



HAL
open science

Caractérisation et investigation des effets de la température d'utilisation sur les propriétés électromagnétiques des aciers magnétiques doux : application à la roue polaire de la machine à griffes

Meryeme Toto Jamil

► To cite this version:

Meryeme Toto Jamil. Caractérisation et investigation des effets de la température d'utilisation sur les propriétés électromagnétiques des aciers magnétiques doux : application à la roue polaire de la machine à griffes. Electromagnétisme. Université de Lille, 2021. Français. NNT : 2021LILUI027 . tel-03418025

HAL Id: tel-03418025

<https://theses.hal.science/tel-03418025v1>

Submitted on 6 Nov 2021

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.

**Thèse de
Doctorat de l'Université de Lille**

Spécialité : Génie électrique

par

Meryeme TOTO JAMIL

**Caractérisation et investigation des effets de la
température d'utilisation sur les propriétés
électromagnétiques des aciers magnétiques doux
- Application à la roue polaire de la machine à griffes -**

Soutenu le **23 février 2021** devant le jury composé de :

Mme Afef LEBOUC	Directeur de Recherche au CNRS, G2Elab	Rapporteur
Mme Marie-Ange RAULET	Maître de Conférences HDR, Université Lyon 1	Rapporteur
M. Anouar BELAHCEN	Professeur, Université d'Aalto, Finlande	Examineur
M. Nelson SADOWSKI	Professeur, UFSC, Brésil	Examineur
M. Jean-Bernard VOGT	Professeur, Centrale Lille	Président, Examineur
Mme Myriam DUMONT	Maître de Conférences HDR, Arts et Métiers ParisTech	Examineur
M. Abdelkader BENABOU	Maître de Conférences HDR, Université de Lille	Directeur
M. Stéphane CLENET	Professeur, Arts et Métiers ParisTech	Co-directeur
M. Thierry COOREVITS	Maître de Conférences, Arts et Métiers ParisTech	Invité
M. Jean-Claude MIPO	Dr. Ing., Valeo Equipements Electriques	Invité

Remerciement

Un remerciement est une occasion pour un chercheur pour pointer du doigt le fond humain de son entourage et des personnes ayant contribuées à ses œuvres.

Durant les trois années de thèse, j'ai eu la chance de côtoyer des chercheurs, des scientifiques aussi bons des côtés scientifique et pédagogique que du côté humain. Ainsi, je saisi cette occasion pour remercier tout d'abord, mon directeur de thèse Abdelkader BENABOU qui m'a initié à la recherche et qui grâce à sa confiance j'ai découvert le génie électrique. Je le remercie plus particulièrement pour le temps qu'il m'a consacré, pour la qualité de son suivi ainsi que pour toutes les discussions scientifiques, commentaires constructifs ainsi que ses conseils professionnels durant les années de thèse. Je remercie tout aussi chaleureusement, mon co-directeur Stéphane CLENET qui était toujours présent pour me rassurer, me féliciter pour mes travaux, me conseiller et me remonter le moral quand j'en avais besoin.

Je remercie Jean-Claude MIPO, mon encadrant industriel Valeo, qui a contribué au bon déroulement de la thèse tant sur le volet administrative que sur le volet scientifique appliqué. En particulier pour ses explications et ses conseils qui m'ont appris comment m'adapter entre la recherche et l'industrie. Je remercie également Laure Arbenz mon encadrante Valeo, qui malgré son départ de Valeo a toujours été présente pour me soutenir et m'encourager pour aller au bout de mon travail. Aussi, durant ma première année de thèse, elle n'a pas hésité à partager avec moi son savoir-faire ainsi que les différents outils; matériels et managérial qui ont constitué une base solide sur laquelle j'ai pu fonder cette thèse et d'appréhender au mieux le monde industriel. Je tiens à remercier les autres personnes que j'ai rencontrées chez Valeo, en particulier Sophie PERSONNAZ et Céline BERTHOD.

Aussi, ce travail de thèse ne serait pas ce qu'il est sans l'aide de Thierry COOREVITS et les explications et conseils de Myriam DUMONT du laboratoire MSMP de l'ENSAM.

Revenant au L2EP, je tiens à remercier l'ensemble des membres du laboratoire certains m'ont bien accueilli et d'autres ont, en plus, contribué à entretenir une bonne ambiance de travail. En particulier, je remercie Sylvain SHIHAB, Loïc CHEVALIER, Julien KORECKI, le technicien Olivier FERLA et la secrétaire du laboratoire Sylvie DEZODT. J'ai une pensée toute particulière pour Rihab, mon amie et collègue du bureau. Je pense que je n'ai pas seulement gagné une collègue pour la thèse mais plutôt une amie pour la vie.

Je remercie Afef LEBOUC pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et plus généralement pour tous les échanges que nous avons eus au cours des différentes conférences qui nous ont rassemblées. Nous nous sommes souvent croisées et ce fut toujours avec plaisir. De la même manière je remercie Marie-Ange RAULET pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et pour l'intérêt qu'elle a porté à mon travail. Je remercie les autres membres du jury, Anouar BELAHCEN, Nelson SADOWSKI, Myriam DUMONT et Thierry COOREVITS pour

avoir accepté de juger ce travail. Je remercie particulièrement Jean-Bernard VOGT pour avoir présidé le jury.

Je remercie enfin ma famille et ma belle-famille, ma mère qui est toujours à mon écoute et sur qui je reporte trop souvent mon stress, à mon père qui a toujours été mon exemple et ma fierté, à mon époux et mes sœurs qui ont toujours su trouver les mots pour me conforter et ma belle-mère qui a tant prié pour ma réussite. Aucun mot n'exprime ma gratitude pour votre soutien et votre confiance. Grand merci.

Table de matière

Introduction générale	1
Chapitre 1 : Etat de l'art	5
Première partie : Fonctions et propriétés de la roue polaire	7
I. La machine à griffes	7
I.1 Présentation de la machine à griffes	7
I.2 Etude de la machine à griffes.....	8
I.3 La roue polaire dans la machine à griffes	12
II. Cycle de vie de la roue polaire	12
II.1 Matériau constitutif de la roue polaire	13
II.2 Procédés de fabrication de la roue polaire	14
II.3 Environnement de fonctionnement de la roue polaire	15
Deuxième partie : Propriétés de l'acier de la roue polaire dans son environnement	17
I. Microstructure et propriétés magnétiques	17
I.1 Généralités sur le magnétisme	17
I.2 Généralités sur la microstructure des aciers	24
I.3 Microstructure et propriétés électromagnétiques.....	27
II. Impacts de la température sur les propriétés de l'acier magnétique	32
II.1. Effet réversible de la température.....	32
II.2. Vieillesse magnétique	35
Troisième partie : Techniques de caractérisation applicables à la roue polaire	43
I. Mesure de la conductivité électrique	43
I.1 Mesures sans contact	43
I.2 Mesures avec contact.....	44
II. Mesure des propriétés magnétiques	45
II.1 Techniques de caractérisation normalisées.....	46
II.2 Techniques de caractérisation non normalisées	49
III. Mesure de phénomènes magnétothermiques	52
Chapitre 2 : Méthodologie de caractérisation de la RP	57
Première partie : Analyse du besoin	59
I. Définition du besoin	59
I.1 Contrainte de géométrie.....	59
I.2 Contrainte d'hétérogénéité de la RP	59
I.3 Contrainte de température	60
II. Echantillonnage de la roue polaire	61
II.1 Zone d'extraction des échantillons	61
II.2 Dimensionnement des échantillons	62
II.3 Technique de prélèvement des échantillons	62

Deuxième partie : Caractérisation magnétique de la RP.....	63
I. Conception du banc mini-SST	63
I.1 Définition du dispositif mini SST.....	63
I.2 Modèles numériques.....	67
I.3 Mesure du champ magnétique	68
I.4 Mesure de l'induction magnétique	72
II. Mise en place et développement du banc	74
II.1. Mise en place du banc	74
II.2. Analyse de la mesure mini SST : Diagramme 5M	76
II.3. Définition de la méthode et du protocole de mesure	78
II.4. Validation du banc mini SST.....	80
III. Exploitation.....	84
III.1. Population à étudier.....	84
III.2. Propriétés magnétiques de la RP	85
Troisième partie : Caractérisation de la conductivité électrique de la RP.....	89
I. La mesure 4 pointes	89
I.1 Principe de la mesure.....	89
I.2 Banc de caractérisation.....	90
I.3 Incertitudes de mesure	90
I.4 Détermination du protocole expérimental	91
II. Facteur de forme	92
II.1 Méthode numérique pour la simulation du facteur de forme.....	93
II.2 Comparaison du modèle numérique avec l'approche analytique	94
III. Exploitation de la méthode de mesure.....	95
III.1. Population à étudier.....	95
III.2. Caractérisation de la conductivité électrique de la roue polaire	95
 <i>Chapitre 3 : Dépendance en température de fonctionnement des propriétés électromagnétiques de la RP.....</i>	 99
Première partie : Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP.101	101
I. Mesures expérimentales.....	101
I.1 Population étudiée	101
I.2 Protocole expérimental	101
II. Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP.....	101
II.1 Dépendance en température de la conductivité électrique.....	101
II.2 Dépendance en température des propriétés magnétiques	103
II.3 Lien expérimental entre la dépendance en température des pertes dynamiques et la conductivité.....	107
Deuxième partie : Prédiction des pertes dynamiques d'un échantillon RP à température élevée à partir de la conductivité électrique	111
I. Aperçu bibliographique des modèles avec prise en compte de la température	111
I.1. Modèle statique de Jiles-Atherton	111
I.2. Modèle de séparation des pertes	112
I.3. Modèle de résolution de l'équation de diffusion	114

II. Modèle de prédiction des pertes dynamiques à température élevée appliqué sur un échantillon RP	
114	
II.1. Résolution de l'équation de diffusion dans le cas de l'échantillon RP	114
II.2. Définition du modèle	115
II.3. Validation du modèle sur l'échantillon roue polaire	116
Troisième Partie : Application – Effet de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les performances de la machine à griffes	119
I. Modélisation de la machine à griffes	119
I.1. Modèle numérique	119
I.2. Conditions de calcul	120
I.3. Validation	122
II. Effet de la température de fonctionnement de la RP sur la machine à griffes	122
II.1. Fonctionnement à vide.....	122
II.2. Fonctionnement en charge.....	125
Chapitre 4 : Vieillessement magnétique.....	135
Première partie : Etude expérimentale du vieillissement magnétique du matériau RP	137
I. Mesures expérimentales.....	137
I.1 Population étudiée	137
I.2 Protocole expérimental	138
I.3 Outils et méthodes de caractérisation	139
II. Effet du vieillissement sur le matériau de la RP	140
II.1. Effet du vieillissement sur la conductivité électrique	140
II.2. Effet du vieillissement sur les propriétés magnétiques	141
II.3. Effet du vieillissement sur la microstructure et sur la dureté mécanique	144
Deuxième partie : Analyse du vieillissement magnétique de la RP.....	147
I. Cinétique du vieillissement de la RP.....	147
I.1. Précipitation et ancrage des parois de domaines.....	147
I.2. Cinétique de vieillissement au sein de la RP	149
I.3. Vieillessement et durcissement mécanique	152
II. Vieillessement du matériau RP au sein de la machine à griffes	153
II.1. Hétérogénéité du vieillissement au sein de la RP	153
II.2. Impact du vieillissement sur la machine à griffes.....	158
Troisième partie : Modélisation du vieillissement	161
I. Modèles de cinétique de précipitation	161
I.1. Modèles de cinétique de précipitation : Aperçu bibliographique	161
I.2. Modèle JMAK	162
II. Approche de modélisation de la cinétique du vieillissement avec le modèle JMAK	162
II.1. Hypothèses du modèle :	163
II.2. Formulation du modèle.....	163
II.3. Identification des paramètres du modèle	164
II.4. Calcul des pertes.....	167
III. Proposition d'intégration de la cinétique du vieillissement dans un modèle de pertes fer	168

III.1. Modèle des pertes	169
III.2. Application du modèle JMAK au coefficient de pertes par hystérésis <i>khys</i>	169
<i>Conclusion générale</i>	175
<i>Références bibliographiques</i>	179
<i>Annexe 1 –Micrographie MEB</i>	185

Table des illustrations

Liste des Figures

Figure I. 1 : Vue éclatée de la machine à griffes	7
Figure I. 2 : Rotor de la machine à griffes et ses composants	8
Figure I. 3 : (a) Stator slinky (gauche) et (b) Rotor à griffes (hybride) avec aimant inter-griffes [16].....	8
Figure I. 4 : Schéma de fonctionnement de la machine à griffes [1]	9
Figure I. 5 : Représentations(a) schéma et (b) modélisation du trajet du flux inducteur dans une machine à griffe [17], [18]	9
Figure I. 6 : Répartition des pertes de la machine en fonction de la vitesse de rotation [17]. Avec P_{exc} , pertes joule au rotor (excitation), P_{diodes} , les pertes dans le pont redresseur à diodes, $P_{Jstator}$, pertes joule au stator, P_{fer} les pertes fer au stator et au rotor et $P_{méca}$ les pertes mécaniques	10
Figure I. 7 : Induction magnétique en fonction du champ magnétique pour 16 échantillons de rotors [29]	12
Figure I. 8 : Représentation schématique du cycle de vie d'une roue polaire	13
Figure I. 9 : Microstructure (MEB) de l'acier roue polaire	14
Figure I. 10 : Procédés de fabrication d'une roue polaire.	15
Figure I. 11 : Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome (cas d'un électron)[2]	17
Figure I. 12 : Comparaison entre les propriétés magnétique des catégories de matériaux	18
Figure I. 13 : a) Domaines de Weiss; b) Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch	20
Figure I. 14 : Effet de l'application d'un champ extérieur sur la courbe de 1ère aimantation	21
Figure I. 15 : Cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique	22
Figure I. 16 : Construction de la courbe normale à partir des cycles d'hystérésis mineurs centrés.	23
Figure I. 17 : Schéma des mailles cristallines élémentaires du fer (a) CC et (b) CFC.....	25
Figure I. 18 : Détails du diagramme d'équilibre fer-carbone pour les très faibles taux de carbone (équilibre Fe-Fe ₃ C) [38]	25
Figure I. 19 : Types de défauts ponctuels dans les cristaux.....	26
Figure I. 20 : Structure d'une dislocation.....	27
Figure I. 21 : Courbe d'aimantation d'un monocristal de fer.[46]	28
Figure I. 22 : Effet de la taille des grains sur le cycle d'hystérésis d'un acier à 0.5% Si [41]	28
Figure I. 23 : (a) Aimantation à saturation de quelques alliages de fer, (b) résistivité électrique, à 20°C de quelques alliages de fer [34].....	29
Figure I. 24 : Effet de la teneur en silicium sur les propriétés électromagnétiques [57]. Le trait pointillé rouge indique la teneur en Si dans le matériau roue polaire.	30
Figure I. 25 : Effet des précipités (vieillessement) sur le cycle d'hystérésis d'un acier à faible carbone [41].....	31
Figure I. 26 : Dépendance en température de la résistivité électrique de quelques alliages magnétiques doux [46]	32
Figure I. 27 : Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pour Fe, Co et Ni purs [46]	33
Figure I. 28 : Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau FeSi 3% GNO en régime statique (1 Hz) [8].....	34
Figure I. 29 : Mesure des propriétés magnétiques d'une tôle 35A360 à 50 Hz (jusqu'à 500 C) : (a) courbe normale, (b) pertes fer [6].....	34
Figure I. 30 : Variation du degré de vieillissement (mesuré par la variation du champ coercitif ΔH_c), en fonction de la concentration du silicium [67].....	36
Figure I. 31 : Effet du vieillissement magnétique d'un acier à 0.3%Si et 0.013%C (% en masse) sur le champ coercitif [11]	37
Figure I. 32 : Cémentite intergranulaire aux joints de grains (MEB) [70]	38
Figure I. 33 : Carbures situés dans la ferrite observés au MEB-FEG [71]	38
Figure I. 34 : Cycles d'hystérésis d'acier électrique à 0.2%Si après 0 h, 10 h et 30 h de vieillissement forcé à 1 T / 60 Hz / 210 °C [13].....	39

Figure I. 35 : Evolution de (a) l'indice de vieillissement, (b) dureté Vickers en fonction du temps pour des échantillons de 40 ppm et de 60 ppm de carbone vieillis à 200 et 225 °C, respectivement [15]	40
Figure I. 36 : Évolution des carbures de fer (taches blanches) dans l'échantillon à 40 ppm C vieillis: a) à 0 h, b) 1,2 h c) 90 h à 200 °C et dans l'échantillon à 60 ppm vieillis: d) 0h, e) 1,5 h, f) 90 h à 225 °C [15]	41
Figure I. 37 : Ordres de grandeur pour la mesure de résistivité des différentes méthodes sans contact [77]	43
Figure I. 38 : Mesure par quatre pointes colinéaires équidistantes.	45
Figure I. 39 : Principe de mesure fluxmétrique (cas d'un échantillon torique).....	46
Figure I. 40: Méthodes de caractérisation normalisées [88]	47
Figure I. 41 : Banc CaMEA de mesure magnétique [1]	50
Figure I. 42 : Capteur 3MA [96]	50
Figure I. 43 : mini cadre Epstein du G2Elab [97].....	51
Figure I. 44 : (a) Dimensions des mini SST, (b) Comparaison des cycles d'hystérésis et perméabilité mesurés par mini SST et le référence Epstein [100].....	51
Figure I. 45 : Banc spécial de mesure des propriétés magnétiques d'échantillon toriques à température élevée [6]	53
Figure I. 46 : Circuit torique adapté aux températures élevées, (a) après bobinage par fil de cuivre haute température, (b) après isolation par un ruban en fibre de verre.[8]	54
Figure I. 47 : SST réduit mis en étuve pour des caractérisation magnétothermiques [105]	54
Figure II. 1 : Photos de la roue polaire sous différentes vues.	59
Figure II. 2: Variation de taille de grain dans une griffe [1]	60
Figure II. 3 : Carte thermique de la température de service de la machine à griffes	61
Figure II. 4 : Zones de prélèvement des échantillons dans la roue polaire	61
Figure II. 5 : Dimensions des échantillons	62
Figure II. 6 : Représentation schématique et données géométriques (mm) de la culasse	64
Figure II. 7 : Circulation du champ magnétique dans le circuit magnétique mini SST.....	64
Figure II. 8 : Méthode de mesure de champ magnétique à la surface de l'échantillon avec deux sondes à effet Hall	66
Figure II. 9 : Photo et données géométriques (mm) de la sonde à effet Hall.....	66
Figure II. 10 : Différentes configurations de la bobine secondaire	67
Figure II. 11 : Simulation 3D du mini SST maillé sous Salomé.....	68
Figure II. 12 : Emplacement des sondes à effet Hall dans le mini SST.....	69
Figure II. 13 : Simulation 3D magnétostatique de la distribution du champ magnétique au-dessus de l'échantillon (configuration 1) et en-dessous de l'échantillon (configuration 2).....	70
Figure II. 14 : Comparaison entre courbes normales reconstruites issues de la simulation 3D magnétostatique des deux configurations.....	70
Figure II. 15 : Comparaison entre courbes normales issues de deux méthodes d'estimation du champ magnétique	71
Figure II. 16 : Détermination du champ magnétique dans l'échantillon (résultat de simulation numérique) [112].	72
Figure II. 17 : Simulation 3D magnétodynamique (0.5 Hz) de l'évolution de l'induction magnétique suivant x (la longueur) et suivant y (l'épaisseur) de l'échantillon	73
Figure II. 18 : Influence de la longueur de la bobine sur la valeur de l'induction (Erreur = $(B_{max}-B_{min})/B_{max}$)	73
Figure II. 19 : Résultats numériques de la simulation 3D EF magnétodynamique (20 Hz). (a) Induction magnétique B (T) et (b) distribution du champ magnétique H (A / m) dans le mini SST (culasse et échantillon).....	74
Figure II. 20 : Schéma et photo du dispositif de caractérisation magnétique [113]	75
Figure II. 21 : Schéma représentatif des différents éléments du banc mini SST	75
Figure II. 22 : Diagramme 5M associé à la mesure magnétique à l'aide du mini SST	77
Figure II. 23 : Design du support mini SST avec empreinte pour l'insertion de l'échantillon	80
Figure II. 24. Comparaison des courbes B-H (a) et des pertes fer (b) mesurées sur SST miniaturisé avec celles mesurées sur SST normalisé à température ambiante (20 Hz)	81
Figure II. 25 : Courbes de répétabilité des mesures avec mini SST	81
Figure II. 26 : Les différentes versions du banc mini SST	82

Figure II. 27 : Comparaison des mesures de la courbe normale et des pertes d'un même échantillon à 20 Hz réalisées sur trois versions du banc mini SST.....	83
Figure II. 28 : Échantillon 35 mm vs échantillon 27 mm.....	83
Figure II. 29 Résultats de caractérisation par mini SST à 20 Hz d'un échantillon de 35 mm de longueur réduit à 27 mm.....	84
Figure II. 30 : Emplacements des prélèvements dans la première roue polaire.....	84
Figure II. 31 : Courbes normales, des trois lots d'échantillons, mesurées à 20 Hz par mini SST.....	86
Figure II. 32 : Pertes spécifiques, des trois lots d'échantillons, mesurées à 20 Hz par mini SST.....	87
Figure II. 33 : Schéma et photo du dispositif de la mesure par quatre pointes.....	90
Figure II. 34: Simulation 3D de la mesure par quatre pointes.....	93
Figure II. 35 : Schéma illustratif du cas simulé d'une plaque mince.....	94
Figure II. 36 : Emplacement des prélèvements dans la roue polaire.....	95
Figure II. 37: Mesures de la conductivité électrique des échantillons extraits de différentes zones de la roue polaire [112].....	96
Figure III. 1 : ratio de conductivité électrique σ / σ_0 en fonction de la température.....	102
Figure III. 2 : Cycles d'hystérésis caractérisées à 1.5 T / 50 Hz à différentes températures [120].....	103
Figure III. 3 : Courbes normale B-H caractérisé à 25°C à 50 Hz et à 200 Hz.....	104
Figure III. 4 : Courbes normale B-H (échelle logarithmique pour champ H) de l'échantillon caractérisé à différentes températures, (a) à 50 Hz et (b) à 200 Hz [120].....	104
Figure III. 5 : Perméabilité relative caractérisée à 50 Hz à différentes températures[120].....	105
Figure III. 6 : Pertes magnétiques caractérisées à 50 Hz à différentes températures[120].....	106
Figure III. 7 : Pertes fer mesurées à 50 Hz à température ambiante avant et après essais réversibles en température.....	106
Figure III. 8 : Détermination des pertes par hystérésis à partir de l'extrapolation de l'énergie spécifique à fréquence nulle.....	107
Figure III. 9 : Pertes dynamiques en fonction de la fréquence à 1.5 T pour différentes températures [120].....	108
Figure III. 10 : Ratios des pertes par hystérésis et dynamiques, par rapport aux pertes à température ambiante, en fonction de la température, mesurées à 0.5T, 1T et 1.5T sur l'échantillon G [120].....	109
Figure III. 11 : Comparaison de l'évolution en fonction de la température du (a) ratio de la conductivité électrique σ / σ_0 et des (b) Pertes dynamiques normalisées pour les échantillons des trois zones de la roue polaire [120].....	110
Figure III. 12 : Discrétisation de la géométrie étudiée (avec Hm le champ à la surface de l'échantillon).....	115
Figure III. 13 : Mesures et simulations des pertes dynamiques (avec le modèle de la résolution de l'équation diffusion magnétique) à 200 Hz à différentes températures pour l'échantillon roue polaire.....	117
Figure III. 14 : Vue éclatée de l'alternateur à griffes [26].....	119
Figure III. 15 : L'alternateur à griffes dans son environnement électrique [26].....	121
Figure III. 16 : Courbe B(H)rot du rotor à 25 °C (T ambiante) et 200 °C (T de fonctionnement).....	122
Figure III. 17 : Comparaison du courant et du flux statoriques entre la température ambiante et la température de fonctionnement, (a) 3000 tr/min et (b) 18000 tr/min.....	127
Figure III. 18 : Répartition de la variation des pertes totales entre les configurations à températures ambiante et de fonctionnement.....	131
Figure III. 19 : Schéma de synthèse de l'effet de la température de fonctionnement sur la machine à griffes... ..	132
Figure IV. 1 : Photographie de la roue polaire avec zones d'extraction des échantillons PG et PE.....	138
Figure IV. 2 : Évolution de la conductivité électrique en fonction de la durée du vieillissement à 180 ° C.....	140
Figure IV. 3 : Caractéristiques magnétiques avant (0 h) et après 30 heures de vieillissement à 180 ° C, mesures effectuées à 20 Hz sur l'échantillon PE-e. (1) Cycles d'hystérésis (à 1,5 T), (2) Courbe B-H normale et (3) Pertes spécifiques totales.....	142
Figure IV. 4 : Évolution de l'indice de vieillissement par hystérésis en fonction de la durée du traitement de vieillissement (1 T), (1) échantillons PG et (2) échantillons PE.....	143
Figure IV. 5 : Précipités de carbone (1) avant et (2) après 60 heures de vieillissement thermique à 180 ° C (échelle de 20 μm).....	145
Figure IV. 6 : Précipiter les particules après 205 heures de traitement de vieillissement à 180 ° C (échelle de 100 μm).....	145
Figure IV. 7 : Imagerie MEB de l'échantillon PG-A (non vieilli) (échelle de 20 μm).....	145

Figure IV. 8 : Évolution de la dureté Vickers (charge de 3 kg) en fonction de la durée du vieillissement pour les échantillons PG et PE.....	146
Figure IV. 9 : Profils d'évolution avec le temps de certains paramètres d'état des précipités.....	148
Figure IV. 10 : Interaction entre précipités et parois de domaines et formation d'une structure de domaines de fermeture autour d'un précipité [46].....	149
Figure IV. 11 : Diagramme temps température précipitation (TTP) d'un acier bas carbone ($[C] = 0,046\%$, $[Mn] = 0,35\%$) [65].....	151
Figure IV. 12 : Illustration des trois étapes de la cinétique du vieillissement.....	152
Figure IV. 13 : Evolution des pertes spécifiques (1T-20 Hz) des échantillons PG et PE le long du vieillissement à 180 °C.....	155
Figure IV. 14 : Pertes spécifiques d'échantillons PG et PE avant (1) et après (2) vieillissement à 180 °C mesurées avec le mini SST à 20 Hz.....	156
Figure IV. 15 : Evolution du coefficient de variation C_v des pertes avant et après vieillissement. Avec C_v le rapport de l'écart type des pertes divisées par la valeur moyenne des pertes (tous les échantillons PE et PG sont considérés).....	156
Figure IV. 16 : Evolution en fonction de la durée du traitement de vieillissement de l'indice de vieillissement des pertes par hystérésis de l'échantillon noyau (1 T).....	157
Figure IV. 17 : Evolution des pertes par hystérésis et des pertes dynamiques mesurées sur l'échantillon noyau après différentes périodes de vieillissement.....	157
Figure IV. 18 : Evolution de l'indice de vieillissement de l'échantillon griffes calculé à partir des pertes spécifiques à 20 Hz pour 1 T et 1.5 T.....	158
Figure IV. 19 : Données expérimentales des pertes magnétiques (1T-20Hz) des échantillons PE.....	164
Figure IV. 20 : Conversion des pertes magnétiques en taux de transformation.....	164
Figure IV. 21 : Illustration du principe de décalage en temps de l'origine de la courbe de l'échantillon PE-e pour rejoindre la cinétique de l'échantillon de référence PE-c.....	165
Figure IV. 22 : Décalage en temps pour former une courbe maîtresse.....	166
Figure IV. 23 : Détermination des paramètres du modèle JMAK.....	166
Figure IV. 24 : Comparaison entre la courbe maîtresse du modèle et la courbe maîtresse des données expérimentales.....	167
Figure IV. 25 : Comparaison entre les pertes magnétiques modélisées et les mesures expérimentales.....	168
Figure IV. 26 : Comparaison entre les indices de vieillissement AI modélisés avec JMAK et ceux issus des mesures expérimentales.....	168
Figure IV. 27 : Evolution des paramètres (a) k_{hys} (en $W.s.T^{-\alpha}/Kg$) et (b) α le long du vieillissement.....	169
Figure IV. 28 : Comparaison entre le taux de transformation modélisés avec JMAK et celui issu des mesures expérimentales de k_{hys}	170
Figure IV. 29 : Comparaison entre k_{hys} (en $W.s.T^{-\alpha}/Kg$) issu des mesures expérimentales et celui calculées à partir du modèle JMAK.....	171
Figure IV. 30 : Comparaison entre les pertes par hystérésis P_{hys} (1T, 1Hz) déterminées à partir des mesures expérimentales et celles calculées à partir du k_{hys} déterminé par le modèle JMAK.....	171
Figure IV. 31 : Comparaison entre les pertes totales P_{tot} (1T) expérimentales et celles calculées à partir du k_{hys} déterminé par le modèle JMAK pour trois fréquences 20, 50 et 100 Hz.....	172

Liste des Tableaux

Tableau I. 1 : Composition chimique de l'acier de la roue polaire	14
Tableau I. 2 : Influence des éléments de substitution sur la précipitation du carbure [66] (“+” pour favorable et “-” pour défavorable).....	36
Tableau I. 3 : Comparaison entre les méthodes directe et indirecte de détermination du champ magnétique.....	52
Tableau II. 1 : Coefficient de Marrocco des matériaux constitutifs de la culasse et de l'échantillon roue polaire.	68
Tableau II. 2 : Définitions des axes du diagramme 5M.....	76
Tableau II. 3 : Synthèse de la répétabilité de mesure des propriétés magnétiques avec le banc mini SST.....	82
Tableau II. 4 : Synthèse de la fidélité de mesure des propriétés magnétiques vérifiée sur trois versions du banc mini SST.....	83
Tableau II. 5 : Récapitulatif de la désignation des différents lots d'échantillon.....	85
Tableau II. 6 : Variabilité des mesures magnétiques dans les trois zones de la roue polaire ainsi que sur l'ensemble de la pièce	87
Tableau II. 7 : Valeurs numériques pour le calcul de l'incertitude de mesure de la conductivité électrique	91
Tableau II. 8 : Valeur du facteur de forme calculé pour le cas des échantillons roue polaire	94
Tableau II. 9 : Nombre et dimensions des échantillons prélevés de la roue polaire.....	95
Tableau III. 1 : Récapitulatif des échantillons étudiés.....	101
Tableau III. 2 : Taux de variation de la conductivité électrique en fonction de la température	102
Tableau III. 3 : Taux de variation avec la température de la conductivité électrique comparés aux taux de variation des Pertes dynamiques normalisées pour les échantillons des trois zones de la roue polaire.....	110
Tableau III. 4 : Certaines paramètres d'entrée du modèle de simulation donnés à température ambiante et à température de fonctionnement.....	121
Tableau III. 5 : Cartes d'induction (T) et cartes de densité de courants induits ($A.m^2$) à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{fonc}) pour un fonctionnement à vide ($I_{exc} = 5 A$, $n = 18000 tr / min$).	123
Tableau III. 6 : Pertes par courants induits au rotor de la machine à griffes pour un fonctionnement à vide ...	124
Tableau III. 7 : Effet de la dépendance en température de la loi normale B-H sur les pertes par courants induits au rotor de la machine à griffes pour un fonctionnement à vide.....	124
Tableau III. 8 : Comparaison, dans le cas à vide, du ratio des pertes et du ratio des racines carrés des conductivités	124
Tableau III. 9 : Comparaison, pour le cas en charge, des modules de l'induction magnétique à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{fonc}), (a) 3000 tr/min et (b) 18000 tr/min	127
Tableau III. 10 : Comparaison, pour le cas en charge, des courants débités à température ambiante et à température de fonctionnement.....	128
Tableau III. 11 : Comparaison, pour le cas en charge, des densité des courants induits à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{fonc})	129
Tableau III. 12 : Comparaison, pour le cas en charge, des pertes par courants induits au rotor à température ambiante et à température de fonctionnement	129
Tableau III. 13 : Comparaison entre les pertes Joule au stator à température ambiante et à température de fonctionnement.....	130
Tableau III. 14 : Comparaison entre les pertes Joule au rotor à température ambiante et à température de fonctionnement.....	130
Tableau III. 15 : Comparaison entre les pertes totales à température ambiante et à température de fonctionnement	131
Tableau IV. 1: Durée de vieillissement totale pour chaque échantillon	139
Tableau IV. 2 : Impact du vieillissement sur la conductivité électrique: points de mesure et échantillons caractérisés.....	140
Tableau IV.3 : Valeurs initiales des pertes spécifiques à 1 T et 1.5 T	141
Tableau IV. 4 : Valeurs maximales des indices de vieillissement par hystérésis des échantillons PG et PE	144

Tableau IV. 5 : Valeurs de décalage en temps pour chaque échantillon PE 165

Introduction générale

De nos jours, les machines électriques sont omniprésentes dans différents secteurs industriels, notamment dans le secteur automobile. Ces dispositifs de conversion d'énergie occupent différents rôles entre moteur et alternateur, et s'adaptent de plus en plus aux contraintes de l'industrie automobile. Que ce soit pour des raisons de compétitivité du secteur ou pour répondre aux restrictions de plus en plus sévères des normes notamment en termes d'émissions de CO₂, les équipementiers automobiles, dont fait partie Valeo, sont dans un besoin continu d'améliorer les performances et l'efficacité énergétique de leurs machines. Certes, cette amélioration peut prendre différentes formes (nouvelles conceptions, optimisations, modélisation et simulation...), mais elle nécessite forcément une bonne connaissance du fonctionnement de la machine dans son intégralité ainsi que de ses divers composants.

Aujourd'hui, grâce aux développements des méthodes et outils numériques, l'analyse du fonctionnement et des performances d'une machine électrique repose de plus en plus sur la simulation numérique. Cependant, pour réaliser une simulation proche de la réalité et de prédire correctement les performances de la machine, il est nécessaire de disposer de modèles fiables pour retranscrire les différents phénomènes physiques susceptibles de se produire pendant le fonctionnement de la machine.

Le principal phénomène qui régit la conversion d'énergie au sein des machines électriques est électromagnétique. Il est lié à l'utilisation indispensable des matériaux ferromagnétiques tels les alliages Fe-Si. Grâce à leurs propriétés électromagnétiques, ces matériaux permettent de canaliser et faciliter la circulation du flux magnétique au sein du rotor et du stator de la machine. Le comportement des matériaux ferromagnétiques conditionne les performances des machines comme leur efficacité énergétique, le couple mécanique, le courant débité... D'où l'importance de bien les connaître.

En effet, il ne suffit pas seulement de se limiter aux propriétés électromagnétiques données par le fournisseur de la matière première. Car sous l'effet des contraintes physiques : mécaniques et / ou thermiques, ces propriétés sont modifiées, et ce à plusieurs reprises : tout d'abord, suite à l'impact des procédés de fabrication [1]–[3], puis pendant le fonctionnement de la machine. Autrement dit, non seulement, les propriétés électromagnétiques de la pièce finale ne sont pas les mêmes que ceux de la matière première, mais aussi, il est possible qu'elles soient modifiées lors du fonctionnement au sein de la machine.

Pour répondre à cette problématique, Valeo Electrical Systemes en partenariat avec le laboratoire L2EP (Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance de Lille), ont mené différentes études, pour le cas particulier des machines à griffes. Ils se sont intéressés notamment à la caractérisation des propriétés électromagnétiques [4] et à l'impact des procédés de fabrication sur les propriétés électromagnétiques des matériaux constitutifs du stator [2] et du rotor [1]. Toutefois, l'effet des contraintes de fonctionnement comme l'évolution de l'état thermique de la machine sur les propriétés électromagnétiques reste à être étudié. C'est dans

cette perspective que s'inscrivent les présents travaux de thèse. Ils se focaliseront sur l'effet de la température de fonctionnement de la roue polaire, noyau magnétique du rotor, sur ses propriétés électromagnétiques et son éventuel impact sur les performances de la machine.

Lors du fonctionnement d'une machine électrique, les différentes sources de pertes (pertes fer, pertes Joule) conduisent à des échauffements plus ou moins importants. Dans le cas de la roue polaire des machines à griffes, les points chauds peuvent atteindre 180°C. Cette variation de température conduit d'une part à une modification des propriétés électromagnétiques (conductivité électrique, perméabilité magnétique, pertes fer, magnétisation à saturation ...) qui ne sont plus les mêmes qu'à température ambiante [5]–[10]. Les phénomènes sont en partie réversibles au sens où, une fois refroidi, le matériau retrouve ses propriétés initiales. Mais, combinée au facteur temps, cette augmentation de la température peut, d'autre part, activer des mécanismes de diffusion atomique et de précipitation modifiant la microstructure de l'acier. Ainsi, les propriétés électromagnétiques du matériau changent de façon irréversible. Il s'agit du vieillissement magnétique [11]–[15]. Or, afin d'appréhender ces phénomènes réversible et irréversible, il est nécessaire de recourir à la caractérisation expérimentale, car en effet les phénomènes mis en jeu sont trop complexes pour être abordés de manière théorique.

En effet, contrairement aux structures magnétiques à base de tôles, la roue polaire est un cas particulier qui nécessite une approche de caractérisation différente. Il s'agit en effet d'un noyau massif forgé de géométrie complexe qui permet une circulation tridimensionnelle du flux magnétique. A la fin du processus de fabrication, la pièce finale se révèle hétérogène en termes de microstructure, et par conséquent en termes de propriétés magnétiques également [4]. Par ailleurs, la composition chimique et la température de fonctionnement du matériau roue polaire, favorisent son vieillissement magnétique [11].

Compte tenu des points précédemment décrits, nous proposerons une méthodologie spécifique de caractérisation des propriétés électromagnétiques de la roue polaire en fonction de la température. Cette méthodologie nous permettra dans un premier temps d'étudier la dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la roue polaire et dans un deuxième temps, d'investiguer la possibilité d'un vieillissement magnétique du matériau. L'avantage de cette méthodologie est qu'elle ne se limite pas seulement aux pièces massives telles que la roue polaire mais qu'elle peut s'étendre aux cas des tôles.

Le premier chapitre de ce mémoire porte sur un état de l'art relatif à trois éléments principaux du sujet d'étude : la roue polaire, l'effet de la température sur les propriétés électromagnétiques et les techniques de caractérisation. Pour commencer, la roue polaire et son environnement de fonctionnement sont présentés. Puis, après une explication du lien entre la microstructure du matériau et ses propriétés magnétiques, une recherche bibliographique est effectuée sur l'impact de la température sur les caractéristiques électromagnétiques des matériaux magnétiques doux. Enfin, les différentes techniques de caractérisation électromagnétiques possibles sont discutées.

Le second chapitre est dédié à la mise en place d'une méthodologie de caractérisation de la roue polaire prenant en considération la température de fonctionnement. Il aborde le développement et la validation des bancs de caractérisation des propriétés magnétiques et

électriques adaptés à des températures élevées, de l'ordre de la température de fonctionnement de la roue polaire. Cette méthodologie est exploitée par la suite pour juger de l'hétérogénéité des propriétés électromagnétiques de la roue polaire.

Le troisième chapitre traite l'effet réversible de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les propriétés électromagnétiques de son matériau constitutif. Ainsi, la dépendance en température des propriétés électromagnétiques du matériau roue polaire est étudiée. A l'issue des résultats de cette étude, un modèle de prédiction des pertes dynamiques en fonction de la température, exploitant les mesures de conductivité électrique, est proposé et testé. Enfin, en se basant sur les mesures expérimentales, l'impact de la température de fonctionnement sur les performances de la machine à griffes sera étudié sur la base d'un modèle éléments finis 3D.

Enfin, le quatrième chapitre est consacré à l'effet irréversible de la température de fonctionnement sur les propriétés électromagnétiques du matériau roue polaire. Dans un premier temps, une étude expérimentale d'investigation de l'effet d'un vieillissement isotherme à 180 °C est menée sur deux groupes d'échantillons. Les caractéristiques étudiées sont la conductivité électrique, les propriétés magnétiques, la microstructure du matériau et la dureté Vickers. Dans un second temps, une analyse des effets observés expérimentalement est proposée. Le but de cette dernière est de mieux comprendre la cinétique et les mécanismes du vieillissement magnétique et de son éventuel lien avec la cinétique de précipitation. Enfin, sur la base de cette analyse, une première approche de modélisation de la cinétique du vieillissement avec la loi JMAK est proposée.

Chapitre 1 : Etat de l'art

L'objectif de la présente thèse est d'étudier l'effet de la variation de la température qui apparait lors du fonctionnement de la machine à griffes sur les propriétés électromagnétiques du matériau ferromagnétique constitutif de la roue polaire. Pour cela, on se focalisera à travers ce chapitre sur les différents travaux liés à cette thématique de recherche. Trois parties seront distinguées :

La première sera consacrée à la présentation de la machine à griffes dans le but de mieux comprendre son cycle de vie et son environnement de fonctionnement.

Dans la deuxième partie, des notions de base sur les aciers seront rappelées. Puis, un état de l'art sur le lien entre la microstructure du matériau et ses propriétés magnétiques sera effectué. L'impact de la température sur les caractéristiques électromagnétiques des matériaux sera ensuite détaillé. On tirera alors des conclusions au sujet de la dépendance en température ainsi que de la possibilité d'un vieillissement sur les propriétés électromagnétiques de la roue polaire.

Enfin, la dernière partie introduira les techniques existantes qui permettent la caractérisation magnétique et la mesure de la conductivité électrique des aciers doux. On distinguera les méthodes de mesure normalisées, non normalisées et couplées.

Chapitre 1 : Etat de l'art	5
Première partie : Fonctions et propriétés de la roue polaire	7
I. La machine à griffes.....	7
II. Cycle de vie de la roue polaire	12
Deuxième partie : Propriétés de l'acier de la roue polaire dans son environnement	17
I. Microstructure et propriétés magnétiques	17
II. Impacts de la température sur les propriétés de l'acier magnétique.....	32
Troisième partie : Techniques de caractérisation applicables à la roue polaire.....	43
I. Mesure de la conductivité électrique	43
II. Mesure des propriétés magnétique	45
III. Mesure de phénomènes magnétothermiques	52

Première partie : Fonctions et propriétés de la roue polaire

I. La machine à griffes

I.1 Présentation de la machine à griffes

La machine à griffes est une machine synchrone, largement utilisée dans le secteur automobile. Elle peut être utilisée en mode alternateur comme en mode moteur. En premier lieu, son rôle est la conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique. Cette énergie est exploitée pour charger la batterie et alimenter, via un redresseur en courant continu, tous les récepteurs reliés au réseau de bord : système d'éclairage, système de climatisation, système d'essuyage, système de contrôle et système de sécurité. La particularité de la machine à griffes est liée à la structure massive de son rotor, qui comporte deux roues polaires avec des griffes axiales. La facilité de réalisation du rotor permettant de réduire le temps de fabrication et le prix de revient de la machine a rendu cette machine particulièrement attractive dans le domaine automobile

Comme toute machine traditionnelle, la machine à griffes, visible sur la Figure I. 1, est composée d'un rotor, entrainé mécaniquement par une courroie reliée au moteur thermique et d'un stator. Un pont de diodes et un régulateur sont intégrés à la structure de la machine.

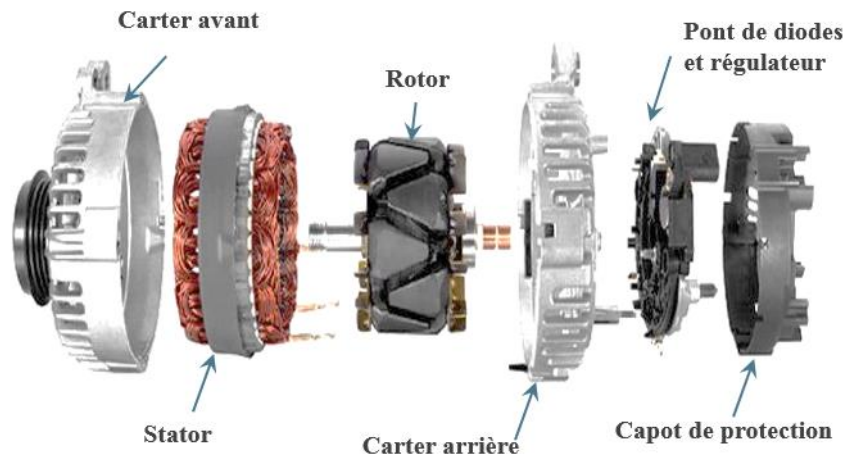


Figure I. 1 : Vue éclatée de la machine à griffes

- Le rotor, visible sur la Figure I. 2, dit aussi inducteur, est formé d'un circuit magnétique composé de deux roues polaires, d'un bobinage d'excitation, d'un axe de rotation (arbre) et d'une poulie (roulement). Les griffes sont disposées de telle façon à ce qu'il y ait une alternance de pôles nord et pôles sud. Ainsi, lorsqu'il est mis en rotation, l'inducteur crée un champ magnétique tournant dans l'entrefer.

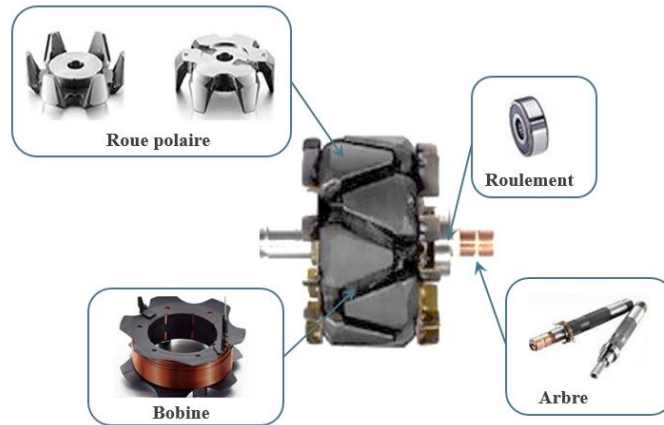


Figure I. 2 : Rotor de la machine à griffes et ses composants

- Le stator, ou l'*induit*, convertit le champ magnétique tournant en courant alternatif. Il est constitué d'un enroulement et d'un noyau magnétique. Celui-ci, feuilleté pour limiter les courants induits, est issu d'une même bande de tôle enroulée en spirale (stator slinky Figure I. 2-a). Les enroulements de l'induit constituent un bobinage multiphasé.

- Le pont de diodes redresse le courant alternatif et le transforme en courant continu adapté à la batterie.

- Le régulateur, quant à lui, interfacé à d'autres éléments du véhicule, ajuste l'excitation aux bornes de l'enroulement rotorique de manière à contrôler le courant induit débité dans la batterie.

Notons que le rotor de la machine à griffes peut être de type hybride avec des aimants permanents placés entre les griffes. Ces aimants ont une aimantation tangentielle qui permet de réduire les fuites magnétiques entre griffes et diminuer la saturation magnétique dans le rotor et aident ainsi à améliorer les performances électriques de la machine à griffes [3].

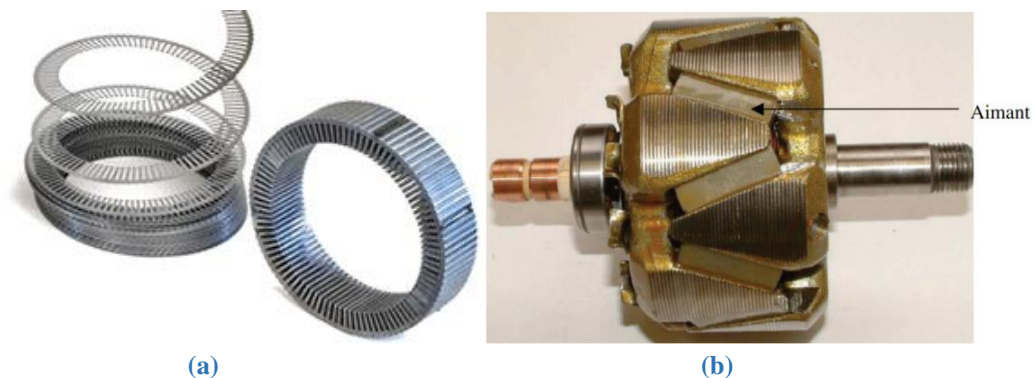


Figure I. 3 : (a) Stator slinky (gauche) et (b) Rotor à griffes (hybride) avec aimant inter-griffes [16]

I.2 Etude de la machine à griffes

I.2.1 *Fonctionnement de la machine*

La machine à griffes fonctionne suivant le même principe que les machines synchrones traditionnelles, comme schématisé dans la Figure I. 4.

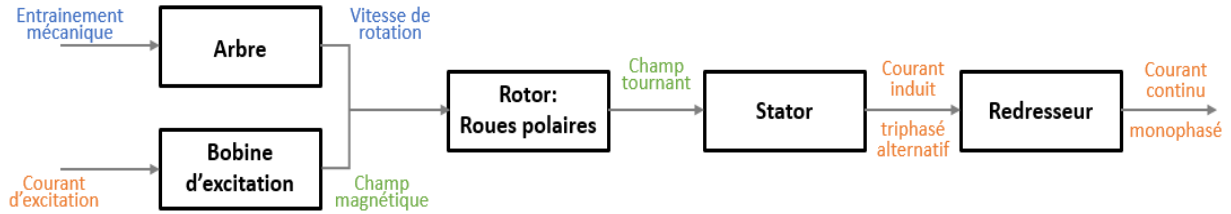


Figure I. 4 : Schéma de fonctionnement de la machine à griffes [1]

Reliée au moteur thermique, une courroie entraîne mécaniquement le rotor. Par ailleurs, un courant continu alimente le bobinage d'excitation et crée un flux magnétique circulant dans les roues polaires. Ce champ est axial dans le noyau puis radial dans le plateau. Pour quitter le rotor, le flux traverse l'entrefer et passe de la base de la griffe aux dents statoriques (Figure I. 5). Au niveau de la culasse statorique, il traverse le paquet de tôles formant le stator. Comme le rotor est en mouvement, le stator est soumis à un champ magnétique variable et périodique (champ tournant). Un flux alternatif est créé dans le bobinage du stator en général triphasé conduisant à l'apparition d'une tension induite alternative. Cette tension est ensuite redressée pour alimenter différents équipements dans le véhicule.

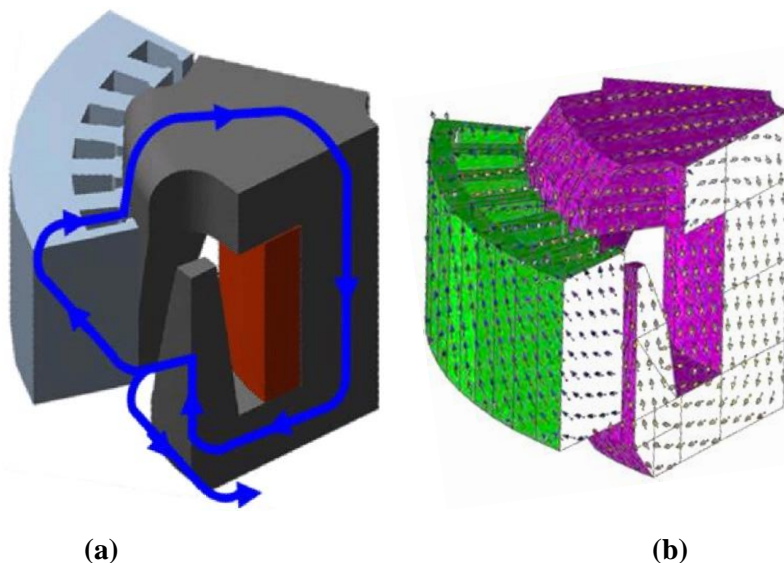


Figure I. 5 : Représentations (a) schéma et (b) modélisation du trajet du flux inducteur dans une machine à griffe [17], [18]

1.2.2 Rendement et pertes de la machine à griffes

Afin d'étudier une machine électrique, il est indispensable de juger sa capacité à remplir sa fonction dans un environnement prenant en compte les pertes inhérentes au processus de conversion de l'énergie. C'est ce qu'on définit par la performance et l'efficacité énergétique de la machine. Ces notions peuvent être évaluées par trois critères, à savoir, le rendement de la machine η , le courant redressé à la sortie de la machine I et les pertes d'énergie qui ont eu lieu lors de la conversion de l'énergie. Ces critères dépendent de différents facteurs tels que le régime de fonctionnement de la machine, la géométrie, la taille et sections des bobinages, la

température des composants, le système de refroidissement ainsi que les propriétés électriques et magnétiques des différents éléments.

En ce qui concerne les pertes de la machine, celles-ci se répartissent comme suit :

- Pertes de type mécanique : générées par les frottements dans les roulements et les frottements entre bagues et balais de l'excitation. A ces pertes, s'ajoutent les pertes aérodynamiques qui proviennent d'une part des ventilateurs de refroidissement et d'autre part du mouvement du rotor.

- Pertes de type électrique : il s'agit des pertes par effet Joule au stator (induit) et au rotor (excitation) ainsi que les pertes dans le pont redresseur à diodes qui résultent de la chute de tension aux bornes de ces diodes.

- Pertes de type magnétique, dites pertes fer : celles-ci ont lieu dans les éléments du circuit magnétique au rotor et au stator et se décomposent principalement en pertes par hystérésis et pertes par courants induits.

Dans une étude de la machine à griffes, (A. Takorabet, 2008) s'est intéressé au calcul des différents types de pertes et à l'évaluation de leurs proportions dans les pertes globales de la machine. Il montre dans la Figure I. 6 l'évolution de ces pertes en fonction de la vitesse de rotation pour un débit maximal de la machine. En effet, à partir de la puissance utile mesurée sur banc d'essai, il ajoute successivement toutes les pertes estimées jusqu'à atteindre la puissance totale absorbée. Il note P_{exc} les pertes joule au rotor (excitation), P_{diodes} les pertes dans le pont redresseur à diodes, $P_{Jstator}$ les pertes joule au stator, P_{fer} les pertes fer au stator et au rotor et $P_{méca}$ les pertes mécaniques

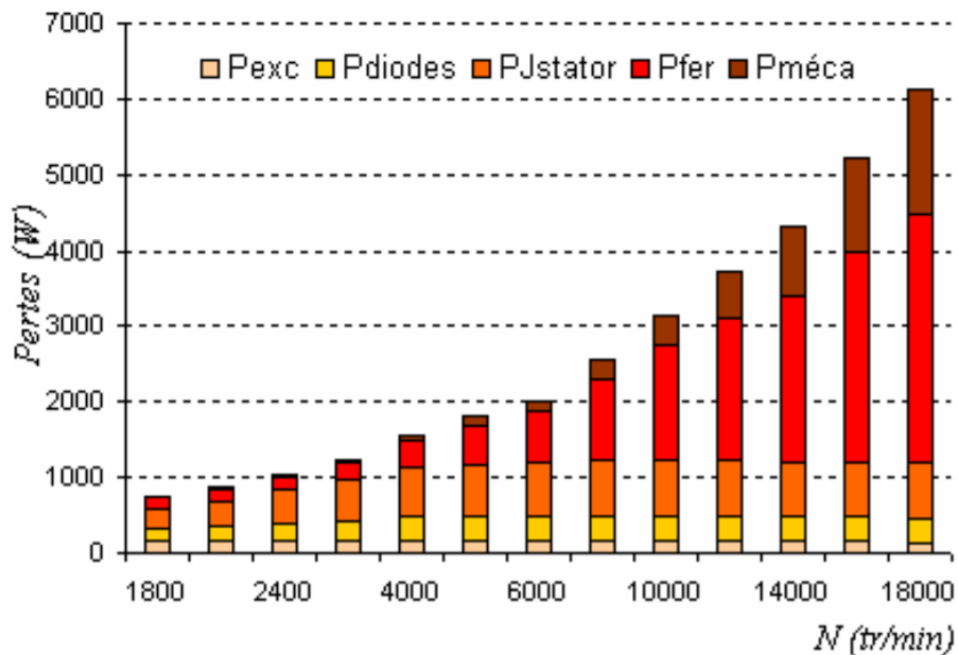


Figure I. 6 : Répartition des pertes de la machine en fonction de la vitesse de rotation [17]. Avec P_{exc} , pertes joule au rotor (excitation), P_{diodes} , les pertes dans le pont redresseur à diodes, $P_{Jstator}$, pertes joule au stator, P_{fer} les pertes fer au stator et au rotor et $P_{méca}$ les pertes mécaniques

Sur cette figure on remarque que les pertes sont très élevées à hautes vitesses représentant environ 65% de la puissance débitée, notamment les pertes fer. On constate une évolution rapide des pertes dans les matériaux ferromagnétiques P_{fer} avec la fréquence de rotation de la machine et donc la fréquence d'alimentation. A hautes vitesses, ces pertes constituent la moitié des pertes totales, alors que les pertes mécaniques et de ventilations représentent un cinquième des pertes totales. D'où l'intérêt à étudier les pertes fer dont une part dépend des propriétés électromagnétiques du matériau de la roue polaire.

1.2.3 *Etat de l'art sur la machine à griffes*

Depuis les années 90, différents auteurs ont apporté une contribution importante au développement des méthodes de conception, de modélisation et d'optimisation de la machine à griffes. Ces travaux touchent principalement la modélisation de la machine, la réduction des pertes totales ainsi que l'étude de l'impact des procédés de fabrication sur ses paramètres.

En terme de modélisation M. Hecquet [19], M. Rakotovao [20], L. Albert [21], S. Hlioui [22] et S. Bazhar [23] ont étudié l'alternateur à griffes en utilisant des réseaux de réductances et des modèles analytiques, alors que V.C. Silva [24], C. Kaehler et G. Henneberger [25] et G. Caron [26] se sont basés sur des modèles numériques. Ces derniers [25], [26] ont calculé par éléments finis les pertes par courants induits dans le rotor de l'alternateur à griffes en prenant en compte le mouvement de rotation.

Dans [27], une étude sur l'influence des matériaux magnétiques sur le comportement de la machine à griffes a été menée dans l'objectif d'améliorer les performances de cette dernière et ce via l'utilisation des matériaux magnétiques de haute qualité. Grace au modèle de surface de pertes « loss surface » [28] les pertes fer de la machine ont été calculées par éléments finis pour trois catégories de matériaux et comparées. Les résultats de cette étude soulignent l'influence des matériaux magnétiques sur les performances de la machine ainsi que l'importance de la modélisation des pertes fer lors de la conception de la machine.

En termes d'impact des procédés de fabrication, (R. Ramarotafika, 2012) [29] a mis en évidence des variations des propriétés électromagnétiques dans une population de stators ainsi qu'au sein d'une population de roues polaires. La Figure I. 7 présente ainsi les résultats de caractérisation à 5 Hz de la loi de comportement magnétique de 16 échantillons de tores massifs issus de roues polaires. On peut ainsi déduire que suite aux procédés de fabrication les caractéristiques magnétiques peuvent changer d'une roue polaire à une autre. Aussi, Ramarotafika a présenté une approche de type probabiliste pour la quantification et la modélisation de cet impact.

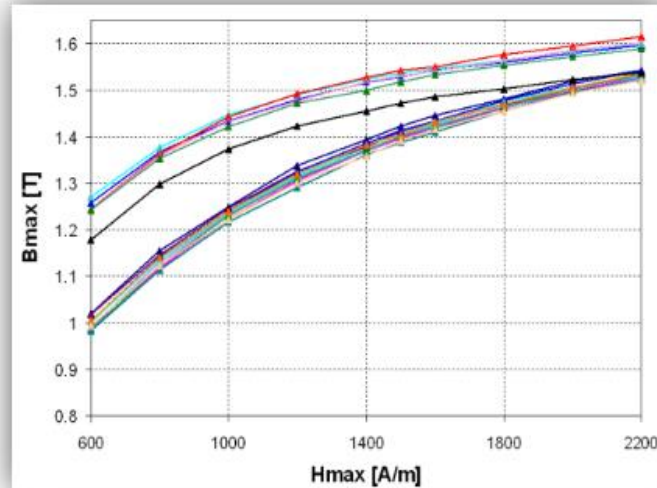


Figure I. 7 : Induction magnétique en fonction du champ magnétique pour 16 échantillons de rotors [29]

En outre (M. El Youssef, 2017) [2] a étudié l'impact du processus de fabrication d'un stator Slinky (enroulement d'une bande de tôle plutôt qu'un empilement) sur les propriétés magnétiques. L'effet de chaque étape du procédé de fabrication sur les propriétés magnétiques a été quantifié afin de déterminer quelles sont les étapes les plus impactantes. La découpe (poinçonnage) ainsi que l'enroulement (déformation plastique) sont les procédés qui présentent les impacts les plus importants.

(M. Borsenberger, 2018) [1] a quant à lui étudié l'impact du processus de fabrication de la roue polaire (qui est forgée) sur ses propriétés électromagnétiques. Son but a été l'identification du lien procédé / propriété produit. Pour cela, une fois les paramètres matériau de la roue polaire déterminés, il a développé un banc spécifique pour caractériser magnétiquement des échantillons représentatifs de la roue polaire et ainsi construire des lois de comportement dépendantes des paramètres matériau tels que la taille de grain, le taux de déformation et le fibrage.

I.3 La roue polaire dans la machine à griffes

Comme cela a été signalé précédemment, la roue polaire, spécificité de la machine à griffes présente, l'avantage d'un faible coût de fabrication et d'une grande facilité de réalisation. Dans le but de mieux comprendre la particularité de ce noyau magnétique, on propose de se focaliser, par la suite, sur une partie du cycle de vie de la roue polaire, notamment de sa fabrication à son environnement de fonctionnement.

II. Cycle de vie de la roue polaire

On s'intéressera ici à la partie du cycle de vie d'une roue polaire se composant des trois phases illustrées sur la Figure I. 8: la **fabrication** de la roue polaire à partir d'un lopin d'acier,

l'**assemblage** avec les autres pièces constitutives de la machine à griffes et enfin le **fonctionnement** de la roue au sein de la machine.

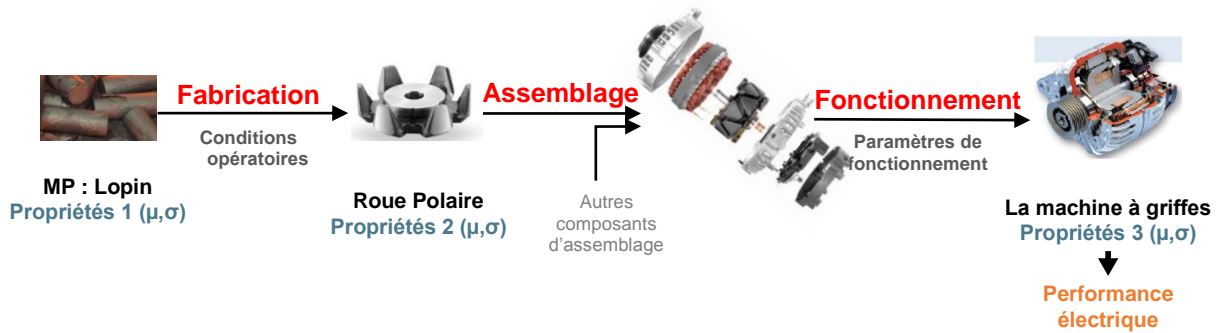


Figure I. 8 : Représentation schématique du cycle de vie d'une roue polaire

II.1 Matériau constitutif de la roue polaire

La fonction de la roue polaire est de canaliser et de guider le flux magnétique créé par la bobine d'excitation vers le stator. Cette fonction ne peut être assurée que grâce aux propriétés électromagnétiques du matériau constitutif de la roue polaire. Ce matériau doit répondre aux exigences suivantes :

- transférer le maximum de flux magnétique par unité de volume, ce qui se traduit par une forte aimantation à saturation,
- réaliser ce transfert en limitant l'énergie absorbée pour la magnétisation, c.-à-d. avec un champ exciteur faible, ce qui nécessite une perméabilité élevée, pour limiter les ampères tours nécessaires à la création du flux au rotor,
- présenter un hystérésis magnétique réduit et une faible conductivité électrique pour limiter les pertes fer (pertes par hystérésis et par courants induits),
- résister aux sollicitations thermiques et mécaniques exercées lors du fonctionnement de l'alternateur.

II.1.1 *Composition chimique*

En général, les aciers électriques utilisés dans les machines électriques sont à base de fer et de silicium. Le choix du silicium, comme élément d'alliage est justifié par son effet d'amélioration des propriétés du matériau aux niveaux mécanique, métallurgique et surtout électrique. En effet la présence d'atomes de silicium (en solution solide dans le fer) diminue considérablement la conductivité électrique directement liée aux pertes par courant induits [30]. Cependant, l'ajout de cet élément durcissant est limité en raison des difficultés de mise en forme. Le taux de silicium dans les tôles d'aciers électriques est généralement compris entre 1% et 3%.

Néanmoins, dans le cas de la roue polaire, le forgeage à chaud (*Cf.* paragraphe II.2) est employé dès les premières étapes du processus de mise en forme du lopin d'acier, et le taux de silicium est tout au plus de 0.6% pour limiter les courants induits tout en maintenant une forgeabilité acceptable. Ainsi, pour la fabrication des roues polaires, l'acier faiblement allié de

grade SAE1005 (XC05), dont la composition chimique typique est présentée dans Tableau I. 1, est principalement utilisé.

Tableau I. 1 : Composition chimique de l'acier de la roue polaire

	Carbone	Silicium	Phosphore	Soufre	Manganèse
% masse	0.06%	0.07-0.6%	≤ 0.03%	≤ 0.05%	≤ 0.35%

II.1.2 Microstructure

D'un point de vue métallurgique, le caractère très alphagène du silicium a pour conséquence d'accroître le domaine et la stabilité de la ferrite α qui est une forme allotropique du fer de structure cubique centrée (arrangement cristallin des atomes). Ainsi, l'addition du silicium ou d'autres éléments d'addition pourrait entraîner une modification du diagramme d'équilibre des phases Fe-C Figure I. 18. Or, dans la matière de la roue polaire les teneurs de silicium et des éléments d'addition restent faibles.

Comme on peut le voir sur Figure I. 9, l'acier de la roue polaire est principalement constitué de ferrite α qui est le constituant ferromagnétique de l'acier. A cette phase s'ajoute une faible proportion de perlite (ferrite + cémentite Fe_3C , composé défini du fer et du carbone).

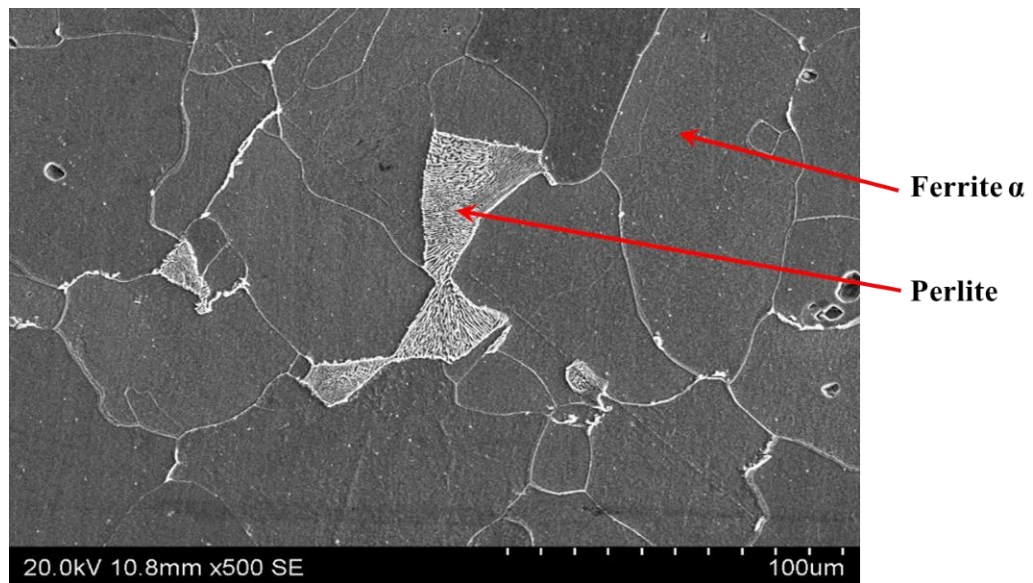


Figure I. 9 : Microstructure (MEB) de l'acier roue polaire

En plus des caractéristiques de la matière première, de sa composition chimique et de sa microstructure, un matériau est aussi défini à partir de son histoire. Aussi, dans la suite, nous aborderons le processus de fabrication de la roue polaire.

II.2 Procédés de fabrication de la roue polaire

Pour obtenir la pièce finale (la roue polaire), la matière première subit une suite de procédés de fabrication qui diffèrent d'un fournisseur à un autre. Comme le montre Figure I. 10, les étapes principales restent toutefois le cisailage, le forgeage à chaud, l'usinage et le grenailage.



Figure I. 10 : Procédés de fabrication d'une roue polaire.

Sous l'action d'une contrainte de cisaillement, des barres cylindriques laminées à chaud sont débitées en lopins. Le lopin est chauffé par induction à une température de l'ordre de 1000°C afin de réduire les efforts de mise en forme. Il subit ensuite des opérations de mise en forme à chaud sur la même presse avant d'être ébavuré puis refroidi dans un tunnel de manière contrôlée. La calamine, couche d'oxydes produits à la surface de la pièce, est ensuite retirée par grenailage avant les étapes de forgeage à froid. En particulier, cette dernière étape permet, dans le cas des roues polaires destinées aux rotors hybride de mettre en forme les logements à aimants. Puis, le processus de fabrication de la roue polaire, quel que soit son type, continue avec l'enlèvement de la légère bavure générée à froid. Enfin, des opérations d'usinage sont réalisées pour obtenir une géométrie respectant les spécifications mécaniques.

II.3 Environnement de fonctionnement de la roue polaire

Pendant le fonctionnement de la machine à griffes, la roue polaire est sollicitée mécaniquement et thermiquement.

D'un point de vue mécanique, comme tout objet tournant, la roue polaire est soumise à des forces centrifuges radiales (vitesses de rotation élevées du rotor, environ 15000 tr/min). Elle subit des contraintes mécaniques assez élevées (allant de 350 à 500 MPa). Aussi, lorsque le rotor est entraîné à des fréquences proches de sa fréquence propre, des phénomènes vibratoires s'accroissent engendrant d'autres contraintes mécaniques.

D'un point de vue thermique, lors de la conversion électromécanique, les différentes sources de pertes d'origine électromagnétique (pertes fer, pertes Joule, (Cf. Figure I. 6)) conduisent à un échauffement de la machine à griffes. Cet échauffement influence fortement les performances et la durée de vie de la machine. En effet, malgré l'intégration d'un système de refroidissement, la température, de certains composants, peut être localement relativement élevée. Dans le cas de la roue polaire, la température moyenne de service est d'environ 150°C. Cependant, les points chauds peuvent atteindre 180°C.

Ces contraintes thermiques et mécaniques ne peuvent être sans influence sur les caractéristiques du noyau magnétique qui évoluent au cours du fonctionnement de la machine électrique [31], [32].

En conclusion, la roue polaire joue un rôle important dans le fonctionnement de la machine à griffes. Elle permet de canaliser et guider le flux magnétique au stator. Il s'agit d'une pièce massive forgée avec une topologie complexe à griffes pour permettre une circulation tridimensionnelle du flux inducteur. Elle présente ainsi un cas spécifique qui diffère des autres types de noyaux magnétiques majoritairement fabriqués à base des tôles. Tout au long de son cycle de vie, la roue polaire est soumise à plusieurs contraintes thermiques et mécaniques qui peuvent modifier les propriétés électromagnétiques de son matériau constitutif.

Deuxième partie : Propriétés de l'acier de la roue polaire dans son environnement

I. Microstructure et propriétés magnétiques

Avant d'aller plus loin et d'aborder l'impact de la température de fonctionnement sur les propriétés électromagnétiques, il est nécessaire de rappeler des notions de bases sur les propriétés magnétiques ainsi que leurs liens avec les paramètres microstructuraux du matériau.

I.1 Généralités sur le magnétisme

I.2.1 Origine du magnétisme dans la matière

De la même manière qu'un courant électrique circulant dans une spire produit un moment magnétique, le mouvement des électrons autour du noyau crée un moment magnétique appelé moment orbital. En plus de ce moment magnétique orbital, chaque électron porte un moment magnétique intrinsèque appelé moment magnétique de spin (Figure I. 11). Le moment magnétique total d'un atome est la somme vectorielle des moments magnétiques orbital et de spin de chaque électron.

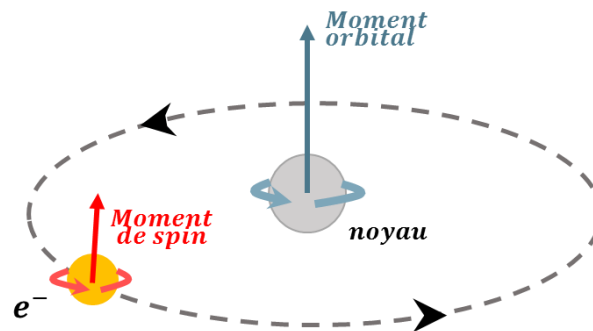


Figure I. 11 : Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome (cas d'un électron)[2]

Un matériau étant constitué de plusieurs atomes, il peut donc être considéré, du point de vue magnétique, comme un milieu au sein duquel existe une multitude de moments magnétiques m_i . En effet, pour un élément de volume ΔV comportant N atomes, le moment magnétique résultant s'exprime par la somme vectorielle des moments magnétiques de chaque atome (Eq I. 1). Par ailleurs, la densité volumique des moments magnétiques caractérise l'aimantation M du matériau (Eq I. 2). Elle traduit la réaction du matériau au champ magnétique.

$$\mathbf{m} = \sum_{i=1}^N \mathbf{m}_i \quad (\text{Eq I. 1})$$

$$\mathbf{M} = \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial V} \quad (\text{Eq I. 2})$$

A partir de l'aimantation, on définit deux grandeurs : la polarisation J [T] (Eq I. 3), avec $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ H/m la perméabilité magnétique du vide, et la susceptibilité magnétique χ du

matériau qui lie le champ H à l'aimantation M (Eq I. 4). Cette propriété intrinsèque du matériau caractérise la faculté de ce dernier à s'aimanter sous l'action d'une excitation magnétique.

$$J = \mu_0 M \quad (\text{Eq I. 3})$$

$$M = \chi H \quad (\text{Eq I. 4})$$

En général, un matériau magnétique est caractérisé par sa perméabilité μ [H/m] propriété intrinsèque qui reflète sa capacité à « faciliter le passage du flux magnétique » comme la conductivité caractérise dans un matériau conducteur la facilité avec laquelle le courant électrique peut circuler. Dans le cas linéaire et isotrope elle est déterminée par :

$$\mu = \mu_0 \mu_r = \mu_0 (1 + \chi) \quad (\text{Eq I. 5})$$

Avec μ_r la perméabilité relative du matériau.

Ainsi, sous l'application d'un champ d'excitation H , à l'induction magnétique B [T] créée dans le vide ($B = \mu_0 H$), s'ajoute la polarisation du milieu aimanté. La loi de comportement du matériau s'écrit alors :

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (\text{Eq I. 6})$$

En pratique, cette loi de comportement est non-linéaire dans les alliages magnétiques et, dans le domaine de l'ingénierie, on choisira l'écriture sous la forme :

$$B(H) = \mu_0 \mu_r(H) H = \mu(H) H \quad (\text{Eq I. 7})$$

Comme expliqué, le comportement magnétique d'un matériau est lié à son architecture atomique. Il existe trois grandes catégories de matériaux qui peuvent être présentées comme sur la Figure I. 12 :

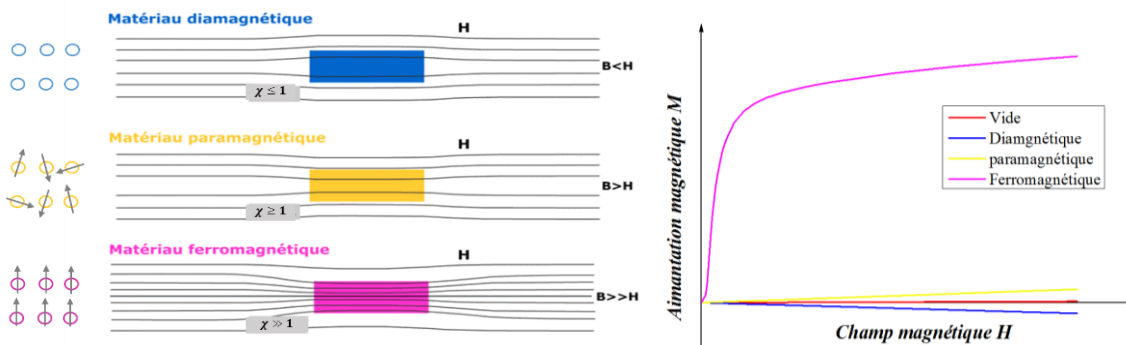


Figure I. 12 : Comparaison entre les propriétés magnétiques des catégories de matériaux

► **les matériaux diamagnétiques** : Il s'agit des matériaux dont les atomes présentent un moment magnétique nul. Ils sont caractérisés par une faible susceptibilité négative. Leur loi de comportement peut être assimilée à celle du vide ($B = \mu_0 H$) dans le cas de l'étude des machines électriques

► **les matériaux paramagnétiques** : Au niveau atomique, ce type de matériau est caractérisé par un moment magnétique atomique non nul, et non influencé par celui des atomes voisins, mais dont l'orientation aléatoire conduit à une résultante globale nulle. Sous

l'excitation d'un champ magnétique, les moments s'alignent dans la direction du champ extérieur. Toutefois cet alignement est perturbé par une agitation thermique. La susceptibilité magnétique de ces matériaux est positive mais de valeur très faible. Aussi, leur loi de comportement peut être réduite à celle du vide ($B = \mu_0 H$) dans le cas de l'étude des machines électriques.

► **les matériaux ferromagnétiques** : En génie électrique, il s'agit des matériaux les plus importants, d'un point de vue magnétique. Pour ce type de matériaux, la direction et le sens des moments magnétiques à l'échelle microscopique sont identiques. La résultante globale des moments magnétiques à cette échelle est donc non nulle. Cependant, à l'échelle macroscopique, on observe une aimantation nulle et le matériau ne s'aimante que sous l'action d'un champ extérieur. En effet, il existe des mécanismes d'interactions à plusieurs échelles faisant intervenir différents types d'énergies qui seront détaillées par la suite. On notera également qu'il existe une température seuil, dite température de Curie T_C , au-dessus de laquelle le système devient paramagnétique même en présence d'un champ extérieur.

1.2.2 Configuration en domaines magnétiques

Selon la théorie de Weiss [33], l'énergie interne du matériau est la contribution de différents termes : l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline, l'énergie d'échange, et l'énergie magnétostatique.

► **L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline.** Les propriétés anisotropes d'un matériau ordonné sont dues à son organisation cristallographique. En effet, les diverses orientations possibles d'aimantation d'un matériau ferromagnétique ne sont pas équivalentes. L'aimantation est privilégiée sur certains axes cristallographiques appelés directions de facile aimantation. De ce fait, l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline est définie comme l'énergie dissipée pour écarter l'aimantation d'une telle direction. Dans le cas du fer, les directions faciles d'aimantation sont les arêtes du cube et le terme principal de cette énergie s'écrit selon (Eq I. 8):

$$E_a = K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \quad (\text{Eq I. 8})$$

où α_1, α_2 et α_3 sont rapportés aux arêtes du cubes et K_1 et K_2 sont les constantes d'anisotropie magnéto-cristalline, mesurée en J.m⁻³. Elle représente l'énergie par unité de volume nécessaire pour amener l'aimantation d'une direction de facile aimantation vers une direction de plus difficile aimantation [34].

► **L'énergie d'échange** : Cette énergie représente l'influence des interactions, d'origine électrostatique, entre atomes voisins, régies par la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique. Cette énergie joue un rôle fondamental dans le comportement des matériaux ferromagnétiques, notamment l'alignement des moments magnétiques microscopiques de chaque atome.

► **L'énergie magnétostatique** : A l'échelle mésoscopique, chaque moment magnétique est soumis à un champ local créé par l'ensemble des autres moments magnétiques. De cette

interaction magnétique résulte l'énergie magnétostatique qui a tendance à désorganiser les moments afin de créer une induction, la plus faible possible, dans tout l'espace.

La minimisation de l'ensemble de ces énergies conduit à une subdivision de la matière en plusieurs domaines dans lesquels l'aimantation interne est uniforme plutôt alignée selon les directions de facile aimantation ; on parle d'aimantation spontanée. Ces domaines sont séparés par les parois de domaine (parois de Bloch), dans lesquelles l'orientation des moments magnétiques change de manière progressive et continue, comme l'illustre la Figure I. 13.

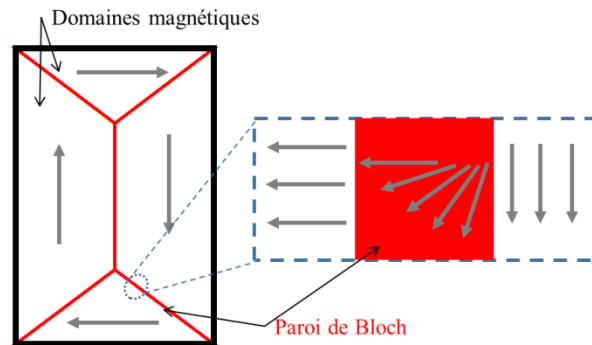


Figure I. 13 : a) Domaines de Weiss; b) Rotation des moments magnétiques dans une paroi de Bloch

1.2.3 Mécanisme d'aimantation.

Dans un matériau isotrope à l'état désaimanté, c.-à-d. avec une aimantation nulle et en absence d'un champ extérieur, les moments magnétiques sont orientés suivant les directions de facile aimantation. L'application d'un champ magnétique extérieur s'accompagne par l'ajout d'une nouvelle source d'énergie qui tend à aligner les moments magnétiques microscopiques dans la direction du champ appliqué. Ainsi une nouvelle configuration est créée. La structure en domaines est modifiée. C'est le mécanisme d'aimantation. Il comporte trois principaux phénomènes qui se produisent successivement en fonction de l'intensité du champ magnétique appliqué. Ce processus d'aimantation est expliqué dans la Figure I. 14. Il commence par un déplacement des parois de domaine. Ce qui permet le grossissement de certains domaines au détriment de leurs voisins. Au début et à faible champ, ce déplacement est réversible (1). Toutefois, la présence de certains défauts dans le matériau (dislocation, joints de grains, impuretés...) constitue des sites d'ancrage et bloque le mouvement des parois de domaines. Par conséquent, pour échapper à ces sites d'ancrage, les parois sont obligées de se déformer ou de subir un « saut » donnant, ainsi, lieu à des déplacements irréversibles (2) (Figure I. 14). A ce stade les domaines deviennent moins nombreux, phénomène connu comme l'annihilation de domaines. Ensuite, la direction d'aimantation subit une rotation progressive. Elle passe de la direction d'aimantation spontanée et s'oriente suivant la direction du champ extérieur H (3). Enfin, la disparition des dernières parois de domaines met fin au mécanisme d'aimantation avec la saturation macroscopique du matériau (un matériau mono-domaine).

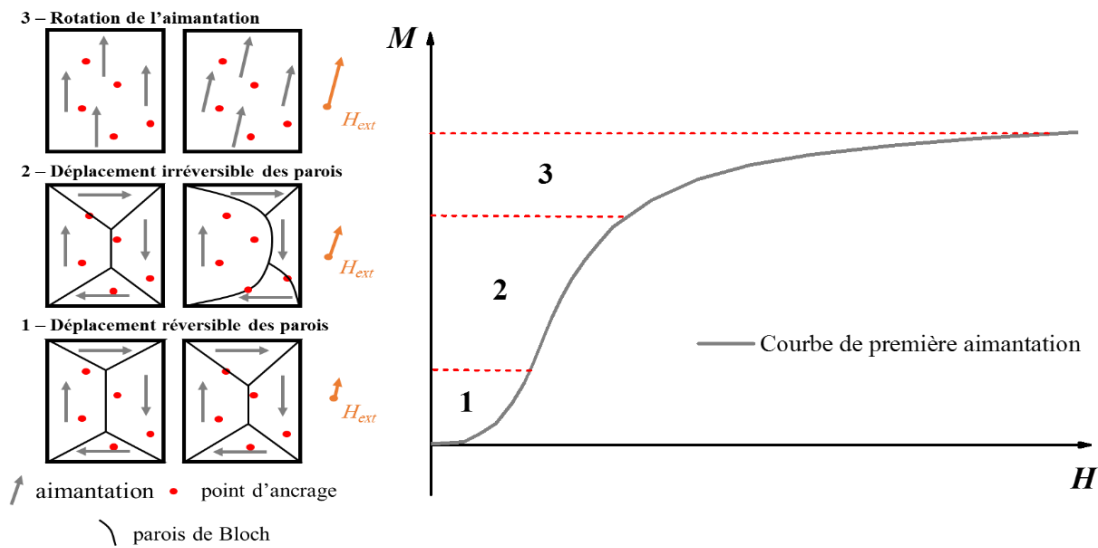


Figure I. 14 : Effet de l'application d'un champ extérieur sur la courbe de 1ère aimantation

I.2.4 L'hystérésis magnétique

Le processus d'aimantation d'un matériau ferromagnétique dépend, non seulement de l'intensité du champ appliqué, mais aussi de l'histoire du matériau, à savoir, ses états magnétiques antérieurs. C'est l'hystérésis magnétique. Ce comportement est dû au phénomène d'ancrage des parois de domaines, notamment, aux sauts et déformations de celles-ci, qui s'accompagne d'une dissipation énergétique. Un exemple du cycle d'hystérésis est présenté sur Figure I. 15. Il est obtenu à partir d'un échantillon soumis à un champ d'excitation cyclique, lentement variable entre H_S et $-H_S$. A partir de ce cycle on définit trois points remarquables :

- ▶ **M_s , aimantation à saturation.** Elle correspond à l'aimantation atteinte lorsque tous les moments magnétiques sont alignés avec le champ appliqué. Autrement dit, un état où il n'existe plus de structure en domaines dans le système (matériau mono-domaine).
- ▶ **H_c , champ coercitif.** Il correspond au champ à appliquer pour annuler l'aimantation globale du matériau à partir de l'état saturé.
- ▶ **M_r , aimantation rémanente.** Celle-ci correspond à l'aimantation du matériau lors du passage par zéro du champ d'excitation.

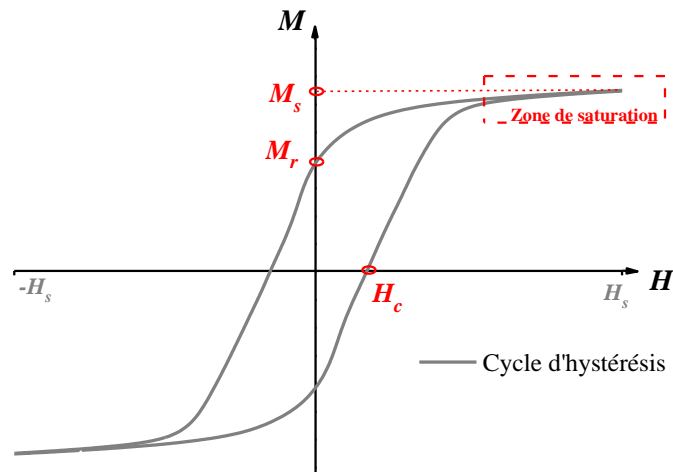


Figure I. 15 : Cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique

De la même façon que le cycle d'hystérésis dit « majeur » (l'aimantation à saturation est atteinte), il est possible d'obtenir une famille de cycles d'hystérésis dits « mineurs » centrés pour des amplitudes de champ plus faibles. A partir de cet ensemble de cycles centrés, et comme illustré sur la Figure I. 16, on définit la courbe normale d'aimantation en reliant les extrema de ces cycles. Cette courbe est une caractéristique magnétique très utilisée en pratique. D'une part, sa mesure est simple à mettre en œuvre et, d'autre part, elle est très proche de la courbe de première aimantation (Figure I. 14). Cependant, malgré la ressemblance entre les deux profils de courbes, il est nécessaire de distinguer ces deux caractéristiques obtenues par deux méthodes différentes. En effet, à la différence de la courbe normale, la courbe de première aimantation est obtenue à partir d'un état désaimanté, en appliquant un champ strictement croissant au matériau jusqu'à saturation. Cette courbe est caractérisée par un point d'inflexion au voisinage de l'origine et à partir duquel, on définit « la perméabilité initiale » du matériau. La mesure expérimentale de la courbe de première aimantation nécessite au préalable une étape de désaimantation du matériau. Pour ce faire, il existe deux méthodes. La première consiste à appliquer, depuis l'état saturé, un champ magnétique alternatif décroissant jusqu'à zéro. La deuxième méthode est basée sur un procédé thermique. Il s'agit de chauffer le matériau au-dessus de la température de Curie pour atteindre l'état paramagnétique du matériau, puis de le laisser refroidir en absence de champ magnétique. La courbe de première aimantation mesurée à partir de cette procédure est aussi appelée *virgin curve*.

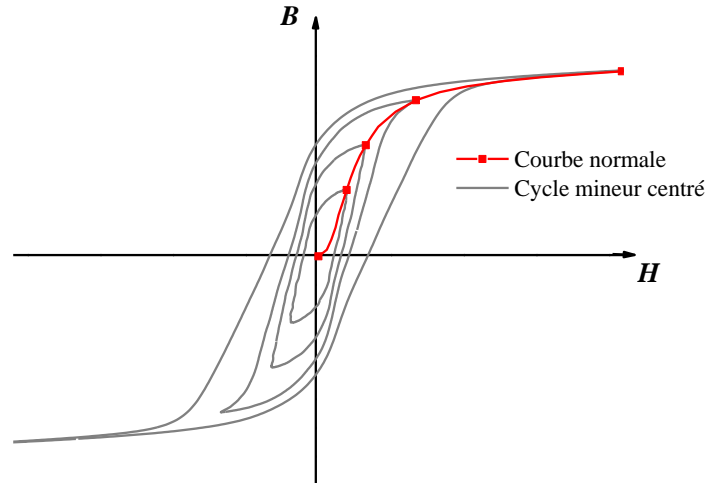


Figure I. 16 : Construction de la courbe normale à partir des cycles d'hystérésis mineurs centrés.

Une autre caractéristique magnétique importante est obtenue à partir de l'aire du cycle d'hystérésis. Cette dernière représente l'énergie dissipée, par unité de volume du matériau, par la réorientation des moments magnétiques des domaines et par le déplacement des parois. Il s'agit des pertes électromagnétiques. Il est possible de les diviser, selon l'approche proposée par Bertotti [35], [36], en trois termes :

- ▶ les **pertes par hystérésis** (P_{hys}), définies aussi comme les pertes quasi-statiques, qui sont liées aux propriétés physiques intrinsèques au matériau. Elles sont dues aux mouvements des parois domaines lors de la variation de l'aimantation locale. En effet, la présence des sites d'ancrage, décrits précédemment, impose un déplacement des parois par sauts brusques d'un site à un autre, dit sauts de Barkhausen. Ces déplacements discontinus donnent lieu lorsque le matériau est conducteur (ce qui est le cas des matériaux que nous considérerons par la suite) à des courants induits microscopiques donnant ainsi naissance à cette contribution des pertes. Celles-ci sont indépendantes de la dynamique (fréquence) du champ d'excitation (pour les gammes de fréquences considérées dans les dispositifs de conversion d'énergie), d'où leur appellation de pertes statique (P_{stat}). En pratique, elles se mesurent en régime quasi-statique, *i.e.* à des fréquences très faibles.

- ▶ les **pertes classiques** (P_{clas}), nommées aussi pertes par courants induits, sont associées à la conductivité électrique et à la géométrie de l'échantillon. En effet, cette contribution de pertes se caractérise par un élargissement, de la surface du cycle d'hystérésis, progressif avec l'augmentation de la fréquence. Ce comportement est dû au développement de courants induits macroscopiques. Ces courants, dits aussi courants de Foucault, ont aussi pour effet de dissiper de l'énergie par effet de Joule (échauffement du matériau). Leur répartition et donc leur contribution dépend de la forme de la pièce considérée. Ces courants peuvent présenter un effet de peau caractérisé par l'épaisseur de peau δ qui diminue avec la fréquence. Dans le cas de tôles magnétiques et si on suppose un comportement linéaire, cette épaisseur de peau dépend de la perméabilité magnétique μ , la conductivité électrique σ du matériau ainsi que la fréquence f de variation du champ magnétique d'excitation (Eq I. 9).

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu}} \quad (\text{Eq I. 9})$$

► les **pertes excédentaires** (P_{exc}) : Cette composante de pertes proposée dans l'approche développée par Bertotti a pour but de prendre en considération les mouvements complexes et dépendants des parois de domaines en régime dynamique [36]. Ainsi les pertes excédentaires ont pour origine l'interaction entre les courants induits et la structure en domaines du matériau, notamment les interactions entre les parois de domaines. Elles dépendent de la largeur des domaines magnétiques et des inhomogénéités microstructurales.

Finalement, ces trois contributions de pertes sont, en général, dues aux courants induits qui se développent dans le matériau à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). Les pertes fer totales s'écrivent :

$$P_{tot} = P_{hys} + P_{clas} + P_{exc} \quad (\text{Eq I. 10})$$

Avant les travaux de Bertotti, les deux contributions pertes classiques et pertes excédentaires étaient groupées dans un seul terme nommé pertes dynamiques (P_{dyn}). Dans le modèle de Pry et Bean [37], l'expression des pertes se résume dans (Eq I. 11).

$$P_{tot} = P_{stat} + P_{dyn} \quad (\text{Eq I. 11})$$

I.2 Généralités sur la microstructure des aciers

Le comportement magnétique du matériau est fortement lié à sa microstructure. Le phénomène d'ancrage des parois de domaines en est l'exemple. La compréhension du comportement magnétique passe nécessairement par la bonne connaissance du matériau, notamment sa structure, sa composition chimique et son état de déformation. Dans cette section, on définit certaines propriétés métallurgiques liées de façon plus ou moins directe aux propriétés électriques et/ou magnétiques du matériau. On s'intéressera en particulier au cas des aciers bas carbone, ferritique avec faible proportion de perlite, dont fait partie le matériau de la roue polaire.

I.2.1 *Structure cristalline*

Grâce aux forces de liaison, les atomes se regroupent et se placent dans leurs positions d'équilibre pour former des corps solides. On distingue entre deux types de solide, les solides amorphes et solides cristallins. Contrairement aux matériaux amorphes, les solides cristallins présentent un ordonnancement plus ou moins complexe et compact des atomes. Ils sont constitués d'une répétition quasi parfaite d'un arrangement tridimensionnel des atomes appelé la maille cristalline. La Figure I. 17 présente deux structures cristallines caractéristiques du fer, à savoir le système Cubique Centré (CC) et le Cubique à Faces Centrées (CFC). Ces deux systèmes représentent respectivement la ferrite α et l'austénite γ , deux formes allotropiques du fer. Ces deux structures permettent d'obtenir une grande diversité de microstructures, dans les aciers, possédant chacune des propriétés physiques spécifiques.

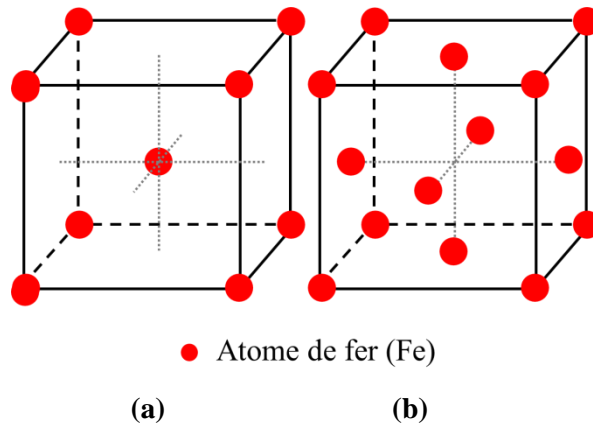
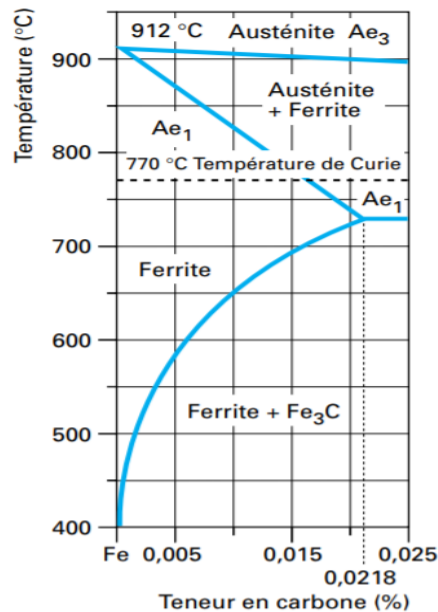


Figure I. 17 : Schéma des mailles cristallines élémentaires du fer (a) CC et (b) CFC

► Phases d'équilibre

Selon la norme NF EN 10020 « on appelle acier un matériau dont le fer est l'élément prédominant, sa teneur en carbone est généralement inférieure à 2 % et il contient d'autres éléments ». La Figure I. 18 donne le diagramme de phases caractéristique de l'acier. C'est une présentation, température / composition (plan isobare), de la constitution physico-chimique d'un alliage dans son état d'équilibre thermodynamique. Il décrit les équilibres qui régissent la solidification (refroidissement lent) des alliages et qui mènent à la formation des phases constitutives de la microstructure de l'acier.

Figure I. 18 : Détails du diagramme d'équilibre fer-carbone pour les très faibles taux de carbone (équilibre Fe-Fe₃C) [38]

Les phases les plus courantes d'un acier, refroidi lentement, à température ambiante sont la ferrite α , le constituant ferromagnétique de l'acier, la cémentite (Fe₃C : composé défini du fer et du carbone) et la perlite (structure lamellaire de ferrite et de cémentite). En revanche, si la vitesse de refroidissement est plus ou moins rapide, l'acier peut être composé de façon à ne pas permettre aux atomes de diffuser, l'acier peut être constitué d'austénite, de bainite et/ ou de martensite.

► **Éléments d'addition**

En plus du fer et du carbone, un acier peut être composé d'autres éléments d'addition. Les atomes de ces éléments entrent en solution dans le réseau cristallin: soit en se substituant aux atomes de fer (solution solide de substitution), soit en se plaçant aux interstices de son réseau (solution solide d'insertion). La présence de ces éléments, d'un intérêt sur le plan métallurgique, n'est pas sans influence sur la stabilité structurale. Alors, on distingue entre les éléments alphagènes qui favorise la présence de la ferrite α aux dépens de l'austénite γ , à savoir (Si, Al, Mo...) et, leurs opposés, les éléments gammagènes (C, N, Mn...). Enfin, la présence et la teneur des éléments d'addition diffèrent et modifient, de manière directe, les propriétés physiques, notamment électriques et magnétiques de l'acier. Ou indirectement, elles peuvent causer, favoriser ou limiter, la précipitation de particules de seconde phase à l'intérieur de l'acier.

► **Les défauts cristallins**

En réalité, la structure cristalline, bien ordonnée, est loin d'être aussi parfaite. Elle est le siège de nombreux types de défauts qu'on différencie par leurs dimensions :

- Les défauts ponctuels : ils ont une taille de l'ordre de la distance interatomique. Il s'agit des lacunes (site atomique inoccupé dans la structure), des interstitiels (des atomes qui s'insèrent dans les espaces vides du réseau cristallin) et des atomes en substitution (Figure I. 19). Ces défauts entraînent une distorsion locale du réseau cristallin et engendrent ainsi un champ de contrainte élastique. Ils agissent indirectement sur les propriétés physiques du matériau, soit en jouant un rôle primordial dans le phénomène de diffusion atomique soit en interférant avec d'autres défauts ou bien en autorisant l'introduction d'atomes étrangers qui peuvent influencer la conductivité électrique ainsi que d'autres propriétés mécaniques et magnétiques du matériau.

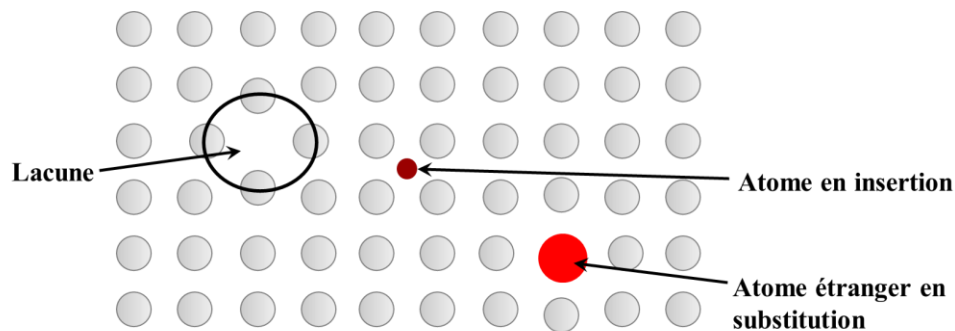


Figure I. 19 : Types de défauts ponctuels dans les cristaux

- Les défauts linéaires appelés dislocations (Figure I. 20). Celles-ci présentent des perturbations importantes du réseau cristallin. En effet, il s'agit de discontinuités dans l'organisation du réseau cristallin. Les dislocations naissent lors de la solidification ou de la déformation plastique du matériau. Elles peuvent glisser de proche en proche sous l'effet d'une contrainte extérieure. Ce mouvement est à l'origine du comportement plastique d'un matériau cristallin. Le blocage du mouvement de dislocation par un obstacle (par exemple un précipité) durcira davantage le matériau. Ainsi, les dislocations influencent directement les propriétés mécaniques. Elles sont loin d'être sans effets sur les autres propriétés physiques (magnétiques et électriques) du matériau.

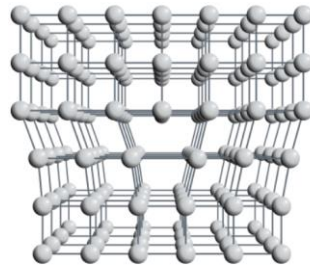


Figure I. 20 : Structure d'une dislocation

- Les défauts planaires : on cite les joints de grains, fautes d'empilement, et les mâcles. Et on s'intéressera particulièrement aux joints de grains. Il s'agit de zones de grand désordre (ayant une épaisseur de l'ordre de quelques distances interatomiques) séparant les cristaux dans un même solide polycristallin. Ces joints ont une grande importance dans le comportement d'un corps polycristallin car ils constituent des espaces où l'ordre naturel est perturbé et où les atomes ne sont donc pas en position stable [39]. Par conséquent, les joints de grains sont un lieu favorable pour la naissance d'autres défauts (précipité, inclusion). Aussi, en lien avec ce type de défauts, on définit un paramètre de microstructure de grande influence sur les propriétés du matériau cristallin qui est la taille de grain.

- Les défauts tridimensionnels. Il s'agit des précipités et des inclusions. Ces particules étrangères diffèrent du cristal de base, soit par leur nature chimique et ou cristallographique. Les précipités, nommés aussi particules de seconde phase, sont formés par combinaison entre les atomes du métal et les atomes des éléments d'addition. En revanche, les inclusions sont des impuretés, formées lors de l'élaboration du matériau. La taille et la distribution des précipités jouent un très grand rôle dans les propriétés mécaniques (durcissement) et aussi magnétiques (vieillessement magnétique) des matériaux

I.3 Microstructure et propriétés électromagnétiques

Le mouvement des parois séparant les domaines magnétiques dépend de nombreux paramètres. On distingue entre autres: l'intensité et la fréquence du champ d'excitation et le nombre d'obstacles microstructuraux au sein matériau. Ces obstacles sont des défauts cristallographiques, définis précédemment en 1.2, qui sont à l'origine du phénomène d'ancrage des parois de domaines. Ces défauts entraînent une évolution des propriétés magnétiques du matériau : une réduction de la perméabilité et une augmentation des pertes magnétiques. Cette dépendance entre le mouvement des parois de domaine et les défauts cristallographiques est à l'origine d'un lien complexe, difficile à quantifier, mais observable, qui relie les paramètres métallurgiques du matériau à ses propriétés magnétiques. En effet, ces propriétés sont sensibles à la structure et dépendent de plusieurs facteurs ; tels que la composition chimique, la taille des grains, la texture cristallographique, les inclusions et les contraintes résiduelles dans l'acier [40]–[44].

► **La texture cristallographique**

La texture cristallographique, c'est-à-dire l'orientation cristallographique des grains, est un paramètre important qui influence les propriétés électromagnétiques. C'est un fait bien connu

que la direction $\langle 100 \rangle$ dans la structure CC du fer est l'axe de facile aimantation, tandis que $\langle 111 \rangle$ est l'axe le plus difficile (Figure I. 21). Dans les applications rotatives telles que les moteurs, la texture utile à développer est la texture, dans laquelle les plans $\{001\}$ sont parallèles au plan du laminage. Ces plans présentent les pertes fer les plus faibles, car ces plans contiennent deux axes de facile aimantation $\langle 100 \rangle$ [45].

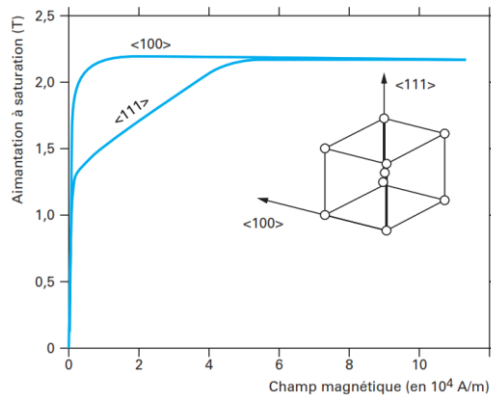


Figure I. 21 : Courbe d'aimantation d'un monocristal de fer.[46]

Dans le cas de la roue polaire, le procédé utilisé ne permet pas de générer une texture préférentielle.

► La taille de grains

La taille de grains est un paramètre directement lié aux joints de grains. En effet, plus les grains sont de petites dimensions, plus la densité des joints de grains est importante. Ces défauts cristallographiques gênent le mouvement des parois de Bloch. La Figure I. 22 montre qu'une diminution de la taille de grains se traduit par une diminution de la perméabilité, une augmentation du champ coercitif ainsi qu'une augmentation des pertes magnétiques, alors que l'aimantation à saturation n'est pas influencée par ce paramètre [41]. Les travaux d'autres auteurs ont permis d'appuyer ces résultats [47], [48].

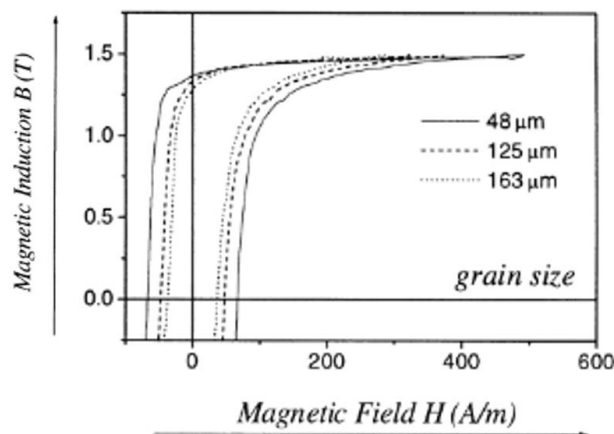


Figure I. 22 : Effet de la taille des grains sur le cycle d'hystérésis d'un acier à 0.5% Si [41]

D'un point de vue des pertes, la taille des grains a des effets opposés sur les pertes par hystérésis et sur les pertes par courants induits. En effet, quand la taille des grains augmente,

les pertes par hystérésis diminuent alors que les pertes par courants induits augmentent. Il existe donc une taille de grains optimale permettant de minimiser les pertes fer pour une fréquence d'application donnée. Cette taille optimale dépend de la composition chimique et de la texture de l'acier [1], [49], [50].

► **Composition chimique :**

Une modification de la composition chimique d'un matériau modifie son aimantation à saturation, sa température de Curie et/ou sa résistivité électrique. L'effet des éléments d'alliage ou d'impuretés en solution, tant métalliques que non métalliques, sur l'aimantation à saturation, reste négligeable tant que la teneur de ces éléments ne dépasse pas 0,1% [51]. Néanmoins, ce seuil est souvent dépassé. Les éléments non magnétiques provoquent une baisse linéaire de l'aimantation, puis souvent une baisse plus rapide au moment où la concentration en éléments ajoutés conduit à une modification de la structure électronique de l'alliage ou à un changement de phase (Figure I. 23).

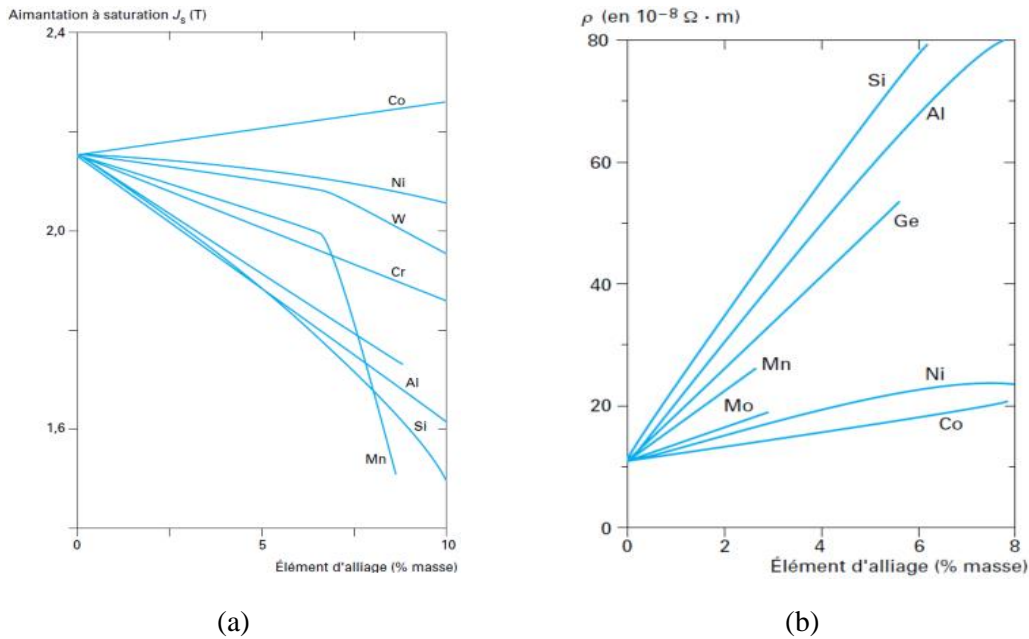


Figure I. 23 : (a) Aimantation à saturation de quelques alliages de fer, (b) résistivité électrique, à 20°C de quelques alliages de fer [51]

Dans le cas des aciers électriques à grains non orientés, la teneur du silicium (Si) a un effet important sur les pertes fer. Le silicium diminue la constante d'anisotropie magnéto-cristalline K_1 (Eq I. 8) qui est directement proportionnelle aux pertes par hystérésis et augmente la résistivité qui est inversement proportionnelle aux pertes par courants induits. Cependant, le silicium réduit l'aimantation à saturation, ce qui diminue la perméabilité [49], [52]. Ainsi, en fonction des besoins, le pourcentage de silicium peut être optimisé dans les matériaux magnétiques. L'aluminium a un effet similaire à celui du silicium [52], [53], mais en agissant autrement. En effet l'aluminium modifie indirectement les pertes fer en agissant sur le grossissement du grain, la texture [54] et / ou par le changement de la quantité et de la répartition des impuretés [54], [55]. Le phosphore et le manganèse permettent de diminuer les pertes par courants induits [43]. Les éléments interstitiels tels que C, S, O et N provoquent une distorsion

du réseau cristallin et diminuent ainsi la perméabilité. En outre, ces éléments ajoutés à d'autres (tels que Mn, Al, etc.) peuvent former des précipités qui affectent le processus de magnétisation en ancrant le mouvement des parois de domaine [56].

Dans le cas de l'acier roue polaire, le choix de la teneur en silicium permet d'avoir une conductivité électrique limitée et une induction à saturation importante comme l'illustre la Figure I. 24 (le trait pointillé rouge correspond à la teneur en silicium de l'acier utilisé pour la roue polaire), tout en gardant une forgeabilité acceptable. Le taux de carbone est maintenu bas en raison de son effet négatif sur les propriétés magnétiques, à savoir l'accroissement de la coercivité et des pertes par hystérésis et la décroissance de la perméabilité magnétique. Cet effet vient de la réduction de la taille des grains et de la formation de cémentite Fe_3C , causée par la présence du carbone [57].

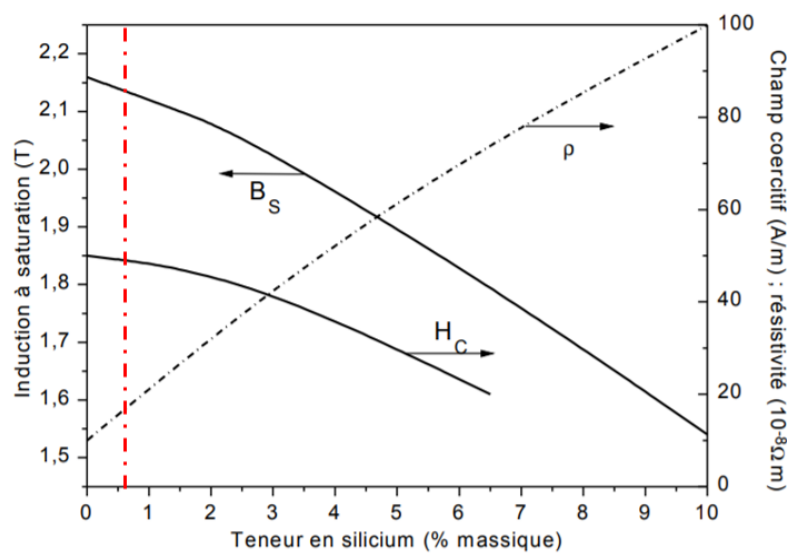


Figure I. 24 : Effet de la teneur en silicium sur les propriétés électromagnétiques [58]. Le trait pointillé rouge indique la teneur en Si dans le matériau roue polaire.

► Précipités

Les précipités sont des particules de seconde phase¹ se retrouvant dans la matrice du fer. Ces particules sont essentiellement formées par des réactions chimiques qui se produisent entre les éléments présents. Ces éléments sont parfois ajoutés intentionnellement en tant qu'éléments d'alliage (tels que le silicium dans le cas des aciers pour machines électriques) ou peuvent être présents simplement en tant qu'impuretés (tels que l'azote N). Il s'agit généralement des sulfures métalliques, des carbures ou des nitrures dont la gamme de taille varie entre 10 et 400 nm. Ils ont un effet direct et indirect sur les propriétés magnétiques des matériaux. Leur effet direct est d'ancrer le mouvement des parois de domaines. Ils entraînent, ainsi, une augmentation des pertes fer et une diminution de la perméabilité. Leur effet indirect est de limiter le grossissement des grains lors du recuit final [43].

Aussi, au cours du temps, les précipités peuvent provoquer une dégradation progressive des caractéristiques magnétiques d'une façon indirecte, et ce via le phénomène de vieillissement

¹ Particules formées par la combinaison entre les atomes du fer et les atomes des autres éléments d'addition

magnétique [51]. La Figure I. 25 propose une comparaison entre deux échantillons d'acier à faible carbone, le premier a subi un vieillissement accéléré à 225°C pendant 24h alors que le deuxième a subi un traitement thermique de recuit à haute température pour dissoudre les précipités et améliorer les propriétés magnétiques du matériau. Cette figure montre les effets dans la région du pic d'activité des mouvements de parois de domaines (force coercitive « Zone 1 ») et dans la région d'annihilation des domaines (branche inférieure du cycle « Zone 2 ») avec peu de changement dans la région de nucléation des domaines (branche supérieure « Zone 3 ») (Cf. paragraphe I.2.3) Cette modification du cycle d'hystérésis se traduit par une augmentation des pertes et du champ coercitif. La nocivité des précipités et leur mode d'action dépendent à la fois de leur taille, leur forme, leur type, leur fraction volumique, leur densité, leur distribution et du type d'alliage. Pour des tailles de précipités inférieures à 30 nm les investigations ont montré que ces précipités ne dégradent pas les propriétés magnétiques du matériau [59]. En revanche, ceux dont le diamètre est voisin de l'épaisseur des parois de domaines magnétiques sont les plus nocifs.

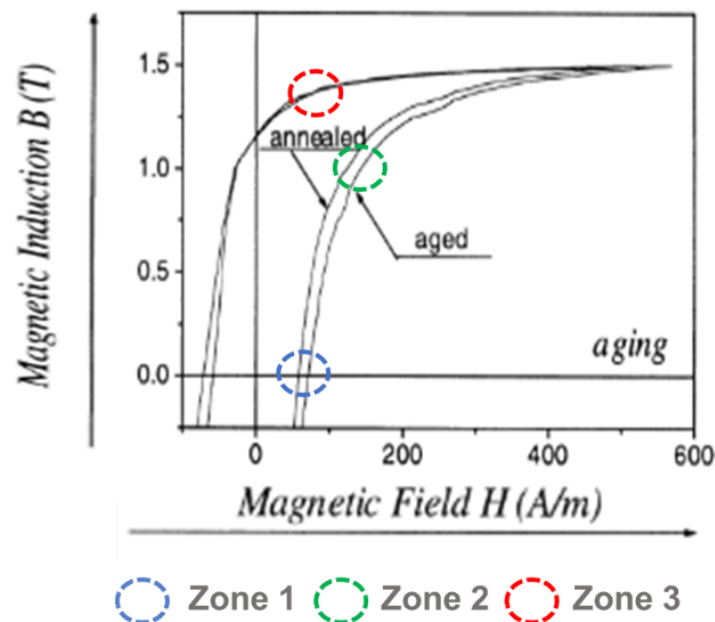


Figure I. 25 : Effet des précipités (vieillissement) sur le cycle d'hystérésis d'un acier à faible carbone [41]

► Contraintes résiduelles

Les contraintes résiduelles influencent le processus d'aimantation. Elles interagissent avec les parois de Bloch et affectent ainsi les pertes fer et la perméabilité des aciers. Selon la nature de la contrainte présente, les propriétés magnétiques peuvent être améliorées ou dégradées. Par exemple, la présence de faibles contraintes de traction dans la direction du champ appliqué diminue généralement les pertes fer tandis que la contrainte de compression les augmentent [49].

Après avoir défini certaines notions de base sur la microstructure des aciers et les liens entre les caractéristiques métallurgiques et les propriétés magnétiques, on s'intéressera à d'autres facteurs qui peuvent agir directement ou indirectement sur le comportement électromagnétique.

On abordera l'impact de la température puis celui des contraintes mécaniques sur les propriétés magnétiques et aussi électriques du matériau.

II. Impacts de la température sur les propriétés de l'acier magnétique

Lors de leur utilisation au sein des machines électriques, les matériaux magnétiques peuvent être amenés à travailler dans des conditions d'échauffement plus ou moins importantes. Dans certaines applications, la température peut être localement relativement élevée et les points chauds peuvent atteindre les 200°C. Cette variation de température ne peut être sans influence sur leur comportement électromagnétique. D'une part, les propriétés électromagnétiques du matériau ne sont plus les mêmes qu'à température ambiante [5]. Cette dépendance en température est en partie réversible au sens où, une fois refroidi, le matériau retrouve ses propriétés initiales. Par contre, la microstructure de l'acier peut être modifiée par des mécanismes thermiquement activés, l'influence de la température sur les propriétés électromagnétiques est alors irréversible. On parle de vieillissement magnétique. Dans cette section, l'état de l'art va s'articuler sur deux axes qui sont la dépendance en température des propriétés électromagnétiques (et ses effets réversibles) et le vieillissement magnétique.

II.1. Effet réversible de la température

La température peut agir sur différentes propriétés du matériau et ce via l'agitation thermique. En effet, cette agitation entrave le mouvement des électrons et par conséquent la résistivité électrique augmente avec la température [60], comme on peut le voir sur certains alliages du fer présentés sur la Figure I. 26 et dont fait partie le fer pur (matériau proche du cas du matériau roue polaire).

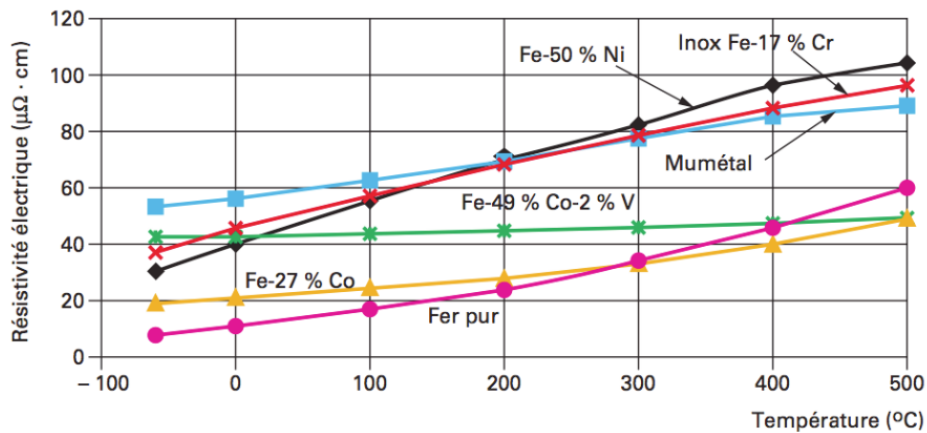


Figure I. 26 : Dépendance en température de la résistivité électrique de quelques alliages magnétiques doux [46]

En général, l'évolution de la résistivité électrique ρ (inverse de la conductivité) en fonction de la température est souvent décrite par une équation linéaire (Eq I. 12) de la forme :

$$\rho(T) = \rho_0(1 + \alpha T) \quad (\text{Eq I. 12})$$

avec α le coefficient de dépendance linéaire avec la température.

De la même manière qu'une augmentation de température conduit à la destruction de l'arrangement cristallin et cause la fusion du matériau, une augmentation de température tend de plus en plus à rompre l'alignement spontané des atomes, et conduit à la destruction de l'ordre directionnel des moments magnétiques. La Figure I. 27 décrit l'évolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pour le fer. On remarque que lorsque la température augmente, l'aimantation spontanée diminue, d'abord très lentement puis de plus en plus vite jusqu'à une valeur minimale (égale à $\mu_0 H$). Pour le fer, à $T= 500^\circ\text{C}$ le fer perd seulement $\sim 20\%$ de son aimantation à saturation. Puis, l'effet de la température devient plus important, surtout lorsqu'on s'approche de la température de Curie [34], [61]. Pour des températures modérées tel la température de fonctionnement la roue polaire ($180^\circ\text{C} / 453 \text{ K}$), l'aimantation à saturation du fer pur diminue d'environ 9% par rapport à celle à la température ambiante.

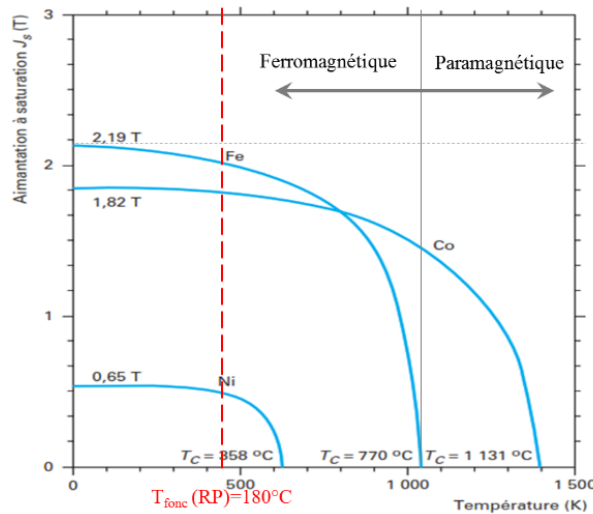


Figure I. 27 : Evolution de l'aimantation à saturation en fonction de la température pour Fe, Co et Ni purs [46]

Par ailleurs, et de manière générale, l'anisotropie magnéto cristalline évolue beaucoup plus vite avec la température que ne le fait l'aimantation spontanée. Cette dépendance en température résulte du fait que l'on exprime la densité d'énergie du système en fonction de la polarisation qui est directement liée à l'aimantation spontanée. La constante d'anisotropie peut s'écrire, pour le fer, sous la forme (Eq I. 13) avec n un exposant fonction de la symétrie et du type du réseau cristallin ($n=10$ pour un cristal cubique) [34].

$$K_1(T) = K_1(0^\circ\text{C}) * (J_s/J_0)^n \quad (\text{Eq I. 13})$$

$$J_s(T)/J_0 = f(T)$$

avec J_s la polarisation à saturation et J_0 sa valeur à la température 0 K.

A partir des dépendances en température pour l'aimantation spontanée (et par conséquent l'énergie d'anisotropie) et pour la résistivité électrique, découle une dépendance d'autres propriétés telles la perméabilité magnétique et les pertes fer. En se basant sur les résultats de la littérature, cette dépendance va être détaillée par la suite. De nombreuses études se sont intéressées à la caractérisation ainsi qu'à la modélisation de cette dépendance, et ce pour différents types de matériaux magnétiques [5], [6], [8]–[10], [62].

La Figure I. 28 représente l'effet de la température sur le cycle d'hystérésis quasi-statique (faibles fréquences 1 Hz) d'un acier Fe-3%Si mesuré à 1.5T, pour une gamme de températures allant de la température ambiante à 610°C. On remarque une influence claire sur la forme de l'hystérésis. L'aimantation à saturation, le champ coercitif et l'induction rémanente diminuent. Ce comportement est expliqué par la réduction de la constante d'anisotropie K_1 (Eq I. 13) lorsque la température augmente [5], [63].

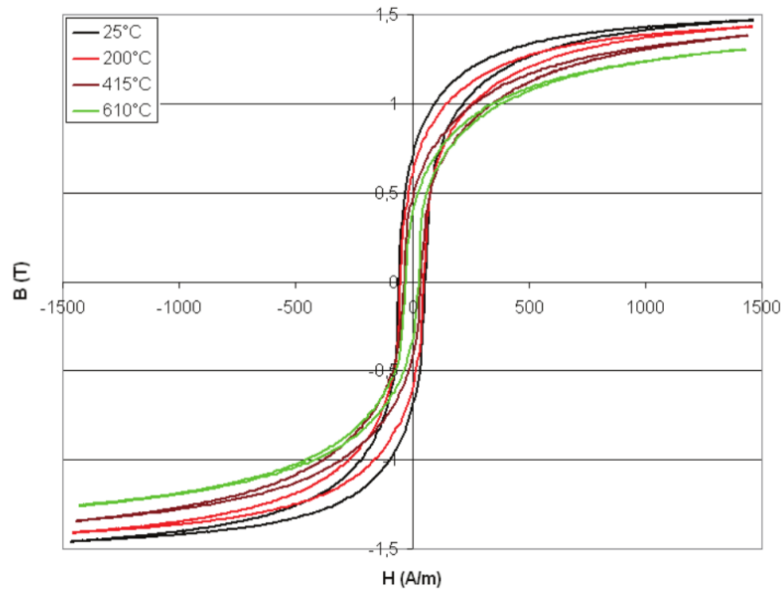


Figure I. 28 : Cycle d'hystérésis en fonction de la température du matériau FeSi 3% GNO en régime statique (1 Hz) [8]

En ce qui concerne l'effet de la température sur la courbe normale et les pertes fer, la Figure I. 29 présente les résultats de mesure des propriétés magnétiques d'une tôle d'acier (35A360) à 50 Hz pour des températures allant de l'ambient jusqu'à 500 °C. Pour la courbe normale, on constate une dégradation modérée de la caractéristique magnétique, qui est de plus en plus prononcée à mesure que la température augmente. En revanche, les pertes diminuent fortement avec la température. Cette réduction des pertes totales est due à la contribution des pertes dynamiques (Cf. paragraphe I.2.4) qui diminuent suite à la diminution de la conductivité électrique.

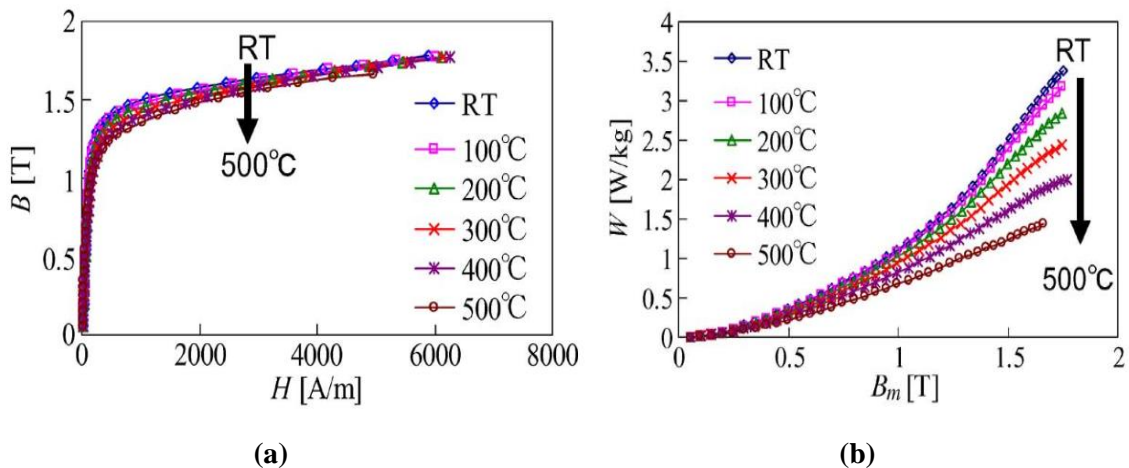


Figure I. 29 : Mesure des propriétés magnétiques d'une tôle 35A360 à 50 Hz (jusqu'à 500 C) : (a) courbe normale, (b) pertes fer [6]

On conclut que les propriétés électriques et magnétiques des aciers dépendent de la température. Cette dépendance a été étudiée dans le cas des tôles qui sont très majoritairement exploitées dans les machines électriques. En revanche, le cas des noyaux magnétiques massifs, tel celui de la RP d'une machine à griffes, reste encore à étudier.

II.2. Vieillessement magnétique

II.2.1- *Description du phénomène*

Combinée au facteur temps, la température peut activer le mécanisme de diffusion atomique. Les atomes en interstitiels comme le carbone et l'azote, mobiles à basse températures, peuvent ainsi diffuser et migrer vers les dislocations. Ils peuvent aussi se regrouper pour former des petits précipités. Par conséquent, la microstructure de l'acier est directement modifiée et donc ses propriétés macroscopiques, aussi. Les propriétés concernées sont magnétiques (hystérésis, champs coercitif, pertes fer, perméabilité relative...), électrique (conductivité électrique) et mécaniques (limite d'élasticité, résistance, allongement, résilience...). Cette évolution dans le temps des propriétés des matériaux est appelée vieillissement.

Dans la littérature, lorsque les propriétés magnétiques sont modifiées par le vieillissement, on parle alors de « vieillissement magnétique » (magnetic ageing). Toutefois, avant d'utiliser cette terminologie par la suite, il faut spécifier que le terme désigne en effet, un vieillissement thermique des matériaux magnétiques. Un vieillissement dû à la précipitation de particules de seconde phase et qui a pour conséquence une modification, avec le temps, des propriétés magnétiques intrinsèques du matériau.

II.2.2- *Paramètres influents*

L'intensité du vieillissement magnétique dépend de différents paramètres liés à l'acier (composition chimique, état structural) et de paramètres opératoires (température et temps de vieillissement).

► **Composition chimique**

Comme indiqué précédemment, l'azote et le carbone sont les principaux éléments acteurs dans le vieillissement des aciers. A partir de certains teneurs, ces éléments peuvent diffuser vers les dislocations à des températures basses et modérées. Cela exclut évidemment les éléments fixés sous forme de composé défini (cémentite Fe_3C) et les carbures et nitrures stables. Le nombre d'interstitiels mobiles résulte de la solubilité du carbone et de l'azote dans le fer α . Il est estimé par l'écart entre la teneur du composé et sa solubilité dans le fer α . En réalité, cette notion de solubilité est plus complexe que ce qui résulte des diagrammes d'équilibre applicables seulement pour des refroidissements lents et qui ne considère pas l'effet des autres éléments chimiques présents dans l'acier. En effet, des études expérimentales ont été entreprises depuis de nombreuses années afin de connaître la solubilité du carbone, et de l'azote, au voisinage de la température ambiante. Selon M. Grumbach [64], les limites de solubilité du carbone et de l'azote dans le fer α à 20°C sont estimées, respectivement, à 2 ppm et 15 ppm.

Un autre facteur déterminant du vieillissement est la teneur en silicium, en aluminium et en manganèse. Ces éléments impactent la cinétique du vieillissement. En effet, la présence de l'un de ces éléments peut, selon sa nature chimique, ralentir ou accélérer la cinétique de formation ou de transition des précipités d'un état métastable à un état stable. Le Tableau I. 2, synthétise ce propos pour le cas des carbures. En particulier, la présence du silicium au-dessus de 1% en teneur massique retarde la précipitation des carbures [11] et ainsi peut limiter le vieillissement magnétique (Figure I. 30). Pour le cas des nitrures, l'ajout de plus de 1% d'aluminium à l'acier limite voire empêche leur précipitation, car il permet de fixer l'azote sous forme d'AlN [65].

Tableau I. 2 : Influence des éléments de substitution sur la précipitation du carbure [66] (“+” pour favorable et “-” pour défavorable)

Elément chimique	Mn	Si	Al
Coefficient d'activité du carbone dans la ferrite	-	+	-
Activité du carbone dans la cémentite	-	+	+
Température de transition des carbures	-	+	+
Taux de grossissement des carbures	+	-	-

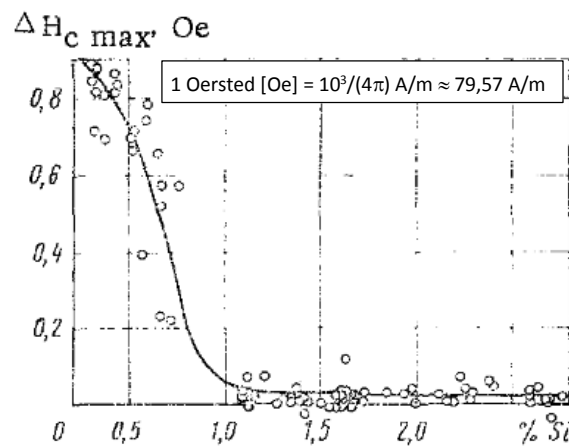


Figure I. 30 : Variation du degré de vieillissement (mesuré par la variation du champ coercitif ΔH_c), en fonction de la concentration du silicium [67]

► Temps -Température

En général, le vieillissement est un phénomène thermiquement activé. Il est gouverné par la diffusion des interstitiels, selon une loi de type Arrhenius qui dépend de deux principaux paramètres : temps et température. La Figure I. 31 montre l'évolution des forces coercitives d'un même matériau qui a subi deux vieillissements : le premier à 125°C et le deuxième à 170°C. On constate que l'augmentation de la température accélère la cinétique du vieillissement sans pour autant affecter les niveaux des caractéristiques magnétiques atteintes au cours du temps de vieillissement.

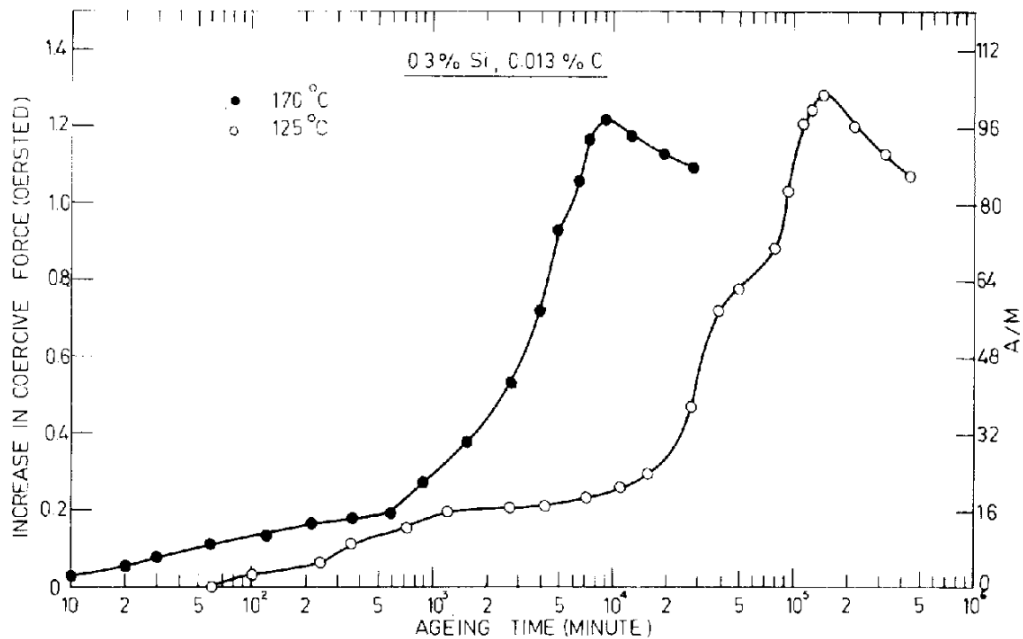


Figure I. 31 : Effet du vieillissement magnétique d'un acier à 0.3%Si et 0.013%C (% en masse) sur le champ coercitif [11]

En somme, le vieillissement d'un acier dépend de sa composition chimique et du cycle thermique ou thermomécanique qu'il a subi, ainsi que des paramètres opératoires : température et temps.

II.2.3- Précipitation des carbures :

En fonction de la température et du temps, différents types de carbures seraient susceptibles de se développer dans la ferrite sursaturée en carbone (voir Figure I. 33). On distingue principalement les carbures LTC "Low temperature carbides", les carbures métastables ϵ et les carbures stables "la cémentite".

- Les carbures LTC (Fe_{32}C_4) précipitent normalement à basse température (inférieure à 100°C). Jusqu'à présent, leur structure cristalline n'a pas été correctement identifiée [65], [68]. En raison de leur petite taille, les LTC ont peu d'influence sur propriétés magnétiques du matériau [69].
- Les carbures ϵ ($\text{Fe}_{2.4-3}\text{C}$) se forment habituellement dans la plage de température allant de 100 à 250°C . Ils présentent une structure hexagonale et un plan de texture $\{100\}$. Ils précipitent sous forme de disques dans la matrice du fer (ferrite) [65], [68], [69].
- La cémentite a une composition de base Fe_3C , une structure orthorhombique et un plan de texture $\{110\}$. En général, elle a la forme de petites plaques disposées dans la ferrite sous une forme dendritique dans la direction $[111]$ [65], [68], [69]. La Figure I. 32 présente la cémentite inter granulaire. C'est la cémentite grossière qui se développe à haute température ($T > 450^\circ\text{C}$) dans des aciers suffisamment chargés en carbone. Elle se développe préférentiellement aux joints de grains de la ferrite.

Compte tenu de leurs tailles (supérieures à $0,1 \mu\text{m}$ et du même ordre que l'épaisseur des parois domaines), les carbures ϵ et la cémentite sont considérés comme des agents de vieillissement magnétique [69].

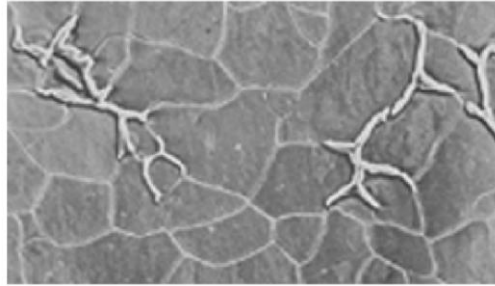


Figure I. 32 : Cémentite intergranulaire aux joints de grains (MEB) [70]

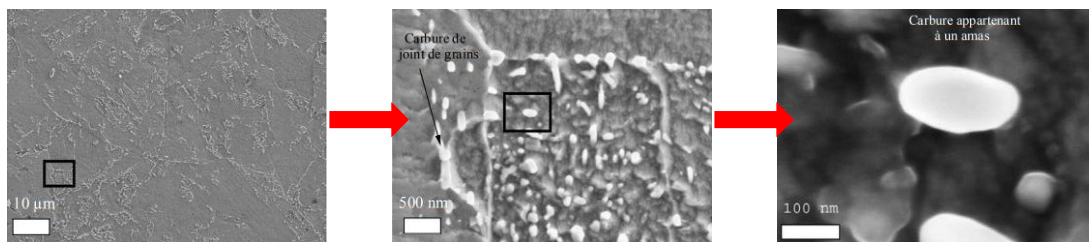


Figure I. 33 : Carbures situés dans la ferrite observés au MEB-FEG [71]

II.2.4- Effet du vieillissement sur les propriétés électromagnétiques :

Dans la littérature, différentes études se sont intéressées au vieillissement magnétique [69], [13], [15], [11]. Au préalable, les auteurs ont effectué un recuit de décarburation (2h à 760°C sous atmosphère contrôlée : $90\% \text{N}_2 + 10\% \text{H}_2$) afin d'améliorer la sensibilité du matériau au vieillissement magnétique, notamment en améliorant ses propriétés magnétiques (diminution des pertes fer et augmentation de la perméabilité magnétique [69], [72]). Puis, ils ont procédé à des cycles thermiques isothermes (vieillissement forcé) à des températures entre 100°C et 230°C , pendant des durées qui diffèrent selon la composition de l'acier étudiée.

La Figure I. 34 montre l'effet du vieillissement sur le cycle d'hystérésis pour une tôle à $0,2\% \text{Si}$ vieillie pendant 30h à 210°C . On remarque une augmentation de la coercivité qui se manifeste clairement par un élargissement de la surface du cycle d'hystérésis et par conséquent une augmentation des pertes fer.

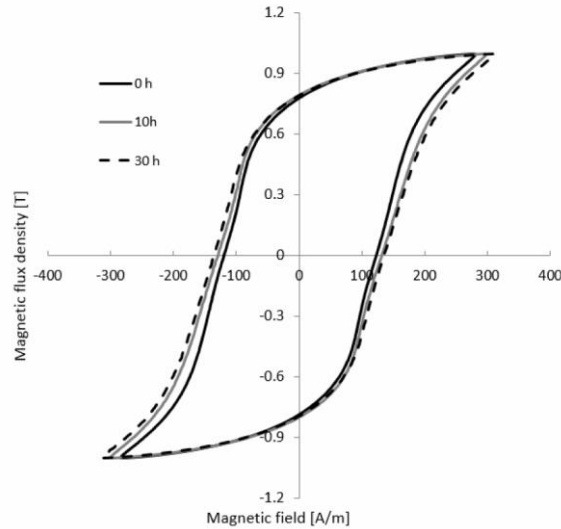


Figure I. 34 : Cycles d'hystérésis d'acier électrique à 0.2%Si après 0 h, 10 h et 30 h de vieillissement forcé à 1 T / 60 Hz / 210 °C [13]

Pour déterminer la sensibilité du matériau au vieillissement, certains travaux se sont appuyés sur la variation du champ coercitif suite à l'exposition de l'acier à la température du vieillissement pendant une durée t . D'autres auteurs ont défini un indice de vieillissement (AI), qui est la variation relative des pertes magnétiques entre les états avant (P_{avant}) et après ($P_{\text{après}}$) vieillissement (Eq I. 14).

$$AI = \frac{P_{\text{après}} - P_{\text{avant}}}{P_{\text{avant}}} 100 \quad (\text{Eq I. 14})$$

En particulier, Oliveira Júnior *et al.* [15] ont comparé l'évolution de l'indice de vieillissement magnétique à l'évolution de la dureté Vickers de deux échantillons recuits d'un acier électrique à grains non orientés à 2%Si. Les deux échantillons contenaient, respectivement, 40 et 60 ppm de carbone et ont été soumis à des températures de vieillissement de 200°C et 225°C, respectivement. Au cours du traitement de vieillissement, le cycle a été interrompu à différents intervalles afin d'obtenir les pertes fer et mesurer la dureté Vickers. Lors de chaque interruption, les pertes fer ont été mesurées dans le sens du laminage à l'aide d'un Single Sheet Tester (SST) pour une induction de 1.0 T et une fréquence de 50 Hz. Les propriétés mécaniques ont été évaluées en mesurant la dureté Vickers avec une charge de 1 kg. Les résultats sont présentés dans la Figure I. 35 (b). Cependant, malgré la présence importante de silicium, les deux échantillons ont vieilli à deux vitesses différentes. On en déduit que la teneur en carbone ainsi que la température ont tendance à accélérer le processus du vieillissement.

Au cours du traitement de vieillissement, la quantité de carbone sursaturé en solution solide diminue en raison de la formation des carbures. Il s'agit de deux phénomènes qui agissent sur la dureté de façon opposée: la diminution du carbone en solution solide implique une diminution de la dureté alors que la précipitation des carbures entraîne une augmentation de la dureté. Cette opposition d'effet peut expliquer la chute remarquée sur la Figure I. 35 (b). Aussi, on remarque que les pics de vieillissement, mesurés par la dureté Vickers, sont atteints beaucoup plus tôt que

les pics mesurés par les pertes magnétiques. Cette différence est expliquée par la taille des précipités. En effet, la taille des carbures conduisant à un effet maximal sur le mouvement des dislocations, et par conséquent sur la dureté de Vickers, est beaucoup plus petite que celle qui ancre le mouvement des parois de domaines magnétiques. On conclut que même si la dureté et le vieillissement magnétique résultent de la même cause, à savoir la précipitation des carbures, les mécanismes impactant les propriétés magnétiques et la dureté mécanique ne sont pas tout à fait les mêmes.

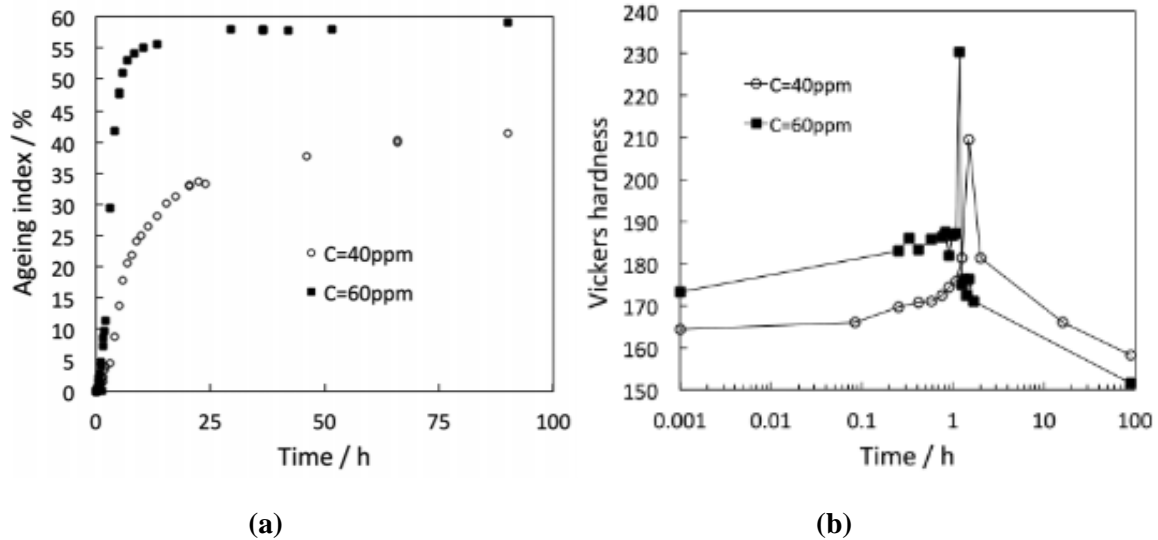


Figure I. 35 : Evolution de (a) l'indice de vieillissement, (b) dureté Vickers en fonction du temps pour des échantillons de 40 ppm et de 60 ppm de carbone vieillis à 200 et 225 °C, respectivement [15]

Pour évaluer la distribution des carbures, certains des échantillons ont été analysés par microscopie électronique à balayage (MEB). Des images de cette analyse de la microstructure sont données Figure I. 36. Dans un premier temps, sur les échantillons non vieillis, très peu de carbures ont été détectés (Figure a et Figure d). Dans un second temps, pour des temps de vieillissement correspondant aux pics de la dureté Vickers (Figure b après 1.2 h de vieillissement et Figure e après 1.5 h de vieillissement), une distribution parcellaire de carbures a été observée. Et finalement, après un vieillissement de 90 heures, la fraction volumique de carbures de fer observée est élevée (Figure c et Figure f). En comparant les deux échantillons, il a été remarqué que la taille moyenne des carbures dans l'échantillon avec 40 ppm de carbone est toujours inférieure à celle de l'échantillon avec 60 ppm de carbone.

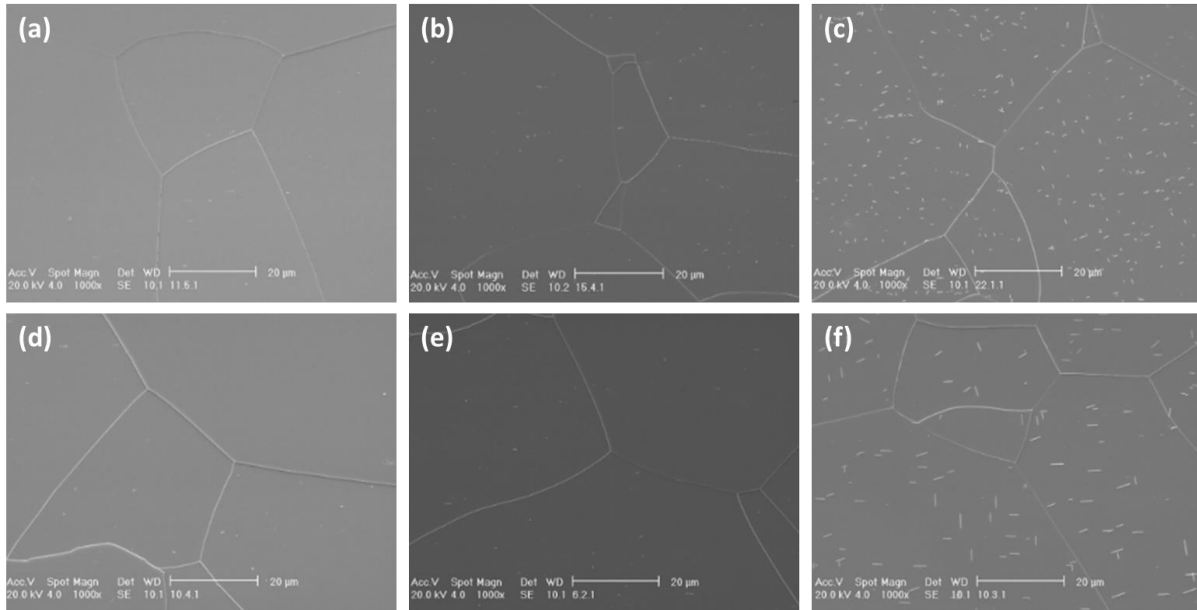


Figure I. 36 : Évolution des carbures de fer (taches blanches) dans l'échantillon à 40 ppm C vieillis: a) à 0 h, b) 1,2 h c) 90 h à 200 °C et dans l'échantillon à 60 ppm C vieillis: d) 0h, e) 1,5 h, f) 90 h à 225 °C [15]

Pour les applications industrielles, il peut être important de prévoir le temps nécessaire pour le vieillissement des aciers magnétiques utilisés dans les machines électriques. Si ce temps est plus long que le cycle de vie de la machine électrique, le risque de vieillissement magnétique serait d'une importance mineure. Dans le cas contraire, il serait nécessaire de connaître la cinétique et le taux de vieillissement magnétique de l'acier en question. Ainsi, l'impact sur les performances de la machine pourrait être évalué au cours de sa durée de vie. Pour ces raisons, Negri *et al.* [13] ont choisi le modèle d'Arrhenius (Eq I. 15) :

$$\ln(t) = \ln(A) + \frac{\phi}{RT} = \ln(A) + \frac{\phi}{2} \frac{10^3}{T} \quad (\text{Eq I. 15})$$

avec t (h) le temps nécessaire pour atteindre le vieillissement, A une constante sans dimension, ϕ (kcal / mole) l'énergie d'activation, R (2×10^{-3} kcal / K / mole) la constante des gaz et T (K) la température [73]–[75]. A l'aide des résultats expérimentaux de vieillissement obtenus pour deux températures différentes, l'énergie d'activation ϕ et la constante A ont été déterminées, pour le cas d'un acier de 0.2%Si. Ensuite, Negri *et al.* [13] ont exploité la loi d'Arrhenius (Eq I. 15) pour estimer la durée du vieillissement pour la température de fonctionnement du moteur. Ainsi, ils ont montré que dès les premières heures de fonctionnement de la machine, le matériau magnétique utilisé vieillit et ses pertes fer augmentent de 13.7 %. Donc, il est primordial de les prendre en compte dès la phase de conception de la machine.

Par conséquent, dans le cas de la RP, les conditions de fonctionnement dans la machine (température élevée), sa faible teneur en silicium (%Si<0.6%), ainsi que sa teneur en carbone (%C~0.06%), suggèrent, au vu de l'état de l'art, un vieillissement magnétique.

Dans cette partie, nous avons présenté un état de l'art sur les liens entre la microstructure de l'acier et son comportement électromagnétique. Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'effet que peut avoir la température sur ce dernier. Ainsi, nous avons distingué la dépendance en température des propriétés électromagnétiques (effet réversible) et le vieillissement magnétique

(effet irréversible). Pour le cas de la roue polaire, nous en déduisons que, d'une part, ses propriétés électromagnétiques dépendent de sa température de fonctionnement, et d'autre part, en raison de sa composition chimique, le matériau présente un risque de vieillissement magnétique et ses caractéristiques électromagnétiques peuvent changer de façon irréversible. Il est donc pertinent de caractériser la roue polaire en fonction de la température pour connaître précisément ses propriétés électromagnétiques. La section suivante propose donc une présentation de différentes techniques de caractérisation des propriétés électriques et magnétiques des aciers. Puis nous jugerons de leur applicabilité au cas de la roue polaire.

Troisième partie : Techniques de caractérisation applicables à la roue polaire

Dans cette partie nous allons passer en revue les différentes méthodes de mesure de la conductivité électrique, ainsi que des propriétés magnétiques. Le but est de choisir une méthode adaptée au cas de la roue polaire.

I. Mesure de la conductivité électrique

Dans le cas des matériaux conducteurs et semi-conducteurs, plusieurs méthodes sont utilisées pour la mesure de la conductivité électrique [76]. Ces méthodes peuvent être classées selon qu'il y ait ou non un contact physique entre le système de mesure et le matériau. Dans les méthodes avec contact, on trouve les méthodes volt-ampérométrique. Celles sans contact sont basées sur le phénomène des courants induits.

I.1 Mesures sans contact

Il existe différentes méthodes de caractérisation électrique sans contact, présentées dans la Figure I. 37.

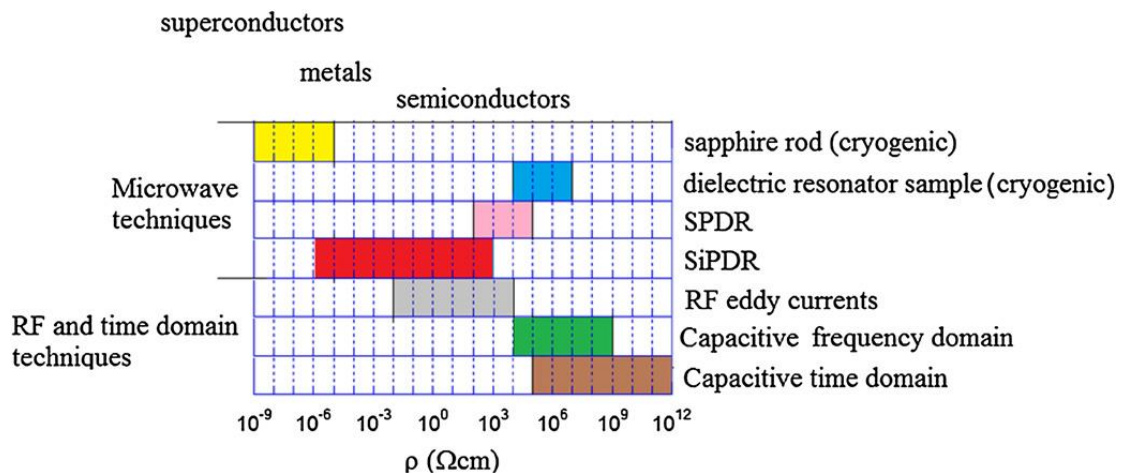


Figure I. 37 : Ordres de grandeur pour la mesure de résistivité des différentes méthodes sans contact [77]

Compte tenu de la gamme de résistivité que l'on étudie, on se concentre sur les mesures Radio Fréquence courant induit « RF eddy curent ». En effet, contrairement aux mesures en hyperfréquence, dans lesquelles seule la conductivité superficielle peut être obtenue, les mesures par courants induits peuvent être utilisées pour caractériser la conductivité volumique d'un échantillon massif [78]. Elles se basent sur l'existence des courants induits : un champ électromagnétique variable induit dans un échantillon conducteur des courants s'opposant à la variation de flux. Cet effet, lié directement à la conductivité de l'échantillon, peut être mesuré de différentes façons. Nous distinguerons essentiellement deux catégories de mesures : statique et dynamique.

► **Méthode statique**

Appliquées en régime permanent et sinusoïdal, ces méthodes consistent à mesurer l'impédance équivalente d'une bobine constituée d'une résistance R et une inductance L en série. La connaissance des valeurs de R et L permet de remonter à la conductivité électrique du matériau [79].

► **Méthode dynamique :**

Ces méthodes sont appelées ainsi car elles consistent à étudier des phénomènes transitoires tels que l'amortissement [78], [80], [81]. :

- des courants induits dans l'échantillon lorsque le champ inducteur varie brusquement
- du mouvement de l'échantillon dans un champ magnétique

En général, ces méthodes statiques ou dynamiques sont utilisées dans le cas des conducteurs ou semi-conducteurs amagnétiques. Dans le cas des matériaux magnétiques, la détermination de la conductivité électrique par les courants induits se révèle limitée en raison de la dépendance recherchée à la conductivité électrique et la perméabilité magnétique, cette dernière n'étant pas toujours connue.

I.2 Mesures avec contact

Les méthodes avec contact se basent sur l'application de la loi d'Ohm. Il s'agit d'évaluer la résistance de l'échantillon d'une façon plus ou moins simple et rapide (selon l'incertitude de mesure désirée). Ces méthodes consistent à injecter un courant électrique continu I dans l'échantillon et à mesurer une différence de potentiel V . Ensuite, l'application de la loi d'Ohm ($V=RI$) permet de déduire alors la résistance R . On distingue les techniques à deux et à quatre électrodes. L'avantage de la mesure à quatre électrodes est son insensibilité aux résistances parasites, telles que celles des câbles de raccordement [82], qui peuvent fausser les mesures. Cette méthode souvent utilisée pour caractériser la résistivité des films minces de semi-conducteur à température ambiante, a été adaptée par L. Arbenz [83] en combinaison avec la simulation numérique pour caractériser localement et de façon non destructive la conductivité électrique de la roue polaire. Dans cette méthode, quatre pointes alignées et équidistantes sont en contact par pression sur la surface de l'échantillon à analyser : deux pointes externes pour l'injection du courant et deux internes pour mesurer la différence de potentiel V induite, permettant alors d'obtenir la caractéristique courant-tension du matériau (Figure I. 38).

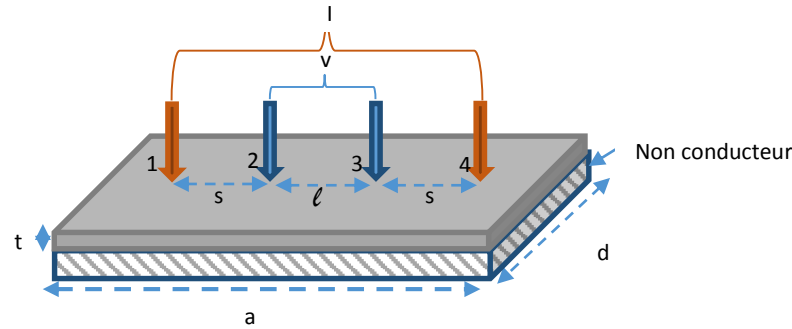


Figure I. 38 : Mesure par quatre pointes colinéaires équidistantes.

Dans le cas d'un échantillon massif, la circulation du courant peut ne pas être uniforme, notamment dans la zone de mesure de V . Pour cela, un facteur de correction F est introduit. Il est défini selon Smith [84], comme étant le produit de trois facteurs : $F = F_1 \cdot F_2 \cdot F_3$ avec : F_1 le facteur de correction de l'effet d'épaisseur, F_2 le facteur de correction des dimensions latérales et F_3 le facteur de correction de la position des pointes vis-à-vis des bords de l'échantillon. Ce coefficient F peut être déterminé de manière analytique mais aussi de manière numérique [83].

La conductivité s'écrit en fonction des dimensions et de la profondeur de l'échantillon.

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{\ell \cdot I}{V \cdot S} \cdot F \quad (\text{Eq I. 16})$$

avec σ la conductivité électrique, ℓ la distance entre les deux pointes internes de mesure de tension, S la section de l'échantillon et F le facteur de correction de forme. Il est à noter que la mesure des quatre pointes est bien adaptable à des températures élevées. Elle a notamment été utilisée dans [85] pour mesurer la résistivité d'échantillons en céramique pour des températures allant jusqu'à 700K.

Comparée aux autres méthodes de caractérisation, la mesure des quatre pointes se présente comme étant la plus adaptée au cas de la roue polaire. D'une part, cette mesure permet de s'affranchir du couplage entre la perméabilité magnétique et la résistivité électrique. Elle est bien applicable aux conducteurs magnétiques. D'autre part, cette méthode, utilisée en mode non destructif sur des roues polaires entières peut aussi être utilisée en mode destructif sur des échantillons coupés. Elle peut s'étendre à différentes dimensions d'échantillons et ce par l'application d'un facteur de correction géométrique. Finalement, et d'un point de vue thermique, cette méthode est aussi utilisable à des températures élevées.

II. Mesure des propriétés magnétiques

Généralement, la détermination des propriétés magnétiques d'un matériau doux revient à mesurer l'induction B dans le matériau soumis à un champ excitateur H variable. Il existe plusieurs méthodes dont les techniques de caractérisations normalisées et non-normalisées.

II.1 Techniques de caractérisation normalisées

La plupart des méthodes de caractérisation magnétique normalisées reposent sur le principe de la mesure fluxmétrique (Figure I. 39).

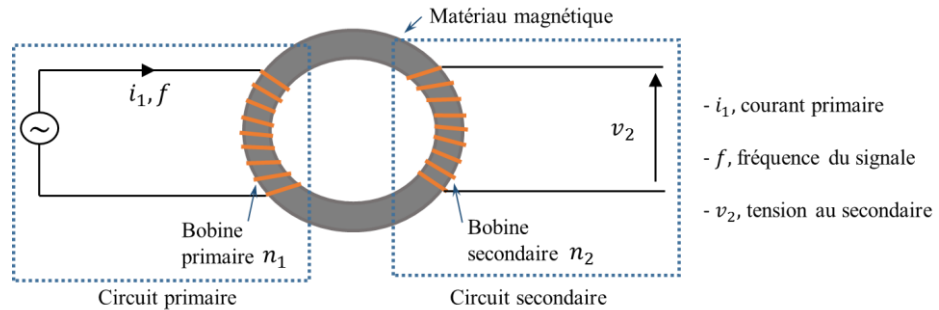


Figure I. 39 : Principe de mesure fluxmétrique (cas d'un échantillon torique)

L'équipement est souvent composé de :

- un circuit magnétique fermé, constitué en totalité ou en partie de l'échantillon du matériau à caractériser, de longueur moyenne l_m et de section connue S
- une bobine d'excitation à n_1 spires parcourue par un courant i_1 donné et appelée primaire ou bobine primaire
- une bobine de mesure de flux à n_2 spires aux bornes de laquelle la force électromotrice v_2 est mesurée, appelée secondaire ou bobine secondaire

En effet, si on suppose que le champ H est homogène dans le circuit magnétique, le théorème d'Ampère permet d'écrire le champ magnétique (supposé homogène) sur le parcours moyen l_m comme suivant:

$$H = \frac{n_1 \cdot i_1}{l_m} \quad (\text{Eq I. 17})$$

Si i_1 , et par conséquent H , varie dans le temps, alors un flux variable traverse la bobine secondaire et crée une force électromotrice induite v_2 . Comme la section S est constante et que le flux φ est supposé confiné dans le circuit, et si l'induction peut être considérée homogène (section constante de l'échantillon). Il vient, d'après la loi de Faraday :

$$B = -\frac{1}{n_2 S} \int v_2 dt \quad (\text{Eq I. 18})$$

Ainsi, on peut mesurer le cycle d'hystérésis $B(H)$. Parmi les méthodes normalisées et destinées aux aciers électriques, on cite le Single Sheet Tester (SST, cadre à bande unique) [86], le cadre Epstein [86] et le circuit magnétique torique [87] (Figure I. 40).

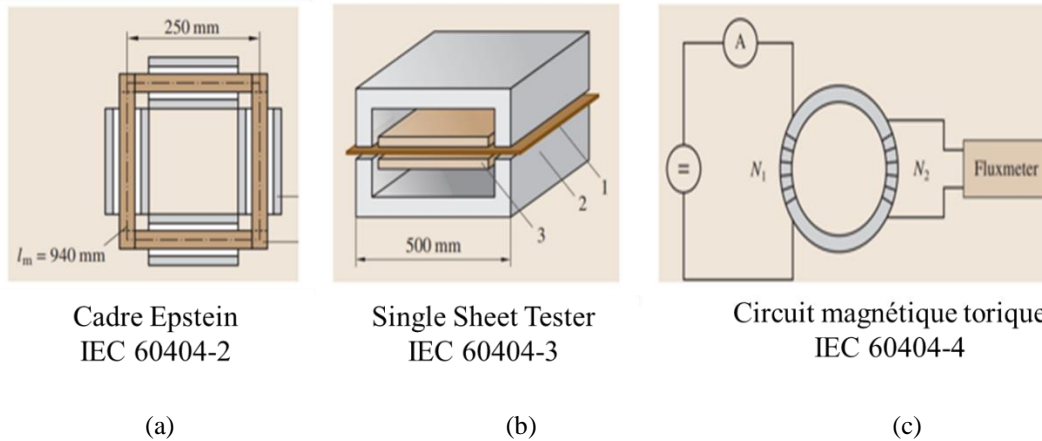


Figure I. 40: Méthodes de caractérisation normalisées [88]

➤ **Le cadre Epstein** est un circuit magnétique fermé, de forme carré, obtenu par l'assemblage de bandes découpées selon la direction désirée (Figure I. 40 (a)). Il est adapté pour la caractérisation quasi-statique et jusqu'à 10 kHz. L'assemblage est réalisé à l'aide d'un multiple de 4 bandes, chacune faisant 30 mm de large et avec une longueur pouvant être comprise entre 280 et 320 mm. Les bandes sont superposées aux coins avec un double recouvrement des joints. Chaque côté du carré est entouré d'un enroulement secondaire et, par-dessus, d'un primaire, tous les deux de 700 spires (pour les mesures en quasi statique et à fréquence industrielle). D'après le standard IEC 60404-2 [86], le chemin magnétique est fixé à 0,94 m quelle que soit l'expérience. Ce moyen de mesure est le plus utilisé dans l'industrie en raison de la grande expérience accumulée sur ce système dans les laboratoires du monde entier et de son haut degré de reproductibilité, comme l'ont montré des inter-comparaisons entre différents Instituts de métrologie [89]. Cependant, la méthode d'Epstein a certains défauts qui la rendent parfois inappropriée. En effet, cette méthode qui caractérise plusieurs bandes à la fois fournit les caractéristiques moyennes des bandes et ne permet pas de distinguer les caractéristiques d'une tôle par rapport à une autre. Aussi, dans [90], une étude pointe l'importance d'analyser et d'étudier les tôles d'acier électrique non seulement au moyen du cadre Epstein mais aussi avec d'autres dispositifs et méthodologies.

➤ **Le circuit magnétique torique** est une technique de caractérisation normalisée selon le standard IEC 60404-4 [87]. Il s'agit d'un circuit fermé pouvant être réalisé à partir d'un unique anneau massif ou d'anneaux de tôles empilées (Figure I. 40 (c)) dont les diamètres extérieur (D_e) et intérieur (D_i) respectent le rapport géométrique donné par (Eq I. 19). Deux bobines (primaire et secondaire) sont placées autour de l'échantillon. Et la longueur moyenne du chemin magnétique (parcours moyen du champ) est déterminée à partir de l'équation (Eq I. 20) :

$$D_e \leq 1,1 D_i \quad (\text{Eq I. 19})$$

$$l_m = 2\pi \frac{(R_e - R_i)}{\ln\left(\frac{R_e}{R_i}\right)} \quad (\text{Eq I. 20})$$

où R_i et R_e désignent respectivement les rayons intérieur et extérieur du tore. Toutefois, bien que la géométrie toroïdale soit excellente du point de vue fermeture du flux (pas d'entrefer parasite) cette technique souffre d'un certain nombre de désavantages [91]:

- la préparation du noyau et des bobinages prend du temps (chaque échantillon doit être bobiné) ;
- l'enroulement produit des contraintes de flexion [92] (la moitié de la section est en compression, l'autre est en traction) et donc, les propriétés dépendent du diamètre du tore;
- l'intensité du champ disponible par l'intermédiaire du bobinage primaire est limitée et il est parfois difficile d'atteindre la saturation magnétique;
- Echauffement de l'échantillon : pour respecter la température d'échantillon imposée par la norme (moins de 50°C), une sonde thermique peut être ajoutée au contact du tore afin de contrôler sa température
- Dans le cas d'un empilement de tôles, la mesure sur échantillon torique ne permet pas d'étudier l'anisotropie du matériau puisque le flux circule dans toutes les directions par rapport à la direction de laminage.

➤ **Le Single Sheet Tester (SST)** ou la méthode de la tôle unique (norme CEI 60404-3 [86]), consiste à effectuer la caractérisation sur une unique tôle de forme rectangulaire (Figure I. 40 (b)). En effet, l'échantillon fait 500 mm de long et 300 mm à 500 mm de large. La fermeture du circuit magnétique est assurée grâce à deux culasses identiques de 500 mm de large. Les culasses doivent avoir une perméabilité magnétique très élevée. Pour cette raison, elles sont faites de Fe-Si GO ou NiFe. Les pôles de 25 mm d'épaisseur sont rectifiés avec une coplanarité de 0,5 mm, afin de minimiser l'entrefer entre les surfaces polaires opposées. La culasse du dessus est mobile pour permettre l'introduction de l'échantillon. Elle est actionnée par un levier équilibré pour avoir une force maximale de 200 N sur l'échantillon. Les bobinages primaires et secondaires font au moins 400 mm de long. La compensation de flux dans l'air se fait par une mutuelle inductance. La longueur du chemin magnétique est fixée à 450 mm, ce qui correspond à la distance interne entre les pôles des culasses. La norme décrit en détail la structure des culasses et l'organisation des bobinages.

Ce moyen de mesure basé sur un principe simple et reproductible, comme l'ont prouvé nombre de comparaisons [89], [93], et permet de mesurer les caractéristiques d'une bande selon une direction de flux donnée. Il a aussi été développé afin de pouvoir étudier l'anisotropie du matériau [94]. Ainsi, il est devenu le moyen privilégié de caractérisation magnétique, surtout lorsqu'il s'agit de distinguer entre les caractéristiques des tôles et d'étudier l'impact des procédés de fabrication sur les tôles. Toutefois, l'utilisation du SST tel que défini par la norme requiert des dimensions d'échantillons (500mm x 500mm) qui ne sont pas toujours disponibles en pratique.

Malgré leur grand avantage de reproductibilité, les méthodes de caractérisation standards ont certaines limites qui les rendent parfois inappropriées. En particulier, pour le cas de la roue polaire, les contraintes dimensionnelles et de forme imposées par les méthodes standards de caractérisation magnétique ne peuvent pas être respectées. Aussi, dans d'autres conditions couplées, magnétothermique ou magnéto-mécanique, ces méthodes ne peuvent pas être utilisées. Pour cela, plusieurs chercheurs se sont intéressés à développer des méthodes spécifiques adaptées à leurs besoins.

II.2 Techniques de caractérisation non normalisées

Mises à part les méthodes standards qui nécessitent des géométries d'échantillons et des conditions de mesures définies, certains auteurs ont développé des bancs de caractérisation, magnétique, magnétothermique ou magnéto-mécanique, adaptés à leurs besoins.

Pour le cas de la roue polaire, L. Arbenz [83] a développé une méthode de mesure, non destructive basée sur la méthode des quatre pointes. Cette technique combine une démarche opératoire à la simulation par éléments finis. La partie expérimentale exploite un capteur 4 pointes dans lequel on impose un courant électrique continu (mesure de la conductivité électrique) ou alternatif (mesure de l'effet combiné de la conductivité électrique et de la perméabilité incrémentale). Ainsi, la différence de potentiel relevée entre les deux pointes de mesure permet de déduire, à partir de l'amplitude et de la phase de la tension, la conductivité et la perméabilité de la zone sondée. Compte tenu de la géométrie complexe de la roue polaire, pour pouvoir déduire les valeurs physiques de ces grandeurs un modèle numérique a été mis en place pour établir des abaques de réponses en tension selon les propriétés électromagnétiques du matériau. Cette méthode de caractérisation présente l'avantage d'approcher fortement le mode de fonctionnement de la roue polaire (variation haute fréquence autour d'un point de polarisation) et peut être utilisée pour un contrôle qualité de la pièce à la fin de la chaîne de production. Cependant, cette méthode reste limitée par la nécessité d'établir à nouveau des modèles éléments finis pour chaque nouvelle référence de roue polaire. Aussi, l'information extraite reste une moyenne sur des zones bien définies par la simulation numérique et n'est pas disponible pour l'intégralité de la pièce. Par ailleurs, concernant les propriétés magnétiques, la perméabilité incrémentale a été caractérisée à l'aide de la méthode proposée. En théorie, en utilisant un signal d'excitation adapté, il est possible d'exploiter cette méthode pour déduire le cycle d'hystérésis complet. En revanche, la mise en oeuvre pratique reste plus complexe.

De la même façon que L. Arbenz, M. Borsenberger [1] s'est intéressé à la roue polaire et à la caractérisation de ses propriétés électromagnétiques. Ses travaux, visant l'analyse de l'hétérogénéité des propriétés dans la roue polaire, se sont appuyés cette fois-ci sur une méthode de caractérisation destructive permettant d'obtenir des informations plus exhaustives sur les propriétés magnétiques. En considérant des échantillons de dimensions triviales, il a pu s'affranchir du modèle numérique pour obtenir les propriétés magnétiques. Pour cela, il a utilisé un électroaimant pour développer le banc CaMEA (Caractérisation Magnétique à l'ElectroAimant), présenté dans la Figure I. 41. En effet, CaMEA permet de mesurer les propriétés magnétiques sur des échantillons massifs et dont la direction du flux magnétique est maîtrisée. Ce dispositif spécifique repose sur la canalisation du flux de manière unidirectionnelle entre les pôles de l'électroaimant, la mesure de la force électromotrice aux bornes d'un bobinage secondaire et du champ d'excitation à l'aide de sondes à effet Hall. La conception de ce dispositif s'appuie sur la simulation électromagnétique, qui a suggéré l'utilisation de 4 sondes et validé notamment la longueur de la bobine secondaire ainsi que la méthode d'extrapolation du champ d'excitation. Certaines études de sensibilité ont par ailleurs permis d'améliorer la robustesse du protocole de mesure. Ce dispositif a également été validé en répétabilité et en justesse par inter-comparaison avec une méthode de caractérisation normalisée. Cependant, malgré la robustesse du banc CaMEA, certaines limites ont été

relevées. Le banc est sensible aux entrefers parasites qui perturbent à la fois la symétrie du champ magnétique entre les pôles de l'électroaimant et l'homogénéité du champ dans l'assemblage d'échantillons.

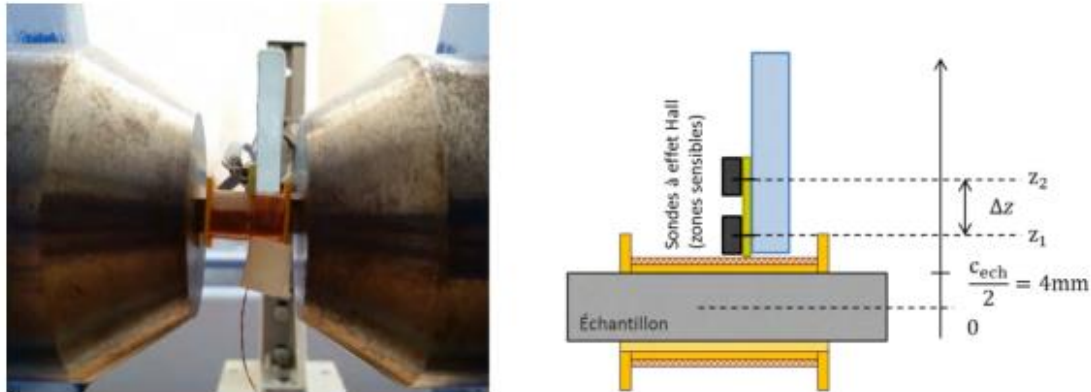


Figure I. 41 : Banc CaMEA de mesure magnétique [1]

Hors roue polaire, d'autres techniques de caractérisation magnétique ont été proposées dans la littérature. Par exemple, le système 3MA «Micromagnetic Multiparameter Microstructure and stress Analysis», a été développé par l'équipe IZFP de l'institut de recherche Fraunhofer. Ce dispositif, présenté dans Figure I. 42, utilise des techniques basées sur les propriétés magnétiques et conductrices pour sonder l'état de la surface de l'acier. Il permet de mettre en œuvre 4 techniques de mesure différentes : courants induits, analyse harmonique du champ magnétique, bruits de Barkhausen et perméabilité incrémentale [95]. Ce système a été utilisé par Y. Gabi [96] qui a cherché à disposer d'un outil de simulation performant capable de reproduire des signatures du capteur et de comprendre son fonctionnement afin de corréliser les signatures obtenues par le capteur aux propriétés liées au procédé de fabrication.

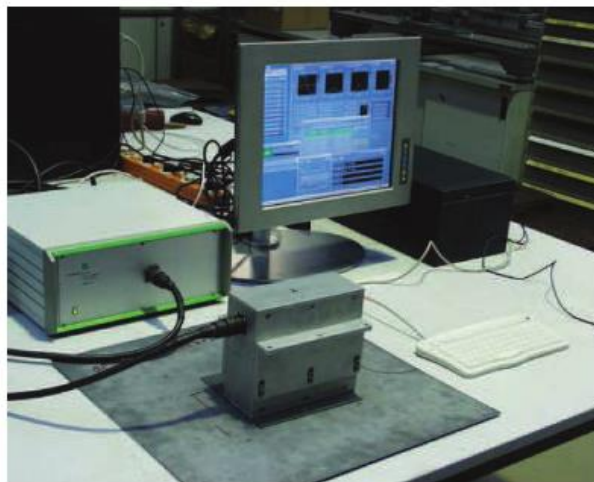


Figure I. 42 : Capteur 3MA [96]

Dans le but de développer une méthode de caractérisation spécifique à leur besoin, d'autres auteurs se sont inspirés des méthodes normalisées pour développer leur propre banc de caractérisation. De ce fait, on trouve une miniaturisation du cadre Epstein [97] illustrée dans Figure I. 43. Ce dispositif (mini-cadre Epstein) est dédié à des échantillons de laboratoire de

dimensions maximales de 15×100 mm. Aussi, il existe une miniaturisation du SST avec une seule culasse [98], [99] ou avec double culasses [9], [100]–[102]

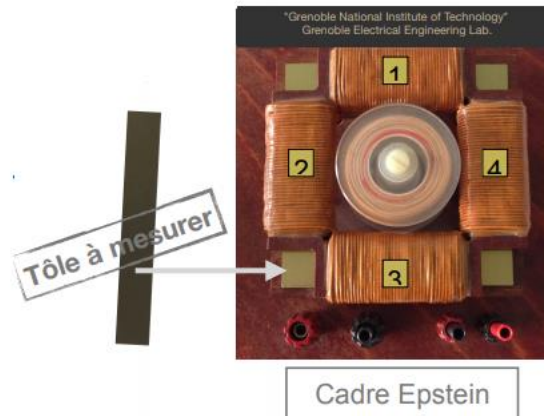


Figure I. 43 : mini cadre Epstein du G2Elab [97]

Dans le cas de De Wulf *et al.* [100] deux topologies de miniaturisations de SST ont été mises en place. Le SST1 est conçu pour des tôles de 60×20 mm, alors que le SST2 caractérise des tôles de 30×5 mm (Voir Figure I. 44-a). Il est à noter qu'aucune compensation de flux dans l'air n'a été considérée et que la bobine secondaire a été étroitement bobinée autour de l'échantillon. L'étalonnage des deux dispositifs a été réalisé à l'aide de mesures sur un cadre Epstein. Les résultats obtenus ont montré une déviation de moins de 5% entre les mesures avec les mini SST et les mesures de références faites sur le cadre Epstein.

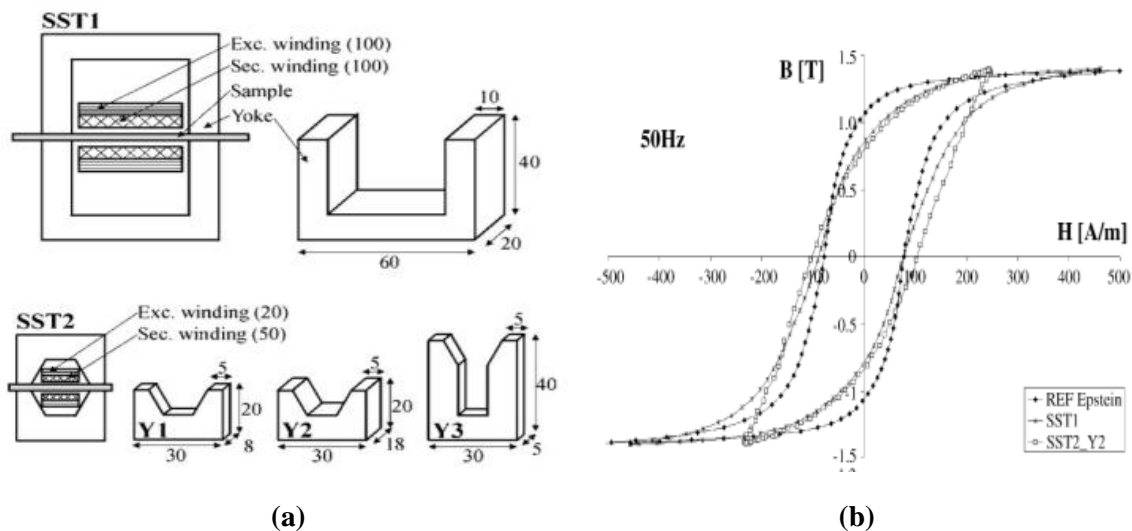


Figure I. 44 : (a) Dimensions des mini SST, (b) Comparaison des cycles d'hystérésis et perméabilité mesurés par mini SST et le référence Epstein [100]

En s'appuyant sur ces résultats, Vandebossche a développé un nouveau dispositif miniaturisé du SST [101]. Celui-ci est dédié à des échantillons massifs issus des essais mécaniques tel l'essai de Charpy ($55 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$) et l'essai de traction. Conscient qu'il est impossible de mesurer le champ magnétique dans un échantillon solide, il distingue

deux méthodes de détermination du champ H : la méthode par extrapolation qu'il nomme méthode directe, et la méthode indirecte qui repose sur la loi d'Ampère (Eq I. 17). En effet la méthode directe s'appuie sur l'utilisation de sondes qui permettent de mesurer le champ magnétique dans l'air, au voisinage de l'échantillon, puis d'extrapoler ces mesures en surface de l'échantillon. Le Tableau I. 3 résume les avantages et les inconvénients des deux méthodes. Ces deux méthodes ont été ensuite comparées par simulation numérique. Les résultats ont montré que, pour le cas d'un SST de dimension réduite, la méthode directe est plus performante.

Tableau I. 3 : Comparaison entre les méthodes directe et indirecte de détermination du champ magnétique.

	Direct	Indirecte
Détermination du champ coercitif	- Extrapolation basée sur la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique	A partir de la loi d'Ampère et en considérant I_m constante
Conditions d'exploitation	Basses Fréquence	- $S_{yok}/S_{ech} \geq 10$ - $\mu_{culasse} > \mu_{ech}$ - Surfaces polies (entrefer contrôlé)
Avantage	- Plus précise - Applicable quand les trois conditions de la méthode indirecte ne sont pas vérifiées	- Bonne reproductibilité - Simple - Moins d'erreurs de mesure
Inconvénient	Plus d'erreurs de mesure (vis-à-vis des sondes)	- I_m dépend de l'induction et de la fréquence d'excitation - Problème de répétabilité de mesure - Erreur systématique parfois importante

Enfin, de la même façon que Vandebossche, Stupakov a utilisé la méthode d'extrapolation du champ magnétique à la surface de l'échantillon pour déterminer le «champ réel» à l'intérieur de l'échantillon pour le cas d'un SST composé d'une seule culasse [99] ainsi que d'une double culasse [103], [104]. Il a montré que cette approche permet de résoudre le problème bien connu des entrefers parasites dues aux imperfections du contact culasse – échantillon qui rendent difficile l'utilisation du théorème d'Ampère.

Les techniques de caractérisation présentées dans cette section permettent de mesurer les propriétés magnétiques à température ambiante. En revanche, pour monter en température, il est indispensable que le dispositif de caractérisation fonctionne à température élevée. Ainsi, nous allons présenter par la suite un aperçu des méthodes de caractérisation magnétothermiques abordées dans la littérature.

III. Mesure de phénomènes magnétothermiques

Lorsqu'il s'agit de caractériser des phénomènes couplés, telles les propriétés magnétothermiques, la mesure devient plus délicate à mettre en œuvre. En effet, les contraintes que le banc doit respecter se multiplient et les structures des bancs normalisés sont très souvent

inadaptées. C'est pour cela que certains chercheurs ont proposé l'adaptation de quelques-unes de ces structures pour réaliser des bancs de mesure de phénomènes couplés.

Différents travaux [6], [8] se sont ainsi intéressés à l'effet de la température sur les propriétés magnétiques des aciers fer silicium. Dans [6], les auteurs ont considéré des températures élevées (proches de la température de Curie). Les caractérisations ont été réalisées avec des circuits toriques. Pour ce faire, ils ont réalisé un cadre en céramique compatible qui résiste à des températures de 1000°C. L'échantillon torique est ainsi inséré à l'intérieur. Pour assurer l'isolation entre les différents éléments du circuit, un ruban isolant spécial (résistance en température de l'ordre de 1000 °C) a été utilisé (Figure I. 45). La bobine secondaire étant bobinée sur le cadre en céramique, une section d'air est introduite entre l'échantillon et la bobine secondaire qui sert pour la mesure du flux magnétique. Par conséquent, pour pouvoir compenser l'effet parasite du flux magnétique circulant dans l'air, la connaissance de cette section a été jugée primordiale.

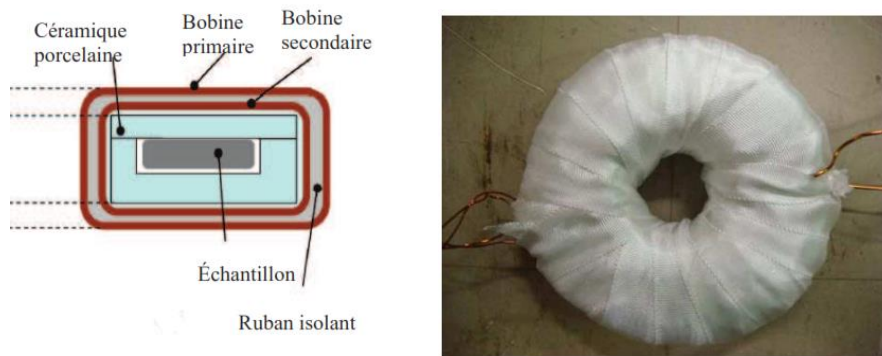


Figure I. 45 : Banc spécial de mesure des propriétés magnétiques d'échantillon toriques à température élevée [6]

De la même façon, A.T. Bui [8] s'est aussi intéressé à la caractérisation magnétothermique sur une géométrie torique. Il a réalisé sa propre adaptation de la mesure. D'une part, il a utilisé un isolant de type polyamide, verre siliconé, compatible avec des températures de 240°C à 650°C et aux différentes dimensions de tore, ainsi que des fils de cuivre haute température pour les deux bobinages, primaire et secondaire. Les tores sont présentés dans Figure I. 46. D'autre part, pour obtenir une température homogène dans l'ensemble tore-bobinages, l'échantillon de mesure a été mis dans une boîte en aluminium. Des thermocouples ont été collés sur différentes parties de l'échantillon pour contrôler l'homogénéité de la température. Ainsi, il a caractérisé différents types de matériaux à différentes températures ($T_{amb} \leq T \leq T_c$) dans le but de développer un modèle dynamique adapté à différents types de matériaux ferromagnétiques et permettant de simuler rapidement l'influence de la température sur le fonctionnement permanent et transitoire de systèmes électromagnétiques simples.



Figure I. 46 : Circuit torique adapté aux températures élevées, (a) après bobinage par fil de cuivre haute température, (b) après isolation par un ruban en fibre de verre.[8]

De leur côté, Nakaoka *et al.* [105] se sont limités à caractériser des tôles Fe-Si à des températures inférieures à 100°C. Pour cela, ils ont utilisé un SST de dimensions réduites de 60% par rapport à celui décrit par la norme japonaise [106]. Comme le montre la Figure I. 47 le dispositif a été mis en étuve pour des caractérisations à des températures contrôlées. Ensuite, l'effet de la température sur la section de bobinage primaire ainsi que sur la précision des bobines de détection a été évalué dans le but de juger de l'effet de la température sur la précision de la mesure globale. Les résultats de cette évaluation ont montré que les caractéristiques magnétiques peuvent être mesurées avec une justesse de 1% à des températures inférieures des 100°C.

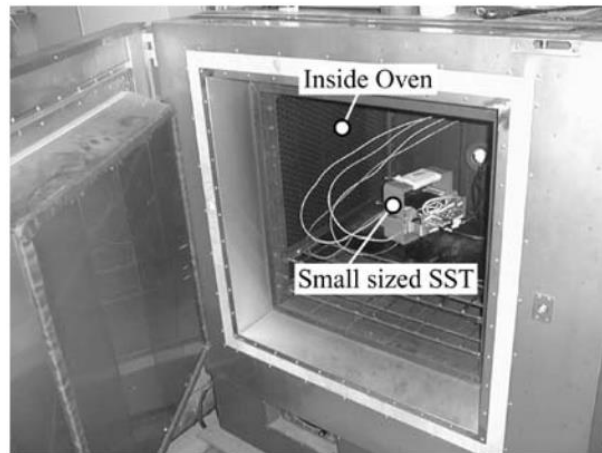


Figure I. 47 : SST réduit mis en étuve pour des caractérisation magnétothermiques [105]

Nous concluons que dans l'approche expérimentale standard pour les mesures magnétiques, les techniques de caractérisation sont rarement adaptées à des températures élevées. Dans différents travaux, les auteurs ont conçu des dispositifs de caractérisation magnétothermique basés sur des besoins spécifiques. Certains d'entre eux ont utilisé la méthode du circuit torique [6], [8] tandis que peu d'autres ont utilisé un single sheet tester (SST) adapté [10], [105] ou même rarement le cadre Epstein [5], [62]. Dans notre cas, vue la géométrie complexe de la roue polaire, son hétérogénéité et sa température de fonctionnement, la technique de miniaturisation du SST, utilisée par différents auteurs, pour des tôles ainsi que des échantillons massifs, à température ambiante et à température élevée, semble prometteuse. Cette approche sera développée dans le chapitre suivant.

Dans ce chapitre, une étude bibliographique a été menée sur trois axes du sujet de la thèse, à savoir, rôle et fonctionnement de la roue polaire au sein de la machine à griffes, effet de la température sur les propriétés électromagnétiques des aciers magnétiques et enfin les différentes techniques de caractérisation électromagnétique. Ainsi, à travers cette étude, nous avons défini la roue polaire, ainsi que sa particularité qui la différencie des autres types de noyaux magnétiques majoritairement fabriqués à base des tôles. D'un autre côté, nous avons déduit que la température de fonctionnement de la pièce polaire peut modifier les propriétés électromagnétiques de son matériau constitutif, et ce de façon réversible et irréversible. Enfin, aux termes des techniques de caractérisation électromagnétiques, nous avons jugé nécessaire de mettre en place une méthodologie de caractérisation électromagnétique de la roue polaire en fonction de la température.

Chapitre 2 : Méthodologie de caractérisation de la RP

Le chapitre précédent a mis en évidence l'impact de la température de fonctionnement sur les propriétés électromagnétiques de la roue polaire. Il a donc été jugé indispensable de connaître ces propriétés, dans un premier temps à température ambiante, puis en fonction de la température. Ce chapitre est dédié à la mise en place d'une méthodologie de caractérisation de la roue polaire tout en prenant en considération la température de fonctionnement. Il abordera le développement et la validation des bancs de caractérisation des propriétés magnétiques et électriques adaptés à des températures élevées.

Chapitre 2 : Méthodologie de caractérisation de la RP.....	57
Première partie : Analyse du besoin	59
I. Définition du besoin	59
II. Echantillonnage de la roue polaire	61
Deuxième partie : Caractérisation magnétique de la RP.....	63
I. Conception du banc mini-SST	63
II. Mise en place et développement du banc	74
III. Exploitation	84
Troisième partie : Caractérisation de la conductivité électrique de la RP	89
I. La mesure 4 pointes	89
II. Facteur de forme	92
III. Exploitation de la méthode de mesure.....	95

Première partie : Analyse du besoin

I. Définition du besoin

Contrairement à la caractérisation des tôles magnétiques, la caractérisation de l'acier massif de la roue polaire nécessite un dispositif spécifique et ce en raison de différentes contraintes :

I.1 Contrainte de géométrie

L'une des caractéristiques de la roue polaire qui la distingue des autres pièces magnétiques, est sa géométrie complexe, Figure II. 2. Elle comporte six griffes axiales de forme globalement trapézoïdale qui s'étendent axialement depuis le bord d'un plateau radial circulaire. Le rayon du plateau ainsi que la hauteur des griffes ne dépassent pas 40 mm. Ainsi pour une étude par région, dans le cadre d'une approche destructive, il est nécessaire de disposer d'une méthode adaptée à des échantillons de dimensions réduites. Ces dimensions sont dix fois plus faibles que les dimensions imposées par les techniques standards telles le SST et le cadre Epstein (Cf. Ch1. Troisième partie. II.1).

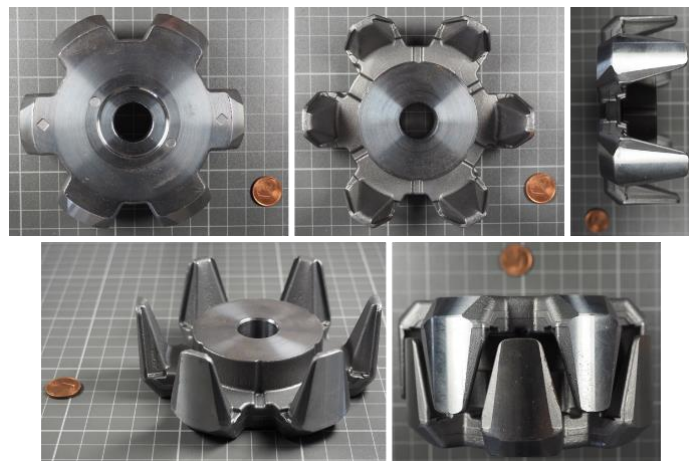


Figure II. 1 : Photos de la roue polaire sous différentes vues.

I.2 Contrainte d'hétérogénéité de la RP

Du fait des différentes contraintes thermiques et mécaniques que subit le matériau constitutif de la RP durant les procédés de fabrication, la pièce finale se révèle hétérogène en termes de propriétés physiques. Les caractéristiques du matériau varient localement, d'un endroit de la pièce à un autre, en termes de déformation, de taille de grains ainsi que de contraintes résiduelles. Notamment, dans une précédente étude sur l'impact des procédés de fabrication sur le matériau de la roue polaire [1], la taille de grain a été évaluée à différents endroits dans la pièce finale. Le résultat de cette étude de taille de grain est présenté sur Figure II. 2. D'après les micrographies caractéristiques des prélèvements (A, B, C, D et E), on remarque que la microstructure est hétérogène dans la roue polaire. En effet, la taille des grains diffère de façon significative d'un prélèvement à un autre. La mesure de la taille de grain, à l'aide de la méthode des segments interceptés, a permis de montrer que celle-ci varie, dans la griffe, de $6.7 \mu\text{m}$ à $54 \mu\text{m}$. Comme il était évoqué précédemment, cela est dû aux procédés de fabrication de la roue

polaire, principalement le forgeage à chaud qui déclenche une recristallisation dynamique. Ainsi, les griffes, qui sont soumises à des contraintes plus élevées qu'au centre de la pièce, sont caractérisées par des grains écrouis et recristallisés présentant un gradient important de variation de la taille de grain. En revanche, dans le noyau de la pièce, les grains sont recristallisés et leur taille ne varie que très peu ($\approx 54 \mu\text{m}$). Vu l'influence du paramètre taille de grain sur les propriétés magnétiques [41], [107], [108], il est attendu que cette hétérogénéité significative se traduise par des variations locales de propriétés magnétiques dans la roue polaire. On en conclut alors qu'une caractérisation locale des propriétés électromagnétiques est nécessaire.

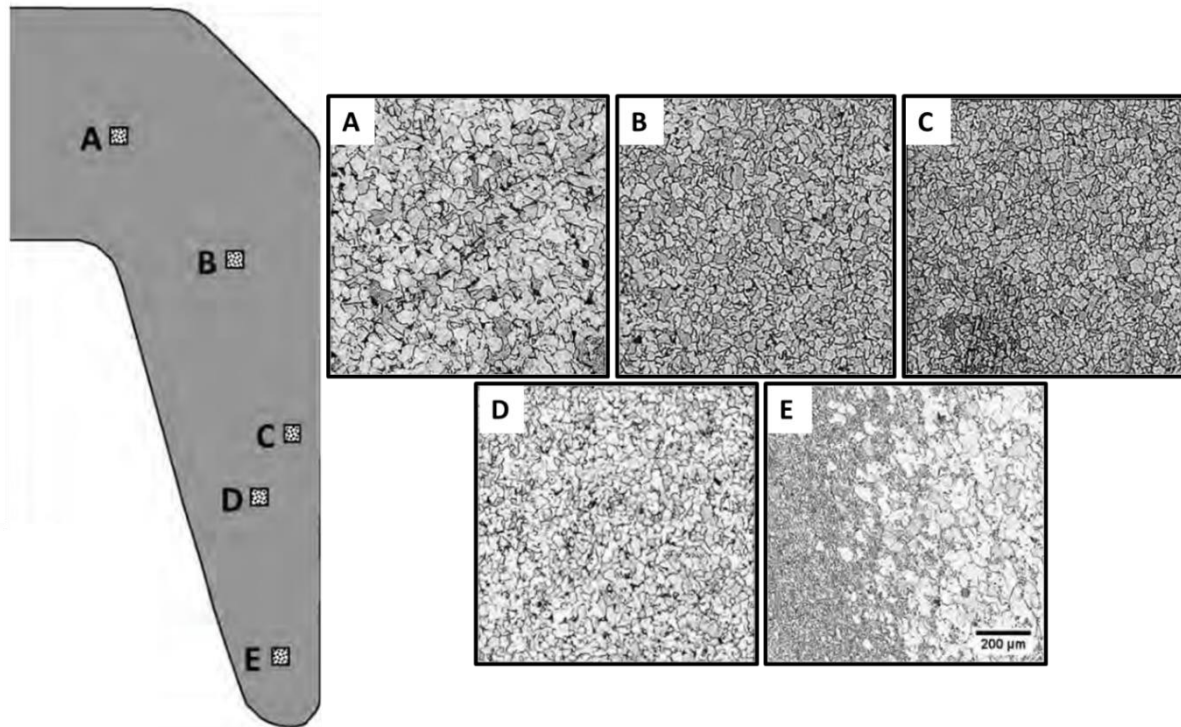


Figure II. 2: Variation de taille de grain dans une griffe [1]

I.3 Contrainte de température

Comme évoqué précédemment (Cf. Ch1. Première partie. II.3), lors de la conversion électromécanique, les différentes sources de pertes, principalement les pertes cuivre dans l'enroulement d'excitation au rotor, les pertes cuivre dans les enroulements du stator, les pertes par courants induits dans la pièce massive qu'est le rotor et les pertes fer dans la tôle du stator, conduisent à un échauffement de la machine dépendant du point de fonctionnement. La Figure II. 3 présente une carte thermique de la température en service de la machine à griffe, issue de simulation numérique. La température de service en continu de la roue polaire est estimée à 150°C . Elle peut atteindre localement 180°C . Les points chauds de la roue polaire sont localisés dans les griffes (en vis-à-vis du stator) et au milieu (axialement) de la roue polaire (contact avec la bobine d'excitation). Comme vu au 1^{er} chapitre (Cf. Première partie. II.3), la température de service de la roue polaire ne peut être sans impact sur ses propriétés électromagnétiques. Il est donc indispensable de les caractériser à températures élevées (jusqu'à 180°C)

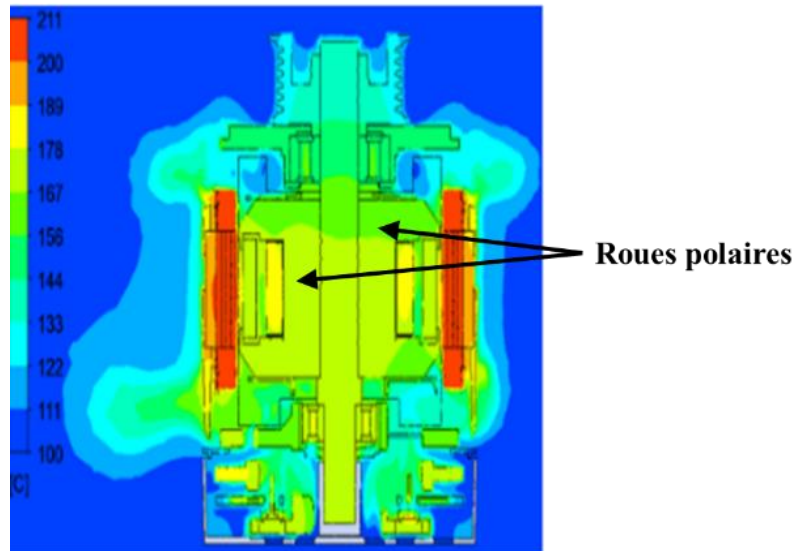


Figure II. 3 : Carte thermique de la température de service de la machine à griffes

Pour mieux cerner les propriétés électromagnétiques du produit roue polaire, il est indispensable de prendre en compte sa forme complexe, l'hétérogénéité issue de ses procédés de fabrication ainsi que sa température de fonctionnement. Compte tenu de ces contraintes, une approche destructive est donc nécessaire pour permettre une caractérisation locale de différentes zones du produit. La forme complexe de la roue polaire ne permet pas d'avoir des échantillons adaptés aux techniques de caractérisation standards. Il est donc nécessaire de développer un banc de caractérisation spécifique à cette étude. Ce banc doit permettre aussi bien une caractérisation à température ambiante qu'aux températures de fonctionnement de la machine à griffes.

II. Echantillonnage de la roue polaire

L'échantillonnage de la roue polaire doit respecter la contrainte d'hétérogénéité des propriétés de la roue polaire, la contrainte de forme de la pièce et ses dimensions géométriques. Il se doit d'être représentatif du produit et obtenu par le moyen de prélèvement dont l'impact sur les propriétés électromagnétiques soit le plus faible possible.

II.1 Zone d'extraction des échantillons

Pour étudier les propriétés électromagnétiques de la roue polaire, trois zones de prélèvement ont été définies, à savoir la griffe, le plateau et le noyau (Figure II. 4). Le choix de ces zones est basé sur deux critères : l'impact des contraintes appliquées lors des procédés de fabrication sur les propriétés électromagnétiques [1] (Cf. paragraphe II-1.1) ainsi que le fait que la zone soit active magnétiquement au sens où elle est traversée par le flux magnétique.

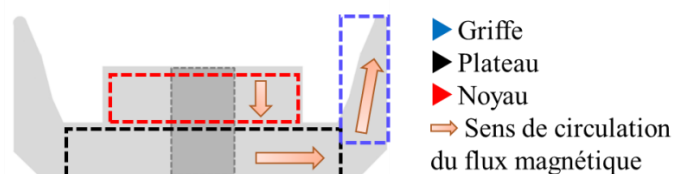


Figure II. 4 : Zones de prélèvement des échantillons dans la roue polaire

II.2 Dimensionnement des échantillons

La forme et les dimensions des échantillons ont été définies à partir des dimensions des zones de prélèvement. Dans le noyau ainsi que dans le plateau il est envisageable d'extraire des tores mais la direction de circulation du flux n'aurait pas respecté celle de fonctionnement, indiquée sur la Figure II. 4. Dans les griffes, la géométrie d'échantillon qui s'imposait est celle de lamelles parallélépipédiques. Cette forme parallélépipédique permet de trouver une relation simple entre la FMM (force magnétomotrice) et le flux et par conséquent entre H et B. Par ailleurs les échantillons lamelle peuvent aussi être prélevés en fonction de l'orientation du flux magnétique, notamment dans le noyau et le plateau. Ainsi, le flux magnétique de la caractérisation circulera selon le même axe que le flux magnétique en fonctionnement de la machine. Finalement, pour l'ensemble de la roue polaire, la géométrie de lamelles parallélépipédiques a été retenue. Les échantillons sont définis avec une épaisseur de 1 mm et une largeur de 10 mm. Quant à la longueur, celle-ci, en fonction de la zone de prélèvement, a été définie à 27 mm et 35 mm (voir Figure II. 5).

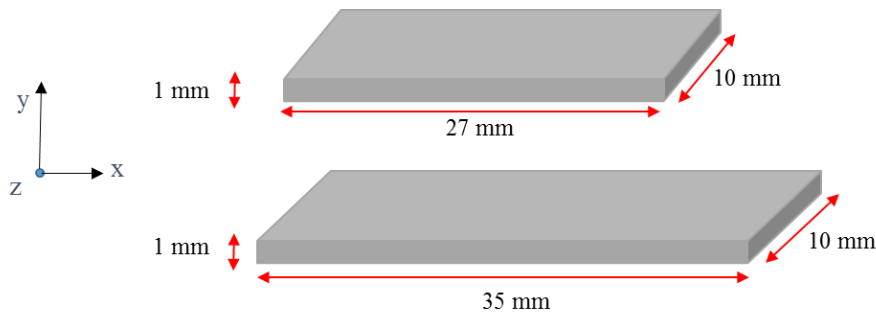


Figure II. 5 : Dimensions des échantillons

II.3 Technique de prélèvement des échantillons

Parmi les différentes techniques de découpe (découpe mécanique, découpe laser, oxycoupage...), la découpe par électroérosion à fil a été choisie pour son faible impact sur les propriétés électromagnétiques [109]. Cette technique permet également d'avoir une excellente qualité géométrique d'échantillon (pas de bavure et peu de déformation).

En raison de l'hétérogénéité des propriétés magnétiques dans la RP [1], il est nécessaire de prélever des échantillons qui soient représentatifs des différentes zones de la RP. Il faut par ailleurs que ces échantillons soient obtenus par le moyen de prélèvement le moins impactant possible sur leurs propriétés électromagnétiques. Compte tenu de la géométrie et des dimensions de la RP, des échantillons parallélépipédiques (35 ou 27 mm x 10 mm x 1 mm) seront prélevés par électroérosion à fil qui présente un faible impact sur les propriétés électromagnétiques [109].

Deuxième partie : Caractérisation magnétique de la RP

En raison de la taille réduite des échantillons, et d'après l'état de l'art présenté dans le chapitre précédent, l'approche de miniaturisation du SST a été retenue et adaptée à notre cas. Le développement, la conception et la validation du banc de caractérisation seront présentés par la suite.

I. Conception du banc mini-SST

Le dispositif de caractérisation magnétique doit remplir les fonctions suivantes :

- Avoir un banc de caractérisation fiable et robuste des échantillons représentatifs des différentes zones de la roue polaire. Les dimensions d'un échantillon type sont $35 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$.
- Permettre une insertion souple de l'échantillon dans le dispositif de mesure sans modifier ses propriétés magnétiques, c'est-à-dire sans appliquer des contraintes mécaniques sur l'échantillon.
- Maitriser les sources d'incertitude de mesure.
- Permettre l'identification des propriétés magnétiques de l'échantillon: sa loi normale de comportement et ses pertes fer
- Résister à des températures élevées (200°C).
- Limiter les échauffements de l'échantillon et contrôler sa température.

Pour répondre à ces besoins une miniaturisation du SST sera développée par la suite. On s'appuiera notamment sur la simulation numérique pour guider les choix de conception.

I.1 Définition du dispositif mini SST

De la même façon que le SST standard, la mesure par mini SST est basée sur la méthode fluxmétrique (Cf. Ch1. Troisième partie II.1). Il s'agit de déterminer le champ magnétique H appliqué dans l'échantillon ainsi que l'induction B . Comme dans Figure I. 39, le circuit magnétique formera un système fermé dans le but de réduire le champ démagnétisant dans l'échantillon et les ampères-tours nécessaires à sa magnétisation. La fermeture du circuit magnétique sera réalisée à l'aide de culasses (C ferromagnétique). En raison des dimensions de l'échantillon de caractérisation, le premier choix de culasse s'est porté sur une culasse de forte perméabilité ($\mu_r > 20000$) et dont les dimensions sont illustrées dans Figure II. 6. Grâce à une bobine primaire, enlaçant la culasse, la génération d'un champ magnétique et ainsi la polarisation du système seront assurées. L'échantillon ferromagnétique extrait de la roue polaire sera alors traversé par un flux magnétique.

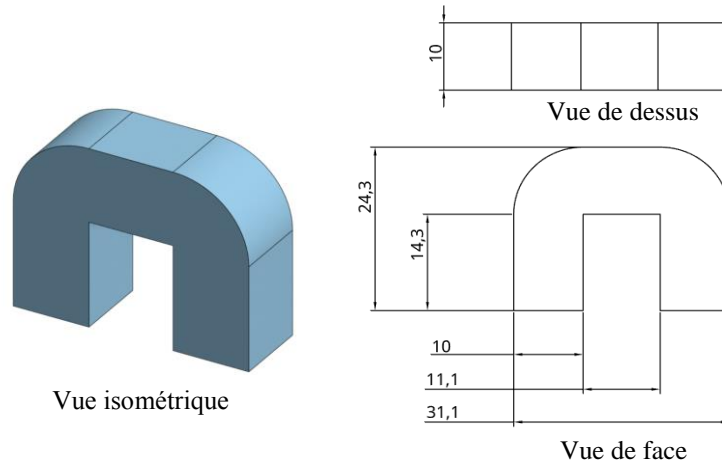


Figure II. 6 : Représentation schématique et données géométriques (mm) de la culasse

I.1.1. Méthodes de mesure du champ magnétique

La mesure du champ magnétique dans l'échantillon ne peut se faire directement, celle-ci peut être estimée par deux manières différentes (Cf. Tableau I. 3), à savoir, l'application du théorème d'Ampère ou l'utilisation des sondes à effet Hall.

▪ Estimation du champ magnétique à l'aide du théorème d'Ampère :

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{enlacés}$$

$$\int_{C_{Cula}} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{C_{ech}} \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_{C_{entr}} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{enlacés} \quad (\text{Eq II. 1})$$

$$H_{cula}l_{cula} + H_{ech}l_{ech} + H_{entr}l_{entr} = n_1 \cdot i_1$$

$$\frac{B_{cula}}{\mu_0 \mu_{r_cula}} l_{cula} + H_{ech}l_{ech} + H_{entr}l_{entr} = n_1 \cdot i_1$$

avec H_{cula} , H_{ech} , H_{entr} et l_{cula} , l_{ech} , l_{entr} sont, respectivement les champs magnétiques et les longueurs respectives de la culasse, de l'échantillon et de l'entrefer (Figure II. 7).

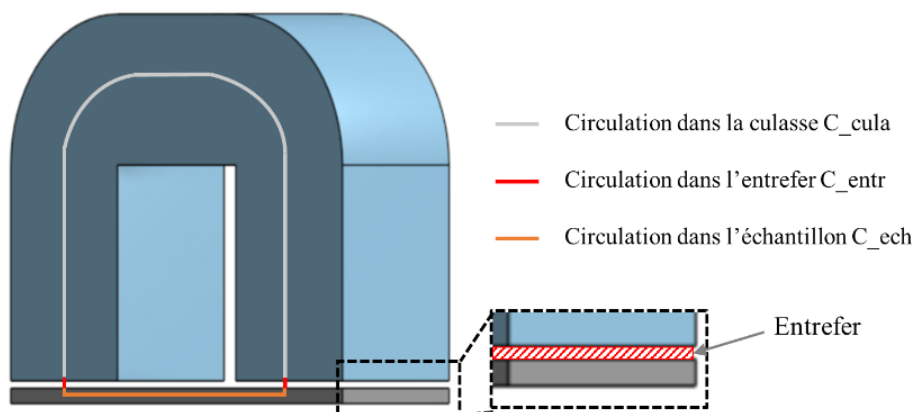


Figure II. 7 : Circulation du champ magnétique dans le circuit magnétique mini SST

En considérant alors la conservation du flux magnétique dans la culasse, l'entrefer et l'échantillon:

$$\begin{aligned}\Phi_{cula} &= \Phi_{ech} = \Phi_{entr} \\ B_{cula}S_{cula} &= B_{ech}S_{ech} = B_{entr}S_{entr} \\ B_{cula} &= B_{ech} \frac{S_{ech}}{S_{cula}}\end{aligned}\quad (\text{Eq II. 2})$$

avec Φ_{cula} , Φ_{ech} , Φ_{entr} ; B_{cula} , B_{ech} , B_{entr} et S_{cula} , S_{ech} , S_{entr} qui représentent, respectivement, les flux magnétiques, les inductions magnétiques et les sections respectives de la culasse, l'échantillon et de l'entrefer.

Ainsi, si on remplace B_{cula} dans (Eq I. 19) on obtient :

$$\frac{B_{ech}}{\mu_0 \mu_{r_cula}} \frac{S_{ech}}{S_{cula}} l_{cula} + H_{ech} l_{ech} + H_{entr} l_{entr} = n_1 \cdot i_1 \quad (\text{Eq II. 3})$$

Pour simplifier cette expression (Eq II. 3), et estimer plus facilement le champ dans l'échantillon H_{ech} , les conditions suivantes doivent être respectées:

- une bonne maîtrise des entrefers qui devraient être réduits le plus possible (l_{entr} très faible et bien maîtrisée) (Figure II. 7).
- un rapport géométrique réduit entre la longueur de la culasse l_{cula} et celle de l'échantillon l_{ech} .
- un rapport géométrique important entre la longueur de l'échantillon et l'entrefer ($l_{ech} \gg l_{entr}$)
- un rapport géométrique important entre la section de la culasse et celle de l'échantillon ($S_{cula} \gg S_{ech}$)
- une perméabilité magnétique μ_{r_cula} assez importante dans la culasse.

Dans ces conditions le premier terme de l'équation (Eq II. 3) pourrait être négligé. Et par suite, le champ magnétique qui circule dans l'échantillon serait :

$$H_{ech} = \frac{n_1 \cdot i_1 - H_{entr} l_{entr}}{l_{ech}} \quad (\text{Eq II. 4})$$

Sachant que d'après la loi de conservation du flux exprimée dans (Eq II. 2) :

$$H_{entr} = \frac{B_{entr}}{\mu_0} = \frac{1}{\mu_0} \frac{S_{ech}}{S_{entr}} B_{ech} \quad (\text{Eq II. 5})$$

Donc :

$$H_{ech} = \frac{n_1 \cdot i_1}{l_{ech}} - \frac{1}{\mu_0} \frac{S_{ech}}{S_{entr}} B_{ech} l_{entr} \quad (\text{Eq II. 6})$$

▪ Estimation du champ magnétique par des sondes à effet Hall :

Par ailleurs, l'utilisation des sondes à effet Hall sert à déterminer le champ au voisinage de l'échantillon. Il s'agit de mesurer le champ magnétique dans l'air, parallèlement à l'échantillon, à des positions bien connues et suffisamment proches de l'échantillon. Ensuite, en considérant la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique H_t à l'interface entre l'air et l'échantillon, le champ magnétique H à la surface de l'échantillon, peut être déterminé. Comme illustré sur Figure II. 8, on place alors des sondes à effet Hall proche de l'échantillon et on extrapole les valeurs mesurées pour obtenir H_{t-mat} . Afin de satisfaire les critères dimensionnels et techniques, les sondes retenues sont des sondes HE244HT représentées dans Figure II. 9

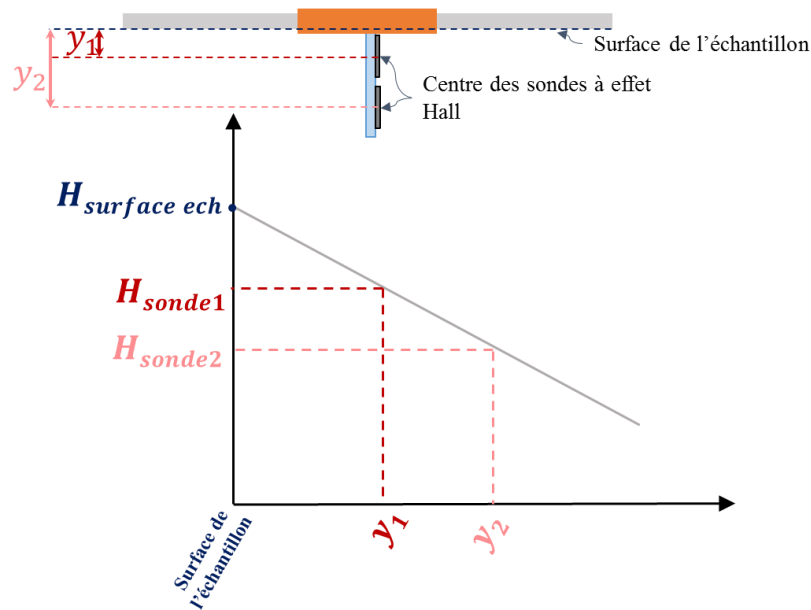


Figure II. 8 : Méthode de mesure de champ magnétique à la surface de l'échantillon avec deux sondes à effet Hall

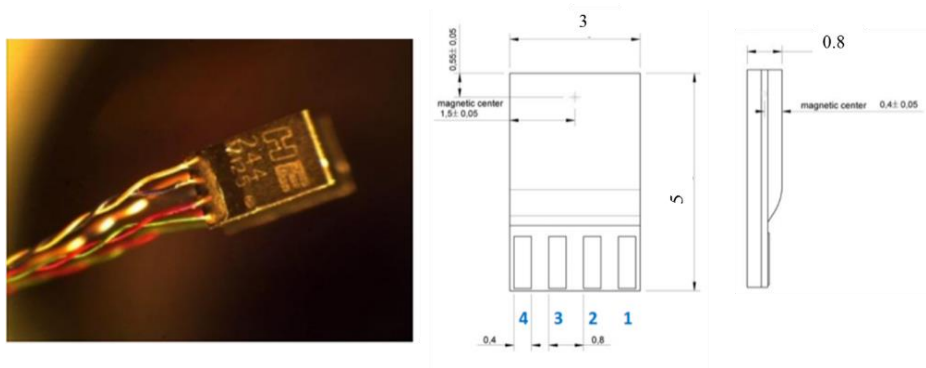


Figure II. 9 : Photo et données géométriques (mm) de la sonde à effet Hall

I.1.2. Méthode de mesure de l'induction magnétique

En parallèle de la mesure du champ magnétique, la mesure de l'induction se fera à l'aide d'un bobinage secondaire qui entoure une section de l'échantillon. En effet, l'idéal serait de mesurer cette induction au même endroit où le champ magnétique a été estimé. Ce qui revient,

en cas de l'utilisation du théorème d'Ampère, à placer la bobine secondaire le long de la longueur de l'échantillon, même entre l'échantillon et les pieds de la culasse, Figure II. 10-(a), ou dans l'autre cas, en plaçant une spire autour de l'échantillon juste avant les sondes à effet Hall, Figure II. 10-(b). Or, dans les deux cas la bobine empêcherait la mesure souhaitée. Elle serait, par contre, soit trop longue, en jonction avec les pieds de la culasse, ou trop courte, d'un nombre de spires insuffisant. Pour éviter ceci, la bobine secondaire serait constituée d'un nombre suffisant de spires et entourée sur une section bien connue de l'échantillon, sans atteindre la culasse, Figure II. 10-(c). La mesure de l'induction magnétique via cette bobine consisterait donc à estimer une valeur moyenne de l'induction, supposée homogène, sur la section englobée par la bobine.

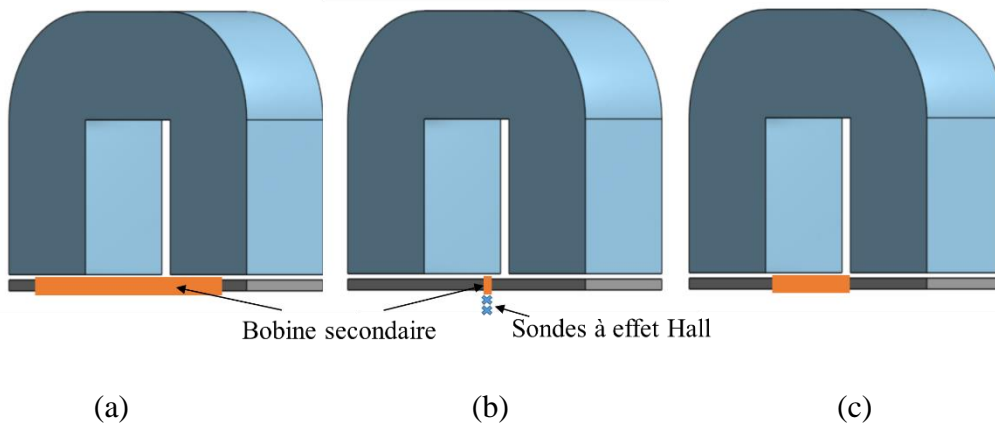


Figure II. 10 : Différentes configurations de la bobine secondaire

I.2 Modèles numériques

Afin d'aider à la conception de la maquette mini-SST, des simulations numériques 2D / 3D ont été réalisées. L'objectif des simulations numériques est donc de vérifier différentes configurations du banc et de tester certaines hypothèses sur lesquelles se base la mesure. Ces modèles serviront aussi à reproduire la mesure virtuellement et à étudier sa sensibilité à divers paramètres de façon numérique. Tout d'abord, afin de prendre en compte tous les flux de fuites (flux se refermant dans l'air et pas dans le circuit magnétique formé de l'échantillon et de la culasse) et les effets de bords, un modèle EF 3-D magnétostatique du mini SST, qui prend en compte le comportement magnétique non linéaire, a été développé. Ensuite, pour prendre en compte les courants induits dans l'échantillon un modèle magnétodynamique a été établi.

Les modèles 3D magnétostatique et magnétodynamique sont réalisés par « code Carmel »[110]. La formulation utilisée est la formulation T- Ω . Grâce à la « plateforme Salome » [111] une géométrie paramétrée et un maillage fin ont été réalisés. La Figure II. 11 représente le modèle 3D maillé du mini SST qui reprend le circuit magnétique ainsi que les bobines primaire et secondaire. L'origine du repère est donnée au centre de l'échantillon, l'axe x correspond au sens longitudinal de l'échantillon et l'axe y représente l'épaisseur. Chaque élément a été dimensionné et paramétré en respectant les dimensions réelles, notamment l'échantillon (35 mm de longueur) et la culasse adaptée aux dimensions de l'échantillon. Aussi, un entrefer de 0.1 mm, séparant l'échantillon de la culasse, a été considéré. Le comportement magnétique non linéaire des matériaux constitutifs de l'échantillon et de la culasse sont

modélisé avec une loi (Eq II. 7) dont les coefficients (ϵ , c , α et τ) sont présentés dans Tableau II. 1 .

$$H = \frac{B}{\mu_0} \left[\frac{B^{2\alpha}}{B^{2\alpha} + \tau} (c - \epsilon) + \epsilon \right] \quad (\text{Eq II. 7})$$

Tableau II. 1 : Coefficient de Marrocco des matériaux constitutifs de la culasse et de l'échantillon roue polaire.

	Coefficient MORROCCO	
	Culasse	Echantillon
ϵ	2.10E-05	4.15E-04
c	6.28E-03	7.77E-02
α	11.86	5.892
τ	1.05E+08	14800

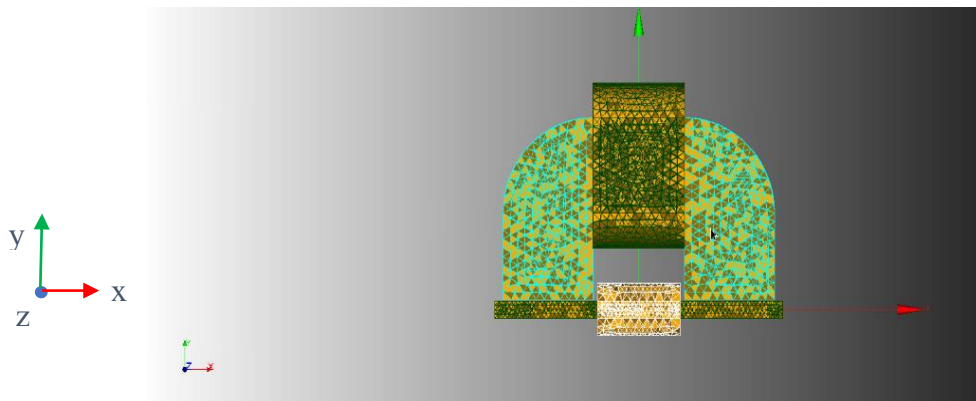


Figure II. 11 : Simulation 3D du mini SST maillé sous Salomé

I.3 Mesure du champ magnétique

Il est à noter que le nombre de sondes utilisées est déterminant dans la méthode d'extrapolation car il représente l'ordre de l'extrapolation qui doit être adapté au profil du champ au voisinage de l'échantillon. Notre choix s'étant porté sur l'utilisation d'une seule culasse magnétique, les sondes à effet Hall peuvent donc être placées selon deux configurations différentes. La première consiste à les placer au-dessus de l'échantillon entre les deux « pieds » de la culasse alors que, dans la deuxième, elles sont placées en-dessous de l'échantillon, Figure II. 12. L'espace entre la culasse bobinée et l'échantillon ne permet pas d'utiliser plus de deux sondes à effet Hall de 3 mm. C'est pourquoi, seule une extrapolation linéaire serait possible pour la configuration 1. Par conséquent, pour que l'extrapolation soit précise il faut que la variation de la composante tangentielle du champ magnétique, dans l'air proche de l'échantillon, soit aussi linéaire.

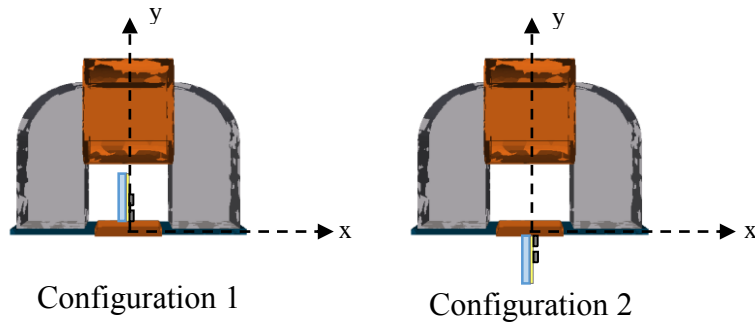


Figure II. 12 : Emplacement des sondes à effet Hall dans le mini SST

Afin de choisir le bon positionnement des sondes, une simulation 3D magnétostatique (code-Carmel) a été réalisée dans le but de déterminer le profil du champ pour chacune des deux configurations. Le résultat est présenté dans Figure II. 13. Celle-ci montre un profil quasi-linéaire pour la configuration 2. En revanche, dans la première configuration le champ dans l'air présente un profil parabolique qui nécessite plus de 2 sondes pour une extrapolation correcte. Il faut signaler que le phénomène d'escalier observé sur cette figure est dû à l'utilisation de fonction d'approximation du 1^{er} ordre pour le potentiel conduisant à une approximation du champ magnétique par une fonction constante par morceau. A l'issue de cette simulation, quatre courbes $B(H)$ ont été reconstruites à partir de quatre estimations du champ magnétique par extrapolation respectivement de deux points situés à 3 et 6 mm ou de 3 points situés à 3, 6 et 9 mm au-dessus (config 1) ou au-dessous (config 2). Ces courbes sont comparées, sur la Figure II. 14, à la courbe $B(H)$ de référence, implémentée dans le code. De ceci, il a été déduit que, dans le cas du présent mini SST, pour une bonne mesure du champ H , les sondes doivent être placées selon la configuration 2, plus loin des pieds de la culasse. Aussi, si on considère l'utilisation d'un support à deux culasses cela revient à placer les sondes à effet Hall entre les pieds de la culasse et donc à des résultats similaires à ceux de la configuration 1. Ainsi, il a été conclu que l'utilisation d'une double culasse n'est pas conseillée. En raison de la facilité de mise en œuvre, et vu qu'aucune amélioration des résultats n'a été notée avec l'utilisation de trois sondes, nous opterons, par la suite, pour un système de deux sondes à effet Hall que nous allons placer au-dessous de l'échantillon à environ 3 et 6 mm de son centre.

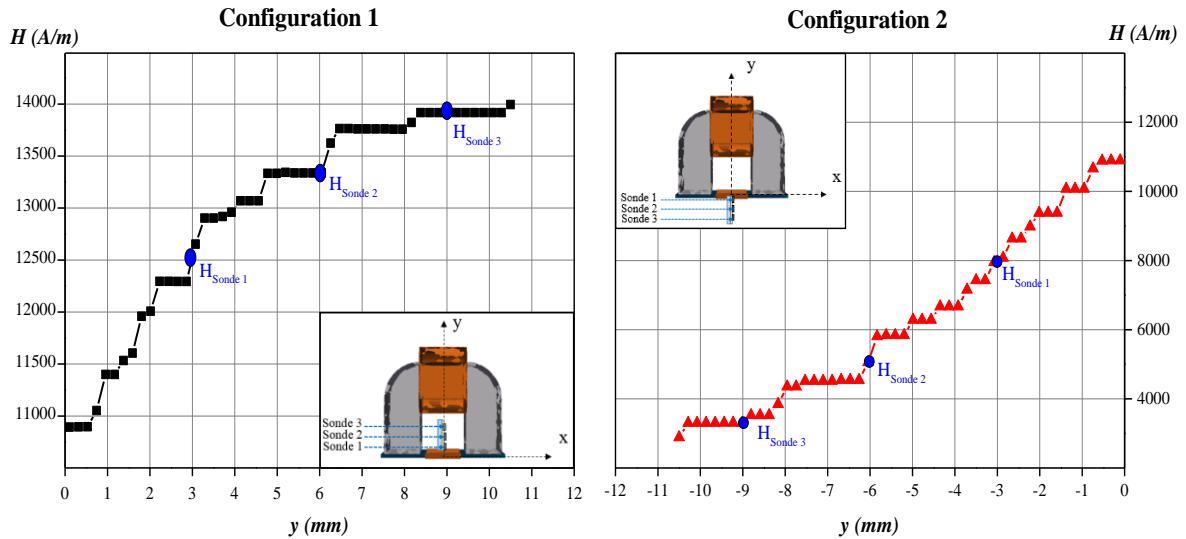


Figure II. 13 : Simulation 3D magnéto-statique de la distribution du champ magnétique au-dessus de l'échantillon (configuration 1) et en-dessous de l'échantillon (configuration 2)

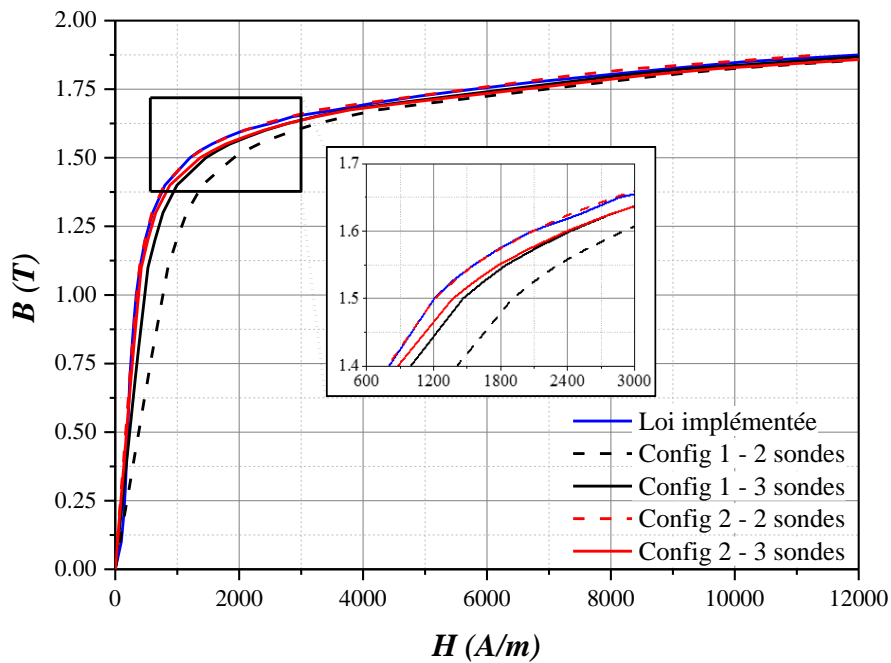


Figure II. 14 : Comparaison entre courbes normales reconstruites issues de la simulation 3D magnéto-statique des deux configurations

Nous avons ensuite comparé les deux méthodes de mesure du champ magnétique qui sont celles basées sur le théorème d'Ampère (Eq II. 6) et sur l'utilisation des sondes à effet hall (Figure II. 14 - Config2-2 sondes). A l'aide de la simulation en magnéto-statique, les deux mesures ont été reproduites virtuellement et la courbe $B(H)$ a été reconstruite à partir des résultats de la simulation. Les résultats sont tracés sur la Figure II. 15. Elle représente trois courbes normales $B(H)$: La courbe noire qui correspond à la loi de comportement de l'échantillon utilisée dans le modèle numérique (courbe de référence). La courbe bleue

représente la courbe déduite par extrapolation des champs mesurés par les sondes à effet Hall placées à 3 et 6 mm au-dessous du centre de l'échantillon. Enfin, celle en rouge est issue du calcul de H à partir du théorème d'Ampère (Eq II. 4) en estimant la longueur moyenne de circulation champ magnétique dans l'échantillon à 12.5 mm.

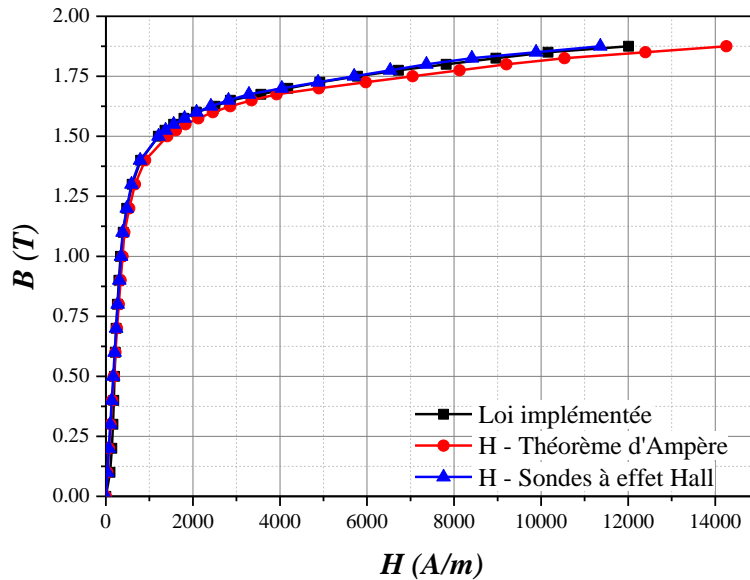


Figure II. 15 : Comparaison entre courbes normales issues de deux méthodes d'estimation du champ magnétique

On remarque que sur la partie linéaire de la courbe normale les trois courbes sont proches, alors que plus loin, une différence notable apparaît entre les deux méthodes d'estimation de H . Par exemple à 1.5 T, le champ magnétique déduit du théorème d'Ampère est surestimé avec une erreur de 17 %, alors qu'avec la méthode des sondes à effet Hall l'erreur relative calculée sur le champ est de 0.24 %. En effet, lorsque l'échantillon est saturé, la répartition du champ y est modifiée et la longueur moyenne des lignes de champ dans l'échantillon varie. De plus, en pratique et au vu des dimensions réduites du circuit (miniaturisation), il est de plus en plus difficile de respecter les conditions listées précédemment (section I.1.1) sur les conditions d'application de la méthode de mesure par le théorème d'Ampère. A cela s'ajoute la difficulté de maîtriser les entrefers parasites entre la culasse et l'échantillon. Par conséquent, le champ magnétique déterminé à partir du théorème d'Ampère sera mal estimé. De ceci, on déduit que dans le cas du mini SST, l'utilisation de sondes à effet Hall pour la détermination du champ magnétique H dans l'échantillon est plus adaptée.

Dans notre cas, pour un acier de perméabilité relative 2000 (cas pour un SAE1006) et une conductivité électrique de $6\text{MS}\cdot\text{m}^{-1}$, l'épaisseur de peau, calculée à 100 Hz avec l'expression d'une plaque infinie décrite à l'équation (Eq I. 9) est d'environ 0.46 mm, qui est environ la moitié de l'épaisseur des échantillons roue polaire. Donc pour des fréquences inférieures à 100Hz (fréquence limite), le champ magnétique à l'intérieur de l'échantillon est quasi uniforme sur la section transversale de l'échantillon (en d'autres termes, aucun effet de peau significatif ne se produit). Par conséquent, le champ magnétique déterminé à la surface de l'échantillon est

en fait une mesure du champ magnétique H à l'intérieur de l'échantillon, comme l'illustre La Figure II. 16.

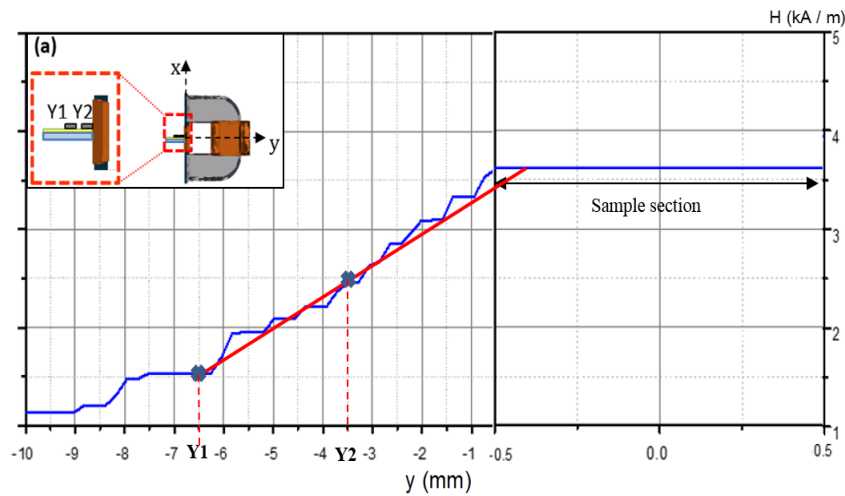


Figure II. 16 : Détermination du champ magnétique dans l'échantillon (résultat de simulation numérique) [112].

I.4 Mesure de l'induction magnétique

L'une des hypothèses sur lesquelles s'appuie la mesure par mini SST est l'homogénéité de l'induction magnétique dans la partie sondée par la bobine secondaire. Cette hypothèse a été testée à l'aide du modèle magnétodynamique 3D Code-Carmel à trois fréquences (0.5, 20 et 50 Hz). La Figure II. 17 présente le tracé de l'évolution de l'induction magnétique suivant x (la longueur) et suivant y (l'épaisseur) de l'échantillon. On remarque que pour chaque niveau d'induction magnétique, celle-ci est bien stable entre les pieds de la culasse. Ainsi, l'homogénéité de l'induction magnétique a bien été vérifiée à différents endroits, au milieu et à proximité des bords ($x=0$; $y=\pm 0.4 \text{ mm}$; $z=0$ et $x=\pm 5 \text{ mm}$; $y=0$; $z=0$), mais aussi selon la largeur de l'échantillon.

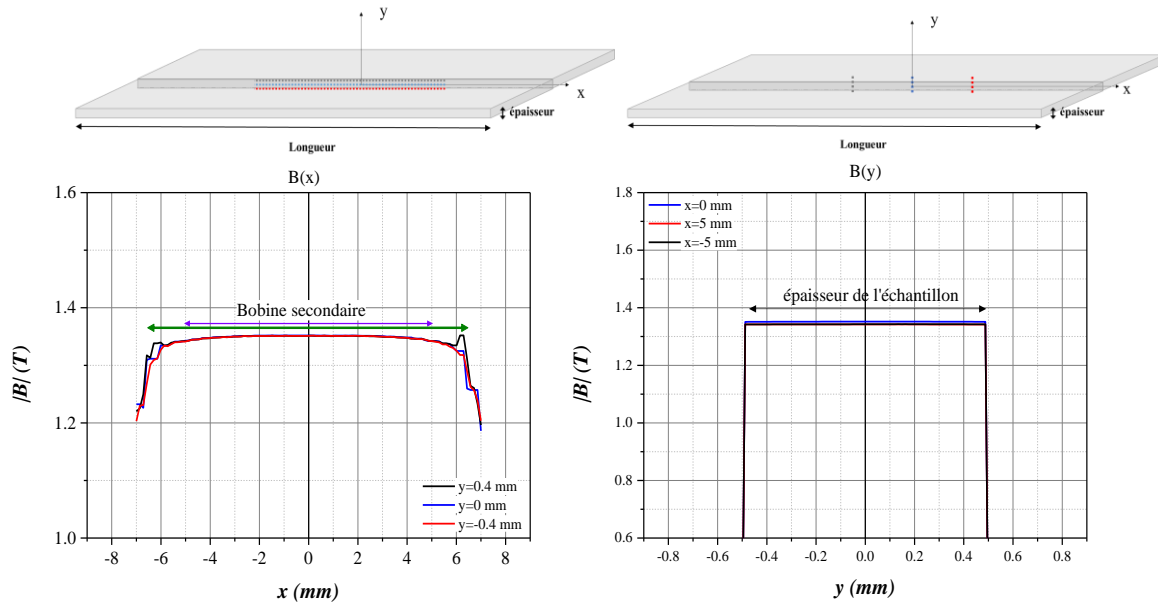


Figure II. 17 : Simulation 3D magnétodynamique (0.5 Hz) de l'évolution de l'induction magnétique suivant x (la longueur) et suivant y (l'épaisseur) de l'échantillon

En se basant sur la distribution de l'induction magnétique dans la section enlacée par la bobine secondaire, l'erreur relative, induite par la moyenne du flux pour deux bobines de longueur différentes est présentée sur Figure II. 18. On remarque qu'avec une bobine de 10 mm l'erreur calculée est inférieure à 1% et permet d'éviter les effets d'extrémités. Ainsi, un compromis entre une longueur courte évitant les effets d'extrémités et la faisabilité d'une bobine avec un nombre suffisant de spires pour garder une bonne résolution de mesure de la tension secondaire, a été trouvé.

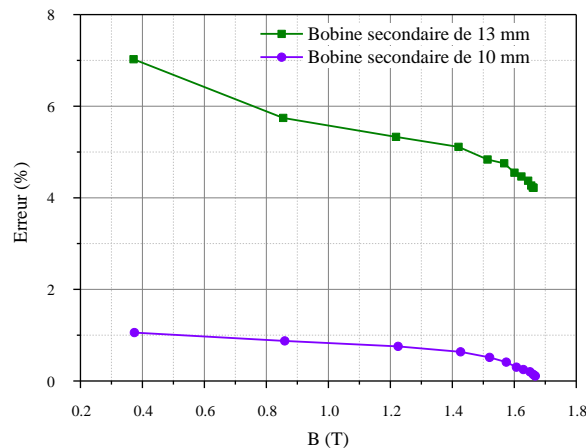


Figure II. 18 : Influence de la longueur de la bobine sur la valeur de l'induction ($\text{Erreur} = (B_{\text{max}} - B_{\text{min}}) / B_{\text{max}}$)

En plus de la conception et de la validation des hypothèses du banc, le modèle numérique 3D Code-Carmel magnétodynamique a permis de bien comprendre la façon dont le champ et l'induction magnétiques se développent dans l'échantillon à trois fréquences différentes : 5, 20 et 50 Hz. Les résultats de la simulation 3D démontrent que le champ magnétique et la densité

de flux magnétique à l'intérieur de l'échantillon sont quasi homogènes sur la section transversale de l'échantillon, comme le montre la Figure II. 16.

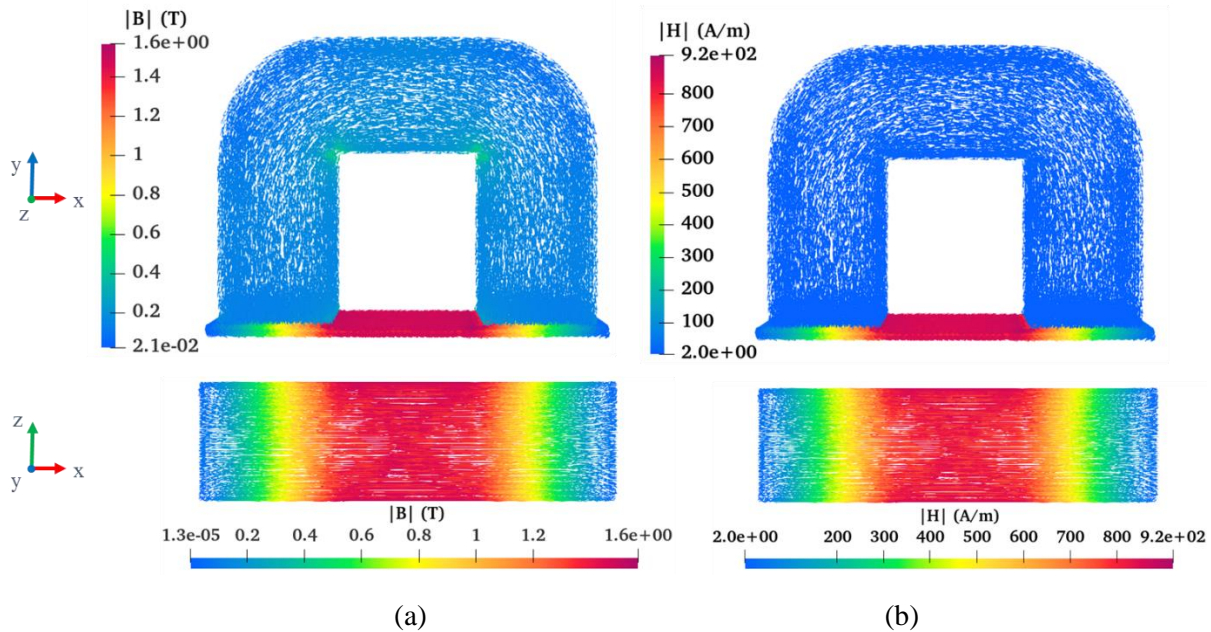


Figure II. 19 : Résultats numériques de la simulation 3D EF magnétodynamique (20 Hz). (a) Induction magnétique B (T) et (b) distribution du champ magnétique H (A / m) dans le mini SST (culasse et échantillon)

II. Mise en place et développement du banc

II.1. Mise en place du banc

En prenant en compte les précédents résultats de simulations numériques, la maquette mini SST a été mise en place. Comme on peut le voir sur Figure II. 20, le circuit magnétique du banc est composé de l'échantillon à caractériser et d'une culasse qui permet de fermer le circuit magnétique. La culasse est fabriquée à partir de tôles à grains orientés dont la perméabilité relative ($\mu_r \approx 20000$) est grande par rapport à celle de l'échantillon, et dont la section est grande devant celle de l'échantillon ($S_c = 100 \text{ mm}^2$, $S_e \leq 10 \text{ mm}^2$). Autour de la culasse, nous avons réalisé un enroulement primaire, dit d'excitation, de 75 spires de fil de cuivre de 0,8 mm de diamètre, bobinées en cinq couches. L'échantillon est quant à lui enlacé par un enroulement secondaire d'environ 47 spires avec un fil de cuivre de 0,2 mm de diamètre. L'enroulement primaire permet de générer un champ magnétique H , supposé homogène dans l'échantillon. Ce champ est mesuré à l'aide de deux sondes à effet Hall de haute précision avec une très faible erreur de linéarité (typiquement 0,1% jusqu'à 1,5 T) (Cf paragraphe I.1.1). Le flux magnétique circulant dans l'échantillon est déterminé à partir de la mesure de la force électromotrice aux bornes de l'enroulement secondaire. La position des sondes à effet Hall a été mesurée, par rapport à l'empreinte de l'échantillon sur le support, à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle Renault Automation 13.08.06 06 au laboratoire MSMP de l'ENSAM de Lille avec l'aide de Dr. Thierry COOREVITS. La distance déterminée reste, certes, conditionnée par l'incertitude liée à la planéité de l'échantillon mais celle-ci est considérée négligeable au vu de la technique de découpe qui présente des tolérances mécaniques de l'ordre de quelques microns.

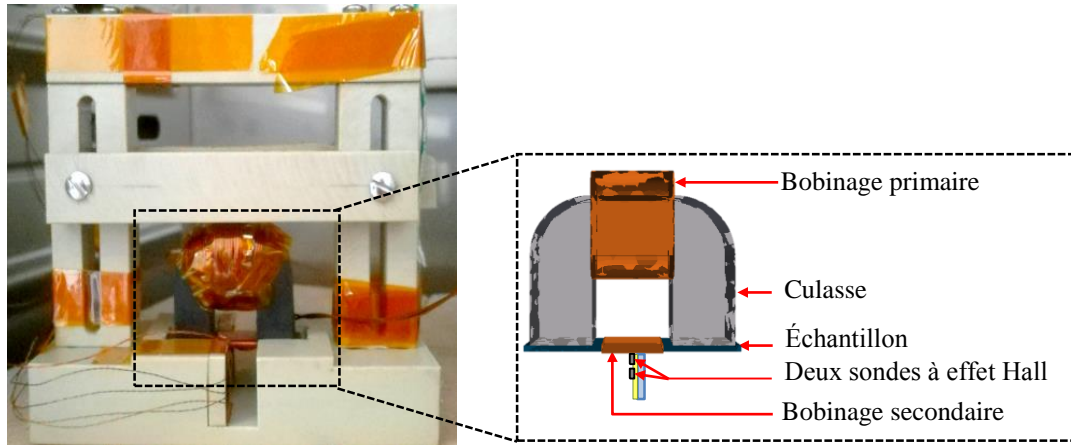


Figure II. 20 : Schéma et photo du dispositif de caractérisation magnétique [113]

Un amplificateur Toellner TOE 7621-60, piloté par la carte National Instrument NI-USB 6353, permet d'imposer un courant alternatif sinusoïdal d'amplitude maximale de 5,3 A dans l'enroulement primaire. Il est mesuré à l'aide d'une sonde de courant. Cette mesure a pour but de contrôler les signaux et de s'assurer que les tensions mesurées par les sondes à effet Hall sont bien synchronisées avec le signal du courant. La tension secondaire est directement mesurée aux bornes du bobinage secondaire. Les signaux des sondes à effet Hall sont amplifiés par un boîtier électronique fait sur mesure, par « Elio PEDRANTI », qui alimente les sondes, amplifie leurs signaux de mesure et les filtre (Figure II. 21).

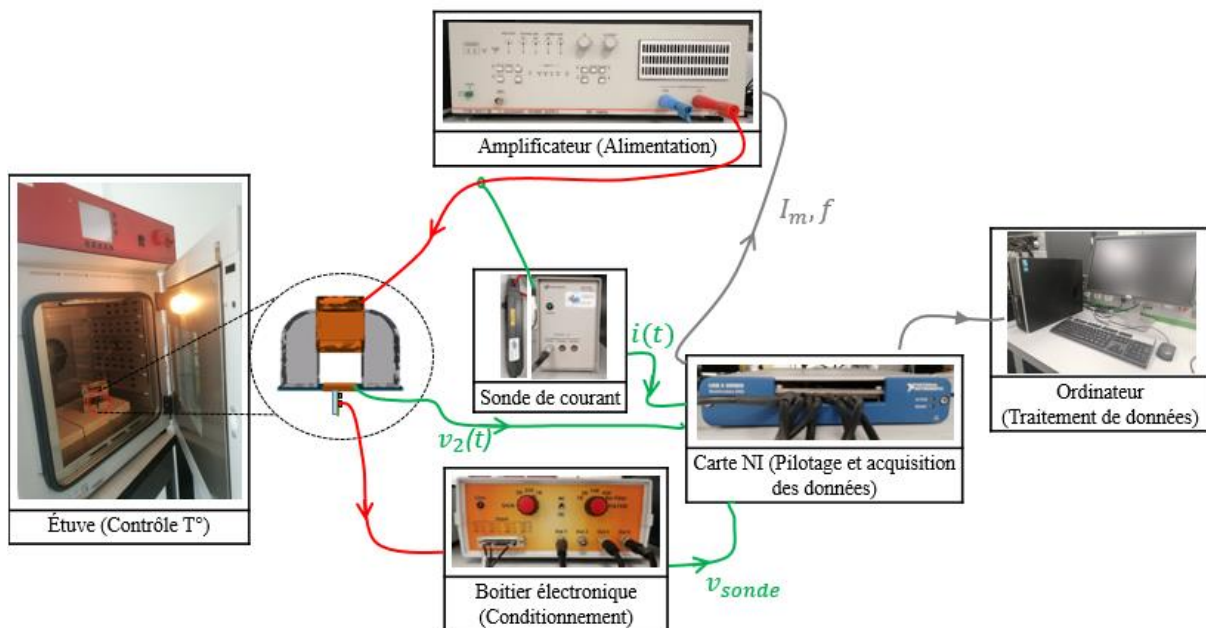


Figure II. 21 : Schéma représentatif des différents éléments du banc mini SST

Dans le but de réaliser des mesures à températures élevées, le banc magnétique est réalisé à base de matériaux adaptés. Les câbles et fils de cuivre utilisés résistent à des températures qui dépassent les 200 °C. Aussi, les supports des maquettes sont réalisés en polyéther éther cétone (PEEK). Le choix de ce matériau est justifié par sa température maximale d'utilisation élevée, de l'ordre de 260 °C, ainsi que pour son faible coefficient de dilatation thermique ($10^{-5} \cdot K^{-1}$), et

ce, pour éviter d'appliquer des contraintes mécaniques sur l'échantillon au cas où le support se dilate sous l'effet de la température de mesure. Enfin, les sondes à effet Hall incluent une compensation en température jusqu'à 200 °C.

Pour contrôler la température de l'environnement, le banc de caractérisation est placé dans une étuve (Binder, modèle M53) avec une capacité de chauffage allant de 5 °C au-dessus de la température ambiante jusqu'à 300 °C. L'étuve est également équipée de fonctions de convection forcée et de vitesse de ventilateur réglables qui permettent d'avoir une température homogène avec une sensibilité de ± 1 °C. En plus du capteur de température de l'étuve, un thermocouple est placé sur l'échantillon pour vérifier que sa température correspond bien à celle imposée dans l'étude.

II.2. Analyse de la mesure mini SST : Diagramme 5M

Lors de la mesure, différents paramètres peuvent intervenir et induire une erreur de mesure sur le résultat attendu. En effet, l'erreur de mesure est définie comme l'écart entre la valeur donnée par la mesure et la valeur exacte de la grandeur caractérisée. Analyser la méthode de mesure revient à lister et prendre en considération tous les éléments de la chaîne de mesure qui peuvent interagir lors de la mesure. Ces éléments sont les sources d'erreurs de mesures et ils peuvent être classés selon les 5 axes du diagramme « 5M », dit aussi diagramme d'Ishikawa [114], définis dans Tableau II. 2.

Tableau II. 2 : Définitions des axes du diagramme 5M

Moyen	Instruments et outils physiques utilisés dans la mesure
Matière	Caractéristiques influentes liées à l'échantillon à caractériser
Milieu	Phénomènes non contrôlés liés à l'environnement de mesure
Main d'œuvre	Facteur humain intervenant dans la mesure
Méthode	Hypothèses, protocoles expérimentaux, outils numériques et mathématiques retenus pour obtenir la mesure

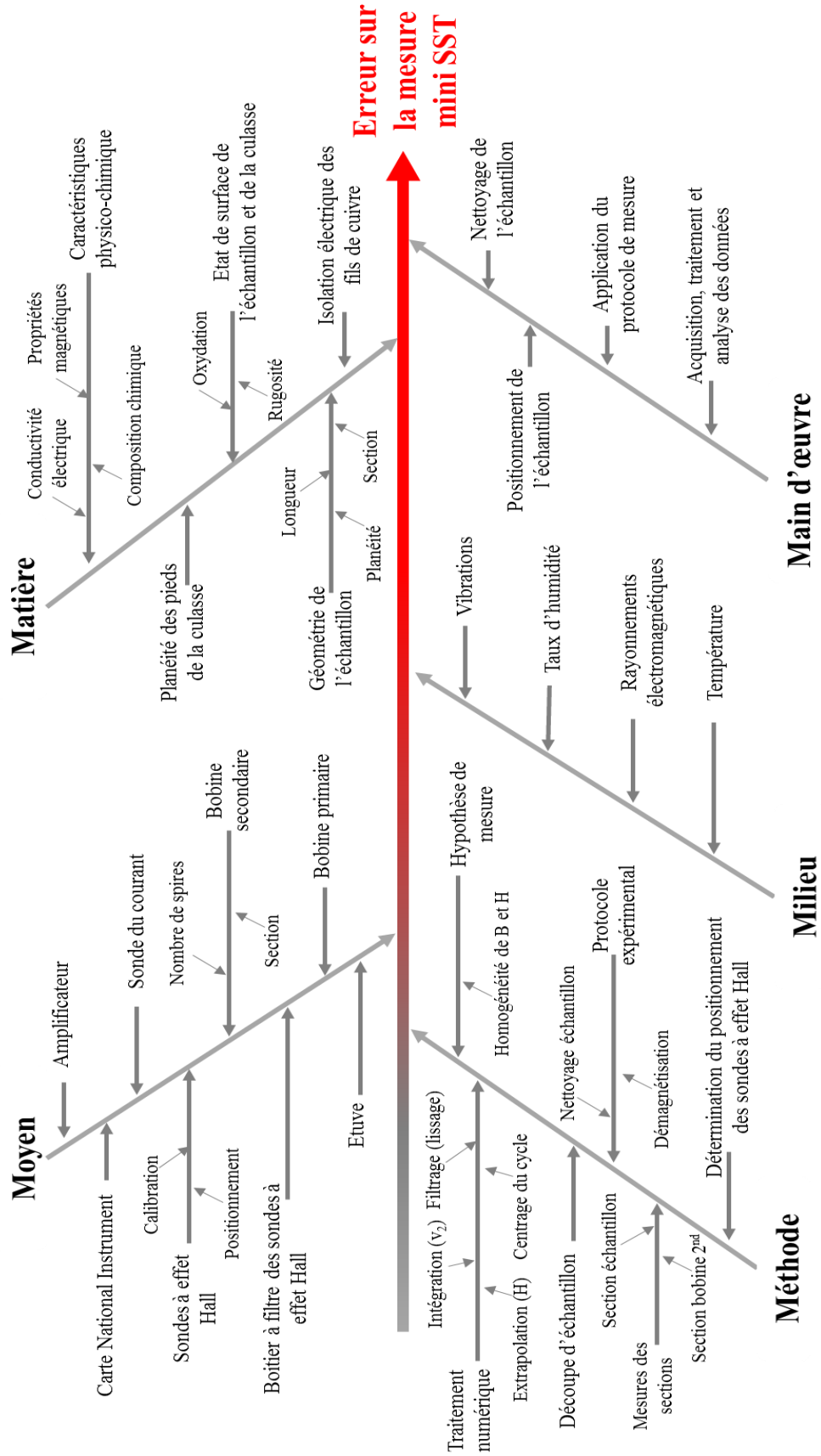


Figure II. 22 : Diagramme 5M associé à la mesure magnétique à l'aide du mini SST

La Figure II. 22 liste les différentes sources d'erreur de la mesure mini SST. Pour les évaluer et les maîtriser, différentes actions ont été mises en place. En effet les moyens de mesure (chaîne de mesure) ont été testés expérimentalement. Les méthodes exploitées ont été investiguées et validées soit expérimentalement ou soit par simulation numérique (Chapitre 2. Deuxième partie. I.3). En ce qui concerne le milieu et l'environnement de la mesure, hormis la température qui est contrôlée par l'étuve, aucune influence de l'environnement de mesure, notamment rayonnements électromagnétiques environnants (appareils électroniques dans la salle d'expérimentation) sur la mesure magnétique par mini SST n'a été remarquée. De plus, l'intervention de l'opérateur a été réduite à l'application du protocole expérimental détaillé par la suite. Enfin la justesse et la fidélité du mini SST ont été évaluées et seront évoquées dans la suite du chapitre.

II.3. Définition de la méthode et du protocole de mesure

II.3.1. Méthode de calcul de H et de B

- Calcul de H

Comme évoqué précédemment, le champ à la surface de l'échantillon est estimé par une extrapolation linéaire des champs magnétiques mesurés par les sondes à effet Hall.

$$H = \frac{H_1 y_2 - H_2 y_1}{y_2 - y_1} \quad (\text{Eq II. 8})$$

Avec H_1 le champ magnétique mesuré par la première sonde en y_1 et H_2 le champ magnétique mesuré par la deuxième sonde en y_2

- Calcul de B

Concernant l'induction magnétique, celle-ci est déterminée à partir de la tension mesurée aux bornes du bobinage secondaire, tout en compensant le flux magnétique dans l'air qui sépare l'échantillon et la bobine secondaire. Cette induction est calculée selon l'équation (Eq II. 9) :

$$B = \frac{1}{S_{\text{éch}}} \left(\frac{1}{n_2} \int v_2(t) dt - \mu_0 H S_{\text{air}} \right) \quad (\text{Eq II. 9})$$

avec $S_{\text{éch}}$ la section de l'échantillon. n_2 , v_2 sont respectivement le nombre de spires et la tension aux bornes du bobinage secondaire, $S_{\text{air}} = S_{\text{bob}} - S_{\text{éch}}$ est la section entre l'échantillon et la bobine secondaire de section S_{bob} , μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

II.3.2. Définition du protocole de mesure

Le protocole expérimental est basé sur celui du dispositif CaMEA proposé dans [1], il a ensuite été adapté au cas de la mesure par mini SST.

Les aspects « préparatoires » sont les suivants :

- Calibration des sondes Hall

La tension issue de l'effet Hall V_{sonde} est proportionnelle à l'induction magnétique B_{sonde} et donc au champ magnétique H_{sonde} ($H_{\text{sonde}} = \mu_0^{-1} B_{\text{sonde}}$). La calibration des sondes se traduit par la détermination du gain (G) et de l'offset (off) de l'équation (Eq II. 10). Il faut donc appliquer un champ connu aux sondes et mesurer la tension aux bornes de chaque sonde à effet Hall. En pratique, la calibration des sondes a été réalisée à l'aide d'un solénoïde au sein duquel le champ est connu. Cette technique est détaillée dans [1] et on a :

$$H_{\text{sonde}} = G * V_{\text{sonde}} + \text{off} \quad (\text{Eq II. 10})$$

- Echantillon de référence

Pour vérifier la justesse de la mesure, un échantillon dont les propriétés sont bien connues (étalon) est pris comme référence. Après chaque modification ou ajustement du banc, il est nécessaire de réaliser des mesures sur cet échantillon et les comparer aux mesures de référence.

Le protocole expérimental est le suivant :

- Préparation de l'échantillon :

- Nettoyage de l'échantillon

Au préalable de toute caractérisation, l'échantillon est d'abord nettoyé dans le but d'enlever toutes particules résiduelles (poussière, oxydation, matière gras...) qui pourraient influencer la circulation du champ magnétique entre la culasse et l'échantillon. Pour enlever tout résidu et matière grasse, celui-ci est nettoyé à l'acétone. Ensuite, il est soumis à un polissage chimique à l'acide chlorhydrique, et ce pour enlever la couche d'oxyde à la surface de l'échantillon. En effet, le recourt à un nettoyage mécanique n'est pas envisageable en vue de la sensibilité des propriétés magnétiques aux contraintes mécaniques.

- Bobinage de l'échantillon

Pour les mesures en fonction de la température, le secondaire est directement bobiné sur l'échantillon en prenant soin de placer un isolant électrique très mince (65 μm), de tenue thermique adaptée, entre l'échantillon et le fil de cuivre, et ce dans le but d'éviter un court-circuit. En revanche, pour les mesures à température ambiante, le bobinage secondaire est placé sur un support amovible réalisé par impression 3D afin de faciliter les opérations de mesures sur des multiples échantillons.

- Positionnement de l'échantillon

La maquette expérimentale a été conçue de façon à faciliter l'insertion de l'échantillon ainsi que de minimiser tout effort mécanique lorsque celui-ci est maintenu au contact de la culasse de fermeture du flux. Une « empreinte » pour positionner l'échantillon a été réalisée sur le support en Peek en respectant ses dimensions. Ainsi le positionnement et le centrage de l'échantillon est assuré vis-à-vis des sondes à effet Hall qui sont fixes au centre du support (Figure II. 23).

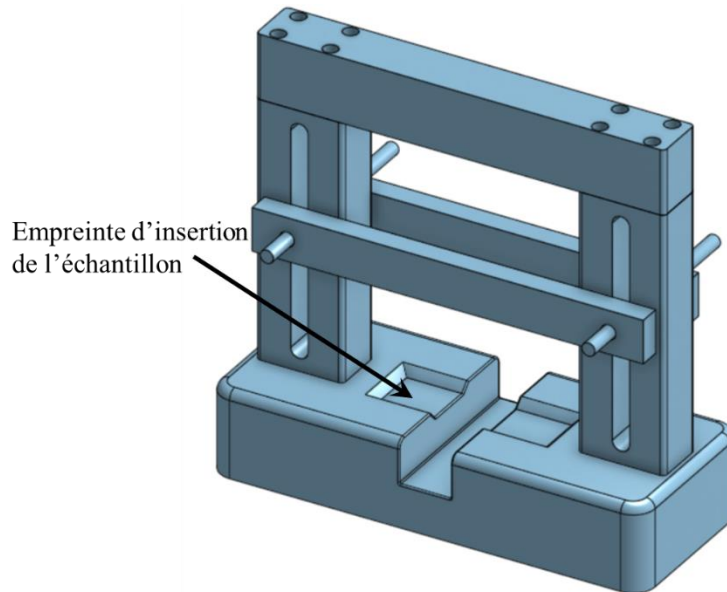


Figure II. 23 : Design du support mini SST avec empreinte pour l'insertion de l'échantillon

- Démagnétisation de l'échantillon

Une fois l'échantillon positionné, et avant de commencer la mesure magnétique, le circuit magnétique est démagnétisé dans le but d'annuler toute aimantation rémanente. Dans notre cas, une excitation alternative de type sinus amorti est appliquée depuis l'état saturé jusqu'à annulation du champ d'excitation.

- Réalisation des mesures

Les mesures expérimentales consistent à faire l'acquisition d'une vingtaine (généralement 24) de cycles d'hystérésis mineurs centrés d'amplitude croissante jusqu'à la saturation. A partir de ces cycles, la courbe normale ainsi que les pertes en fonction de l'amplitude de B ou de H sont déterminées.

II.4. Validation du banc mini SST

II.4.1. *Validation du banc*

Pour valider le dispositif expérimental de caractérisation magnétique, il est indispensable de s'assurer de la justesse du moyen de mesure. Autrement dit, il faut vérifier que la caractéristique magnétique issue du mini SST soit proche d'une mesure de référence. Celle-ci sera définie dans notre cas à partir de la courbe d'aimantation et des pertes fer obtenues sur un dispositif SST normalisé (norme CEI 60404-3 [86]). Les mesures ont été réalisées sur le même matériau (acier électrique de grade M600A65). En effet après avoir caractérisé la tôle en question à l'aide du SST standard, celle-ci a été découpée par électroérosion pour extraire des échantillons compatibles avec les dimensions du mini SST. Les résultats sont présentés sur la Figure II. 24. Un très bon accord a été observé entre les mesures effectuées sur les deux bancs. Par exemple, pour atteindre une induction magnétique de 1.5T, l'écart relatif entre les champs magnétiques, mesurés avec le mini-SST et le SST standard, est d'environ 1.15%. De même, pour un même niveau d'induction magnétique de 1.5T, l'écart est égal à 2.3% pour les pertes spécifiques.

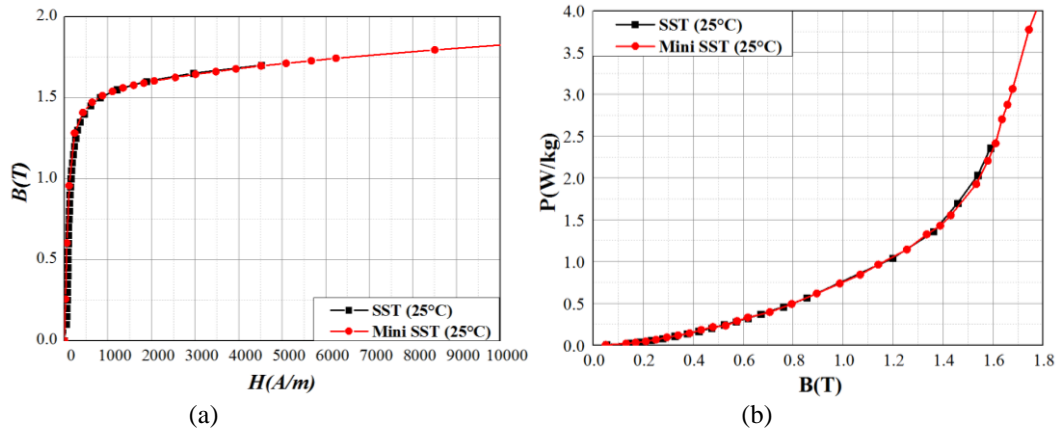


Figure II. 24. Comparaison des courbes B-H (a) et des pertes fer (b) mesurées sur SST miniaturisé avec celles mesurées sur SST normalisé à température ambiante (20 Hz)

II.4.2. Répétabilité des mesures

Le test de la répétabilité d'une mesure permet de juger de la fidélité du moyen de mesure. Autrement dit, la capacité du moyen de mesure à donner toujours la même mesure. Le test de répétabilité a été réalisé sur un même échantillon extrait de la roue polaire et choisi arbitrairement. Dix mesures ont été répétées en suivant à chaque fois le même protocole expérimental. Ainsi, en vue de la caractérisation magnétique, avant chaque mesure l'échantillon est replacé dans l'empreinte, le positionnement des sondes est vérifié via la nappe laser puis l'échantillon subit la démagnétisation avant la série de mesures de cycles. Les résultats de ces dix répétitions de mesures, en termes de courbes normales et de pertes, sont présentés sur Figure II. 25. On remarque que les courbes sont très proches et quasi-confondues, ceci reflète une bonne répétabilité des mesures. Par exemple, comme montré sur le Tableau II. 3, à une induction magnétique de 1.5T, l'indicateur de répétabilité calculé à partir des champs magnétiques des dix mesures, est d'environ 1.13%. De même, pour un même niveau d'induction magnétique de 1.5T, l'indicateur est égal à 2% pour les pertes spécifiques.

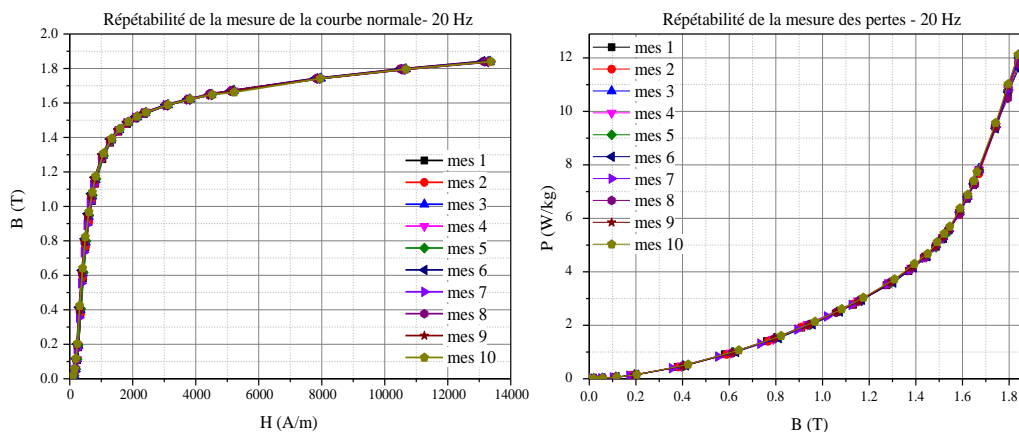


Figure II. 25 : Courbes de répétabilité des mesures avec mini SST

Tableau II. 3 : Synthèse de la répétabilité de mesure des propriétés magnétiques avec le banc mini SST

Indicateur		Répétabilité	
Coefficient de variation	Niveau d'induction B	H	P
$\frac{\text{Ecart} - \text{type}}{\text{moyenne}}$	1 T	1.07 %	1.7 %
	1.5 T	1.13 %	2 %

II.4.3. Fidélité de la mesure mini SST testée sur 3 versions du banc

La fidélité de la mesure magnétique a été testée tout au long du processus de développement de la maquette mini SST en allant du prototype à la version finale. En effet, la première version du banc, Figure II. 26 (a), a été conçue avec des platines motorisées afin de maîtriser le positionnement des sondes à effet Hall par rapport à l'échantillon. Ainsi, cette version a servi de base pour tester et valider la technique de mesure. Néanmoins, celle-ci ne peut pas être exploitée à haute température, en particulier les platines motorisées qui ne peuvent être utilisées au-delà de 80°C et les sondes à effets Hall au-delà de 150 °C. En conséquence, le design du mini SST a été modifié et les platines de mouvement ont été retirées. Pour tester le nouveau design, un prototype, dont le support est en PVC, a été mis en place. C'est la deuxième version du mini SST, Figure II. 26 (b). Dès la validation de ce prototype, la version finale du mini SST, Figure II. 26 (c), été élaborée en gardant le même design de la deuxième version mais cette fois avec un support en PEEK. Aussi, les sondes à effet Hall ont été remplacées par des sondes ayant une tenue en température jusqu'à 200°C.

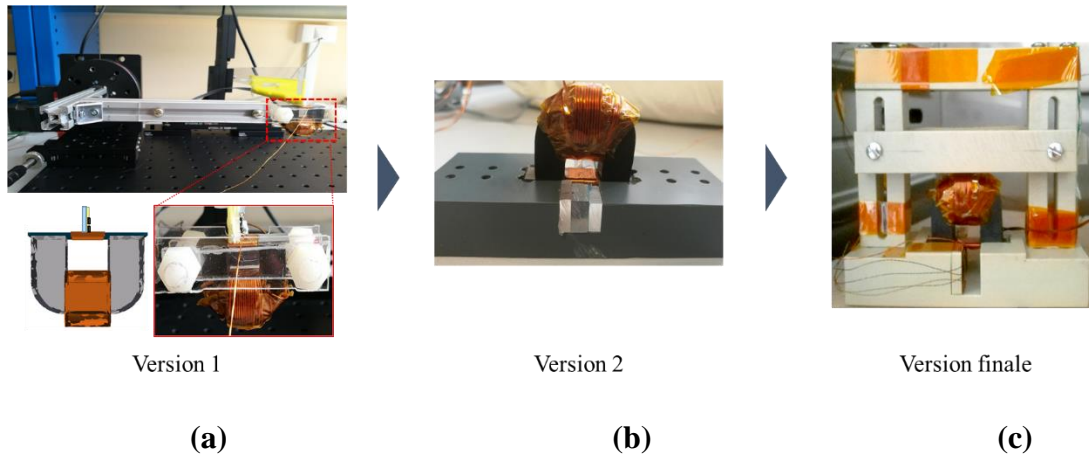


Figure II. 26 : Les différentes versions du banc mini SST

Les dimensions de la culasse magnétique et de l'échantillon, ainsi que les bobinages, sont restés inchangés. Ainsi, en utilisant les trois versions du mini SST, un même échantillon a été caractérisé respectivement trois fois à 20 Hz et à température ambiante. Les résultats de ces trois caractérisations magnétiques ont été comparés et présentés dans Figure II. 27. On remarque que les trois mesures sont très proches et quasi-confondues, permettant ainsi de qualifier l'expérience comme étant cohérente et fidèle. Le Tableau II. 4 résume les valeurs quantitatives calculées à partir des mesures sur les trois bancs d'expérience mini SST. Par exemple, à une induction magnétique de 1 T, l'indicateur calculé à partir des champs

magnétiques des trois mesures, est d'environ 4 %. De même, pour un même niveau d'induction magnétique de 1 T, l'indicateur est égal à 2.3 % pour les pertes spécifiques.

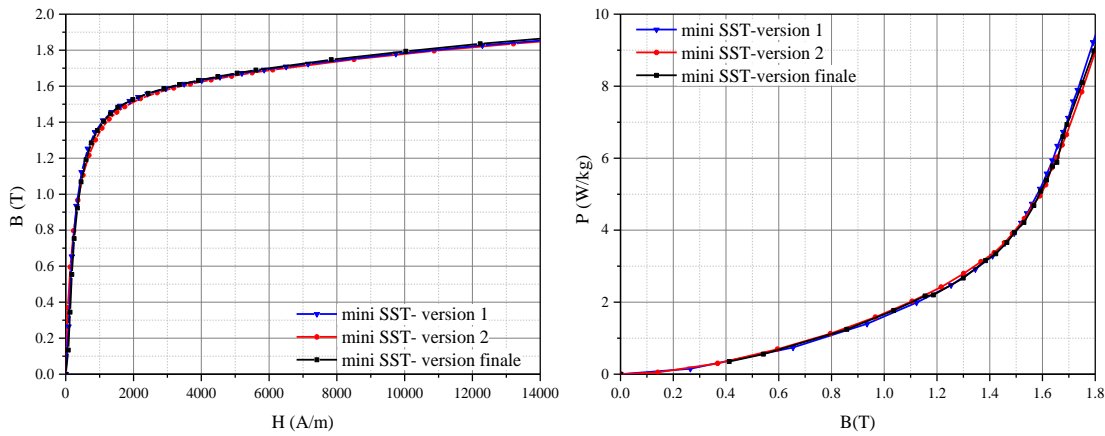


Figure II. 27 : Comparaison des mesures de la courbe normale et des pertes d'un même échantillon à 20 Hz réalisées sur trois versions du banc mini SST

Tableau II. 4 : Synthèse de la fidélité de mesure des propriétés magnétiques vérifiée sur trois versions du banc mini SST

Coefficient de variation	Niveau d'induction B	Champ d'excitation H	Pertes fer P
$\frac{\text{Ecart} - \text{type}}{\text{moyenne}}$	1 T	3.95 %	2.3 %
	1.5 T	4.46 %	0.4 %

II.4.4. Robustesse du banc vis-à-vis des dimensions de l'échantillon

Dans un premier temps, la mesure mini SST a été conçue et développée pour caractériser des échantillons de 35 mm de longueur. Comme indiqué au paragraphe II.2, certaines zones de la roue polaire, en particulier dans le noyau et le plateau, limitent la longueur de prélèvement à 27 mm. Il est nécessaire de vérifier également l'effet de la longueur d'échantillon sur la qualité de la mesure.

Pour cela, un échantillon de 35 mm de longueur a été caractérisé, ensuite découpé par électroérosion pour réduire sa longueur à 27 mm, puis caractérisé à nouveau dans les mêmes conditions (Figure II. 28). Les résultats des deux caractérisations sont reportés dans Figure II. 29. On remarque pour les deux longueurs d'échantillon (35 mm et 27 mm) que l'on obtient des résultats de mesure très proche. Ceci permet de valider la robustesse de la mesure mini SST vis-à-vis de la réduction de la longueur d'échantillon.

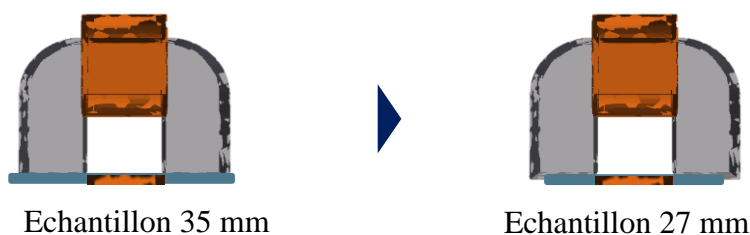


Figure II. 28 : Échantillon 35 mm vs échantillon 27 mm

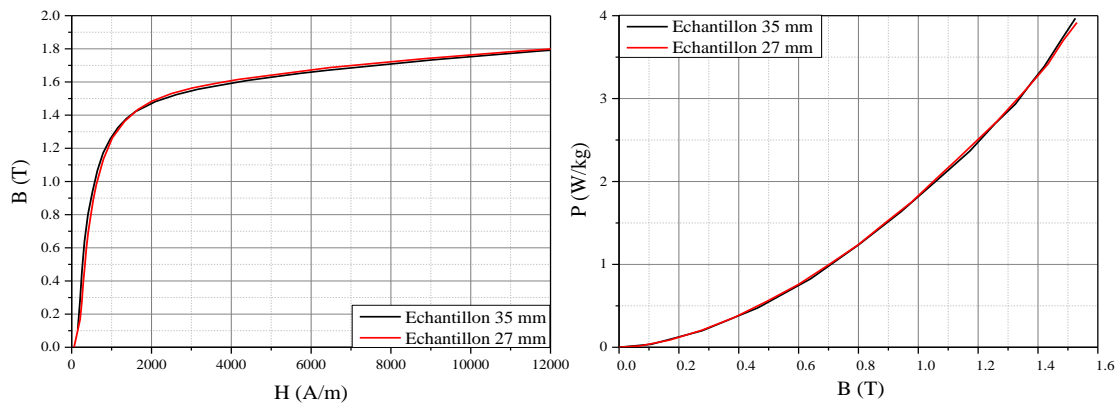


Figure II. 29 Résultats de caractérisation par mini SST à 20 Hz d'un échantillon de 35 mm de longueur réduit à 27 mm

III. Exploitation

III.1. Population à étudier

La population à étudier est composée d'échantillons issus d'une même roue polaire. Ces échantillons sont extraits de différents endroits de la pièce, à savoir le noyau, le plateau et les griffes (Figure II. 30). Ils sont prélevés conformément aux critères détaillés dans la première partie du présent chapitre. L'objectif est de déterminer, d'une part, si les propriétés magnétiques varient d'une zone à l'autre et, d'autre part, s'il existe une variabilité au sein d'une même zone. Comme noté dans le Tableau II. 5, on considère 3 lots d'échantillons notés **G**, **PG** et **N** (un lot est un ensemble d'échantillons correspondant à une zone de prélèvement, respectivement, **G**riffe, **P**lateau face à la **G**riffe et **N**oyau) prélevés d'une même roue polaire la **RP2**. Vu qu'une roue polaire possède six griffes, ces dernières ont été numérotées respectivement de **1** à **6**. Ainsi, par la suite, les échantillons ont été numérotés par rapport au numéro de la griffe la plus proche à l'endroit du prélèvement. En termes de dimension, les échantillons des trois lots ont la même épaisseur (1 mm) et la même largeur (10 mm). Seule la longueur varie selon l'endroit d'extraction de l'échantillon.

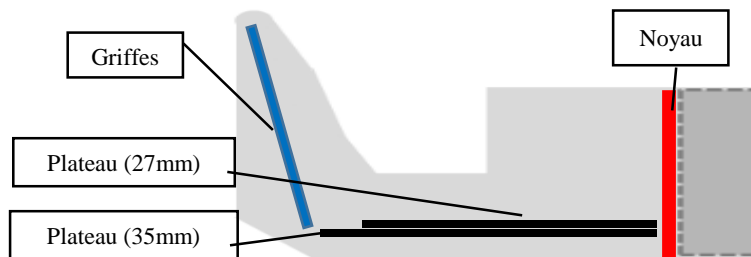


Figure II. 30 : Emplacements des prélèvements dans la première roue polaire

Tableau II. 5 : Récapitulatif de la désignation des différents lots d'échantillon.

Zone	Échantillons	Longueur (mm)
Griffe	RP2-G1	35
	RP2-G2	
	RP2-G3	
	RP2-G4	
	RP2-G5	
	RP2-G6	
Plateau	RP2-PG11	35
	RP2-PG31	
	RP2-PG51	
	RP2-PG12	27
	RP2-PG32	
	RP2-PG52	
Noyau	RP2-N2	27
	RP2-N4	
	RP2-N6	

III.2. Propriétés magnétiques de la RP

La caractérisation magnétique des trois lots a été réalisée avec le banc mini SST dans les mêmes conditions expérimentales, tout en appliquant le protocole détaillé dans la section II.3. Le tracé de la courbe normale à 20 Hz est reporté dans Figure II. 31, et les valeurs quantitatives sur la variabilité des propriétés magnétiques dans la roue polaire sont reportées dans le Tableau II. 6. Celui-ci donne le coefficient de variation pour le champ d'excitation et les pertes fer à différents niveaux d'induction magnétique. Concernant la loi de comportement magnétique, à basse induction on remarque une variabilité importante de l'ordre 8.5 % entre les échantillons des trois lots. D'une part, le lot d'échantillons prélevés dans les griffes se distingue, à ce niveau, des autres lots. En effet, les caractéristiques de ces échantillons sont relativement moins performantes que les autres. D'autre part, les échantillons extraits du plateau montrent une variabilité de 5.6%. Toutefois, pour des fortes inductions, les mesures sont proches et quasi-confondues.

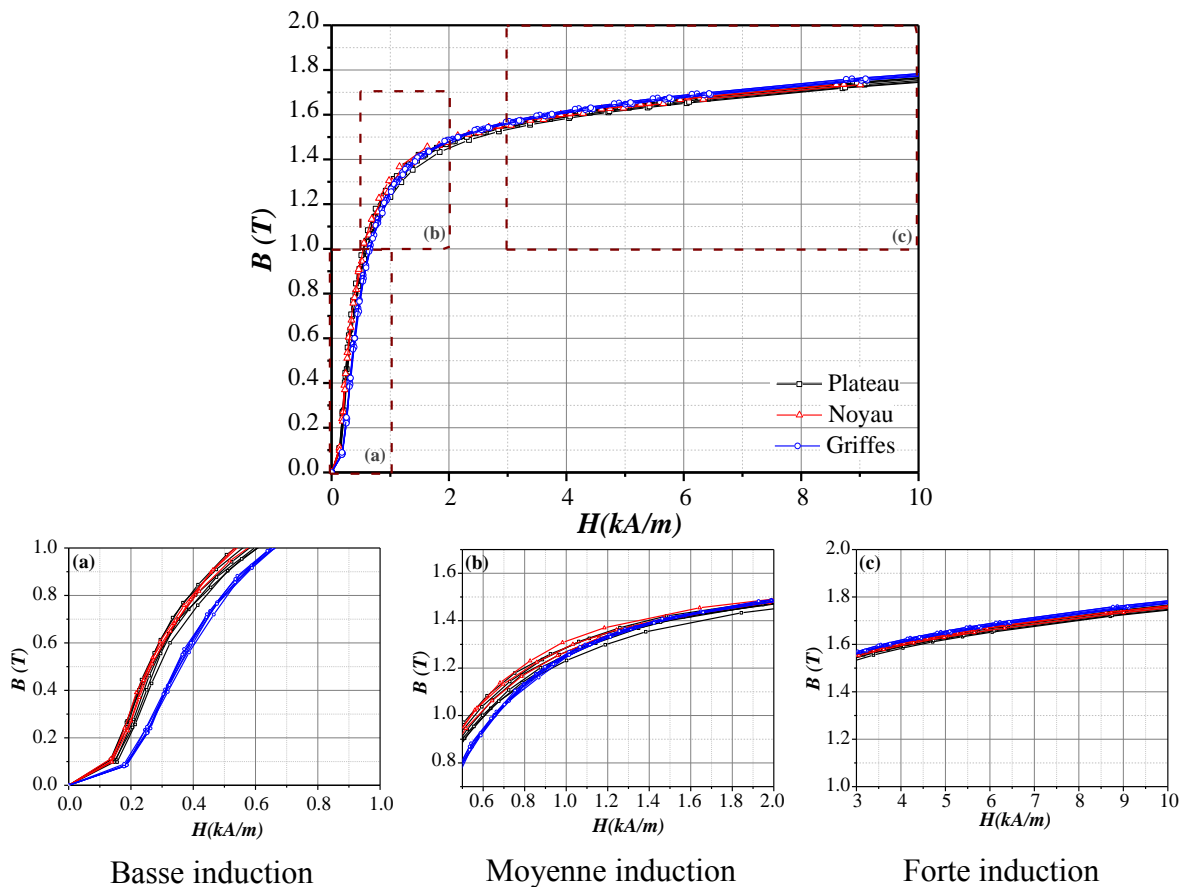


Figure II. 31 : Courbes normales, des trois lots d'échantillons, mesurées à 20 Hz par mini SST

D'après ce qui précède, aux faibles et moyennes inductions, une faible hétérogénéité de la courbe normale existe entre les échantillons des griffes et ceux des autres zones. La seconde étape est d'évaluer l'homogénéité des pertes magnétiques. Pour cela, les résultats de mesure des pertes des trois lots sont comparés dans Figure II. 32. Il apparaît que les pertes fer diffèrent d'une zone à une autre avec une variabilité assez notable au sein des échantillons extraits du plateau. Nous expliquerons les origines de cette variabilité au chapitre 4.

Comme attendu (Cf. Première partie I.2), les propriétés magnétiques, notamment les pertes fer, diffèrent d'un endroit à un autre. On notera que les propriétés sont les plus dégradées pour les griffes de la roue polaire. Ceci peut être expliqué par les différentes contraintes que les griffes subissent lors du procédé de forgeage. En effet la matière dans les griffes est celle qui se déforme le plus lors du forgeage à chaud et quand elle refroidit, elles offrent une surface plus importante de contact avec l'air ambiant facilitant le refroidissement par convection et rayonnement et ainsi sa température diminue plus rapidement. Ce qui donne place à la formation des « grains moins gros ». En supplément, les griffes subissent, en particulier une étape de redressement (forgeage à froid) qui déforme plastiquement la matière [1].

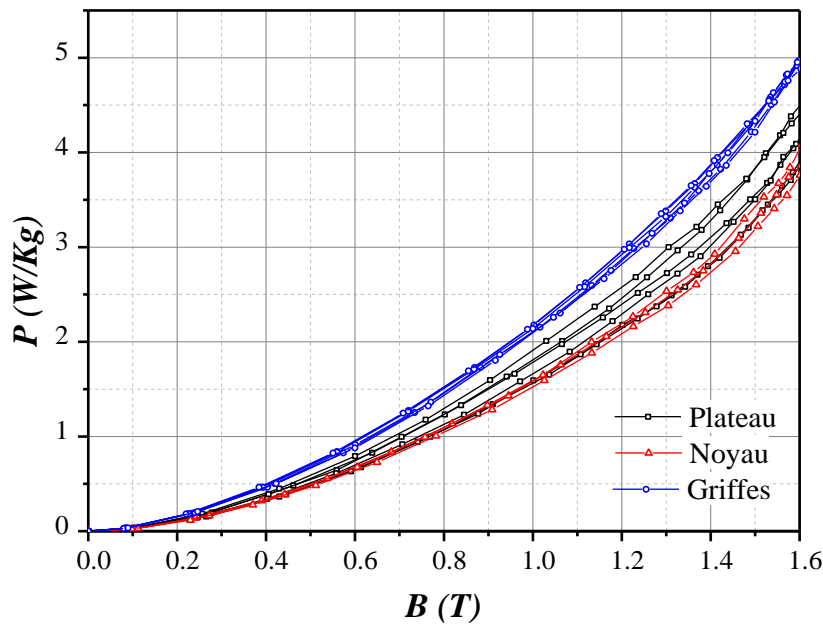


Figure II. 32 : Pertes spécifiques, des trois lots d'échantillons, mesurées à 20 Hz par mini SST

Tableau II. 6 : Variabilité des mesures magnétiques dans les trois zones de la roue polaire ainsi que sur l'ensemble de la pièce

Indicateur	Induction	B(H)			
		Plateau	Noyau	Griffes	Toute la pièce
<i>Ecart – type</i> <i>moyenne</i>	0.5 T	5.60%	1.79%	0.78%	8.47%
	1 T	3.53%	1.08%	0.55%	5.09%
	1.5 T	0.80%	0.37%	0.24%	0.66%
		Pertes			
	0.5 T	7.69%	2.80%	2.71%	15.88%
	1 T	7.25%	1.88%	1.55%	13.37%
	1.5 T	6.22%	2.95%	1.44%	11.97%

Dans cette partie une méthode de mesure adaptée au cas de la roue polaire et aux contraintes de géométrie et de température citées précédemment a été mise en place. Cette mesure à base d'une miniaturisation du SST a été conçue à l'aide de simulations 3D éléments finis. Le banc de caractérisation a été développé et validé. Puis, cette méthode opérationnelle a été exploitée pour étudier les propriétés magnétiques dans la roue polaire. En particulier, les pertes fer se sont révélées hétérogènes.

De la même façon que la caractérisation magnétique, nous allons nous intéresser par la suite à la caractérisation électrique de la roue polaire tout en répondant aux exigences imposées par ses particularités, en termes de forme et d'hétérogénéité.

Troisième partie : Caractérisation de la conductivité électrique de la RP

I. La mesure 4 pointes

Dans cette partie nous allons nous focaliser en particulier sur la conductivité électrique du matériau de la roue polaire. Cette dernière a été étudiée dans [83], à l'aide de la méthode dite des « quatre pointes », à température ambiante dans le cadre d'une caractérisation non destructive. Cependant, pour compléter les essais magnétiques, nous nous plaçons, dans notre étude, dans un cadre destructif avec l'objectif d'une caractérisation en fonction de la température. Le dispositif de caractérisation électrique doit donc remplir les fonctions suivantes:

- Avoir une caractérisation fiable et robuste des échantillons représentatifs des différentes zones de la roue polaire avec une maîtrise d'incertitude de mesure.
- Avoir un banc de caractérisation souple qui permet l'insertion de l'échantillon sans modifier ses propriétés électromagnétiques afin de réaliser une multitude de mesure.
- Résister à des températures élevées jusqu'à 200°C.
- Limiter les échauffements de l'échantillon et contrôler sa température.
- Identifier la conductivité électrique en fonction de la température. Ces caractéristiques pourraient être utilisées et intégrées par la suite dans les codes éléments finis ou exploitées pour la mise en place d'un modèle de comportement.

Pour répondre à ces besoins la mesure par quatre pointes utilisée dans [83] est mise en place avec une adaptation pour la tenue en température.

I.1 Principe de la mesure

La mesure est basée sur l'utilisation de quatre pointes alignées en contact par simple pression sur la surface de l'échantillon à analyser. Il est question d'obtenir une caractéristique liant la tension au courant. Pour ce faire, les deux pointes externes sont utilisées pour injecter un courant continu I qui circule dans tout l'échantillon, alors que les deux internes mesurent la différence de potentiel induite V . Toutefois, il est à noter que la circulation du courant dans l'échantillon n'est pas nécessairement homogène entre les pointes de mesure et dépend de la forme de l'échantillon et du positionnement des pointes [84]. Pour tenir compte de cela, un facteur de correction F est introduit. La détermination de ce facteur sera détaillée par la suite. Ainsi, à partir de la mesure du courant I et de la tension V , la conductivité peut être déduite par :

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{R \cdot S} = \frac{I \ell}{V \cdot S} \cdot F \quad (\text{Eq II. 11})$$

avec σ la conductivité électrique, l la distance entre les deux pointes internes de mesure de tension, R la résistance et S la section de l'échantillon.

I.2 Banc de caractérisation

Comme pour la mesure magnétique, le support est réalisé en PEEK. Le système de positionnement et maintien des pointes consiste en une potence avec un support de pointes coulissant et les cordons d'alimentation et de mesure résistent à des températures au-delà de 200 °C. Les pointes utilisées sont des pointes Ingun HSS118 à bout rond montées sur ressorts pouvant être utilisées jusqu'à 200 °C. L'enfoncement optimal des pointes nécessite un effort de 2,25 N par pointe, soit 9 N au total. La distance retenue entre les deux pointes intérieures est $\ell=12$ mm alors que celle qui sépare une pointe intérieure d'une pointes extérieure est $a = 6$ mm. La résistance est mesurée à l'aide d'un nano-ohmmètre (Digital Nano-ohmmeter 20024, Pedranti Elio). Le choix s'est porté sur l'injection d'un courant de 1 A, et ce, dans le but de limiter les échauffements de l'échantillon causés par les pertes Joule. Le calibre de mesure est de 320 $\mu\Omega$ avec une résolution de 10 n Ω . Pour la mise en température et son contrôle, le dispositif de caractérisation est placé dans l'étuve thermique. Aussi, un thermocouple est utilisé pour vérifier la température à la surface de l'échantillon. Une photo du dispositif de mesure et son illustration sont présentées dans Figure II. 33.

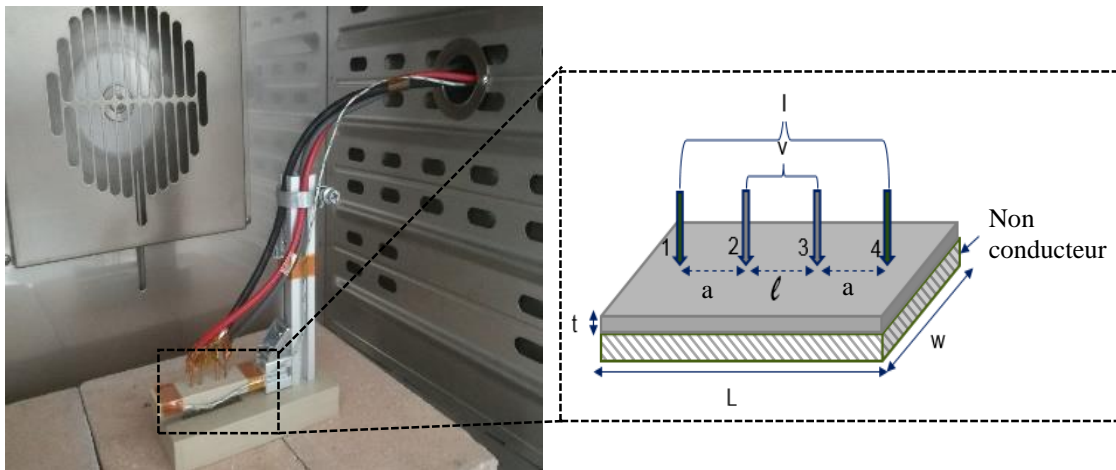


Figure II. 33 : Schéma et photo du dispositif de la mesure par quatre pointes

I.3 Incertitudes de mesure

La méthode de mesure employée permet de déterminer la valeur de la conductivité électrique à partir de l'équation (Eq II. 11). Pour évaluer l'incertitude de la mesure de conductivité, la loi de propagation de l'incertitude a été utilisée [115]. En considérant les paramètres de l'équation non corrélés, cette loi s'écrit :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (\text{Eq II. 12})$$

avec $u_c(y)$ l'incertitude type composée de la variable y , et f la relation fonctionnelle reliant la mesurande y aux grandeurs x_i dont l'incertitude est $u(x_i)$.

Selon [115], dans le cas où la mesurande peut s'écrire de la forme suivante :

$$y = \prod_{i=1}^N x_i^{p_i} \quad (\text{Eq II. 13})$$

avec p_i exposant positif ou négatif connu d'incertitude négligeable. L'équation (Eq II. 12) peut être exprimée sous la forme :

$$\left(\frac{u_c(y)}{y}\right)^2 = \sum_{i=1}^N \left(p_i \frac{u(x_i)}{x_i}\right)^2 \quad (\text{Eq II. 14})$$

En appliquant, la formule (Eq II. 14) à l'équation (Eq II. 11), on trouve :

$$\frac{u_c^2(\sigma)}{\sigma^2} = \frac{u^2(l)}{l^2} + \frac{u^2(R)}{R^2} + \frac{u^2(S)}{S^2} \quad (\text{Eq II. 15})$$

Dans notre cas, les incertitudes sur les différents paramètres sont calculées à partir des données fournisseur du nano-ohmmètre et à partir de mesures dimensionnelles. Par exemple, concernant l'incertitude liée à la mesure de la résistance et pour un calibre $320 \mu\Omega$ en injectant un courant de 1 A, « measurement accuracy = $\pm(0.07\% + 5 \text{ digit})$ ». Pour une résistance mesurée de l'ordre de $100 \mu\Omega$, cette incertitude est de 0.069%.

La valeur d'incertitude qui sera utilisée par la suite est l'incertitude élargie. Il s'agit de multiplier l'incertitude composée calculée à partir de (Eq I. 15) par un facteur d'élargissement k . On choisit $k=3$ afin d'avoir un niveau de confiance élevé. Le Tableau II. 7 résume les valeurs numériques pour le calcul de l'incertitude de mesure de la conductivité électrique.

Tableau II. 7 : Valeurs numériques pour le calcul de l'incertitude de mesure de la conductivité électrique

Grandeur x_i	Valeur de x_i	Incertitude $u(x_i)$
L	12 mm	0.02 mm
S	10 mm ²	0.1 mm ²
R	105 $\mu\Omega$	0.07 $\mu\Omega$
Grandeur y	Valeur de y	Incertitude $u_c(y)$
σ	6 MS m ⁻¹	0.06 MS m ⁻¹
Incertitude élargie (k=3)		0.18 MS m ⁻¹

I.4 Détermination du protocole expérimental

Le protocole expérimental suivi est basé sur celui établi par Laure Arbenz dans [4]. Il se résume dans les étapes suivantes :

- 1) Préparation de l'échantillon : Dans cette étape les échantillons sont nettoyés de la même façon détaillée précédemment pour la mesure magnétique.
- 2) Mesure des dimensions de l'échantillon : Les dimensions de l'échantillon sont mesurées à l'aide d'un micromètre électronique d'une précision de $\pm 1 \mu\text{m}$. Cette mesure permet de déterminer la section S de l'échantillon.

- 3) Mise en place de l'échantillon et positionnement du capteur quatre pointes au contact de l'échantillon.
- 4) Programmation du fonctionnement de l'étuve et montée en température : Avant de mettre en route l'étuve, celle-ci est programmée à la température de mesure et une ventilation à 50 % pour assurer l'homogénéité de la température.
- 5) Injection du courant
- 6) L'équilibre thermique : La température est un facteur très influent sur la mesure de la résistance. En effet, selon l'étude de sensibilité de la mesure menée dans [4], une variation de $\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$ se manifeste par une incertitude de $\pm 2\text{ }\%$ sur la mesure de résistance. Ainsi, le protocole recommandé est, une fois la température de mesure atteinte, de réduire la ventilation de l'étuve à 20% afin de stabiliser la température dans l'environnement direct de l'échantillon (il a été observé dans ce cas une réduction du bruit de mesure). Enfin, la stabilité thermique est obtenue lorsque la température affichée par le thermocouple placé au contact de l'échantillon et celle fournie par le thermocouple intégré à l'étuve sont très proches (à $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ près).
- 7) Etalonnage de la mesure : Une étape indispensable à la mesure de la résistance est la mise en zéro du nano-ohmmètre. Il s'agit d'un étalonnage du zéro de l'appareil qui permet de prendre en considération les conditions instantanées de l'environnement de mesure. Puis une mesure de vérification est lancée (1000 points, avec une acquisition toutes les demi-secondes) dans le but de s'assurer de la stabilité de la mesure
- 8) Mesure de la résistance : pour chaque température 500 points de mesure de résistance sont mesurées et enregistrés. La moyenne sur ces valeurs est calculée et retenue comme valeur finale à base de laquelle la conductivité électrique est calculée en utilisant l'équation (Eq II. 11).
- 9) Détermination du facteur de forme F : cette étape sera détaillée par la suite
- 10) Calcul de la conductivité par (Eq I. 11).

II. Facteur de forme

La prise en compte de l'effet de la géométrie de l'échantillon sur la mesure de la conductivité se traduira par un facteur de correction F (Cf. équation ((Eq II. 11)). Celui-ci est défini par Smith [88], comme étant le produit de trois facteurs : $F = F_1 F_2 F_3$ avec F_1 : Facteur de correction de l'effet d'épaisseur, F_2 : Facteur de correction des dimensions latérales par rapport à l'alignement des pointes et F_3 : Facteur de correction de la position des pointes vis-à-vis des bords de l'échantillon. La détermination du facteur de forme peut se faire analytiquement, numériquement et aussi expérimentalement. Dans la littérature, différents auteurs ont traité l'effet de la géométrie d'un échantillon sur la mesure de la résistivité par la méthode des quatre pointes. Ces résultats sont issus de différentes méthodes de calculs analytiques de la distribution du potentiel électrique dans l'échantillon : Méthode des images qui considère une dimension d'échantillon infinie (travaux de Smith [88]), méthode de

transformation conforme (Travaux de Schröder [116]) et la résolution de l'équation de Poisson (Travaux de Yamashita [117] qui a considéré des pointes positionnées en carré).

II.1 Méthode numérique pour la simulation du facteur de forme

Dans notre étude, le facteur de forme est déterminé numériquement [112], par simulation 3D sur code carmel [110]. Le modèle numérique est basé sur la solution du problème électrocinétique résolu par la méthode des éléments finis en utilisant la formulation du potentiel scalaire. La géométrie et le maillage ont été réalisés avec Salomé [111]. Un aperçu du maillage est visible sur la Figure II. 34. Les dimensions de l'échantillon ainsi que la distance entre les pointes ont été définies de façon paramétrée pour pouvoir être modifiées selon la configuration du dispositif expérimental.

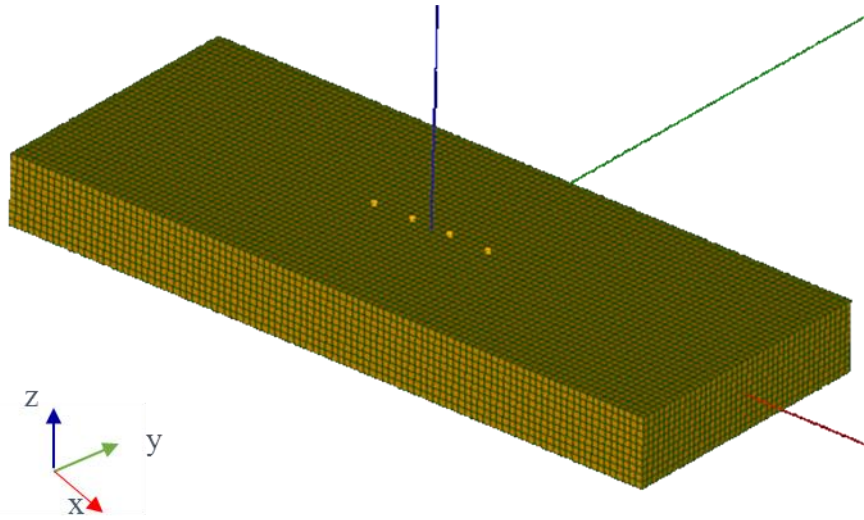


Figure II. 34: Simulation 3D de la mesure par quatre pointes

L'idée est de simuler le dispositif expérimental en imposant une conductivité $\sigma_{réf}$ dans l'échantillon et un courant (I) entre les pointes externes, tout en faisant varier les dimensions du parallélépipède (échantillon), afin d'en extraire la différence de potentiel (V) entre les pointes internes. On calcule la conductivité simulée σ_{sim_NC} , non corrigée, en supposant un courant homogène entre les pointes de mesure internes. Cette conductivité est donc calculée à partir des dimensions de l'échantillon :

$$\sigma_{sim_NC} = \frac{I * l}{V * S} \quad (\text{Eq II. 16})$$

Avec l : la distance entre les pointes, et S : la section (épaisseur multipliée par la largeur de l'échantillon). Ainsi, le facteur de correction est le rapport entre la conductivité simulée et la conductivité $\sigma_{réf}$ introduite dans le code de simulation.

$$F = \frac{\sigma_{réf}}{\sigma_{sim_NC}} \quad (\text{Eq II. 17})$$

II.2 Comparaison du modèle numérique avec l'approche analytique

Afin de comparer les approches numériques et analytiques proposées dans [88], on considère une géométrie de plaque et une configuration de pointes qui vérifient les hypothèses de l'approche analytique. On s'est positionné dans un cas particulier dont la solution analytique est bien connue. Il s'agit du cas d'une mesure, par quatre pointes équidistantes, d'une plaque mince infinie dans le plan ($t < 0.5$ s, avec s la distance entre les pointes). Pour ce cas de configuration la formule analytique retenue par la méthode des images [88] est :

$$A = \frac{I}{V * \sigma} = 4.532 \quad (\text{Eq II. 18})$$

avec A un coefficient lié au facteur de forme en se basant sur (Eq I. 11) et (Eq I. 17) on peut déduire que :

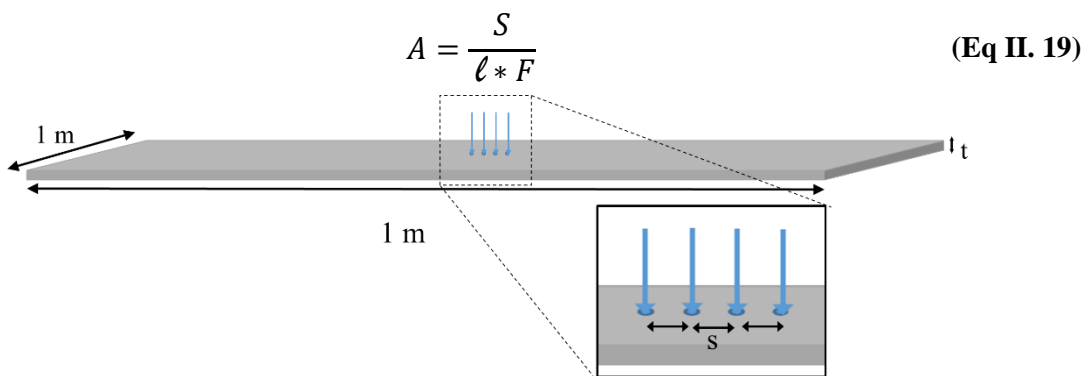


Figure II. 35 : Schéma illustratif du cas simulé d'une plaque mince

Dans le modèle numérique, la plaque mince n'est pas infinie, ses dimensions ont été choisies très grandes devant l'écart entre les pointes, avec une longueur et une largeur de 1 m et d'épaisseur de 1 mm (Figure II. 35). Les pointes sont positionnées au centre de la plaque avec une distance de 6 mm qui les sépare les unes des autres. La conductivité de référence avec laquelle la plaque a été définie est de 7 MS m^{-1} . En injectant un courant de 1 A entre les pointes intérieures, la différence de potentiel entre les pointes extérieures obtenue par la simulation numérique est de $1.57 \cdot 10^{-5} \text{ V}$. Ainsi, avec les données de simulation numérique on obtient :

$$A = \frac{I}{V * \sigma} = \frac{1}{1.57 \cdot 10^{-5} \cdot 7 \cdot 10^6} = 4.534 \quad (\text{Eq II. 20})$$

Les valeurs obtenues par les deux méthodes sont les mêmes ((Eq II. 18) et (Eq II. 20)). Ainsi, quand on est dans le domaine d'application des formules analytiques, les deux approches numérique et analytique sont cohérentes.

Après cette vérification, le modèle numérique a été utilisé pour calculer le facteur de forme F qui correspond aux dimensions des échantillons roue polaire et à la configuration des pointes du banc développé. Les valeurs sont reportées dans Tableau II. 8.

Tableau II. 8 : Valeur du facteur de forme calculé pour le cas des échantillons roue polaire

Dimensions de l'échantillon RP	Facteur de forme F
L=35 mm, w= 10 mm et t=1 mm	1.0062
L=27 mm, w= 10 mm et t=1 mm	1.042

III. Exploitation de la méthode de mesure

III.1. Population à étudier

Afin de vérifier l'homogénéité de la conductivité électrique dans la roue polaire, nous avons prélevé, dans une même roue polaire, des échantillons parallélépipédiques. Ces échantillons, listés dans Tableau II. 9, ont été découpés par électroérosion dans quatre zones ; griffe, base de griffe, plateau et cœur de la roue polaire, suivant le plan de prélèvement présenté sur la Figure II. 36.

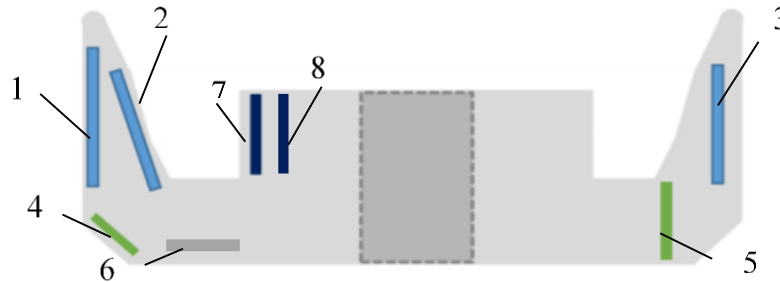


Figure II. 36 : Emplacement des prélèvements dans la roue polaire

Tableau II. 9 : Nombre et dimensions des échantillons prélevés de la roue polaire

Indice de l'échantillon	Zone de prélèvement		Dimensions	Nombre d'échantillons
1	griffe	surface	20*7*2 mm ³	2
2		pente de 15.45°	20*7*2 mm ³	2
3		milieu	20*7*2 mm ³	2
4	Base de la griffe	incliné	20*7*2 mm ³	2
5		droit	20*7*2 mm ³	3
6	Plateau		20*7*2 mm ³	2
7	Cœur		35*10*2 mm ³	2
8			20*10*2 mm ³	2

III.2. Caractérisation de la conductivité électrique de la roue polaire

Les résultats de caractérisation de la conductivité électrique, par la méthode des 4 pointes, sont présentés dans la Figure II. 37.

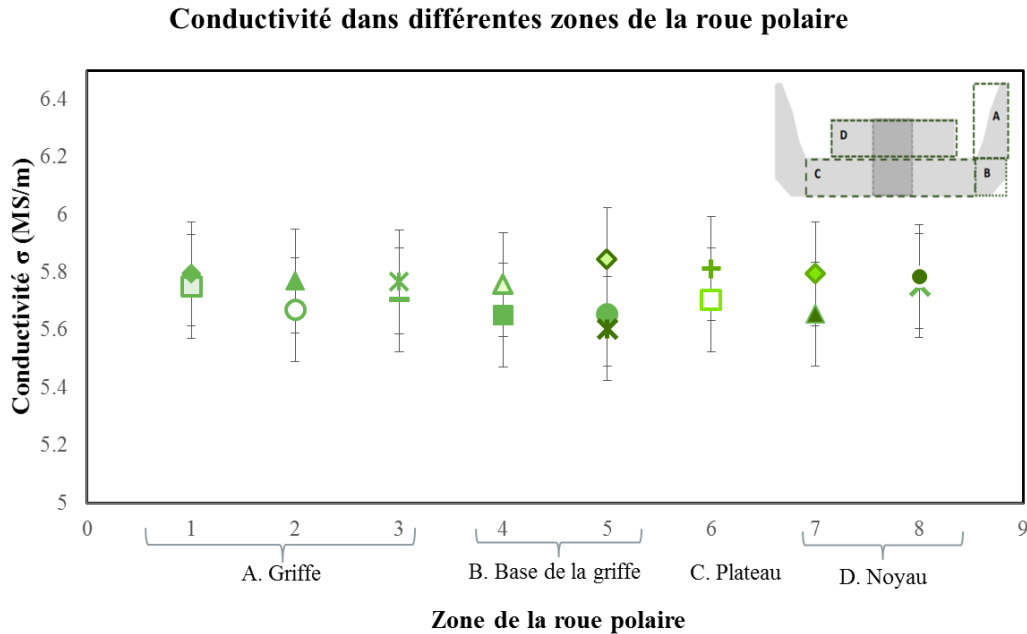


Figure II. 37: Mesures de la conductivité électrique à 40 °C des échantillons extraits de différentes zones de la roue polaire [112]

Au vu de l'incertitude de mesure, aucune différence significative n'est notée ni au sein d'une même zone de mesure, ni d'une zone à une autre. On en déduit ainsi que la conductivité électrique est bien homogène dans toute la roue polaire. Le même résultat a été trouvé dans [4]. Il est expliqué par le fait que la conductivité dépend, principalement, de la composition chimique. Dans cette étude, tous les échantillons sont considérés identiques en termes de composition chimique, puisqu'ils sont extraits d'une même roue polaire.

Pour caractériser la conductivité électrique des échantillons roue polaire, la méthode des quatre pointes a été choisie pour sa simplicité et sa compatibilité avec notre besoin. Ainsi, en se basant sur l'étude menée dans [4] un banc de caractérisation résistant aux températures élevées (200°C) est mise en place. Puis, pour prendre en compte l'effet de la géométrie de l'échantillon et de la configuration des pointes sur la mesure, un facteur de correction géométrique calculé numériquement est appliqué. Enfin cette méthode a été exploitée pour mesurer la conductivité électrique dans différentes régions de la roue polaire. A L'issue de ces mesures, la conductivité a été jugée homogène dans la pièce.

Dans le cas de la roue polaire, les contraintes imposées par les spécificités géométriques et physiques de la pièce ont nécessité la mise en place de bancs adaptés pour évaluer les propriétés électromagnétiques locales du matériau. Pour cela, nous avons proposé une méthodologie spécifique pour caractériser la conductivité électrique et le comportement magnétique de petits échantillons parallélépipédiques massifs extraits de différentes zones de la pièce. Un dispositif de caractérisation magnétique "mini SST" a été conçu et développé pour mesurer les courbes B-H et les pertes. Les hypothèses de l'approche proposée ont été vérifiées à l'aide de simulations d'éléments finis 3D. Le protocole expérimental a été fixé et la mesure a été validée. Ensuite, la conductivité électrique a été

caractérisée en utilisant la méthode des quatre pointes avec l'application d'un facteur de correction géométrique calculé numériquement. Cette méthodologie sera ensuite utilisée pour étudier les propriétés électromagnétiques de la roue polaire en fonction des températures de fonctionnement de la pièce au sein de la machine électrique.

Chapitre 3 : Dépendance en température de fonctionnement des propriétés électromagnétiques de la RP

Dans le précédent chapitre, nous avons développé une méthodologie de caractérisation électromagnétique, en fonction de la température (jusqu'à 200 °C), spécifique au cas de la roue polaire. Cette méthodologie est utilisée, par la suite, pour étudier l'effet de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les propriétés électromagnétiques de son matériau constitutif.

En effet, comme cela a été précisé dans le chapitre précédent, la température de la roue polaire peut être élevée et atteindre 180°C dans les points chauds. Ces niveaux de température conduisent à des modifications des propriétés électromagnétiques qui ne sont plus les mêmes qu'à température ambiante (Cf. Ch1. Deuxième partie. II). Les phénomènes sont en partie réversibles au sens où, une fois refroidi, le matériau retrouve ses propriétés initiales. Mais, combinée au facteur temps, cette variation de la température peut activer des mécanismes de diffusion atomique et de précipitation modifiant la microstructure de l'acier. Ainsi, les propriétés électromagnétiques du matériau changent de façon irréversible. Dans ce présent chapitre, nous nous focaliserons sur les effets "réversibles" de la température de fonctionnement, liés principalement à la dépendance en température de certaines propriétés électromagnétiques, notamment la conductivité électrique. Nous discuterons aussi des conséquences de ces modifications sur les performances de la machine et notamment les pertes associées qu'il convient d'évaluer.

Dans le présent chapitre, nous nous intéressons, dans un premier temps à la dépendance en température des propriétés électromagnétiques du matériau constitutif de la roue polaire. A l'issue de ces résultats, un modèle de prédiction des pertes dynamiques en fonction de la température, exploitant les mesures de conductivité électrique, est proposé et testé. Enfin, en se basant sur les mesures expérimentales, l'impact de la température de fonctionnement sur les performances de la machine à griffes sera étudié sur la base d'un modèle éléments finis 3D.

Chapitre 3 : Dépendance en température de fonctionnement des propriétés électromagnétiques de la RP	99
Première partie : Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP.....	101
I. Mesures expérimentales	101
II. Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP	101
Deuxième partie : Prédiction des pertes dynamiques d'un échantillon RP à température élevée à partir de la conductivité électrique	111
I. Aperçu bibliographique des modèles avec prise en compte de la température	111
II. Modèle de prédiction des pertes dynamiques à température élevée appliqué sur un échantillon RP	114
Troisième Partie : Application – Effet de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les performances de la machine à griffes.....	119
I. Modélisation de la machine à griffes	119
II. Effet de la température de fonctionnement de la RP sur la machine à griffes	122

Première partie : Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP

I. Mesures expérimentales

I.1 Population étudiée

Dans le but d'étudier l'effet de la température sur la conductivité électrique et les caractéristiques magnétiques (B(H) et pertes), des échantillons ont été extraits d'une même roue polaire. Ils sont prélevés conformément aux critères fixés par la méthodologie proposée au chapitre 2. L'objectif est, d'une part, d'évaluer la dépendance en température des propriétés électromagnétiques du matériau de la roue polaire et, d'autre part, de vérifier si cette dépendance varie d'un endroit à l'autre de la roue polaire. Comme indiqué dans le Tableau III. 1, on considère trois échantillons notés G, PG et N provenant de différentes zones de prélèvement, respectivement dans une griffe, du plateau face à une griffe et du noyau. Les échantillons sont de même épaisseur (1 mm) et de même largeur (10 mm). Seule la longueur varie selon l'endroit d'extraction de l'échantillon.

Tableau III. 1 : Récapitulatif des échantillons étudiés

Echantillon	Zone de prélèvement	Dimension (mm ³)
G	Griffe	35 x 10 x 1
PG	Plateau (face à la griffe)	27 x 10 x 1
N	Noyau	27 x 10 x 1

I.2 Protocole expérimental

Le protocole expérimental consiste à placer l'échantillon dans l'étuve, fixer la température de mesure et une fois l'équilibre thermique atteint, réaliser la mesure. On débute à température ambiante (25 °C) puis on augmente, par pas de 25 °C, la température jusqu'à 200 °C. Enfin, pour s'assurer de la réversibilité de la dépendance en température des propriétés électromagnétiques, une deuxième mesure à température ambiante est réalisée après refroidissement de l'échantillon. Les mesures magnétiques ont été réalisées à différentes fréquences (5 Hz, 20 Hz, 50 Hz et 100 Hz).

II. Dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP

II.1 Dépendance en température de la conductivité électrique

Les résultats des mesures électriques sur les trois échantillons considérés sont reportés sur la Figure III. 1. On remarque que les trois échantillons ont un comportement très similaire avec, comme attendu, une diminution de la conductivité électrique. En raison de l'agitation thermique, la mobilité des porteurs de charge (électrons) diminue et, par conséquent, la capacité du matériau à conduire le courant électrique est réduite [118]. On constate de plus, entre 25°C et 200°C, une dépendance linéaire en fonction de la température avec une pente identique. On

peut donc modéliser le comportement de la conductivité électrique $\sigma(T)$ à la température T ($^{\circ}\text{C}$) par :

$$\sigma(T) = \theta_{\sigma}(T - T_0) + \sigma_0 \quad (\text{Eq III. 1})$$

où σ_0 est la conductivité électrique à la température ambiante T_0 (25°C) et θ_{σ} est la variation absolue de la conductivité électrique en fonction de la température. Pour les échantillons roue polaire cette variation est de : $\theta_{\sigma} = -0,014$.

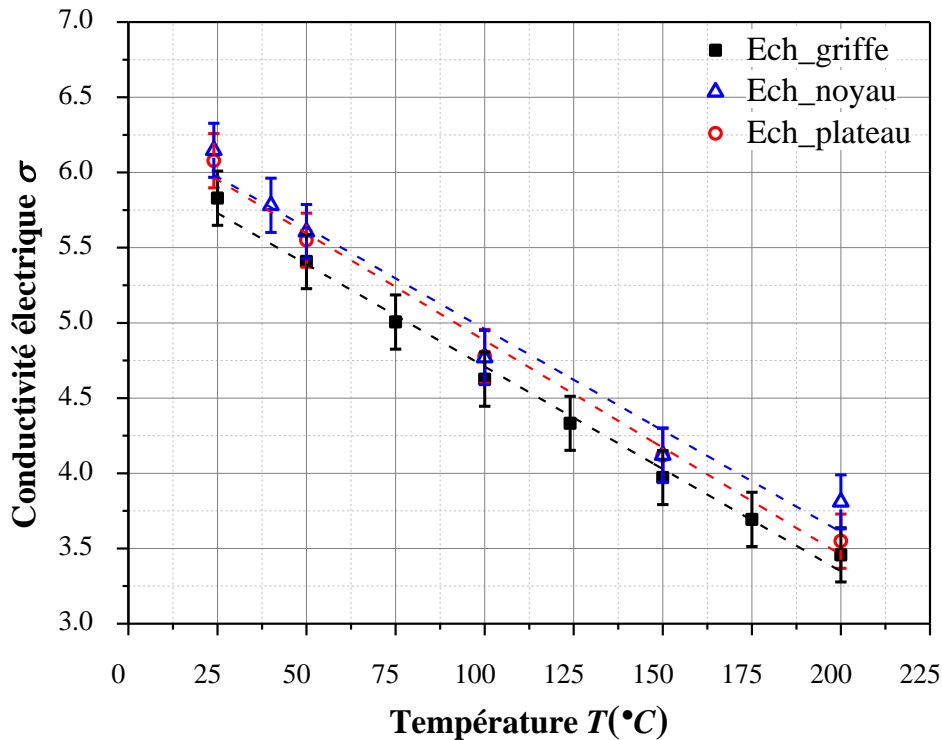


Figure III. 1 : ratio de conductivité électrique σ / σ_0 en fonction de la température

Cependant, une détermination précise du taux de variation de la conductivité en fonction de la température ne peut être effectuée qu'expérimentalement. Ce taux de variation de la conductivité avec la température calculé selon (Eq III. 2) est reporté dans Tableau III. 2. Il représente la variation relative, de la conductivité électrique en fonction de la température, à la conductivité à température ambiante.

$$\tau_{\sigma} = \frac{\sigma(200^{\circ}\text{C}) - \sigma_0}{\sigma_0 \cdot (200^{\circ}\text{C} - T_0)} \times 100 \quad (\text{Eq III. 2})$$

$$\tau_{\sigma} = \frac{\theta_{\sigma}}{\sigma_0} \times 100$$

Tableau III. 2 : Taux de variation de la conductivité électrique en fonction de la température

	Griffe	Plateau	Noyau
Taux (% / $^{\circ}\text{C}$)	-0.23	-0.23	-0.22

II.2 Dépendance en température des propriétés magnétiques

De même que pour la conductivité électrique, les trois échantillons étudiés ont montré des comportements similaires concernant la dépendance en température des propriétés magnétiques. Par la suite, seuls les résultats de l'échantillon de la griffe seront présentés.

La Figure III. 2 présente des cycles d'hystérésis mesurés à différentes températures pour une induction magnétique de 1,5 T et une fréquence de 50 Hz. En comparant ces cycles, on constate une réduction de la surface du cycle lorsque la température augmente. Ceci est associé à la diminution du champ coercitif avec l'augmentation de la température [5]. De plus, à mesure que la température augmente, l'énergie thermique a de plus en plus tendance à rompre l'alignement des moments magnétiques. En conséquence, la magnétisation et la susceptibilité diminuent aussi [119]. Pour ce type de matériau, ce comportement reste faible dans la plage de température considérée. En effet, dans la zone de saturation présentée sur la Figure III. 2, l'induction est réduite de 3% pour un même niveau du champ d'excitation. La même tendance de dépendance à la température a été observée sur des tôles FeSi dans [5], [6].

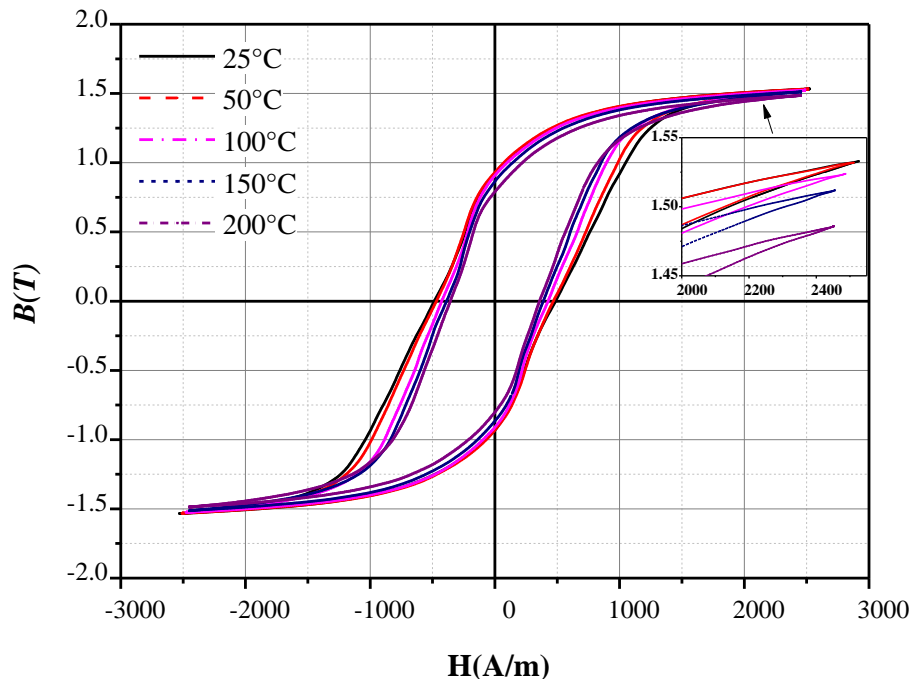


Figure III. 2 : Cycles d'hystérésis caractérisés à 1.5 T / 50 Hz à différentes températures [120]

La courbe normale d'aimantation est présentée sur la Figure III. 4 pour différentes températures. On constate qu'à mesure que la température augmente, la densité de flux magnétique B augmente pour les champs magnétiques faibles mais diminue légèrement pour les champs magnétiques plus élevés. Ce résultat peut s'expliquer par la combinaison de deux effets. Le premier est la dépendance en température de l'aimantation à saturation qui diminue avec la température comme cela a été signalé précédemment. Cet effet est plus prononcé à champ magnétique élevé. Le second est lié aux effets dynamiques qui sont plus visibles à faible champ magnétique (Figure III. 3). En fait, le champ magnétique total H est la contribution du champ statique H_{stat} (indépendant de la fréquence) et du champ dynamique H_{dyn} dû aux

courants induits. Lorsque la température augmente, l'effet des courants induits baisse en raison de la diminution de la conductivité électrique (Cf. paragraphe II.1). Par conséquent, le champ dynamique diminue également avec la température. Ainsi, pour atteindre un niveau de densité de flux magnétique donné à faible champ magnétique, le champ magnétique total requis est moins important lorsque la température augmente. Cet effet est plus visible sur les mesures à haute fréquence présentées dans la Figure III. 4. (b). Cependant, par rapport à la variation due à la fréquence, l'effet de la température sur les courbes normales d'aimantation est moins important. Le même comportement a été observé dans [10].

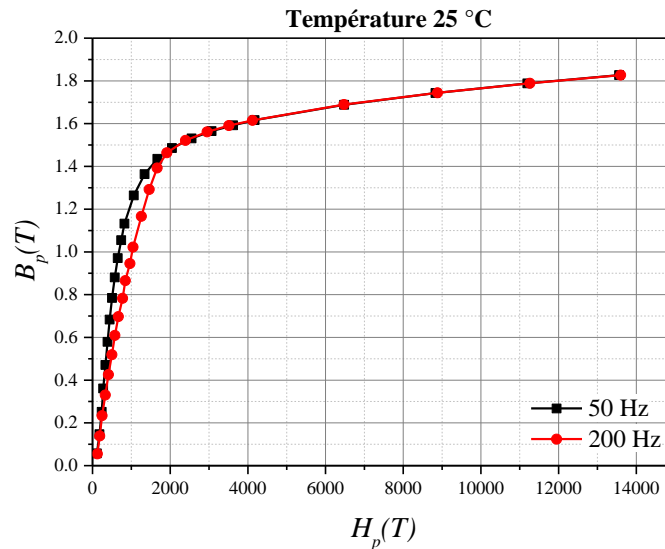


Figure III. 3 : Courbes normale B-H caractérisé à 25°C à 50 Hz et à 200 Hz.

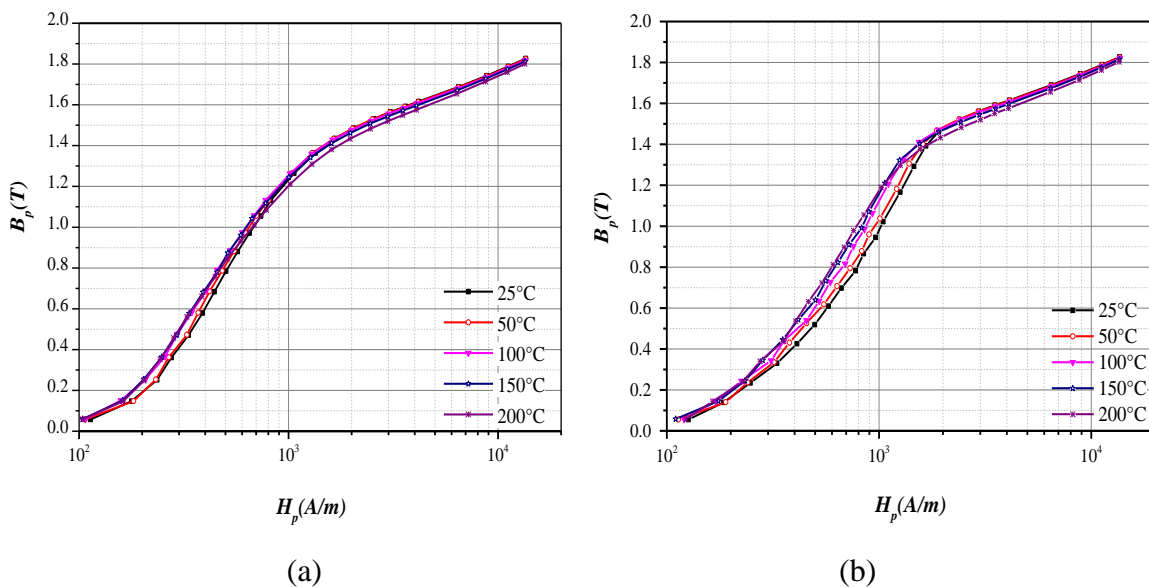


Figure III. 4 : Courbes normale B-H (échelle logarithmique pour champ H) de l'échantillon caractérisé à différentes températures, (a) à 50 Hz et (b) à 200 Hz [120]

Les observations précédentes peuvent être soulignées en traçant la perméabilité relative calculée à partir de l'équation (Eq III. 3)

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} * \frac{B_p}{H_p} \quad (\text{Eq III. 3})$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide et (H_p, B_p) des points de la courbe normale (i.e. les extrémités des cycles d'hystérésis mineurs centrés). L'effet de la température sur la perméabilité relative est reporté sur la Figure III. 5. On retrouve de manière plus explicite le phénomène rencontré avec la courbe normale associée à la dépendance en température de la susceptibilité du matériau et aux effets des courants induits. En effet, on observe que, lorsque la température augmente, la perméabilité augmente à faible densité de flux magnétique B alors qu'elle diminue à haute densité de flux magnétique B .

Il est à noter que l'augmentation de la perméabilité magnétique avec la température à faible densité de flux pourrait également être expliquée par l'effet Hopkinson comme montré dans [6]. Cet effet se manifeste par une augmentation brutale (pic) de l'aimantation. Il s'explique par l'anisotropie magnétique du matériau qui décroît plus rapidement que l'aimantation. Il est visible à des températures élevées proches de la température de Curie. Néanmoins, aux températures considérées ($< 200 \text{ }^\circ\text{C}$) et pour le matériau de la roue polaire (SAE 1006, $T_{Curie} = 770 \text{ }^\circ\text{C}$), cet effet peut être négligé.

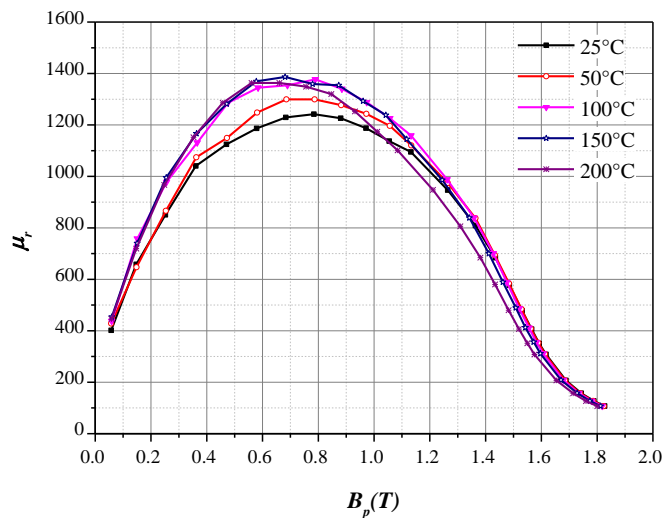


Figure III. 5 : Perméabilité relative caractérisée à 50 Hz à différentes températures[120]

Par ailleurs, comme on peut le voir sur la Figure III. 6 qui montre l'évolution des pertes totales en fonction de l'induction magnétique pour différentes températures, la dépendance en température des pertes fer est plus marquée que pour la courbe normale. Une diminution significative des pertes fer est notée lorsque la température augmente.

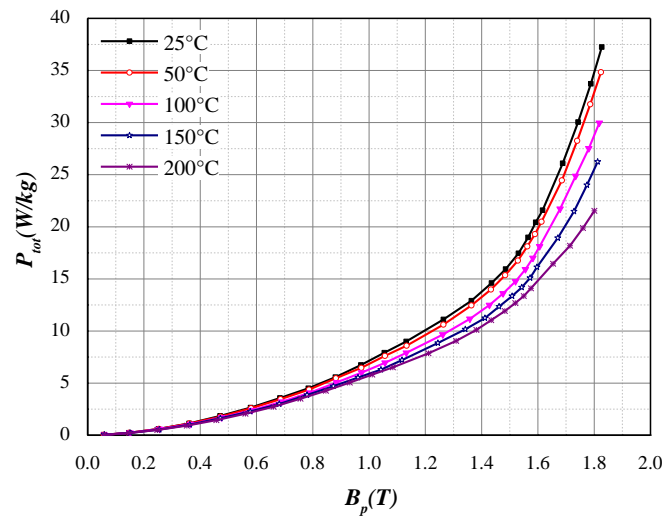


Figure III. 6 : Pertes magnétiques caractérisées à 50 Hz à différentes températures[120]

La dépendance en température observée des propriétés électromagnétiques peut être décrite comme étant un effet réversible de la température. En effet, sur la Figure III. 7, on compare pour le cas des pertes magnétiques l'évolution des pertes avant l'essai de montée en température et après refroidissement à température ambiante. On constate bien que l'échantillon retrouve bien ses propriétés initiales. Cet aspect de réversibilité a aussi été vérifié pour les autres propriétés. Il faut signaler que les essais ont été effectués sur une courte durée à l'échelle des temps des mécanismes de diffusion atomique et de précipitation si bien que la microstructure est peu modifiée après un cycle de température. Il est alors normal que les phénomènes soient réversibles. Dans le chapitre suivant, nous allons étudier l'influence de la température pour des temps de chauffage plus longs conduisant à une modification de la microstructure.

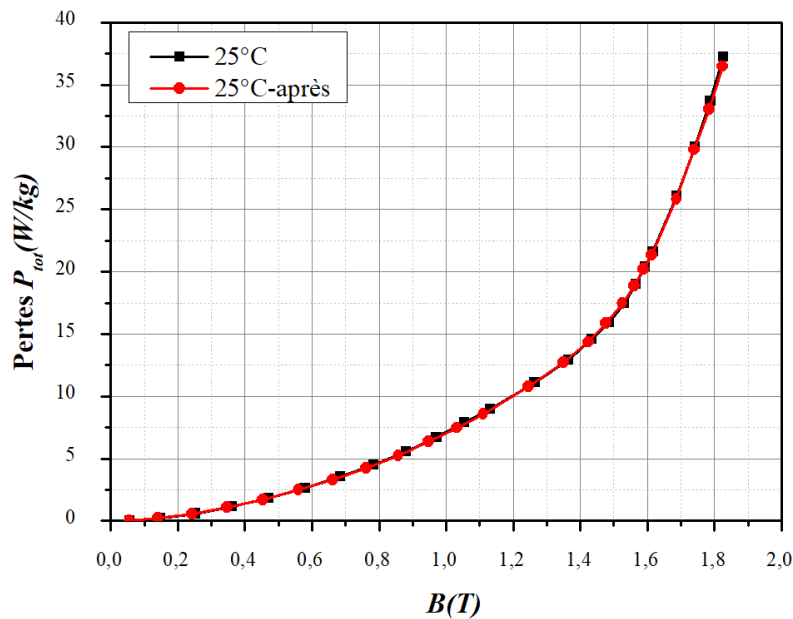


Figure III. 7 : Pertes fer mesurées à 50 Hz à température ambiante avant et après essais réversibles en température

II.3 Lien expérimental entre la dépendance en température des pertes dynamiques et la conductivité

Dans la partie précédente, nous avons étudié la dépendance en température de différentes propriétés électromagnétiques du matériau roue polaire. Nous avons noté une diminution importante de la conductivité électrique ainsi que des pertes fer. Dans cette partie nous allons vérifier le lien entre la dépendance en température des deux propriétés. Mais tout d'abord, nous allons procéder à une séparation des pertes pour connaître la part de chaque composante des pertes dans cette variation.

II.3.1. Séparation des pertes

Pour étudier plus en détail les pertes totales P_{tot} en fonction de la température, une séparation des pertes est effectuée. Les pertes sont décomposées en deux contributions telles que:

$$P_{tot} = P_{hys} + P_{dyn} \quad (\text{Eq III. 4})$$

où les pertes par hystérésis sont données par P_{hys} et les pertes dynamiques par P_{dyn} . Pour déterminer les pertes par hystérésis, l'énergie spécifique (P_{tot} / f) issue de mesures effectuées à cinq fréquences différentes, respectivement 1 Hz, 5 Hz, 20 Hz, 50 Hz, 100 Hz et 200 Hz, est extrapolée à fréquence nulle. Les pertes dynamiques sont ensuite obtenues après soustraction des pertes par hystérésis des pertes totales pour chaque fréquence (Figure III. 8). Il est à noter que la contribution dynamique des pertes comprend les pertes classiques et les pertes excédentaires telles que définies dans l'approche de décomposition des pertes de Bertotti.

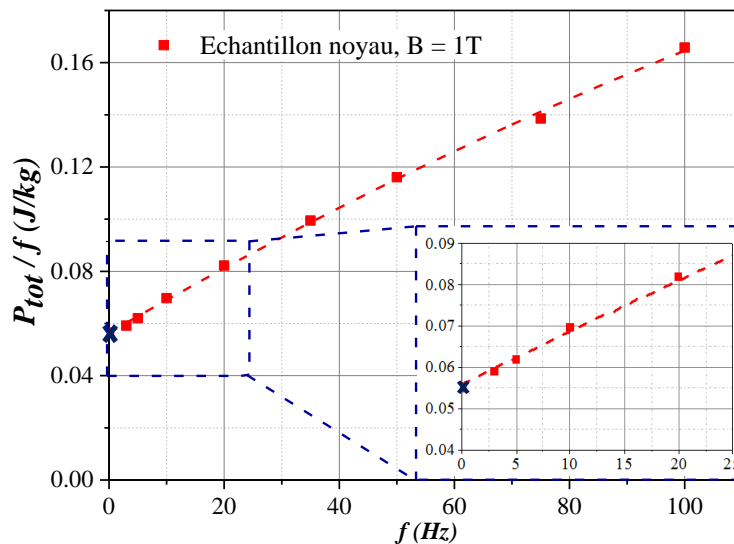


Figure III. 8 : Détermination des pertes par hystérésis à partir de l'extrapolation de l'énergie spécifique à fréquence nulle.

L'évolution des pertes dynamiques en fonction de la fréquence, pour une induction magnétique de 1.5 T, est présentée pour différentes températures sur la Figure III. 9. Les pertes dynamiques présentent une évolution quasi-proportionnelle au carré de la fréquence, comme attendu pour les pertes classiques dues aux courants induits macroscopiques [36]. Ceci nous

permet d'assimiler, par la suite, les pertes dynamiques aux pertes classiques. Toutefois, il est à noter que cette simplification ne peut être appliquée que pour des fréquences basses (≤ 100 Hz) pour lesquels l'effet de peau est négligé et la répartition des courants induits ne dépend pas de la loi $B(H)$.

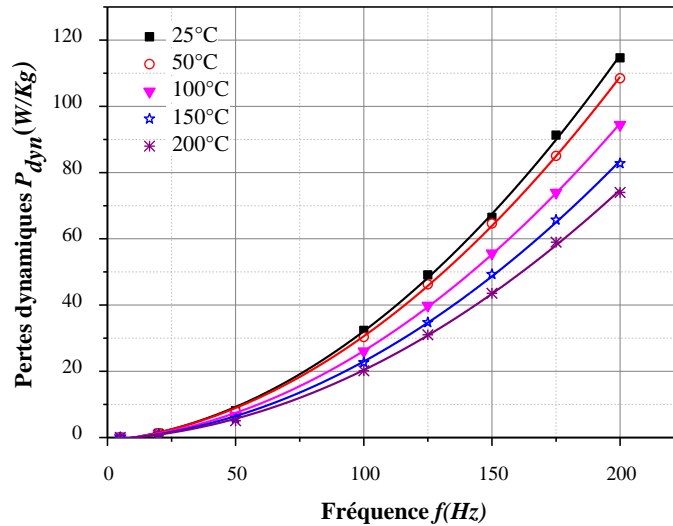


Figure III. 9 : Pertes dynamiques en fonction de la fréquence à 1.5 T pour différentes températures [120]

II.3.2. Lien expérimental entre la dépendance en température des pertes dynamiques et la conductivité

Pour approfondir l'étude de la dépendance en température des pertes, ainsi que pour décrire et quantifier les variations relatives de chaque contribution, ces pertes ont été normalisées respectivement par rapport à $P_{hys}(25^\circ C)$ et $P_{dyn}(25^\circ C)$:

$$R_{P_{hys}} = \frac{P_{hys}(T^\circ)}{P_{hys}(25^\circ C)}$$

$$R_{P_{dyn}} = \frac{P_{dyn}(T^\circ)}{P_{dyn}(25^\circ C)}$$

(Eq III. 5)

La Figure III. 10 illustre la dépendance en température des deux composantes des pertes à des niveaux d'induction de 0.5 T, 1 T et 1.5 T. On constate que les pertes par hystérésis diminuent légèrement avec la température (0,07 %/°C) tandis que les pertes dynamiques diminuent de manière plus significative. Le comportement est très similaire pour les différents niveaux d'induction. Cette modification des pertes dynamiques peut s'expliquer par la variation des pertes par courants induits macroscopiques qui sont directement liées à la conductivité électrique.

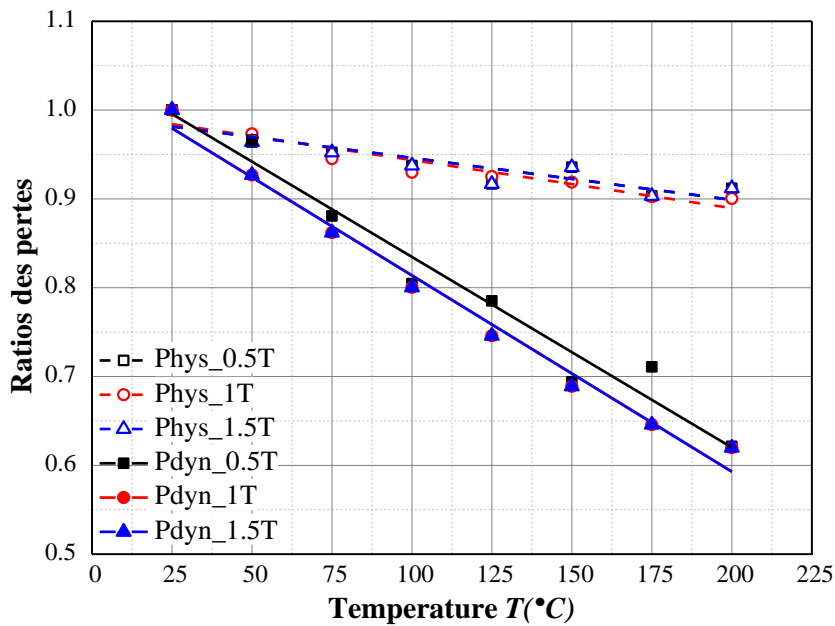


Figure III. 10 : Ratios des pertes par hystérésis et dynamiques, par rapport aux pertes à température ambiante, en fonction de la température, mesurées à 0.5T, 1T et 1.5T sur l'échantillon G [120]

La théorie prédit que, lorsque l'effet de peau est négligé, les pertes dynamiques sont une fonction linéaire de la conductivité électrique [36]. Nous avons montré précédemment expérimentalement que la conductivité électrique est une fonction linéaire de la température. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que les pertes dynamiques présentent aussi un comportement linéaire en fonction de la température avec un coefficient de variation proche de celui de la conductivité électrique. Les résultats expérimentaux présentés sur la Figure III. 10 confirment que les pertes dynamiques se comportent linéairement avec la température. Pour confirmer le lien direct entre l'évolution de la conductivité électrique et celle des pertes dynamiques, nous avons calculé le taux de variation des pertes dynamiques (Eq III. 6) que nous avons comparé au taux de variation de la conductivité précédemment calculé (Cf. paragraphe II.1). Les résultats sont reportés sur la Figure III. 11 et le Tableau III. 3. On observe que le taux de variation avec la température des pertes dynamiques est très proche de celui de la conductivité électrique. Ces déductions ne sont pas limitées à des échantillons d'une région de la roue polaire mais reste valables pour l'ensemble des échantillons. Il convient donc de déduire que, malgré l'hétérogénéité notée au niveau des pertes totales des échantillons d'une même pièce (Cf. Ch 2 Deuxième partie III.2), l'évolution des pertes dynamiques en fonction de la température est relativement la même pour les échantillons des trois zones analysées dans ces travaux. La propriété intrinsèque du matériau de la roue polaire en termes de conductivité électrique, compte tenu de la sensibilité de notre moyen de mesure, reste relativement homogène en fonction de la température. En effet, la conductivité électrique dépendant avant tout de la composition, ces observations indiquent une homogénéité de celle-ci.

$$\tau_{P_{\text{dyn}}} = \frac{P_{\text{dyn}}(200^{\circ}\text{C}) - P_{\text{dyn}}(T_0)}{P_{\text{dyn}}(T_0) \cdot (200^{\circ}\text{C} - T_0)} \times 100\% \quad (\text{Eq III. 6})$$

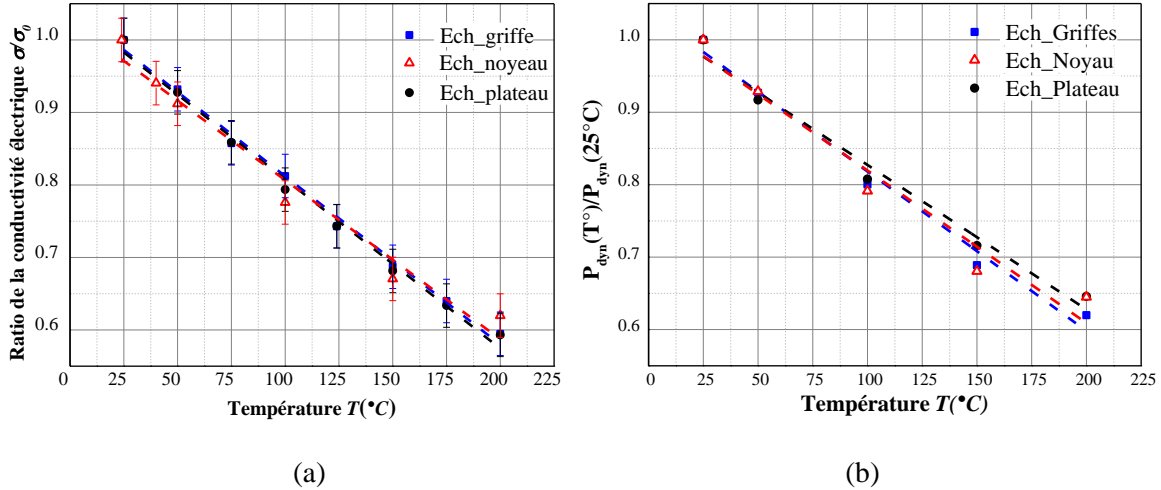


Figure III. 11 : Comparaison de l'évolution en fonction de la température du (a) ratio de la conductivité électrique σ/σ_0 et des (b) Pertes dynamiques normalisées pour les échantillons des trois zones de la roue polaire [120]

Tableau III. 3 : Taux de variation avec la température de la conductivité électrique comparés aux taux de variation des Pertes dynamiques normalisées pour les échantillons des trois zones de la roue polaire

	Griffe	Plateau	Noyau
τ_{σ} (% / $^{\circ}\text{C}$)	0.23	0.23	0.22
$\tau_{P_{\text{dyn}}}$ (% / $^{\circ}\text{C}$)	-0.22	-0.22	-0.21

Dans cette partie, les propriétés électromagnétiques du matériau, constituant la roue polaire, ont été caractérisées à différentes températures, de la température ambiante jusqu'à 200 °C. Les résultats de la caractérisation ont montré une nette dépendance en température des propriétés électromagnétiques. Le champ coercitif, l'aimantation à saturation et la perméabilité du matériau diminuent lorsque la température augmente. Aussi, pour le matériau considéré, la conductivité électrique décroît de manière linéaire avec la température. Par conséquent, les courants induits décroissent et donc les pertes dynamiques également. La température affecte également la courbe d'aimantation qui est plus influencée par la fréquence et varie légèrement avec la température. Enfin, en appliquant une séparation des pertes, il a été conclu que la variation des pertes dynamiques en fonction de la température est proche de celle de la conductivité électrique. Ce résultat peut, en outre, être utilisé dans le développement d'un modèle de prédiction des pertes en utilisant, d'une part, des mesures de conductivité électrique dépendant de la température et, d'autre part, des mesures de pertes à température ambiante uniquement. Aussi, exploitées dans un modèle de simulation de la machine à griffes, ces mesures peuvent se révéler très utiles dans la prédiction de l'effet de la température de fonctionnement sur les grandeurs de la machine.

Deuxième partie : Prédiction des pertes dynamiques d'un échantillon RP à température élevée à partir de la conductivité électrique

A l'issue de l'étude de la dépendance en température des propriétés électromagnétiques du matériau de la roue polaire, il a été remarqué que:

- 1) La courbe normale dépendait très peu de la température et que sa variation pourrait être négligeable
- 2) Les pertes classiques dues aux courants induits sont égales aux pertes dynamiques mesurées
- 3) Les pertes dynamiques varient presque de la même façon que la conductivité en fonction de la température.

Il est possible de développer un modèle permettant de calculer les pertes classiques par courants induits en résolvant numériquement les équations de Maxwell. La caractéristique $B(H)$ changeant peu avec la température, les pertes classiques vont dépendre seulement de la dépendance de la conductivité en température. S'il s'avère que les pertes excédentaires sont négligeables, il semble donc possible de pouvoir déterminer un modèle permettant de prévoir l'évolution des pertes dynamiques en fonction de la température. Dans cette partie, nous nous proposons de développer un tel modèle et de le valider expérimentalement dans le cas d'un échantillon massif issu de la roue polaire.

I. Aperçu bibliographique des modèles avec prise en compte de la température

Aujourd'hui, il existe différents modèles de comportements statiques et dynamiques, qui décrivent le processus d'aimantation et/ou la dissipation des pertes dans les matériaux magnétiques. Parmi ces modèles, seulement une minorité prend en compte les effets de la température et permettent de prédire le comportement d'un matériau à température de fonctionnement élevée. Dans cette section, nous allons passer en revue quelques travaux proposant des modèles pour prédire ou reproduire le comportement d'un matériau vis-à-vis de la température.

I.1. Modèle statique de Jiles-Atherton

Le modèle statique de Jiles-Atherton [121] est un modèle inspiré de la physique du ferromagnétisme. Ce modèle statique considère l'aimantation totale d'un matériau ferromagnétique comme étant la somme de deux contributions irréversible et réversible. La composante irréversible de la magnétisation est due en grande partie aux effets d'ancrage des parois de domaines magnétiques, alors que les mouvements de translation et de rotation sans dissipation d'énergie contribuent à la magnétisation réversible. Ce modèle permet à l'aide d'une équation différentielle de calculer l'aimantation totale :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{c}{(1+c)} \frac{dM_{an}(M_s, a, \alpha)}{dH} + \frac{1}{(1+c)} \frac{(M_{an}(M_s, a, \alpha) - M)}{\frac{\delta k}{\mu_0} - \alpha(M_{an}(M_s, a, \alpha) - M)} \quad (\text{Eq III. 7})$$

$$M_{an}(M_s, a, \alpha) = M_s \left[\coth\left(\frac{H + \alpha M}{a}\right) - \left(\frac{a}{H + \alpha M}\right) \right] \quad (\text{Eq III. 8})$$

où $M_{an}(M_s, a, \alpha)$ est l'aimantation anhystérétique, qui est calculée en utilisant la fonction de Langevin (Eq III. 8), M_s est l'aimantation de saturation, α est le coefficient de couplage inter-domaines, a est un paramètre qui détermine la forme de la courbe anhystérétique, k est le coefficient d'ancrage et c est le coefficient de « flexibilité » des parois de domaines. Ces cinq paramètres (M_s, a, α, k, c) peuvent être identifiés à partir de cycle d'hystérésis majeur B–H. Les paramètres a et α affectent la pente du cycle d'hystérésis alors que k (proportionnel au produit de la densité et de l'énergie des sites d'ancrage) détermine principalement la coercivité du cycle d'hystérésis.

Ce modèle, très répandu et facile à implémenter dans les codes de calcul, a souvent été adapté de façon à prendre en considération l'effet de la température. Plusieurs études se sont intéressées à l'évolution avec la température des paramètres (M_s, a, α, k, c) du modèle original [122]–[125]. Dans [122], les auteurs ont utilisé une approche physique pour exprimer analytiquement chacun des paramètres en fonction de la température. Alors que dans [123], ils se sont basés sur des algorithmes d'optimisation pour identifier les cinq paramètres à partir des mesures expérimentales réalisées à différentes températures. En constatant que l'évolution de certains paramètres est monotone pour des températures loin de la température de Curie T_c , une approche combinée des deux précédentes méthodes a été proposée dans [124]. De même dans [125] le nombre de paramètres à identifier en fonction de la température a été réduit de cinq à trois, les deux autres (M_s, c) étant déterminés à faible température. De plus, les auteurs proposent une interprétation physique de la variation de certains de ces paramètres du modèle avec la température.

Ces approches basées sur le modèle de Jiles-Atherton ont permis de prendre en compte la température et de présenter de faibles écarts entre les résultats simulés et mesurés. Toutefois, l'application de ces approches reste limitée au régime statique (faibles fréquences) et ne peut prendre en compte les effets dynamiques et leur évolution sous contrainte thermique.

I.2. Modèle de séparation des pertes

Pour prendre en compte les effets dynamiques, des modèles basés sur une séparation des pertes, notamment la séparation des pertes proposée par Bertotti [36], ont été développés pour inclure l'effet de la température [10], [62], [126]. Le plus simple de ces modèles est le modèle de Chen *et al.* [10]. Dans ce modèle, utilisé sur des tôles à grains non orientés (NO), les pertes totales ont été séparées en des pertes statiques et des pertes dynamiques (dit pertes par courants induits complets) qui regroupent à la fois les pertes classiques et les pertes excédentaires. Ces

pertes ont été exprimées en fonction de la température en introduisant un coefficient de température θ , déduit des mesures de la conductivité en fonction de la température, comme suivant :

$$P_{tot} = P_{stat} + \frac{P_{dyn}}{1 + \theta(T - T_0)} \quad (\text{Eq III. 9})$$

Avec T et T_0 les valeurs respectives des températures réelles et de référence.

Un autre modèle plus complexe est proposé dans [126], [127]. Ce modèle se base sur l'hypothèse, toujours dans l'approche de Bertotti, du champ d'excitation qui peut être séparé, de même que les pertes, en trois contributions (Eq III. 10) : le champ statique $H_s(B(t))$, le champ dû aux courants induits H_{CI} et le champ « excédentaire » H_{exc} .

$$H_{tot}(t) = H_s(B(t)) + H_{CI} + H_{exc} \quad (\text{Eq III. 10})$$

$$H_{tot}(t) = H_s(B(t)) + \gamma \frac{dB}{dt} + \alpha \delta \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1/2}$$

où γ, α et δ définis selon [36]:

$$\gamma = \frac{\sigma d^2}{12}, \quad \alpha = \sqrt{\sigma G V_0 S} \text{ et } \delta = \text{sign}\left(\frac{dB}{dt}\right) \quad (\text{Eq III. 11})$$

avec S est la section du circuit magnétique, V_0 un paramètre micro-structurel du matériau corrélé à la taille des grains et G le coefficient de friction de l'objet magnétique défini comme étant une région de la matière ferromagnétique dont les domaines ont une dynamique fortement corrélée. Pour tenir compte de l'effet de la température, Hilal *et al.* [127] calculent $H_s(B(t))$ à partir d'un modèle polynomial par morceaux [128] puis identifient le coefficient γ à partir de mesures de conductivité en fonction de la température. Enfin, ils ajustent le coefficient α de manière à ce que l'erreur entre les cycles simulés et mesurés soit minimale. Dans les travaux [15] cette approche est appliquée à une configuration où l'effet de peau n'est pas prépondérant. Néanmoins, cette approche peut être modifiée pour prendre en considération l'épaisseur de peau.

On peut noter que les approches sont différentes : l'une intervient directement sur les pertes, l'autre intervient sur les champs. Toutefois, malgré cette différence le point commun reste l'exploitation des mesures de conductivité en fonction de la température. Le premier a été validé sur des tôles FeSi (GO et NO) alors que le deuxième a été utilisé sur un matériau nanocristallin. Dans les deux cas, les résultats de validation ont montré un très bon accord entre le modèle et les mesures, notamment à des fréquences de l'ordre de 400 Hz dans [10]. Mais, dans les deux cas, la prédiction des pertes à une température élevée est applicable à une plage de fréquence limitée par l'épaisseur de peau. Ceci est dû au fait que les pertes classiques sont données par une expression analytique en carré de l'induction (B^2), et cette relation n'est valable que si on néglige l'effet de peau. Aussi, du côté du modèle proposé par Hilal *et al.* l'étape d'identification, notamment du coefficient α , qui se fait par ajustement mathématique, nécessite la réalisation de mesures expérimentales magnétothermiques.

I.3. Modèle de résolution de l'équation de diffusion

Un autre modèle, qui prend en compte l'effet de la température, proposé dans la littérature est le modèle DWM (Diffusion and Wall Motion). Il s'agit d'un modèle dérivé du modèle « classique » de diffusion magnétique auquel une loi dynamique est intégrée dans le but de prendre en compte les effets dus aux mouvements des parois [129]. Selon [128], [130], ce modèle consiste à résoudre l'équation de diffusion magnétique scalaire 1D par différences finies dans le sens de l'épaisseur de l'échantillon. Ils y ajoutent la contribution dynamique due aux mouvements de parois, donnée par la relation différentielle (Eq III. 12) suivante :

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{\beta} (H - H_{stat}(B(t))) \quad (\text{Eq III. 12})$$

avec $H_{stat}(B(t))$ le champ statique (pouvant être issu d'un modèle d'hystérésis) et β un paramètre structural propre au matériau. Il ne dépend pas de la forme de l'échantillon. Cependant, l'identification de ce paramètre se fait encore purement de manière empirique : aucune relation physique ne permet de le corrélérer à une constante physique propre au matériau.

Ce modèle a été validé, sans considération de la température, sur un tore massif poly cristallin dans [130] ainsi que sur des alliages FeNi dans [131]. Les résultats ont montré un très bon accord entre les simulations et les relevés expérimentaux. Aussi, il a été constaté que le paramètre β du modèle DWM ne dépendait pas de la température ou tout du moins que sa variation était négligeable. Ainsi, ce modèle, non limité par les effets de peau, pourrait être utilisé à des fréquences assez élevées (de l'ordre du kHz) sur des échantillons massifs, tels les échantillons de la roue polaire.

Au final, le modèle de résolution de l'équation de diffusion magnétique a été choisi pour modéliser l'effet de la température sur un échantillon issu de la roue polaire.

II. **Modèle de prédiction des pertes dynamiques à température élevée appliqué sur un échantillon RP**

II.1. Résolution de l'équation de diffusion dans le cas de l'échantillon RP

Pour simplifier la tâche, nous avons choisi d'utiliser le modèle classique de diffusion magnétique au lieu du modèle DWM. Ce choix est justifié par les résultats de la précédente partie (Cf. Ch. 3 Première partie II.3.1) où la contribution des pertes excédentaires aux pertes dynamiques est négligeable (voir Figure III. 9). Cela évite alors l'identification du paramètre β que l'on prend égale à 0. Le terme dB/dt étant fini cela revient à imposer $H = H_{stat}(B(t))$ dans l'équation (Eq III. 12). Aussi, il faut souligner que, vu le très faible taux de silicium présent dans le matériau de la roue polaire, la conductivité de ce dernier est bien plus importante comparée à celle des aciers magnétiques feuilletés habituels. Ce dernier point confirme encore l'hypothèse selon laquelle les effets dynamiques liés aux courants induits classiques sont prédominants en comparaison de tout autre phénomène microscopique lié aux déplacements des parois de domaines magnétiques.

II.2. Définition du modèle

On considère la géométrie d'un échantillon de la roue polaire modélisée en monodimensionnelle suivant l'épaisseur e . On suppose alors que l'échantillon a des dimensions infinies selon la longueur et la largeur et que l'on néglige donc les effets de bord. En raison de la symétrie de la distribution du champ magnétique dans l'épaisseur, seule la demi-épaisseur est considérée.

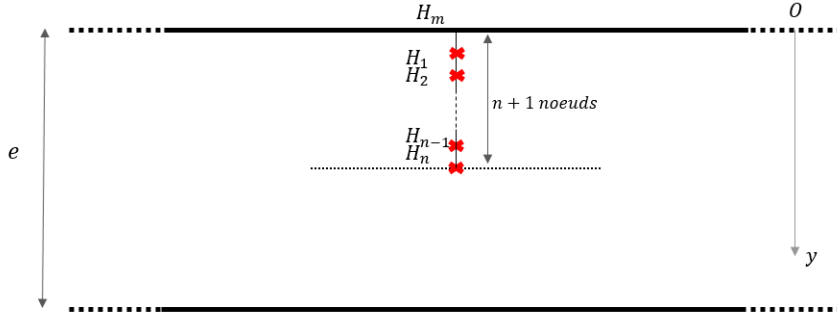


Figure III. 12 : Discrétisation de la géométrie étudiée (avec H_m le champ à la surface de l'échantillon)

Ensuite, il est indispensable de définir les caractéristiques du matériau et, notamment, utiliser une loi reliant B et H qui représente le comportement local dans chaque élément de l'échantillon. Cette loi peut être linéaire, anhystérétique ou une hystérésis qui tient compte des courants induits dus au déplacement des parois. A ce stade, nous avons choisi de modéliser localement le matériau avec une loi anhystérétique. La conductivité électrique est, quant à elle, supposée homogène dans l'épaisseur du matériau mais dépend de la température $\sigma(T)$. Ainsi, les lois constitutives du matériau sont :

$$J = \sigma E \quad (\text{Eq III. 13})$$

$$H = H_{stat}(B(t))$$

avec J la densité de courants induits. Compte tenu du problème 1D, et à partir des équations de Maxwell l'équation de diffusion magnétique scalaire est:

$$\frac{\partial^2 H(y, t)}{\partial y^2} = -\sigma \frac{\partial B(y, t)}{\partial t} \quad (\text{Eq III. 14})$$

Cette équation est résolue par la méthode des différences finies couplée à la méthode de Newton Raphson pour prendre en compte les non linéarités introduites par la loi de comportement magnétique. La caractéristique d'intérêt est alors la loi liant le champ magnétique H_s appliqué en surface du matériau et l'induction moyenne $B_m(t)$ donnée par :

$$B_m(t) = \frac{1}{n+1} \left(\sum_{i=1}^n B_i(t) + B_s(t) \right) \quad (\text{Eq III. 15})$$

$$B_i(t) = f(H_i(t)) \text{ et } B_s(t) = f(H_s(t))$$

où $B_i(t)$ et $H_i(t)$ sont respectivement, l'induction et le champ magnétique locaux à chaque nœud du maillage et $H_s(t)$ le champ à la surface de l'échantillon.

Etant donné que lors de la mesure à l'aide du mini SST on impose le courant d'excitation, cela revient à imposer un champ magnétique à la surface de l'échantillon, nous avons choisi d'utiliser le modèle à champ imposé (dit modèle direct).

II.3. Validation du modèle sur l'échantillon roue polaire

A l'aide du modèle de diffusion magnétique, les pertes dynamiques du matériau roue polaire ont été simulées aux températures et fréquences correspondant à celles des mesures effectuées par mini SST. Les données d'entrée sont :

- la conductivité électrique mesurée à différentes températures,
- le champ magnétique $H_s(t)$ à la surface de l'échantillon mesuré à température ambiante et dont la forme d'onde est non sinusoïdale.
- les coefficients du modèle de Brillouin modifié [132] (Eq III. 16) déterminés à partir de la courbe normale mesurée sur l'échantillon roue polaire à température ambiante à 5 Hz

$$M = M_a \mathcal{L}\left(\frac{H}{a}\right) + M_b \tanh\left(\frac{|H|}{b}\right) \mathcal{L}\left(\frac{H}{b}\right) \quad (\text{Eq III. 16})$$

avec M l'aimantation, M_a , M_b , a et b les paramètres du modèle. La fonction \mathcal{L} représente la fonction Langevin. Dans cette expression, M_a et M_b sont deux composantes de l'aimantation à saturation qui décrivent respectivement le processus irréversible et le processus réversible ($M_s = M_a + M_b$), alors que a et b correspondent à la vitesse à laquelle ces processus atteignent la saturation.

La Figure III. 13, présente les résultats de prédiction des pertes dynamiques à température élevée comparés aux mesures expérimentales pour une fréquence de 200Hz. On constate que les courbes de mesures et courbes de simulation coïncident.

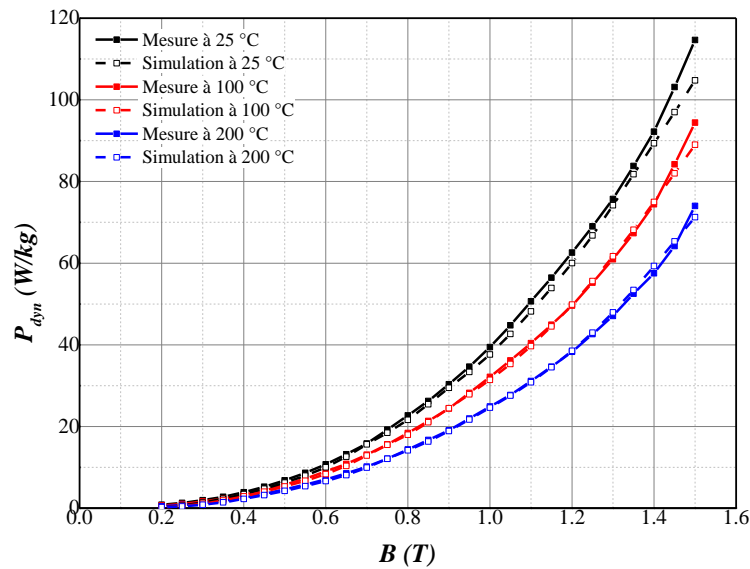


Figure III. 13 : Mesures et simulations des pertes dynamiques (avec le modèle de la résolution de l'équation diffusion magnétique) à 200 Hz à différentes températures pour l'échantillon roue polaire.

La concordance entre mesure et simulation permet de valider les hypothèses de départ. Elle confirme le fait que, pour l'échantillon massif de la roue polaire, les courants induits macroscopiques sont prépondérants et masquent ainsi les effets dynamiques dus au déplacement des parois de domaines. Une conclusion similaire a été notée, sur un tore massif en FeNi dans [130].

Outre la validation des hypothèses considérées, ce modèle pourrait aussi servir à déterminer les pertes dynamiques à partir d'une simple connaissance de la conductivité à la température souhaitée. Ainsi, il est possible de s'affranchir de la caractérisation magnétothermique et se contenter de la mesure de la conductivité électrique en fonction de la température, opération plus simple à mettre en œuvre expérimentalement. En somme, cette méthode pourrait simplifier la caractérisation à température élevée des échantillons roue polaire.

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'échantillon roue polaire. A l'aide du modèle de diffusion magnétique adapté en température, nous avons validé les hypothèses formulées à partir des résultats expérimentaux de la première partie. Nous avons conclu que pour le cas de la roue polaire les pertes classiques par courants induits macroscopiques sont prédominantes par rapport aux pertes excédentaires. A l'issue de ce résultat, la méthode de prédiction des pertes dynamiques à partir de la conductivité électrique à température de fonctionnement élevée a prouvé son efficacité pour le cas de l'échantillon de la roue polaire. Elle sera exploitée par la suite dans la simulation de la roue polaire, à température de fonctionnement, au sein de la machine à griffes.

Troisième Partie : Application – Effet de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les performances de la machine à griffes

L'étude des échantillons issus de la roue polaire a montré que la température a une grande influence sur la conductivité électrique du matériau et par voie de conséquence sur les pertes dynamiques. Ces résultats montrent que la dépendance en température de fonctionnement de la roue polaire doit être prise en compte afin d'obtenir une simulation réaliste des performances de la machine. Ainsi dans cette partie, nous proposons de simuler, à l'aide d'un modèle numérique, la machine à griffes. L'objectif est de comprendre comment la température de fonctionnement de la roue polaire pourrait impacter les performances de la machine.

I. Modélisation de la machine à griffes

Pour simuler la machine à griffes, un modèle éléments finis 3D mis en place par Caron *et al.* [26] est utilisé. Il s'agit d'une combinaison de différentes techniques numériques qui ont permis de modéliser la machine à griffes produite par Valeo. Outre le mouvement du rotor, le modèle prend en compte les non-linéarités magnétiques des matériaux constitutifs du rotor et du stator, les courants induits au rotor ainsi que le couplage avec le circuit électrique.

I.1. Modèle numérique

II.1.1. Géométrie

Basé sur une géométrie exacte de la machine, ce modèle considère : un stator en forme d'anneau composé de 72 encoches pourvues de deux enroulements triphasés connectés en triangle, un rotor composé de deux roues polaires à six griffes chacune et des aimants pour améliorer le trajet du flux du rotor. Ces différentes pièces magnétiques sont illustrées sur la Figure III. 14. Néanmoins, du fait des symétries, il est possible de ne modéliser qu'un sixième de la machine.

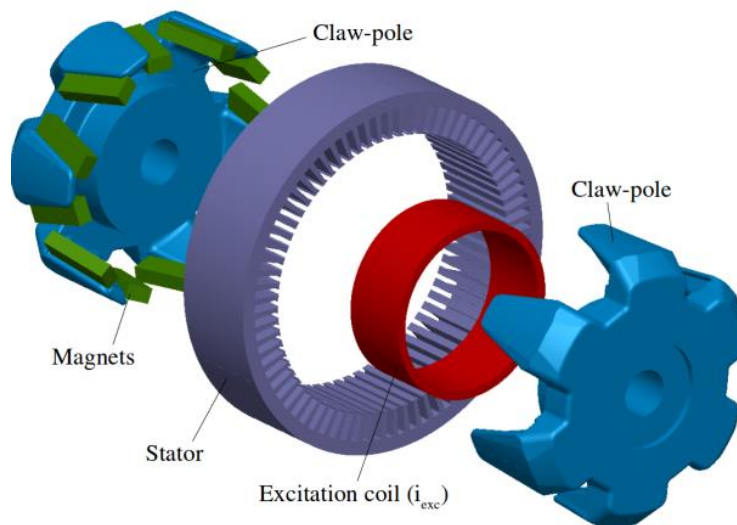


Figure III. 14 : Vue éclatée de l'alternateur à griffes [26]

II.1.2. Maillage

Le maillage doit être fin dans les régions où il faut pouvoir tenir compte des phénomènes physiques complexes tels l'effet de peau. Le rotor étant massif et ferromagnétique, l'épaisseur de peau en surface du rotor sera faible aux fréquences de travail (180 Hz et 1800 Hz) ce qui nécessitera un maillage très fin en surface. Le maillage de la machine nécessitera donc un grand nombre d'éléments ce qui se traduira par un temps et des ressources mémoire considérables. Dans ce contexte, un algorithme de raffinement du maillage a été utilisé. Le maillage retenu compte plus de 4 millions de tétraèdres dont plus des trois quarts des éléments sont au rotor [26].

II.1.3. Code et méthode de calcul

La géométrie et le maillage ont été réalisés avec la « plateforme Salome » [111]. Le maillage a ensuite été exploité pour la résolution électromagnétique par éléments finis à l'aide du solveur « Code_carmel » [110]. La formulation utilisée est la formulation en potentiel vecteur magnétique modifiée. Les phénomènes de courants induits au stator ont été négligés conduisant à résoudre dans cette zone les équations de la magnéto-statique. Par contre, le caractère massif et ferromagnétique du rotor ne permet pas une telle simplification dans les roues polaires. Il est donc indispensable de prendre en compte les courants induits dans cette région et de résoudre les équations de la magnéto-dynamique.

Pour réduire les temps de calculs dus en grande partie à un régime transitoire numérique et / ou physique qui peuvent être extrêmement longs, Caron *et al.* ont mis en place une stratégie de recherche du régime permanent [133]. Cette stratégie consiste à lancer un calcul en résolvant les équations de la magnéto-statique sur l'ensemble de la machine jusqu'à ce que le régime permanent soit atteint. Ensuite, à partir de cette solution en régime permanent prise comme condition initiale, le problème tenant compte des courants induits au rotor est résolu (équation de la magnéto-dynamique). Grâce à cette stratégie, le temps de calcul qui dépend du point de fonctionnement est réduit à une vingtaine de jours.

I.2. Conditions de calcul

La machine peut être simulée soit en fonctionnement à vide ou en fonctionnement en charge. Dans le deuxième cas, le circuit de charge de la machine est modélisé de la manière suivante (Figure III. 15) :

- L'enroulement du rotor est alimenté par un courant d'excitation continu I_{exc} ,
- Le bobinage du stator, est composé de deux systèmes triphasés. Le déphasage entre les deux systèmes triphasés est de 60° et les deux systèmes sont connectés à des redresseurs à diodes à six impulsions constituant deux ponts redresseurs triphasés doubles alternances connectés à une batterie de 13.5 V [26]. Chaque enroulement présente une résistance notée R_{b-stat} ,

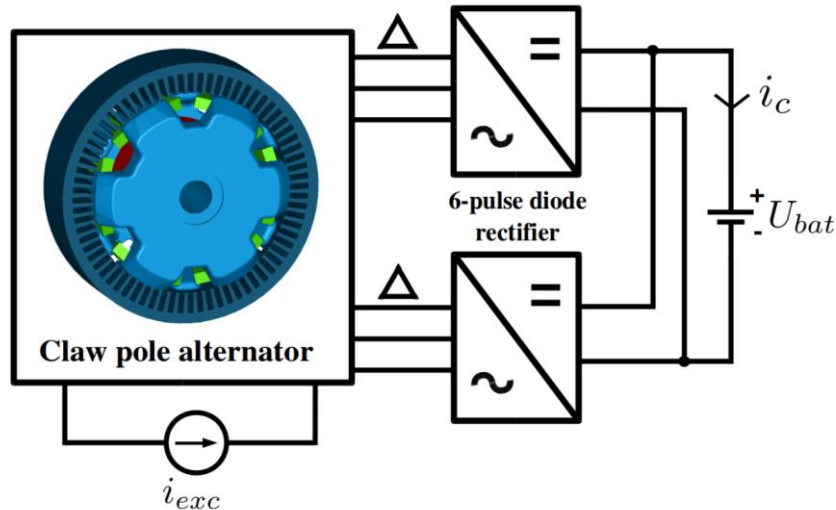


Figure III. 15 : L'alternateur à griffes dans son environnement électrique [26]

Dans le modèle proposé dans [26], en fonction du point de fonctionnement considéré, le courant d'excitation I_{exc} et la vitesse de rotation du rotor peuvent varier, respectivement de 1 A à 5 A et de 1500 à 18000 tr / min. Pour prendre en compte l'influence de la température nous supposons dans la suite que celle-ci modifie quatre paramètres du modèle qui sont :

- la conductivité électrique au rotor,
- la loi de comportement au rotor,
- la résistance du bobinage statorique R_{b-stat}
- la résistance dans la bobine d'excitation $R_{exc-rot}$.

Ces paramètres sont définis comme données d'entrée de la simulation. Leurs valeurs à température ambiante et à température de fonctionnement (200°C) sont reportées dans Tableau III. 4 et Figure III. 16. Le circuit magnétique du stator étant feuilleté, la conductivité électrique est prise égale à zéro en supposant l'effet des courants induits négligeable.

Tableau III. 4 : Certaines paramètres d'entrée du modèle de simulation donnés à température ambiante et à température de fonctionnement

		T_{amb}	T_{fonc}
σ_{rot} (MS m ⁻¹)		6	3.5
$R_{exc_{rot}}$ (Ω)		2.09	3.77
$R_{b_{stat}}$ (m Ω)	5 A – 3000 tr / min	60	110.52
	5 A – 18000 tr / min	60	80.59

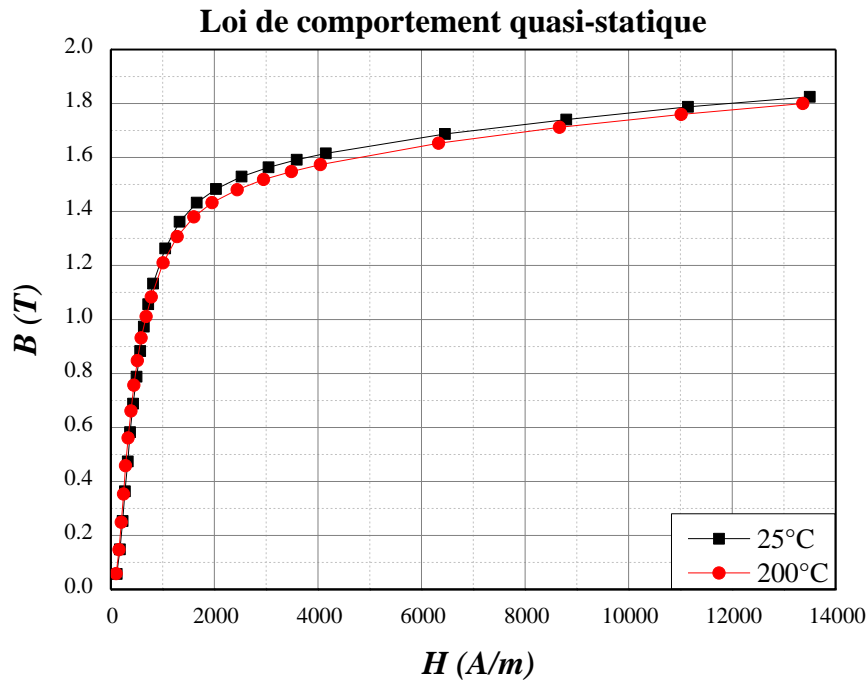


Figure III. 16 : Courbe $B(H)_{rot}$ du rotor à 25 °C (T ambiante) et 200 °C (T de fonctionnement)

I.3. Validation

Dans le but de valider le modèle numérique, des simulations en fonctionnement en charge ont été menées pour deux points de fonctionnement. Ensuite, les valeurs moyennes du courant redressé dans la batterie issues des simulations, ont été comparées à celles obtenues à partir d'essais expérimentaux [26]. Les comparaisons montrent que le modèle numérique est bien cohérent avec les données expérimentales. En effet, l'erreur est inférieure à 4% pour le point de fonctionnement à 3000 tr/min et de 1.45% pour 18000 tr / min. Ceci met en évidence l'efficacité du modèle.

II. Effet de la température de fonctionnement de la RP sur la machine à griffes

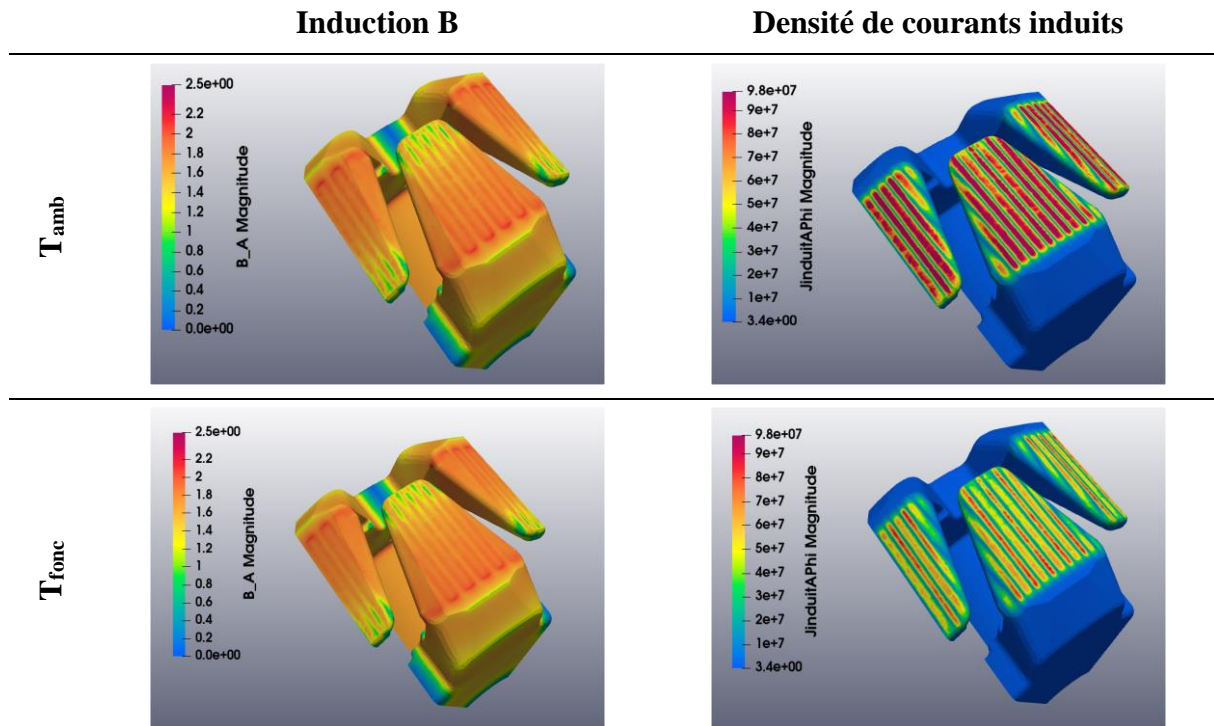
II.1. Fonctionnement à vide

Dans un premier temps, une étude paramétrique pour un fonctionnement à vide a été effectuée. La vitesse, la conductivité électrique et la courbe normale $B(H)_{rot}$ sont les paramètres concernés par cette étude. Le courant d'excitation a été fixé à 5 A. En ce qui concerne la vitesse, des simulations ont été lancées à 1800 tr/min, 6000 tr/min, et 18000tr/min. Quant à la conductivité électrique et la courbe normale, elles ont été définies à deux températures extrêmes, à savoir, la température ambiante et une température maximale de fonctionnement de 200 °C.

II.1.1. Effet de la dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la RP

La vitesse de fonctionnement $n = 18000 \text{ tr/min}$ a été retenue pour présenter le module de la distribution de l'induction magnétique et des courants induits dans le rotor. Ainsi, les cartes d'induction et de densité de courants induits sont reportées pour les deux températures extrêmes dans le Tableau III. 5.

Tableau III. 5 : Cartes d'induction (T) et cartes de densité de courants induits (A.m^{-2}) à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{func}) pour un fonctionnement à vide ($I_{\text{exc}} = 5 \text{ A}$, $n = 18000 \text{ tr / min}$).



En comparant la carte d'induction, simulée avec une conductivité électrique et une loi normale mesurées à température ambiante, à celle issue de la simulation à température de fonctionnement, aucune différence notable n'a été remarquée. En revanche sur les cartes de densité de courants induits, la différence est bien visible. La carte obtenue à température ambiante montre des courants induits d'amplitude plus élevée qu'à la température de fonctionnement. Les courants induits étant principalement liés à la valeur de la conductivité, la diminution de cette dernière lorsque la température augmente impliquera nécessairement une diminution de la densité de courants induits. Aussi, en raison de la fréquence élevée, l'effet de peau se manifeste (Cf. équation (Eq I. 9)). Comme on peut le remarquer sur ces cartes, la densité de courants induits se concentre dans une couche superficielle du rotor et dont l'épaisseur est extrêmement fine. De plus, on remarque les effets des encoches du stator sur la répartition des courants induits avec l'apparition de « stries » sur la surface des griffes.

Le Tableau III. 6 regroupe les pertes par courants induits dans le rotor calculées à différentes vitesses. On constate notamment que les valeurs diminuent d'environ 30 % entre les deux températures. Aussi, on remarque que ces valeurs de pertes augmentent de manière importante en fonction de la vitesse de rotation.

Tableau III. 6 : Pertes par courants induits au rotor de la machine à griffes pour un fonctionnement à vide

Point de fonctionnement \ Température	Pertes par courants induits au rotor (W)	
	$\sigma_{rot}, B(H)_{rot}$	
	T_{amb}	T_{fonc}
5 A - 1800 tr / min	29.1	20.28
5 A - 6000 tr / min	220.28	152.7
5 A - 18000 tr / min	1453.53	992.16

II.1.2. Effet de la loi $B(H)_{rot}(T^\circ)$ vis-à-vis de l'effet de la $\sigma_{rot}(T^\circ)$

On retrouve que l'augmentation de la température s'accompagne d'une réduction des pertes par courants induits. Toutefois, la dépendance en température de la loi de comportement magnétique $B(H)_{rot}$ peut aussi interférer. Afin de faire la part des choses, la conductivité électrique a été fixée à $\sigma_{rot}(T_{fonc})$ puis des simulations ont été menées avec comme paramètre la loi de comportement. Ces simulations ont montré qu'à cet ordre de température, la modification de la loi normale par la température n'a pas d'effet significatif sur les performances de la machine à griffes. Sur le Tableau III. 7, qui donne les valeurs de pertes par courants induits issues de ces simulations, la variation est de moins de 1%. On en déduit alors que le principal effet de la température de fonctionnement du rotor sur la modification des performances de la machine à griffes, est dû à la conductivité électrique.

Tableau III. 7 : Effet de la dépendance en température de la loi normale B-H sur les pertes par courants induits au rotor de la machine à griffes pour un fonctionnement à vide

Point de fonctionnement \ Température	Pertes par courants induits au rotor (W)	
	$B(H)_{rot}$	
	T_{amb}	T_{fonc}
5 A - 1800 tr / min	20.28	20.28
5 A - 6000 tr / min	151.68	152.7
5 A - 18000 tr / min	984.9	992.16

II.1.3. Lien entre les pertes par courants induits au rotor et la conductivité

En calculant le ratio des pertes par courants induits φ_P (Eq III. 17) à partir des valeurs du Tableau III. 6, il a été remarqué qu'il ne dépendait pas du point de fonctionnement. Ce ratio a été comparé par la suite au ratio des racines carrés des conductivités $\varphi_{\sqrt{\sigma}}$ et les valeurs étaient proches. Elles sont reportées dans Tableau III. 8.

$$\varphi_P = \frac{P(T_{fonc})}{P(T_{amb})} \text{ et } \varphi_{\sqrt{\sigma}} = \frac{\sqrt{\sigma(T_{fonc})}}{\sqrt{\sigma(T_{amb})}} \quad (\text{Eq III. 17})$$

Tableau III. 8 : Comparaison, dans le cas à vide, du ratio des pertes et du ratio des racines carrés des conductivités

	Ratio des pertes	Ratio des conductivités
Point de fonctionnement	φ_P	$\varphi_{\sqrt{\sigma}}$
5 A - 1800 tr / min	69.69%	76.38%
5 A - 6000 tr / min	69.32%	
5 A - 18000 tr / min	68.26%	

A partir de ces valeurs, on remarque une proportionnalité entre le ratio des pertes et ratio de la racine carrée de la conductivité électrique. On peut donc estimer qualitativement les pertes par courants induits dans le rotor à température de fonctionnement à partir des ratios de la racine de la conductivité, comme décrit par (Eq III. 18). Cette proportionnalité peut s'expliquer par le lien entre les courants induits et la conductivité et le phénomène de peau qui se manifeste (Cf. équation (Eq I. 9)) en raison des fréquences élevées de fonctionnement.

$$P_{cl}(T_{f onc}) \sim \frac{\sqrt{\sigma(T_{f onc})}}{\sqrt{\sigma(T_{amb})}} P_{cl}(T_{amb}) \quad \text{(Eq III. 18)}$$

En guise de conclusion, suite aux résultats de simulation en fonctionnement à vide, il a été retenu que la dépendance en température des propriétés électromagnétiques du matériau de la roue polaire impactait la distribution des courants induits dans le rotor et par voie de conséquence les pertes qui en résultent. En revanche, la distribution de l'induction magnétique dans le rotor semble être peu sensible à la modification de la température de fonctionnement (le champ de réaction dû aux courants induits reste faible devant l'induction créée par la bobine). Ces résultats demandent à être vérifiés pour un fonctionnement en charge ce que nous allons faire par la suite.

II.2. Fonctionnement en charge

II.2.1. *Données de simulation*

De la même façon que pour le fonctionnement à vide, nous avons mené une étude paramétrique en fonctionnement en charge. Cette fois, nous nous sommes concentrés, en particulier, sur deux points de fonctionnement critiques, à savoir $I_{exc} = 5A$, $n = 3000 \text{ tr / min}$ et $I_{exc} = 5A$, $n = 18000 \text{ tr / min}$. En effet, le premier point de fonctionnement présente lors des tests expérimentaux le plus d'échauffement dans la machine à griffes (à faible vitesse le système de ventilation pour le refroidissement est moins efficace), alors que le deuxième engendre le plus de pertes. La loi de comportement magnétique au rotor utilisée dans le code est celle mesurée à température de fonctionnement car nous avons montré dans le paragraphe précédent que la variation de celle-ci en fonction de la température avait peu d'influence. Il en sera de même pour la caractéristique au stator. Par contre, nous allons prendre en compte la variation en fonction de la température de la conductivité de la roue polaire ainsi que celle des résistances du bobinage statorique et de la bobine d'excitation rotorique. La conductivité du cuivre varie de manière importante pour les deux températures que nous avons

choisies pour l'étude, induisant une variation non négligeable des résistances. Les données de simulation de ces variables sont celles données dans le Tableau III. 4.

II.2.2. Influence de la température de fonctionnement

Dans cette partie, nous proposons les résultats de l'étude paramétrique en fonctionnement en charge. Nous présentons notamment les résultats obtenus à température ambiante T_{amb} et à température de fonctionnement T_{func} .

- Flux magnétique au rotor

Sur le Tableau III. 9, on représente le module de la distribution des champs pour un même pas de temps et pour les deux points de fonctionnement à T_{amb} et T_{func} . A 3000 tr/min, on remarque une répartition dissymétrique du champ magnétique sur la griffe qui est due à la réaction magnétique d'induit. Cette hétérogénéité est atténuée à T_{func} . En revanche, à une vitesse de 18000 tr/min, la différence entre les cartes d'induction, aux deux températures, est très peu visible. Pour expliquer ces observations, on trace sur la Figure III. 17 le courant et le flux statoriques dans la première phase pour les deux températures et vitesses de simulation. On remarque qu'à 3000 tr/min l'amplitude du courant diminue lorsque la température augmente. L'augmentation de la résistance statorique due à la température conduit à une diminution du courant et donc à une réaction magnétique d'induit moindre ainsi qu'à des courants induits moindres au rotor. A 18000 tr/min, la chute de tension aux bornes de la résistance statorique est négligeable devant la réaction magnétique d'induit. La variation de résistance statorique en fonction de la température n'a donc pratiquement pas d'influence sur le comportement électromagnétique de la machine et donc sur le courant, le flux et la répartition de champ à l'intérieur de la machine. On constate aussi ici que la variation de la conductivité au rotor n'influence pas le comportement vu du circuit électrique de la machine.

Tableau III. 9 : Comparaison, pour le cas en charge, des modules de l'induction magnétique à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{fonc}), (a) 3000 tr/min et (b) 18000 tr/min

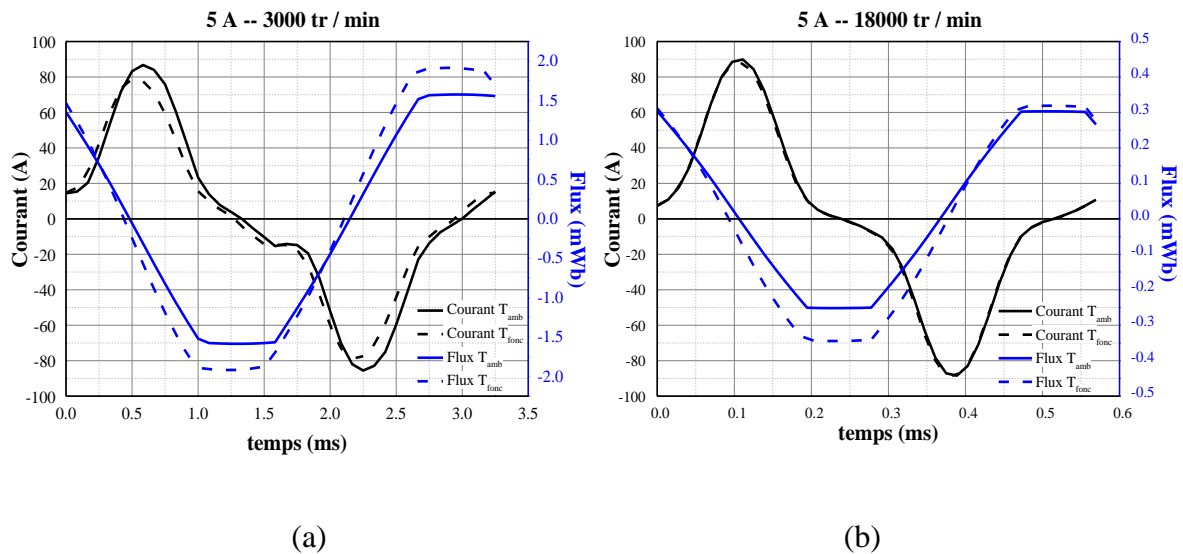
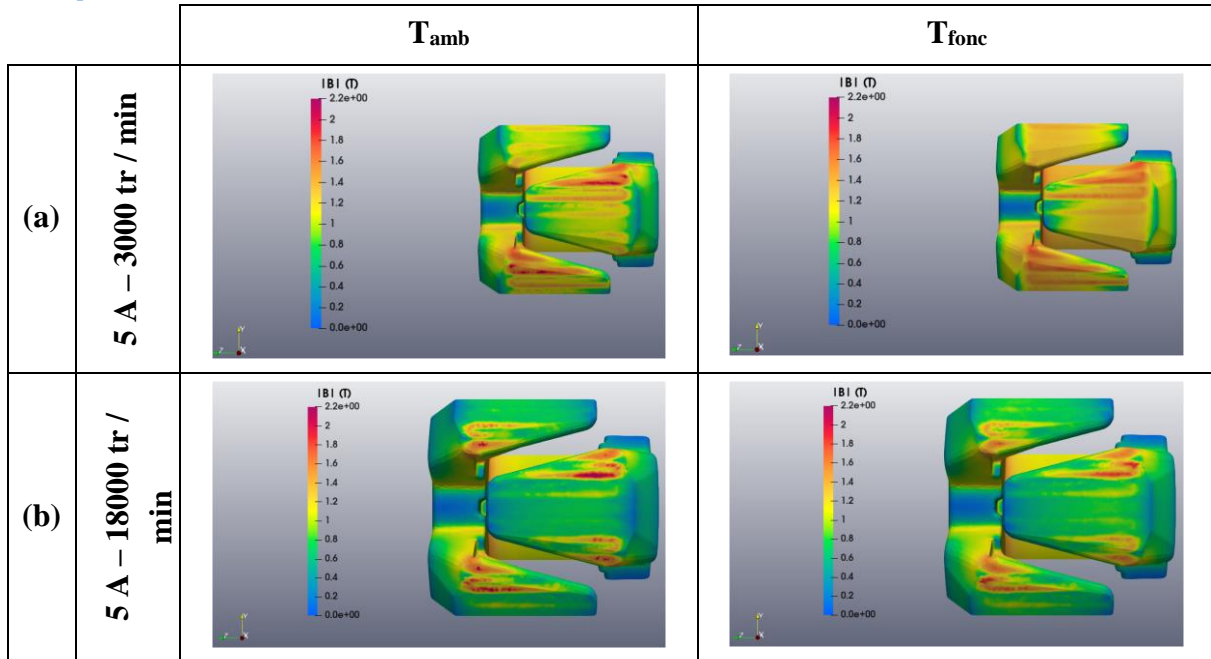


Figure III. 17 : Comparaison du courant et du flux statoriques entre la température ambiante et la température de fonctionnement, (a) 3000 tr/min et (b) 18000 tr/min

- Courant débité par la batterie

Les valeurs du courant moyen débité par la batterie issues des simulations en fonctionnement en charge à température ambiante T_{amb} et à température de fonctionnement T_{fonc} sont récapitulées, pour les deux points de fonctionnement, dans le Tableau III. 10. Comme attendu suite à l'analyse de la Figure III. 17, à 3000 tr/min la machine simulée à température de fonctionnement débite moins que celle simulée à température ambiante. Par contre à 18000 tr/min la machine débite pratiquement le même courant pour les deux températures.

Tableau III. 10 : Comparaison, pour le cas en charge, des courants débités à température ambiante et à température de fonctionnement

	Courant débité par la batterie (A) : $I_{\text{débité}}$		
	T_{amb}	T_{fonc}	Variation %
3000 tr/min	195.18	185.11	-5.16%
18000 tr/min	208.54	208.01	-0.25%

Ainsi, selon le point de fonctionnement, on pourrait s'attendre à ce que le courant débité par la machine, lors de son fonctionnement, soit légèrement au-dessous de celui simulé avec des données mesurées à température ambiante.

- Bilan des pertes
 - ▶ Pertes par courant induit au rotor

Le Tableau III. 11 regroupe les valeurs des pertes par courants induits issues des simulations en fonctionnement en charge. On remarque une diminution importante qui dépend du point de fonctionnement. La variation de ces pertes en fonction de la température de fonctionnement est en partie similaire à celle notée précédemment sur le fonctionnement à vide. Par contre, les valeurs de pertes des deux modes de fonctionnement ne sont pas du même ordre de grandeur. En effet, si on considère le point de fonctionnement à 18000 tr/min, on constate que les pertes sont 8 fois moins élevées en charge qu'à vide. Ceci s'explique par le fait que la réaction magnétique d'induit a tendance à réduire la valeur du champ magnétique en surface de la griffe comme on peut le voir sur les cartes de champs présentées sur le tableau III-5 (à vide) et tableau III-10 (en charge). Cela conduit à une réduction des courants induits au rotor comme on peut le vérifier en comparant les cartes de courants induits présentées dans le Tableau III. 5 (à vide) et le Tableau III. 10 (en charge). On remarque par ailleurs, dans le cas en charge, une zone sur la griffe où la densité de courants induits est plus faible qu'ailleurs.

Tableau III. 11 : Comparaison, pour le cas en charge, des densité des courants induits à température ambiante (T_{amb}) et à température de fonctionnement (T_{fonc})

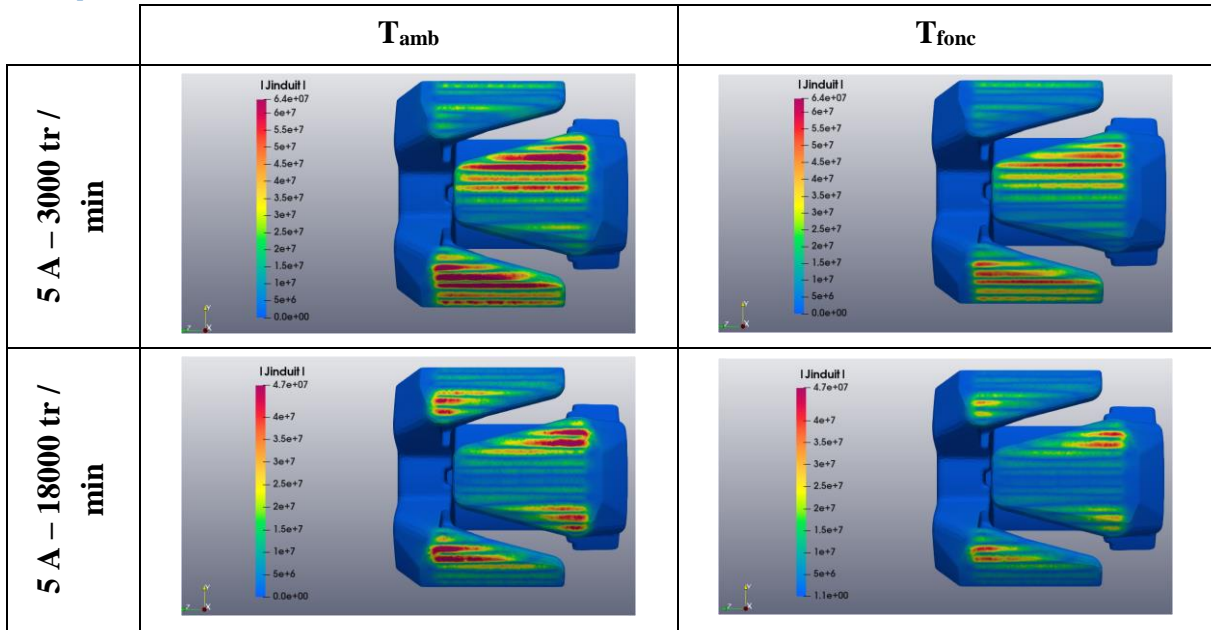


Tableau III. 12 : Comparaison, pour le cas en charge, des pertes par courants induits au rotor à température ambiante et à température de fonctionnement

	Pertes par courants induits rotor (W): $P_{CI_{rot}}$		
	T_{amb}	T_{fonc}	Variation %
3000 tr/min	18.5	15.1	-18.4%
18000 tr/min	175.1	116.4	-33.5%

► Pertes Joule au stator

Le stator de la machine à griffes est composé de deux systèmes triphasés (couplage en triangle) décalés de 60° électriques. Les pertes dans le stator sont données par la formule suivante :

$$P_{J_{stat}} = 6 R_{b_{stat}} (T^\circ) \cdot \left(\frac{I_{eff}}{\sqrt{3}} \right)^2 \quad (\text{Eq III. 19})$$

avec I_{eff} le courant de ligne efficace d'une phase du stator. Dans le but de quantifier l'effet de la dépendance en température de la résistance du bobinage statorique, la variation des pertes Joule au stator a été calculée pour les deux vitesses considérées. Les valeurs sont données dans le Tableau III. 13. Au vu des valeurs importantes des pertes Joule au stator et en raison de leur forte variation avec la température, il est indispensable de prendre en considération la dépendance en température de la résistance au bobinage statorique lors des simulations des performances de la machine à griffes. Aussi, il ne faut pas oublier que la température de fonctionnement de cette résistance dépend du point de fonctionnement de la machine. Par

conséquent des mesures expérimentales de la température du bobinage statorique en chaque point de fonctionnement, sont primordiales pour calculer $R_{b_{stat}}(T^\circ)$.

Tableau III. 13 : Comparaison entre les pertes Joule au stator à température ambiante et à température de fonctionnement

	Pertes Joule au stator (W): $P_{J_{stat}}$		
	T_{amb}	T_{fonc}	Variation %
3000 tr/min	256	403.9	+57.77%
18000 tr/min	284.45	373.66	+31.36%

► Pertes Joule au rotor

Il s'agit des pertes d'excitation dues aux effets Joule dans le bobinage rotorique engendrées par le courant d'excitation. Elles sont calculées à partir de (Eq III. 20) :

$$P_{J_{rot}} = R_{exc_{rot}}(T^\circ) \cdot I_{exc}^2 \quad (\text{Eq III. 20})$$

En raison de la dépendance en température de la résistance du bobinage d'excitation au rotor, les pertes Joule engendrées à température de fonctionnement sont plus importantes que celles à température ambiante. Aux températures considérées dans cette étude (entre $T_{amb}=25^\circ\text{C}$ et $T_{fonc}=200^\circ\text{C}$), ces pertes calculées à température de fonctionnement, montrées dans le Tableau III. 14 sont de 80 % supérieures aux pertes comptées à température ambiante.

Tableau III. 14 : Comparaison entre les pertes Joule au rotor à température ambiante et à température de fonctionnement

	Pertes Joule au rotor (W): $P_{J_{rot}}$		
	T_{amb}	T_{fonc}	Variation %
3000 tr/min et 18000 tr/min	52.25	94.2	+80.3%

► Pertes totales

On note pertes totales P_{tot} (Eq III. 21), la somme des trois pertes calculées précédemment soit les pertes par courant induits au rotor, les pertes Joule au rotor et les pertes Joule au stator.

$$P_{tot} = P_{cl_{rot}} + P_{J_{rot}} + P_{J_{stat}} \quad (\text{Eq III. 21})$$

Les pertes totales calculées sont récapitulées dans Tableau III. 15. Il est intéressant de remarquer la variation importante, entre la température ambiante et la température de fonctionnement, qui est d'environ 130 %. Afin de pouvoir connaître la part de chaque variation de pertes nous avons calculé pour chaque catégorie de pertes une différence entre sa valeur à température de fonctionnement et sa valeur à température ambiante. Ensuite, cette différence est divisée par la différence obtenue sur les pertes totales. Ainsi, nous avons pu déterminer un pourcentage de chaque composante de pertes par rapport aux pertes totales, qu'on a représenté

par la suite sur la Figure III. 18. D’après cette répartition de la variation des pertes, nous pouvons déduire qu’une compensation des pertes a lieu entre la diminution des pertes par courants induits au rotor et l’augmentation des pertes Joule. Aussi on note qu’une grande partie de l’augmentation des pertes totales est dû aux pertes Joule au stator engendrées par l’échauffement des conducteurs statoriques.

Tableau III. 15 : Comparaison entre les pertes totales à température ambiante et à température de fonctionnement

	Pertes totales (W): P_{tot}		
	T_{amb}	T_{fonc}	Variation %
3000 tr/min	326.75	513.2	+57.06%
18000 tr/min	511.8	584.26	+14.16%

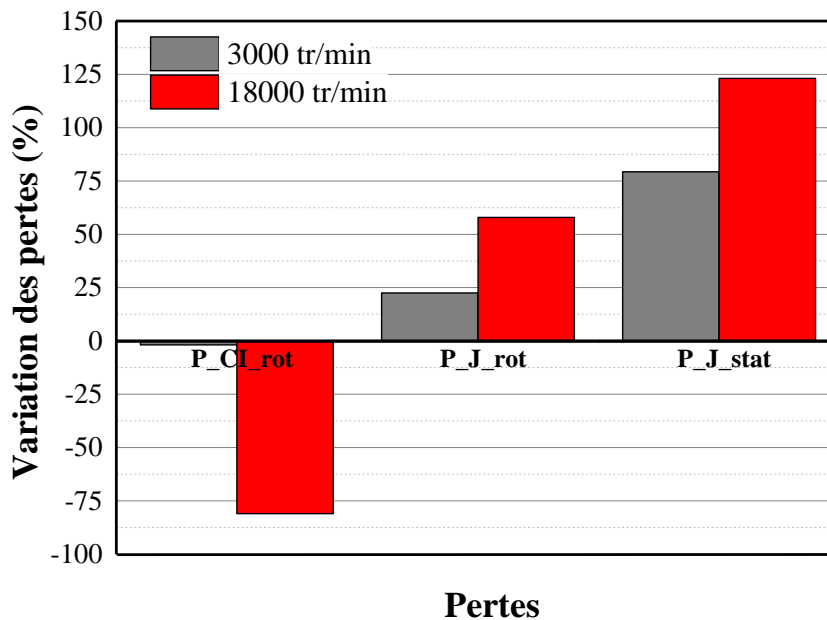


Figure III. 18 : Répartition de la variation des pertes totales entre les configurations à températures ambiante et de fonctionnement

- Synthèse

Dans la présente étude, nous nous sommes intéressés à l’effet de la dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la roue polaire sur les paramètres globaux de la machine, notamment en termes d’impact sur le courant débité et les pertes par courants induits. Aussi, nous avons pris en considération la dépendance en température des résistances statorique et rotorique. Les résultats obtenus par la simulation de la machine en fonctionnement en charge à deux vitesses de fonctionnement critiques, ont montré une légère diminution du courant débité et une forte augmentation des pertes. Pour les deux points de fonctionnement, la dépendance en température de la résistance au stator s’est révélée la plus influente sur le courant débité ainsi que sur les pertes. Un schéma de synthèse est présenté sur la Figure III. 19.

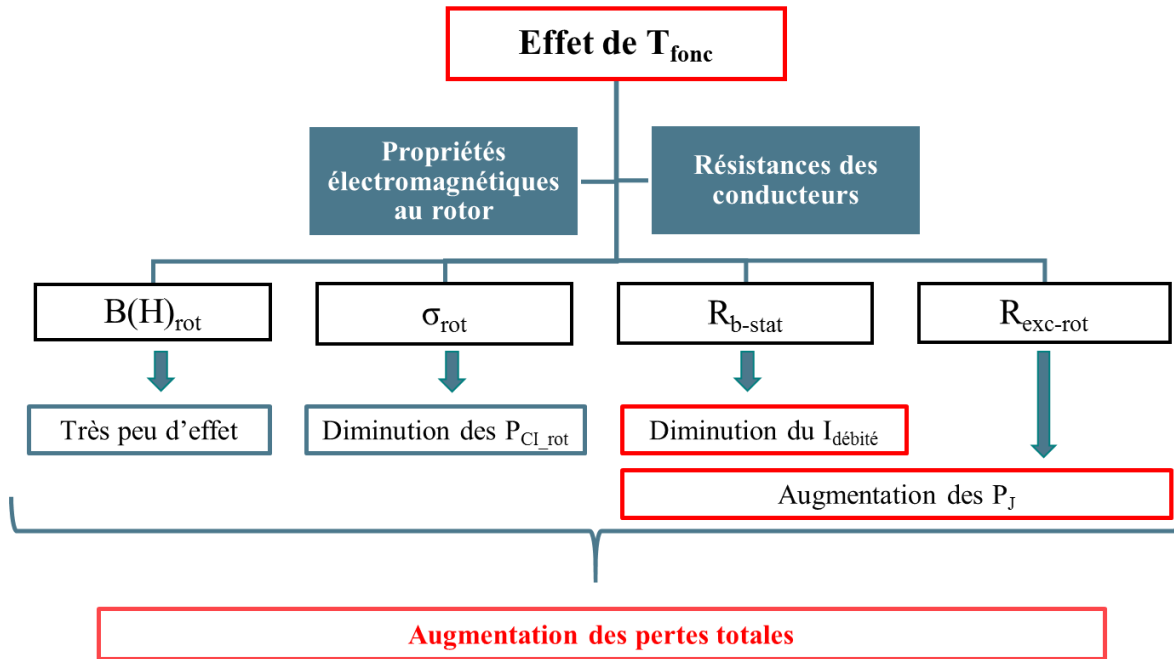


Figure III. 19 : Schéma de synthèse de l'effet de la température de fonctionnement sur la machine à griffes

L'étude effectuée sur la roue polaire a montré que la conductivité électrique est le paramètre principal qui par sa dépendance en température modifie la distribution des courants induits et les pertes dynamiques.

Nous avons montré au travers de simulations numériques du fonctionnement de la machine à griffes que ses performances et son efficacité énergétique dépendent fortement de la température. Donc, pour pouvoir prédire à terme les performances de la machine pour n'importe quelle température de fonctionnement, il est nécessaire de prendre en compte, dans les modèles de simulation de la machine, la dépendance en température des propriétés électromagnétiques des différents composants.

Dans ce chapitre, les propriétés électromagnétiques de la roue polaire ont été caractérisées en fonction de la température. Ainsi la dépendance physique de ces propriétés en température a été expliquée. Il a été remarqué que, dans le cas du matériau de la roue polaire, les propriétés les plus dépendantes en température étaient la conductivité électrique et les pertes. Suite à une séparation des pertes, un lien entre la dépendance en température de la conductivité électrique et celle des pertes dynamiques a été prouvé expérimentalement en montrant que les pertes excédentaires pouvaient être négligées. Ce lien a été exploité, et un modèle numérique basé sur la résolution de l'équation de diffusion magnétique a été proposé. Ce modèle permet de prédire les pertes dynamiques sur un échantillon roue polaire à une température donnée à partir de la conductivité électrique mesurée à cette température.

En utilisant les résultats de caractérisations expérimentales à température ambiante et à température de fonctionnement, des simulations d'un modèle numérique de la machine

à griffes ont été effectuées. Les résultats de la simulation à température de fonctionnement ont été par la suite comparés à ceux à température ambiante. Ces comparaisons ont permis d'évaluer l'influence de la température de fonctionnement de la roue polaire sur les grandeurs locales et globales de la machine. Notamment le courant débité en sortie, les pertes Joule et les pertes par courants induits dans le rotor.

En somme, le présent chapitre était dédié à l'étude de l'effet réversible de la température de fonctionnement sur les propriétés électromagnétiques de la roue polaire. Dans le chapitre suivant, nous aborderons l'effet irréversible de la température de fonctionnement sur les propriétés de la roue polaire, autrement dit le vieillissement thermique des propriétés magnétiques.

Chapitre 4 : Vieillissement magnétique

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons à l'effet irréversible de la température de fonctionnement de la roue polaire sur ses propriétés électromagnétiques. La composition chimique du matériau constitutif de la roue polaire avec sa teneur en silicium (%Si < 0.6%) et en carbone (%C ~ 0.06%) alliée à des températures de fonctionnement allant jusqu'à 200°, favorisent, comme tendrait à le montrer l'état de l'art, la précipitation de carbures. Par conséquent, la microstructure évoluant au cours du temps, les caractéristiques électromagnétiques du matériau sont modifiées irréversiblement. On voit apparaître alors le phénomène dit de « vieillissement magnétique ».

Dans la présente étude, nous allons caractériser dans un premier temps le vieillissement magnétique en caractérisant les propriétés des matériaux de deux groupes d'échantillons, extraits de deux endroits différents du plateau, soumis à un vieillissement thermique à 180 °C. Les caractéristiques étudiées seront la conductivité électrique, les propriétés magnétiques, la microstructure du matériau et la dureté Vickers. Dans un second temps, pour mieux comprendre la relation entre les aspects microscopiques et leurs conséquences macroscopiques, nous proposons une analyse des effets observés expérimentalement. Cette analyse permettra de clarifier la cinétique et les mécanismes du vieillissement et d'ensuite discuter de son éventuel impact sur la machine à griffes. Enfin, sur la base de cette analyse, nous proposerons une première approche de modélisation de la cinétique du vieillissement avec la loi JMAK.

Chapitre 4 : Vieillissement magnétique	135
Première partie : Etude expérimentale du vieillissement magnétique du matériau RP	137
I. Mesures expérimentales	137
II. Effet du vieillissement sur le matériau de la RP	140
Deuxième partie : Analyse du vieillissement magnétique de la RP	147
I. Cinétique du vieillissement de la RP	147
II. Vieillissement du matériau RP au sein de la machine à griffes	153
Troisième partie : Modélisation du vieillissement	161
I. Modèles de cinétique de précipitation	161
II. Approche de modélisation de la cinétique du vieillissement avec le modèle JMAK	162
III. Proposition d'intégration de la cinétique du vieillissement dans un modèle de pertes fer	168

Première partie : Etude expérimentale du vieillissement magnétique du matériau RP

Comme expliqué dans le Chapitre 1, le vieillissement magnétique est le résultat de changements microstructuraux. Il est dû à la diffusion et à la précipitation de particules de seconde phase, notamment les carbures et/ou nitrures [15]. Ces précipités d'une certaine taille agissent comme des sites d'ancrage pour les parois de domaines magnétiques qui gênent leurs mouvements pendant le processus de magnétisation. En conséquence, les propriétés magnétiques, notamment les pertes par hystérésis augmentent [11], [14], [15]. Dans cette partie, une étude expérimentale est menée sur des échantillons de la roue polaire pour confirmer le vieillissement magnétique de son matériau constitutif. Ainsi, les effets du vieillissement sont investigués pour différentes propriétés à savoir la conductivité électrique, les propriétés magnétiques, la microstructure du matériau et la dureté Vickers.

I. Mesures expérimentales

I.1 Population étudiée

Pour étudier le vieillissement magnétique de la roue polaire, douze échantillons ont été extraits du plateau de la pièce (Figure IV. 1). Le choix de la zone de prélèvement est justifié par le faible gradient de variation de la taille des grains dans cette région [1]. En effet, une variation de taille de grains entre échantillons se traduirait non seulement par une variation dans leurs propriétés magnétiques, mais aussi par une évolution potentiellement différente en termes de vieillissement des échantillons. Deux lots de six échantillons chacun sont considérés: échantillons PG (Plateau face aux Griffes) et échantillons PE (Plateau Entre griffes) de dimensions $(35 \times 10 \times 1) \text{ mm}^3$ et $(27 \times 10 \times 1) \text{ mm}^3$, respectivement. Comme le montre la Figure IV. 1, les échantillons PG sont situés face aux griffes et les échantillons PE ont été prélevés entre les griffes. La différence en termes de dimensions est due au fait qu'entre les griffes, la zone considérée ne permet pas d'extraire des échantillons d'une longueur plus importante que 27 mm. Cette différence de longueur entre les deux types d'échantillons est sans influence sur les caractéristiques magnétiques mesurées (Cf. Ch 2. Deuxième partie II.4.4).

Les zones de prélèvement des échantillons dans la roue polaire sont montrées dans Figure IV. 1. Afin, de simplifier la présentation des échantillons étudiés, nous avons choisi de référencer les échantillons PG par des lettres majuscules allant de A à F et les échantillons PE par des lettres minuscules allant de a à f.

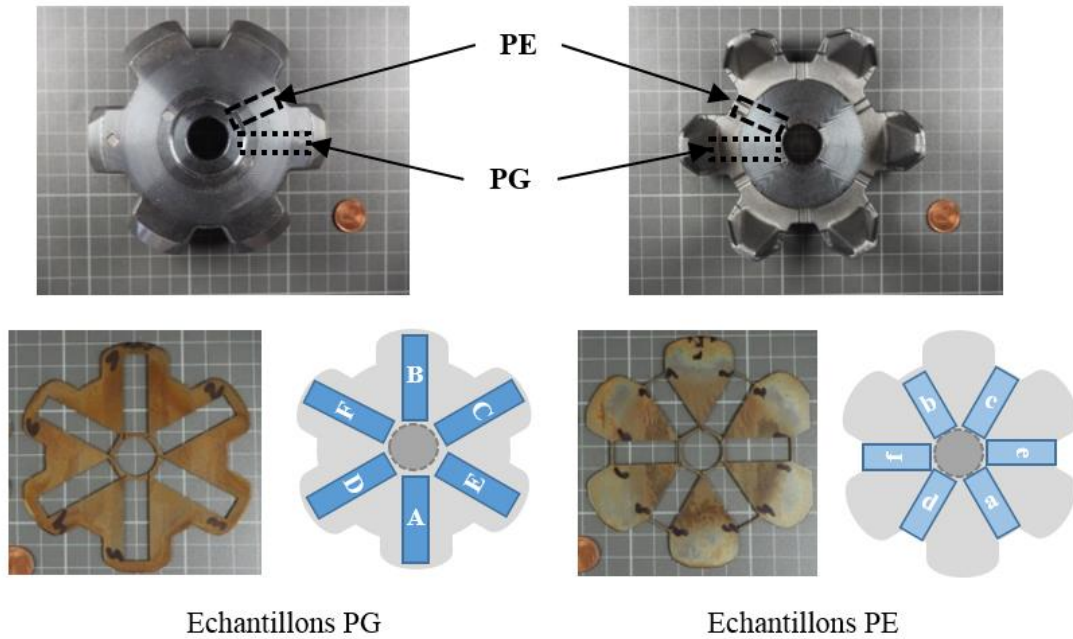


Figure IV. 1 : Photographie de la roue polaire avec zones d'extraction des échantillons PG et PE

I.2 Protocole expérimental

L'étude de vieillissement a été réalisée sur les deux lots d'échantillons. Après les caractérisations initiales, les échantillons PG-A et PE-a ont été conservés comme référence pour l'analyse de microstructure tandis que les autres ont subi un traitement thermique de vieillissement isotherme à 180 °C pendant des durées totales qui diffèrent d'un échantillon à l'autre. Il faut souligner que le polissage (requis pour le MEB) et la mesure de la dureté sont considérés comme des mesures destructives car ils modifient la répartition des contraintes et des déformations dans l'échantillon et donc les propriétés magnétiques. Par conséquent, la variation de dureté et les analyses MEB présentées ci-dessous ne peuvent être effectuées sur le même échantillon mais sur des échantillons différents du même groupe (PG ou PE) mais à des durées de vieillissement différentes. Le Tableau IV. 1 donne les durées de traitement de vieillissement de chaque échantillon. A intervalles réguliers, le traitement thermique a été interrompu pour caractériser à température ambiante les échantillons. Ces caractérisations permettent de suivre l'évolution des propriétés magnétiques tout au long du vieillissement. Enfin, dix échantillons (tous les échantillons à l'exception de PG-E et F) ont été soumis à une analyse microstructurale par Microscopie Electronique à Balayage (MEB) et aux tests de dureté mécanique.

Tableau IV. 1: Durée de vieillissement totale pour chaque échantillon

Echantillons		Durée totale de vieillissement (heures)
PG	PE	
A	a	Non vieillis
B	b	14
C	c	21
D	d	40
E	e	60
F	f	205

I.3 Outils et méthodes de caractérisation

► Propriétés électromagnétiques

Les propriétés électromagnétiques sont caractérisées, après chaque interruption du traitement de vieillissement, à température ambiante à l'aide de la méthodologie détaillée dans le deuxième chapitre.

► Propriétés microstructurales et mécaniques²

► Préparation des échantillons

Les échantillons sont polis à l'aide de disques de polissage dont la taille varie selon l'ordre suivant : #320, #800, #1200 et #2400. Le polissage fin est ensuite effectué à 6 μm , 3 μm et 1 μm avec une pâte à diamants. Après le polissage fin, une attaque chimique de quelques secondes au Nital 4% (4mL de HNO_3 , 96 mL de EtOH) est effectuée pour révéler les grains.

► Test de dureté

Le test de dureté Vickers, avec une charge de 3kg, est réalisé pour chaque échantillon après traitement de vieillissement et après polissage. Plusieurs tests sont effectués sur chaque échantillon. Au total 5 mesures sont effectuées et une moyenne est calculée.

► Analyse métallographique

Pour l'analyse métallographique, une analyse par Microscopie Electronique à Balayage (MEB) est effectuée dans le but d'observer la présence ou non des précipités et de pouvoir mesurer leur taille.

² Les caractérisations des propriétés microstructurales et mécaniques ont été réalisées en collaboration avec le laboratoire UMET

II. Effet du vieillissement sur le matériau de la RP

II.1. Effet du vieillissement sur la conductivité électrique

La technique des quatre pointes n'étant pas destructive, elle permet de mesurer plusieurs fois le même échantillon au cours du processus de vieillissement, sans modifier ses propriétés. Toutefois, selon les résultats d'homogénéité de la conductivité électrique dans la roue polaire attestés précédemment (Cf. Ch 2. Troisième partie. III.2), et des résultats de l'étude des effets de procédés de fabrication sur la conductivité électrique présentés dans [1], tous les échantillons sont supposés avoir des conductivités assez proches avant le traitement de vieillissement. Par conséquent, la conductivité électrique mesurée sur un échantillon est représentative de celles des autres échantillons. Pour ces raisons, les mesures de la conductivité n'ont pas été réalisées sur tous les échantillons. Des échantillons ont été sélectionnés, à différents intervalles du traitement, et leurs conductivités électriques ont été caractérisées. Ces échantillons sont donnés dans le Tableau IV. 2 et le résultat des mesures de conductivité électrique est présenté sur la Figure IV. 2.

Tableau IV. 2 : Impact du vieillissement sur la conductivité électrique: points de mesure et échantillons caractérisés

Instant du vieillissement	Echantillons	
	PG	PE
Non vieilli		a
à t=14 heures	B, E	b, e
à t=21 heures	F	f
à t=27 heures	D, F	d, f
à t=52 heures	E, F	f

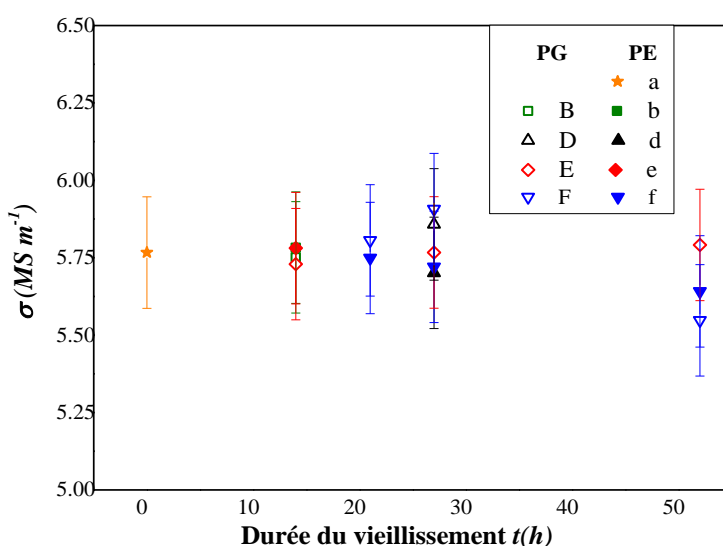


Figure IV. 2 : Évolution de la conductivité électrique en fonction de la durée du vieillissement à 180 ° C

Au regard de l'incertitude sur la mesure ($\pm 0.18 \text{ MS m}^{-1}$), on note que les écarts en termes de conductivité électrique avant et après traitement de vieillissement restent non significatifs.

Ainsi, aucun changement significatif de la conductivité électrique en fonction du temps de vieillissement n'est observé. En effet, cette caractéristique dépend principalement de la composition du matériau qui n'est que très peu modifiée par le vieillissement.

II.2. Effet du vieillissement sur les propriétés magnétiques

II.2.1. *Propriétés magnétiques avant vieillissement*

Pour étudier les effets du vieillissement sur les propriétés magnétiques, les échantillons de la roue polaire ont été caractérisés avant vieillissement à une fréquence de 20 Hz. Les pertes spécifiques mesurées à 1 T et 1.5 T sont reportées dans Tableau IV.3. Il apparaît que les échantillons PG et PE présentent une dispersion assez nette avant le processus de vieillissement. Par exemple, à 1.5 T, les pertes moyennes des échantillons PE sont environ 10% inférieures à celles des échantillons PG. Aussi, parmi chaque lot d'échantillons, on observe une variabilité, avec un coefficient de dispersion de l'ordre de 5%. Ces différences sont probablement dues aux procédés de fabrication de la roue polaire qui conduisent, comme déjà observé dans [1], à une hétérogénéité de la microstructure (granulométrie, particules de seconde phase) et des niveaux de contraintes résiduelles connus pour affecter les propriétés magnétiques.

Tableau IV.3 : Valeurs initiales des pertes spécifiques à 1 T et 1.5 T

Echantillon	Pertes (W/kg)		Echantillon	Pertes (W/kg)	
	P _{1T}	P _{1.5T}		P _{1T}	P _{1.5T}
PG	A	1.93	PE	a	1.67
	B	1.72		b	1.66
	C	1.68		c	1.6
	D	1.79		d	1.71
	E	1.82		e	1.75
	F	1.89		f	1.7
C_v %	4.86%	4.43%	C_v %	2.78%	3.42%

II.2.2. *Effets du vieillissement thermique sur les propriétés magnétiques du matériau*

Malgré l'hétérogénéité initiale notée dans le Tableau IV.3, l'effet du vieillissement sur les propriétés magnétiques s'est avéré similaire pour tous les échantillons. Ainsi, par la suite, pour la clarté des résultats, l'effet du vieillissement, sur le cycle d'hystérésis, la courbe normale B-H et les pertes, est illustré sur la Figure IV. 3 pour l'échantillon PE-e. Les résultats obtenus ont montré une nette évolution des propriétés magnétiques suite au processus de traitement thermique appliqué. Sur la Figure IV. 3(1), on compare les cycles d'hystérésis mesurés avant vieillissement et après 30 heures de traitement à 180°C. On remarque que le cycle d'hystérésis

s'est élargi indiquant une augmentation du champ coercitif et des pertes comme le montre la Figure IV. 3(3) confirmant un phénomène de vieillissement magnétique. Par contre, aucune modification significative n'a été observée sur la courbe normale $B(H)$ après le processus de vieillissement (Figure IV. 3(2)).

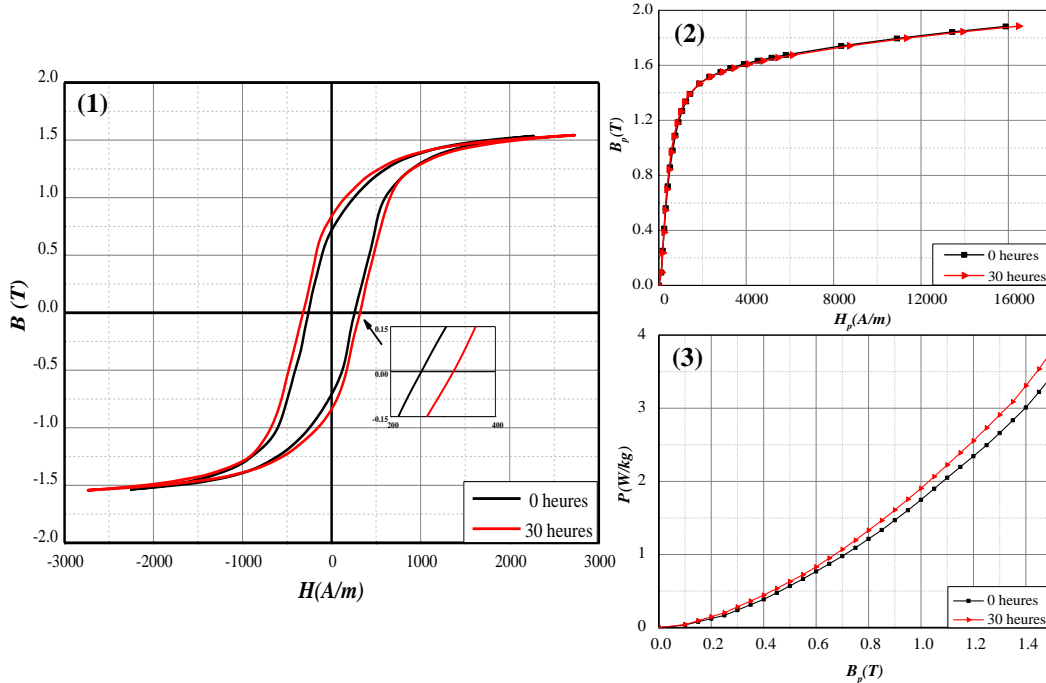


Figure IV. 3 : Caractéristiques magnétiques avant (0 h) et après 30 heures de vieillissement à 180 ° C, mesures effectuées à 20 Hz sur l'échantillon PE-e. (1) Cycles d'hystérésis (à 1,5 T), (2) Courbe B-H normale et (3) Pertes spécifiques totales.

II.2.3. Indice de vieillissement

Pour étudier plus en détail l'effet du vieillissement sur les pertes, celles-ci ont été décomposées en pertes par hystérésis P_{hys} et pertes dynamiques P_{dyn} telles que données dans l'équation (Eq. III.3). Les pertes par hystérésis P_{hys} ont été calculées en extrapolant l'énergie spécifique à une fréquence nulle et en utilisant quatre mesures aux fréquences 5 Hz, 20 Hz, 50 Hz et 100 Hz (Cf. Figure III. 8). Les pertes dynamiques ont ensuite été obtenues après soustraction des pertes par hystérésis des pertes totales mesurées.

De plus, pour décrire et quantifier l'effet du vieillissement sur les pertes par hystérésis, l'indice de vieillissement AI_{hys} a été calculé avec l'équation suivante:

$$AI_{hys} = \frac{(P_{hys})_{après} - (P_{hys})_{avant}}{(P_{hys})_{avant}} \quad (\text{Eq IV. 1})$$

avec $(P_{hys})_{avant}$ et $(P_{hys})_{après}$ sont respectivement les pertes par hystérésis avant et après traitement de vieillissement. L'évolution de cet indice AI_{hys} en fonction du temps du traitement est donnée (Figure IV. 4) pour les échantillons qui ont été vieillis pendant plus de 30 heures (PG- D, E, F et PE- d, e, f). Cet indice est calculé à un niveau d'induction magnétique de 1 T. En effet, dès les premières heures du traitement, on remarque que l'indice de vieillissement des

perles par hystérésis commence à augmenter considérablement. Il atteint des niveaux compris entre 8% et 14% après environ 25 heures de traitement thermique et tend ensuite à se stabiliser. La même évolution a été observée sur tous les échantillons à l'exception des échantillons PG-E, PG-F et PE-f pour lesquels l'indice de vieillissement est resté inférieur à 5%. En particulier, sur les échantillons PG-E et PG-F, la variabilité est telle qu'aucune tendance significative n'a été observée. L'origine de cette variabilité est due en partie au moyen de mesure (1.7 %) comme elle peut aussi être physique et liée, aux contraintes résiduelles qui évoluent pendant le traitement de vieillissement [108]. Aussi, il a été noté que le niveau atteint par l'indice de vieillissement varie d'un échantillon à l'autre; ces valeurs sont rapportées dans le Tableau IV.

4. En comparant les indices AI_{hys} des échantillons PG aux indices AI_{hys} des échantillons PE, on remarque que les échantillons PE sont plus sensibles au vieillissement. Ces différences de valeurs maximales atteintes par l'indice de vieillissement peuvent être liées aux caractéristiques microstructurales initiales des échantillons qui étaient hétérogènes. Cet aspect sera discuté par la suite (Cf. Deuxième partie II.1.1). En revanche, et contrairement aux perles par hystérésis, aucune variation significative n'a été observée sur les perles dynamiques. Par exemple, à niveau d'induction magnétique de 1 T, l'indice de vieillissement dynamique AI_{dyn} , calculé, de la même façon que dans (Eq III.5) en utilisant des perles dynamiques à 50 Hz, ne dépasse pas 2,5%. En effet, comme les perles excédentaires sont négligeables dans le cas de la roue polaire (Cf. Ch 3. Deuxième partie), les perles dynamiques se limitent donc aux perles par courants induits macroscopiques qui dépendent principalement de la conductivité et de la dynamique du flux magnétique donnée par dB/dt. Or, comme, dans les mesures, on impose le champ H, l'induction n'est donc pas contrôlée. Une éventuelle modification de la dynamique dB/dt pourrait apparaître si la loi B(H) était elle-même modifiée par le vieillissement. Cependant, il a été montré précédemment que ces deux propriétés (σ et B(H)) ne sont pas impactées par le vieillissement. Par conséquent, on peut s'attendre à ce que les perles dynamiques ne soient pas modifiées par le phénomène de vieillissement.

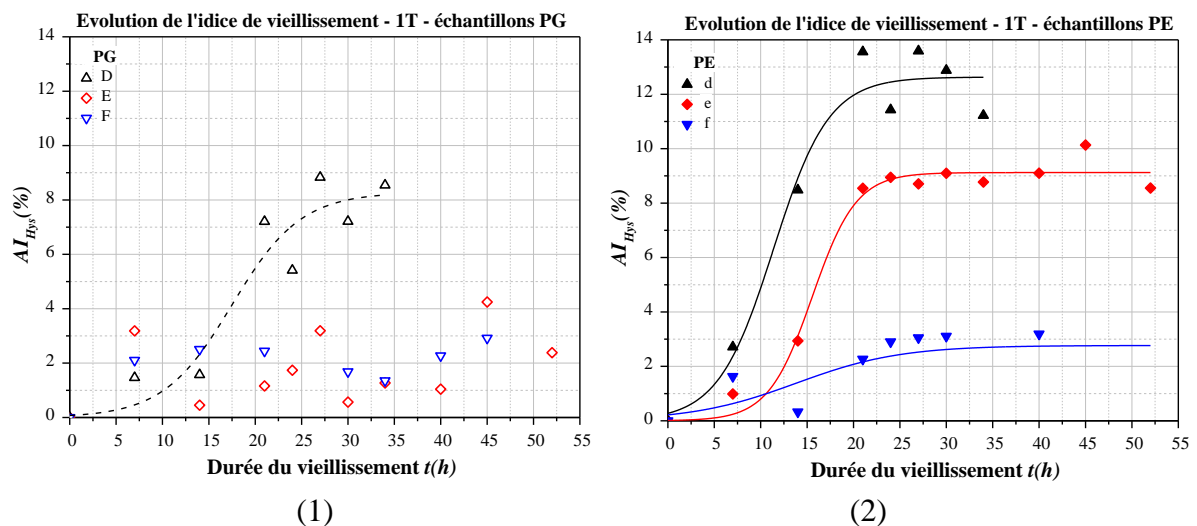


Figure IV. 4 : Évolution de l'indice de vieillissement par hystérésis en fonction de la durée du traitement de vieillissement (1 T), (1) échantillons PG et (2) échantillons PE

Tableau IV. 4 : Valeurs maximales des indices de vieillissement par hystérésis des échantillons PG et PE

Temps de vieillissement (h)	échantillons PG	AI_{hys-PG} (%)	échantillons PE	AI_{hys-PE} (%)
14	B	5.9	b	9.7
21	C	8	c	19.9
40	D	8.8	d	13.6
60	E	4.3	e	10.1
205	F	2.9	f	3.1

II.3. Effet du vieillissement sur la microstructure et sur la dureté mécanique

II.3.1. Effet du vieillissement sur la microstructure

Pour corroborer l'effet du vieillissement observé sur les grandeurs magnétiques macroscopiques (pertes), des analyses microstructurales ont été réalisées au microscope électronique à balayage (MEB). Les analyses de quatre échantillons PG-A, PE-a, PE-e et PE-f, supposés avoir des caractéristiques microstructurales initiales similaires, effectuées, respectivement, avant vieillissement, après 60 heures et après 205 heures de vieillissement sont représentées dans Figure IV. 5, Figure IV. 6 et Figure IV. 7.

La Figure IV. 5 montre qu'avant le traitement de vieillissement des échantillons PE, seules quelques taches blanches sont présentes (Figure IV. 5- (1)), alors qu'après le traitement de vieillissement ces taches deviennent de plus en plus nombreuses et apparentes (Figure IV. 5- (2) et Figure IV. 6). Ces points correspondent à des précipités intra granulaires, notamment de carbure. En effet, le matériau roue polaire ne comporte pas d'azote N, il n'y aura donc pas de précipitation de nitrure. En revanche, la teneur en carbone C nominale de l'acier (%C ~ 0.06wt%), Tableau I. 1, dépasse la limite de solubilité du carbone dans la ferrite α (Ch1. Deuxième partie. II.2.2), ce qui explique la précipitation des carbures.

Aussi, d'après les résultats microstructuraux MEB, il a été noté que même avant vieillissement sur l'échantillon PG-A (Figure IV. 7) et après vieillissement des échantillons présentant un faible indice AI_{hys} (<5%) ou apparemment insensibles au vieillissement, comme c'est le cas pour les échantillons PE-f, PG-E et PG-F (Figure IV. 6), les précipités de carbure sont également visibles. Ils sont visuellement similaires à ceux des échantillons avec un AI_{hys} élevé (comme PE-e sur la Figure IV. 5- (2)).

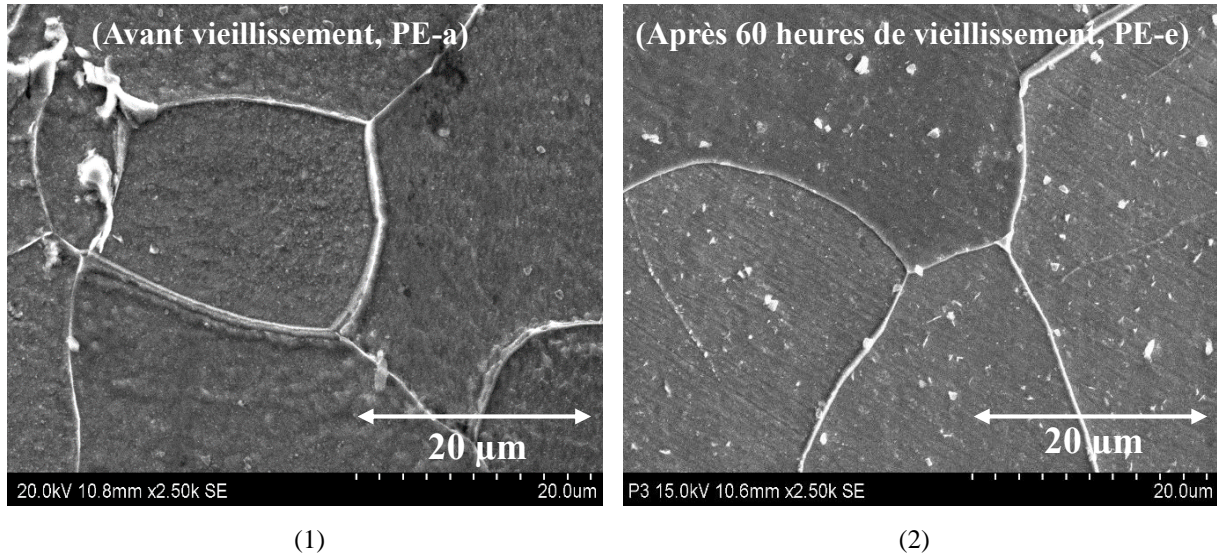


Figure IV. 5 : Précipités de carbone (1) avant et (2) après 60 heures de vieillissement thermique à 180 ° C (échelle de 20 µm).

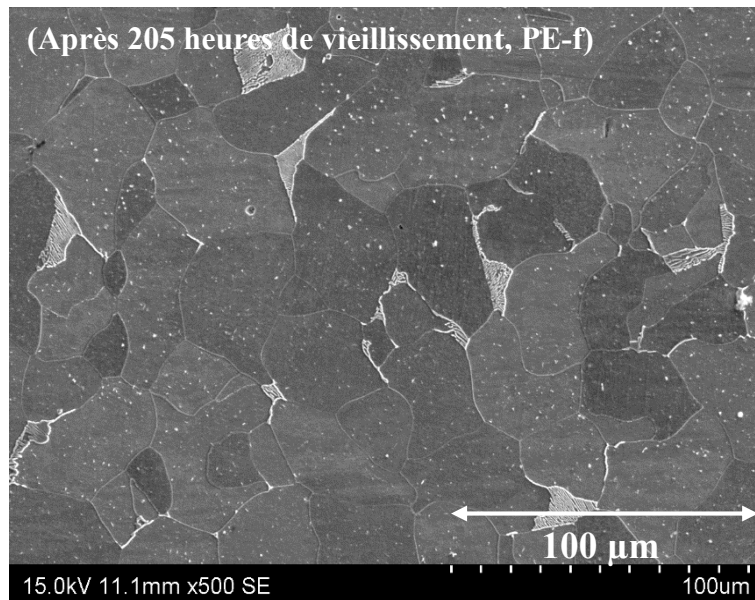


Figure IV. 6 : Précipiter les particules après 205 heures de traitement de vieillissement à 180 ° C (échelle de 100 µm).

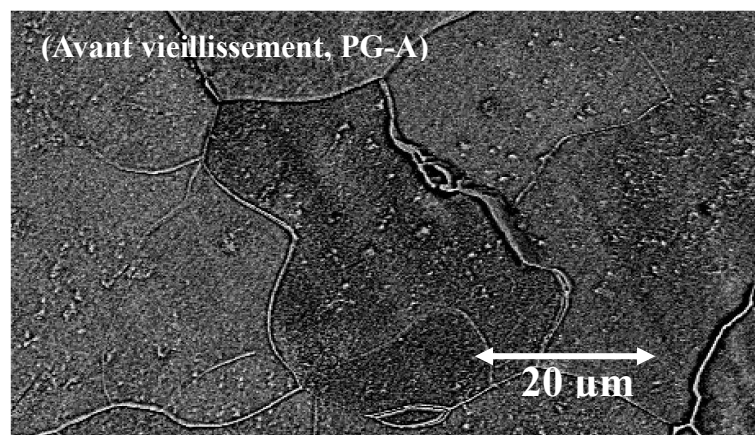


Figure IV. 7 : Imagerie MEB de l'échantillon PG-A (non vieilli) (échelle de 20 µm)

Les imageries MEB des échantillons PE analysées ainsi que les résultats de l'analyse EDS sont reportées dans les Annexes 1 et 2.

L'effet du vieillissement magnétique sur les propriétés électromagnétiques est jugé irréversible dans la mesure où les mécanismes de précipitation le sont. En effet, pour éliminer les précipités et retrouver les propriétés initiales (avant précipitation), une remise en solution serait nécessaire. Toutefois, cette dernière n'agirait pas uniquement sur les précipités, mais elle pourrait, éventuellement, modifier d'autres paramètres microstructuraux du matériau (les contraintes résiduelles, tailles de grain, ...). Ainsi, l'état microstructural, résultant, du matériau ne correspondrait pas à son état initial, notamment celui issu du procédé de fabrication.

II.3.2. Effet du vieillissement sur la dureté mécanique

De même que pour les propriétés magnétiques, il est attendu que la présence des précipités de carbures impacte également les propriétés mécaniques. C'est pour cela que l'effet du vieillissement thermique a été analysé à l'aide de tests de dureté mécanique Vickers. Les résultats des mesures de dureté des échantillons PG et PE sont reportés dans Figure IV. 8. Les valeurs présentées sont moyennées à partir de cinq mesures et l'intervalle de confiance est calculé à partir de l'écart types entre ces mesures. Compte tenu de l'intervalle de confiance de mesure, la dureté mesurée sur les échantillons PE ne permet pas de tirer de conclusion. Cependant, la dureté des échantillons PG évolue de manière significative. Elle augmente jusqu'à une valeur maximale (143 HV) pour 21 heures de vieillissement, ce qui coïncide avec la valeur la plus élevée de l'indice de vieillissement. Après 40 heures de vieillissement, la dureté chute d'environ 40 HV. Ce comportement sera discuté dans la partie suivante.

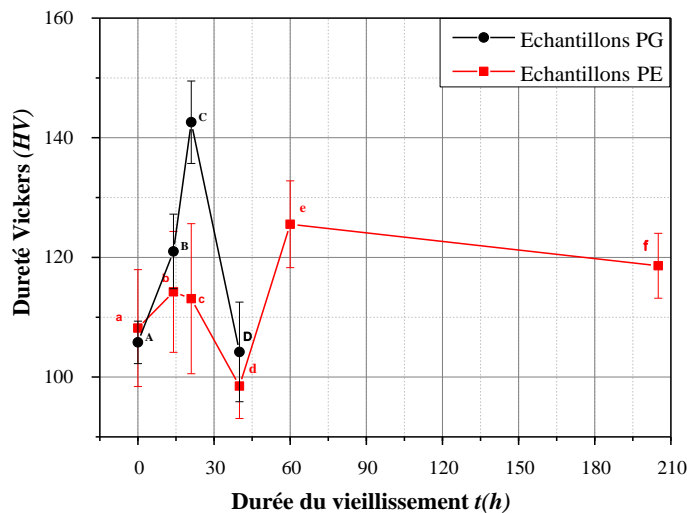


Figure IV. 8 : Évolution de la dureté Vickers (charge de 3 kg) en fonction de la durée du vieillissement pour les échantillons PG et PE

Dans cette première partie, nous avons mené une étude expérimentale du vieillissement magnétique sur des échantillons extraits du plateau de la roue polaire. Les résultats obtenus ont montré une évolution des propriétés magnétiques, notamment une augmentation du champ coercitif et des pertes par hystérésis. A l'échelle de la microstructure, des précipités de carbures ont été observés après vieillissement. Ces différents effets observés sont analysés par la suite dans le but de mieux comprendre la cinétique du vieillissement.

Deuxième partie : Analyse du vieillissement magnétique de la RP

Dans cette partie, nous proposons une analyse des effets observés expérimentalement. Ceci nous amènera, dans un premier temps, à mieux clarifier la cinétique et les mécanismes du vieillissement, particulièrement la diffusion du carbone et la formation des précipités. L'objectif est aussi de lier les phénomènes microscopiques et leurs conséquences sur le comportement macroscopique, notamment l'augmentation des pertes par hystérésis et l'évolution de la dureté mécanique. Dans un second temps, nous passerons de l'analyse du vieillissement du matériau à celle du vieillissement du produit roue polaire et de son éventuel impact sur la machine à griffes.

I. Cinétique du vieillissement de la RP

I.1. Précipitation et ancrage des parois de domaines

I.1.1. Généralités sur la cinétique de précipitation

Au vu de l'état de l'art (*Cf.* Ch 1. Deuxième partie II.2) et des résultats présentés précédemment (*Cf.* Ch 4. Première partie II.3.1), l'origine du vieillissement est associée à l'apparition des précipités, dans notre cas des précipités de carbure. En général, la précipitation se déroule selon trois régimes : germination, croissance et coalescence [39] que nous détaillons pour le cas des carbures :

► Germination : La sursaturation de la solution solide (ferrite α) en carbone induit une force motrice de germination. Les atomes de carbone en sursaturation et de fer se déplacent via les mécanismes de diffusion et se regroupent pour former des particules, préférentiellement sur les défauts de structure tel les lacunes et les dislocations et on parle alors de particules intragranulaires et de germination homogène, ou sur les joints de grains (particules intergranulaires et de germination hétérogène) [39]. Le rayon de ces particules varie, mais seules les particules dont le rayon est plus important qu'un certain rayon critique caractéristique de la germination peuvent grossir, les autres disparaissent. La vitesse de cette étape dépend des paramètres temps et température. En effet, plus la température est importante et plus la germination est rapide. De plus, à une température constante (condition isotherme), la vitesse de germination décroît avec le temps en raison de l'appauvrissement de la ferrite α en élément de carbone en soluté. Comme on peut le voir sur la Figure IV. 9, qui dresse les profils d'évolution des paramètres caractéristiques de précipitation au court du vieillissement, pendant le régime de germination, la densité des précipités augmente largement tandis que le rayon moyen et la fraction volumique varient très peu.

► Croissance : Dès que le rayon d'une particule dépasse le rayon critique de germination, la croissance de la particule commence. Ce régime fait intervenir le transfert des atomes de carbone et de fer à travers l'interface précipité (carbures) / matrice (ferrite α). Il est contrôlé par le phénomène de diffusion. Ainsi, la cinétique de ce régime dépend bien de la température et de la concentration de carbone en sursaturation. En effet, à température élevée les mécanismes de diffusion sont plus rapides et la vitesse de croissance est plus importante.

Toutefois, avec le temps, la concentration en carbone sursaturé diminue entraînant une baisse de la vitesse de croissance. Pendant la phase de croissance, le rayon moyen des précipités et leur fraction volumique augmentent considérablement alors que la densité des précipités est constante (Figure IV. 9).

► **Coalescence** : Après une étape de croissance importante, la force motrice initiale liée à la sursaturation de la ferrite α en carbone devient très faible. Pour minimiser leur énergie de surface les particules coalescent. Par conséquent, les petits précipités disparaissent au profit des gros précipités [134]. Durant ce régime le rayon moyen des précipités s'accroît. La densité des précipités diminue alors que leur fraction volumique reste constante, Figure IV. 9.

Il faut aussi noter que la cinétique et le développement de ces régimes dépendent de différents paramètres microstructuraux principalement les défauts de structure du réseau cristallin (densité de dislocation et taille des grains...).

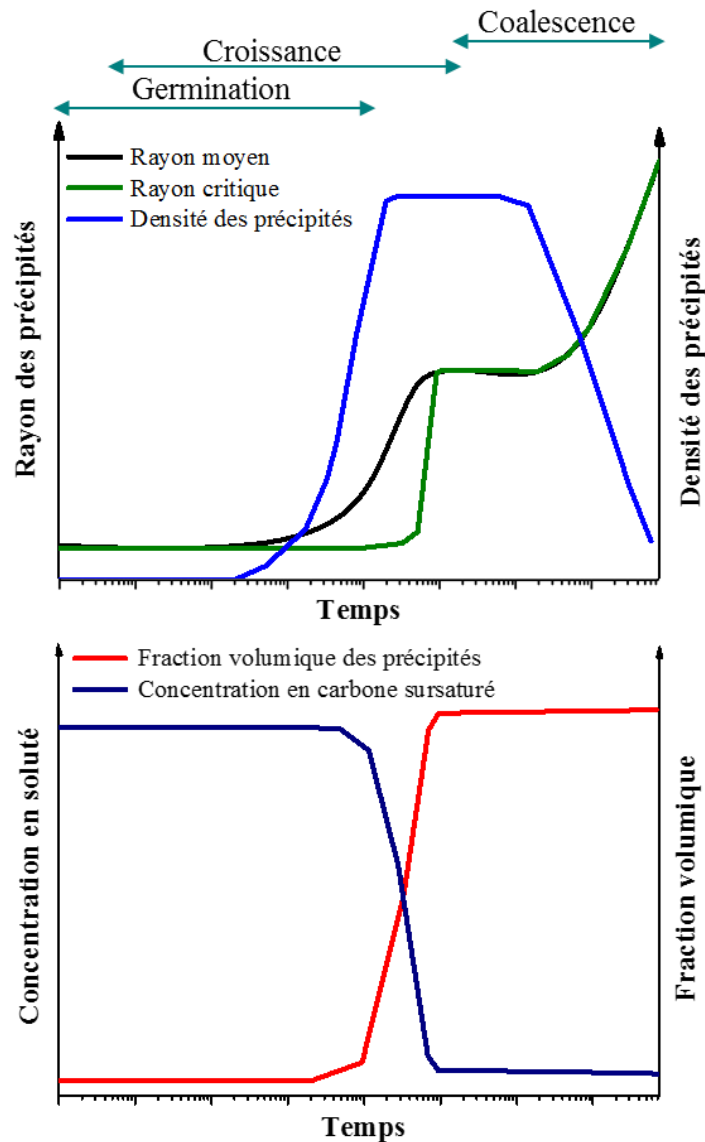


Figure IV. 9 : Profils d'évolution avec le temps de certains paramètres d'état des précipités

I.1.2. Interaction entre précipités et parois de domaines

Les précipités ainsi formés représentent des obstacles supplémentaires qui gênent le mouvement des parois de domaines. L'interaction précipités/parois donne naissance à des structures secondaires dite « structures de fermeture ». La formation de cette structure a pour but de minimiser l'énergie de paroi lorsqu'elle se trouve piégée par le précipité. Comme le montre la Figure IV. 10, la structure de fermeture se développe autour du précipité en interaction avec la paroi à proximité. Puis sous la pression du champ magnétique la paroi se libère du précipité [46]. Toutefois, les précipités ne sont pas tous égaux devant une paroi : leur effet est bien plus lié à leur taille, leur fraction et leur nombre qu'à leur nature.

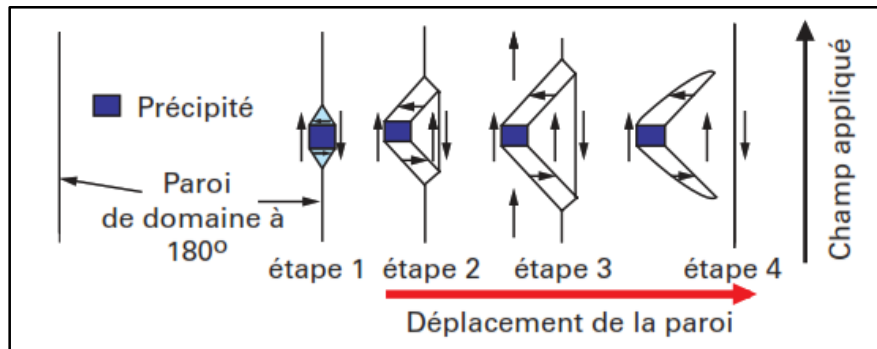


Figure IV. 10 : Interaction entre précipités et parois de domaines et formation d'une structure de domaines de fermeture autour d'un précipité [46].

En conséquence des mécanismes d'apparitions des précipités et de leur interaction avec les parois de domaines, l'impact sur les propriétés magnétiques, autrement dit la cinétique du vieillissement, peut être contrôlée par un ou plusieurs des paramètres caractéristiques de l'état des précipités (nature, fraction, densité, texture et/ou taille des particules...). D'après la littérature (Cf. Ch1. Deuxième partie) la fraction volumique et la taille des précipités ont un effet sur les propriétés magnétiques. En effet, d'une part, il a été rapporté que les précipités dont la taille est proche de l'épaisseur de la paroi du domaine présentent l'effet d'ancrage le plus important lors du déplacement des parois de domaines [14], [108]. D'autre part, en se basant sur la théorie de l'inclusion de Louis Néel [14], l'augmentation du champ coercitif est proportionnelle à la fraction volumique F_v des précipités.

$$\Delta H_c = \frac{a \mu_0 M_s^2}{12 B_{max}} F_v \quad (\text{Eq IV. 2})$$

avec μ_0 la perméabilité au vide, M_s l'aimantation à saturation, B_{max} l'induction maximale et a un facteur dépendant de la taille des précipités et de l'épaisseur de la paroi du domaine [13], [14].

I.2. Cinétique de vieillissement au sein de la RP

I.2.1. Diffusion du carbone

En considérant que le vieillissement du matériau roue polaire ne peut avoir lieu sans la précipitation des carbures, on déduit donc qu'il ne peut se produire que si la diffusion du

carbone le permet. Autrement dit, si la diffusivité du carbone à 180°C est assez importante pour pouvoir parcourir la distance qui sépare l'atome de carbone d'un site favorable de précipitation (par exemple dislocation). Ce qui permet ainsi de former ou compléter une précipitation.

En effet, les mécanismes de diffusion du carbone sursaturé dans la ferrite α sont thermiquement activés et suivent une loi de type Arrhénius qui s'écrit :

$$D = D_0 \cdot e^{(-Q/RT)} \quad (\text{Eq IV. 3})$$

avec D le coefficient de diffusion, caractéristique de la diffusivité (mobilité) des atomes (carbone interstitiel) dans une matrice (ferrite α) à une température définie, D_0 une constante appelée facteur de fréquence, Q l'énergie apparente d'activation du processus de diffusion, R la constante des gaz parfaits et T la température absolue (en Kelvin).

Au cours du traitement de vieillissement à 180°C (453 K) du matériau de la roue polaire, le carbone sursaturé se déplace vers les défauts cristallins (lacune, dislocation ou joint de grain). Sa diffusivité dans la ferrite α , calculée à partir de l'équation (Eq IV. 3) est de $4.22 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ (avec $D_0 = 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ et $Q = 79,5 \text{ kJ} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [39]). Aussi, selon les lois macroscopiques de la diffusion, lois de Fick, la distance de diffusion est proportionnelle à \sqrt{Dt} . En considérant 21 heures de traitement thermique à 180 ° C, la distance parcourue par les atomes de carbone qui diffusent est d'environ 5.65 μm [39]. Sachant que les précipités peuvent se former sur les lacunes et les dislocations, la distance microstructurale calculée semble être cohérente surtout qu'après être forgé et non recuit, le matériau roue polaire est riche en dislocations. On peut ainsi conclure que lors du vieillissement thermique à 180°C, les atomes de carbone peuvent diffuser pour former ou compléter des précipités de carbures de préférence en dislocations [135]. Ceci explique les précipités intra granulaires observés sur les Figure IV. 5 et Figure IV. 6.

1.2.2. Précipitation des carbures

Pour justifier la possibilité d'une éventuelle précipitation de carbures à la température de fonctionnement de la roue polaire, et illustrer le lien vieillissement-précipitation dans notre cas, la Figure IV. 11 donne le diagramme Temps Température Précipitation (TTP) d'un acier bas carbone ($[\text{C}] = 0,046 \%$, $[\text{Mn}] = 0,35 \%$) proche de la nuance du matériau constitutif de la roue polaire. Ce diagramme fournit des données importantes sur les plages de températures et de temps critiques pour la précipitation durant les traitements thermiques. Il diffère selon la composition chimique de l'acier et son état microstructural. Toutefois, sachant que les deux matériaux, l'acier bas carbone associé au diagramme TTP de la Figure IV. 11 et l'acier roue polaire, sont des nuances proches, le diagramme affiché donne une idée qualitative et non quantitative sur le diagramme TTP du matériau roue polaire. Il montre que, pour un traitement thermique à 180 °C, la température est assez importante pour permettre la précipitation des carbures. En effet, en raison de la présence de silicium, la précipitation de la cémentite est retardée. Ainsi, dans un premier temps, ce sont les carbures métastables ϵ qui se forment. Ils vont par la suite transiter avec le temps en cémentite Fe_3C . Aussi, d'après ce diagramme, après

21 heures de vieillissement à 180°C, une grande quantité (90%) de cémentite a pu précipiter dans le matériau.

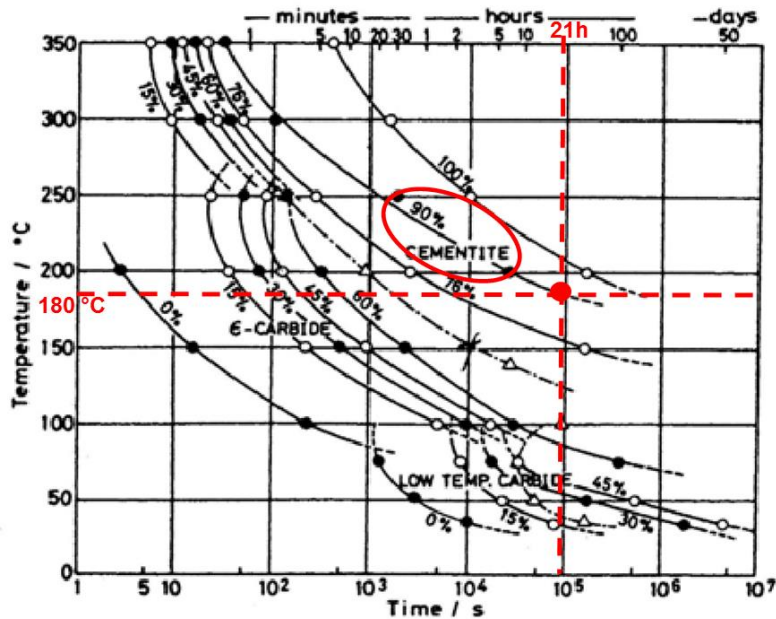


Figure IV. 11 : Diagramme temps température précipitation (TTP) d'un acier bas carbone ($[C] = 0,046 \%$, $[Mn] = 0,35 \%$) [65]

I.2.3. Cinétique du vieillissement magnétique

Les précédents éléments montrent que le vieillissement est le résultat des effets combinés de la taille et de la fraction volumique des précipités. Ceci pourrait expliquer davantage l'évolution des indices AI_{hys} observés sur la Figure IV. 4.

Trois étapes peuvent être distinguées Figure IV. 12. La première présente l'état d'initiation (7 premières heures). À ce stade, le carbone commence à diffuser et à former des précipités. Leur fraction et leur taille étant encore relativement faibles, leurs effets sur les propriétés magnétiques sont donc limités. Cette étape est suivie d'une augmentation rapide de l'indice du vieillissement (entre 7 heures et 9 heures) qui correspond à la phase de croissance des précipités. La taille des précipités augmente de manière significative, conduisant à une augmentation de la fraction volumique. Les effets d'ancrage des parois de domaines deviennent de plus en plus forts. En revanche, la solution solide s'appauvrit en carbone (réduction du carbone sursaturé). La fraction volumique maximale des précipités est atteinte et sa valeur reste constante même en cas de coalescence. Quant à la taille des précipités, une fois qu'elle dépasse l'épaisseur de la paroi du domaine, elle ne peut plus provoquer davantage de dégradation [12], [14], [108]. Ceci explique la tendance à la stabilisation observée après 21 heures de vieillissement sur la Figure IV. 4.

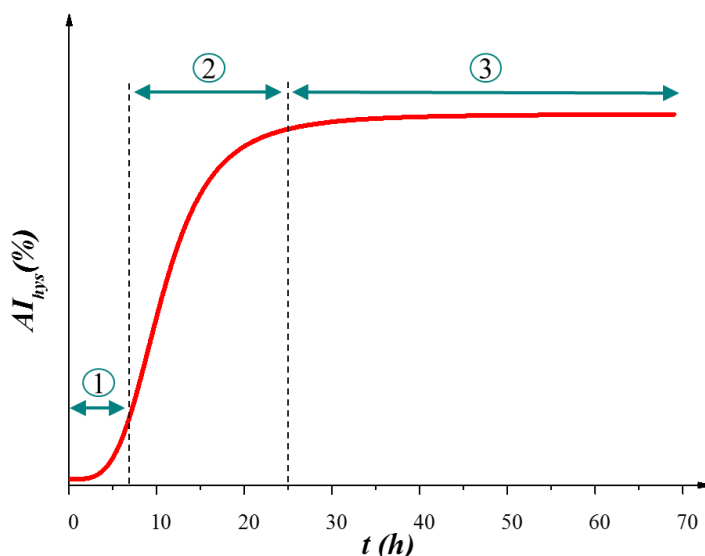


Figure IV. 12 : Illustration des trois étapes de la cinétique du vieillissement

Le même comportement a été observé sur des tôles dans [12], [13], [15]. En particulier dans [12] des tôles semi-traitées et recuites, dont la composition chimique (0,034% C et 0,012% Si) est proche de celle du matériau de la roue polaire, ont été vieillis thermiquement à 150 °C. La valeur de l'indice de vieillissement la plus élevée n'a été atteinte, dans ce cas, qu'après plus de 100 heures de traitement. La différence dans la durée de la cinétique du vieillissement entre cette étude et le cas de la roue polaire, serait principalement due à la différence des températures des traitements de vieillissement. La précipitation étant un phénomène thermiquement activé, il est commun qu'à 150°C la cinétique soit moins rapide qu'à 180°C. De plus, si on considère l'état microstructural des deux matériaux, notamment leurs densités de dislocations, on peut s'attendre aussi à une différence. En effet, une densité élevée de dislocations multiplie les sites favorables à la précipitation et on note que dans [12] la tôle a subi un recuit préalable au vieillissement conduisant à une réduction des dislocations. On peut alors s'attendre à une cinétique plus lente dans ce cas que dans celui de la roue polaire. Cette comparaison illustre l'influence des paramètres température et densité de dislocations non pas sur l'évolution des propriétés magnétiques mais sur la durée de la cinétique du vieillissement.

I.3. Vieillessement et durcissement mécanique

La dureté mécanique est aussi un paramètre macroscopique qui est influencé par la précipitation. On cite en particulier « Le durcissement par précipitation » [39], et pour les aciers bas carbone, le « Bake hardening » [136]. Toutefois, il faut être prudent, car la précipitation peut aussi avoir comme effet un « adoucissement » et une diminution de la dureté. En effet, et comme expliqué dans (Cf. Ch1. Deuxième partie II.2.4), la dureté est influencée par deux phénomènes qui agissent de façon opposée. D'une part la précipitation des carbures conduit à une augmentation de la dureté. D'autre part, cette précipitation des carbures est forcément accompagnée par une réduction (appauvrissement) du carbone en solution solide, ce qui implique une réduction de la dureté. Ces effets opposés peuvent expliquer l'augmentation puis la baisse de la dureté, à $t = 40h$, notée sur les échantillons PG dans la Figure IV. 8. Un comportement similaire a également été observé par Oliveira Júnior *et al.* [15] avec une

différence significative. En effet, Oliveira Júnior *et al.* ont noté que les pics de vieillissement, mesurés à partir de la dureté Vickers, sont atteints beaucoup plus tôt que la valeur maximale mesurée à partir des pertes magnétiques. Toutefois, dans notre cas, les échantillons PG voient les deux pics (de dureté et des pertes magnétiques) qui coïncident autour de 21 heures de traitement de vieillissement.

Si on souhaite établir un lien entre l'effet du vieillissement magnétique correspondant à l'augmentation des pertes et la dureté mécanique, il est nécessaire de comparer les mécanismes physiques à l'origine de ces effets. Dans ce cas, même si la cause des deux effets est la même c'est à dire le phénomène de précipitation de carbone, un facteur d'échelle sur la taille des particules est à prendre en compte. En effet, la taille critique des précipités de carbures qui perturbent le mouvement des dislocations est beaucoup plus petite que la taille qui empêche le mouvement des parois du domaine magnétique. Et si on ajoute à cette différence la sensibilité de la dureté (ce qui n'est pas le cas des pertes magnétiques) à la teneur en carbone sursaturé dans la ferrite α qui diminue au court du vieillissement magnétique, on pourrait en conclure que finalement les mécanismes impactant les propriétés magnétiques et la dureté mécanique ne sont pas si corrélés que cela. Ainsi, il serait donc difficile de lier les évolutions du vieillissement magnétique et de la dureté mécanique.

II. Vieillissement du matériau RP au sein de la machine à griffes

Dans cette section, nous allons nous intéresser au vieillissement de la roue polaire en tant que pièce hétérogène puis en tant que noyau magnétique du rotor de la machine à griffes.

II.1. Hétérogénéité du vieillissement au sein de la RP

L'hétérogénéité de la roue polaire est l'un des verrous et des particularités de l'étude de cette pièce. Ce caractère résultant du processus de fabrication de la pièce qualifie la microstructure de son matériau constitutif et se manifeste aussi au niveau des propriétés magnétiques (Cf. Ch2. Deuxième partie. III). Cela peut donc conduire à des différences sur l'évolution de l'indice du vieillissement d'un échantillon à un autre. Dans cette partie, nous allons analyser le comportement du vieillissement magnétique des échantillons issus du plateau (groupes PG et PE) au regard de leur microstructure. Aussi, pour compléter cette analyse, le vieillissement d'échantillons d'autres régions de la roue polaire sera évalué.

II.1.1. *Analyse du comportement au vieillissement des groupes PG et PE*

Afin d'étudier la différence entre les cinétiques de vieillissement des échantillons PG et PE, la taille moyenne de grains a été mesurée en utilisant la méthode d'interception moyenne des grains (AGI). La taille moyenne des grains mesurée sur six des douze échantillons (échantillons PG et PE compris), s'est avérée être tout à fait similaire. Celle-ci varie entre 26 et 29 μm . Donc, il a été conclu que la taille de grain ne pouvait pas être la cause de la différence observée entre les échantillons PG et PE notamment en termes des pertes.

Comme montré précédemment, en comparaison des échantillons PG les échantillons PE ont montré une évolution plus prononcée en termes de pertes fer suite au traitement de

vieillessement. On peut alors soupçonner que cette différence de comportement peut être expliquée par la précipitation des carbures qui aurait pu commencer dès le processus de fabrication de la roue polaire. En effet, juste après l'étape de forgeage à chaud ($\sim 1100\text{ }^{\circ}\text{C}$), la pièce magnétique encore chaude ($> 200\text{ }^{\circ}\text{C}$) est refroidie à l'air avant de suivre les autres étapes du processus. Par conséquent, compte tenu du caractère massif de la pièce, les régions proches de la surface, refroidissent plus rapidement que les autres. Notamment, la région où les échantillons PE ont été extraits (près du bord radial) est susceptible de refroidir plus rapidement que la région où les échantillons PG ont été prélevés (à côté des griffes). Ainsi, au court du processus de fabrication, on peut supposer que la vitesse de refroidissement est plus lente là où les échantillons PG sont prélevés. Par conséquent, l'activation thermique serait plus importante pour déclencher la précipitation des carbures dans ces échantillons. Pour vérifier cette hypothèse, une image microstructurale de l'échantillon PG-A non vieilli est présentée sur la Figure IV. 7. Il est remarquable de constater que les taches blanches, représentant les carbures, existent avant même le traitement de vieillissement. En revanche, l'imagerie de l'échantillon PE non vieilli donnée sur la Figure IV. 5-(1), avait montré une quantité plus faible et très limitée des précipitations. Par conséquent, on peut conclure alors que le vieillissement magnétique des échantillons PG a sûrement dû commencer lors de la fabrication de la pièce. Ceci explique pourquoi la dispersion initiale (Cf. Tableau IV.3) entre les pertes des deux lots d'échantillons est plus importante pour les échantillons PG.

Pour souligner ce résultat et faire le lien avec les grandeurs macroscopiques, les pertes spécifiques des échantillons PE et PG ont été comparées. Sur Figure IV. 14 on trace l'évolution des pertes totales à 1T et à 20Hz en fonction du temps du vieillissement. On remarque clairement que tous les échantillons ne partent pas du même point mais convergent tous vers la même valeur. Cette observation renforce l'hypothèse d'une pré-précipitation dans les échantillons du groupe PG et en particulier les échantillons PG-E et PG-F pour lesquels nous n'avons pas noté de vieillissement

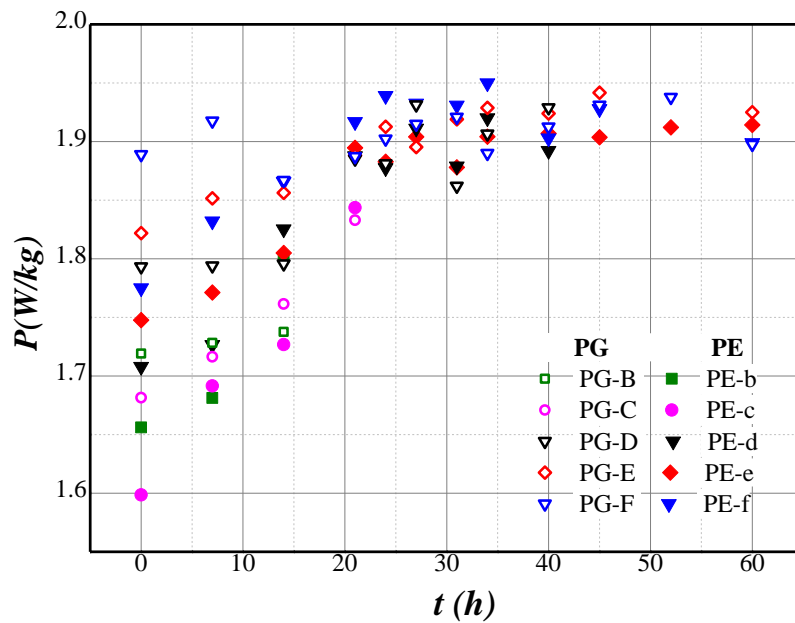


Figure IV. 13 : Evolution des pertes spécifiques (1T-20 Hz) des échantillons PG et PE le long du vieillissement à 180 °C.

Pour vérifier ce point pour d'autres niveaux d'induction, les pertes spécifiques des échantillons avant et après vieillissement ont été comparées. Sur la Figure IV. 14, les pertes magnétiques des échantillons PG- (D, E et F) et PE- (d, e et f) avant et après 30 heures de vieillissement sont comparées. On remarque qu'au-dessus d'un niveau d'induction de 0,8 T, les courbes des pertes, mesurées avant vieillissement, montrent des écarts entre les deux groupes d'échantillons PG et PE. Toutefois, après vieillissement, la dispersion entre les courbes des pertes diminue. Comme le montre la Figure IV. 14-(2), les courbes des pertes montrent une tendance globale à converger vers les mêmes valeurs finales. Par exemple, à un niveau d'induction magnétique de 1 T, le coefficient de variation passe de 5% à moins de 2% (voir Figure IV. 15). Cette observation renforce l'hypothèse d'une pré-précipitation dans les échantillons du groupe PG et en particulier les échantillons PG-E et PG-F pour lesquels nous n'avons pas noté de vieillissement.

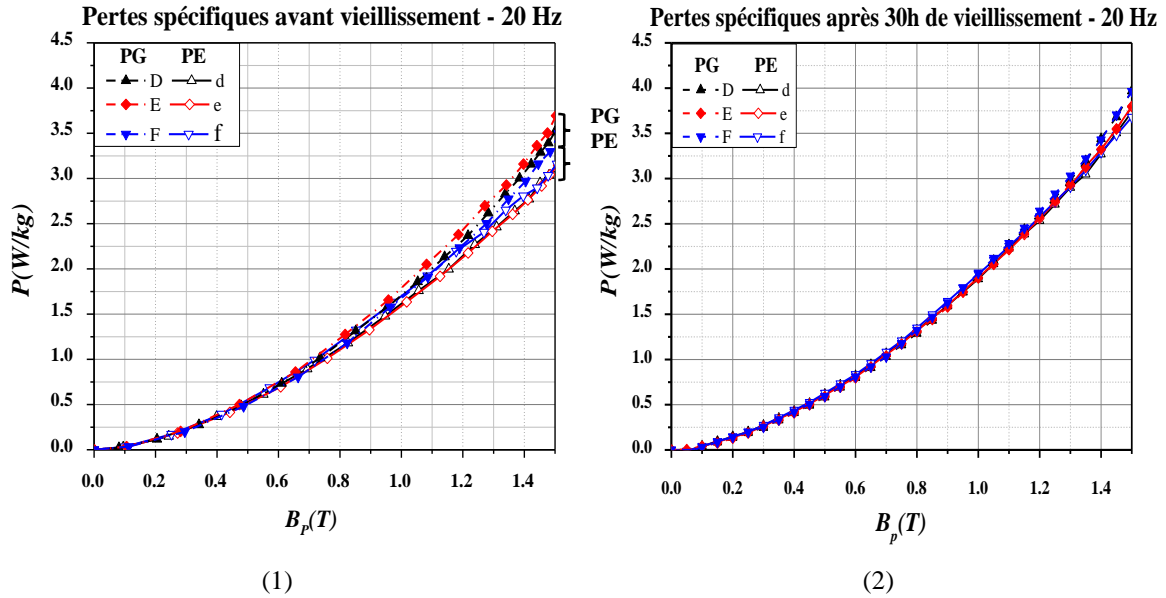


Figure IV. 14 : Pertes spécifiques d'échantillons PG et PE avant (1) et après (2) vieillissement à 180 °C mesurées avec le mini SST à 20 Hz.

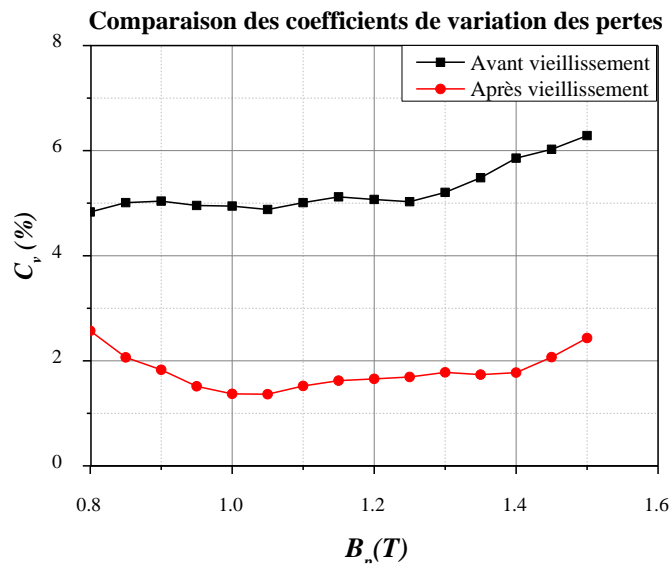


Figure IV. 15 : Evolution du coefficient de variation C_v des pertes avant et après vieillissement. Avec C_v , le rapport de l'écart type des pertes divisées par la valeur moyenne des pertes (tous les échantillons PE et PG sont considérés)

Ainsi, en raison d'une présence plus importante des précipités initialement formés lors du processus de fabrication de la roue polaire, les échantillons PG présentent déjà des pertes plus importantes que les échantillons PE avant vieillissement. Puis, suite au traitement de vieillissement appliqué, la précipitation des carbures reprend là où elle s'était arrêtée pour les échantillons PG à un stade qui était déjà très avancé, voire terminé. Par conséquent, les échantillons PE ont présenté un comportement plus sensible au traitement de vieillissement, et leurs pertes ont augmenté de manière plus significative que celles du groupe PG. Enfin, après la stabilisation des effets de vieillissement magnétique, puisque les compositions et la taille des grains des deux groupes d'échantillons sont les mêmes, les courbes des pertes des deux groupes d'échantillons tendent vers les mêmes valeurs.

II.1.2. Vieillesse dans le noyau et dans la griffe

Pour compléter l'étude du vieillissement de la roue polaire, deux échantillons extraits respectivement du noyau et de la griffe ont été soumis à un traitement de vieillissement à 180 °C sur une durée totale de près de 70 heures au cours duquel seules les propriétés magnétiques ont été caractérisées.

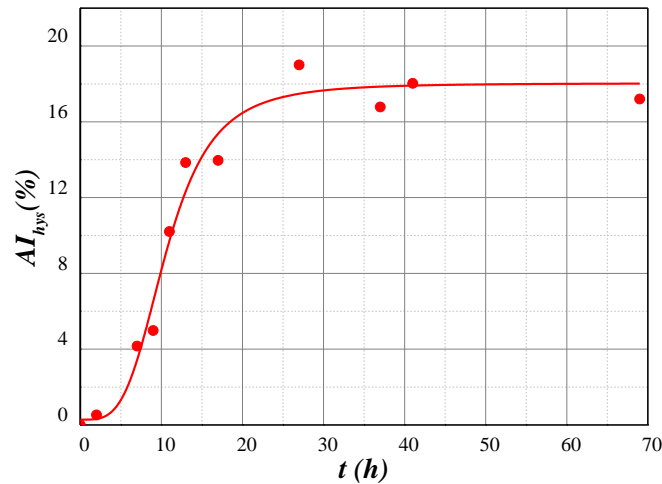


Figure IV. 16 : Evolution en fonction de la durée du traitement de vieillissement de l'indice de vieillissement des pertes par hystérésis de l'échantillon noyau (1 T)

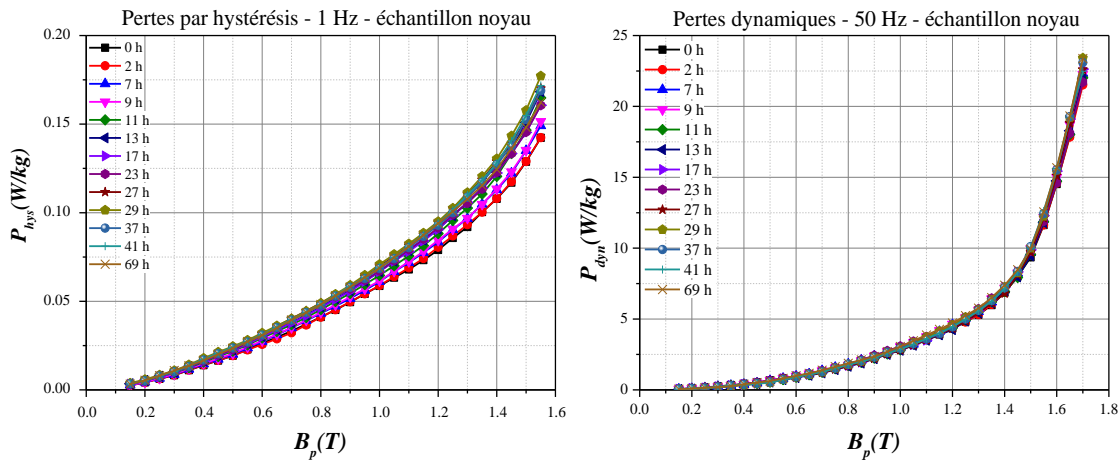


Figure IV. 17 : Evolution des pertes par hystérésis et des pertes dynamiques mesurées sur l'échantillon noyau après différentes périodes de vieillissement.

On reporte sur la Figure IV. 16 l'évolution de l'indice de vieillissement de l'échantillon noyau. On remarque que l'échantillon extrait du noyau vieillit et ses pertes augmentent d'environ 18 %. De plus, les effets du vieillissement observés sur les différentes propriétés magnétiques, notamment les pertes par hystérésis et les pertes dynamiques Figure IV. 17, de cet échantillon sont similaires à ceux notés précédemment sur les échantillons extraits du plateau.

En revanche, pour l'échantillon extrait de la griffe, la Figure IV. 18 montre l'évolution de l'indice de vieillissement. Les barres d'incertitude représentent l'étendue de mesure sur une dizaine de mesures de pertes. Compte-tenu de la dispersion et de la barre d'incertitude, aucune variation significative n'a été notée. On suppose alors que cet échantillon a déjà terminé son vieillissement au court de la fabrication de la pièce. En effet, cette zone est caractérisée par des grains très fins [1] et par conséquent une densité de joints de grains plus importante comparée aux autres zones de la pièce. Ce qui pourrait accélérer la cinétique du vieillissement vue l'effet des joints de grains sur la cinétique de précipitation [108].

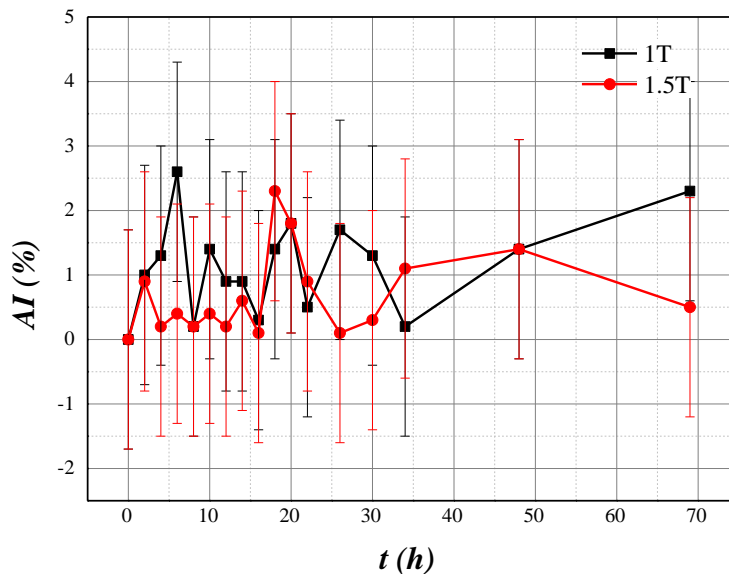


Figure IV. 18 : Evolution de l'indice de vieillissement de l'échantillon griffes calculé à partir des pertes spécifiques à 20 Hz pour 1 T et 1.5 T.

II.2. Impact du vieillissement sur la machine à griffes

Les résultats et analyses précédents ont mis en évidence l'effet du vieillissement thermique sur les propriétés magnétiques et microstructurales de l'acier de la roue polaire. En effet, on a noté que le vieillissement augmentait les pertes par hystérésis alors que la courbe normale n'est pas impactée. Dans cette partie, on s'intéresse à la roue polaire non pas en tant que matériau mais plutôt en tant que produit utilisé dans la machine à griffes. Pour cela, il faut répondre à la question : Quel impact aurait le vieillissement sur le fonctionnement de la roue polaire au sein de la machine à griffes ? Pour y répondre, il est indispensable de rappeler le fonctionnement de la roue polaire, noyau magnétique du rotor de la machine à griffes.

Lors du fonctionnement de la machine à griffes, la bobine d'excitation au rotor est alimentée par un courant continu. Par conséquent, les roues polaires sont polarisées en continu au niveau du noyau et du plateau. Elles guident le flux magnétique vers le stator. Du fait du mouvement de rotation du rotor, une variation locale d'entrefer ou de réluctance est créée par les encoches du stator. Ainsi, dans les griffes, en face d'une dent statorique la réluctance est plus faible et le flux magnétique est concentré (Cf. Tableau III. 9). Avec la rotation du rotor, les zones en face des dents changent constamment avec une fréquence élevée allant de 360 Hz à 3600 Hz, selon

le régime de fonctionnement, donnant lieu à des courants induits. S'agissant d'une pièce massive, et comme nous l'avons attesté dans le chapitre précédent (*Cf.* Ch3. Troisième partie), les pertes majeures dans les roues polaires du rotor sont des pertes dynamiques induites par la variation du flux à la surface des griffes.

On peut donc déduire que les propriétés électromagnétiques les plus influentes sur le fonctionnement de la roue polaire au sein de la machine à griffes sont sa courbe normale $B(H)$ et sa conductivité électrique. Or, nous avons montré que les effets du vieillissement thermique de la roue polaire n'avaient pas d'impact significatif sur ces deux propriétés. C'est pourquoi, l'influence du vieillissement du matériau constitutif de la roue polaire sur son fonctionnement et par suite sur les performances de la machine à griffes peut être finalement négligeable.

Toutefois, ce phénomène de vieillissement n'est pas susceptible de se manifester uniquement dans le cas du matériau roue polaire, et pas seulement au sein de la machine à griffes. En effet, ce phénomène a aussi été observé sur des tôles Fe 2%Si [15]. Donc les matériaux à base de tôles, et même avec une teneur plus importante en silicium, peuvent aussi être sujets au vieillissement magnétique. Notamment, le matériau constitutif du stator de la machine à griffes. Et, dans ce cas, vu le mode de fonctionnement du stator, ce vieillissement ne serait pas sans impact sur les performances, i.e. le rendement, de la machine à griffes. Ceci s'applique aussi pour les noyaux magnétiques dans les machines électriques en général. Il est donc crucial de pouvoir anticiper l'influence du vieillissement thermique sur les propriétés magnétiques, notamment les pertes par hystérésis, et de les prendre en compte dans la conception et la simulation des performances de la machine. Ainsi, la mise en place d'un modèle de pertes fer tenant compte du vieillissement magnétique est alors pertinente.

Nous avons analysé les résultats expérimentaux de l'effet du vieillissement sur les propriétés de la roue polaire. En somme, le vieillissement magnétique est la conséquence de mécanismes de diffusion et de précipitation des carbures. Sa cinétique dépend des paramètres microstructuraux tels que la taille et la fraction des précipités. La comparaison entre les résultats de deux groupes d'échantillons a révélé que le vieillissement magnétique du matériau a probablement débuté lors de la fabrication de la pièce mais se poursuit de manière hétérogène durant le fonctionnement de la machine. Dans la suite, ces résultats expérimentaux nous permettent de modéliser la cinétique du vieillissement magnétique à partir des modèles de cinétique de précipitations.

Troisième partie : Modélisation du vieillissement

Les résultats précédents, ainsi que les analyses associées, montrent que la cinétique du vieillissement est liée à celle de la précipitation des carbures dans la ferrite α . En conséquence, il est envisageable de développer un modèle basé sur la cinétique de précipitation pour décrire l'évolution des pertes au cours du vieillissement. C'est l'intérêt de cette partie, dans laquelle nous cherchons à modéliser la cinétique du vieillissement en exploitant les similitudes et les liens entre cette dernière et la cinétique d'évolution des précipités de carbures. Pour ce faire, nous allons rappeler dans un premier temps certaines notions métallurgiques sur la précipitation des éléments de seconde phase ainsi que les différents modèles existants qui décrivent la cinétique de précipitation. Ensuite, nous nous proposons de développer l'un de ces modèles et de le valider pour le cas de la cinétique du vieillissement d'échantillons massifs issus de la roue polaire.

I. Modèles de cinétique de précipitation

I.1. Modèles de cinétique de précipitation : Aperçu bibliographique

Beaucoup d'efforts ont été consacrés à la modélisation de la cinétique de précipitation. Plusieurs approches de modélisation ont été développées à différentes échelles :

- à l'échelle atomique (ou nanoscopique), on retrouve des méthodes numériques basées sur la physique statistique, notamment à partir de simulations Monte Carlo [137],
- à l'échelle mésoscopique, les méthodes à champ de phase [138] et dynamique d'amas sont utilisées [139],
- à l'échelle microscopique, [140]–[143]

Les modèles nano- et mésoscopiques sont lourds à développer, en particulier les modèles nanoscopiques car ils nécessitent la connaissance fine des potentiels d'interaction entre les différents atomes en présence. Nous nous intéresserons donc en particulier aux modèles microscopiques. Ces modèles utilisent les équations établies individuellement pour les trois régimes de cinétique de précipitation. Ces équations sont issues de la théorie classique de la germination (calcul de la force motrice et évaluation du taux de germination) et de la résolution de l'équation de la diffusion (Loi de Fick) tout en prenant en compte les effets des interfaces (Gibbs-Thomson) pour les phases de croissance et de coalescence. En effet, ces équations peuvent être combinées ou résolues numériquement pour donner l'évolution des caractéristiques moyennes des précipitations (rayon moyen, fraction volumique et densité des précipités). Ce type de modèle permet ainsi de prédire la cinétique de précipitation dans son ensemble. Parmi ces modèles nous citons :

- Le modèle JMAK (Johnson-Mehl-Avrami-Kolgomorov) qui permet de décrire uniquement l'évolution de la fraction volumique en fonction du temps [140].
- Le modèle à champ moyen qui décrit l'évolution de la fraction volumique, le rayon moyen et le nombre de précipités [141].

- Le modèle par classes : en plus des caractéristiques décrites par le modèle à champ moyen, le modèle par classes permet de décrire l'évolution de la distribution de la taille des précipités [142], [143].

Dans le cas de notre étude, nous disposons de peu de données expérimentales sur les précipités. Ainsi, nous nous orientons vers le modèle JMAK qui nécessite peu d'information tout en permettant de décrire la cinétique de précipitation conduisant au vieillissement magnétique.

I.2. Modèle JMAK

Le modèle JMAK [144]–[146] est un modèle phénoménologique qui a suscité, par sa simplicité et sa représentativité, de nombreux travaux. Il a été utilisé pour décrire la cinétique de différents phénomènes, comme la précipitation, la transformation de phase et la recristallisation. En général, ce modèle permet de décrire et de quantifier les phénomènes basés sur le processus de germination-croissance sans considération de la coalescence. Ce modèle est établi dans des conditions isothermes et suppose une microstructure simple et homogène. Il ne considère pas la taille de grains ou encore la texture. La germination est distribuée aléatoirement en volume sans considération des sites préférentiels potentiels pour l'apparition des nouveaux précipités.

Le modèle JMAK est basé sur une équation analytique simple de la forme :

$$Y(t) = 1 - e^{(-Kt^n)} \quad (\text{Eq IV. 4})$$

où :

- $Y(t)$ est le taux de transformation. Il est calculé à partir de la fraction volumique de précipités à l'instant t (F_v) divisée par la fraction volumique maximale,
- n est l'indice d'Avrami dépendant du mode de germination, sa valeur varie entre ~ 1 et 4 et est indépendante de la température. Il rend compte de la forme du précipité (mécanisme de croissance).
- K est appelée constante de vitesse. Ce paramètre dépend du nombre de sites de germination et de la vitesse de croissance, qui elle-même dépend de la température. Ce paramètre suit une loi d'Arrhenius et dépend aussi du coefficient de diffusion du carbone dans la ferrite α .

Pour élargir son domaine d'application, différents auteurs ont proposé des versions modifiées du modèle JMAK. Par exemple dans [147], il a été adapté aux conditions non-isothermes.

II. Approche de modélisation de la cinétique du vieillissement avec le modèle JMAK

Le travail que nous présentons par la suite a été réalisé en collaboration avec le laboratoire MSMP et plus particulièrement avec Dr Myriam DUMONT.

Dans cette partie nous utiliserons le modèle JMAK pour décrire l'évolution des pertes suite au traitement de vieillissement isotherme. Nous démontrons la validité de ce modèle dans le cas des échantillons issus de la roue polaire.

Au terme de l'analyse des mesures expérimentales d'investigation de vieillissement magnétique des échantillons de la roue polaire, il a été remarqué que:

- 1) Il existe un lien entre les pertes magnétiques P et la fraction volumique de précipités F_v . En particulier, les pertes par hystérésis sont liées au champ coercitif et l'équation (Eq IV. 2) montre une relation de proportionnalité entre ce dernier et la fraction volumique des précipités.
- 2) Les échantillons ont déjà subi une pré-précipitation suite aux procédés de fabrication (Cf. Deuxième partie II.1.1).
- 3) Après vieillissement, tous les échantillons convergent vers la même valeur de pertes magnétiques Figure IV. 14.

Ces trois constatations nous permettront par la suite de formuler et justifier les trois hypothèses suivantes et sur lesquelles nous allons fonder notre approche.

II.1. Hypothèses du modèle :

- (1) On suppose une relation de proportionnalité entre les pertes magnétiques P et la fraction volumique de précipité F_v .
- (2) On suppose que l'échantillon, dont les pertes avant vieillissement $P(t_0)$ sont minimales, est l'échantillon de référence qui subira un vieillissement complet c'est à dire que son état initial est vierge de tout vieillissement.
- (3) A une même température de traitement de vieillissement, la fraction maximale de précipités correspond à la fraction d'équilibre et cet équilibre devrait être le même pour tous les échantillons.

II.2. Formulation du modèle

On se basant sur l'hypothèse (1), on pose :

$$Y_i(t) = \frac{P_i(t) - P_{\min}}{P_{\max} - P_{\min}} \quad (\text{Eq IV. 5})$$

avec $Y_i(t)$ le taux de transformation (ou de précipitation) de l'échantillon d'indice i , $P_i(t)$ les pertes à l'instant t , P_{\max} la valeur maximale atteinte par les pertes sur l'ensemble des échantillons d'une même zone et P_{\min} la valeur minimale des pertes mesurées sur l'ensemble des échantillons avant traitement de vieillissement. Ainsi, à partir des équations (Eq IV. 4) et (Eq IV. 5), on considère que le taux de variation des pertes suit une loi JMAK :

$$\frac{P_i(t) - P_{\min}}{P_{\max} - P_{\min}} = 1 - e^{(-Kt^n)} \quad (\text{Eq IV. 6})$$

II.3. Identification des paramètres du modèle

Afin d'identifier les paramètres (n, K) du modèle, on utilise les données expérimentales, notamment les mesures réalisées sur les échantillons PE et sur lesquels l'impact du vieillissement était le plus visible. Ces données sont tracées sur la Figure IV. 19. Dans ce cas $P_{\max} = 1,93 \text{ W/kg}$ et $P_{\min} = P_{\text{PE-c}}(t_0) = 1,6 \text{ W/kg}$.

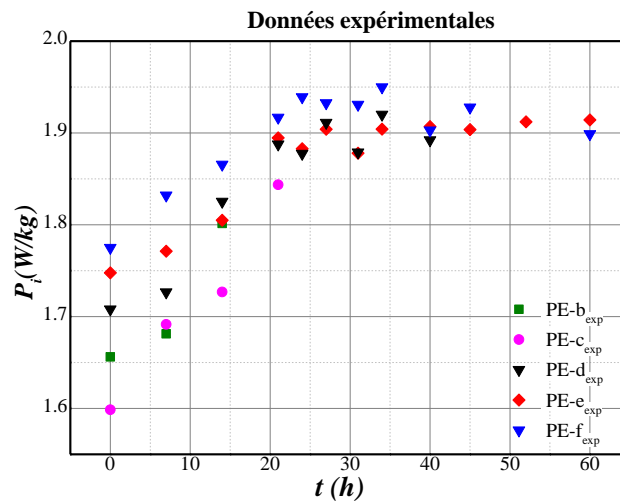


Figure IV. 19 : Données expérimentales des pertes magnétiques (1T-20Hz) des échantillons PE.

En appliquant l'équation (Eq IV. 5) aux mesures expérimentales de pertes, on obtient l'évolution expérimentale des taux de transformation des différents échantillons PE, Figure IV. 20.

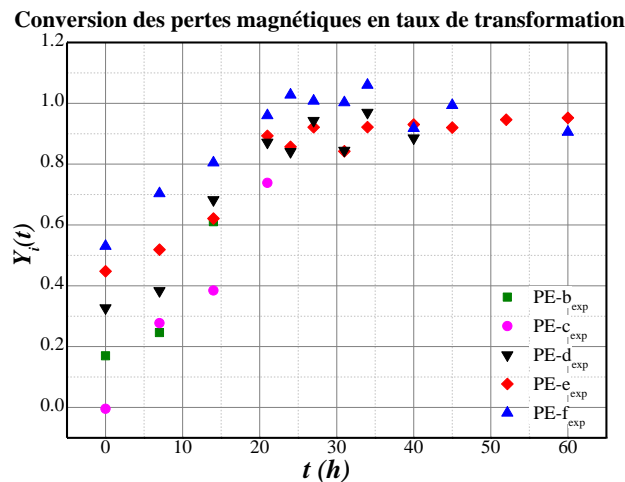


Figure IV. 20 : Conversion des pertes magnétiques en taux de transformation

Ensuite, on exploite l'hypothèse (2) en prenant en considération le fait que les échantillons, hors le PE-c, ont subi une pré-précipitation. En effet, l'échantillon PE-c qui a la valeur minimale des pertes avant vieillissement, est considéré comme l'échantillon de référence, qui suivra une cinétique complète de vieillissement. Ainsi, pour les autres échantillons l'instant t_i du déclenchement de la précipitation, et par conséquent le vieillissement, est différent de t_0 à laquelle les traitements de vieillissement en laboratoire ont commencé. Donc, on ramène les courbes $y_i(t)$ des échantillons vers une courbe maîtresse, qui les unit. Pour ce faire, on décale de l'origine les courbes des échantillons PE-(b, d, e et f) pour rejoindre la cinétique de l'échantillon de référence PE-c, et ce, en ajoutant un Δt_i qui dépend de l'échantillon (indice i) (Figure IV. 21). Les valeurs de temps de décalage de chaque échantillon sont reportées dans le Tableau IV. 5. De ce fait, la Figure IV. 22 montre les courbes des différents échantillons après le décalage en temps.

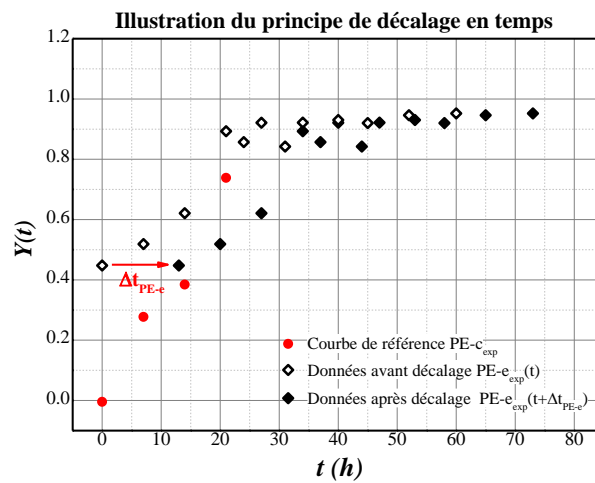


Figure IV. 21 : Illustration du principe de décalage en temps de l'origine de la courbe de l'échantillon PE-e pour rejoindre la cinétique de l'échantillon de référence PE-c

Tableau IV. 5 : Valeurs de décalage en temps pour chaque échantillon PE

Echantillon PE	B	c	d	E	F
$\Delta t_i \text{ (h)}$	7	0	13	17	20

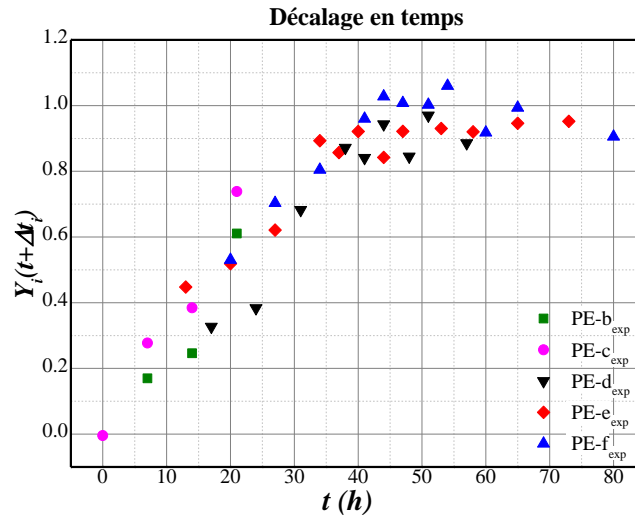


Figure IV. 22 : Décalage en temps pour former une courbe maîtresse

Après un léger développement mathématique de linéarisation l'équation (Eq IV. 4), avec considération du décalage en temps, devient :

$$\ln(-\ln(1 - Y(t + \Delta t))) = \ln(K) + n \ln(t) \quad (\text{Eq IV. 7})$$

Avec $Y(t)$ le taux de transformation de l'ensemble des échantillons. Il regroupe les données de tous les $Y_i(t)$. Ainsi, si on trace la première partie de cette équation $\ln(-\ln(1 - Y(t + \Delta t)))$ en fonction de $\ln(t)$, on trouve que les données expérimentales suivent une courbe de tendance plutôt linéaire (Figure IV. 23). A partir de cette courbe de tendance, on calcule les paramètres (n, K) du modèle, n étant la pente et $\ln(K)$ étant l'ordonnée à l'origine.

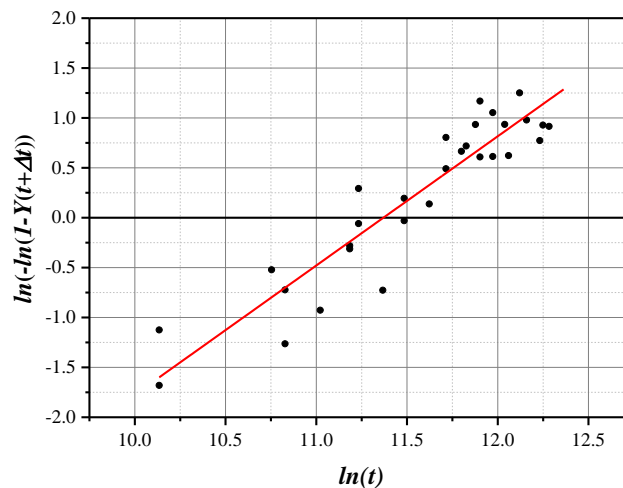


Figure IV. 23 : Détermination des paramètres du modèle JMAK

Pour les données sur le vieillissement magnétique du matériau de la roue polaire, on trouve $n = 1,29$ et $K = 4.10^{-7}$. Ces valeurs sont proches de celles données par la littérature relative à la précipitation des carbures dans les aciers [148]. Avec ces valeurs, on trace la courbe maîtresse du modèle (voir Figure IV. 24). Ainsi, avec les mêmes paramètres K et n , la loi JMAK

permet de représenter la cinétique du vieillissement des échantillons issus d'une même zone de la roue polaire. Cette loi est la même pour tous les échantillons PE. On déduit alors que ces échantillons suivent la même cinétique de vieillissement.

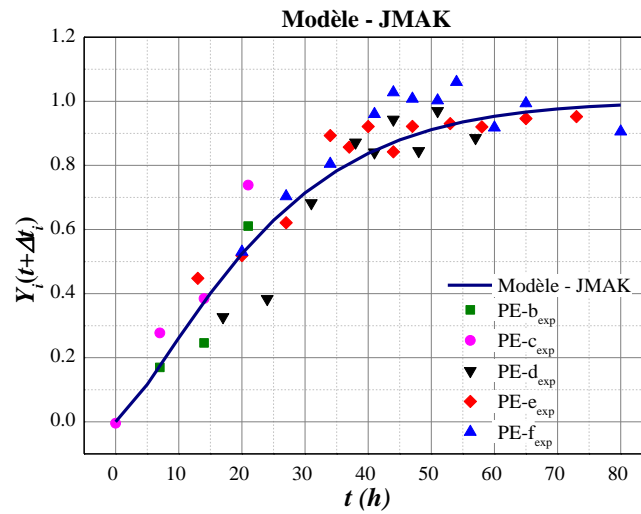


Figure IV. 24 : Comparaison entre la courbe maitresse du modèle et la courbe maitresse des données expérimentales.

II.4. Calcul des pertes

Une fois les paramètres du modèle définis, on peut donc calculer l'évolution des pertes pour l'ensemble des échantillons à partir de l'équation (Eq IV. 6). Le décalage en temps Δt est ensuite supprimé afin de retrouver les valeurs de pertes de chaque échantillon (i) calculées à partir du modèle en se plaçant dans le repère temporel des essais réalisés en laboratoire. Les pertes $P_i(t)_{mod}$ (Eq IV. 8) sont alors données par :

$$P_i(t + \Delta t_i)_{mod} = (1 - \exp(-K(t + \Delta t_i)^n)) \cdot (P_{max} - P_{min}) + P_{min} \quad (\text{Eq IV. 8})$$

Sur les Figure IV. 25 et Figure IV. 26 les courbes d'évolution, respectives, des pertes et de l'indice de vieillissement, données par le modèle sont comparées aux courbes expérimentales. On constate que le modèle est une très bonne première approche, simple, pour décrire l'évolution des pertes fer avec le vieillissement magnétique. Ce résultat permet de valider non seulement cette approche de modélisation mais aussi ses hypothèses pour les échantillons de la roue polaire.

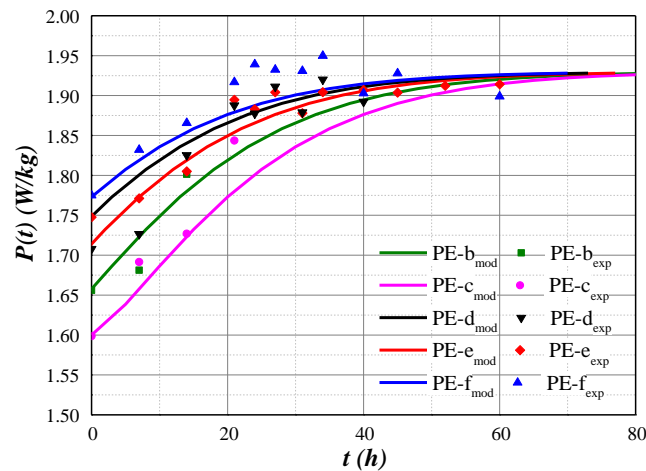


Figure IV. 25 : Comparaison entre les pertes magnétiques modélisées et les mesures expérimentales.

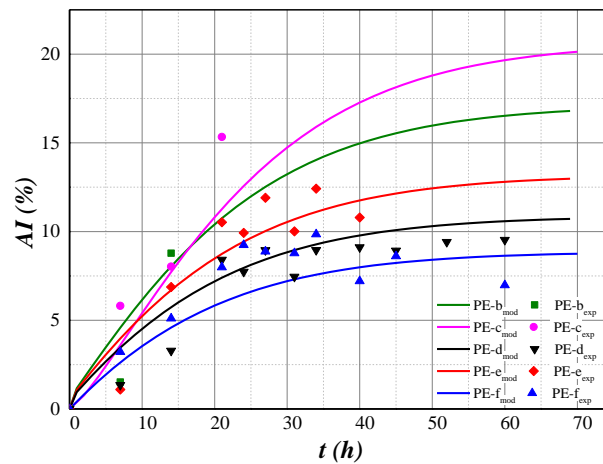


Figure IV. 26 : Comparaison entre les indices de vieillissement AI modélisés avec JMAK et ceux issus des mesures expérimentales

En guise de conclusion, avec les mêmes paramètres K et n , nous avons proposé un modèle qui permet de représenter la cinétique du vieillissement des échantillons issus de la roue polaire avec la loi JMAK. Cette loi est la même pour tous les échantillons PE. On déduit alors que, malgré l'hétérogénéité observée, ces échantillons issus d'une même région de la roue polaire et dont la taille de grain est la même, suivent la même cinétique de vieillissement.

III. Proposition d'intégration de la cinétique du vieillissement dans un modèle de pertes fer

Dans le but de prendre en compte l'effet du vieillissement sur les performances de la machine, il est important d'intégrer les paramètres de la cinétique du vieillissement dans un modèle de pertes fer utilisé pour la simulation des machines électriques. Pour répondre à ce besoin nous proposons par la suite d'intégrer le modèle JMAK dans une approche de type Steinmetz pour le calcul des pertes par hystérésis.

III.1. Modèle des pertes

D'après l'étude expérimentale d'investigation du vieillissement, il a été noté que l'augmentation des pertes totales lors du traitement thermique est principalement liée à la composante des pertes par hystérésis. Les pertes dynamiques sont quant à elles peu sensibles à ce phénomène. Afin de prendre en compte l'effet du vieillissement dans le modèle des pertes, il semble évident de se focaliser sur les pertes par hystérésis. Ces dernières peuvent être calculées selon le modèle de Steinmetz [149] par l'équation (Eq IV. 9)

$$P_{hys} = k_{hys} f B^\alpha \quad (\text{Eq IV. 9})$$

avec k_{hys} et α des paramètres dépendant du matériau considéré. Pour connaître lequel de ces deux paramètres est influencé par le vieillissement, les données de mesures sur l'échantillon noyau ont été exploitées. Ainsi, après séparation des pertes totales en pertes par hystérésis et pertes dynamiques, les données expérimentales des pertes par hystérésis ont été utilisées pour extraire les paramètres k_{hys} et α pour chaque instant t du vieillissement. Les évolutions de ces deux paramètres sont montrées dans Figure IV. 27. On remarque alors, que k_{hys} varie significativement le long du traitement de vieillissement et que le profil de son évolution est similaire à celui de l'indice du vieillissement AI . Par contre, aucune évolution significative n'est observée pour le paramètre α . Il peut donc être considéré comme constant $\alpha = 1.818$.

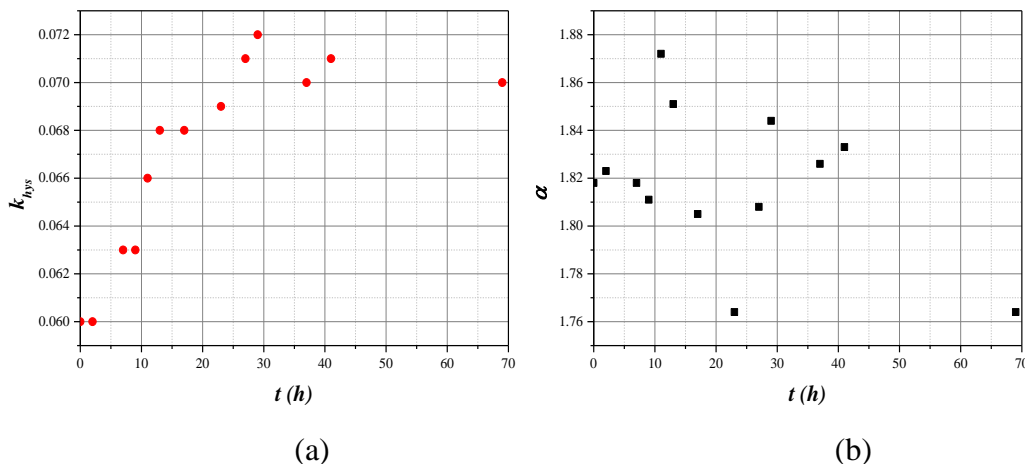


Figure IV. 27 : Evolution des paramètres (a) k_{hys} (en W.s.T^{-α} / Kg) et (b) α le long du vieillissement

III.2. Application du modèle JMAK au coefficient de pertes par hystérésis k_{hys}

En supposant que le coefficient des pertes par hystérésis k_{hys} est fonction linéaire du champ coercitif H_C qui lui-même est fonction linéaire de la fraction volumique des précipités F_v (Eq IV. 2), on applique la même approche explicitée précédemment (Cf. paragraphe II.2) pour calculer le taux de transformation (Eq IV. 10). Cette hypothèse peut être justifiée indirectement en s'appuyant sur des travaux de littérature [47], [150], qui démontrent indirectement une proportionnalité d'un côté entre les pertes par hystérésis et l'inverse de la racine carrée de la taille des grains et d'un autre côté entre cette dernière et le champ coercitif. Ainsi, en première approche les deux paramètres sont donc proportionnels.

$$Y(t) = \frac{k_{hys}(t) - k_{hys_{\min}}}{k_{hys_{\max}} - k_{hys_{\min}}} \quad (\text{Eq IV. 10})$$

avec $k_{hys_{\min}} = 0.0597$ (W.s. $T^{-\alpha}/Kg$) et $k_{hys_{\max}} = 0.07217$ (W.s. $T^{-\alpha}/Kg$). Une fois le calcul de $Y(t)$ réalisé, on identifie les paramètres K et n du modèle JMAK. On trouve $K = 2.52 \cdot 10^{-7}$ et $n = 1.39$. Sur la Figure IV. 28, on donne l'évolution de $Y(t)$ calculé à partir des données expérimentales de k_{hys} et celle issue du modèle JMAK identifié. Ainsi, on montre expérimentalement que le paramètre k_{hys} suit bien la loi JMAK.

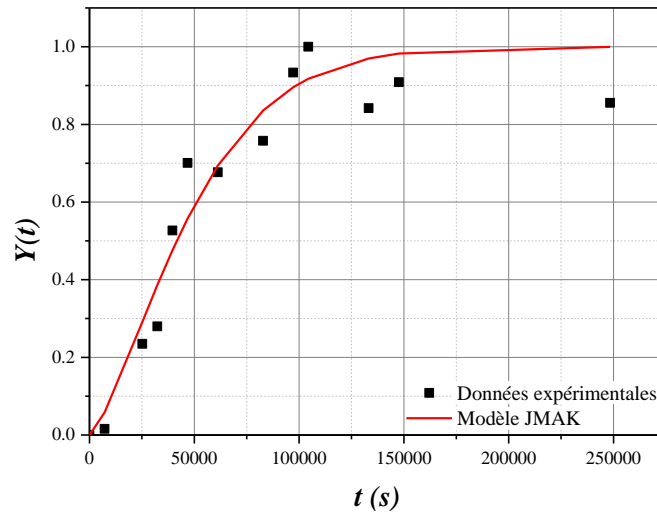


Figure IV. 28 : Comparaison entre le taux de transformation modélisés avec JMAK et celui issu des mesures expérimentales de k_{hys} .

- Détermination de k_{hys} à partir de JMAK

Enfin, l'évolution du paramètre k_{hys} peut être déterminée à partir de l'expression du taux de transformation. Ainsi, pour prendre en compte l'effet du vieillissement dans le modèle de pertes par hystérésis on exprime k_{hys} comme suit :

$$k_{hys} = (1 - e^{(-Kt^n)}) \Delta k_{hys} + k_{hys}(t_0) \quad (\text{Eq IV. 11})$$

où Δk_{hys} est la variation maximale de k_{hys} causée par le vieillissement et $k_{hys}(t_0)$ la valeur initiale de k_{hys} avant vieillissement.

Connaissant les paramètres du modèle définis sur l'échantillon noyau, on peut donc identifier l'évolution du coefficient en fonction du temps du vieillissement $k_{hys}(t)$ à partir du modèle JMAK, et ce, en appliquant l'équation (Eq IV. 11). Cette évolution est comparée, dans Figure IV. 29, à celle issue des données expérimentales. On déduit alors que le modèle permet bien dans un premier temps de décrire l'évolution de k_{hys} avec le vieillissement magnétique.

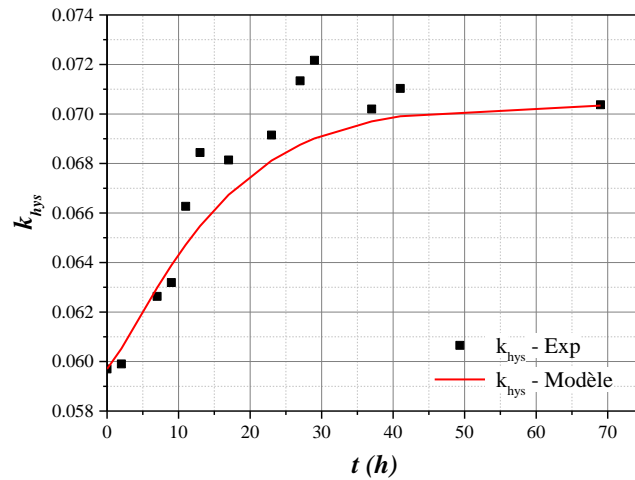


Figure IV. 29 : Comparaison entre k_{hys} (en $W.s.T^{-\alpha} / Kg$) issu des mesures expérimentales et celui calculées à partir du modèle JMAK.

- Calcul des pertes par hystérésis P_{hys}

La détermination de l'évolution du coefficient k_{hys} à partir du modèle JMAK est un atout important. Il permet dans un second temps de remonter vers les pertes par hystérésis. Ainsi, en appliquant, le modèle de Steinmetz (Eq IV. 9), avec $\alpha = 1.818$ (échantillon du noyau) et le k_{hys} déduit précédemment par le modèle à une fréquence de 1 Hz et une induction de 1 T, on retrouve l'évolution des pertes par hystérésis en fonction du temps du vieillissement. Puis, on la compare dans Figure IV. 30 aux pertes par hystérésis calculées expérimentalement.

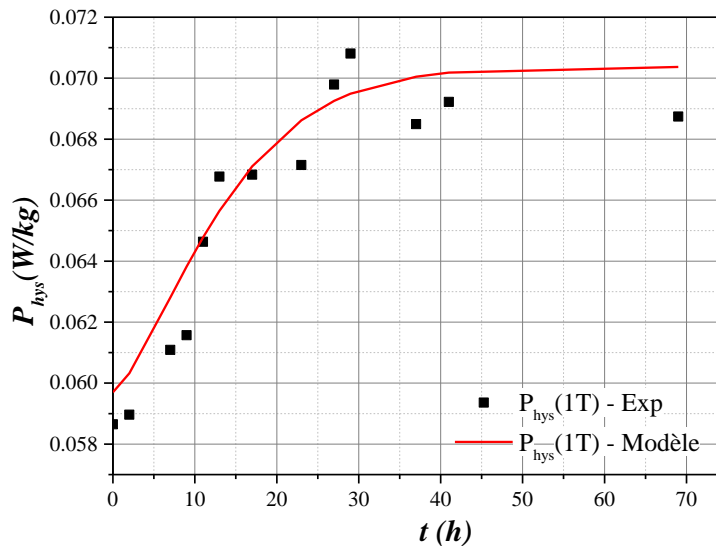


Figure IV. 30 : Comparaison entre les pertes par hystérésis $P_{hys}(1T, 1Hz)$ déterminées à partir des mesures expérimentales et celles calculées à partir du k_{hys} déterminé par le modèle JMAK

Le résultat montre qu'avec l'approche JMAK proposée, on peut prendre en compte l'influence du vieillissement sur les pertes par hystérésis et donc prédire leur valeur après une durée du vieillissement donnée.

- Calcul des pertes totales

Une fois les pertes par hystérésis déterminées par le modèle, les pertes totales ont été calculées à partir de l'équation (Eq IV. 12), et ce, en ajoutant les pertes dynamiques. En effet, vu que dans le cas roue polaire, les pertes dynamiques n'ont pas été influencées par le vieillissement, elles ont été considérées constantes $P_{dyn}(f, B, t) = P_{dyn}(f, B, t_0)$. Donc, elles sont supposées garder la même valeur qu'avant vieillissement.

$$P_{tot}(f, B, t) = P_{hys}(1 \text{ Hz}, B, t) * f + P_{dyn}(f, B, t_0) \quad (\text{Eq IV. 12})$$

Dans Figure IV. 31, on teste la compatibilité du modèle à prédire l'évolution des pertes totales à différentes fréquences 20, 50 et 100 Hz en fonction de la durée du vieillissement sur l'échantillon extrait du noyau de la roue polaire. On remarque que les données issues du modèle sont bien cohérentes avec les mesures expérimentales.

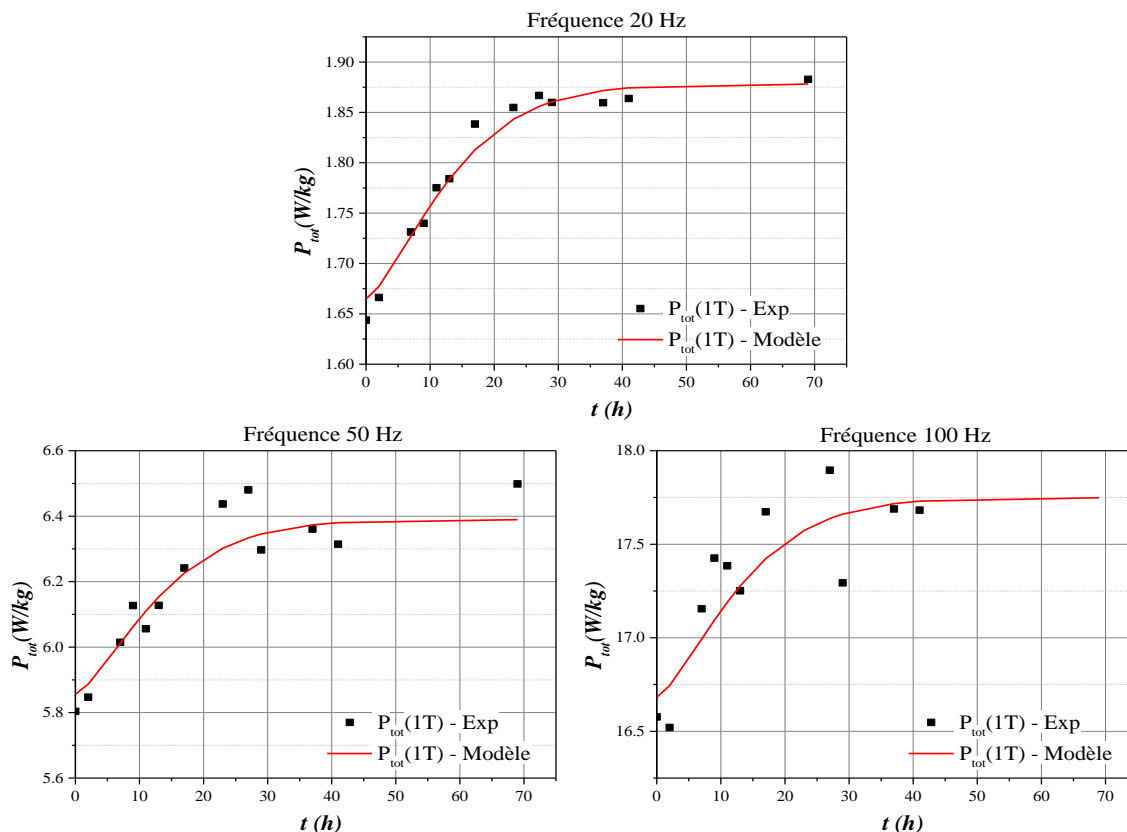


Figure IV. 31 : Comparaison entre les pertes totales $P_{tot}(1T)$ expérimentales et celles calculées à partir du k_{hys} déterminé par le modèle JMAK pour trois fréquences 20, 50 et 100 Hz.

En effet, comme le modèle JMAK permet de prédire l'évolution des pertes par hystérésis avec le vieillissement, et que les pertes par courants induits ne sont pas impactées et les pertes

excédentaires sont négligeables dans le cas de la roue polaire (Cf. Ch3. Première partie. II.3.1), il est normal que l'on retrouve des évolutions similaires entre les données du modèle et les données expérimentales. Toutefois, dans le cas d'un matériau présentant des pertes excédentaires non négligeables, on peut s'attendre à avoir un impact du vieillissement et une démarche similaire à celle proposée dans ces travaux peut être utilisée.

En somme, cette analyse permet de relier le modèle JMAK de précipitation avec un modèle de calcul de pertes couramment utilisé en Génie Électrique, et ce, en se focalisant sur la composante des pertes par hystérésis (deux paramètres k_{hys} et α) qui est la plus influencée par le phénomène de vieillissement. On montre expérimentalement que le paramètre k_{hys} varie selon le modèle JMAK alors que le paramètre α peut être considéré comme constant. En exploitant ces résultats, on peut alors exprimer l'évolution du paramètre k_{hys} à partir du modèle JMAK pour considérer l'effet du vieillissement et par suite remonter à l'évolution des pertes.

Nous avons présenté, dans cette partie, le modèle JMAK et la méthodologie utilisée pour l'adapter à l'évolution des pertes le long d'un vieillissement isotherme. Nous avons par la suite proposé d'intégrer ce modèle au modèle de pertes fer via le coefficient des pertes par hystérésis k_{hys} .

Cette proposition basée sur le modèle JMAK classique est une première approche qui permet de prendre en compte le phénomène de vieillissement magnétique dans un modèle de pertes fer. Elle peut néanmoins être améliorée si on souhaite généraliser son utilisation. Ainsi, dans le cas d'un matériau présentant des pertes excédentaires non négligeables, on peut s'attendre à avoir un impact du vieillissement et une démarche similaire à celle proposée dans ces travaux peut être utilisée. Par ailleurs, concernant l'aspect thermique, lors du fonctionnement des machines électriques les échauffements ne sont pas forcément isothermes. Il est donc nécessaire de réaliser des essais à différentes températures pour identifier un modèle tenant compte de l'histoire thermique. Dans ce cas, le modèle JMAK modifié [147], adapté aux conditions non-isothermes, peut être utilisé.

Dans ce chapitre, le vieillissement magnétique du matériau de la roue polaire a été investigué. L'étude est réalisée en caractérisant les propriétés de deux groupes d'échantillons soumis à un vieillissement thermique à 180 °C qui correspond à la température maximale de fonctionnement de la roue polaire. Les caractéristiques étudiées sont la conductivité électrique, les propriétés magnétiques, la microstructure du matériau et la dureté Vickers. Les résultats montrent que, lors du vieillissement thermique, les pertes par hystérésis et la dureté Vickers sont affectées par le vieillissement magnétique, alors que la conductivité électrique et la courbe normale B-H ne sont pas modifiées. Les analyses de microstructure ont montré que les précipités de carbures sont à l'origine du vieillissement magnétique. De plus, la comparaison entre les résultats de deux groupes d'échantillons a révélé que le vieillissement magnétique du matériau a certainement débuté lors de la fabrication de la pièce (procédé de forgeage à chaud).

Les effets maximaux du vieillissement ont été atteints après seulement 21 heures de vieillissement thermique. Par conséquent, le vieillissement magnétique peut se produire

rapidement pendant les premières heures de fonctionnement du dispositif. Toutefois, dans le cas de la machine à griffes, les roues polaires sont soumises à une excitation continue. Suite au mouvement du rotor devant les dents du stator, les pertes majeures dans le rotor sont des pertes dynamiques induites par la variation du flux à la surface des griffes. C'est pourquoi, l'influence du vieillissement sur les pertes par hystérésis peut être finalement négligeable. Néanmoins, pour d'autres applications dans lesquelles le noyau magnétique est exposé à une excitation AC, l'influence du vieillissement sur les propriétés magnétiques, notamment les pertes par hystérésis, doit être prise en compte dans la conception et la simulation des performances du dispositif de conversion d'énergie.

Enfin, à partir du lien entre vieillissement et précipitation des carbures, nous avons proposé une approche de modélisation de la cinétique du vieillissement basé sur la loi JMAK. Cette loi a été testée et validée pour les échantillons de la roue polaire. Enfin, nous proposons une première approche pour prendre en compte l'influence du vieillissement dans le modèle de pertes fer.

Conclusion générale

Ces travaux de thèse se sont focalisés sur l'effet de la température de fonctionnement de la roue polaire sur le comportement électromagnétique du matériau et sur les performances de la machine à griffes. Ils ont mis en évidence la nécessité de prendre en compte les effets des conditions de fonctionnement d'une machine sur les propriétés électromagnétiques de ses matériaux constitutifs afin d'obtenir une simulation plus réaliste de ses performances.

Dans une première étape, l'étude bibliographique menée sur le sujet a permis de définir les lignes directrices pour répondre à la problématique de la thèse. D'un côté, elle a permis de mieux définir la roue polaire, son rôle au sein de la machine à griffes ainsi que sa particularité qui la différencie des autres types de structures magnétiques majoritairement fabriqués à base de tôles. D'un autre côté, compte tenu de l'environnement de fonctionnement de la roue polaire, la température de fonctionnement de la pièce polaire peut atteindre 180°C. En conséquence, ses propriétés électromagnétiques changent. Cette modification peut être réversible et disparaître dès que la pièce a refroidi, ou bien irréversible introduisant le vieillissement magnétique du matériau.

Dans une deuxième étape, nous avons cherché à mieux connaître les propriétés électromagnétiques du matériau constitutif de la roue polaire. Trois contraintes majeures qualifiant la roue polaire ont été soulignées. Il s'agit de sa géométrie, de l'hétérogénéité de ses propriétés, conséquence des procédés utilisés pour sa fabrication, ainsi que de sa température de fonctionnement au sein de la machine à griffes. Compte tenu de ces contraintes, il était nécessaire de mettre en place une méthodologie spécifique de caractérisation électromagnétique en fonction de la température. Pour commencer, et en raison de l'hétérogénéité de la pièce, nous avons jugé nécessaire d'extraire des échantillons représentatifs de différentes zones de la pièce. La découpe par électroérosion à fil a été privilégiée au regard de son faible impact sur les propriétés électromagnétiques. Puis, trois zones de prélèvement ; noyau, plateau et griffes, ont été distinguées. Etant donnée la géométrie et les dimensions de la roue polaire, des échantillons parallélépipédiques d'une largeur maximale de 35 mm et d'une épaisseur de 1 mm ont été découpés suivant la direction de circulation du flux dans la pièce.

Ensuite, en vertu de la petite taille des échantillons, il s'est avéré que les techniques standards de caractérisation magnétiques sont incompatibles avec notre besoin. Par conséquent, il était nécessaire de développer et mettre en place un banc de caractérisation électromagnétique adapté à nos échantillons. Ainsi, un dispositif de caractérisation magnétique "mini SST" a été conçu et développé pour mesurer les courbes magnétiques B-H et les pertes fer. Il s'agit d'une miniaturisation du SST standard, qui utilise en revanche une seule culasse qui forme un circuit fermé avec l'échantillon et repose sur l'emploi de sondes à effet Hall pour déterminer le champ magnétique dans l'échantillon. Les hypothèses de l'approche proposée ont été vérifiées et validées à l'aide de simulations d'éléments finis 3D. Une fois le banc mis en place, le protocole expérimental a été fixé et la mesure validée par une comparaison avec une mesure sur un SST standard.

En complément du banc d'essais magnétiques, un banc de mesure de la conductivité électrique à l'aide de la méthode des 4 pointes a été développé. Ainsi, pour tenir compte de la géométrie des échantillons et de la configuration des pointes, un facteur de correction géométrique calculé numériquement est appliqué.

Enfin, pour caractériser l'influence de la température, deux bancs magnétique et électrique, ont été réalisés avec des matériaux et une instrumentation qui supportent des températures jusqu'à 200 °C.

Cette méthodologie de caractérisation a été exploitée, à température ambiante afin d'étudier les propriétés électromagnétiques dans différentes zones de la roue polaire. A l'issue de cette étude, la conductivité électrique s'est révélée homogène au sein d'une même roue polaire. En revanche, les propriétés magnétiques, en particulier les pertes fer, se sont révélées hétérogènes. L'avantage de cette méthodologie est qu'elle ne se limite pas seulement aux pièces massives telles que la roue polaire mais qu'elle peut s'appliquer dans un autre contexte aux tôles magnétiques par exemple.

Dans une troisième étape, nous nous sommes intéressés à l'effet de la température sur les propriétés électromagnétiques du matériau de la roue polaire. Dans un premier temps, l'effet réversible de la température, autrement dit, la dépendance en température des propriétés électromagnétiques de la roue polaire a été étudiée. Ces propriétés ont été caractérisées à différentes températures, allant de la température ambiante jusqu'à 200 °C. Les résultats de la caractérisation ont montré une nette dépendance en température des propriétés électromagnétiques, principalement de la conductivité électrique qui décroît de manière linéaire avec la température. Par suite, les courants induits décroissent et donc les pertes dynamiques également.

En appliquant une séparation des pertes, il a été conclu que, d'une part, pour le cas de la roue polaire, les pertes classiques par courants induits macroscopiques sont prédominantes par rapport aux pertes excédentaires et, d'autre part, la variation des pertes dynamiques en fonction de la température est proche de celle de la conductivité électrique. Ces résultats ont été exploités par la suite pour proposer un modèle à base de la résolution de l'équation de diffusion magnétique qui permet la prédiction des pertes dynamiques à partir de la conductivité électrique à température élevée. Cette méthode a prouvé son efficacité pour le cas de l'échantillon roue polaire.

Dans un second temps, le vieillissement magnétique du matériau de la roue polaire a été investigué. L'étude est réalisée sur des échantillons soumis à un vieillissement thermique à 180 °C, température qui correspond au point de fonctionnement le plus chaud de la pièce dans la machine à griffes. Les caractéristiques étudiées sont la conductivité électrique, les propriétés magnétiques, la microstructure du matériau et la dureté Vickers. Les résultats ont montré que les pertes par hystérésis augmentent à cause du vieillissement magnétique, alors que la conductivité électrique, les pertes dynamiques et la courbe normale B-H ne sont pas modifiées. Les analyses de microstructure ont confirmé que les précipités de carbures sont à l'origine du phénomène. Par ailleurs, elles ont révélé aussi que le vieillissement magnétique du matériau a pu débuter dès la fabrication de la pièce suite au procédé de forgeage à chaud.

Ensuite, à partir du lien entre la cinétique du vieillissement et celle des précipitations, une approche de modélisation de la cinétique du vieillissement, en condition isotherme, basée sur la loi JMAK a été testée et validée pour les échantillons roue polaire. Nous avons par la suite proposé d'intégrer ce modèle au modèle de pertes de Steinmetz via le paramètre k_{hys} . Cette approche permettrait dans un premier temps d'anticiper l'influence du vieillissement sur les pertes fer lors de la simulation d'une machine électrique. Ce modèle pourrait être adapté, par la suite, pour des conditions non isothermes, mais pour cela, il est indispensable de mener d'autres campagnes de mesures du vieillissement à des températures autres que 180°C.

Enfin, nous nous sommes focalisés sur la roue polaire en tant que produit utilisé dans la machine à griffes. Ainsi, nous nous sommes basés sur les précédents résultats d'étude du matériau de la roue polaire pour analyser l'impact de sa température du fonctionnement sur les performances de la machine. D'abord, durant le fonctionnement de la machine, la roue polaire est soumise à un champ magnétique polarisé dont la composante continue varie lentement et dont la composante alternative est principalement due à la modulation introduite par l'encoche rotorique et les harmoniques de forces magnétomotrices qui peut atteindre plusieurs kHz. Dans ces conditions, la polarisation variant lentement, les pertes par hysteresis restent faibles comparées aux pertes dynamiques induites par la composante alternative du champ magnétique. Dans ce cas, le vieillissement magnétique, qui agit principalement sur les pertes par hystérésis, présente probablement une influence négligeable sur les performances de la machine à griffes. Ensuite, grâce à un modèle numérique 3D de la machine à griffes, et en exploitant les résultats des caractérisations expérimentales, nous avons simulé le fonctionnement de la machine à température ambiante et à 200 °C pour deux points de fonctionnement critiques. Les résultats ont montré que la conductivité électrique est le paramètre principal qui, par sa dépendance en température, modifie la distribution des courants induits et par suite les pertes dynamiques au rotor. Aussi, nous avons pris en considération la dépendance en température des résistances statorique et rotorique. Les résultats obtenus ont dévoilé une légère diminution du courant débité et une forte augmentation des pertes. Enfin, la dépendance en température de la résistance au stator s'est révélée être la plus influente sur le courant débité ainsi que sur les pertes de la machine.

A travers cette étude, nous avons contribué à une simulation réaliste des performances de la machine à griffes en tenant compte de ses propriétés thermiques. Toutefois, les effets des conditions de fonctionnement du stator n'ont pas été pris en compte. Et pour ce faire, il ne suffit pas d'extrapoler les présentes conclusions au cas du stator, puisqu'il ne s'agit pas du même type de composant magnétique. En effet, d'une part, étant donné que le stator est constitué d'un empilement de tôles, les effets dynamiques liés aux courants induits sont plus limités qu'au rotor. Par conséquent, la conductivité électrique ne pourrait plus jouer le même rôle que dans l'acier massif de la roue polaire. D'autre part, il faut noter que le stator est constitué d'un matériau différent de celui de la roue polaire qui est soumis à des pertes par hystérésis non négligeables. Il serait donc intéressant de mener une étude plus approfondie sur l'effet, réversible et irréversible de température sur les propriétés électromagnétiques au stator et les impacts sur les performances de la machine.

De façon plus générale, l'approche proposée pour tenir compte de l'effet de la température sur les propriétés électromagnétiques, notamment le vieillissement magnétique dans la modélisation des pertes fer, peut être appliquée au cas des machines électriques classiques.

Références bibliographiques

- [1] M. Borsenberger, “Contribution à l’identification de l’interaction paramètres procédés – propriétés d’emploi des produits : Application au forgeage et aux propriétés électromagnétiques d’une roue polaire d’alternateur,” thesis, Paris, ENSAM, 2018.
- [2] M. El youssef, “Impact du procédé de fabrication des stators slinky sur les propriétés des matériaux,” thesis, Paris, ENSAM, 2017.
- [3] D. H. Singh, A. Belahcen, and A. Arkkio, “Effect of Manufacturing on Stator Core Losses,” 2013.
- [4] L. Arbenz, “Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux magnétiquement doux : application aux roues polaires de machine à griffes,” thesis, Paris, ENSAM, 2016.
- [5] C. W. Chen, “Temperature Dependence of Magnetic Properties of Silicon-Iron,” *J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 9, pp. 1337–1343, Sep. 1958, doi: 10.1063/1.1723438.
- [6] N. Takahashi, M. Morishita, D. Miyagi, and M. Nakano, “Examination of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature Using a Ring Specimen,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 2, pp. 548–551, Feb. 2010, doi: 10.1109/TMAG.2009.2033122.
- [7] N. Takahashi, M. Morishita, D. Miyagi, and M. Nakano, “Comparison of Magnetic Properties of Magnetic Materials at High Temperature,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 47, no. 10, pp. 4352–4355, Oct. 2011, doi: 10.1109/TMAG.2011.2158517.
- [8] A. T. Bui, “Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique,” thesis, Lyon 1, 2011.
- [9] M. Nakaoka, A. Fukuma, H. Nakaya, D. Miyagi, M. Nakano, and N. Takahashi, “Examination of Temperature Characteristics of Magnetic Properties Using a Single Sheet Tester,” *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, vol. 125, no. 1, pp. 63–68, 2005, doi: 10.1541/ieejfms.125.63.
- [10] J. Chen *et al.*, “Influence of temperature on magnetic properties of silicon steel lamination,” *AIP Adv.*, vol. 7, no. 5, p. 056113, May 2017, doi: 10.1063/1.4978659.
- [11] S. K. Ray and O. N. Mohanty, “Magnetic ageing characteristics of low silicon electrical steels,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 28, no. 1, pp. 44–50, Jul. 1982, doi: 10.1016/0304-8853(82)90027-0.
- [12] A. A. de Almeida and F. J. G. Landgraf, “Magnetic Aging, Anomalous and Hysteresis Losses,” *Mater. Res.*, vol. 22, no. 3, p. e20180506, 2019, doi: 10.1590/1980-5373-mr-2018-0506.
- [13] G. M. R. Negri, N. Sadowski, N. J. Batistela, J. V. Leite, and J. P. A. Bastos, “Magnetic Aging Effect Losses on Electrical Steels,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 52, no. 5, pp. 1–4, May 2016, doi: 10.1109/TMAG.2016.2517942.
- [14] M. F. de Campos, M. Emura, and F. J. G. Landgraf, “Consequences of magnetic aging for iron losses in electrical steels,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 304, no. 2, pp. e593–e595, Sep. 2006, doi: 10.1016/j.jmmm.2006.02.185.
- [15] J. R. de Oliveira Júnior *et al.*, “Kinetics of Magnetic Ageing of 2%Si Non-oriented Grain Electrical Steel,” *Mater. Res.*, vol. 21, no. 1, 2018, doi: 10.1590/1980-5373-mr-2017-0575.
- [16] Y. Tamto, “Détermination des Paramètres d’une machine à Griffes. Application au domaine automobile,” Thèse de doctorat, 2008.
- [17] A. Takorabet, “Dimensionnement d’une machine à double excitation de structure innovante pour une application alternateur automobile: comparaison à des structures classiques,” Thèse de doctorat, 2008.
- [18] I. Amina, R. Rebhi, and A. Masmoudi, “MEC-Based Modelling of Claw Pole Machines: Application to Automotive and Wind Generating Systems,” vol. 1, Jan. 2011.
- [19] M. Hecquet, “Contribution à la modélisation des systèmes électrotechniques par la méthode des schémas équivalents magnétiques : application à l’alternateur automobile,” thesis, Lille 1, 1995.
- [20] M. Rakotovoao, “Un modèle opérationnel complet pour l’alternateur à griffes dans le domaine automobile,” thesis, Cachan, Ecole normale supérieure, 1996.
- [21] L. Albert, “Modélisation et optimisation des alternateurs à griffes : application au domaine automobile,” thesis, Grenoble INPG, 2004.
- [22] S. Hlioui, “Étude d’une machine synchrone à double excitation : contribution à la mise en place d’une plate-forme de logiciels en vue d’un dimensionnement optimal,” thesis, Besançon, 2008.
- [23] S. Bazhar, “Modeling, optimization for the design of new claw pole starter structure for ”micro-hybrid” vehicles,” Theses, Université de Lorraine, 2017.
- [24] V. C. Silva, “Étude tridimensionnelle par éléments finis des effets d’extrémités dans des parties frontales des machines synchrones,” thesis, Grenoble INPG, 1994.
- [25] C. Kaehler and G. Henneberger, “Transient 3-D FEM computation of eddy-current losses in the rotor of a claw-pole alternator,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 2, pp. 1362–1365, Mar. 2004, doi: 10.1109/TMAG.2004.825469.

- [26] G. Caron, T. Henneron, F. Piriou, P. Faverolle, and J.-C. Mipo, "3D Numerical Modelling of Claw-pole Alternators with its Electrical Environment," *IEEE Trans. Magn.*, Jan. 2020.
- [27] L. Li, A. Kedous-Lebouc, A. Foggia, and J.-C. Mipo, "Influence of Magnetic Materials on Claw Pole Machines Behavior," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 46, no. 2, pp. 574–577, Feb. 2010, doi: 10.1109/TMAG.2009.2032520.
- [28] T. Chevalier, A. Kedous-Lebouc, B. Cornut, and C. Cester, "A new dynamic hysteresis model for electrical steel sheet," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 275, no. 1–3, pp. 197–201, 2000.
- [29] R. Ramarotafika, "Modélisation stochastique de la variabilité des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques : application sur des stators de machines électrique," thesis, Paris, ENSAM, 2012.
- [30] J.-C. Bavay and J. Verdun, "Alliages fer-silicium," p. 47, 1991.
- [31] A. Belahcen, *Magnetoelasticity, magnetic forces and magnetostriction in electrical machines*. Helsinki University of Technology, 2004.
- [32] D. Singh, P. Rasilo, F. Martin, A. Belahcen, and A. Arkkio, "Effect of mechanical stress on excess loss of electrical steel sheets," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 11, pp. 1–4, 2015.
- [33] P. Weiss and G. Foëx, *Le magnétisme*, no. 71. A. Colin, 1926.
- [34] O. Geoffroy, "Physique des matériaux magnétiques," p. 23, 2006.
- [35] G. Bertotti, "Connection between microstructure and magnetic properties of soft magnetic materials," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, no. 20, pp. 2436–2442, Oct. 2008, doi: 10.1016/j.jmmm.2008.04.001.
- [36] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 24, no. 1, pp. 621–630, Jan. 1988, doi: 10.1109/20.43994.
- [37] R. Pry and C. Bean, "Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model," *J. Appl. Phys.*, vol. 29, no. 3, pp. 532–533, 1958.
- [38] ASM Handbook Committee, *Metals handbook*, vol. 2. American society for Metals, 1973.
- [39] G. Murry, *Métallurgie: métaux, alliages, propriétés*. Dunod, 2010.
- [40] P. Ghosh, R. R. Chromik, A. M. Knight, and S. G. Wakade, "Effect of metallurgical factors on the bulk magnetic properties of non-oriented electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 356, pp. 42–51, Apr. 2014, doi: 10.1016/j.jmmm.2013.12.052.
- [41] F. J. G. Landgraf, M. Emura, J. C. Teixeira, and M. F. de Campos, "Effect of grain size, deformation, aging and anisotropy on hysteresis loss of electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 215–216, pp. 97–99, Jun. 2000, doi: 10.1016/S0304-8853(00)00076-7.
- [42] H.-T. Liu *et al.*, "Effects of initial microstructure and texture on microstructure, texture evolution and magnetic properties of non-oriented electrical steel," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 406, pp. 149–158, May 2016, doi: 10.1016/j.jmmm.2016.01.018.
- [43] A. J. Moses, "Electrical steels: past, present and future developments," *Manag. Educ. IEE Proc. - Phys. Sci. Meas. Instrum.*, vol. 137, no. 5, pp. 233–245, Sep. 1990, doi: 10.1049/ip-a-2.1990.0039.
- [44] G. Lyudkovsky, P. K. Rastogi, and M. Bala, "Nonoriented Electrical Steels," *JOM*, vol. 38, no. 1, pp. 18–26, Jan. 1986, doi: 10.1007/BF03257950.
- [45] L. Kestens and S. Jacobs, "Texture Control During the Manufacturing of Nonoriented Electrical Steels," *Texture Stress Microstruct.*, vol. 2008, pp. 1–9, 2008, doi: doi:10.1155/2008/173083.
- [46] T. Waeckerlé, "Matériaux magnétiques doux cristallins - Magnétisme et métallurgie appliqués," p. 31, 2010.
- [47] F. J. G. Landgraf, J. R. F. da Silveira, and D. Rodrigues-Jr., "Determining the effect of grain size and maximum induction upon coercive field of electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 323, no. 18, pp. 2335–2339, Oct. 2011, doi: 10.1016/j.jmmm.2011.03.034.
- [48] Y. Zhang *et al.*, "Microstructure, texture and magnetic properties of strip-cast 1.3% Si non-oriented electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 324, no. 20, pp. 3328–3333, Oct. 2012, doi: 10.1016/j.jmmm.2012.05.046.
- [49] K. Matsumura and B. Fukuda, "Recent developments of non-oriented electrical steel sheets," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 20, no. 5, pp. 1533–1538, Sep. 1984, doi: 10.1109/TMAG.1984.1063223.
- [50] H. Shimanaka, Y. Ito, K. Matsumara, and B. Fukuda, "Recent development of non-oriented electrical steel sheets," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 26, no. 1, pp. 57–64, Mar. 1982, doi: 10.1016/0304-8853(82)90116-0.
- [51] G. Couderchon, "Alliages magnétiques doux," p. 27, 1985.
- [52] J. Barros, T. Ros-Yañez, L. Vandenbossche, L. Dupré, J. Melkebeek, and Y. Houbaert, "The effect of Si and Al concentration gradients on the mechanical and magnetic properties of electrical steel," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 290–291, pp. 1457–1460, Apr. 2005, doi: 10.1016/j.jmmm.2004.11.547.
- [53] C.-K. Hou, C.-T. Hu, and S. Lee, "The effect of aluminium on the magnetic properties of lamination steels," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 27, no. 5, pp. 4305–4309, Sep. 1991, doi: 10.1109/20.105054.
- [54] P. Brissonneau, "Non-oriented Si-Fe Sheets," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 19, no. 1, pp. 52–59, Apr. 1980, doi: 10.1016/0304-8853(80)90552-1.

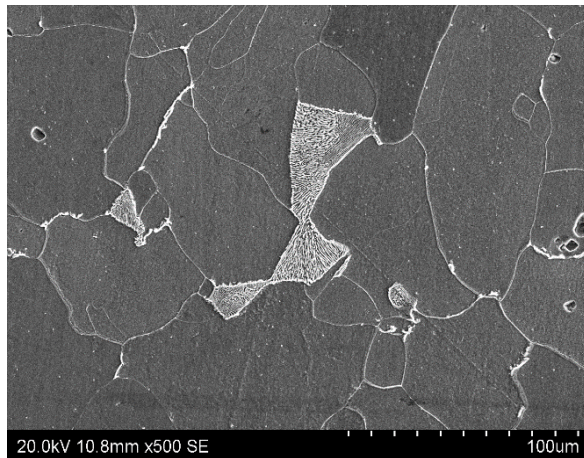
- [55] P. Arató, I. Bóc, and T. Gróf, "Effect of composition on the loss of non-oriented medium silicon electric steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 41, no. 1, pp. 53–55, Feb. 1984, doi: 10.1016/0304-8853(84)90135-5.
- [56] M. Littmann, "Iron and silicon-iron alloys," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 7, no. 1, pp. 48–60, Mar. 1971, doi: 10.1109/TMAG.1971.1066998.
- [57] T. Chin, C. Chang, and T. Wu, "The effect of carbon on magnetic properties of an Fe-Cr-Co permanent magnet alloy," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 18, no. 2, pp. 781–788, Mar. 1982, doi: 10.1109/TMAG.1982.1061821.
- [58] F. Mazaleyrat, "Matériaux magnétiques: "Les nouveaux matériaux"," Supélec, Gif-sur-Yvette, France, Feb. 1999.
- [59] K. Jenkins and M. Lindenmo, "Precipitates in electrical steels," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, no. 20, pp. 2423–2429, Oct. 2008, doi: 10.1016/j.jmmm.2008.03.062.
- [60] L. Xiao, G. Yu, J. Zou, and Y. Xu, "Experimental investigation into the coupling effects of magnetic field, temperature and pressure on electrical resistivity of non-oriented silicon steel sheet," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 454, pp. 314–319, May 2018, doi: 10.1016/j.jmmm.2018.01.099.
- [61] A. Kedous-Lebouc, *Matériaux magnétiques en génie électrique. 1 1*. Paris: Hermes Science publ. : Lavoisier, 2006.
- [62] J. Chen, D. Wang, S. Cheng, Y. Wang, Y. Zhu, and Q. Liu, "Modeling of Temperature Effects on Magnetic Property of Nonoriented Silicon Steel Lamination," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 51, no. 11, pp. 1–4, Nov. 2015, doi: 10.1109/TMAG.2015.2432081.
- [63] T. Waeckerlé, "Matériaux magnétiques doux cristallins - Tôles magnétiques fer-silicium non orientées (NO)," p. 19, 2013.
- [64] M. GRUMBACH, "Vieillissement des aciers," Jan. 1993.
- [65] H. ABE, "Carbide Precipitation During Aging Treatments," *Scand. J. Metall.*, vol. 13, no. 4, pp. 226–239, 1984.
- [66] W. C. Leslie and G. C. Rauch, "Precipitation of carbides in low-carbon Fe-Al-C alloys," *Metall. Trans. A*, vol. 9, no. 3, pp. 343–349, Mar. 1978, doi: 10.1007/BF02646383.
- [67] N. M. Benenson and Z. I. Popova, "Kinetics of magnetic aging of low-carbon electrical steel," *Met. Sci. Heat Treat.*, vol. 10, no. 4, pp. 278–283, Apr. 1968, doi: 10.1007/BF00653109.
- [68] A. Zhu, S. I. Neife, and E. Pink, "Characterization of medium- and low-temperature carbides in a low-carbon steel by internal friction," *Steel Res.*, vol. 67, no. 11, pp. 507–512, Nov. 1996, doi: 10.1002/srin.199605528.
- [69] K. M. Marra, F. J. G. Landgraf, and V. T. Buono, "Magnetic losses evolution of a semi-processed steel during forced aging treatments," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 320, no. 20, pp. e631–e634, Oct. 2008, doi: 10.1016/j.jmmm.2008.04.023.
- [70] L. Nicolas, "Etude des phénomènes à l'origine du vieillissement des aciers pour emballage à Ultra Bas Carbone (ULC) : Apport du Pouvoir ThermoElectrique à la caractérisation des états microstructuraux," Thèse de doctorat, Lyon, INSA., 2001.
- [71] J.-P. Mathieu, "Analyse et modélisation micromécanique du comportement et de la rupture fragile de l'acier 16MND5: prise en compte des hétérogénéités microstructurales," 2006.
- [72] K. M. Marra, E. de A. Alvarenga, and V. T. L. Buono, "Decarburization Kinetics during Annealing of a Semi-processed Electrical Steel," *ISIJ Int.*, vol. 44, no. 3, pp. 618–622, Mar. 2004, doi: 10.2355/isijinternational.44.618.
- [73] G. Hartler, "Parameter Estimation for the Arrhenius Model," *IEEE Trans. Reliab.*, vol. 35, no. 4, pp. 414–418, Oct. 1986, doi: 10.1109/TR.1986.4335489.
- [74] F. Kielmann and M. Kaufhold, "Evaluation analysis of thermal ageing in insulation systems of electrical machines - a historical review -," *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul.*, vol. 17, no. 5, pp. 1373–1377, Oct. 2010, doi: 10.1109/TDEL.2010.5595538.
- [75] P. K. Ramteke, A. K. Ahirwar, N. B. Shrestha, V. V. S. S. Rao, K. K. Vaze, and A. K. Ghosh, "Thermal ageing predictions of polymeric insulation cables from Arrhenius plot using short-term test values," in *2010 2nd International Conference on Reliability, Safety and Hazard - Risk-Based Technologies and Physics-of-Failure Methods (ICRESH)*, Dec. 2010, pp. 325–328, doi: 10.1109/ICRESH.2010.5779569.
- [76] G. T. Dyos and T. Farrell, *Electrical resistivity handbook*, no. 10. IET, 1992.
- [77] J. Krupka, "Contactless methods of conductivity and sheet resistance measurement for semiconductors, conductors and superconductors," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 24, no. 6, p. 062001, 2013, doi: 10.1088/0957-0233/24/6/062001.
- [78] F. Ehrburger-Dolle, "Les méthodes de mesures de résistivités volumiques et superficielles en courant alternatif," *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 7, no. 2, pp. 139–150, Jun. 1972, doi: 10.1051/rphysap:0197200702013900.

- [79] S. Bensaid, "Contribution à la caractérisation et à la modélisation électromagnétique et thermique des matériaux composites anisotropes," thesis, Nantes, 2006.
- [80] C. P. Bean, R. W. DeBlois, and L. B. Nesbitt, "Eddy-Current Method for Measuring the Resistivity of Metals," *J. Appl. Phys.*, vol. 30, no. 12, pp. 1976–1980, Dec. 1959, doi: 10.1063/1.1735100.
- [81] J. R. Hendrickson and J. Philbrook, "Resonant torsional apparatus for contactless measurements of electrical conductivity and magnetic susceptibility of solids," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 50, no. 7, pp. 849–855, Jul. 1979, doi: 10.1063/1.1135937.
- [82] H. Eren, "Measurement, Instrumentation, and Sensors," 2014.
- [83] L. Arbenz, "Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux magnétiquement doux: application aux roues polaires de machine à griffes," Paris, ENSAM, 2016.
- [84] F. M. Smits, "Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe," *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 37, no. 3, pp. 711–718, May 1958, doi: 10.1002/j.1538-7305.1958.tb03883.x.
- [85] H. R. Kokabi, J. Provost, and G. Desgardin, "A new device for electrical resistivity measurements as a function of temperature (86–700 K) under controlled atmosphere by the four-probe method," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 64, no. 6, pp. 1549–1553, 1993.
- [86] "Methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel sheet and strip by means of an Epstein frame (IEC Central Office)." IEC Standard Publication 60404-2, 1996.
- [87] "IEEE Standard 393-1991 : IEEE Standard for Test Procedures for Magnetic Cores.," IEEE, 1992. doi: 10.1109/IEEESTD.1992.114460.
- [88] H. Czichos, T. Saito, and L. M. Smith, Eds., *Springer Handbook of Materials Measurement Methods*, 1 edition. Germany: Springer, 2006.
- [89] J. Sievert, H. Ahlers, F. Fiorillo, M. Hall, L. Henderson, and L. Rocchino, *Magnetic measurements on electrical steels using Epstein and SST methods—EUROMET comparison between Standard Laboratories*. na, 2000.
- [90] A. A. de Espíndola *et al.*, "Comparison of iron losses evaluations by different testing procedures," in *The XIX International Conference on Electrical Machines - ICEM 2010*, Sep. 2010, pp. 1–4, doi: 10.1109/ICELMACH.2010.5608253.
- [91] F. Fiorillo and F. Mazaleyrat, "Mesures magnétiques - Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux," p. 21, 2009.
- [92] C.-H. Hsu, Y.-M. Huang, M.-F. Hsieh, C.-M. Fu, S. Adireddy, and D. B. Chrisey, "Transformer sound level caused by core magnetostriction and winding stress displacement variation," *AIP Adv.*, vol. 7, no. 5, p. 056681, May 2017, doi: 10.1063/1.4978759.
- [93] J. Sievert, M. Binder, and L. Rahf, "On the reproducibility of single sheet testers: comparison of different measuring procedures and SST designs," in *Anales de Fisica, ser. B*, 1990, vol. 86, pp. 76–78.
- [94] N. Nencib, S. Spornic, A. Kedous-Lebouc, and B. Cornut, "Macroscopic anisotropy characterization of SiFe using a rotational single sheet tester," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 31, no. 6, pp. 4047–4049, 1995.
- [95] "Progress-integrated non-destructive testing," IZFP.
- [96] Y. Gabi, "Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase," thesis, Grenoble, 2012.
- [97] L. Michel *et al.*, "Banc Epstein Commande sans modèle."
- [98] E. Hug, F. Dumas, J. M. Dumas, and M. Clavel, "Influence des déformations plastiques sur le comportement magnétique d'alliages fer-silicium," *Rev. Métallurgie*, vol. 91, no. 12, pp. 1857–1866, 1994, doi: 10.1051/metal/199491121857.
- [99] O. Stupakov, "Investigation of applicability of extrapolation method for sample field determination in single-yoke measuring setup," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 307, no. 2, pp. 279–287, Dec. 2006, doi: 10.1016/j.jmmm.2006.04.015.
- [100] M. De Wulf, D. Makaveev, Y. Houbaert, and J. Melkebeek, "Design and calibration aspects of small size single sheet testers," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 254–255, pp. 70–72, Jan. 2003, doi: 10.1016/S0304-8853(02)00756-4.
- [101] L. Vandenbossche, "Magnetic Hysteretic Characterization of Ferromagnetic Materials with Objectives towards Non-Destructive Evaluation of Material Degradation," dissertation, Ghent University, 2009.
- [102] Z. Gmyrek, "Single sheet tester with variable dimensions," *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 65, no. 7, pp. 1661–1668, 2016.
- [103] O. Stupakov, H. Kikuchi, T. Liu, and T. Takagi, "Applicability of local magnetic measurements," *Measurement*, vol. 42, no. 5, pp. 706–710, 2009.
- [104] O. Stupakov, "System for controllable magnetic measurement with direct field determination," *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 324, no. 4, pp. 631–636, 2012.
- [105] M. Nakaoka, A. Fukuma, H. Nakaya, D. Miyagi, M. Nakano, and N. Takahashi, "Examination of Temperature Characteristics of Magnetic Properties Using a Single Sheet Tester," *IEEJ Trans. Fundam. Mater.*, vol. 125, no. 1, pp. 63–68, 2005, doi: 10.1541/ieejfms.125.63.

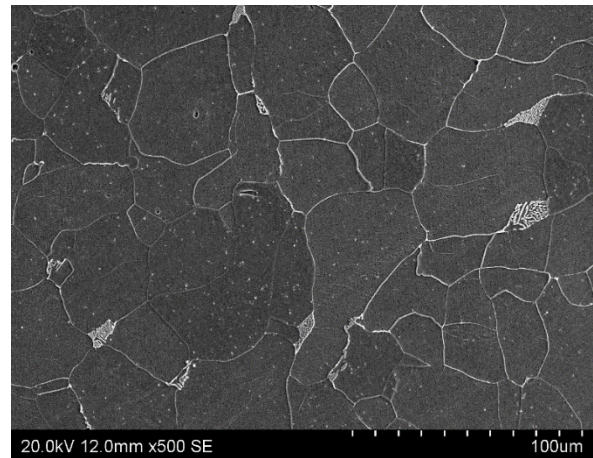
- [106] J. S. Association, “Methods of measurement of the magnetic properties of magnetic steel and strip by means of a single sheet tester,” *JIS C 2556*, 1996.
- [107] M. Borsenberger, A. Benabou, S. Shihab, C. Baudouin, R. Bigot, and J.-C. Mipo, “Effets de la taille de grain et de la déformation plastique sur un acier magnétique massif,” p. 2.
- [108] J. Wang, Q. Ren, Y. Luo, and L. Zhang, “Effect of non-metallic precipitates and grain size on core loss of non-oriented electrical silicon steels,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 451, pp. 454–462, Apr. 2018, doi: 10.1016/j.jmmm.2017.11.072.
- [109] H. Naumoski, B. Riedmüller, A. Minkow, and U. Herr, “Investigation of the influence of different cutting procedures on the global and local magnetic properties of non-oriented electrical steel,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 392, pp. 126–133, Oct. 2015, doi: 10.1016/j.jmmm.2015.05.031.
- [110] “Présentation générale | code_Carmel.” <http://code-carmel.univ-lille1.fr/> (accessed Jul. 27, 2020).
- [111] “Welcome to the www.salome-platform.org — SALOME Platform.” <https://www.salome-platform.org/> (accessed Aug. 02, 2020).
- [112] M. Jamil, A. Benabou, S. Clénet, L. Arbenz, and J.-C. Mipo, “Development and validation of an electrical and magnetic characterization device for massive parallelepiped specimen,” *Int. J. Appl. Electromagn. Mech.*, pp. S1–S8, Jun. 2019, doi: 10.3233/JAE-191491.
- [113] M. Toto Jamil, A. Benabou, S. Clénet, L. Le Bellu Arbenz, and J. C. MIPO, “Effet de la température de fonctionnement sur le comportement électromagnétique d’un noyau magnétique massif,” *SGE 2020 Nantes Fr.*, 2020.
- [114] K. Ishikawa, “Introduction to Quality Control | Springer,” 1990. <https://www.springer.com/gp/book/9789401176903> (accessed Apr. 03, 2019).
- [115] JCGM, “Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement.” BIPM, 2008.
- [116] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, 2015.
- [117] M. Yamashita, “Resistivity Correction Factor for Four-Probe Method on Circular Semiconductors II,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 7R, p. 1317, Jul. 1988, doi: 10.1143/JJAP.27.1317.
- [118] Sun Yafei, Niu Dongjie, and Sun Jing, “Temperature and carbon content dependence of electrical resistivity of carbon steel,” in *2009 4th IEEE Conference on Industrial Electronics and Applications*, May 2009, pp. 368–372, doi: 10.1109/ICIEA.2009.5138230.
- [119] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*. 1993.
- [120] M. Toto Jamil, A. Benabou, S. Clénet, S. Shihab, L. Le Bellu Arbenz, and J.-C. Mipo, “Magneto-thermal characterization of bulk forged magnetic steel used in claw pole machine,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 502, p. 166526, May 2020, doi: 10.1016/j.jmmm.2020.166526.
- [121] D. C. Jiles and D. L. Atherton, “Theory of the magnetisation process in ferromagnets and its application to the magnetomechanical effect,” *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 17, no. 6, pp. 1265–1281, Jun. 1984, doi: 10.1088/0022-3727/17/6/023.
- [122] A. Raghunathan, Y. Melikhov, J. E. Snyder, and D. C. Jiles, “Modeling the Temperature Dependence of Hysteresis Based on Jiles–Atherton Theory,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 45, no. 10, pp. 3954–3957, Oct. 2009, doi: 10.1109/TMAG.2009.2022744.
- [123] A. T. Bui, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, “Characterization and Modeling of a Current Transformer Working Under Thermal Stress,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 10, pp. 2600–2604, Oct. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2197017.
- [124] O. Messal, F. Sixdenier, L. Morel, and N. Burais, “Temperature Dependent Extension of the Jiles–Atherton Model: Study of the Variation of Microstructural Hysteresis Parameters,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 48, no. 10, pp. 2567–2572, Oct. 2012, doi: 10.1109/TMAG.2012.2201735.
- [125] S. Hussain, A. Benabou, S. Clénet, and D. A. Lowther, “Temperature Dependence in the Jiles–Atherton Model for Non-Oriented Electrical Steels: An Engineering Approach,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 54, no. 11, pp. 1–5, Nov. 2018, doi: 10.1109/TMAG.2018.2837126.
- [126] A. Hilal, M.-A. Raulet, C. Martin, T. Chailloux, and O. Messal, “Implementation of a temperature dependent magnetic model in Simplorer using VHDL-AMS language,” in *Numélec 2012*, Marseille, France, Jul. 2012, p. 172.
- [127] A. Hilal, M. A. Raulet, and C. Martin, “Magnetic Components Dynamic Modeling With Thermal Coupling for Circuit Simulators,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 50, no. 4, pp. 1–4, Apr. 2014, doi: 10.1109/TMAG.2013.2283366.
- [128] F. Sixdenier, M.-A. Raulet, L. Morel, C. Martin, A. HILAL, and O. MESSAL, “Caractérisation et modélisation de matériaux et composants magnétiques sous contrainte thermique,” Cachan, France, Jul. 2014, Accessed: Nov. 09, 2018. [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01065330>.
- [129] M. A. Raulet, B. Ducharme, J. P. Masson, and G. Bayada, “The magnetic field diffusion equation including dynamic hysteresis: a linear formulation of the problem,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 40, no. 2, pp. 872–875, Mar. 2004, doi: 10.1109/TMAG.2004.824816.

- [130] R. Marion, "Contribution à la modélisation du magnétisme statique et dynamique pour le génie électrique," 2010.
- [131] O. Messal, "Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel."
- [132] Z. Włodarski, "Analytical description of magnetization curves," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 373, no. 2, pp. 323–327, 2006.
- [133] G. Caron, "Modélisation numérique par la méthode des éléments finis des systèmes électrotechniques: recherche du régime permanent," Université Lille 1, 2017.
- [134] C. Eglantine, "Etude de la Précipitation des Carbures et des Carbonitrides de Niobium dans la Ferrite par Microscopie Electronique en Transmission et Techniques Associées," p. 199.
- [135] S. K. Ray and O. N. Mohanty, "TEM Investigation of Carbide Precipitation in Low Carbon Steels Containing Silicon," *Trans. Jpn. Inst. Met.*, vol. 24, no. 2, pp. 81–87, 1983, doi: 10.2320/matertrans1960.24.81.
- [136] M. Grumbach, "Bake hardening - (Durcissement après cuisson)," p. 13, 2002.
- [137] F. Soisson and G. Martin, "Monte Carlo simulations of the decomposition of metastable solid solutions: Transient and steady-state nucleation kinetics," *Phys. Rev. B*, vol. 62, Jun. 2000, doi: 10.1103/PhysRevB.62.203.
- [138] H. Shercliff and M. Ashby, "A process model for age hardening of aluminium alloys—II. Applications of the model," *Acta Metall. Mater.*, vol. 38, no. 10, pp. 1803–1812, 1990.
- [139] L. Laé, "Etude de la précipitation en dynamique d'amas dans les alliages d'aluminium et dans les aciers," p. 222.
- [140] M. Fanfoni and M. Tomellini, "The Johnson-Mehl-Avrami-Kolmogorov model: A brief review (*)," pp. 7–8, Jul. 1998.
- [141] M. Perez and A. Deschamps, "Microscopic modelling of simultaneous two-phase precipitation: application to carbide precipitation in low-carbon steels," *Mater. Sci. Eng. A*, p. 6, 2003.
- [142] D. Gendt, "Cinetiques de precipitation du carbure de niobium dans la ferrite," These de doctorat, Paris 11, 2001.
- [143] M. Perez, M. Dumont, and D. Acevedo-Reyes, "Implementation of classical nucleation and growth theories for precipitation," *Acta Mater.*, vol. 56, no. 9, pp. 2119–2132, May 2008, doi: 10.1016/j.actamat.2007.12.050.
- [144] W. A. JOHNSON, "Reaction kinetics in processes of nucleation and growth," *Am Inst Min Met. Petro Eng*, vol. 135, pp. 416–458, 1939.
- [145] M. Avrami, "Kinetics of phase change. I General theory," *J. Chem. Phys.*, vol. 7, no. 12, pp. 1103–1112, 1939.
- [146] A. N. Kolmogorov, "On the statistical theory of the crystallization of metals," *Bull Acad Sci USSR Math Ser*, vol. 1, no. 3, pp. 355–359, 1937.
- [147] A. R. Massih and L. O. Jernkvist, "Transformation kinetics of alloys under non-isothermal conditions," *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, vol. 17, no. 5, p. 055002, 2009.
- [148] M. Ollat, "Characterization and modeling of microstructural evolutions during the thermal treatment of cold-rolled Dual-Phase steels," p. 237, 2017.
- [149] C. P. Steinmetz, "On the law of hysteresis," *Proc. IEEE*, vol. 72, no. 2, pp. 197–221, 1984.
- [150] G. Bertotti, "Direct relation between hysteresis and dynamic losses in soft magnetic materials," *J. Phys. Colloq.*, vol. 46, no. C6, pp. C6-389, 1985.

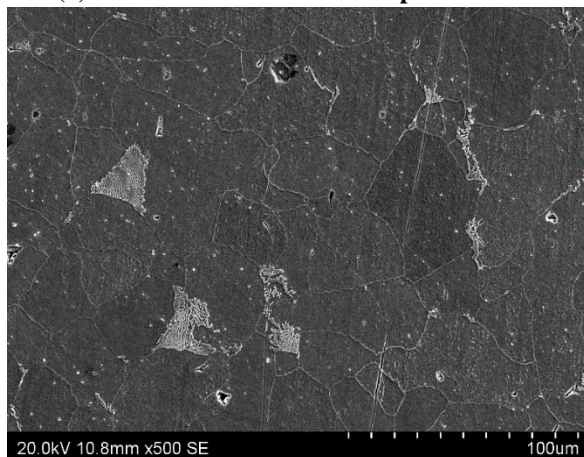
Annexe 1 –Micrographie MEB



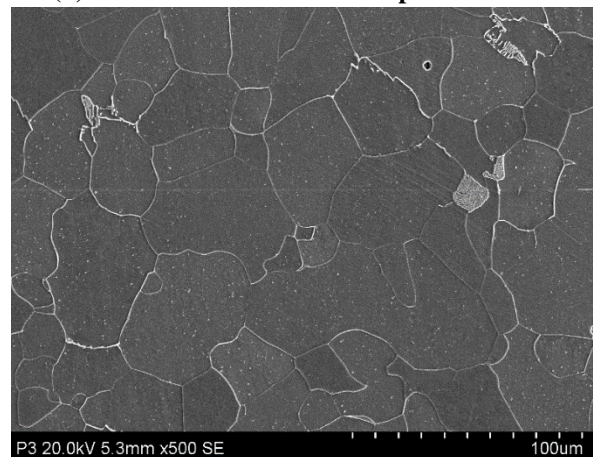
(a) : l'échantillon PE-a vieillit pendant 0 h



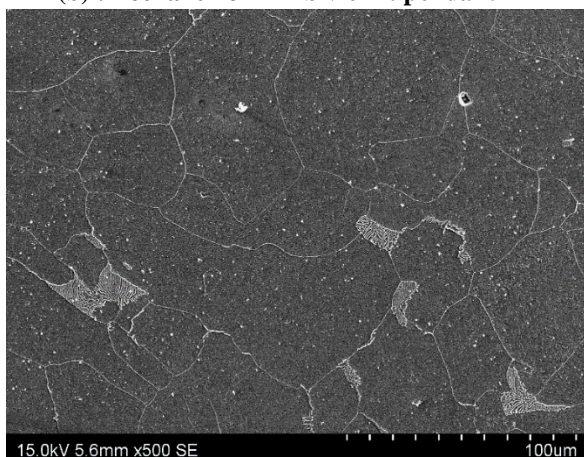
(d) : l'échantillon PE-d vieillit pendant 40 h



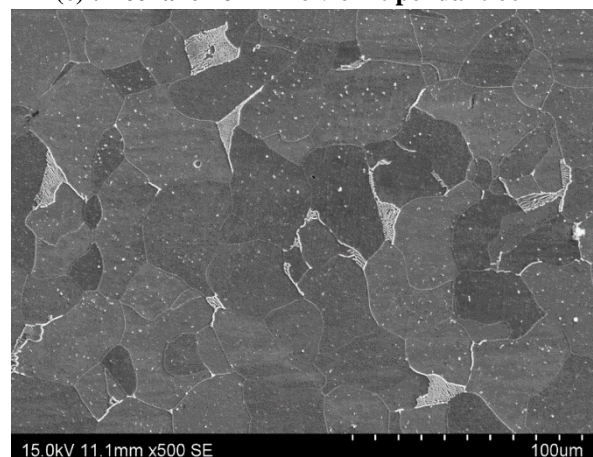
(b) : l'échantillon PE-b vieillit pendant 14 h



(e) : l'échantillon PE-e vieillit pendant 60 h



(c) : l'échantillon PE-c vieillit pendant 21 h



(f) : l'échantillon PE-f vieillit pendant 205 h

Figure 1 : Image MEB SE des différents échantillons PE après différentes durées de vieillissement

Caractérisation et investigation des effets de la température d'utilisation sur les propriétés électromagnétiques des aciers magnétiques doux - Application à la roue polaire de la machine à griffes

Résumé : En fonctionnement, la température au sein d'une machine électrique peut être élevée. En conséquence, les propriétés électromagnétiques de ses composants sont affectées modifiant ainsi les performances de la machine. Cette modification peut être réversible, c'est-à-dire que le matériau retrouve ses propriétés initiales avec la diminution de la température, comme elle peut être irréversible et on parle alors de vieillissement magnétique du matériau. Dans ces travaux, nous nous intéressons aux effets de la température de fonctionnement sur les caractéristiques électromagnétiques du matériau roue polaire (RP) de la machine à griffes. Cette pièce massive possède une géométrie complexe, une composition chimique ainsi qu'un procédé d'élaboration différent de ceux des noyaux magnétiques feuilletés majoritairement utilisés. Afin de s'adapter aux contraintes imposées, nous proposons une méthodologie spécifique de caractérisation des propriétés électromagnétiques à différentes températures, basée sur une miniaturisation du cadre à bande unique (SST). Les résultats de l'étude de l'effet de la température montrent une nette dépendance en température des propriétés électromagnétiques, principalement de la conductivité électrique, ce qui se traduit par une diminution des pertes par courants induits au rotor. Par ailleurs, au cours du temps, le matériau RP sous contrainte thermique, vieillit et ses pertes par hystérésis augmentent. Ce phénomène est dû à la précipitation des carbures. Par suite, un lien entre la cinétique du vieillissement et celle de la précipitation est souligné et une approche de modélisation de la cinétique du vieillissement, en condition isotherme est proposée.

Mots clés : Matériaux magnétiques doux, Vieillissement magnétique, Machines électriques Caractérisation électromagnétique, Magnétothermique, Effet de la température.

Characterization and investigation of the impact of machine operating temperature on soft magnetic material properties – Application to a claw pole rotor

Abstract : During electrical machine operation, in some hot spots, the temperature may reach high temperature levels. As a consequence, the electromagnetic properties of its components may considerably change, modifying the performance of the machine. These modifications can be reversible and disappear, once the core has cooled down, or the phenomena can be irreversible and then we refer to magnetic aging of the material. In our study, we are interested in effects of the operating temperature on the electromagnetic properties of the claw pole (CP) rotor used in CP machines. This massive component has a complex geometry, a manufacturing process and a material chemical composition different from the usual magnetic cores made of laminated electrical steels. Therefore, to study this kind of magnetic pieces, we propose a specific methodology to characterize electromagnetic properties at different temperatures, based on a miniaturization of the single sheet tester (SST). The characterization results show a clear temperature dependence of the electromagnetic properties, mainly for the electrical conductivity. As a result, the eddy current losses induced in the rotor decrease with temperature. Moreover, over time and under thermal stress, the CP material ages and its hysteresis losses increase. This phenomenon is due to the carbides precipitation. Consequently, a link between the kinetics of aging and that of precipitation is underlined and a model approach of the kinetic of isothermal ageing is proposed.

Keywords: Soft Magnetic Materials, Magnetic ageing, Electrical machine Electromagnetic characterization, Magneto-thermal, Temperature effect.