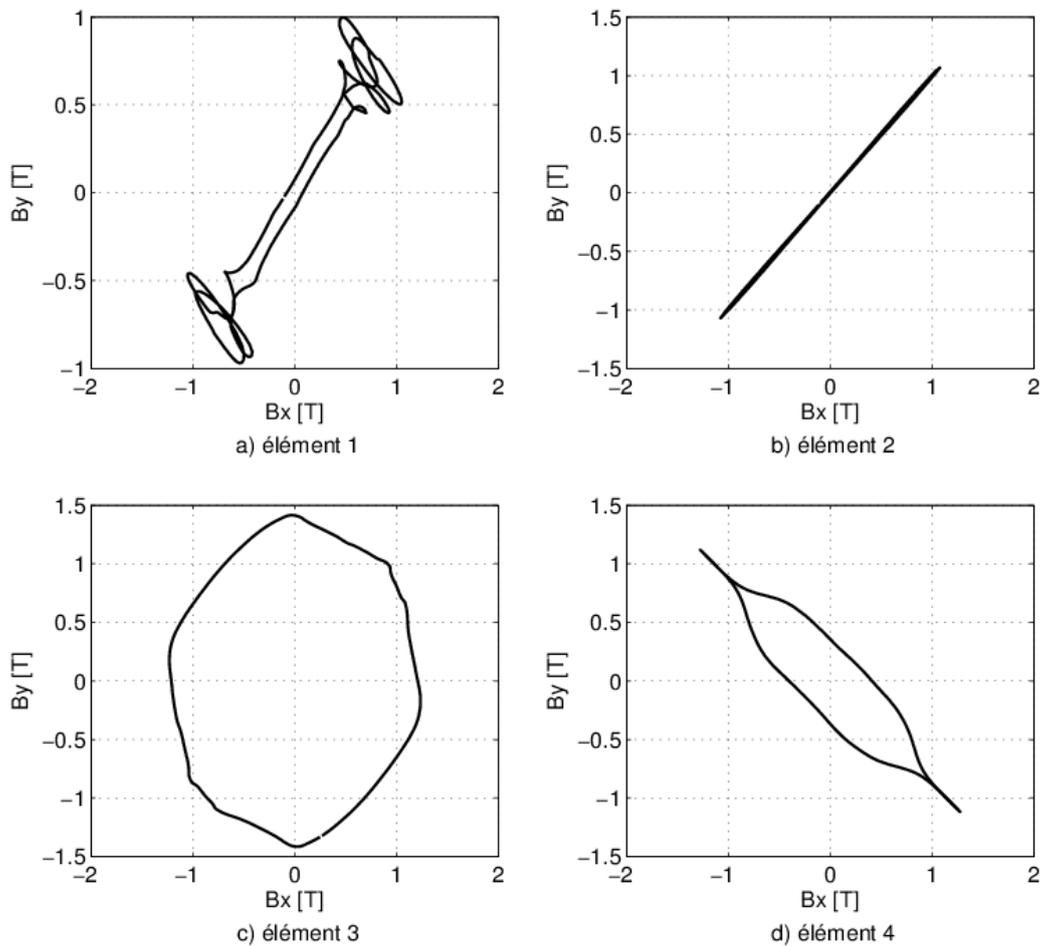


Figure 3.40 Loci stator

Les deux derniers éléments, situés dans la culasse, présentent des loci avec des surfaces significatives dénotant une induction tournante. Dans le cas de l'élément 3, les amplitudes suivant les deux axes sont pratiquement similaires alors que dans l'élément 4 la composante suivant le petit axe est moins importante.

Au niveau du rotor, les deux éléments dont on présente les *loci* sont situés au-dessus de la barre (élément 5) et à la surface du rotor entre deux barres de la cage d'écureuil (élément 6). On remarque que l'amplitude de l'induction est nettement plus importante dans l'élément 5 et que les deux *loci* ont des composantes sur le petit axe.

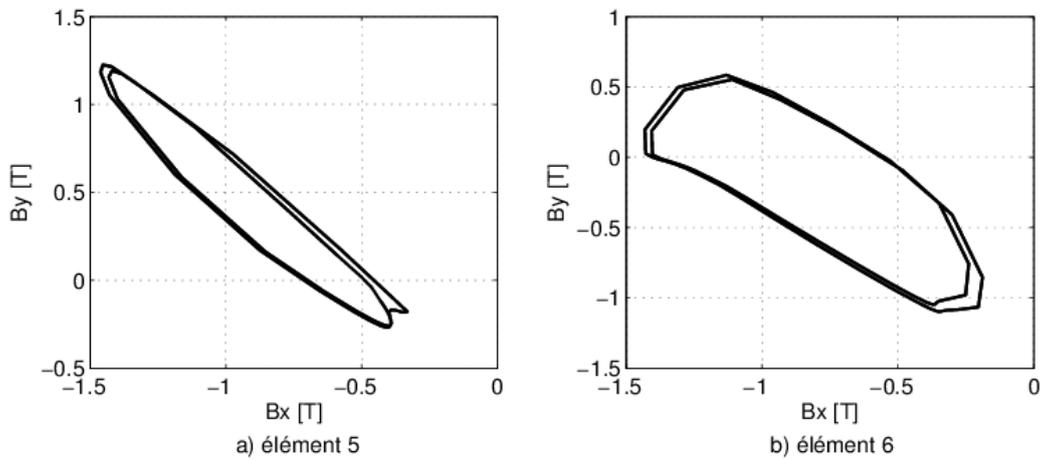


Figure 3.41 Loci rotor

À travers cette étude, nous avons cherché à valider la méthode de calcul des pertes fer en post-traitement du *code_Carmel* pour un moteur asynchrone de 5,5 kW. Pour ce faire, nous avons réalisé un banc d'essai capable de faire des mesures des pertes fer à vide pour différents niveaux de tensions, afin de les comparer avec celles issues de la simulation.

Ensuite, nous avons caractérisé la tôle du circuit statorique et rotorique sur la base de deux échantillons : un carré qui peut être caractérisé par SST et l'autre en forme de tore. Les valeurs des pertes fer mesurées sur ces deux échantillons diffèrent progressivement à partir d'environ 1,2 T avec une pente plus raide pour l'échantillon caractérisé par SST. Les coefficients des modèles de pertes fer ont été identifiés pour les deux caractéristiques mesurées. Afin de mieux approximer celle issue du procédé SST, un polynôme d'ordre trois a été ajouté au terme quasi statique.

En ce qui concerne la modélisation numérique du moteur, nous avons fait le choix de négliger l'inclinaison des barres de la cage d'écureuil pour limiter le temps de calcul. Pour valider cette démarche, nous avons comparé l'induction mesurée issue des capteurs de flux dentaires avec celle issue de la simulation pour un calcul en magnétostatique. Ainsi nous avons pu observer une bonne concordance entre la mesure et la simulation, ce qui valide notre approche du modèle numérique et la loi non-linéaire utilisée dans le code EF.

Après cette étape de validation, nous avons procédé à l'estimation des pertes fer à vide à partir des deux jeux des coefficients identifiés au préalable. Comme attendu, les coefficients issus de la caractérisation SST donnent une meilleure concordance entre la mesure et la simulation avec un écart maximal inférieur à 7 %.

Dans la suite, nous allons étudier une troisième structure de machine tournante et quantifier ses pertes fer en utilisant les modèles analytiques implémentés en post-traitement de *code_Carmel*.

3.3 Etude d'une machine asynchrone à rotor massif de 30 kW

3.3.1 Caractéristiques du moteur asynchrone de 30 kW

Le modèle analytique implanté est enfin testé pour l'estimation des pertes fer d'un moteur d'étude de type asynchrone à grande vitesse, approvisionné par EDF R&D dans le cadre d'un projet antérieur [100], et construit par Moteurs Patay, filiale de Leroy Somer.

Les principales caractéristiques de cette machine sont énumérées ci-dessous :

- Puissance nominale : $P_n = 30 \text{ kW}$
- Fréquence nominale : $f_n = 400 \text{ Hz}$
- Tension nominale : $U_n = 380 \text{ V}$ entre phases en couplage étoile
- Courant nominal : $I_n = 70 \text{ A}$
- Nombre de pôles : 8
- Vitesse de synchronisme : 750 tr/min à 50 Hz et 6000 tr/min à 400 Hz
- Vitesse nominale : 5970 tr/min
- Couple nominal : environ 48 N.m
- Facteur de puissance nominal : $\cos\varphi = 0,75$

La Figure 3.42 montre la machine asynchrone à rotor massif avec le moto-ventilateur, de couleur verte, monté au dessus. L'utilisation d'un rotor massif est l'alternative la plus simple et la moins chère pour des applications à grande vitesse. Elle permet également d'obtenir de bonnes performances mécaniques avec une très bonne fiabilité. Toutefois, ces avantages ont un impact sur le rendement qui, en général, est en dessous des autres types de moteurs asynchrones. Ces moteurs sont principalement utilisés pour l'entraînement de compresseurs et de pompes.

3. Applications à des machines tournantes



a) de face



b) de côté

Figure 3.42 Photos de la maquette

Le stator est composé de tôles FeV1000-65HA d'une épaisseur de 0,65 mm avec une masse volumique de 7800 kg/m^3 . Une vue de l'intérieur du stator, présentée à la Figure 3.43a, permet de distinguer la carcasse et les têtes des bobines.

Le rotor de la machine, dont une photo est montrée à la Figure 3.43b, est en acier massif 35CD4 lisse (non rainuré).



a) Stator



b) Rotor

Figure 3.43 Images de la maquette démontée

Comme dans le cas de la machine précédente, la structure d'étude est munie de capteurs de température et de flux au stator et au rotor (voir Annexe 4) distribués comme suit :

- 13 boucles de flux autour de 13 dents statoriques pour la mesure de l'induction, repérées par F1 à F13.
- 3 boucles de flux autour de 3 encoches, recouvrant la partie active, repérées par Fe1, Fe2 et Fe3.
- 2 boucles de flux recouvrant la totalité de la partie droite et suivant les conducteurs jusqu'au sommet des têtes de bobines, repérées par Fe4 et Fe5
- 4 boucles de flux autour d'ensembles encoches + couronne, repérées par Fc1 et Fc4
- Un thermocouple par phase au centre de la partie droite et dans les têtes de bobines.

L'instrumentation du rotor est composée de 3 boucles de flux et 3 thermocouples, mais ces capteurs n'ont pas été utilisés dans le cadre de cette étude.

Parmi les différents capteurs présents dans la machine, seuls les capteurs F8, F13, Fc4 et Fe2 ont été utilisés.

Toutes les grandeurs d'intérêt sont enregistrées à l'aide d'un système d'acquisition automatisé qui comporte un ordinateur personnel avec un logiciel d'acquisition (LabView) et des modules de conditionnement de signaux, un wattmètre de précision avec liaison numérique et un oscilloscope numérique.

3.3.2 Caractéristiques des matériaux

Cette maquette datant des années '90, on ne dispose pas d'échantillons des matériaux statorique et rotorique. De ce fait, toutes les caractéristiques des matériaux utilisées dans cette étude sont celles provenant du constructeur.

Les évolutions des lois de comportement implantées dans le *code_Carmel* pour prendre en compte le caractère non-linéaire du circuit magnétique sont illustrées sur la Figure 3.44. La courbe utilisée pour le circuit magnétique statorique est en noir alors que celle de comportement de l'acier 35CD4 (AISI 4130) du rotor est en bleu. La conductivité de ce dernier est prise égale à $\sigma = 4,48 \text{ MS/m}$ [101].

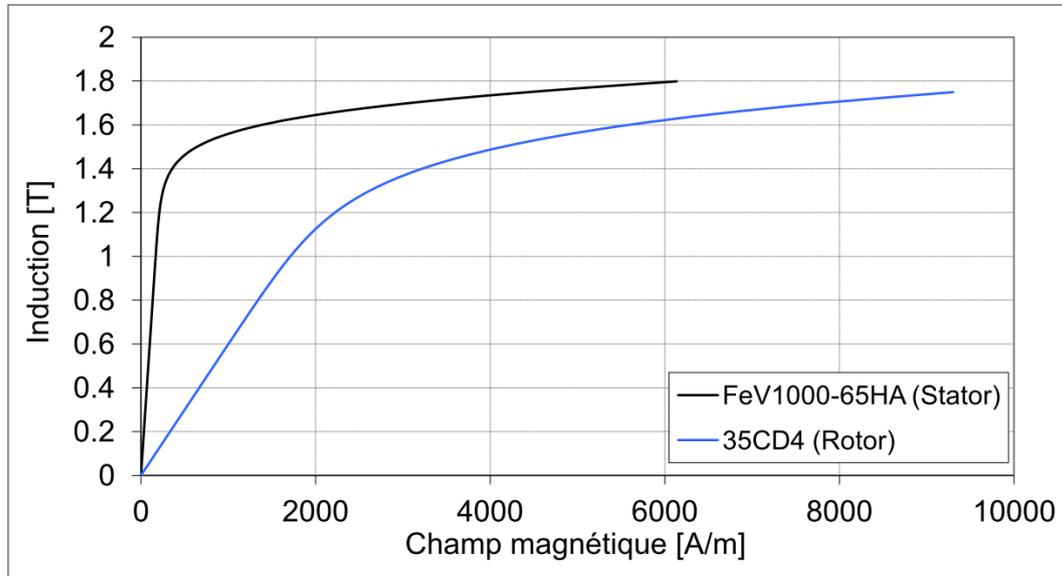
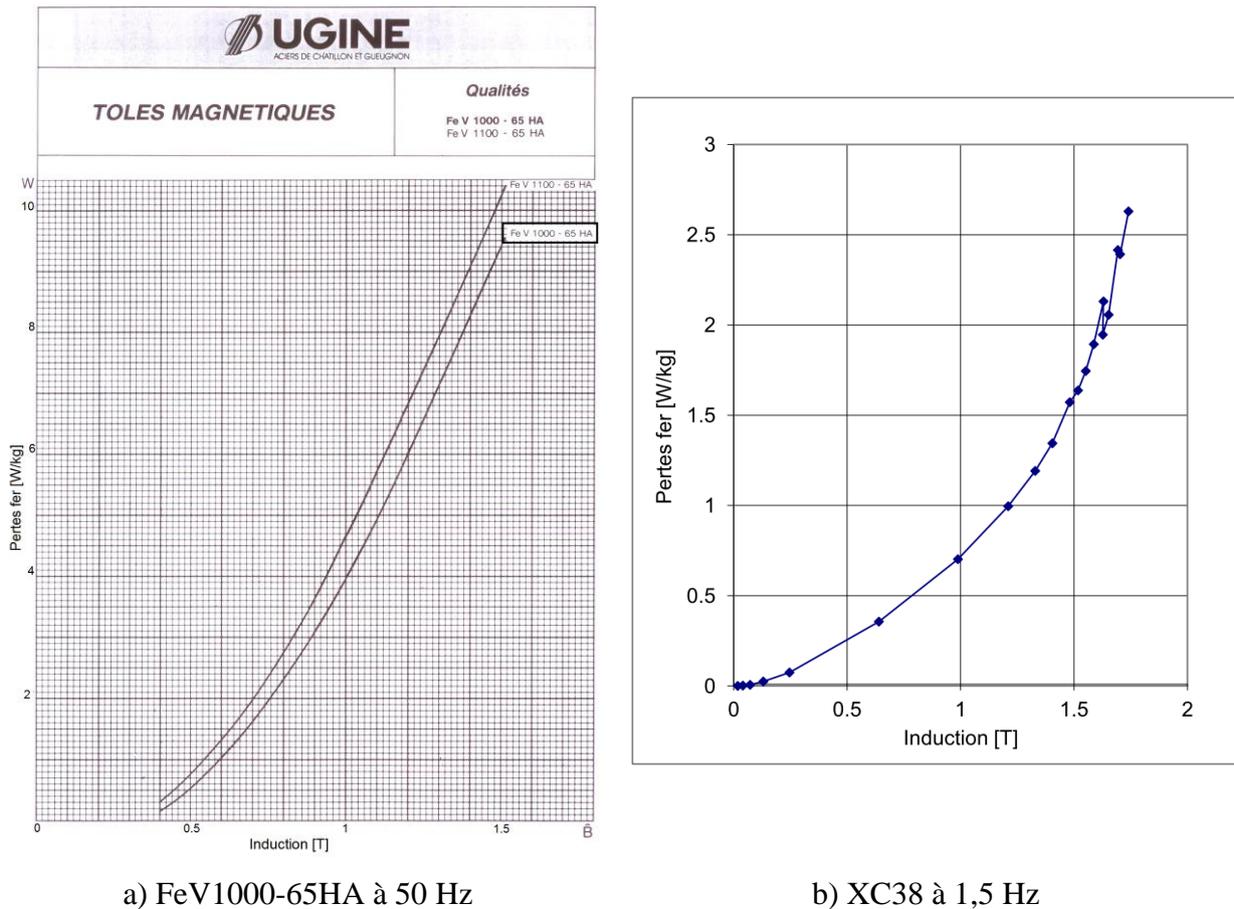


Figure 3.44 Lois de comportement magnétiques statorique et rotorique

La caractéristique des pertes pour les tôles statoriques FeV1000-65HA a été obtenue à partir du catalogue de la société Ugine. Son évolution est présentée à la Figure 3.45a pour une fréquence de 50 Hz et une induction crête allant jusqu'à 1,5 T.

Dans le cas du rotor, il n'a pas été possible de retrouver la caractéristique des pertes fer du matériau utilisé. En effet, cette nuance d'acier est plutôt utilisée pour ses propriétés mécaniques et les informations concernant ses propriétés magnétiques ne sont pas disponibles. Disposant uniquement de la valeur de la conductivité électrique de l'acier 35CD4, nous avons adopté pour sa caractéristique quasi-statique, celle d'un autre acier, d'utilisation similaire, le XC38 (AISI 1055), pour lequel une caractérisation à 1,5 Hz à différents niveaux d'induction a été effectuée (voir Figure 3.45b). La composante des pertes par courants induits sera donnée par le code de calcul et le terme des pertes excédentaires sera négligé.



a) FeV1000-65HA à 50 Hz

b) XC38 à 1,5 Hz

Figure 3.45 Caractéristiques des pertes fer des matériaux stator et rotor

Les valeurs des coefficients utilisés pour approximer les courbes illustrées sur la Figure 3.45 sont présentées dans les tableaux suivants.

Tableau 3.4 Coefficients du modèle de pertes fer pour la tôle FeV 1000-65HA

| | |
|------------------------------------|--------|
| $k_h [WsT^{-\alpha}m^{-3}]$ | 363,78 |
| α | 2 |
| $k_{ci} [Ws^2T^{-2}m^{-3}]$ | 0,167 |
| $k_{exc} [Ws^{1.5}T^{-1.5}m^{-3}]$ | 1,84 |

Tableau 3.5 Coefficients du modèle de pertes fer pour l'acier XC38

| | |
|-----------------------------|---------|
| $k_h [WsT^{-\alpha}m^{-3}]$ | 2949,69 |
| α | 2,636 |

3.3.3 Validation du maillage

De par la symétrie de la machine d'étude, seul un quart de la structure a été modélisé. Le maillage effectué comporte des éléments prismatiques en une seule couche suivant la

longueur de la machine (2D extrudé). Une attention spéciale doit être accordée au maillage du rotor et de l'entrefer. En effet, le rotor étant usiné en acier massif, il sera primordial de prendre en compte de façon fiable les courants induits qui s'y développent lors du fonctionnement de la machine. Par conséquent, le maillage doit être suffisamment fin pour tenir compte précisément des pertes associées à ces courants. Le critère de maillage dans cette zone est défini à partir de l'épaisseur de peau qui est, dans le cas des matériaux ferromagnétiques, généralement très faible et s'exprime par la relation suivante :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad 3.9$$

où μ est la perméabilité magnétique, σ la conductivité du matériau et $\omega=2\pi f$. Elle dépend fortement de la fréquence en étant inversement proportionnelle à la racine carrée de cette variable. Dans le cadre de cette étude, la machine est alimentée avec des fréquences de 50 Hz à 400 Hz. Par conséquent, le maillage a été effectué pour tenir compte des effets harmoniques dans le cas de l'alimentation à 400 Hz. Dans ce cas, la variation de la reluctance statorique induit une première harmonique de l'induction rotorique à 4800 Hz. Le maillage devra donc pouvoir modéliser les courants induits à cette fréquence. D'après l'équation 3.9 l'épaisseur de peau à 4800 Hz est de 0.15 mm. Généralement, il est recommandé de prendre 2 à 3 éléments dans l'épaisseur de peau pour obtenir une solution numérique adéquate.

Le maillage de la machine ainsi réalisé est montré à la Figure 3.46 avec un agrandissement de la région proche de l'entrefer. On remarqué que le maillage de l'entrefer et de la surface extérieure du rotor a été soigneusement effectué afin de bien prendre en compte les courants induits dans le rotor massif.

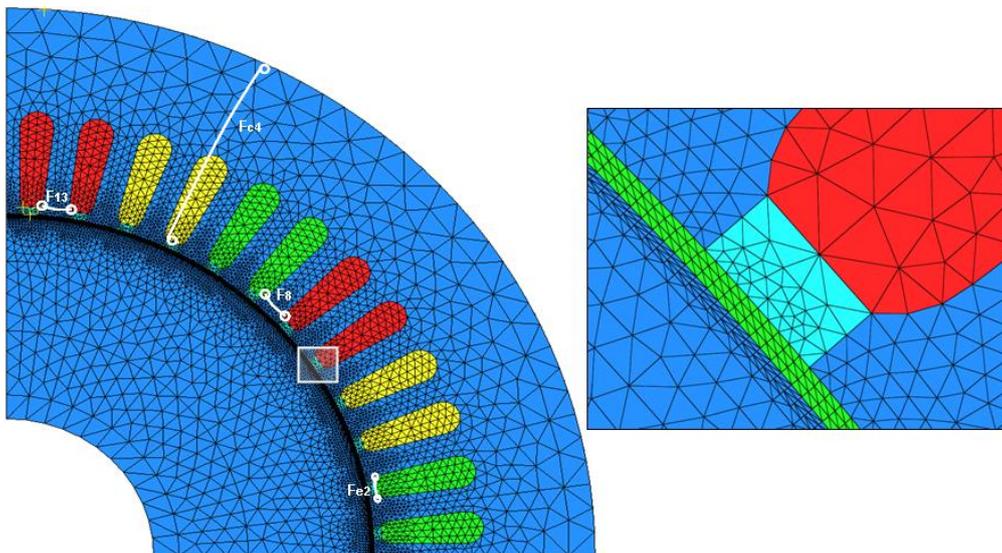


Figure 3.46 Maillage de la maquette avec les positions des capteurs et zoom sur l'entrefer

Afin de valider le maillage de la maquette, ainsi que la conformité des propriétés attribuées aux matériaux rotoriques, nous comparons ci-dessous les évolutions de l'induction issues des capteurs de flux avec celles obtenues par simulation. Parmi l'ensemble des capteurs présents dans la machine, nous avons sélectionné ceux qui sont les plus pertinents pour une validation du modèle numérique. Il est à noter que le capteur Fe2, qui a été sélectionné initialement ne sera pas utilisé du fait qu'il soit situé à l'ouverture d'une encoche statorique et donc embrassant un flux, de fuites d'encoches, très faible et entâché d'erreurs pour constituer une base de comparaison fiable. Cette comparaison sera donc réalisée pour les capteurs F8, F13 et Fc4. Les analyses sont effectuées pour des fréquences de 50 Hz (voir Figure 3.47) et 400 Hz (voir Figure 3.48) en fixant le point de fonctionnement V/f à 0,5. Les calculs ont été menés par la formulation $A-\varphi$ en imposant aux bobinages statoriques les courants mesurés et filtrés pour éliminer les bruits.

Pour les deux fréquences investiguées, on observe une bonne concordance entre la mesure et la simulation. Cette comparaison valide la discrétisation du système électrique et le choix des propriétés magnétiques des matériaux.

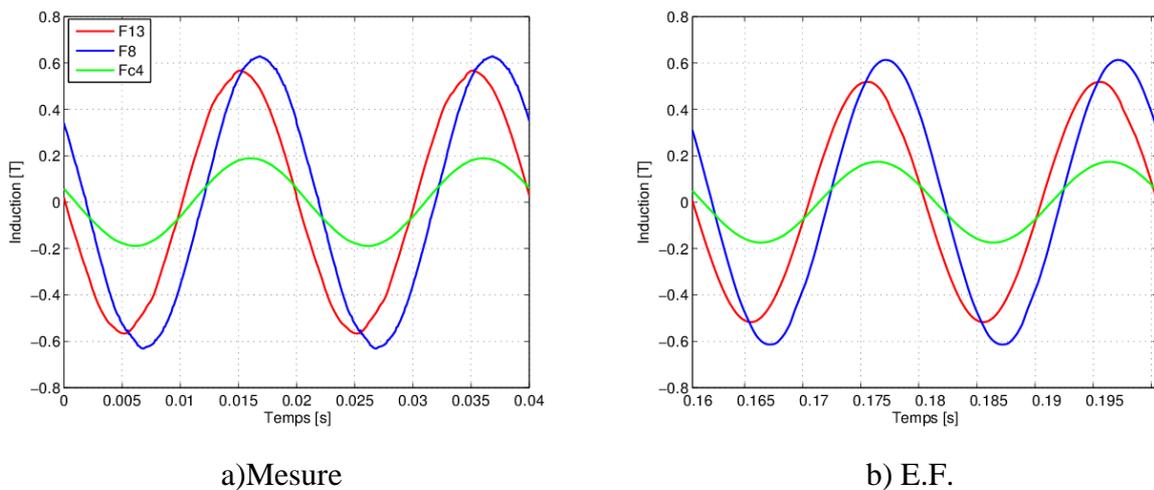


Figure 3.47 Comparaison de l'induction mesurée et simulée issue des capteurs pour une fréquence d'alimentation de 50 Hz

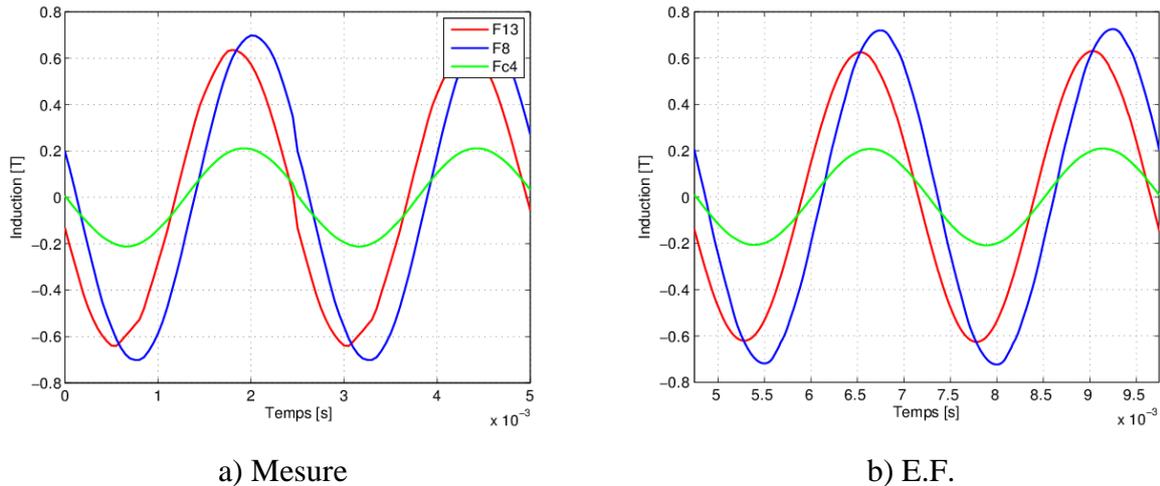


Figure 3.48 Comparaison de l'induction mesurée et simulée issue des capteurs pour une fréquence d'alimentation de 400 Hz

3.3.1 Estimations des pertes fer à vide

Des essais sont effectués sur la machine de test en fonctionnement moteur à vide alimenté par un variateur de vitesse avec un filtre sinus en sortie. La fréquence d'alimentation est variée de 400 Hz à 50 Hz par pas de 50 Hz en gardant le même point de fonctionnement V/f. Lors de ces essais, le moto-ventilateur assure le refroidissement de la maquette. Par ailleurs, pour éviter des incertitudes de mesures, un fonctionnement d'une heure est effectué, avant chaque essai, pour stabiliser la température des roulements.

Les pertes fer sont déterminées en effectuant un bilan de puissance à vide pour chaque fréquence (Eq. 3.6) à partir des pertes Joule dans les enroulements statoriques, déterminées à l'aide de l'équation 3.7, et la puissance active mesurée à l'aide d'un wattmètre de précision.

3.3.1.1 Mesure des pertes mécaniques en fonction de la vitesse de rotation

De par le système d'alimentation utilisé, la détermination des pertes mécaniques, pour chaque niveau de fréquence s'avère plus délicate que pour les autres machines étudiées, En effet, le variateur de vitesse ne permet pas de changer le niveau de tension d'alimentation pour une fréquence donnée afin de déterminer les pertes mécaniques issues de la caractéristique à vide du moteur.

Toutefois, il est possible de déterminer la caractéristique à vide à 50 Hz en alimentant la machine à partir du réseau, ce qui permet de déterminer les pertes mécanique à 750 tr/min.

Pour les autres vitesses de rotation, comprises entre 750 tr/min et 6000 tr/min, on utilise la méthode de ralentissement. Elle consiste à entraîner le rotor, en fonctionnement moteur, à une vitesse donnée puis à couper l'alimentation en enregistrant la vitesse de rotation durant le ralentissement. Les pertes mécaniques sont ensuite déterminées à partir de l'équation :

$$P_m = \left(\frac{2\pi}{60}\right)^2 J n \frac{dn}{dt} \quad [\text{W}] \quad 3.10$$

où n est la vitesse (en tr/min) à laquelle les pertes sont déterminées, dn/dt la pente de la caractéristique mécanique à la vitesse considérée et J l'inertie du rotor. Dans le cas de la machine étudiée, la valeur de l'inertie du rotor est de $0,07517 \text{ kg.m}^2$. La Figure 3.49 montre l'évolution des pertes mécaniques en fonction de la vitesse de rotation.

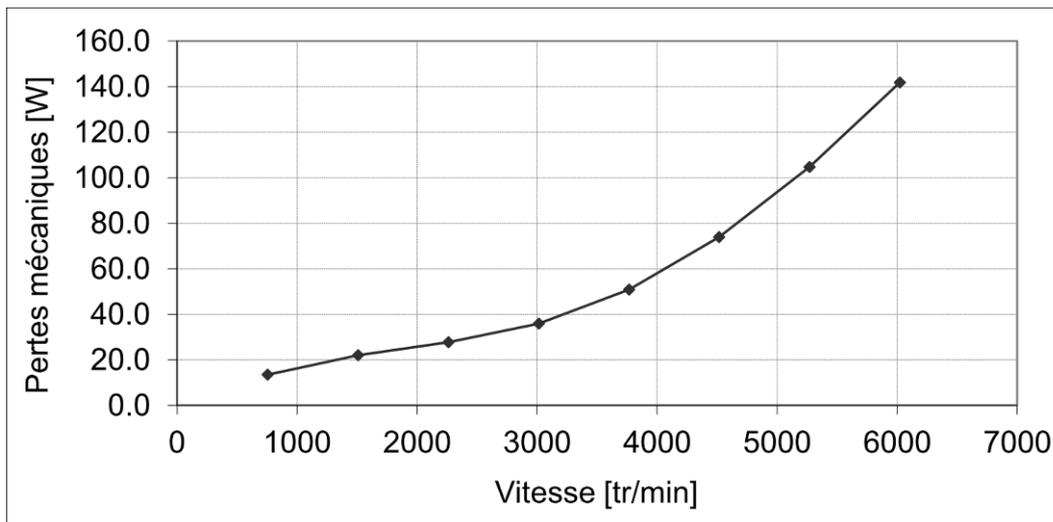


Figure 3.49 Evolution des pertes mécaniques en fonction de la vitesse du rotor

3.3.1.2 Comparaison des résultats

Alimentation par un variateur de vitesse avec un filtre sinus

Par la suite, on compare, pour différents niveaux de fréquence, les pertes fer issues des mesures à celles calculées. Le calcul E.F. a été effectué en formulation $A-\varphi$ en imposant le courant enregistré lors de la mesure. L'alimentation du moteur est assurée par un variateur de vitesse industriel doté d'un filtre sinus en sortie.

Les pertes fer au stator et au rotor ont été quantifiées d'abord par le modèle M2 et ensuite par le modèle M3. A noter qu'au rotor nous avons calculé les pertes fer seulement

avec le terme quasi statique des deux modèles. Enfin, les pertes par courants induits au rotor sont calculées directement par la résolution du problème magnétodynamique en E.F.

Sur la Figure 3.50, on montre la comparaison des pertes magnétiques mesurées avec celles calculées, et ce, pour plusieurs valeurs de fréquences. L'écart entre les deux modèles des pertes est dû à des manières différentes de calculer les pertes par hystérésis. En effet, les pertes par hystérésis au rotor issues du modèle M3 sont moins importantes que les pertes par hystérésis issues du modèle M2, puisqu'au rotor il y a des courants induits qui se développent et qui réagissent comme un filtre passe bas en laissant passer à l'intérieur du rotor seulement les basses fréquences. En conséquence, l'hypothèse faite dans le modèle M2 qui suppose l'utilisation seulement de la première harmonique d'espace pour calculer les pertes par hystérésis au rotor implique une surestimation de ces pertes.

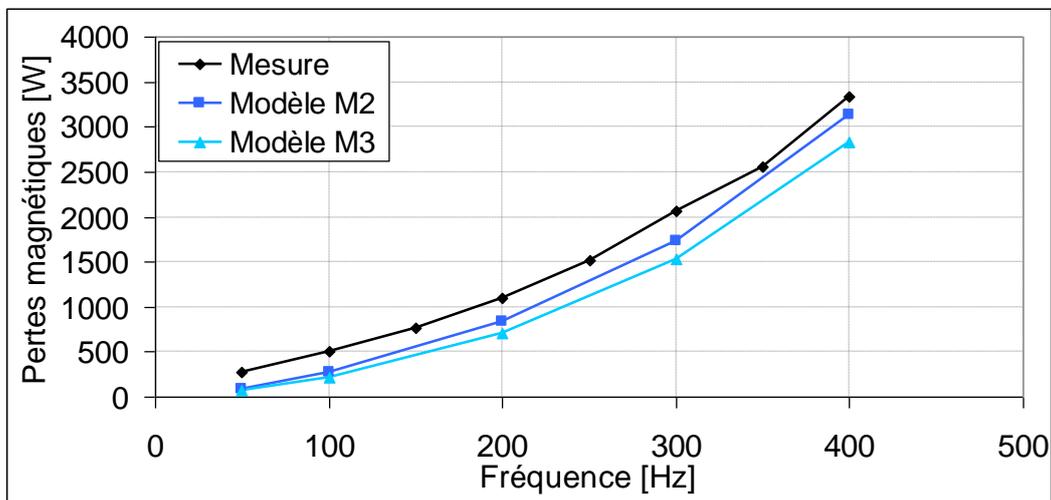


Figure 3.50 Comparaison des pertes fer mesurées avec celles issues de la simulation

Compte tenu des informations limitées sur les tôles statoriques et le matériau composant le rotor, ainsi que les hypothèses simplificatrices faites dans la simulation (e.g. : négliger les effets de l'assemblage de la machine, des têtes de bobine, du rebouclage tridimensionnel du courant rotorique ... etc.) l'écart observé est acceptable.

La figure suivante (Figure 3.51) montre, en fonction de la fréquence d'alimentation, l'évolution des pertes discriminées au stator et au rotor.

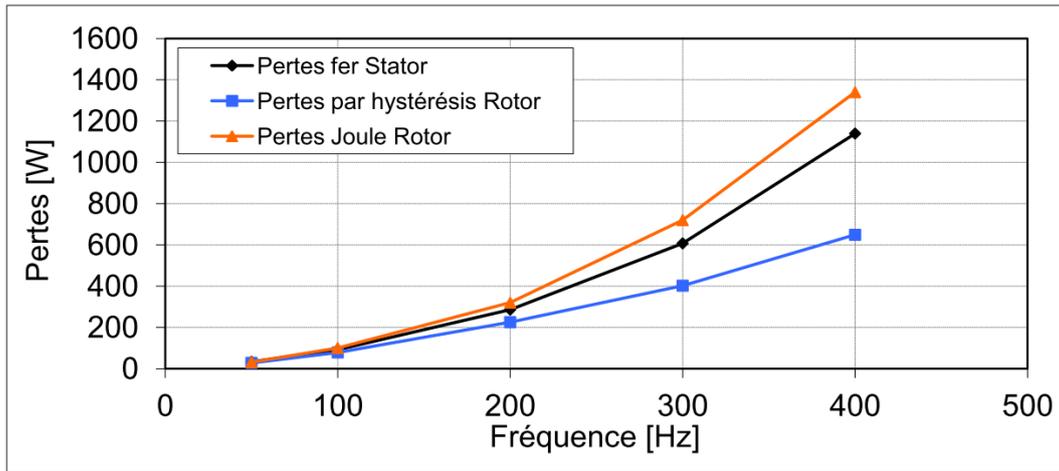


Figure 3.51 Evolution des pertes au stator et au rotor issu du modèle M2

On note immédiatement que les pertes par effet Joule au rotor constituent la plus grande contribution aux pertes magnétiques. Ce résultat était relativement prévisible du fait que le rotor est en acier massif et que les courants qui y sont induits peuvent se développer sur un volume important. D'autre part, contrairement au cas d'un rotor à tôles feuilletées, les pertes par hystérésis dans le rotor en acier massif de la machine sont loin d'être négligeables. Dans la suite, on présente la densité des pertes au stator et au rotor pour les deux fréquences limites de 50 et 400 Hz et pour le point de fonctionnement à $V/f=0.5$.

Sur les Figure 3.52-a) et -b), on présente les densités des pertes fer au stator de la machine. Les deux distributions de pertes sont similaires pour les deux fréquences mais différentes par leurs intensités. Elles sont évidemment beaucoup plus importantes dans le cas de la fréquence de 400 Hz.

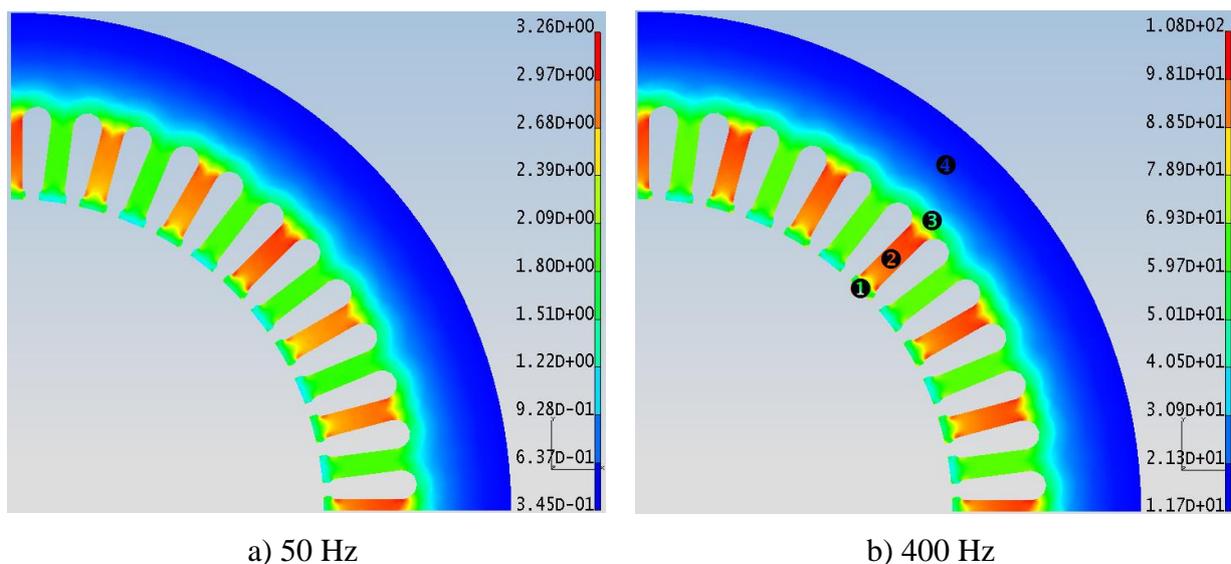


Figure 3.52 Densité des pertes fer au stator en [W/kg]

De la même façon, sur les Figure 3.53-a et -b, on s'intéresse aux répartitions de la densité des pertes par hystérésis dans le rotor massif pour les fréquences de 50 Hz et 400 Hz. Un agrandissement est effectué à la surface du rotor pour mieux distinguer la répartition des pertes dans les deux cas. Plus la fréquence augmente, moins l'induction pénètre dans le rotor ce qui signifie que les pertes sont de plus en plus concentrées à la surface du rotor.

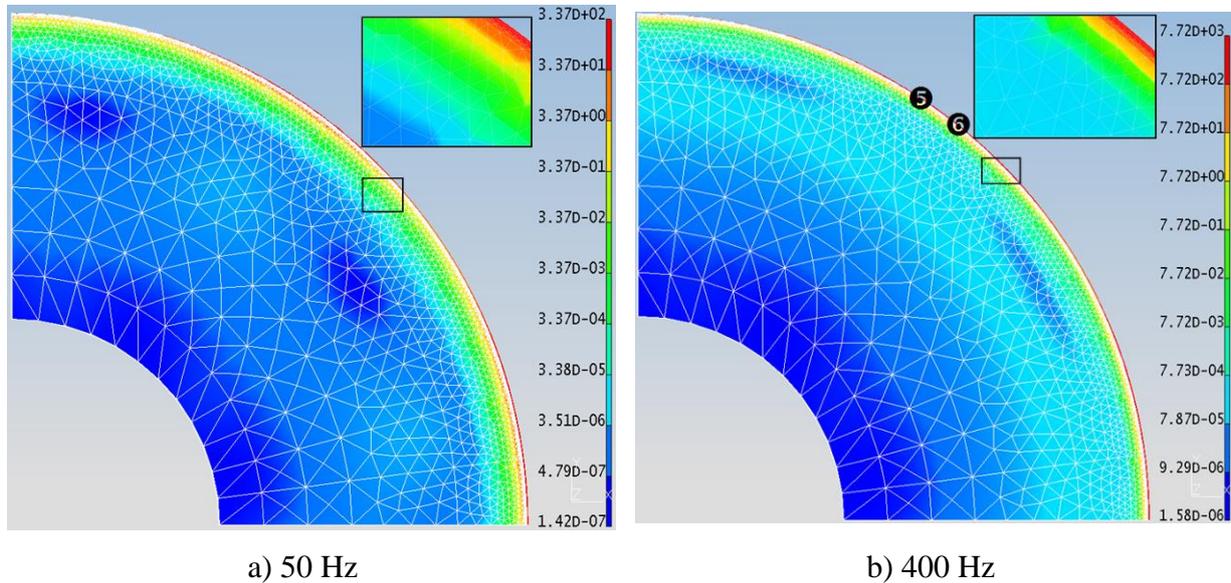


Figure 3.53 La densité des pertes par hystérésis au rotor en [W/kg]

Enfin, sur les Figure 3.54 et Figure 3.55, nous illustrons les *loci* de l'induction magnétique dans quelques éléments statoriques et rotoriques de la maquette dont les positions sont indiquées sur la Figure 3.52-b pour le stator et sur la Figure 3.53-b pour le rotor.

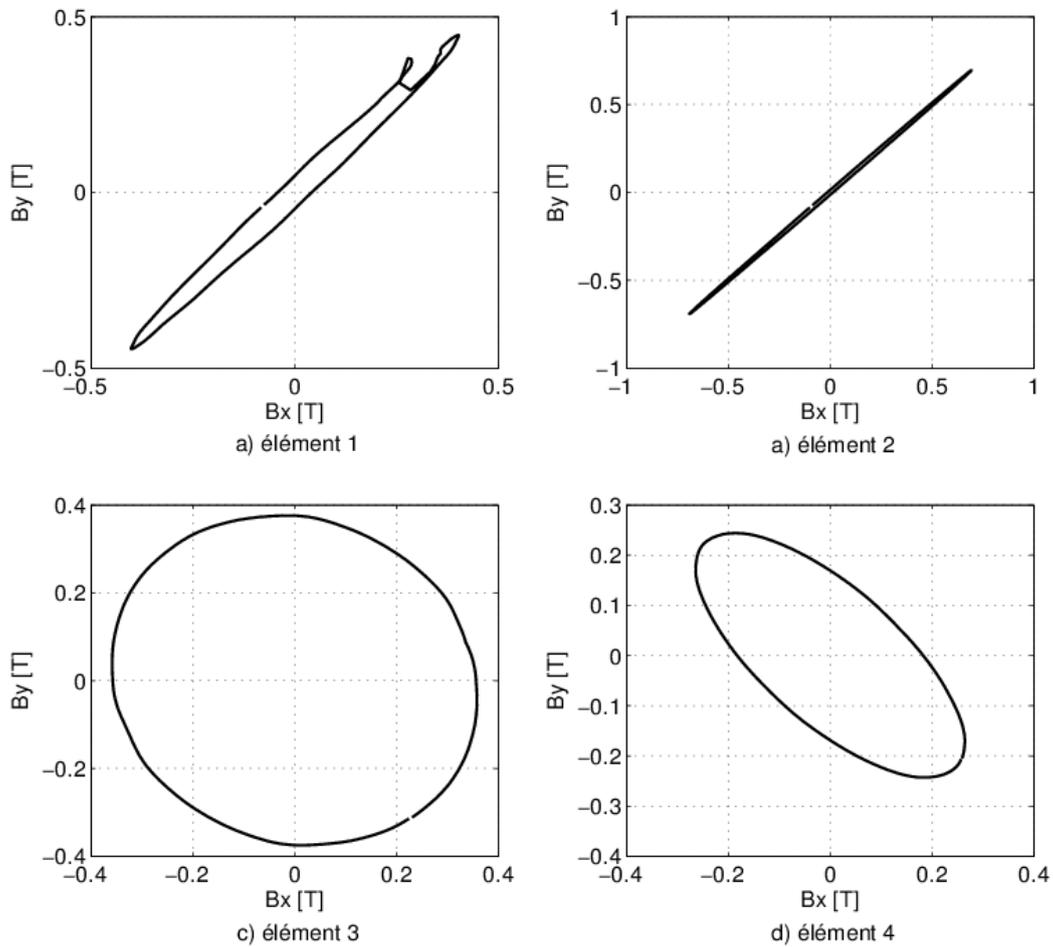


Figure 3.54 Loci dans les éléments statoriques

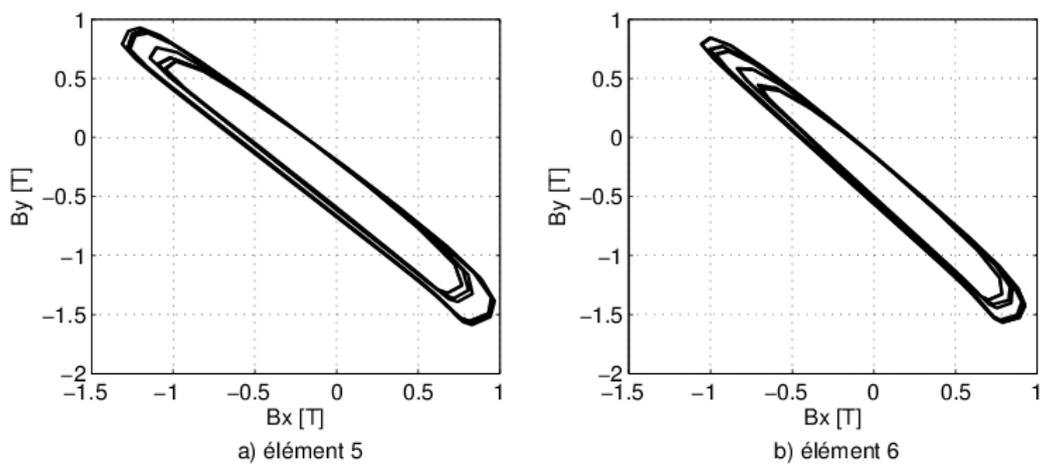


Figure 3.55 Loci dans les éléments rotoriques

Les *loci* de cette machine sont similaires à ceux que nous avons pu voir dans le cas des deux autres machines étudiées. Le champ dans le milieu des dents statorique est alternatif

(Figure 3.54-b) et il devient tournant au fond des dents (Figure 3.54-c), à cause du croisement de flux des directions différentes. Nous observons également que la composante tangentielle de l'induction est moins importante dans la culasse statorique (Figure 3.54-d). Au niveau du rotor nous remarquons des *loci* non centrés et déformés en raison des harmoniques d'espace introduites par le stator.

Alimentation par un variateur de vitesse sans filtre

Dans ce paragraphe nous allons présenter l'estimation des pertes fer dans le cas d'une alimentation en modulation de largeur d'impulsions (MLI). L'alimentation est assurée par un variateur de vitesse (sans filtre à la sortie), qui, à son tour, est alimenté directement par le réseau à 380V. Les mesures ont été faites pour différentes fréquences d'alimentation de 50 Hz jusqu'à 400 Hz et pour des fréquences de découpage de 1 kHz et 16 kHz.

Le modèle développé en tenant compte des cycles mineurs aurait été le plus adéquat pour quantifier les pertes fer dans le cas de fonctionnement présent. Il ne sera malheureusement pas utilisé, et donc validé, car il requiert des campagnes de mesures et de caractérisation sur des échantillons de matériaux magnétiques utilisées dans la construction de la machine. Or, comme spécifié précédemment, on ne dispose pas d'échantillons relatifs à cette machine. Par conséquent, les pertes seront estimées à partir des mêmes équations que celles utilisées dans le cas d'une alimentation sinus avec les mêmes coefficients de pertes fer et les calculs sont effectués en imposant la tension dans les enroulements statoriques du modèle numérique en formulation $A-\phi$.

Comme indiqué au chapitre 2, la simulation du mouvement dans *code_Carmel* est réalisée par la méthode du « pas bloqué », ce qui induit une contrainte sur la discrétisation temporelle. Le maillage utilisé pour l'étude en sinusoïdal permet d'effectuer 360 points de calcul par période électrique, ce qui est largement suffisant dans ce cas. En revanche, pour une alimentation MLI, les grandeurs d'entrée présentent des variations très importantes qui risquent de ne pas être prises en compte avec 360 points de calcul. Ces variations sont plus fréquentes avec l'augmentation de la fréquence de découpage mais le sont moins avec l'augmentation du fondamental. En prenant ces considérations en compte, le maillage réalisé ne permet pas d'effectuer des calculs précis au-delà d'une fréquence de découpage de 2 kHz et de descendre en dessous d'une fréquence d'alimentation de 150 Hz. Lors de la campagne d'essai, l'enregistrement des formes d'ondes des tensions a été limité aux fréquences d'alimentation d'au plus 250 Hz.

En conséquence, la comparaison sera effectuée pour des fréquences du fondamental entre 150 Hz et 250 Hz et pour des fréquences de découpage de 1 kHz et 2 kHz.

Le choix a été d'imposer la même forme d'onde de la tension que celle mesurée dans le but d'approcher le mieux possible les conditions de l'essai. Comme les formes d'ondes de la tension mesurée n'ont pas les mêmes pas de discrétisation que celui imposé par le maillage, elles ont été interpolées avec un pas temporel correspondant à 360 points par période électrique pour pouvoir être appliquées à l'entrée du modèle électromagnétique. La Figure 3.56 présente la tension imposée sur une phase pour une fréquence d'alimentation de 250 Hz et une fréquence de découpage de 2 kHz.

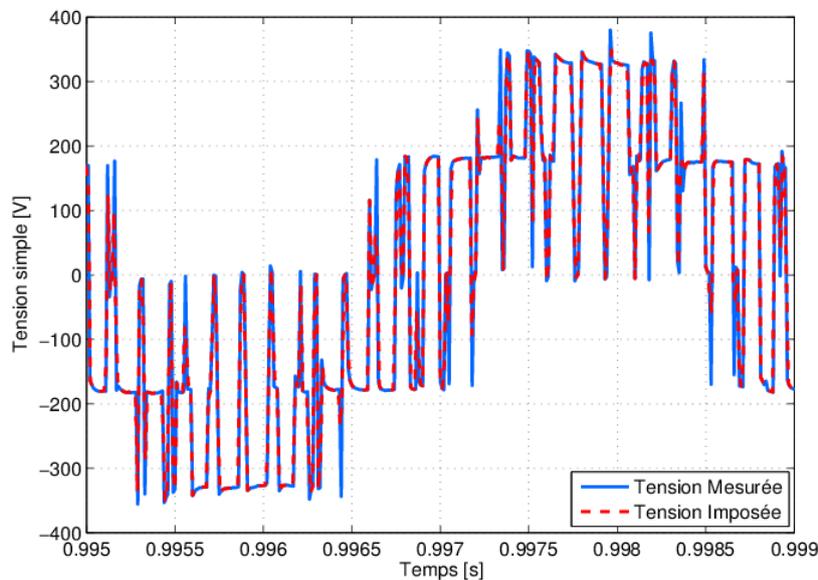


Figure 3.56 Comparaison de la tension mesurée avec celle imposée dans le calcul EF.

Un problème qui survient lorsqu'on impose la tension comme grandeur d'alimentation est celui du régime transitoire des courants absorbés par la machine. Dans le cas du problème traité, cas d'un calcul en magnétodynamique avec mouvement et prise en compte de la loi non linéaire des matériaux, nous avons estimé le temps de calculs à 60 jours pour atteindre le régime permanent. Un artifice pour contourner ce problème consiste à débiter le calcul en magnétodynamique avec une loi linéaire pour les matériaux, afin d'atteindre rapidement le régime permanent. Ensuite, on bascule de la loi linéaire à la loi non-linéaire pour atteindre le régime permanent en quelques périodes électriques. Cette procédure, validée au travers d'un calcul complet en tenant compte de la caractéristique non-linéaire des matériaux, permet de réduire le temps de calcul à 5 jours. La Figure 3.57, qui présente l'évolution du courant simulé, met en évidence l'instant de passage de la loi linéaire à la non-linéaire.

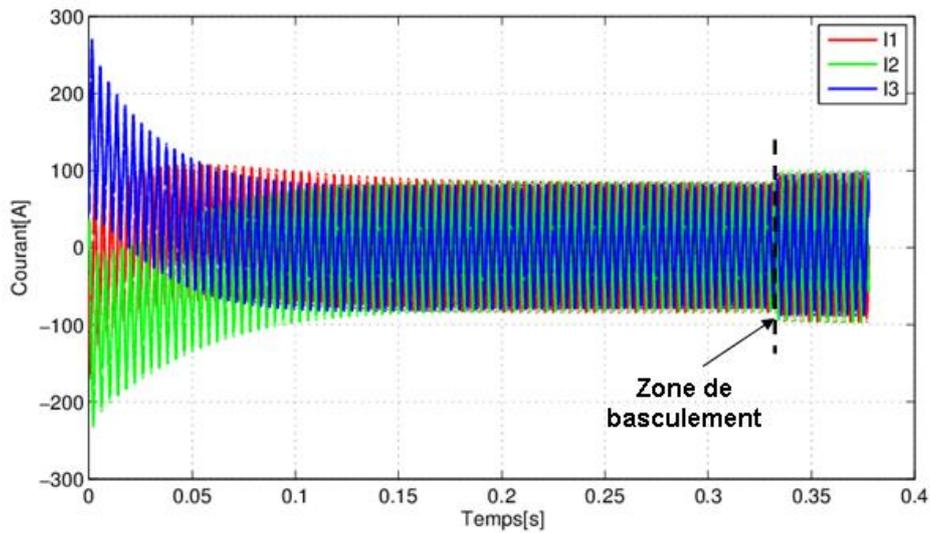


Figure 3.57 Evolutions des courants statoriques issus de la simulation

Sur la Figure 3.58 nous montrons une comparaison entre le courant mesuré et celui issu de la simulation pour l'une des phases de la machine.

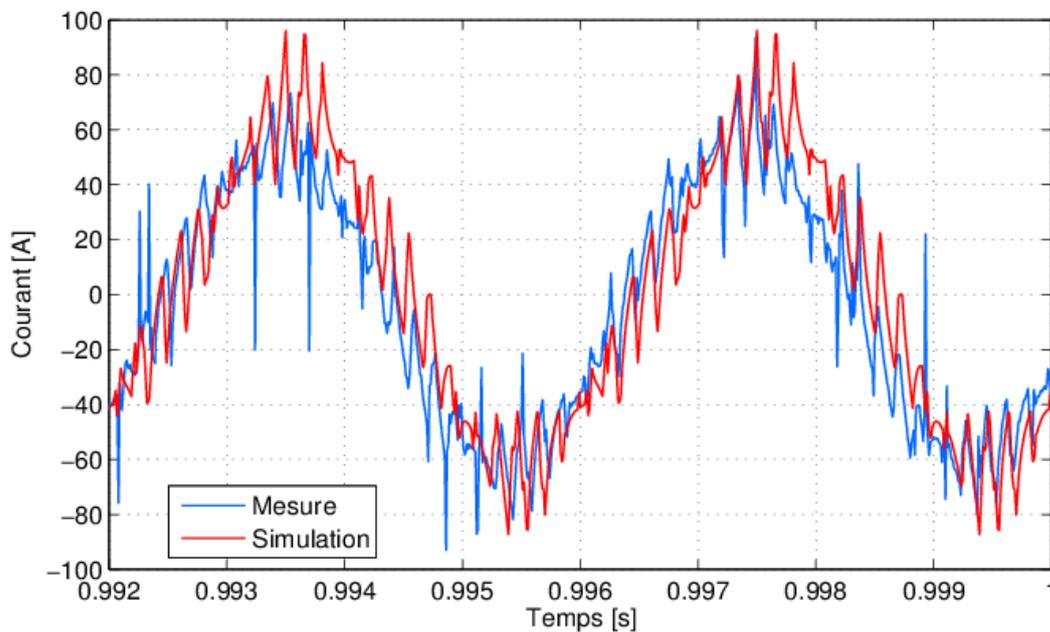


Figure 3.58 Comparaison du courant d'une phase issu de la mesure et de la simulation

L'allure du courant simulé est en concordance avec celui de la mesure. Le fait d'utiliser seulement 360 points pour imposer la tension dans la simulation E.F. n'a donc pas un effet significatif sur les grandeurs globales.

La Figure 3.59 présente une comparaison entre l'induction mesurée par les boucles de flux F8, F13 et Fc4 et l'induction calculée par le code E.F. pour une fréquence d'alimentation de 250 Hz et une fréquence de découpage de 2 kHz. Le rapport V/f dans ce cas est de 0,87.

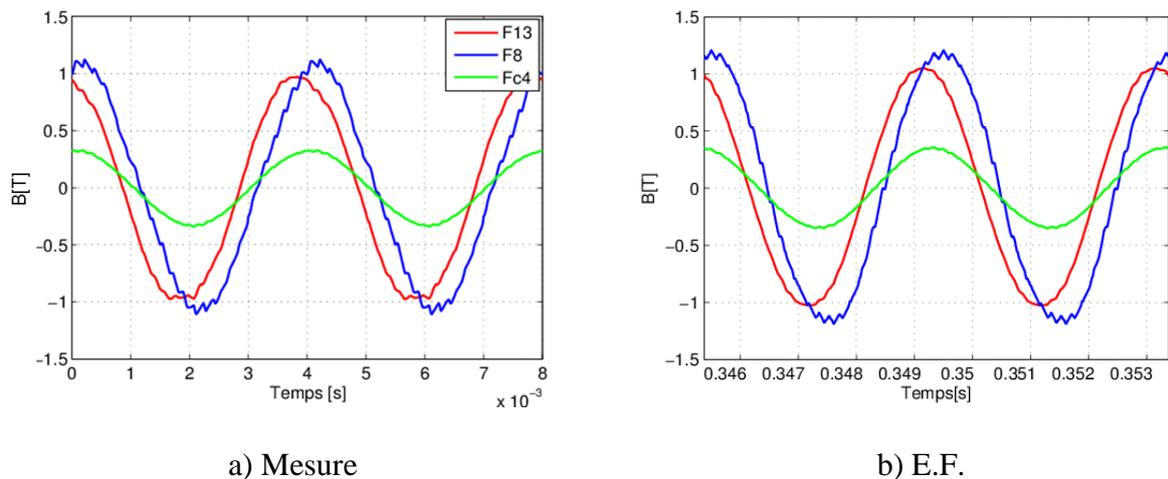


Figure 3.59 Comparaison entre les signaux des capteurs mesurés et simulés

Au travers de ces comparaisons, on peut conclure que le choix du maillage et des propriétés magnétiques des matériaux demeure valable pour une alimentation en MLI.

Le Tableau 3.7 présente les estimations des pertes à vide, avec le modèle M2, pour une alimentation de type MLI à partir d'un variateur de vitesse. Nous avons comparé les pertes magnétiques pour différents niveaux de fréquence et points de fonctionnement V/f, comme présenté dans le Tableau 3.6. Les simulations ont été effectuées en formulation A- ϕ .

Tableau 3.6 Points de fonctionnement utilisés pour la comparaison simulation/expérience

| <i>Fréquence de découpage</i> | <i>1 kHz</i> | | <i>2 kHz</i> |
|--------------------------------------|--------------|------------|--------------|
| Fréquence d'alimentation [Hz] | 150 | 200 | 250 |
| Point fonctionnement V/f | 1,13 | 0,98 | 0,87 |

Tableau 3.7 Comparaison des pertes fer à vide pour une alimentation de type MLI avec le modèle M2.

| <i>Fréquence de découpage</i> | | <i>1 kHz</i> | | | <i>2 kHz</i> |
|--------------------------------------|---------------|--------------|-------------|-------------|--------------|
| Fréquence d'alimentation [Hz] | | 150 | 200 | 250 | 250 |
| Pertes fer [W] | Stator | 1072 | 1520 | 1837 | 1846 |
| | Rotor | 926 | 1267 | 1409 | 1336 |
| Pertes Joule Rotor [W] | | 2428 | 3548 | 3628 | 3620 |
| Pertes totales [W] | | 4426 | 6335 | 6874 | 6802 |
| Pertes totales mesurées [W] | | 3945 | 5529 | 6444 | 6444 |

L'analyse de ces résultats montre que, pour les pertes magnétiques totales, l'erreur relative maximale observée est de 15 % dans le cas de la fréquence d'alimentation de 200 Hz. Par ailleurs, contrairement à une alimentation sinusoïdale, les pertes par courants de Foucault au rotor sont deux fois plus importantes que les pertes fer au stator pour le cas d'une

alimentation à MLI. Cette hausse des pertes Joule au rotor est due au fort taux d'harmoniques introduit par le variateur de vitesse. Enfin, la tendance observée sur les pertes globales obtenues par le calcul est une sur-estimation par rapport à la mesure. Cela peut s'expliquer par une surestimation des pertes par hystérésis au rotor. En effet, les pertes quasi-statiques dans tout le volume du rotor sont calculées en fonction de la première harmonique d'espace. Or, pour les fréquences de fonctionnement de 150 Hz, 200 Hz et 250 Hz la première harmonique d'espace, introduite par les encoches statoriques, en supposant un glissement nul, est respectivement de 1800 Hz, 2400 Hz et 3000 Hz. Le rotor étant en acier massif, l'effet de peau entraîne un filtrage des hautes fréquences du champ magnétique au fur et à mesure que le champ pénètre dans le rotor. Ainsi, la fréquence du champ magnétique est plus élevée en surface qu'à l'intérieur du rotor. Par conséquent, l'hypothèse consistant à calculer les pertes quasi-statiques à partir de la seule fréquence de la première harmonique d'espace, i.e. fréquence en surface du rotor, introduit forcément une surestimation. Il faut noter que dans la littérature, les auteurs considèrent uniquement la fréquence de la première harmonique d'espace [56], [57], [102].

Pour remédier à cela, il est possible d'améliorer le calcul des pertes statiques en détectant, en première approche, la fréquence fondamentale associée à chaque élément du rotor. C'est ce qui est présenté dans le Tableau 3.8 avec cette nouvelle approche appelée M2p.

Tableau 3.8 Comparaison des pertes fer à vide pour une alimentation de type MLI avec le modèle M2p.

| <i>Fréquence de découpage</i> | | <i>1 kHz</i> | | | <i>2 kHz</i> |
|--------------------------------------|---------------|--------------|-------------|-------------|--------------|
| Fréquence d'alimentation [Hz] | | 150 | 200 | 250 | 250 |
| Pertes fer [W] | Stator | 1072 | 1520 | 1837 | 1846 |
| | Rotor | 162 | 245 | 377 | 389 |
| Pertes Joule Rotor [W] | | 2428 | 3548 | 3628 | 3620 |
| Pertes totales [W] | | 3662 | 5313 | 5842 | 5856 |
| Pertes totales mesurées [W] | | 3945 | 5529 | 6444 | 6444 |

Quand on compare les résultats issus du modèle M2 (Tableau 3.7) avec ceux issus du modèle M2p (Tableau 3.8) nous observons une nette diminution des pertes fer au rotor en utilisant le modèle M2p. L'écart maximale observé entre la mesure et le calcul chute alors de 15% à 9%. Il faut noter que, en prenant seulement la fréquence fondamentale du champ dans chaque élément du rotor, on néglige les cycles mineurs qui peuvent apparaître en raison du haut contenu harmonique dans le champ rotorique.

Afin d'illustrer la différence entre ces deux approches, les densités des pertes fer dans le stator et le rotor de la machine issus du modèle M2 sont présentées dans la Figure 3.60. La Figure 3.61 illustre la distribution des pertes fer dans le rotor issu du modèle M2p. Ces densités de pertes ont été obtenues pour une alimentation à 250 Hz et pour une fréquence de découpage à 2 kHz en formulation A- ϕ .

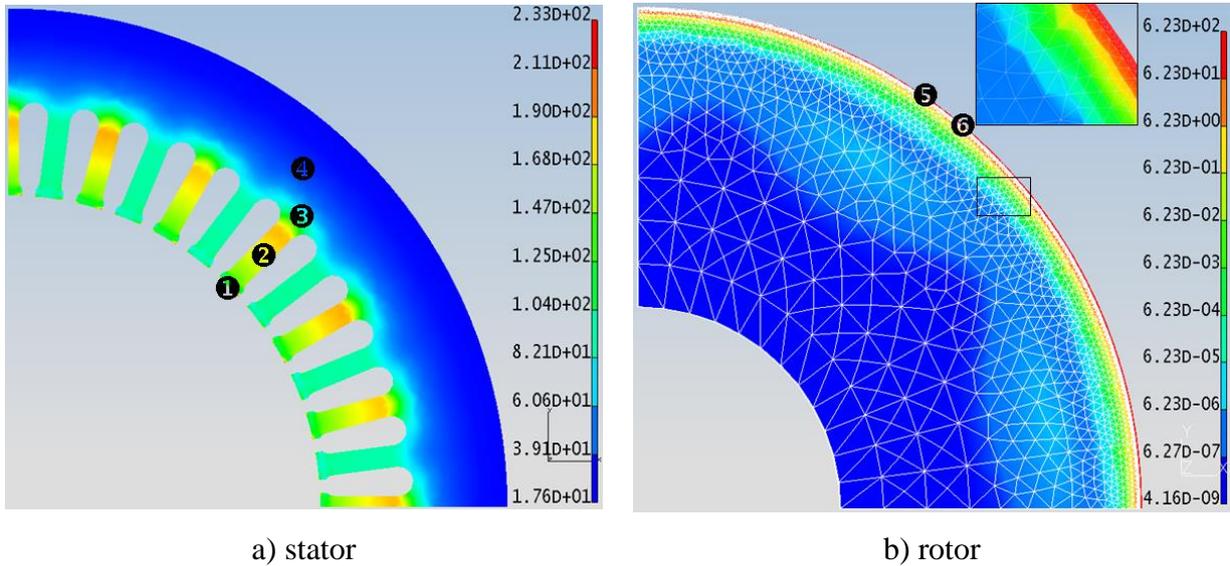


Figure 3.60 La densité des pertes fer en [W/kg] obtenue à partir du modèle M2

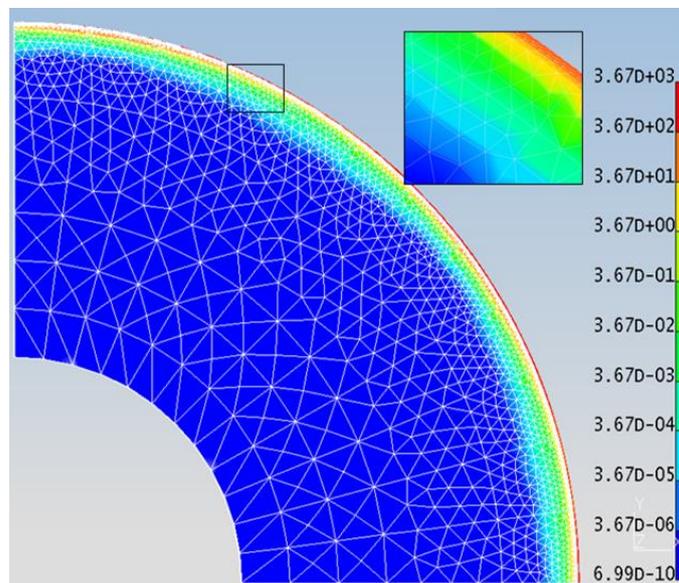


Figure 3.61 La densité des pertes fer en [W/kg] au rotor obtenue à partir du modèle M2p

En comparant la distribution des pertes fer au stator pour une alimentation sinusoïdale (Figure 3.52 et Figure 3.53) à celle issue d'une alimentation par MLI (Figure 3.60-a), on constate globalement la même distribution sauf au niveau des dents statoriques où on a une concentration plus importante dans le fond des dents dans le cas d'une alimentation en MLI.

Si nous comparons la densité des pertes fer au rotor issue du modèle M2 avec celle issue du modèle M2p, nous remarquons que les pertes sont moins importantes à l'intérieur du rotor avec le modèle M2p du fait que la fréquence du champ magnétique est moins élevée.

Une autre technique permettant de prendre en compte les pertes introduites par les cycles mineurs consiste à déterminer les pertes statiques à partir d'une décomposition harmonique de l'induction, en utilisant le modèle M3. Cette approche reste toutefois critiquable compte tenu du fait que, en l'absence de cycles mineurs, celle-ci peut conduire à la surestimation des pertes statiques. En effet, celles-ci ne dépendent classiquement que des extremas du champ et non des harmoniques (Cf. chapitre 2). Par conséquent, ce type de modèle doit être utilisé avec circonspection en fonction de l'application visée.

Tableau 3.9 Comparaison des pertes fer à vide pour une alimentation de type MLI avec le modèle M3

| <i>Fréquence de découpage</i> | | <i>1 kHz</i> | | | <i>2 kHz</i> |
|--------------------------------------|---------------|--------------|-------------|-------------|--------------|
| Fréquence d'alimentation [Hz] | | 150 | 200 | 250 | 250 |
| Pertes fer [W] | Stator | 1076 | 1523 | 1835 | 1844 |
| | Rotor | 270 | 383 | 483 | 491 |
| Pertes Joule Rotor [W] | | 2428 | 3548 | 3628 | 3620 |
| Pertes totales [W] | | 3774 | 5453 | 5946 | 5955 |
| Pertes totales [W] | | 3945 | 5529 | 6444 | 6444 |

Dans ce cas, les pertes fer au stator sont pratiquement inchangées par rapport à celles calculées par le modèle M2. En revanche, celles au rotor sont trois fois moins importantes par rapport au modèle M2 et supérieures au modèle M2p. Ces trois approches montrent donc que le modèle M2, qui est intrinsèquement plus précis, doit être utilisé avec prudence en déterminant la bonne fréquence associée aux pertes statiques dans chaque élément du rotor massif. Toujours pour ces mêmes pertes statiques, le modèle M3, consistant à effectuer une décomposition harmonique de l'induction et à ajouter les différentes contributions, peut également être un bon candidat dans ce cas précis.

La distribution de la densité des pertes fer issue du modèle M3 dans la machine est illustrée dans la Figure 3.62 pour la même alimentation que dans le cas précédent.

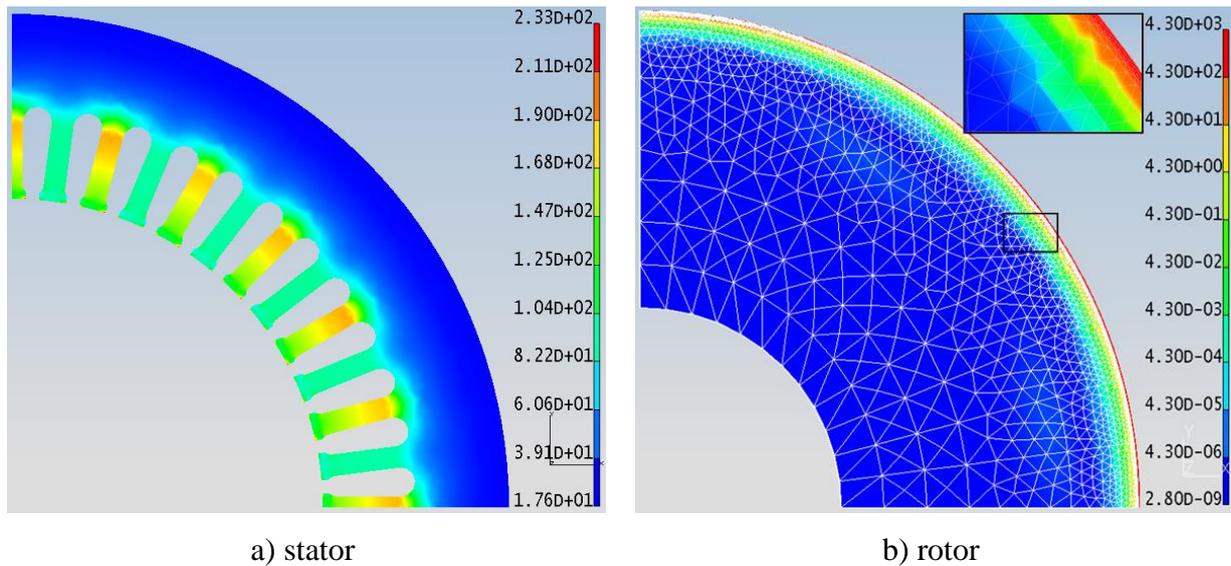


Figure 3.62 La densité des pertes fer en [W/kg] obtenue à partir du modèle M3

La densité des pertes fer au stator pour une alimentation en MLI et pour les deux modèles (M2 et M3) de calcul des pertes par hystérésis est quasi identique (Figure 3.60-a, Figure 3.62-a). En revanche, au rotor la densité des pertes dans les deux cas est concentrée dans la surface du rotor, avec des amplitudes différentes, mais diffère dans sa partie interne puisque les pertes par hystérésis ne sont pas calculées de la même façon.

Compte tenu des hypothèses de modélisation de la machine, les résultats restent satisfaisants. Toutefois, le calcul des pertes fer peut être amélioré en prenant en compte le bouclage des courants induits dans le rotor par une simulation 3D et également en utilisant des coefficients statiques des pertes fer propres au rotor de la machine. D'autre part, nous avons utilisé des coefficients, pour le modèle de pertes fer, relatifs à un autre matériau (XC38) que celui du rotor du moteur d'étude (35CD4), ce qui peut également contribuer à l'écart observé.

Ensuite, sur la Figure 3.63 et la Figure 3.64 nous présentons les loci d'induction dans différents éléments statoriques et rotoriques pour une alimentation par un variateur de vitesse. En analysant les figures, on remarque l'impact négatif d'une alimentation en MLI sur l'évolution de l'induction magnétique et implicitement sur les pertes fer.

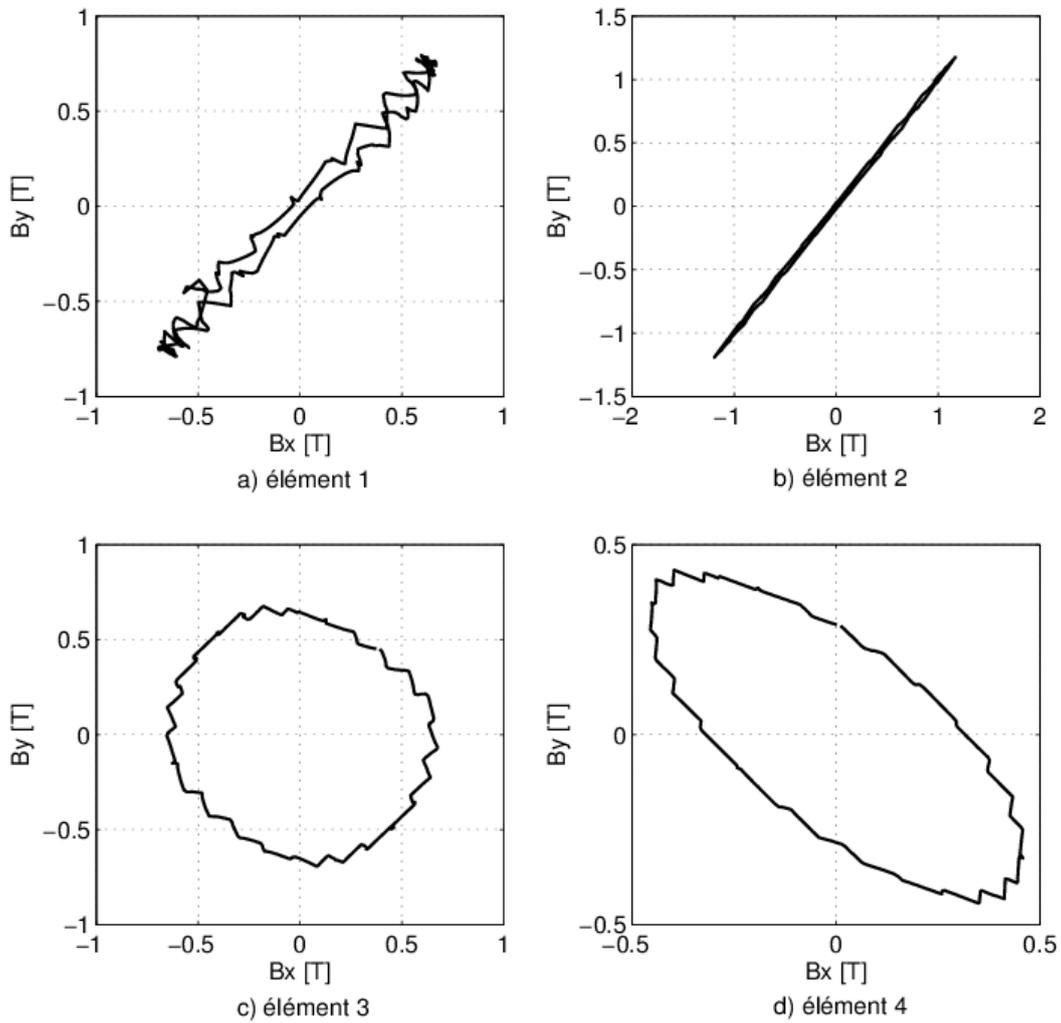


Figure 3.63 Loci de l'induction magnétique dans le stator pour une alimentation de type MLI

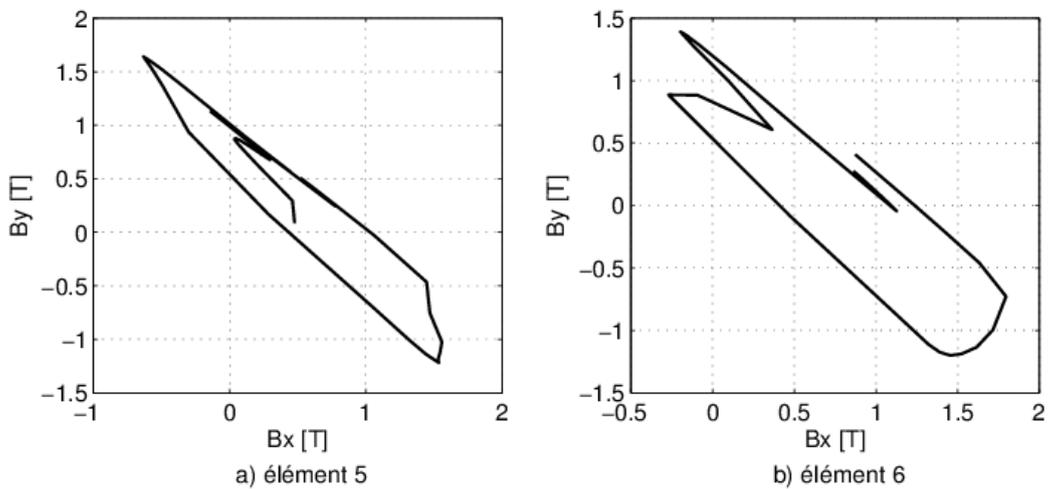


Figure 3.64 Loci de l'induction magnétique dans le rotor pour une alimentation de type MLI

Dans cette section, nous avons présenté la validation de l'approche en post-traitement pour deux types d'alimentation, à savoir : une alimentation sinusoïdale et une alimentation de type MLI pour une maquette d'un moteur asynchrone à rotor massif. L'un des problèmes rencontrés pendant cette étude a été le manque d'échantillons de matériaux propres au stator et au rotor de la machine. De ce fait, nous avons dû utiliser des données de catalogue afin de modéliser le comportement non-linéaire et estimer les pertes fer de la machine.

Dans un premier temps, nous avons estimé les pertes fer, à vide, pour une alimentation sinusoïdale avec plusieurs fréquences en utilisant les modèles M2 et M3. L'écart à 400 Hz pour le modèle M2 est de 6.3 % et dans le cas du modèle M3 de 15.3 %.

Ensuite, nous avons présenté l'estimation des pertes fer, à vide, dans le cas d'une alimentation de type MLI pour plusieurs fréquences d'alimentation et deux fréquences de découpage (1 kHz et 2 kHz). Pour les différents points de fonctionnement étudiés, le modèle M2 surestime les pertes avec un écart maximal de 15 %, le modèle M2p sous-estime les pertes avec un écart maximal de 9 % et le modèle M3 sous-estime les pertes avec un écart maximal de 7.5 %. Ces écarts de pertes dans les deux cas d'alimentation sont dus à la manière de calculer le terme statique par les trois modèles des pertes fer. Ils sont plus évidents dans ce type de machine (rotor en acier massif), parce que les pertes par hystérésis dans les aciers sont plus importantes que dans les tôles FeSi. Toutefois, les écarts sont tout à fait acceptables compte tenu des données sur les matériaux magnétiques dont on disposait.

3.4 Synthèse

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté l'estimation des pertes fer, *a posteriori*, pour trois machines différentes, à savoir : une maquette à échelle réduite d'un turbo-alternateur, une machine asynchrone à cage et une maquette d'un moteur asynchrone à rotor massif. Les trois machines ont été modélisées à l'aide de *code_Carmel* afin de valider l'implantation et l'efficacité du modèle de pertes analytique en post-traitement pour les machines tournantes.

La première étude a donc porté sur une machine synchrone. Expérimentalement, le banc d'essai pour la maquette du turbo-alternateur a été mis en place à EDF R&D à Clamart afin de déterminer les pertes magnétiques (pertes fer + pertes Joule dans les amortisseurs). En simulation, une étude de l'influence des événements sur l'estimation des pertes a d'abord été effectuée et a montré qu'une approche de modélisation bidimensionnelle dans laquelle les événements sont négligés aboutissait à une légère sous-estimation des pertes. Par la suite, les

simulations ont été menées en 2D extrudé et la comparaison des pertes magnétiques mesurées avec celles issues de la simulation a été présentée pour des essais à vide pour différentes valeurs du courant d'excitation. Les écarts entre les mesures et les simulations, pour le courant d'excitation nominal, sont de 1,5 % à 50 Hz, 9 % à 30 Hz et 10 % à 20 Hz.

La seconde étude a concerné une machine asynchrone de 5,5 kW dont le banc de mesure a été mis en place au laboratoire L2EP. Cette machine est munie de barres inclinées au rotor et donc le courant qui y est induit, à vide, est très faible. Par conséquent, en se plaçant dans le cadre de l'hypothèse de courants induits négligeables dans ces barres, il a été possible de modéliser la machine par une approche bidimensionnelle combinée à la méthode des « slices », permettant ainsi de réduire les temps de calcul. Après la mise en place du banc d'essai expérimental et le calage du modèle numérique de la machine, nous avons procédé à l'estimation des pertes fer. Pour caractériser les tôles (FeV600-65HA) nous avons considéré deux types d'échantillons : carré et torique. Une estimation des pertes fer en post-traitement a alors été effectuée en comparant les modèles de pertes identifiés à partir des deux échantillons. En utilisant l'identification issue de l'échantillon torique, pour une tension de 230 V et 50 Hz l'estimation des pertes fer aboutit à un écart de 19,3 % avec la formulation en potentiel vecteur \mathbf{A} et de 22 % pour la formulation en potentiel scalaire Ω . Ceci est dû au fait que l'identification à partir d'un échantillon torique est limitée à la zone linéaire du matériau magnétique. En considérant la caractérisation sur cadre SST, l'évolution des pertes dans la zone saturée est différente de celle des pertes identifiées sur l'échantillon torique. Cette évolution présente une croissance à l'allure exponentielle, pour la contribution aux pertes dite « statiques », et ne peut être restituée avec le modèle de pertes retenu jusqu'à présent. Pour remédier à cela, la contribution statique a été modifiée en intégrant une dépendance, par rapport à l'induction magnétique, à l'aide d'un polynôme d'ordre trois. Dans ce cas, l'écart entre la mesure et la simulation a chuté jusqu'à 3,15 % pour la formulation en potentiel vecteur \mathbf{A} et 6,55 % pour la formulation en potentiel scalaire Ω .

Enfin, la dernière partie de ce chapitre a été consacrée à l'étude d'une maquette d'un moteur asynchrone à grande vitesse. Un banc d'essai expérimental a été mis en place à EDF R&D à Clamart permettant d'alimenter la maquette du moteur avec différents niveaux de fréquences. Contrairement aux autres machines étudiées, les échantillons de matériaux du stator et du rotor ne sont pas disponibles pour identifier les paramètres du modèle de pertes fer. En conséquence, nous avons utilisé des caractéristiques issues des données du constructeur. La structure a été modélisée en 2D extrudé avec la formulation \mathbf{A} - ϕ . Dans le cas

d'une alimentation sinusoïdale à fréquence variable tout en gardant un rapport $V/f=0,5$, l'écart maximal observé entre la simulation et la mesure est de 6,28 % à 400 Hz. Tandis que pour une alimentation en MLI, l'écart maximal pour les deux fréquences de découpage (1 kHz et 2 kHz) est inférieur à 15 %. Les différents modèles utilisés pour le calcul de pertes fer montrent que la contribution statique doit être calculée avec soin au rotor. En effet, le contenu harmonique étant riche, le paramètre fréquence qui intervient dans les modèles peut conduire, s'il est mal déterminé (par hypothèse ou par calcul), à une sur-estimation de ces pertes statiques.

Les résultats obtenus lors de cette étude sont convenables compte tenu des hypothèses de modélisation et des incertitudes sur certains aspects (dispersion des propriétés des matériaux, impact du procédé de fabrication de la machine sur ces mêmes propriétés, hypothèses de modélisation 2D ...). L'implantation du modèle analytique de calcul des pertes fer en post-traitement dans *code_Carmel* a donc été testée avec des résultats relativement satisfaisants sur le cas des trois machines électriques étudiées (en plus du transformateur triphasé de validation) qui utilisent des types de matériaux magnétiques différents (FeV270-35HA, FeV600-65HA et FeV1000-65HA).

CONCLUSION GENERALE

Les travaux faisant l'objet de ce mémoire ont eu pour principal objectif l'implémentation d'une procédure de quantification de pertes fer dans *code_Carmel* afin qu'il puisse constituer un outil de modélisation efficace, et ce, dans le souci de l'aide à la conception de motorisations électriques performantes destinées à de futurs équipements d'éco-efficacité énergétique en industrie. Cela a nécessité le choix et la validation d'un modèle de pertes fer valable pour des alimentations de quelques dizaines de Hertz jusqu'à quelques centaines de Hertz et pour des formes d'ondes sinusoïdales et non sinusoïdales.

À cause des phénomènes complexes qui sont à la base des processus de magnétisation, l'évaluation des pertes d'origine magnétique d'un dispositif électromagnétique reste jusqu'à aujourd'hui un problème difficile à surmonter. L'utilisation d'un modèle robuste, précis et performant reste indispensable à la conception des machines. En effet, la connaissance de ces pertes permet soit de modifier la structure afin de réduire les pertes soit de prévoir un système de refroidissement adapté et ainsi tendre vers l'objectif d'une machine plus performante avec un rendement plus élevé.

Pour cela, dans un premier temps, nous avons passé en revue les différents modèles qui existent dans la littérature pour estimer les pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux. Nous les avons classés en trois familles, à savoir les modèles analytiques, les modèles d'hystérésis et les modèles basés sur une surface de réponse expérimentale. Dans l'optique d'une implantation dans un code de calculs par EF, ces modèles peuvent être classés en deux approches : les approches en post-traitement et les approches hybrides. Les approches en post-traitement sont les plus utilisées dans le domaine de l'électrotechnique de par la facilité d'implémentation dans un code EF et la simplicité de la procédure d'identification des paramètres qui ne nécessite pas de matériel sophistiqué. Cependant, l'utilisation de ces approches néglige certains phénomènes, comme l'effet d'hystérésis, qui peuvent être une source d'erreur importante dans certains cas. La deuxième approche, plus complète, permet de prendre plusieurs phénomènes en compte, notamment l'effet des pertes fer sur l'état magnétique de la machine aboutissant ainsi à des résultats plus précis. Le pendant de cette méthode est le fait qu'elle nécessite des temps de calculs très élevés, avec parfois des problèmes numériques liés à la convergence, ainsi qu'une procédure d'identification plus contraignante que dans le cas précédent. Compte tenu des besoins industriels et du rapport

performance/complexité, nous avons choisi de nous restreindre aux approches *a posteriori*. Une étude bibliographique a également été menée sur l'influence des procédés de fabrications sur les pertes. Elle permet de mettre en exergue les difficultés à caractériser d'une manière fiable les caractéristiques des matériaux magnétiques utilisés dans une machine donnée et d'apporter des éléments d'explication aux différents écarts qui sont souvent constatés entre la simulation et la mesure des pertes fer.

Le deuxième chapitre a été dédié au développement des modèles analytiques et numériques des pertes fer. Parmi les modèles analytiques dans les références scientifiques, nous avons comparé quatre modèles les plus utilisés afin d'analyser leurs performances en régimes sinusoïdal et non sinusoïdal. Dans le premier cas, les quatre modèles estiment les pertes d'une manière satisfaisante. En revanche, pour le régime non sinusoïdal, nous avons constaté que le modèle qui décompose l'induction en série Fourier a tendance à surestimer les pertes alors que celui basé sur la dérivée temporelle de l'induction aboutit aux valeurs les plus proches de la mesure. Nous avons alors opté pour l'utilisation de ce modèle en post-traitement de *code_Carmel*. Dans une deuxième partie de ce chapitre, nous avons proposé un nouveau modèle analytique qui prend en compte les pertes introduites par les cycles mineurs issus des alimentations par des convertisseurs statiques. Ce modèle peut être identifié soit à partir d'un modèle d'hystérésis capable de représenter les cycles mineurs (comme le modèle de Preisach identifié à partir de courbes de renversement type F.O.R.C.), soit à partir de mesures. L'avantage du modèle proposé, par rapport au modèle classiquement utilisé de J. Lavers, est qu'il permet de tenir compte de la position et de l'amplitude des cycles mineurs dans l'estimation des pertes fer. Une grande partie des travaux effectués lors de cette thèse a été consacrée à la validation de l'implémentation du modèle analytique en post-traitement pour différents systèmes électrotechniques. Dans la dernière partie du chapitre, nous avons étudié un premier dispositif électromagnétique sans entrefer et sans mouvement, à savoir un transformateur triphasé de 2 kVA à vide en régime sinusoïdal et non sinusoïdal. Ce point de fonctionnement est effectivement celui qui reflète le plus les pertes fer. Pour différentes tensions, les écarts entre les mesures et l'estimation issue des calculs restent inférieurs à 5 %.

Dans le dernier chapitre de ce mémoire, nous avons appliqué la procédure de quantification des pertes fer aux cas de machines tournantes. Trois types des machines ont été investigués avec, pour chaque cas, un banc d'essai expérimental pour mener à bien les comparaisons entre les simulations et les mesures à vide. Deux bancs ont été mis en place à EDF R&D à Clamart et un banc au L2EP à Lille. Nous avons ainsi pu observer que la

caractérisation des échantillons revêtait une très grande importance. En effet, dans le cas de la machine asynchrone à cage d'écurueil de 5,5 kW, selon la méthode utilisée (SST ou échantillon torique) pour identifier les coefficients de pertes fer, l'écart maximal entre mesure et simulation peut varier de 22 % dans le cas de l'échantillon torique à 6,5 % avec une identification faite à partir d'un échantillon sur SST. Par ailleurs, d'une manière globale, les erreurs relatives maximales obtenues pour les essais sont inférieures à 10 % dans le cas de la maquette du turbo-alternateur à vide et inférieures à 15 % dans le cas de la machine asynchrone à rotor massif à vide et pour les deux types d'alimentation (sinusoïdale et non sinusoïdale).

Tout au long du processus de validation du modèle analytique, nous avons systématiquement comparé les résultats de simulations aux essais expérimentaux pour des essais à vide. De par la constitution des machines, de leurs instrumentations et des grandeurs accessibles, il n'a pas été possible d'isoler uniquement les pertes fer expérimentales pour valider d'une manière sans équivoque la procédure implantée. Il serait intéressant, à la suite de ces travaux, de pouvoir mettre en œuvre une maquette expérimentale dédiée qui permet d'effectuer une telle validation. Ensuite, une prochaine étape serait de comparer les résultats dans le cas d'essais en charge. Là encore, la problématique est loin d'être triviale étant donné que la réaction magnétique des courants devrait avoir un effet non négligeable sur l'état magnétique de la machine et, a priori, sur les pertes fer. Enfin, de par les effets du processus de fabrication sur les caractéristiques magnétiques des matériaux, il est illusoire de songer à quantifier les pertes fer d'une manière relativement précise au travers de la modélisation d'une structure avec des grandeurs déterministes pour les propriétés des matériaux magnétiques. Il serait donc intéressant de conjuguer une approche stochastique de modélisation numérique avec la procédure de quantification des pertes que nous avons mise au point.

Actuellement, une nouvelle version du code de calcul (*code_Carmel3D*) est en cours de développement au sein du laboratoire commun LAMEL, traduisant la collaboration entre l'équipe modélisation du laboratoire L2EP et le Département THEMIS de EDF R&D. La procédure développée dans les présents travaux devrait être implémentée et capitalisée dans cette nouvelle version.

ANNEXES

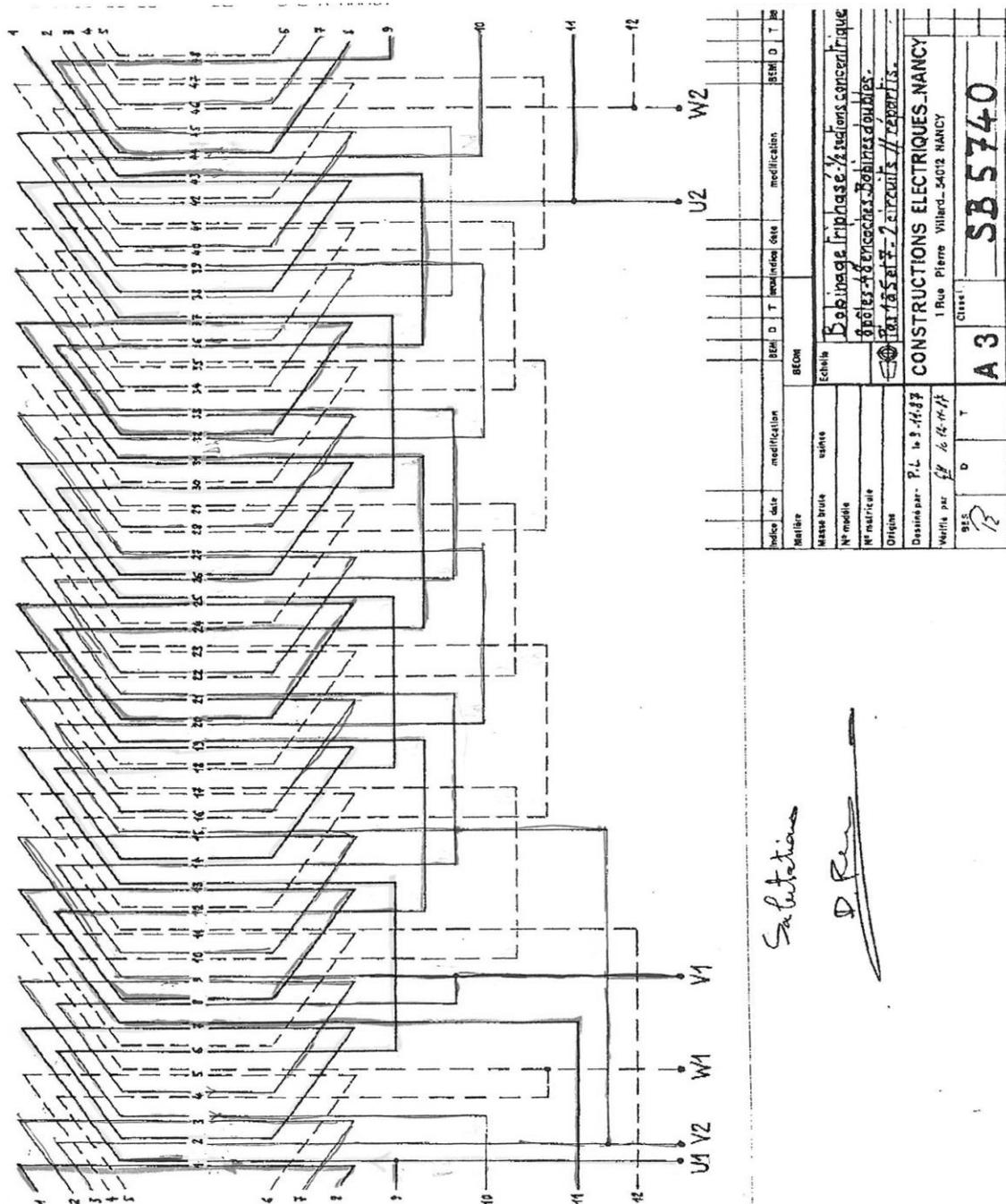
Annexe 1 Détails sur la géométrie du moteur de 5,5kW

Le diamètre extérieur du stator est de 224 mm, celui intérieur est de 150 mm avec une longueur de 170 mm et une épaisseur des dents statoriques de 5,8 mm. Le diamètre intérieur et extérieur du rotor est de 46 mm et 149,3 mm respectivement.

| Nom du client | N de Cde | Puiss. kW | Volts | Fréq. | Ampères | Tours/mn. | Rend. % | Fact. de Puissance | CONSTRUCTIONS ELECTRIQUES NANCY | | | | | | | | | | | | | |
|--|----------|-----------|---------|--|-------------------------------|---------------|---------------|---|---------------------------------|-------------------------------|--|--|--------------------------------------|--|------------------------------------|--|--|--|---|--|---|--|
| ADRINHORD | 486682 | 5,5 | 231/400 | 50 | 22,9/13,2 | 678 | 81 | .74 | Moteur Asynchrone Triphasé | | | | | | | | | | | | | |
| Delai: STATOR Cn= 7,90mKg | | | | | | | | | Type: T 160 M-8 8 pôles | | | | | | | | | | | | | |
| D2L= 8.52 x10 ⁶ FER FORME: 2 | | | | | | BOBINAGE | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Tôles | D.ext. | D.int. | Long. | Encoches | | N. fils /enc. | Diam. du fil | Section cuivre | Schéma | | | | | | | | | | | | | |
| | 224 | 150 | 170 | Nb. | Dimensions | Isol. | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | 48 | P 4625 / 25,5 147,6mm2 7,5 | F | 24 + 24 | 1 f de .85 1 f de .9 | 57,77 mm2 | SB 5740 1 a 6 2 C// -6B | | | | | | | | | | | | |
| Entrefer : P8 Pr-c=2.1592 ROTOR K8= .391 | | | | | | | | | STATOR | | | | | | | | | | | | | |
| D1L= 3.78 x10 ⁶ FER FORME: 11 | | | | | | CONDUCTEURS | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Tôles | D.ext. | D.int. | Long. | Encoches incl. i=7,6mm | | N. fils /enc. | Diam. du fil | Mat. | dimensions couronnes | | | | | | | | | | | | | |
| | 149,3 | 46 | 170 | Nb. | Dimensions | Isol. | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | 44 | P 178 | | 1 | 42,1mm2 | AL | 300 mm2 | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| $t = 58.98$ $t = 9.81$ $D_{hd} = 203$ $t_{hd} = 13.28$ $z_d = 5.786$ 5.790 $R1 = 1.07131$ $X1 = 2.80802$ $XM = 33.61599$ | | | | $N_s = \frac{48 \times (24 + 24)}{6 \times 2} = 192$ $K_b = .933$ $4 = \frac{231}{222 \times .933 \times 192} \times 10^6 = .5808 \times 10^6$ $B_e = \frac{.5808}{0.7 \times 5.09 \times 17} \times 10^6 = 8286$ $B_d = \frac{8286 \times 9.81}{0.92 \times 2d} = 15282$ 15270 $B_c = \frac{.5808}{0.92 \times 2.1 \times 17} \times 10^6 = 17685$? 1 | | | | H4/B4=1 $2hc = 77.9$ $Bcr = 4767$ | | | | | $G = 1$ $G = .3$ $G = 6.60300$ | | $N = 0$ $N = 525$ $N = 0000$ | | $COS = .463$ $COS = .722$ $COS = .777$ | | $J = 47.46$ $J = 33.63$ $J = 12.18$ | | $C = 18.38$ $C = 17.14$ $C = 7.9$ | |
| T 160 M-8 n8 Imprim. OUI=1 NON=2 7/05/96 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| T 160 M-8 n8 150 mm 149.3 mm 170 mm 8286 G 231 V 11.9 A | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |

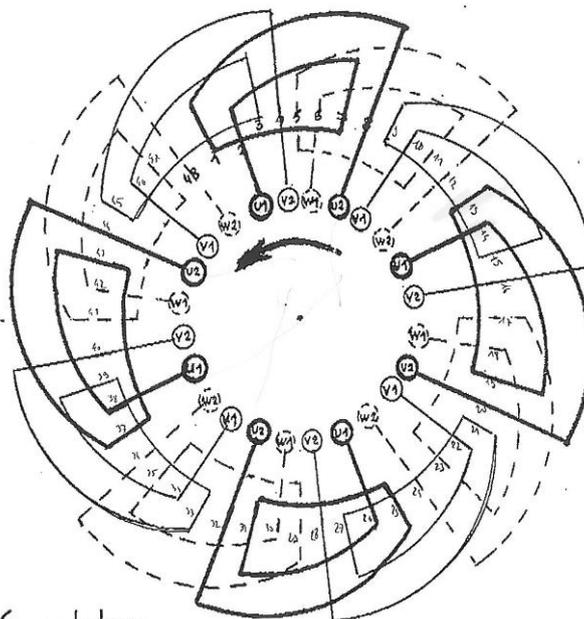
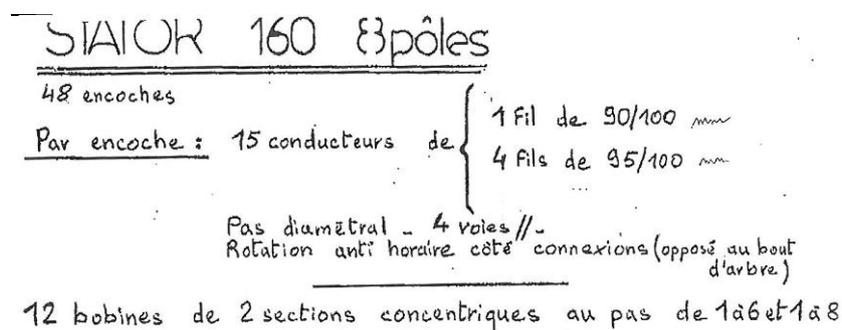
Annexe 2 Schéma bobinage moteur de 5,5 kW

Le stator de la machine présente 48 encoches avec un bobinage triphasé à 8 pôles qui comportent deux circuits en parallèle. Les deux circuits sont composés de deux fils en parallèle de 0,85 et 0,9 mm de diamètre avec 48 spires par encoche. La résistance mesurée sur une phase à 20°C est de 0,789 Ω.



Annexe 3 Schéma de bobinage et détails de la géométrie du moteur de 30kW

Le stator de la machine comporte 48 encoches, avec un bobinage à 8 pôles concentriques par pôle. La résistance moyenne mesurée entre deux phases à 20°C est de 49,82 mΩ. Les diamètres extérieur et intérieur du stator sont, respectivement, de 240 mm et 150mm avec une longueur de 190 mm et une épaisseur de la dent statorique de 5,2 mm. Le diamètre extérieur et intérieur du rotor est de 149 mm et respectivement de 60 mm. La taille de l'entrefer de cette maquette est de 0,5 mm.



sortie 6 cables
 les quatre U1 sont réunis sur un cable
 // // U2 // // // //
 // // V1 // // // //
 // // V.2 // // // //
 // // W1 // // // //
 // // W2 // // // //

Annexe 4 Schéma de l'instrumentation du stator

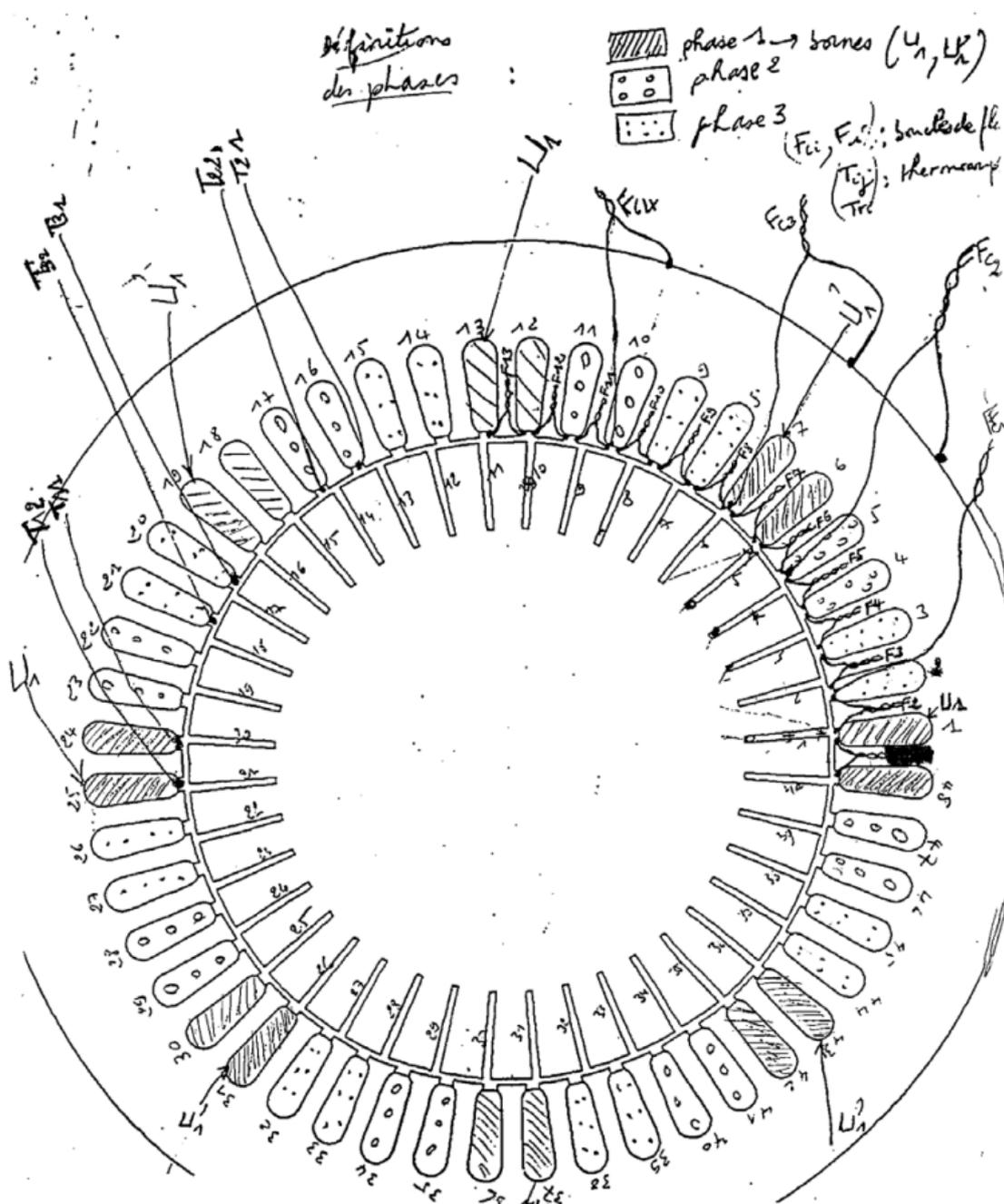


Fig.2: Instrumentation et repérages des phases, des encoches du stator (l'exemple de rotor est celui du rotor massif rainuré)

(boucles des dents: F1 à F13)

(boucles de couronne+dents: Fc1 à Fc4)

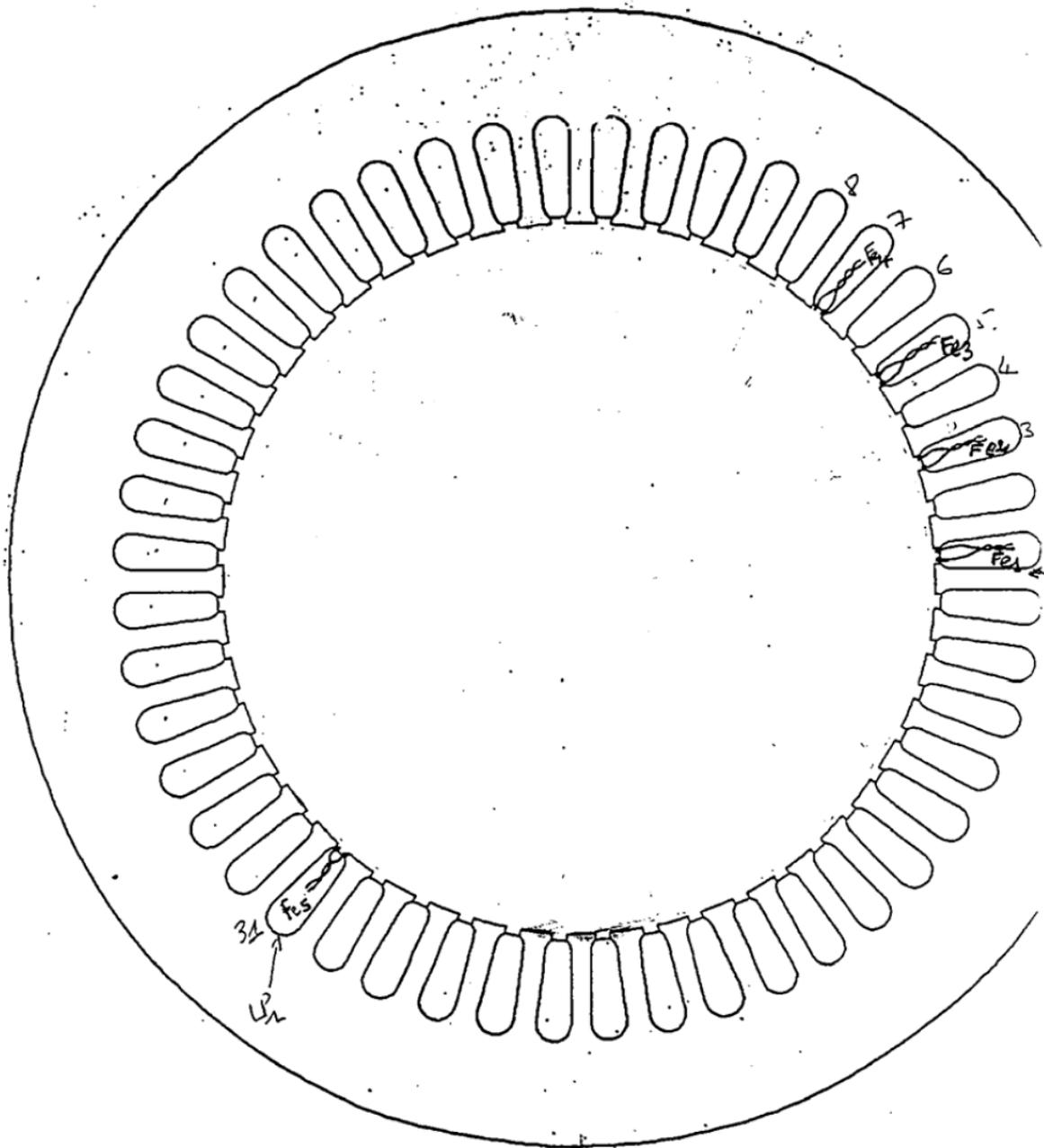


Fig.3: Instrumentation des encoches du stator

(partie active seule: Fe1 à Fe3)
 (partie active+tête de bobine: Fe4 et Fe5)

REFERENCES

- [1] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [2] “Émissions de CO₂ dans le monde,” *Wolfram Alpha*, Consulté le déc-2012. [Online]. Available: <http://www.wolframalpha.com/input/?i=co2+emission+international>.
- [3] “Le guide technique Motor Challenge.” 2006.
- [4] P. Weiss, “La variation du ferromagnétisme avec la température,” *Comptes Rendus des Séances de l’Académie des Sciences*, vol. 143, pp. 1136–1139, 1906.
- [5] P. Weiss, “L’hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique,” 1907.
- [6] P. Brissonneau, *Magnétisme et matériaux magnétiques pour l’électrotechnique*. Hermes Sciences Publicat., 1997.
- [7] G. Bertotti, “General properties of power losses in soft ferromagnetic materials,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 621–630, Jan. 1988.
- [8] G. Bertotti, *Hysteresis in magnetism: for physicists, materials scientists, and engineers*. Gulf Professional Publishing, 1998.
- [9] F. Fiorillo and A. Novikov, “An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2904–2910, Sep. 1990.
- [10] A. Moses, “Importance of rotational losses in rotating machines and transformers,” *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol. 1, no. 2, pp. 235–244, Mar. 1992.
- [11] M. Enokizono, T. Suzuki, J. Sievert, and J. Xu, “Rotational power loss of silicon steel sheet,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2562–2564, Sep. 1990.
- [12] W. M. Arshad, T. Ryckebusch, F. Magnussen, H. Lendenmann, B. Eriksson, J. Soulard, and B. Malmros, “Incorporating Lamination Processing and Component Manufacturing in Electrical Machine Design Tools,” in *Conference Record of the 2007 IEEE Industry Applications Conference, 2007. 42nd IAS Annual Meeting, 2007*, pp. 94–102.
- [13] C. Cyr, “Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques,” Doctorat Génie électrique, Laboratoire d’Électrotechnique et d’Électronique de Puissance, 2007.
- [14] R. Rygal, A. J. Moses, N. Derebasi, J. Schneider, and A. Schoppa, “Influence of cutting stress on magnetic field and flux density distribution in non-oriented electrical steels,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215–216, no. 0, pp. 687–689, Jun. 2000.

- [15] A. Schoppa, J. Schneider, and J.-O. Roth, "Influence of the cutting process on the magnetic properties of non-oriented electrical steels," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215–216, no. 0, pp. 100–102, Jun. 2000.
- [16] T. Nakata, M. Nakano, and K. Kawahara, "Effects of Stress Due to Cutting on Magnetic Characteristics of Silicon Steel," *IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan*, vol. 7, no. 6, pp. 453–457, Jun. 1992.
- [17] A. J. Moses, N. Derebasi, G. Loisos, and A. Schoppa, "Aspects of the cut-edge effect stress on the power loss and flux density distribution in electrical steel sheets," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215–216, no. 0, pp. 690–692, Jun. 2000.
- [18] M. Emura, F. J. G. Landgraf, W. Ross, and J. R. Barreta, "The influence of cutting technique on the magnetic properties of electrical steels," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 254–255, pp. 358–360, Jan. 2003.
- [19] A. Boglietti, A. Cavagnino, L. Ferraris, and M. Lazzari, "The annealing influence onto the magnetic and energetic properties in soft magnetic material after punching process," in *Electric Machines and Drives Conference, 2003. IEMDC'03. IEEE International*, 2003, vol. 1, pp. 503–508 vol.1.
- [20] F. Libert and J. Soulard, "Manufacturing Methods of Stator Cores with Concentrated Windings," in *The 3rd IET International Conference on Power Electronics, Machines and Drives, 2006*, 2006, pp. 676–680.
- [21] "Slinky Stator," *Precision Pressing Manufacturers*. [Online]. Available: <http://www.ppm.co.in/processes/helical-winding>.
- [22] A. Schoppa, J. Schneider, C.-D. Wuppermann, and T. Bakon, "Influence of welding and sticking of laminations on the magnetic properties of non-oriented electrical steels," in *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 254–55, pp. 367–369.
- [23] A. Schoppa, J. Schneider, and C.-D. Wuppermann, "Influence of the manufacturing process on the magnetic properties of non-oriented electrical steels," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215–216, no. 0, pp. 74–78, Jun. 2000.
- [24] C. P. Steinmetz, "On the law of hysteresis," *Proceedings of the IEEE*, vol. 72, no. 2, pp. 197–221, Feb. 1984.
- [25] H. Jordan, "Die ferromagnetischen Konstanten fur schwache Wechselfelder," *Elektr. Nach. Techn.*, vol. 1, p. 8, 1924.
- [26] C. Yicheng and P. Pillay, "An improved formula for lamination core loss calculations in machines operating with high frequency and high flux density excitation," in *Industry Applications Conference, 2002. 37th IAS Annual Meeting. Conference Record of the*, 2002, vol. 2, pp. 759–766 vol.2.
- [27] D. M. Ionel, M. Popescu, S. J. Dellinger, T. J. E. Miller, R. J. Heideman, and M. I. McGilp, "On the variation with flux and frequency of the core loss coefficients in electrical machines," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 42, no. 3, pp. 658–667, May 2006.

- [28] M. Popescu and D. M. Ionel, "A Best-Fit Model of Power Losses in Cold Rolled-Motor Lamination Steel Operating in a Wide Range of Frequency and Magnetization," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 4, pp. 1753–1756, Apr. 2007.
- [29] D. M. Ionel, M. Popescu, M. I. McGilp, T. J. E. Miller, S. J. Dellinger, and R. J. Heideman, "Computation of Core Losses in Electrical Machines Using Improved Models for Laminated Steel," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 43, no. 6, pp. 1554–1564, Dec. 2007.
- [30] J. Lavers, P. Biringer, and H. Hollitscher, "A simple method of estimating the minor loop hysteresis loss in thin laminations," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 14, no. 5, pp. 386–388, Sep. 1978.
- [31] M. Liwschitz-Garik and J.-D. Chatelain, *Calcul des machines électriques*, 2 vols. Paris: Bordas.
- [32] D. Schmidt, M. van der Giet, and K. Hameyer, "Improved iron-loss prediction by a modified loss-equation using a reduced parameter identification range.," *SMM 20*, Greece, 2011.
- [33] D. Eggers, S. Steentjes, and K. Hameyer, "Advanced iron-loss estimation for nonlinear material behavior," *INTERMAG 2012*, Vancouver, Canada, 2012.
- [34] J. Reinert, A. Brockmeyer, and R. W. A. A. De Doncker, "Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 37, no. 4, pp. 1055–1061, Aug. 2001.
- [35] Jieli Li, T. Abdallah, and C. R. Sullivan, "Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms," in *Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference, 2001. Thirty-Sixth IAS Annual Meeting*, 2001, vol. 4, pp. 2203–2210.
- [36] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, and H. Tacca, "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters," in *2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, 2002. Proceedings*, 2002, pp. 36–41.
- [37] H. E. Tacca, "Extended Steinmetz Equation," Thayer School of Engineering, Report of Postdoctoral Research, Oct. 2002.
- [38] D. C. Jiles and D. L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 61, no. 1–2, pp. 48–60, Sep. 1986.
- [39] F. Preisach, "Über die magnetische Nachwirkung," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 94, no. 5, pp. 277–302, May 1935.
- [40] J. J. C. Gyselinck, L. Vandeveld, D. Makaveev, and J. A. A. Melkebeek, "Calculation of no load losses in an induction motor using an inverse vector Preisach model and an eddy current loss model," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 4, pp. 856–860, Jul. 2000.

- [41] J. Saitz, “Computation of the core loss in an induction motor using the vector Preisach hysteresis model incorporated in finite element analysis,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 36, no. 4, pp. 769–773, Jul. 2000.
- [42] E. Dlala, “Efficient Algorithms for the Inclusion of the Preisach Hysteresis Model in Nonlinear Finite-Element Methods,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 47, no. 2, pp. 395–408, Feb. 2011.
- [43] A. Benabou, “Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d’une implantation dans un code de calcul de champ,” Thèse de Doctorat, Université de Lille1, 2002.
- [44] F. Delincé, “Modélisation des régimes transitoires dans les systèmes comportant des matériaux magnétiques non linéaires et hystérétiques,” Thèse de Doctorat, Faculté des Sciences Appliquées, Liège, 1994.
- [45] H. Debruyne, S. Clenet, and F. Piriou, “Characterisation and modelling of hysteresis phenomenon,” *Mathematics and Computers in Simulation*, vol. 46, no. 3–4, pp. 301–311, May 1998.
- [46] E. Della Torre and F. Vajda, “Parameter identification of the complete-moving-hysteresis model using major loop data,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 30, no. 6, pp. 4987–5000, Nov. 1994.
- [47] I. D. Mayergoyz, *Mathematical Models of Hysteresis and their Applications: Second Edition*, 1st ed. Academic Press, 2003.
- [48] G. Biorci and D. Pescetti, “Il Nuovo Cimento,” vol. 7, no. 6, pp. 829–842, 1958.
- [49] N. Sadowski, N. J. Batistela, J. P. A. Bastos, and M. Lajoie-Mazenc, “An inverse Jiles-Atherton model to take into account hysteresis in time-stepping finite-element calculations,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, no. 2, pp. 797–800, Mar. 2002.
- [50] P. R. Wilson, J. N. Ross, and A. D. Brown, “Optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 37, no. 2, pp. 989–993, Mar. 2001.
- [51] M. Toman, G. Stumberger, and D. Dolinar, “Parameter Identification of the Jiles-Atherton Hysteresis Model Using Differential Evolution,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 6, pp. 1098–1101, Jun. 2008.
- [52] T. Chevalier, A. Kedous-Lebouc, B. Cornut, and C. Cester, “A new dynamic hysteresis model for electrical steel sheet,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 275, no. 1–3, pp. 197–201, Jan. 2000.
- [53] T. Gautreau, “Estimation des pertes fer dans les machines électriques. Modèle d’hystérésis loss surface et application aux machines synchrones a aimants.,” Thèse de Doctorat, L’institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [54] A. Fasquelle, “Contribution à la modélisatio multi-physique: électro-vibro-acoustique et aérothermique de machines de traction,” Thèse de Doctorat, 2007.

- [55] B. Baholo, K. Atallah, P. H. Mellor, D. Howe, M. A. Mueller, T. J. Flack, and S. Williamson, "Effect of high frequency flux ripple on iron loss in induction machines," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 157–158, no. 0, pp. 444–446, May 1996.
- [56] M. A. Mueller, S. Williamson, T. J. Flack, K. Atallah, B. Baholo, D. Howe, and P. H. Mellor, "Calculation of iron losses from time stepped finite element models of cage induction machine," in *Electrical Machines and Drives, 1995. Seventh International Conference on (Conf. Publ. No. 412)*, 1995, p. 88.
- [57] C. I. McClay and S. Williamson, "The variation of cage motor losses with skew," in *Industry Applications Conference, 1998. Thirty-Third IAS Annual Meeting. The 1998 IEEE*, 1998, vol. 1, pp. 79–86.
- [58] C. A. Hernandez-Aramburo, T. C. Green, and A. C. Smith, "Estimating rotational iron losses in an induction machine," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 6, pp. 3527–3533, Nov. 2003.
- [59] C. A. Hernandez-Aramburo, T. C. Green, and S. Smith, "Assessment of power losses of an inverter-driven induction machine with its experimental validation," *Industry Applications, IEEE Transactions on*, vol. 39, no. 4, pp. 994–1004, 2003.
- [60] A. Boglietti, A. Cavagnino, and A. M. Knight, "Isolating the Impact of PWM Modulation on Motor Iron Losses," in *Industry Applications Society Annual Meeting, 2008. IAS '08. IEEE*, 2008, pp. 1–7.
- [61] K. Komezha and M. Dems, "Finite-Element and Analytical Calculations of No-Load Core Losses in Energy-Saving Induction Motors," *Industrial Electronics, IEEE Transactions on*, vol. 59, no. 7, pp. 2934–2946, Jul. 2012.
- [62] T. Wen-Chang, "Estimation of Core Losses in an Induction Motor under PWM Voltage Excitations Using Core Loss Curves Tested by Epstein Specimens," *International Forum on Systems and Mechatronics*, pp. 123–127, 2007.
- [63] S.-J. Lee, S.-I. Kim, and J.-P. Hong, "Investigation on core loss according to stator shape in interior permanent magnet synchronous motor," in *ICEMS 2008 International Conference on Electrical Machines and Systems.*, 2008, pp. 3158–3161.
- [64] E. Dlala, "Comparison of Models for Estimating Magnetic Core Losses in Electrical Machines Using the Finite-Element Method," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 2, pp. 716–725, Feb. 2009.
- [65] E. Dlala and A. Arkkio, "A General Model for Investigating the Effects of the Frequency Converter on the Magnetic Iron Losses of a Squirrel-Cage Induction Motor," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 9, pp. 3303–3315, Sep. 2009.
- [66] J. V. Leite, A. Benabou, and N. Sadowski, "Accurate minor loops calculation with a modified Jiles-Atherton hysteresis model," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 28, no. 3, pp. 741–749, 2009.

- [67] J. V. Leite, A. Benabou, N. Sadowski, and M. V. F. da Luz, “Finite Element Three-Phase Transformer Modeling Taking Into Account a Vector Hysteresis Model,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 45, no. 3, pp. 1716–1719, Mar. 2009.
- [68] G. Kalokiris, P. Rovolis, A. Kladas, and J. Tegopoulos, “A Coupled Numerical-Experimental Analysis of Iron Core Losses in Inverter fed Induction Motor,” in *Electromagnetic Field Computation, 2006 12th Biennial IEEE Conference on*, 2006, p. 93.
- [69] E. Durand, *Magnétostatique*, Masson et Cie. 1968.
- [70] F. Fournet, *Electromagnétisme à partir des équations locales*, Masson. 1985.
- [71] L. Kettunen, K. Forsman, and A. Bossavit, “Gauging in Whitney spaces,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 35, no. 3, pp. 1466–1469, May 1999.
- [72] T. Henneron, “Contribution à la prise en compte des Grandeurs Globales dans les Problèmes d’Electromagnétisme résolu avec la Méthode des Elémentes Finis,” Thèse de Doctorat, USTL, 2004.
- [73] A. Bossavit, “Whitney’s forms: a class of finite elements for three-dimensional computations in electromagnetism,” *IEE Proceedings*, vol. 135, no. 8, pp. 493–499, 1988.
- [74] E. Tonti, “Finite Formulation of Electromagnetic fields,” *ICS Newsletter*, vol. 8, no. 1, pp. 5–12, 2001.
- [75] N. Ida and J. Bastos, *Electromagnetics and Calculation of Fields*. Springer, 1997.
- [76] C. Johnson, “Numerical solution of partial differential equations by the finite element method,” *Cambridge University Press*, 1987.
- [77] Y. Le Menach, “Contribution à la modelisation numérique tridimensionnelle des systèmes électrotechniques,” Thèse de doctorat, Lille1, France, 1999.
- [78] F. C. Trutt, E. A. Erdelyi, and R. E. Hopkins, “Representation of the Magnetization Characteristic of DC Machines for Computer Use,” *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, vol. PAS-87, no. 3, pp. 665–669, Mar. 1968.
- [79] Z. Włodarski, “Analytical description of magnetization curves,” *Physica B: Condensed Matter*, vol. 373, no. 2, pp. 323–327, 2006.
- [80] A. Marrocco, “Analyse numérique des problèmes en électrotechniques,” *Ann. Sc. Math Québec*, vol. 1, pp. 271–296, 1977.
- [81] X. SHI, “Contribution à la simulation du mouvement en 3D avec la méthode des éléments finis, appliquée à la modélisation des machines électriques,” Thèse de Doctorat, Lille1, France, 2005.
- [82] C. Simao, N. Sadowski, N. J. Batistela, and J. P. A. Bastos, “Evaluation of Hysteresis Losses in Iron Sheets Under DC-biased Inductions,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 3, pp. 1158–1161, Mar. 2009.

- [83] K. H. Carpenter, "A differential equation approach to minor loops in the Jiles-Atherton hysteresis model," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 27, no. 6, pp. 4404 – 4406, Nov. 1991.
- [84] A. Benabou, S. Clénet, and F. Piriou, "Comparison of the Preisach and Jiles-Atherton models to take hysteresis phenomenon into account in finite element analysis," *COMPEL: The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering*, vol. 23, no. 3, pp. 825–834, 2004.
- [85] D. Everett, *Trans. Faraday Soc.*, vol. 51, pp. 1551–1557, 1955.
- [86] S. Clénet and F. Piriou., "Identification de la fonction d'Everett pour le modele de Preisach," *MGE 2000*, Lille, France, pp. 71–74, 2000.
- [87] E. Dlala, J. Saitz, and A. Arkkio, "Hysteresis Modeling Based on Symmetric Minor Loops," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 41, no. 8, pp. 2343 – 2348, Aug. 2005.
- [88] B. Azzerboni, E. Cardelli, G. Finocchio, and F. La Foresta, "Remarks about Preisach function approximation using Lorentzian function and its identification for nonoriented steels," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 39, no. 5, pp. 3028 – 3030, Sep. 2003.
- [89] S. E. Zirka and Y. I. Moroz, "Hysteresis modeling based on similarity," *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 35, no. 4, pp. 2090 –2096, Jul. 1999.
- [90] H. Domeki, Y. Ishihara, C. Kaido, Y. Kawase, S. Kitamura, T. Shimomura, N. Takahashi, T. Yamada, and K. Yamazaki, "Investigation of benchmark model for estimating iron loss in rotating machine," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 794 – 797, Mar. 2004.
- [91] Z. Gmyrek, A. Boglietti, and A. Cavagnino, "Estimation and analysis of iron losses in induction motors under sinusoidal and PWM excitation," in *18th International Conference on Electrical Machines, 2008. ICEM 2008*, 2008, pp. 1 –6.
- [92] M. S. Lancarotte, C. Goldemberg, and J. Penteado, Ad. A., "Estimation of FeSi core losses under PWM or DC bias ripple voltage excitations," *Energy Conversion, IEEE Transactions on*, vol. 20, no. 2, pp. 367 – 372, Jun. 2005.
- [93] F. Deng, "An improved iron loss estimation for permanent magnet brushless machines," *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 14, no. 4, pp. 1391 –1395, Dec. 1999.
- [94] J. P. A. Bastos and N. Sadowski, *Electromagnetic Modeling by Finite Element Methods*, 1st ed. CRC Press, 2003.
- [95] S. Richard, "Etude électromagnétique des parties frontales des alternateurs en régimes permanents et transitoires," Thèse de Doctorat, INPG, 1997.
- [96] B. Iamamura, "Contribution a la detection de defauts dans les rotors des turboalternateurs," Thèse de Doctorat, Université Lille1, 2011.
- [97] "IEEE Standard Test Procedure for Polyphase Induction Motors and Generators," *IEEE Std 112-1991*, p. 0_1, 1991.

- [98] M. J. Manyage and P. Pillay, "New Epstein Frame for Core Loss Measurements at High Frequencies and High Flux Densities," in *IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, 2008. IAS '08*, 2008, pp. 1–6.
- [99] S. Williamson, T. J. Flack, and A. F. Volschenk, "Representation of skew in time-stepped two-dimensional finite-element models of electrical machines," in *Conference Record of the 1994 IEEE Industry Applications Society Annual Meeting, 1994*, 1994, pp. 143–148 vol.1.
- [100] J. P. Ducreaux, "Computation of electromagnetics losses in high speed motors," *ELECTRIMACS'96*, Sep. 1996.
- [101] "MatWeb," *MatWeb*. [Online]. Available: <http://www.matweb.com/index.aspx>.
- [102] K. Yamazaki, "Harmonic copper and iron losses calculation of induction motor using nonlinear time-stepping finite element method," in *Electric Machines and Drives Conference, 2001. IEMDC 2001. IEEE International*, 2001, pp. 551–553.