



Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux magnétiquement doux : application aux roues polaires de machine à griffes

Laure Arbenz

► To cite this version:

Laure Arbenz. Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux magnétiquement doux : application aux roues polaires de machine à griffes. Electromagnétisme. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2016. Français. NNT : 2016ENAM0010 . tel-01316557

HAL Id: tel-01316557

<https://pastel.hal.science/tel-01316557>

Submitted on 17 May 2016

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.

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Génie électrique ”

présentée et soutenue publiquement par

Laure ARBENZ

le 18 mars 2016

**Caractérisation des propriétés électromagnétiques des matériaux
magnétiquement doux**

- Application aux roues polaires de machine à griffes

Directeur de thèse : **Stéphane CLENET**
Co-encadrement de la thèse : **Abdelkader BENABOU**
Responsable scientifique industriel : **Jean-Claude MIPO**

Jury

M. Didier TRICHET, Professeur, Université de Nantes
Mme Afef LEBouc, Directeur de Recherche au CNRS, G2Elab
M. Anouar BELAHcEN, Professeur, Université d'Aalto, Finlande
M. Luc DUPRE, Professeur, Université de Gand, Belgique
M. Thierry COOREVITS, Maître de conférences, Arts et Métiers ParisTech
M. Stéphane CLENET, Professeur, Arts et Métiers ParisTech
M. Abdelkader BENABOU, Maître de conférences HdR, Université Lille 1
M. Jean Claude MIPO, Docteur Ingénieur, Valeo, E.E.M

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur
Examineur

REMERCIEMENTS

Les remerciements sont pour moi un exercice difficile mais source aussi de beaucoup de bonheurs et de nostalgie. Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse, Stéphane CLENET pour m'avoir offert l'opportunité d'intégrer le L2EP. Son bureau était toujours ouvert lorsque j'en avais besoin. Il a su me guider dans ce travail tout en me laissant autonome et en me permettant de gagner en confiance. Je remercie tout aussi chaleureusement mon encadrant Abdelkader BENABOU qui a eu la lourde tâche de m'encadrer au quotidien ! Il a su, entre autres, me remonter le moral quand cela était nécessaire et faire fonctionner le matériel miraculeusement lorsque je ne m'en sortais pas ! Il a toujours pris le temps (même s'il n'en avait pas) de répondre à mes questions. Je remercie Jean-Claude MIPO, mon encadrant Valeo, qui a tout fait pour que cette thèse se déroule dans les meilleures conditions. Il a lui aussi, su me soutenir et m'encourager pour aller au bout de mon travail. Il n'a pas hésité à me donner des opportunités de toutes sortes afin que j'appréhende au mieux le monde industriel. Je remercie également Pierre FAVEROLLE, mon second encadrant Valeo, pour les discussions et conseils qu'il m'a donnés pendant toute cette thèse. Il m'a apporté beaucoup par son autre regard sur mon travail. Je tiens à remercier les autres personnes que j'ai rencontrées chez Valeo, en particulier Philippe FARAH, avec qui j'ai eu des discussions diverses qui m'ont apporté aussi bien au niveau professionnel que personnel. Je remercie finalement le groupe encadrant dans son ensemble pour son caractère humain et pour tous les efforts de communication des uns et des autres. Je n'ai en effet jamais eu à jongler avec des discours contradictoires. Je ne pouvais espérer meilleur encadrement et condition de travail, alors merci.

Je remercie Afef LEBouc pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et plus généralement pour tous les échanges que nous avons eu au cours de ces trois années. Nous nous sommes souvent croisés et ce fut toujours avec plaisir. De la même manière je remercie Anouar BELAHcen pour avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse et pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail. Je remercie les autres membres du jury, Luc DUPRE, Didier TRICHET et Thierry COOREVITS pour avoir accepté de juger ce travail. Je remercie particulièrement Didier TRICHET pour avoir présidé le jury et Thierry COOREVITS pour le temps qu'il m'a souvent accordé afin de discuter métrologie (entre autres) autour d'un café.

J'ai alors une pensée pour Jean-Claude VERVISCH que je remercie pour avoir participé à ces discussions et pour m'avoir aidé à mesurer les performances métrologiques de mon dispositif expérimental. Et ce dispositif expérimental n'aurait pas été si soigneusement monté sans l'action de Luc BULTEAU. J'ai en outre toujours eu plaisir à prendre le temps de discuter avec Luc, Marc SUFFYS, Claude LAMZAC et Gérard SAILLIOT. De la même façon je remercie Thomas ROILLET qui m'accueillait toujours avec le sourire. Je remercie Felix HILLION, Shuai HE et Hugo FONDU pour leur participation à ces travaux de thèse.

Je remercie Francis PIRIOU qui, en sa qualité de directeur du L2EP, m'a accueilli au laboratoire ainsi que Betty SEMAIL, devenue par la suite directrice du L2EP. De la même manière je remercie l'ensemble des membres du L2EP. Pour ne citer qu'eux, Ky NGUYEN qui m'a fait découvrir le phô (j'espère ne pas me tromper !), Xavier KESTELYN qui avait toujours un mot pour rire, Yvonnick LE MENACH qui prenait souvent le temps de jeter un œil dans la salle matériaux pour voir si je tenais encore le coup (!), Thomas HENNERON, Julien KORECKI et Loïc CHEVALLIER que j'ai bien embêtés avec mes problèmes informatiques et l'utilisation du code_CARMEL. Je remercie tout particulièrement Claire LIPPENS pour l'aide administrative d'une efficacité redoutable mais surtout pour les moments passés ensemble à discuter de tout et de rien. Il y a eu certainement beaucoup de ces moments mais qui ont pourtant maintenant un goût de « trop peu ». Merci également à Olivier FERLA et Thierry DUQUESNE pour l'aide apportée au cours de ces années de thèse.

Viennent maintenant les doctorants / post doctorants. J'ai tout d'abord une pensée pour Sijun et Mac qui ont été mes premiers voisins de bureau. Notre bureau était petit, Mac se plaignait du manque de ventilation, il fallait aller au Lidl acheter des packs d'eau pour ne pas le perdre, Sijun avait une quantité incroyable de chaussures et portables qui remplissaient le bureau, les plantes mourraient malgré tous nos efforts. Et c'était bien. J'ai une pensée pour les doctorants (ou pas) de l'Ensam avec qui j'ai passé de très bons moments : Bassel (qui râle bien plus que moi !), Fabien, Franck (qui râle peut être plus que moi^^), Julian, Juliette, Karama, Laurent (frérot !), Nadim, Paul, Pierre, Pierre, Tian, Tiago... pour ne citer qu'eux.

J'ai ensuite passé la majorité de ma thèse au P2 où j'ai rencontré des collègues devenus des amis proches. J'ai donc une pensée pour Jalal (je suis toujours intéressée par l'entreprise Chearc&Co !) Guillaume (qui nous a fait découvrir par chez lui), Clément Boxe (qui a fait une grosse surprise au crapaud en étant de nouveau en France au bon moment☺), Clément Transpole (toujours partant pour tout sauf pour la journée 62 !), Laurent (un petit ssbm ?), Kevin (hein que c'est beau les lacs sous la pluie^^), Smail (je pense à toi quand je fais mon gâteau au chocolat maintenant !), Marc (qui s'amuse plus à Metz qu'avec nous malgré tous nos efforts XD). Il est difficile de n'oublier personnes, alors ne m'en voulez pas, merci à tous.

J'ai une pensée toute particulière pour Claire, d'une certaine façon c'est grâce à elle que tout a commencé. Je pense que nous garderons toutes les deux d'excellents souvenirs de nos escapades parisiennes^^. Je pense également à Jean-Bernard VOGT qui m'a accompagné à l'ENSCL et a semé en moi l'idée de faire une thèse. Je remercie également mes amis hors laboratoire. Vous êtes venus nombreux pour la soutenance et cela a eu de l'importance pour moi alors merci. Je remercie enfin ma famille, mon père, ma mère et ma sœur car c'est grâce à leur soutien permanent que petit à petit j'en suis arrivée là. Reste enfin celui que je n'ai peut-être même pas besoin de remercier car notre soutien mutuelle est devenu une évidence.

TABLE DES MATIERES

TABLE DES MATIERES.....	i
TABLE DES ILLUSTRATIONS	vi
ABREVIATIONS ET NOTATIONS.....	x
Introduction Générale	2
Chapitre 1 : Propriétés et fabrication de la roue polaire	
I. DES MATERIAUX MAGNETIQUES AU CAS DE LA ROUE POLAIRE	7
I.1. Les différents comportements magnétiques des matériaux	7
I.1.1. Grandeurs fondamentales.....	7
I.1.2. De l'atome au matériau magnétique	9
I.1.3. Classification magnétique des matériaux.....	10
I.2. Magnétisme et matériaux ferromagnétiques	14
I.2.1. Magnétisme à l'échelle atomique et mésoscopique	14
I.2.2. Magnétisme à l'échelle macroscopique	16
I.2.3. Pertes magnétiques.....	20
I.3. La roue polaire : une pièce ferromagnétique.....	22
I.3.1. Rôle de la roue polaire	22
I.3.2. Matière première de la roue polaire	23
I.3.3. Fabrication de la roue polaire.....	24
II. IMPACT DES PROCEDES DE FABRICATION SUR LES PROPRIETES DES ROUES POLAIRES 27	
II.1. Microstructure des aciers	27
II.1.1. Généralités.....	27
II.1.2. Défauts cristallins	28
II.1.3. Caractérisation de la plasticité.....	29
II.2. Procédé de fabrication et microstructure.....	30
II.2.1. Forgeage à chaud des aciers ferritiques	30
II.2.2. Effet du forgeage sur la microstructure	31
II.2.3. Mise en forme à froid	35
II.3. Microstructure et propriétés électromagnétiques	37
II.3.1. Propriété électromagnétiques d'un acier parfait	37
II.3.2. Effets des défauts de microstructure de l'acier.....	39
II.3.3. Effets de sollicitations extérieures	41
II.3.4. Paramètres microstructuraux déterminants.....	43
II.4. Synthèse : effet du procédé de fabrication sur les roues polaires.....	44
II.4.1. Effets du forgeage sur la microstructure de la roue polaire	44
II.4.2. Effets du forgeage sur les propriétés de la roue polaire.....	44
II.4.3. Effets des autres étapes du procédé de fabrication de la roue polaire	45
Chapitre 2 : Outils et méthodes pour la caractérisation électromagnétique des aciers doux	
I. OUTILS GENERIQUES POUR LA CARACTERISATION	47
I.1. Notions de métrologie	47
I.1.1. Définition de la mesure	47
I.1.2. Evaluation de l'incertitude de mesure.....	50
I.1.3. Validation d'une méthode de mesure.....	55
I.2. Outils de modélisation	57
I.2.1. Le modèle mathématique	57
I.2.2. Formulations et résolution numérique	59
II. METHODES DE CARACTERISATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE	61

II.1. Méthodes de mesure des faibles résistivités.....	61
II.1.1. Méthode des courants induits	61
II.1.2. Méthode des courants de conduction.....	61
II.2. Précisions sur la méthode des courants de conduction	63
II.2.1. Mise en équation.....	63
II.2.2. Effet de la géométrie de l'échantillon.....	64
II.2.3. Effet de la géométrie du capteur	65
III. METHODES DE CARACTERISATION DES PROPRIETES MAGNETIQUES	67
III.1. Méthodes standards de caractérisation magnétique.....	67
III.1.1. Principe de mesure des méthodes standards.....	67
III.1.2. Mesure sur tore (ring core measurement).....	68
III.1.3. Cadre Epstein (Epstein frame)	68
III.1.4. Essai sur tôle unique (single sheet tester).....	69
III.2. Méthodes non-standards de caractérisation magnétique.....	71
III.2.1. Capteurs de mesures magnétiques.....	71
III.2.2. Méthode fluxmétrique locale.....	76
III.2.3. Méthode des pointes	79
 Chapitre 3 : Développement et validation d'une méthode de mesure de la conductivité électrique locale d'une roue polaire	
I. CHOIX ET ANALYSE DE LA METHODE DE MESURE	87
I.1. Choix de la méthode de mesure	87
I.1.1. Analyse du besoin	87
I.1.2. Méthode de mesure proposée.....	87
I.2. Analyse de la procédure de mesure	88
I.2.1. Diagramme 5M	88
I.2.2. Main d'œuvre	89
I.2.3. Matière	90
I.2.4. Milieu.....	90
I.2.5. Moyens.....	92
I.2.6. Méthode	93
I.3. Mise en place du système de mesure	94
I.3.1. Réalisation des capteurs de mesure.....	94
I.3.2 Mise en place du système de mesure complet	97
II. CARACTERISATION ET VALIDATION DE LA METHODE DE MESURE	101
II.1. Estimation de l'incertitude de mesure (utilisation du 5M)	101
II.1.1. Sources d'incertitudes à faible impact.....	101
II.1.2. Calcul de l'incertitude liée à la thermique.....	102
II.1.3. Calcul de l'incertitude liée aux paramètres géométriques.....	103
II.1.4. Calcul de l'incertitude de mesure liée au modèle	110
II.1.5. Synthèse : calcul de l'incertitude de mesure élargie	111
II.2. Estimation de l'incertitude de mesure (méthode statistique)	112
II.2.1. Evaluation de la fidélité de mesure.....	112
II.2.2. Evaluation de la justesse de mesure.....	113
II.3. Validation de la méthode	117
II.3.1. Déclaration de validité de la méthode	117
II.3.2. Illustration expérimentale de la validité de la méthode	117
III. EXPLOITATION DE LA METHODE DE MESURE	119
III.1. Etude de roues polaires	119
III.1.1. Population étudiée	119
III.1.2. Etude de la conductivité électrique d'une roue polaire	119
III.1.3. Comparaison des roues polaires	121
III.2. Etude de tiges extraites de roues polaires	122

III.2.1. Population étudiée	122
III.2.2. Etude des propriétés électriques	122
III.2.3. Etude microstructurale	124
Chapitre 4 : Développement d'une méthode de mesure de la perméabilité incrémentale	
I. CHOIX DE LA METHODE DE MESURE	127
I.1. Analyse du besoin.....	127
I.1.1. Définition du mesurande	127
I.1.2. Cahier des charges de la méthode de mesure.....	127
I.1.3. Méthodes de mesures existantes	128
I.2. Méthode fluxmétrique locale (MFL)	128
I.2.1. Mise en place de la méthode de mesure.....	128
I.2.2. Résultats expérimentaux	130
I.3. Méthode des pointes (MdP).....	132
I.3.1. Mise en place de la méthode de mesure.....	132
I.3.2. Résultats expérimentaux	134
I.3.3. Adaptation de la méthode à la mesure de perméabilité incrémentale	135
II. MESURE DE LA PERMEABILITE INCREMENTALE D'UNE PLAQUE EPAISSE	139
II.1. Valeurs de références et démarche	139
II.1.1. Description des échantillons de référence	139
II.1.2. Détermination de la conductivité électrique	140
II.1.3. Détermination de la perméabilité incrémentale	141
II.2. Développement du dispositif expérimental	146
II.2.1. Dispositif expérimental initial et cohérence des résultats.....	146
II.2.2. Optimisation et dispositif expérimental final	148
II.3. Exploitation des mesures	152
II.3.1. Approche analytique.....	152
II.3.2. Approche numérique	156
III. APPLICATION DE LA METHODE DE MESURE AU CAS DE LA ROUE POLAIRE	161
III.1. Adaptation de la méthode au cas de la roue polaire	161
III.1.1. Dispositif expérimental	161
III.1.2. Population.....	162
III.2. Analyse des résultats expérimentaux	162
III.2.1. Visualisation de la répétabilité de mesure	162
III.2.2. Analyse des résultats expérimentaux	164
Conclusion Générale.....	168
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	171
Annexe I : Capteurs de mesure de l'induction magnétique dans l'air	177
I.1. Bobines sondes (H coils)	177
I.2. Capteurs à effet Hall	177
I.3. Capteurs magnétorésistifs	178
I.4. Magneto-impédance géante (GMI).....	180
I.5. Capteurs à porte de flux	181
Annexe II : Mesure de la conductivité, faisabilité de la méthode.....	183
Annexe III : Mesure de la conductivité, protocole expérimental	185
III.1. Objet.....	185
III.2. Origine.....	185
III.3. Objectif.....	185
III.4. Définition de l'essai	185
III.5. Exploitation des résultats	189

TABLE DES ILLUSTRATIONS

Liste des figures

Figure 1 : Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome (cas d'un électron).....	9
Figure 2 : Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome diamagnétique	10
Figure 3 : Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome paramagnétique	11
Figure 4 : Comparaison des milieux paramagnétique et ferromagnétique (échelle atomique)	12
Figure 5 : Illustration de l'effet de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline	14
Figure 6 : Exemples de configurations des moments dans un monocristal	15
Figure 7 : Représentation schématique de la structure en domaines d'un matériau ferromagnétique	15
Figure 8 : Courbe de première aimantation et schéma des mécanismes d'aimantation	16
Figure 9 : Cycle d'hystérésis et famille de cycles d'hystérésis	17
Figure 10 : Courbe de première aimantation et courbe normale expérimentales (acier à outils)	18
Figure 11 : Excitation à appliquer au matériau pour le rendre dans un état anhystérétique	18
Figure 12 : Courbe de première aimantation et courbe anhystérétique.....	19
Figure 13 : Courbe B(H) et perméabilités magnétiques.....	19
Figure 14 : Mécanisme à l'origine des pertes par hystérésis	20
Figure 15 : Photographie d'une roue polaire	22
Figure 16 : Vue éclatée d'un alternateur à griffes	22
Figure 17 : Schéma de principe d'un alternateur à griffes et du circuit du flux	23
Figure 18 : Exemple de procédé de fabrication d'une roue polaire.....	24
Figure 19 : Courbes normales de la matière première et de la matière extraite d'une roue polaire forgée (1Hz)	25
Figure 20 : Pertes en fonction du champ magnétique pour 28 échantillons de stators.....	26
Figure 21 : Induction magnétique en fonction du champ magnétique pour 16 échantillons de rotors	26
Figure 22 : Effet de la teneur en carbone sur un alliage fer-silicium [28].....	27
Figure 23 : Micrographies de différents aciers ([30], Valeo)	28
Figure 24 : Représentation schématique des défauts de microstructure ponctuels.....	28
Figure 25 : Représentation schématique des dislocations.....	29
Figure 26 : Diagrammes expérimental et conventionnel types d'un essai de traction monotone	30
Figure 27 : Représentation schématique des évolutions de microstructure liées aux mécanismes de plasticité ..	31
Figure 28 : Courbes contrainte-déformation (σ - ϵ) illustrant l'effet de la vitesse de déformation [38].....	32
Figure 29 : Représentation schématique de l'effet de la microstructure initiale sur la microstructure finale	33
Figure 30 : Représentation schématique de l'effet de forgeage sur la microstructure	34
Figure 31 : courbes contrainte-déformation obtenues sur des échantillons de cuivre à température ambiante [45]	35
Figure 32 : Aimantation à saturation de quelques alliages de fer (gauche) et résistivité électrique, à 20°C de quelques alliages de fer (droite) [48]	37
Figure 33 : Courbes $B=f(H)$ de quelques aciers au carbone (0,1 / 0,3 et 0,38% de carbone) [48]	38
Figure 34 : Micrographies et propriétés magnétiques d'un acier électrique à grains non orientés [53]	39
Figure 35 : Courbes $B=f(H)$ pour différentes déformations en traction de l'alliage à grains non orientés FeSi (3%) [59]	41
Figure 36 : Variation de l'aimantation avec la température [48].....	42
Figure 37 : Illustration de la nécessité de l'incertitude de mesure	48
Figure 38 : Représentation schématique de la justesse et de la fidélité de mesure	49
Figure 39 : Représentation schématique des erreurs systématique et aléatoire	49
Figure 40 : Diagramme 5M de l'exemple fil rouge	50
Figure 41 : Représentation schématique de la sonde à 4 pointes alignées	62
Figure 42 : Schémas et notations pour la méthode des pointes.....	63
Figure 43 : Disposition des pointes perpendiculairement (cas 1) et parallèlement (cas 2) à une limite isolante	64
Figure 44 : Schémas et notations pour la méthode des pointes.....	64
Figure 45 : Données théoriques et expérimentales mesurées sur différentes plaques métalliques à l'aide de différentes sondes colinéaires [11].....	66
Figure 46 : Représentation schématique de la sonde à pointes disposées en carré	66

Figure 47 : Représentation schématique du dispositif expérimental de mesure des champs (circuit magnétique quelconque et circuit torique ouvert).....	67
Figure 48 : Représentation schématique du cadre Epstein	69
Figure 49 : Représentation schématique de l'essai sur tôle unique.....	70
Figure 50 : Représentation schématique d'une bobine exploratrice	71
Figure 51 : Représentation schématique d'une sonde à aiguilles	71
Figure 52 : Illustration de la continuité du champ H	73
Figure 53 : Représentation schématique d'un dispositif de doubles bobines plates	73
Figure 54 : Représentation schématique d'une bobine de Chattock	74
Figure 55 : Organigramme des principes de caractérisation des propriétés magnétiques.....	75
Figure 56 : Représentation schématique du système de fermeture du flux magnétique et d'une sonde à deux bobines.....	76
Figure 57: Représentation schématique d'une sonde à deux bobines avec des sondes à effet Hall	77
Figure 58 : Représentation schématique d'une sonde de champ bidimensionnel [98].....	78
Figure 59 : Représentation schématique du système d'excitation et des bobines sondes d'un capteur tridimensionnel [101]	78
Figure 60 : Schémas 3D et 2D (Plan XY) du dispositif expérimental considéré et notations	79
Figure 61 : Sonde 4-pointes (cas d'un échantillon sous forme de tôle) [104].....	81
Figure 62 : Schéma de la géométrie générée sur SALOME et définition des groupes de volumes (noir) et des groupes de nœuds (vert)	83
Figure 63 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse ($\mu_r=1$).....	83
Figure 64 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse ($\mu_r=134$).....	84
Figure 65 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse (cas 1 $\mu_r=134$, cas 2 $\mu_r=1000$).....	85
Figure 66 : Représentation schématique de la définition du mesurande.....	87
Figure 67 : Représentation schématique des étapes permettant la réalisation des abaques.....	88
Figure 68 : Diagramme 5M de la méthode de mesure de la conductivité électrique de la roue polaire.....	89
Figure 69 : Résistance moyenne d'une griffe en fonction de la température.....	91
Figure 70 : Effet de la position longitudinale du capteur sur une griffe	93
Figure 71 : Effet de la position transversale du capteur sur une griffe.....	93
Figure 72 : Représentation schématique de l'expérience simulée, notations et résultats obtenus (cas de la griffe)	95
Figure 73 : Représentation schématique de l'expérience simulée, notations et résultats obtenus (cas du plateau)	95
Figure 74 : Représentation schématique et données géométriques (mm) des pointes.....	96
Figure 75 : Température de service en fonction des propriétés électriques de matériaux	97
Figure 76 : Photographies du système complet et de l'étalonnage de la position des chariots	98
Figure 77 : Photographies des dispositifs expérimentaux successivement mis en place.....	99
Figure 78 : Maillage des tiges de références en fonction du temps	99
Figure 79 : Maillage de la roue polaire (dans le cas d'une mesure sur la griffe).....	103
Figure 80 : Résistance en fonction de la position des pointes (position nominale = 0 mm)	104
Figure 81 : Résistance en fonction de la position des pointes (zoom sur la zone d'intérêt)	104
Figure 82 : Simulation effectuée pour étudier l'effet d'un défaut d'alignement des pointes	105
Figure 83 : Schéma explicatif des défauts de positionnement	105
Figure 84 : Représentation schématique des systèmes de positionnement et introduction des notations	106
Figure 85 : Représentation schématique de l'effet d'une rotation selon y	107
Figure 86 : Représentation des défauts géométriques selon z et calcul associé.....	107
Figure 87 : Résistance en fonction du positionnement du capteur le long de la griffe.....	108
Figure 88 : Représentation des défauts géométriques selon y et calcul associé	108
Figure 89 : Résistance en fonction du centrage du capteur sur la griffe.....	109
Figure 90 : Représentation des défauts géométriques par rotation autour de l'axe x et calcul associé	109
Figure 91 : Résistance en fonction du positionnement z, comparaison des maillages	110
Figure 92 : Représentation schématique des positions P1 et P2.....	112
Figure 93 : Positionnements du capteur 4 pointes sur l'étalon	114
Figure 94 : Photographie du dispositif de positionnement des étalons	114
Figure 95 : Ecart à la valeur de référence (maillage retenu) en fonction du nombre d'inconnues	115
Figure 96 : Résistance en fonction du temps (capteur griffe, étalon 19,13%IACS, condition 3)	116
Figure 97 : Conductivités mesurées en fonction des conductivités de référence (capteur plateau)	116
Figure 98 : Présentation des échantillons et des résultats expérimentaux.....	117
Figure 99 : Appellation des différentes zones de la roue polaire	119
Figure 100 : Visualisation graphique de la conductivité au niveau de la base de des griffes de la roue A lot 2120	

Figure 101 : Visualisation graphique de la conductivité le long des griffes	120
Figure 102 : Représentation des tiges extraites des roues polaires	122
Figure 103 : Photographie d'une tige sur le porte-échantillon et du dispositif expérimental	123
Figure 104 : Températures du milieu et de l'échantillon en fonction du temps	123
Figure 105 : Résultats expérimentaux pour les roues arrière (c.f. Figure 102)	124
Figure 106 : Tailles de grains de deux roues polaires	125
Figure 107 : Micrographie de la zone 2 (gauche) et de la zone 4 (droite) de la roue polaire Lr	125
Figure 108 : Schéma et photographie du dispositif expérimental complet	128
Figure 109 : Schéma du montage d'étude de l'effet de l'entrefer et résultats obtenus	130
Figure 110 : Résultats expérimentaux (roues polaires, MFL)	131
Figure 111 : Photographies d'une roue polaire avant et après polissage (roue arrière, fournisseur 1)	131
Figure 112 : Schéma du dispositif expérimental considéré et notations (rappel de la Figure 60)	132
Figure 113 : Partie réelle et partie imaginaire de la tension en fonction de la fréquence (cas amagnétique) ..	134
Figure 114 : Partie réelle de la tension en fonction de la fréquence (alu_B et alu_C)	135
Figure 115 : Signal exciteur sinusoïdal centré et cycle obtenu	135
Figure 116 : Signaux excitateurs sinusoïdaux décentrés et cycles obtenus	136
Figure 117 : Schéma de principe du dispositif expérimental proposé	137
Figure 118 : Système de fermeture globale du circuit magnétique	137
Figure 119 : Représentation schématique de la découpe des tôles d'acier à outils	139
Figure 120 : Représentation schématique de la découpe des tôles d'acier à roues polaires et photographie ...	140
Figure 121 : Schéma de principe du SST et de la mesure sur tore	141
Figure 122 : Signal imposé pour l'obtention de la perméabilité incrémentale	141
Figure 123 : Cycles incrémentaux obtenus (après avoir été recentrés)	142
Figure 124 : Famille de cycles mineurs centrés	143
Figure 125 : Illustration de la méthode indirecte d'obtention de la perméabilité incrémentale	143
Figure 126 : Perméabilité incrémentale relative en fonction du champ de polarisation (comparaison des méthodes)	144
Figure 127 : Effet de la largeur de cycle sur la perméabilité incrémentale de l'acier A	144
Figure 128 : Effet de la largeur de cycle sur la perméabilité incrémentale de l'acier B0	145
Figure 129 : Perméabilité incrémentale relative en fonction du champ de polarisation (acier magnétique)	145
Figure 130 : Schéma et photographie de la sonde de mesure du champ H	146
Figure 131 : Photographie du dispositif expérimental	147
Figure 132 : Résultats expérimentaux (partie réelle)	148
Figure 133 : Effet du blindage sur le gradient du champ (données expérimentales)	149
Figure 134 : Schéma des différentes conditions expérimentales testées	150
Figure 135 : Effet des conditions expérimentales sur la mesure de la perméabilité incrémentale	150
Figure 136 : Schéma du système de mesure	151
Figure 137 : Résultat de mesure type du capteur à pointes après décomposition du signal en partie réelle et partie imaginaire	152
Figure 138 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier A)	153
Figure 139 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier à outils A)	154
Figure 140 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers magnétiques, σ mesurée)	154
Figure 141 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers magnétiques, σ ajustée)	155
Figure 142 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers B0 et B1)	155
Figure 143 : Géométrie exploitée pour le calcul numérique	156
Figure 144 : Densité de courant ($f=5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)	156
Figure 145 : Induction magnétique selon y entre les pointes du capteur ($f=5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)	156
Figure 146 : Induction magnétique selon y sur l'ensemble de l'échantillon ($f=5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)	157
Figure 147 : Induction magnétique selon y ($f=5\text{Hz}$, $\mu_r=800$)	157
Figure 148 : Résultats de simulation pour l'acier ($\sigma=5,5\text{ MS/m}$)	158
Figure 149 : Résultats de simulation pour l'acier ($\sigma=5,5\text{ MS/m}$)	158
Figure 150 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier B0)	159
Figure 151 : Photographies et schéma du système de mesure adapté à l'étude des griffes de roue polaire	161
Figure 152 : Photographies du système complet de mesure	162
Figure 153 : Résultats expérimentaux : visualisation de la répétabilité de mesure	163
Figure 154 : Résultats expérimentaux : comparaison entre le capteur haut et le capteur bas	164
Figure 155 : Résultats expérimentaux : effet de la polarisation	165
Figure 156 : Résultats expérimentaux : comparaison entre deux roues polaires de même géométrie	165

Figure 157 : Résultats expérimentaux : comparaison entre les griffes d'une même roue polaire	166
Figure 159: Principe de fonctionnement d'une sonde à effet Hall	178
Figure 160: Principe de fonctionnement d'un capteur AMR	179
Figure 161 : Principe de fonctionnement d'un capteur GMR.....	180
Figure 162 : Principe de fonctionnement d'un capteur à porte de flux.....	182
Figure 163 : Photographie du premier capteur développé	183
Figure 164 : Notations et photographies des échantillons étudiés	183
Figure 165 : Photographie du dispositif expérimental	186
Figure 166 : Programme d'acquisition de la résistance expérimentale (onglet Vérification milieu)	187
Figure 167 : Programme d'acquisition de la résistance expérimentale (onglet Mesure des griffes).....	188
Figure 168 : Mesure de la résistance électrique d'un échantillon.....	189

Liste des tableaux

Tableau 1 : Calcul de l'incertitude de mesure de la conductivité (tige)	54
Tableau 2 : Caractéristiques des capteurs de champ [87][88][89][90].....	75
Tableau 3 : Caractéristiques de la tôle d'acier étudiée [102]	82
Tableau 4 : Données expérimentales considérées [102]	83
Tableau 5 : Incertitude introduite par le micro-ohmmètre	102
Tableau 6: Mesure de la position réelle des pointes (capteur pour la griffe)	103
Tableau 7 : Bilan d'incertitude sur la mesure de résistance pour le capteur griffe.....	111
Tableau 8 : Bilan d'incertitude sur la mesure de résistance pour le capteur griffe.....	111
Tableau 9 : Caractérisation de la répétabilité de mesure	112
Tableau 10 : Description des étalons de conductivité	114
Tableau 11 : Résultats numériques des résistances de références pour le capteur griffe	115
Tableau 12 : Mesures des résistances de références pour le capteur-griffe.....	116
Tableau 13 : Résultats expérimentaux des mesures sur griffes et sur tiges	118
Tableau 14 : Conductivités des griffes (base) de deux roues polaires (MS/m).....	119
Tableau 15 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau de la base des griffes (MS/m)	120
Tableau 16 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau du plateau (MS/m)	121
Tableau 17 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau de la base des griffes (MS/m)	121
Tableau 18: Synthèse des résultats expérimentaux (tôles, MFL)	130
Tableau 19 : Effet du polissage sur la tension U_{2eff} mesurée (cas de la griffe 2 des roues arrières).....	131
Tableau 20 : Synthèse des résultats expérimentaux (MdP, cas amagnétique)	134
Tableau 21 : Caractéristiques des échantillons de référence	139
Tableau 22 : Conductivité de référence des tôles d'Aluminium.....	140
Tableau 23 : Paramètres variant et valeurs associées	147
Tableau 24 : Numérotation de la série d'expériences	147

ABREVIATIONS ET NOTATIONS

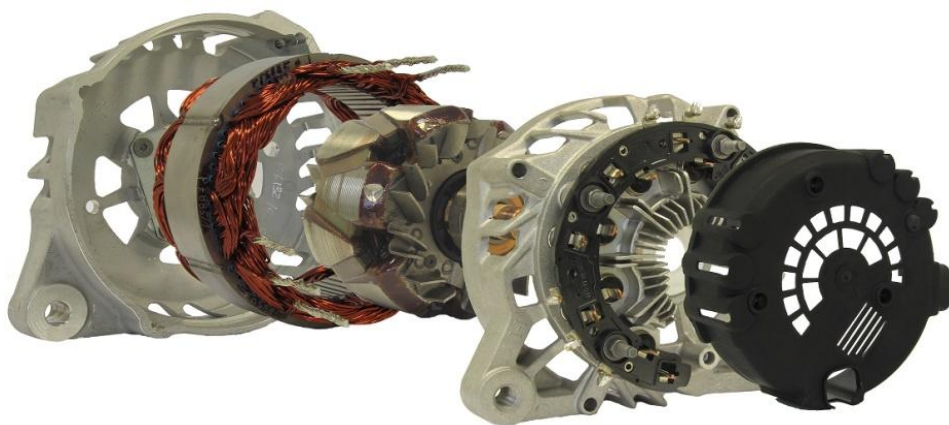
Liste des notations

l	[m]	Longueur
S	[m ²]	Section
V	[m ³]	Volume
T	[°C]	Température
α	[°C ⁻¹]	Coefficient de température
C	[°C ⁻¹]	Constante de Curie
k	[J.K ⁻¹]	Constante de Boltzmann
I	[A]	Courant électrique
U	[V]	Différence de potentiel
R	[Ω]	Résistance électrique
σ	[S.m ⁻¹]	Conductivité électrique
ρ	[Ω.m]	Résistivité électrique
$\vec{j}$	[A.m ⁻²]	Densité de courant
$\vec{E}$	[V.m ⁻¹]	Champ électrique
$\vec{D}$	[C.m ⁻²]	Induction électrique
$\vec{H}$	[A.m ⁻¹]	Champs d'excitation magnétique
$\vec{B}$	[T]	Induction magnétique
$\vec{m}$	[A.m ²]	Moment magnétique
$\vec{M}$	[A.m ⁻¹]	Aimantation magnétique
M_s	[T]	Aimantation à saturation
M_r	[T]	Aimantation rémanente
H_c	[A.m ⁻¹]	Champ coercitif
W_{ech}	[J]	Energie d'échange
W_m	[J]	Energie magnétostatique
χ	s.u.	Susceptibilité magnétique
μ_0	[H.m ⁻¹]	Perméabilité magnétique du vide
μ_r	s.u.	Perméabilité relative
μ_{diff}	s.u.	Perméabilité relative différentielle
μ_{inc}	s.u.	Perméabilité relative incrémentale
δ	[m]	Epaisseur de peau
ω	[rad.s ⁻¹]	Pulsation
f	[Hz]	Fréquence
F	[N]	Force
σ	[MPa]	Contrainte
ε	[%]	Déformation
R_E	[Mpa]	Limite d'élasticité
R_M	[Mpa]	Résistance mécanique
d	[m]	Diamètre
$\bar{x}$	/	Moyenne arithmétique expérimentale
s	/	Ecart type expérimental
u^2	/	Variance
u_c^2	/	Incertitude type composée
U	/	Incertitude élargie

Liste des abréviations

FEM	<i>Force électromotrice</i>
FDP	<i>Fonction de densité de probabilité</i>
MFL	<i>Méthode Fluxmétrique Locale</i>
MdP	<i>Méthode des pointes</i>

INTRODUCTION GENERALE



INTRODUCTION GENERALE

Le secteur des transports routiers étant l'un des plus pollueurs en termes d'émissions de CO₂, l'Union Européenne a instauré des normes à ce sujet (régulation n°443/2009)[1]. Ainsi, à partir de 2020, un véhicule neuf ne devra pas excéder un niveau d'émission de plus de 95 g de CO₂ par kilomètre en moyenne. C'est donc tout naturellement que l'équipementier automobile **Valeo** focalise ses efforts sur la réduction des émissions de CO₂. La recherche de solutions permettant de diminuer la consommation des véhicules passe, entre autres, par une amélioration continue de tous les produits existants (gains de masse, augmentation des rendements énergétiques, ...). Pour améliorer un produit, il est essentiel de connaître le plus finement possible chaque élément qui le constitue. En effet, une bonne connaissance des sous-systèmes permet de mieux modéliser une machine, de mieux comprendre son fonctionnement et ainsi d'être en mesure de l'optimiser pour en fin de compte améliorer son rendement énergétique ou diminuer sa masse par exemple.

Or, la construction de matériel électrique (transformateur, machines électriques tournantes...) repose en grande partie sur l'utilisation de fer et de ses alliages. Les propriétés magnétiques particulières de ces matériaux leur permettent de jouer un rôle d'amplificateur magnétique dans les machines électriques et les placent au cœur du processus de conversion de l'énergie (performances, pertes ...). Les concepteurs ont donc besoin d'une connaissance précise des propriétés électromagnétiques de ces matériaux. Par ailleurs, les caractéristiques des matériaux en général, et des matériaux magnétiques doux en particulier (cas du fer), sont modifiées par les procédés mis en jeu lors de la fabrication des pièces.

Dans la littérature, ce point est particulièrement étudié dans le cas de tôles d'aciers magnétiques car elles sont très utilisées pour la construction de matériel électrique. Le laminage, le recuit et la découpe de tôles vont significativement impacter les propriétés magnétiques du matériau. La prise en compte de ces effets, et en particulier l'hétérogénéité de propriétés introduite par le procédé de fabrication, a par exemple été étudiée dans le cadre d'une approche alliant expérience et modélisation probabiliste dans le cas de stators de machines électriques [2]. Le cas de pièces en acier massif, étant plus atypique dans le monde des machines électriques, est moins étudié. Cependant, il est connu que les procédés de fabrication tels que le forgeage impactent la microstructure des aciers [3] et qu'il existe des relations entre microstructure et propriétés électromagnétiques [4]. Le procédé de fabrication de pièces massives aura donc un effet sur les propriétés électromagnétiques de la pièce finale.

Mais ces modifications sont actuellement peu prises en compte dans les modèles de machines électriques. Il peut alors exister un écart important entre les performances simulées et celles mesurées

d'une machine puisque le modèle de la machine est en général basé sur des caractéristiques de matériaux correspondant à la matière première. Une meilleure compréhension des caractéristiques des matériaux doux et de l'impact des procédés de fabrication sur ceux-ci, permettrait de simuler plus précisément les performances finales d'une machine. En conséquence il serait possible de mettre en place des procédures de conception de machines électriques prenant en compte l'effet des procédés de fabrication et donc d'assurer une conception robuste vis-à-vis de ceux-ci.

L'équipementier automobile **Valeo** et le **L2EP** (Laboratoire d'Electrotechnique et d'Electronique de Puissance de Lille) se sont ainsi confrontés à cette problématique dans le cas particulier des **machines synchrones à griffes** utilisées comme alternateur à bord des automobiles. Cette machine a principalement été étudiée de façon globale afin de déterminer ses paramètres clefs [5] [6]. Ces approches ont permis de simuler l'ensemble du système « alternateur à griffes ». Mais il existe encore des écarts entre les machines simulées et les machines réelles. Il est donc nécessaire d'étudier précisément les sous-ensembles de l'alternateur à griffes.

Les travaux présentés dans cette thèse se focaliseront plus particulièrement sur le rotor de la machine (**roue polaire**). Les roues polaires permettent, grâce à leurs propriétés magnétiques, de guider le flux magnétique dans le stator. Pour remplir ce rôle, elles sont fabriquées dans un matériau **magnétiquement doux** occasionnant des pertes minimisées. La vitesse de l'alternateur pouvant atteindre 21 000 tours/min, les roues polaires, outre leurs qualités magnétiques primordiales, doivent posséder de bonnes qualités mécaniques pour résister à cette sollicitation sévère. L'acier, avec quelques éléments d'addition bien choisis, remplit ce cahier des charges. La roue polaire est façonnée à partir d'un lopin d'acier par **forgeage** et **usinage**. Ses propriétés sont donc impactées par ce procédé de fabrication et ne correspondent plus à celles du lopin d'acier initial. Il est donc pertinent de s'intéresser à l'impact des procédés industriels sur les propriétés électromagnétiques de l'acier des roues polaires. Le recours à la caractérisation expérimentale devient alors incontournable pour appréhender les phénomènes mis en jeu.

Cette caractérisation peut être effectuée à l'aide de mesures destructives par extraction d'échantillons. Néanmoins, la contrainte imposée par la géométrie de la roue polaire ne permet pas toujours de disposer d'échantillons de dimensions adaptées aux techniques standards de caractérisation que sont la mesure sur tore, le cadre Epstein et le SST [7][8][9]. En effet, ces méthodes nécessitent généralement des échantillons sous forme de tôles de dimensions normalisées. De plus, dans un contexte d'étude de l'impact du procédé de fabrication, l'approche de caractérisation locale est primordiale pour identifier une éventuelle inhomogénéité des propriétés sur une même roue polaire. En effet, les gradients de température et les sollicitations mécaniques "vus" par la pièce pendant sa fabrication vont être différents d'une zone à l'autre de celle-ci. Il est alors nécessaire de mettre en place une technique locale et non destructive pour effectuer cette caractérisation.

L'objectif de ces travaux est donc de **mettre en place une méthode de caractérisation des roues polaires** afin de connaître leurs propriétés électromagnétiques. Des méthodes de mesure locales et non destructives existent, en particulier dans le domaine du contrôle non destructif [10]. Mais il s'agit généralement de détecter la présence ou l'absence d'un défaut. Ici on propose une méthode permettant de connaître **quantitativement** des propriétés électromagnétiques d'un échantillon (plaque, roue polaire). En outre, la majorité des méthodes de caractérisation électromagnétique proposées dans la littérature sont appliquées à la mesure sur tôles d'épaisseur constante [11] [12] [13]. Une griffe de roue polaire, pourvue d'une courbure non nulle et d'épaisseur variable représente un challenge différent. La méthode proposée pourra donc s'appliquer aussi bien à des tôles qu'à des pièces massives de géométrie complexe, cas de la roue polaire.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à la présentation de l'objet d'étude: la roue polaire. Ainsi, les propriétés électromagnétiques de la roue polaire, et plus largement des matériaux magnétiquement doux, sont rappelées. Puis son procédé de fabrication est exposé. Une recherche bibliographique détaillée sur l'impact des procédés de fabrication sur les caractéristiques magnétiques des matériaux est ensuite proposée. On tirera alors des conclusions sur l'impact du procédé de fabrication sur ses propriétés électromagnétiques de la roue polaire.

Le deuxième chapitre permet d'introduire les outils et méthodes nécessaires à la caractérisation électromagnétique des aciers doux. Des notions essentielles de métrologie sont notamment exposées. En outre, les méthodes de caractérisation, normalisées ou non, des propriétés électriques et magnétiques sont présentées. On constate alors qu'il n'existe pas de méthode de mesure normalisée et non destructive permettant de déterminer les propriétés électromagnétiques d'une roue polaire. Il est donc nécessaire de concevoir et, par suite, de valider une méthode de mesure originale des propriétés électromagnétiques d'une roue polaire.

Le troisième chapitre rend compte du choix, de l'optimisation et de la validation d'une méthode de mesure de la conductivité électrique locale d'une roue polaire. Il s'agit d'une méthode 4 pointes qui a été adaptée à l'étude d'une pièce de forme complexe en utilisant la modélisation numérique. Une étude métrologique de la méthode ainsi développée permet ensuite de déterminer rigoureusement l'incertitude de mesure. Elle peut alors être utilisée pour étudier une population de roues polaires.

Finalement le dernier chapitre traite du développement d'une méthode de caractérisation magnétique des roues polaires. Il s'agit d'une méthode dérivée de celle de mesure de la conductivité, inspiré de la méthode ACDP (Alternating Current Potentiel Drop) [11]. Elle est en première approche développée pour une géométrie simple : une plaque épaisse. Puis la méthodologie proposée est appliquée au cas de la roue polaire.

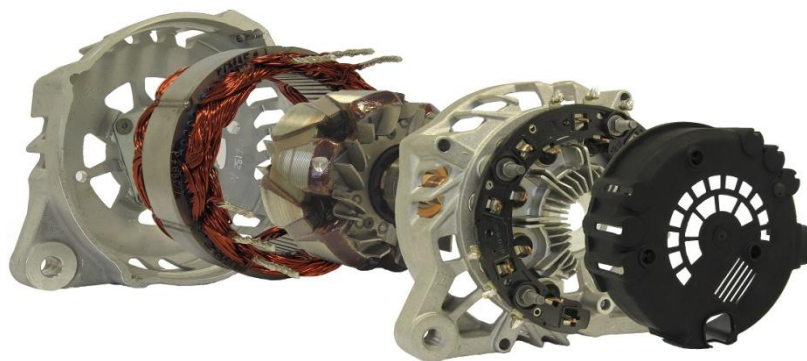


Chapitre 1

PROPRIETES ET FABRICATION DE LA ROUE POLAIRE

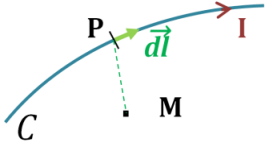
I- Des matériaux magnétiques au cas de la roue polaire

II- Impact des procédés de fabrication sur les propriétés des roues polaires



I.1.1.B. CHAMP D'INDUCTION MAGNETIQUE

Une circulation de courant crée un **champ d'induction magnétique** $\vec{B}$ (T) donné par la loi de **Biot et Savart**. Dans le cas d'un courant filaire d'intensité I dans le vide, cette loi s'écrit :

$$\vec{B}(M) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_C \frac{Id\vec{l} \wedge \overrightarrow{PM}}{\|\overrightarrow{PM}\|^3} \quad (3)$$


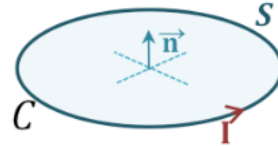
L'intégrale est étendue à toute la longueur du fil. Le coefficient μ_0 , de valeur $4\pi 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$ est appelé **perméabilité magnétique du vide**. L'induction magnétique $\vec{B}$ a deux propriétés remarquables. Premièrement, la divergence de $\vec{B}$ est égale à zéro. De plus, la circulation du champ magnétique $\vec{H}$ (A.m^{-1} , dans le vide $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0$) sur un contour fermé est égale au courant traversant la surface portée par le contour :

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (4)$$

I.1.1.C. MOMENT MAGNETIQUE ET AIMANTATION

Considérons une spire circulaire C parcourue par un courant électrique I . Nous verrons dans la suite que ce circuit permet de schématiser le comportement d'un atome dans un champ magnétique (c.f. **paragraphe I.1.2.a**). Une nouvelle grandeur est définie, le **moment magnétique** $\vec{m}$ (A.m^2), donnée par :

$$\vec{m} = I \vec{S} \quad \text{avec} \quad \vec{S} = S\vec{n} \quad (5)$$



avec $\vec{S}$ le vecteur de norme égale à la surface de la spire, normal à son plan et orienté d'après le sens du courant. Le moment magnétique permet de rendre compte mathématiquement de « l'intensité » et de la direction (grandeur vectorielle) d'une source magnétique. Si cette boucle de courant est plongée dans un champ extérieur uniforme (à son échelle) $\vec{B}_{ext}$, le couple résultant $\vec{\Gamma}$ auquel elle sera soumise s'exprime :

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{B}_{ext} \quad (6)$$

L'**aimantation** $\vec{M}$ (A.m^{-1}) est une **grandeur macroscopique** traduisant la réaction d'un matériau dans un champ magnétique. Elle s'exprime comme une densité volumique de moments magnétiques, soit :

$$\vec{M} = \frac{d\vec{m}}{dv} \quad (7)$$

où $d\vec{m}$ est la somme vectorielle des moments magnétiques atomiques compris dans l'élément de volume dv (m^3).

I.1.1.D. SUSCEPTIBILITE MAGNETIQUE

La **susceptibilité magnétique** χ d'un matériau est définie comme le rapport entre son aimantation $\vec{M}$ et une excitation magnétique $\vec{H}$ qui lui est appliquée. Elle exprime la faculté d'un matériau à s'aimanter sous l'action d'une excitation magnétique. Lorsqu'un matériau magnétique est plongé dans un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$, l'induction magnétique $\vec{B}$ s'exprime :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (8)$$

Dans le cas de matériaux linéaires et isotropes, il est usuel d'utiliser la notation suivante :

$$B = \mu_0 \mu_r H \quad (9)$$

où le terme $\mu_0 \mu_r$ est la perméabilité magnétique du matériau, caractérisée par sa **perméabilité relative** μ_r par rapport à l'air de perméabilité proche de celle du vide μ_0 . La grandeur μ_r , sans dimension, reflète donc la capacité du matériau magnétique à capter, canaliser et amplifier le champ magnétique.

I.1.2. De l'atome au matériau magnétique

I.1.2.A. COMPORTEMENT MAGNETIQUE D'UN ATOME

En s'appuyant sur le modèle de Bohr de description planétaire des atomes (Figure 1), le mouvement d'un électron (qui est une particule chargée) autour du noyau de son atome peut être considéré comme circulaire et assimilé à une spire de courant. Il existe donc un **moment magnétique orbital** pour chaque électron, dû au mouvement de l'électron autour du noyau (c.f. **paragraphe I.1.1.c**). Ce moment magnétique est un multiple entier d'un moment magnétique unitaire appelé **magnéton de Bohr** (de l'ordre de 9.10^{-24} A.m²). A cette première contribution s'ajoute le **moment magnétique de spin** qui peut prendre deux valeurs, à savoir un magnéton de Bohr, positif ou négatif.

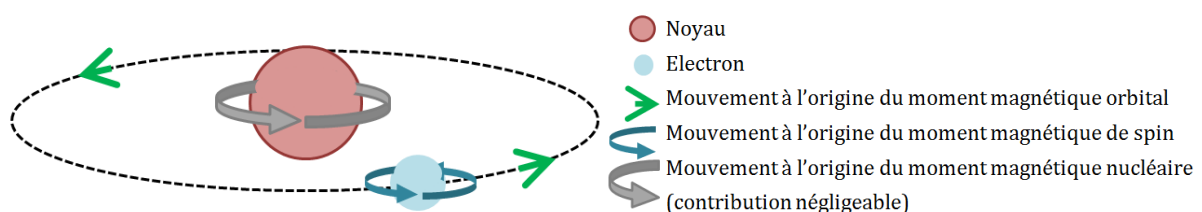


Figure 1 : Représentation schématique de l'origine du moment magnétique d'un atome (cas d'un électron)

Un atome a donc un moment magnétique qui est la somme de tous ceux relatifs à ses électrons. Suivant la structure électronique de l'atome, le moment magnétique de l'atome est nul ou non nul. Ainsi, pour les atomes présentant des orbitales électroniques pleines, les moments se compensent globalement. Dans certains cas liés à l'existence de sous-couches incomplètes, la compensation des moments n'est pas totale et l'atome est dit magnétique.

I.1.2.B. COMPORTEMENT MAGNETIQUE D'UN MATERIAU

Un matériau étant constitué d'atomes peut donc être considéré, du point de vue magnétique, comme un milieu au sein duquel existe une multitude de moments magnétiques. On constate que pour un atome isolé (sans interaction avec les atomes voisins), la grande majorité des éléments du tableau périodique présente des propriétés magnétiques. Mais en général, ces moments magnétiques ont des directions aléatoires et donc finalement au niveau macroscopique on a $\vec{M} = 0$.

En outre, rappelons que les liaisons chimiques reposent sur la mise en commun d'électrons sur une même orbite. Ainsi, de nouvelles orbitales sont créées, généralement non magnétiques. C'est pourquoi, seuls les éléments dont les électrons responsables du magnétisme appartiennent à des couches internes et donc « protégées » sont capables de préserver leur caractère magnétique au sein d'un édifice. C'est le cas des éléments du groupe du fer (couche incomplète 3d) et des éléments de la série des terres rares (couche incomplète 4f).

Un matériau peut donc présenter différents types de comportements magnétiques que l'on peut expliquer en étudiant la matière à l'échelle atomique (distances inter-atomiques de l'ordre de 10^{-10} m). On propose donc une explication phénoménologique de ces différents comportements afin de pouvoir situer les **matériaux ferromagnétiques**, cœur de cette étude, par rapport aux autres.

I.1.3. Classification magnétique des matériaux

I.1.3.A. DIAMAGNETISME

Le comportement diamagnétique est la « réponse magnétique » la plus universelle car il existe pour tous les matériaux. Les électrons des atomes constitutifs de la matière, plongés dans un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$, voient leur trajectoire modifiée. Selon la loi de Lenz, la trajectoire des électrons varie de façon à s'opposer à la cause qui a provoqué ce changement de trajectoire. Il en résulte un moment magnétique dirigé en sens inverse du champ $\vec{H}$ (Figure 2). Ces matériaux (par exemple le silicium, le cuivre et le germanium) ont donc une **susceptibilité magnétique négative**, indépendante de la température et de l'ordre de 10^{-5} . Cet effet étant de très faible amplitude, il n'est observable que pour les matériaux ne présentant aucun moment magnétique intrinsèque. On ne qualifie donc de diamagnétiques que les matériaux pour lesquels ce caractère est discernable.

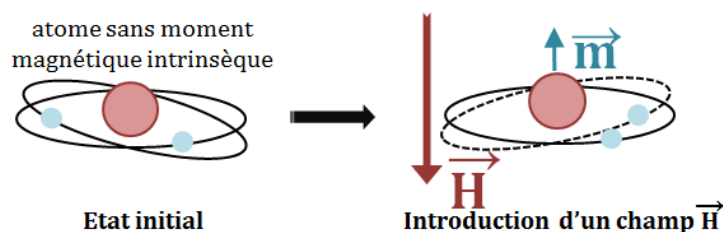


Figure 2 : Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome diamagnétique

I.1.3.B. PARAMAGNETISME

Les matériaux paramagnétiques sont constitués d'atomes qui possèdent un moment magnétique intrinsèque $\vec{m}$. Sous l'action d'un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ ces moments magnétiques ont tendance à s'aligner avec lui. Cependant, l'agitation thermique perturbe cette tendance (Figure 3). La **susceptibilité magnétique** des matériaux paramagnétiques est donc **positive**, fonction de la température et généralement comprise entre 10^{-3} et 10^{-5} à température ambiante.

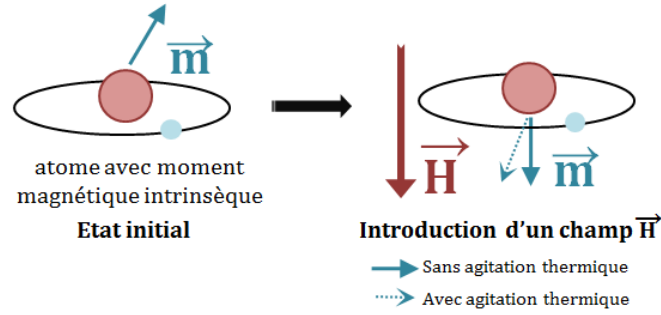


Figure 3 : Représentation schématique de l'effet d'un champ magnétique sur un atome paramagnétique

Paramagnétisme de Langevin :

Considérons un matériau, soumis à un champ $\vec{B}$, comportant N moments magnétiques $\vec{m}$ par unité de volume (N densité volumique de moments magnétiques). Chaque moment $\vec{m}_i$ possède une énergie potentielle W_i (J) qui tend à l'aligner parallèlement au champ $\vec{B}$:

$$W_i = -\vec{m}_i \cdot \vec{B} = -m_i B \cos(\theta_i) \quad (10)$$

avec θ_i , l'angle que fait le moment $\vec{m}_i$ avec le champ $\vec{B}$. L'aimantation moyenne vaut :

$$M = Nm \langle \cos \theta_i \rangle \quad (11)$$

Comme l'agitation thermique s'oppose à un alignement parfait des moments, leur répartition obéit à une **statistique de Maxwell-Boltzmann**. La probabilité d'observer une orientation θ est donc proportionnelle à $\exp^{(-m_i B \cos \theta / kT)}$ où k désigne la constante de Boltzmann. Si on suppose que les moments $\vec{m}_i$ peuvent prendre toutes les orientations θ_i possibles entre 0 et π (physique classique), alors l'aimantation moyenne s'exprime :

$$\frac{M}{M_s} = \langle \cos \theta_i \rangle = L\left(\frac{mB}{kT}\right) \quad (12)$$

avec $M_s = Nm$ et $L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x}$

où M_s désigne l'aimantation maximale (on parle d'aimantation à saturation) obtenue dans un champ $\vec{B}$ infiniment grand (ou au zéro absolu) et $L(x)$ la **fonction de Langevin**. Une approche plus complète consiste à tenir compte de la quantification des orientations des moments atomiques justifiées par la mécanique quantique. Il faut alors remplacer la fonction de Langevin par la **fonction de Brillouin**. Les calculs montrent qu'à température ambiante, l'agitation thermique est prédominante car les valeurs de mB/kT sont très petites. Dans ces conditions, la fonction de Langevin peut être approximée par son développement limité au voisinage de 0 soit $L(x) \approx x/3$.

L'aimantation moyenne s'écrit alors :

$$\vec{M} = \chi_p \vec{H} \quad \text{avec} \quad \chi_p = \frac{C}{T} = \frac{\mu_0 N m^2}{3kT} \quad (13)$$

La susceptibilité est inversement proportionnelle à la température, il s'agit de la loi de Curie et on définit la constante de Curie C (°C).

I.1.3.C. FERROMAGNETISME

Les matériaux ferromagnétiques, comme les matériaux paramagnétiques, sont constitués d'atomes qui possèdent un moment magnétique intrinsèque $\vec{m}$ mais qui ont en plus un **comportement collectif**. Les moments magnétiques atomiques ont spontanément tendance à s'aligner parallèlement les uns aux autres grâce à l'**énergie d'échange** (c.f. **paragraphe I.2.1.a**). Notons que l'énergie d'échange existe également dans le cas d'un matériau paramagnétique mais reste faible face à l'agitation thermique, ce qui explique le comportement quasi-individuel des moments magnétiques. Si les moments magnétiques atomiques s'alignent dans la même direction, il s'agit d'un matériau **ferromagnétique** à proprement parler (Figure 4). Parfois, la disposition des atomes porteurs de moments permet la subdivision du réseau cristallin en au moins deux sous-réseaux tels que les moments s'arrangent de façon antiparallèle d'un sous-réseau à l'autre. Si l'aimantation résultante est nulle, le matériau est dit **antiferromagnétique**. Dans le cas où les aimantations des sous-réseaux ne se compensent pas totalement, on parle de matériaux **ferrimagnétiques**.

Ces matériaux sont donc magnétiquement ordonnés (phénomène comparable à la mise en ordre géométrique des solides). De la même manière qu'une augmentation de température conduit à la destruction de l'arrangement géométrique (température de fusion), une augmentation de température conduit à la destruction de l'ordre directionnel des moments magnétiques. Ce phénomène correspond à une température seuil, dite **température de Curie** et notée T_c pour laquelle l'énergie d'échange est égale à l'énergie d'excitation thermique, le matériau a alors un comportement paramagnétique. La **susceptibilité magnétique** d'un matériau ferromagnétique est **positive**, fonction du champ magnétique appliqué et la loi de comportement associée présente une forte non-linéarité. La susceptibilité magnétique varie de 10^2 à 10^5 , ce qui fait des matériaux ferromagnétiques des **amplificateurs magnétiques**. Cette propriété est très utile dans les dispositifs de conversion de l'énergie comme nous le verrons par la suite (c.f. **paragraphe I.3.1**).

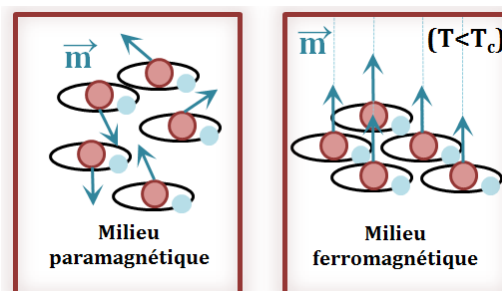


Figure 4 : Comparaison des milieux paramagnétique et ferromagnétique (échelle atomique)

Ferromagnétisme de Langevin :

Les interactions entre les moments magnétiques ne sont pas prises en compte dans le modèle du paramagnétisme de Langevin. Cependant Pierre Weiss a proposé de les introduire dans le modèle mathématique pour expliquer l'existence du ferromagnétisme. Un moment magnétique est donc soumis au champ extérieur ainsi qu'à un champ moléculaire dû aux autres moments magnétiques. Ce sont ces interactions qui sont à l'origine d'une aimantation spontanée dans certains solides ferromagnétiques en l'absence de champ extérieur. Les interactions entre moments magnétiques conduisent à la création d'un champ magnétique $\vec{H}_m$ proportionnel à l'aimantation $\vec{M}$ ($\vec{H}_m = \alpha_m \vec{M}$, avec α_m le paramètre du champ moléculaire), dont l'effet s'ajoute à celui du champ extérieur $\vec{H}$. Le champ effectif $\vec{H}_e$ vu par un moment magnétique s'exprime alors :

$$\vec{H}_e = \vec{H} + \alpha_m \vec{M} \quad (14)$$

La formule développée par Langevin reste valable à condition de remplacer $\vec{H}$ par $\vec{H}_e$ (l'équation ainsi obtenue est dite auto-cohérente). On remarque que lorsque α_m tend vers 0 (peu de couplage entre les moments magnétiques atomiques), le système tend à avoir un comportement paramagnétique.

Les matériaux peuvent donc être classifiés selon leur comportement magnétique, à savoir matériaux dia-, para-, ferro-, ferri- et antiferromagnétiques. La roue polaire étant une pièce ferromagnétique (c.f. paragraphe I.3.2), des notions supplémentaires vont être introduites au sujet de ce type de matériau. Dans un premier temps, on considère l'échelle atomique et mésoscopique afin de comprendre au mieux la constitution en domaines magnétiques d'un tel matériau (c.f. paragraphe I.2.1). Dans un second temps on considère l'échelle macroscopique qui reflète le comportement globale de la matière. C'est ce comportement global, autrement dit la loi $B=f(H)$ (c.f. paragraphe I.2.2), qui est nécessaire à la modélisation des machines électriques et c'est donc à cette échelle que les matériaux constitutifs de telles machines doivent être caractérisés.

I.2. Magnétisme et matériaux ferromagnétiques

I.2.1. Magnétisme à l'échelle atomique et mésoscopique

I.2.1.A. CONSIDERATIONS ENERGETIQUES

Un matériau ferromagnétique est naturellement subdivisé en plusieurs domaines dont l'aimantation interne est uniforme. La théorie des domaines magnétiques, élaborée par Pierre Weiss dès 1907 [23], s'explique par des considérations énergétiques.

L'énergie d'échange : Le comportement des matériaux ferromagnétiques est fondamentalement régi par les interactions entre proches voisins qui conduisent à l'alignement de leur moment magnétique. Cette interaction, d'origine électrostatique, est liée au recouvrement des orbitales électroniques entre atomes voisins. L'**énergie d'échange** résultante W_{ech} , entre les moments voisins localisés $\vec{m}_i$ et $\vec{m}_j$, peut s'écrire :

$$W_{ech} = -W_{ij}\vec{m}_i\vec{m}_j \quad (15)$$

Dans cette écriture, si la constante d'échange W_{ij} est positive, le matériau est ferromagnétique, sinon, il est antiferromagnétique.

L'énergie d'anisotropie magnétocristalline : L'organisation cristallographique d'un matériau ordonné lui confère des propriétés anisotropes. Ainsi, les diverses orientations possibles d'aimantation d'un matériau ferromagnétique ne sont pas équivalentes. L'aimantation est privilégiée sur certains axes cristallographiques qui sont alors appelés **directions de facile aimantation** (par exemple les arêtes de la maille cubique pour le fer). Écarter l'aimantation d'une telle direction coûte de l'énergie : c'est l'**énergie d'anisotropie magnétocristalline**. Ainsi, si on soumet un monocristal à une excitation magnétique croissante, comme le montre la Figure 5, on remarque qu'il est plus facile de l'aimanter suivant une certaine direction $\vec{u}$.

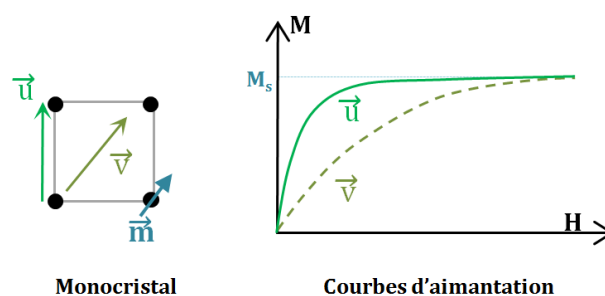


Figure 5 : Illustration de l'effet de l'énergie d'anisotropie magnétocristalline

L'énergie magnétostatique : Lorsque l'on considère le matériau à l'échelle mésoscopique, on constate que chaque moment magnétique est soumis à un champ local $\vec{H}_d$ 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. L'excitation magnétique $\vec{H}_d$ est pour cette raison appelée **champ démagnétisant**. L'expression de l'énergie potentielle associée est :

$$W_m = \frac{1}{2} \int \mu_0 H_d^2 dv \quad (16)$$

I.2.1.B. STRUCTURES EN DOMAINES

Lorsque le matériau n'est pas soumis à un champ magnétique extérieur, l'équilibre de ces trois énergies donne naissance à des zones dans lesquelles l'aimantation est uniforme ce qui correspond à l'alignement des moments magnétiques (Figure 6). A l'intérieur de chaque zone, appelée **domaine de Weiss**, l'aimantation est dirigée suivant un axe de facile aimantation.

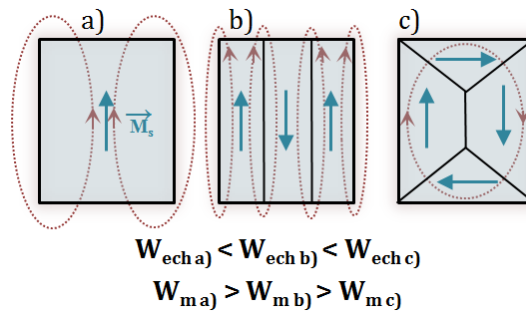


Figure 6 : Exemples de configurations des moments dans un monocristal

Chaque domaine est séparé par des parois appelées **parois de Bloch**, du nom du physicien Felix Bloch (1905-1983) qui a, le premier, eu l'idée d'une transition continue entre deux domaines voisins. Les moments magnétiques basculent progressivement d'une direction vers une autre afin de minimiser le coût énergétique de ce basculement d'aimantation. (Figure 7). Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, les parois de Bloch vont se mettre en mouvement et la direction d'aimantation de chaque domaine de Weiss va être modifiée. Ces changements de structure mésoscopique vont occasionner une évolution, à l'échelle macroscopique, de l'aimantation $\vec{M}$ du matériau magnétique.

Si on soumet un matériau à une excitation magnétique $\vec{H}$ (excitation strictement croissante, sinusoïdale, ...), alors la mesure de son aimantation macroscopique $\vec{M}$ permet de tracer des courbes représentatives de son comportement (courbe de première aimantation, cycle d'hystérésis, ...). Ces courbes qui reflètent la réponse macroscopique d'un matériau ferromagnétique vont donc être succinctement présentées.

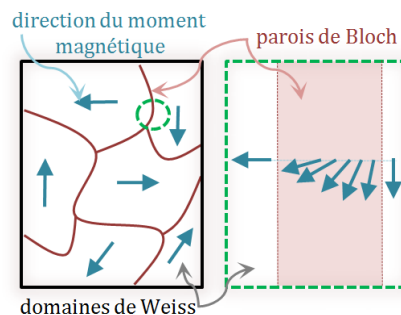


Figure 7 : Représentation schématique de la structure en domaines d'un matériau ferromagnétique

I.2.2. Magnétisme à l'échelle macroscopique

I.2.2.A. COURBE DE PREMIERE AIMANTATION

A partir de maintenant l'aimantation $\vec{M}$ considérée est l'aimantation observable à l'échelle macroscopique. Un champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ provoque l'accroissement des domaines dont l'aimantation spontanée se trouve dans la même direction que celui-ci, au détriment des autres : une polarisation moyenne non nulle apparaît. Le phénomène est dans un premier temps réversible (domaine de Rayleigh), puis, le matériau n'étant pas parfait, on observe des sauts de parois lorsque celles-ci se libèrent d'un point d'accroche (Figure 8). Et lorsqu'un champ suffisamment fort est appliqué, le matériau tend à devenir mono-domaine. L'aimantation va donc tendre vers une grandeur limite appelée **aimantation à saturation** M_s correspondant à l'alignement parfait de tous les moments atomiques sur le champ appliqué.

La **courbe de première aimantation** est la courbe $\vec{B}(\vec{H})$ (ou bien $\vec{M}(\vec{H})$) obtenue lorsque, à partir de l'**état désaimanté**, le matériau est soumis à un champ magnétique $\vec{H}$ **strictement croissant**. L'**état désaimanté** désigne une aimantation nulle en l'absence de champ. En pratique, il peut être obtenu en soumettant le matériau à une alternance positive/négative décroissante (type sinus amorti) d'un champ depuis l'état saturé. Notons que si la démagnétisation du matériau n'est pas obtenue grâce à une excitation de type sinus amorti mais par un procédé thermique, alors la courbe mesurée en appliquant ensuite un champ $\vec{H}$ strictement croissant est appelée **virgin curve**. Le procédé thermique consiste à élever la température du matériau au-dessus de la température de Curie T_c puis à le laisser refroidir en l'absence de champ. A priori, la courbe de première aimantation et la **virgin curve** n'ont pas de raison d'être confondues car l'état initial du matériau, bien qu'identique macroscopiquement, ne l'est pas au niveau mésoscopique.

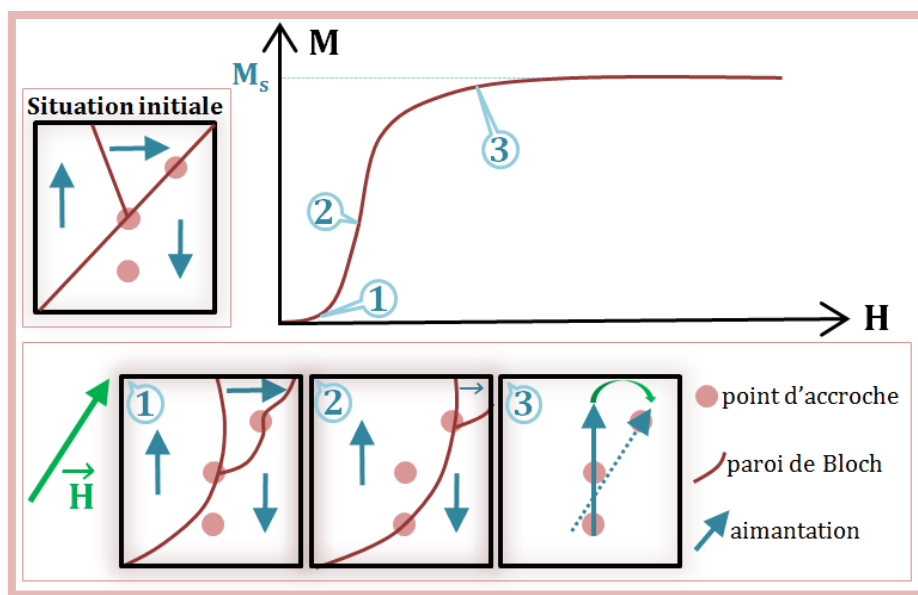


Figure 8 : Courbe de première aimantation et schéma des mécanismes d'aimantation

I.2.2.B. CYCLE D'HYSTERESIS ET COURBE NORMALE

En partant de l'aimantation à saturation M_s et en faisant décroître l'excitation magnétique $\vec{H}$, on ne décrit pas la courbe de première aimantation en sens inverse car le phénomène est **irréversible** : il s'agit du phénomène d'**hystérésis** magnétique. La variation d'aimantation d'un matériau dépend de tous les états d'aimantation antérieurs : on parle de « mémoire magnétique ». Le **cycle d'hystérésis** est obtenu lorsque le matériau magnétique est soumis à une excitation magnétique cyclique lentement variable (régime quasi statique) (Figure 9). On distingue sur celui-ci un certain nombre de points remarquables :

- M_s , l'**aimantation à saturation** qui correspond à l'état où il n'existe plus de structure en domaine dans le système,
- H_c , le **champ coercitif** qui correspond au champ à appliquer pour annuler l'aimantation à partir de l'état saturé,
- M_r , l'**aimantation rémanente** qui est l'aimantation obtenue lorsque le champ magnétique extérieur $\vec{H}$ est ramené à 0.
-

Une dissipation d'énergie est donc liée au déplacement des parois entravées par les points d'accroche (Figure 8). Ainsi, la courbe d'hystérésis, souvent présentée lissée, se compose en fait de marches discontinues. Ce phénomène, mis en évidence en 1919 par Barkhausen, est dû aux mouvements des parois de Bloch qui se font par sauts successifs.

Il est possible d'exciter la matière afin d'obtenir une famille de cycles d'hystérésis en faisant varier le champ d'excitation maximal H_{max} d'un cycle à l'autre. On obtient ainsi différents couples B_{max} - H_{max} , le dernier correspondant à la saturation B_s - H_s . On appelle **courbe normale** la courbe $B(H)$ obtenue en reliant les couples B_{max} - H_{max} des cycles mineurs centrés (en pointillés sur la Figure 9).

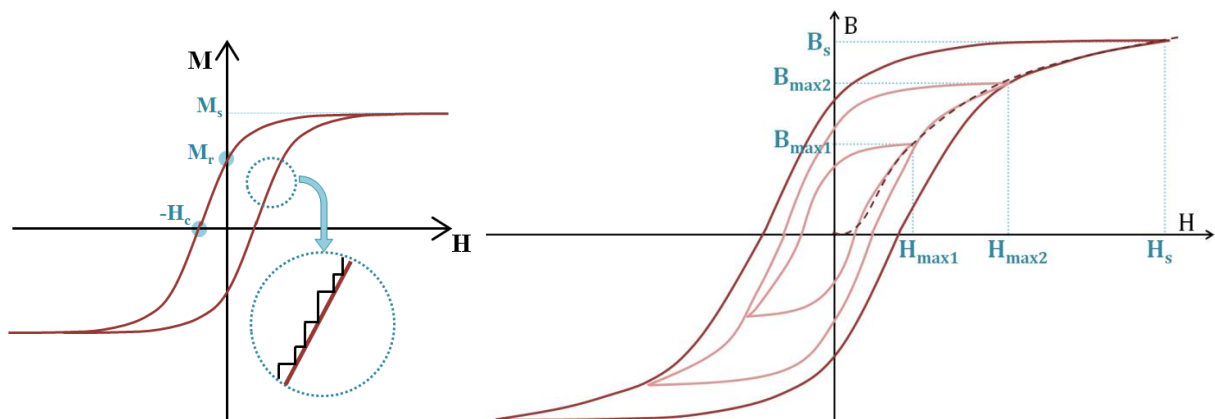


Figure 9 : Cycle d'hystérésis et famille de cycles d'hystérésis

Expérimentalement, on constate que la courbe de première aimantation et la courbe normale, bien qu'obtenues par deux méthodes différentes, présentent des profils similaires. Des mesures menées au laboratoire d'une courbe normale et d'une courbe de première aimantation sont données à titre d'exemple (Figure 10). La courbe normale étant la plus simple à obtenir expérimentalement, c'est souvent cette méthode qui est privilégiée.

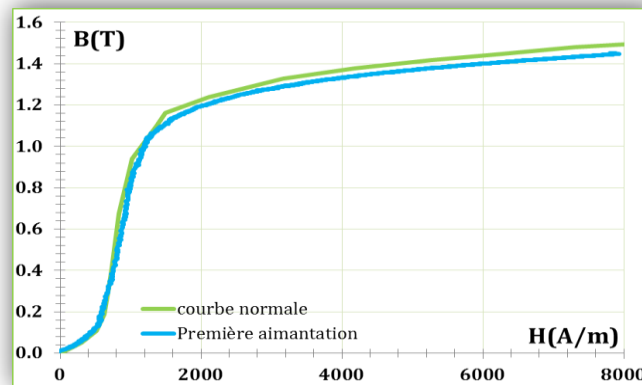


Figure 10 : Courbe de première aimantation et courbe normale expérimentales (acier à outils)

En pratique, la forme du cycle d'hystérésis permet de distinguer deux types de matériaux : les **matériaux magnétiques durs** et les **matériaux magnétiques doux**. Les matériaux durs (les aimants permanents) ont un cycle d'hystérésis très large ce qui correspond à une aimantation rémanente et un champ coercitif très élevés. A l'opposé, le cycle d'hystérésis associé aux matériaux doux est très étroit. Cela correspond à une aimantation rémanente faible et à un champ coercitif généralement inférieur à 100 A.m^{-1} pour les aciers magnétiques doux les plus courants.

I.2.2.C. COURBE ANHYSTERETIQUE

Pour différentes valeurs de champ d'excitation magnétique constant H_{pol} , un état anhystérétique B_{anh} indépendant du passé d'aimantation du matériau peut être obtenu. Pour amener la matière dans cet état anhystérétique il faut appliquer un champ d'excitation de type sinus amorti centré sur H_{pol} , comme l'illustre la Figure 11.

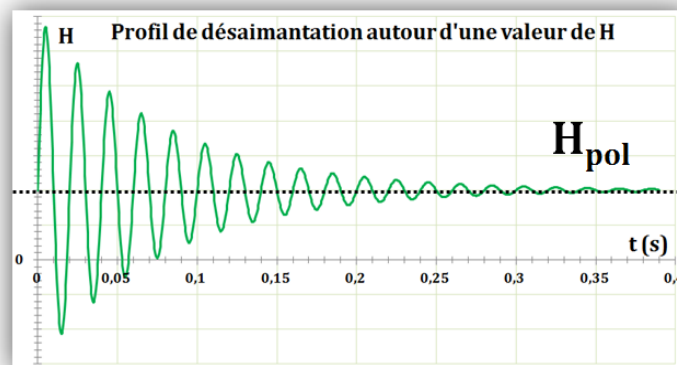


Figure 11 : Excitation à appliquer au matériau pour le rendre dans un état anhystérétique

La Figure 12 permet de comparer la courbe de première aimantation, le cycle d'hystérésis et la courbe anhystérétique. Que le matériau soit initialement dans l'état **A** ou **C**, à la fin de la procédure proposée Figure 11, il sera dans l'état **B**. L'ensemble de ces états anhystérétiques mesurés point par point constituent la **courbe anhystérétique**. Elle représente donc l'induction en fonction du champ tel qu'elle serait si les transformations dans le matériau étaient réversibles.

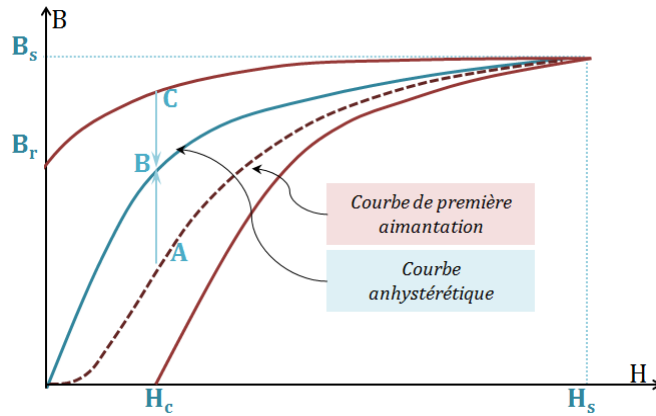


Figure 12 : Courbe de première aimantation et courbe anhystérétique

I.2.2.D. TYPES DE PERMEABILITES

De façon générale, la perméabilité magnétique correspond à une pente des courbes $B(H)$. La **perméabilité initiale** μ_i est la limite à l'origine de la perméabilité de la courbe de première aimantation (B et H tendent vers zéro). La **perméabilité différentielle** μ_{diff} se définit comme la pente dB/dH le long du cycle d'hystérésis. La **perméabilité incrémentale** μ_{inc} correspond à la pente des cycles mineurs asymétriques. Cette perméabilité est mesurée lorsque l'excitation du matériau est une superposition de deux champs : un champ d'excitation constant et un champ alternatif, soit une excitation magnétique du type $H=H_{pol}+C\cos(t)$, avec H_{pol} et C des constantes et t le temps. Le point central du cycle mineur asymétrique ainsi obtenu a pour coordonnées le champ de polarisation H_{pol} et l'induction polarisée B_{pol} . Les mêmes termes (perméabilité différentielle et perméabilité incrémentale) peuvent être utilisés mais "en étant le long de la première aimantation", comme l'illustre la Figure 13.

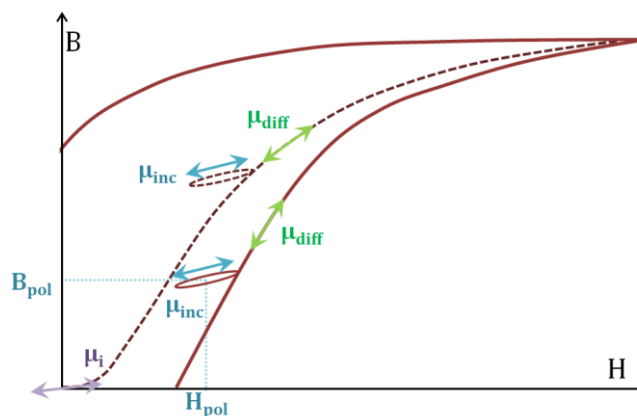


Figure 13 : Courbe $B(H)$ et perméabilités magnétiques

I.2.3. Pertes magnétiques

Lors du processus d'aimantation, les matériaux ferromagnétiques et en particulier ceux utilisés dans la construction des machines électriques emmagasinent de l'énergie qu'ils ne restituent pas en totalité. Ce processus dissipatif est associé à des pertes appelées **pertes fer**. Trois types de pertes sont généralement distingués : les pertes par hystérésis, les pertes par courants de Foucault et les pertes excédentaires. Malgré cette distinction arbitraire, elles ont en fait une même origine physique, à savoir des courants induits mais à des échelles de temps et d'espace différentes.

I.2.3.A. PERTES PAR HYSTERESIS (STATIQUES)

Les **pertes par hystérésis** sont provoquées par la circulation des courants induits lors de la variation de l'aimantation locale produite par le déplacement des parois de Bloch. Ainsi, même à très basse fréquence, ce phénomène est toujours présent. Pour le comprendre, on propose d'appliquer une excitation magnétique $\vec{H}$ variable dans le temps en amplitude mais non en direction à un matériau ferromagnétique. Pendant un intervalle de temps Δt , on considère une paroi de Bloch qui va se déplacer car un domaine est favorisé par rapport à l'autre. Le champ passe alors localement de $+B$ à $-B$. Il y a donc une variation locale de flux et de fait une force électromotrice induite. Le matériau étant conducteur, des courants induits locaux vont s'opposer à la cause qui leur a donné naissance (loi de Lenz) et créer un champ local qui s'oppose à la variation de $+B$ à $-B$. Ces courants sont à l'origine de pertes Joule. Ainsi, lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie pour $\vec{H}$ croissant est plus importante que l'énergie récupérée pour $\vec{H}$ décroissant : cette différence, à l'origine d'une dissipation d'énergie sous forme de chaleur, constitue les pertes par hystérésis. Pour un cycle complet, le milieu extérieur fournit le travail ($J.m^{-3}$) :

$$W = \int H dB \quad (17)$$

Notons que le travail correspond à la surface du cycle d'hystérésis qui est toujours positive. En fonctionnement dynamique, la forme du cycle pouvant évoluer, le travail dépend de la fréquence. En fonctionnement périodique (fréquence f), la puissance moyenne dissipée ($W.m^{-3}$) par hystérésis dans un matériau ferromagnétique est :

$$P = f \int H dB \quad (18)$$

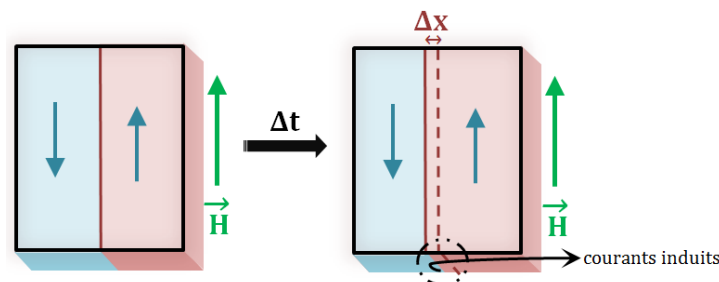


Figure 14 : Mécanisme à l'origine des pertes par hystérésis

I.2.3.B. PERTES PAR COURANT DE FOUCAULT (DYNAMIQUES)

Lorsque la fréquence de l'excitation magnétique $\vec{H}$ appliquée à un matériau conducteur augmente, on constate que le cycle d'hystérésis mesuré s'élargit. Cet effet est lié à l'existence de **courants induits macroscopiques** qui se développent au sein du matériau en réaction à la variation du champ magnétique à l'échelle macroscopique (loi de Lenz). Ces courants macroscopiques, nommés **courants de Foucault** ont pour effet d'écranter le champ magnétique (effet de peau) et de dissiper de l'énergie (effet Joule). L'intensité des courants de Foucault dans un matériau conducteur caractérisé par sa conductivité électrique σ (S.m^{-1}) et sa perméabilité magnétique μ (H m^{-1}), varie donc avec la profondeur. On définit la profondeur de pénétration conventionnelle δ (m), souvent nommée **épaisseur de peau** par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \quad (19)$$

Les pertes par courants de Foucault sont proportionnelles à la fréquence de l'excitation élevée au carré et existeraient même si le matériau était sans défaut cristallographique.

I.2.3.C. PERTES TOTALES

En régime périodique, les pertes totales sont classiquement décomposées de la manière suivante :

$$P_t = P_h + P_j + P_{exc} \quad (20)$$

P_h désigne les pertes par hystérésis et P_j les pertes par courants de Foucault. Ces deux types de pertes, décrites précédemment, ne permettent pas à elles seules de rendre compte de la totalité des pertes. Une troisième contribution aux pertes a été introduite par Bertotti [24], à partir des travaux de Pry et Bean [25], à savoir les pertes excédentaires (P_{exc}) qui ont pour origine l'interaction entre les courants induits et la structure en domaine du matériau.

Dans un premier temps, on s'est attaché à définir un certain nombre de grandeurs fondamentales puis à comprendre les différents comportements magnétiques de la matière en raisonnant à l'échelle de quelques atomes. Un comportement particulier, le ferromagnétisme, a ensuite été présenté, en particulier à l'échelle macroscopique. La roue polaire, qui est une pièce fabriquée dans un matériau magnétiquement doux présentera donc ce comportement. L'utilisation et la fabrication de la roue polaire vont être présentées afin de comprendre l'importance de ses propriétés électromagnétiques pour le bon fonctionnement de l'alternateur à griffes.

I.3. La roue polaire : une pièce ferromagnétique

I.3.1. Rôle de la roue polaire

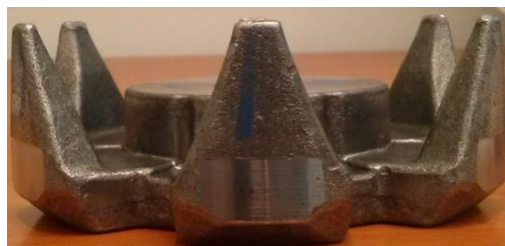


Figure 15 : Photographie d'une roue polaire

La **roue polaire** (Figure 15) est une pièce constitutive du rotor d'une machine à griffes (Figure 16). Pour comprendre son rôle, il est nécessaire de connaître le fonctionnement général d'un alternateur ainsi que les particularités propres à l'**alternateur à griffes**. Un alternateur est une machine électrique tournante permettant de convertir une puissance mécanique en puissance électrique [26]. Dans un véhicule, la fonction principale de l'alternateur est de charger la batterie ainsi que d'alimenter les différents récepteurs (climatisation, essuie-glace,...). Un alternateur est principalement constitué d'un rotor (mobile) et d'un stator (immobile).

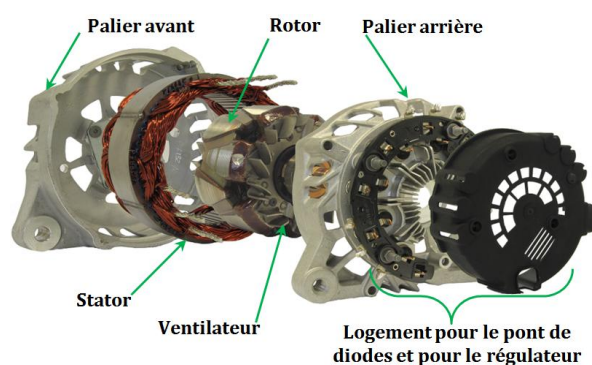


Figure 16 : Vue éclatée d'un alternateur à griffes

Le **rotor** (l'inducteur) est entraîné mécaniquement par une courroie reliée au moteur thermique du véhicule (ce système multiplie la vitesse de l'alternateur par un coefficient allant de 2,7 à 3 par rapport à la vitesse du moteur). Le rotor est constitué d'aimants permanents et/ou d'un bobinage parcouru par un courant continu. Il y a donc création d'un champ magnétique de direction fixe dans le repère du rotor et dont l'amplitude peut être contrôlée. Dans le cas de l'alternateur à griffes, le rotor est formé de deux plateaux à griffes en acier massif nommés **roues polaires** entre lesquelles est placée la bobine d'excitation. Cette bobine est alimentée en continu et de façon contrôlée par le régulateur grâce à des bagues tournantes sur lesquelles frottent des balais.

Le **stator** (l'induit) est constitué d'un bobinage polyphasé (dans notre cas triphasé) inséré dans un circuit magnétique. Celui-ci est constitué d'un empilement ou d'un enroulement de tôles magnétiques formant ainsi un cylindre muni d'encoches permettant d'y insérer le bobinage. Ce bobinage est traversé par un flux variable au cours du temps suite au champ tournant créé lors de la

rotation du rotor. Il apparaît donc une force électromotrice (FEM) induite aux bornes du bobinage statorique. Les courants alternatifs ainsi créés sont redressés par le pont de diodes afin de débiter finalement un courant continu (Figure 17-a). L'amplitude de la FEM est proportionnelle à la vitesse de rotation et est une fonction croissante du champ d'excitation au rotor. Il est intéressant d'utiliser un rotor bobiné car on peut contrôler l'amplitude de la tension redressée en agissant sur le courant inducteur (grâce au régulateur) car la vitesse de rotation du rotor peut varier fortement dans le cas d'un alternateur de voiture.

Cette description du principe de fonctionnement de l'alternateur montre que le rôle des roues polaires est de **guider le flux magnétique** afin que celui-ci enlace convenablement le bobinage triphasé. Détaillons le chemin des lignes de champ (Figure 17-b) : elles passent dans le noyau de la roue polaire puis au niveau du plateau avant de se diriger vers le chanfrein. Puis la majorité des lignes de champ quitte le rotor au niveau de la base de la griffe et passe dans le stator afin d'enlancer le bobinage triphasé (non représenté sur le schéma). Les lignes de champ pénètrent ensuite dans le rotor au niveau de la base d'une des deux griffes voisines opposées. Les griffes des roues polaires forment donc une succession de pôles nord et sud. Notons que, au regard du circuit magnétique décrit, la circulation du flux est **tridimensionnelle**.

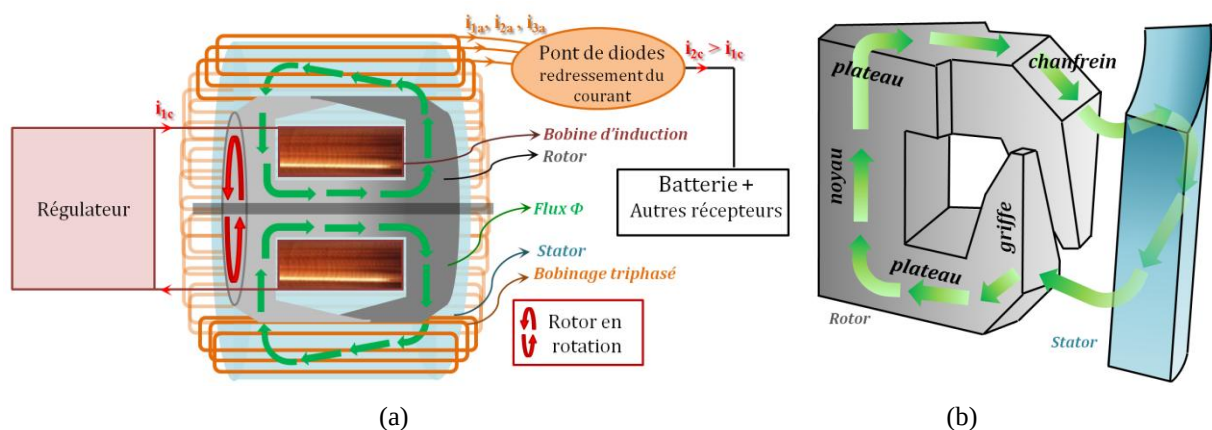


Figure 17 : Schéma de principe d'un alternateur à griffes et du circuit du flux

I.3.2. Matière première de la roue polaire

Pour assurer au mieux leur rôle de guide de flux magnétique, les roues polaires doivent être fabriquées dans un matériau **magnétiquement doux** avec une très forte perméabilité de manière à limiter les ampères tours nécessaires à la création du flux au rotor. En effet, plus le nombre d'ampère tours est faible, plus la taille de la bobine d'excitation peut être réduite. De plus, pour diminuer les pertes fer, il faut un matériau de **faible conductivité électrique**. La vitesse de l'alternateur pouvant atteindre 21 000 tours/min, il est évident que les roues polaires, outre leurs qualités magnétiques primordiales, doivent posséder de bonnes qualités mécaniques. Pour des raisons de facilité de mise en

forme, le matériau choisi doit posséder une usinabilité suffisante. Un acier de nuance bien choisie remplit ce cahier des charges.

Ainsi, l'acier utilisé pour fabriquer les roues polaires est un acier magnétiquement doux très faiblement allié (%C= 0,08 max) comportant du silicium afin d'augmenter sa résistivité électrique (%Si=0,15-0,35) et un peu de manganèse (%Mn=0,3-0,6) pour améliorer son usinabilité. Les caractéristiques mécaniques du matériau principalement contrôlées sont la dureté, la limite d'élasticité et la résistance mécanique qui sont des grandeurs permettant de caractériser son **élasticité** (sa capacité à récupérer sa forme après déformation) et sa **plasticité** (sa capacité à supporter une déformation permanente, c.f. **paragraphe II.1.3**). Ces données permettent de prévoir si le matériau est capable de supporter les contraintes mécaniques sévères qui s'exerceront sur lui lors du fonctionnement de l'alternateur. Il faut notamment que les griffes ne s'ouvrent pas trop sous l'effet de la force centrifuge lors de la rotation du rotor de manière à ne pas frotter contre le stator. En outre, pour s'assurer que la roue polaire joue bien son rôle de guide de flux dans le rotor, il est nécessaire que la loi de comportement magnétique B(H) de l'acier réponde précisément au cahier des charges.

I.3.3. Fabrication de la roue polaire

I.3.3.A. PROCEDE DE FABRICATION DE LA ROUE POLAIRE

Les propriétés des aciers, comme celles de tout matériau métallique, sont impactées par les transformations que la matière subit. Ainsi, une connaissance des événements qui ont accompagné sa solidification et des événements postérieurs est nécessaire. En effet, deux matériaux de même composition peuvent avoir des propriétés très différentes selon leur histoire métallographique.

La Figure 18 présente ainsi un procédé de fabrication *type* des roues polaires. Il est donné à titre indicatif mais, bien qu'il soit représentatif des procédés réellement appliqués, il existe des différences notables d'un fournisseur à l'autre. Ainsi, la roue polaire peut subir un recuit ou non, un deuxième grenaillage après usinage ou non, ... Quoiqu'il en soit la roue polaire est façonnée à partir de l'état solide par **forgeage** et **usinage** qui sont des processus basés sur la **plasticité** de la matière.

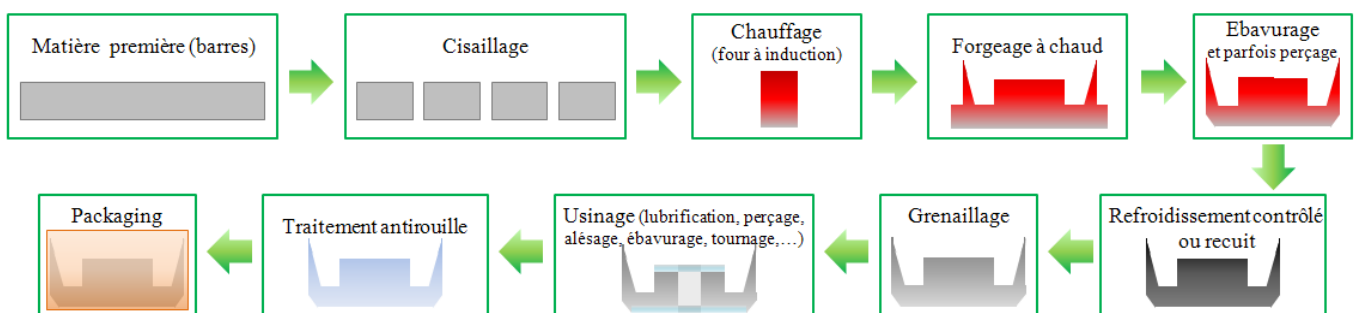


Figure 18 : Exemple de procédé de fabrication d'une roue polaire

I.3.3.B. IMPACT CONSTATE DU PROCEDE DE FABRICATION

Dans ces travaux, on s'intéresse aux propriétés électromagnétiques des roues polaires. On pourrait se contenter de mesurer ces grandeurs d'intérêt sur un échantillon de matière première. Mais un certain nombre de résultats expérimentaux ainsi que la recherche bibliographique (c.f. **paragraphe II.4**) laissent supposer que cette approche n'est pas viable. Ainsi, la Figure 19 présente deux courbes normales : l'une obtenue à partir d'un tore issu d'un lopin de matière première et la seconde obtenue à partir d'un tore extrait de la zone centrale (noyau magnétique) d'une roue polaire forgée (mesures effectuées au laboratoire).

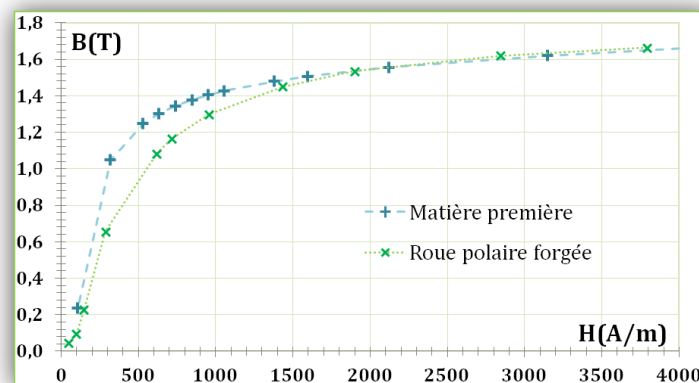


Figure 19.: Courbes normales de la matière première et de la matière extraite d'une roue polaire forgée (1Hz)

On constate que les deux courbes convergent vers la même asymptote (même aimantation à saturation). Par contre le chemin pour y arriver est différent ce qui illustre le fait que le procédé de fabrication influence les caractéristiques magnétiques de l'acier constitutif des roues polaires. En outre, le forgeage de la roue polaire provoque des contraintes de mise en forme plus dures au niveau des griffes qu'au niveau du noyau magnétique. Ainsi, la courbe normale que l'on obtiendrait en sondant la matière au niveau des griffes pourrait être encore plus dégradée que celle obtenue au niveau du noyau magnétique.

De façon similaire, les travaux de R. Ramarotafika [2], effectués au sein du L2EP, ont montré que les procédés de fabrication du **stator** (en particulier l'enroulement d'une bande de tôle poinçonnée) impactent les propriétés magnétiques de celui-ci et introduisent une variabilité jusqu'alors mal maîtrisée, comme l'illustre la Figure 20 pour l'évolution des pertes fer en fonction du champ d'excitation magnétique.

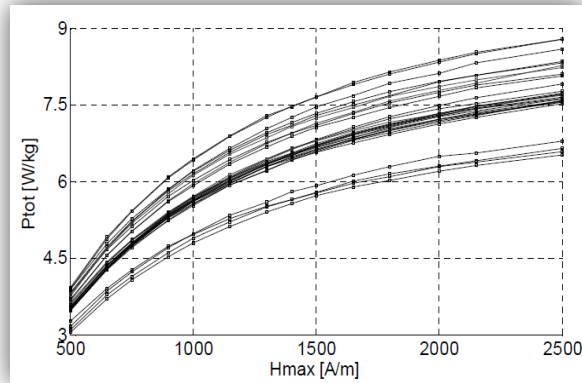


Figure 20 : Pertes en fonction du champ magnétique pour 28 échantillons de stators

Dans ses travaux, R. Ramarotafika a également caractérisé la loi de comportement magnétique de 16 échantillons de tores massifs issus de roues polaires (expérience effectuée à 5 Hz) dont les résultats sont présentés sur la Figure 21. Ces résultats suggèrent l'existence d'une variabilité des propriétés magnétiques globales des roues polaires et donc des rotors. Le même phénomène a, de plus, été observé concernant la conductivité de ces tores (coefficient de variation de l'ordre de 10 %).

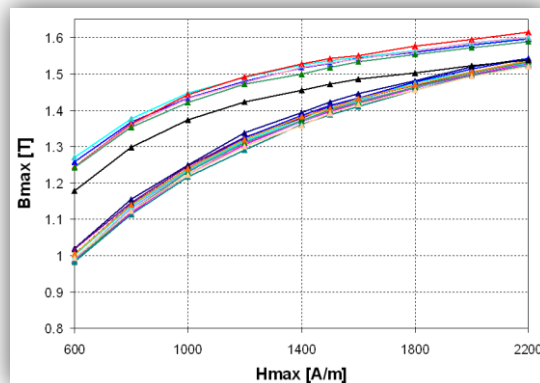


Figure 21 : Induction magnétique en fonction du champ magnétique pour 16 échantillons de rotors

Donc, d'une part, les propriétés des roues polaires ne sont pas celles de la matière première et, d'autre part, il peut exister une variabilité de ces propriétés d'une roue polaire à l'autre et au sein d'une même roue. C'est à partir de ces observations que la question de la variabilité et de la détérioration des propriétés électromagnétiques introduites par le procédé de fabrication des roues polaires s'est posée. Nous allons donc maintenant nous intéresser à l'effet du procédé de fabrication d'un matériau doux sur ses propriétés électromagnétiques.

II. IMPACT DES PROCEDES DE FABRICATION SUR LES PROPRIETES DES ROUES POLAIRES

Il existe de nombreux articles traitant de l'influence des procédés de fabrication sur les propriétés magnétiques des aciers, en particulier l'effet des différentes techniques de découpage et d'assemblage des tôles (on trouvera un état de l'art sur ce sujet dans [2]). La majorité des études portent, non pas sur des objets massifs (cas des roues polaires), mais sur des tôles laminées. Ainsi, l'effet du forgeage sur les propriétés électromagnétiques a très peu été étudié (seul un article évoque le sujet [27]). Il existe, par contre, de nombreux travaux traitant, d'une part, de l'effet du forgeage sur la microstructure des aciers et, d'autre part, du lien entre la microstructure et les propriétés électromagnétiques des aciers. Un intérêt tout particulier va donc être porté sur l'effet des procédés de fabrication sur la microstructure des aciers de compositions similaires à celle de l'acier des roues polaires ainsi que sur les relations existant entre la microstructure et les propriétés électromagnétiques de ces aciers.

II.1. Microstructure des aciers

II.1.1. Généralités

Si de la matière en fusion refroidit très lentement, elle a naturellement tendance à s'organiser selon la structure la plus favorable énergétiquement. Elle forme alors un réseau appelé cristal. Un solide cristallin est un arrangement tridimensionnel d'atomes assimilés à des sphères dures. Cet arrangement peut être plus ou moins complexe et compact. Ainsi, le fer pur peut prendre différentes formes allotropiques, en particulier la **ferrite** α (stable jusqu'à 912°C, magnétique jusqu'à 769°C) et l'**austénite** γ (stable de 912°C à 1394°C). Lorsque le fer est associé à des éléments d'alliages, une forme allotropique ou l'autre peut être favorisée (Figure 22).

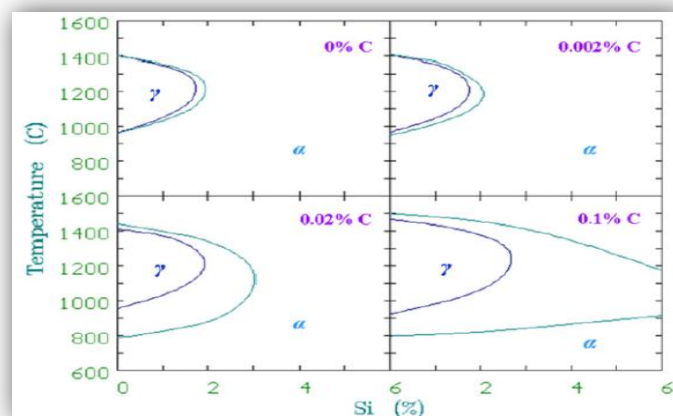


Figure 22 : Effet de la teneur en carbone sur un alliage fer-silicium [28]

Les alliages fer-carbone forment la famille des aciers (dans le cas $C < 2,11\%$). Le carbone étant peu soluble dans la ferrite, il forme avec le fer un composé défini nommé cémentite (Fe_3C). Les phases les plus courantes d'un acier à température ambiante sont la ferrite, la cémentite et la perlite (structure lamellaire de ferrite et de cémentite), et, plus rarement la bainite et la martensite (si la vitesse de refroidissement est moyenne ou rapide, donc sans diffusion). Toutes ces structures se forment **à partir d'austénite** stable à haute température se transformant au cours du refroidissement. La phase ferrite est constituée de fer α avec très peu de carbone en solution solide (et de petites quantités d'atomes de substitution comme le manganèse ou le silicium). Au-delà de 0,02 % de carbone, on trouve de la perlite (Figure 23) [29]. L'acier des roues polaires est très majoritairement **ferritique** avec de petites quantités de **perlite**. On se focalisera donc sur les études de ce type d'acier.

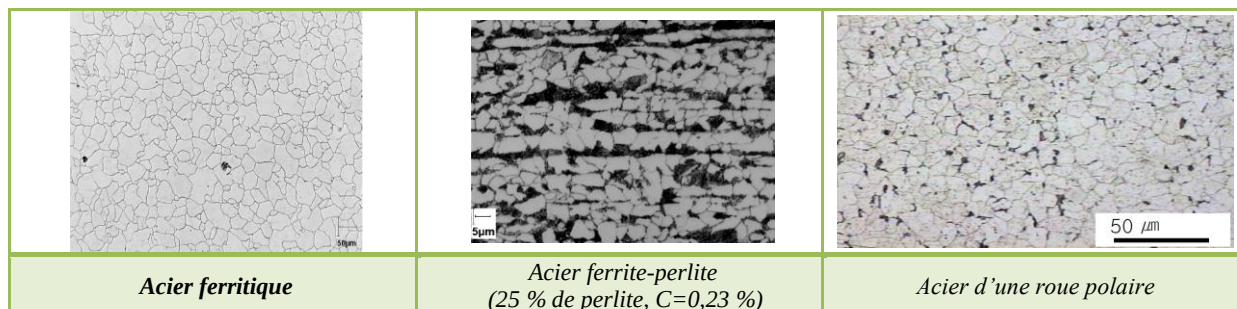


Figure 23 : Micrographies de différents aciers ([30], Valeo)

II.1.2. Défauts cristallins

A la complexité de la microstructure des aciers s'ajoutent de nombreux types de défauts dont les principaux vont être rappelés [31][32]. On distingue tout d'abord l'ensemble des défauts ponctuels (à l'échelle atomique) constitué par les **lacunes** dans le réseau cristallin, les **atomes interstitiels** et les **substitutions** d'un atome par un autre (Figure 24). Ces défauts n'ont pas d'impact direct sur les propriétés physiques du matériau mais ils interfèrent avec d'autres défauts ce qui leur confèrent un rôle indirect sur les propriétés.

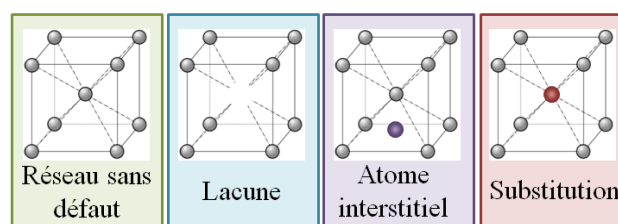


Figure 24 : Représentation schématique des défauts de microstructure ponctuels

Il existe deux types de défauts linéaires (1D) à savoir les **dislocations** et les **fautes d'empilement**. Un intérêt particulier est porté aux dislocations car c'est le mouvement de ce défaut qui est à l'origine de la plasticité des matériaux métalliques. Une dislocation est un défaut linéaire correspondant à une discontinuité dans l'organisation de la structure cristalline (Figure 25). Sous l'effet de contraintes extérieures, ces dislocations glissent de proche en proche. Ainsi, un matériau

dont les dislocations sont bloquées par un mécanisme ou un autre sera macroscopiquement dur. Notons qu'une lacune dans le réseau cristallin ralentit une dislocation ce qui durcit le matériau.

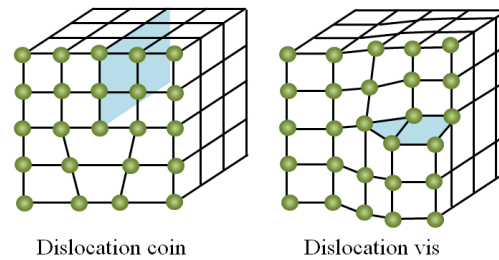


Figure 25 : Représentation schématique des dislocations

On distingue deux types de défauts dans le plan (2D) : les **macles** et les **joints de grains**. Le maclage est un mode de déformation qui s'ajoute aux glissements des dislocations. Il s'agit d'un système de déformations plus complexe car il met en jeu toute une tranche de cristal qui bascule dans une nouvelle orientation. Ce processus permet de relâcher les contraintes engendrées par les hétérogénéités de déformation. Les joints de grains sont quant à eux un empilement de dislocations séparant les cristaux dans un même solide polycristallin. C'est une zone de grand désordre dans laquelle les défauts s'éliminent et un obstacle sur lequel butent les dislocations. Les joints de grains sont directement liés à un paramètre très important de la microstructure des matériaux cristallins, à savoir la **taille de grains**.

Enfin les **précipités** sont des défauts tridimensionnels (3D) dont l'effet sur les propriétés du matériau est lié à sa cohérence avec le réseau cristallographique qui l'entoure. On distingue ainsi les précipités cohérents (épitaxie entre les réseaux cristallographiques) et incohérents. Parmi les défauts tridimensionnels, on compte aussi les porosités formées par des bulles de gaz par exemple.

Les propriétés des aciers sont dépendantes des phases en présence, de la taille des grains, des atomes interstitiels (carbone), de substitution (manganèse, silicium, phosphore, chrome, cuivre,...), des précipités (carbures, nitrures) et du taux d'écrouissage (assimilable à la concentration de dislocations) [30]. En outre la microstructure des aciers (nature des phases, proportion, dimension) dépend des conditions de transformation de phases. Du fait de ces interactions complexes, il n'existe pas de relation simple et linéaire entre les propriétés et la composition chimique d'un acier.

II.1.3. Caractérisation de la plasticité

Il existe un certain nombre d'essais permettant de connaître les propriétés mécaniques d'un matériau (essai de traction, de compression,...). Ces essais normalisés permettent de donner les tendances du comportement de la matière lors du forgeage par exemple (déformation plastique de la matière à chaud). Prenons l'exemple de l'essai de traction monotone qui consiste à allonger de manière continue un échantillon de matériau (éprouvette) de dimensions données (longueur et section initiales L_0 et S_0) et d'enregistrer la force F (en Newton N) nécessaire pour produire cet allongement ΔL ($\Delta L = L - L_0$, L la longueur de l'éprouvette au cours de l'essai). Expérimentalement, on peut

représenter la force F en fonction de l'allongement ΔL . Cette courbe apporte des informations intéressantes mais est dépendante des conditions expérimentales. On lui préfère donc le diagramme conventionnel représentant la **contrainte** σ ($\sigma = F/S_0$) en fonction de la **déformation** ε ($\varepsilon = \Delta L/L_0$). Ce diagramme, qui est propre au matériau considéré, permet alors de déterminer entre autres la **limite d'élasticité** R_E et la **résistance mécanique** R_M du matériau [33]. Notons que lorsque la matière est travaillée à froid, cette courbe s'achève avec la rupture du matériau. Par contre, à chaud, la matière peut s'étirer et la courbe se poursuit alors par un domaine stationnaire.

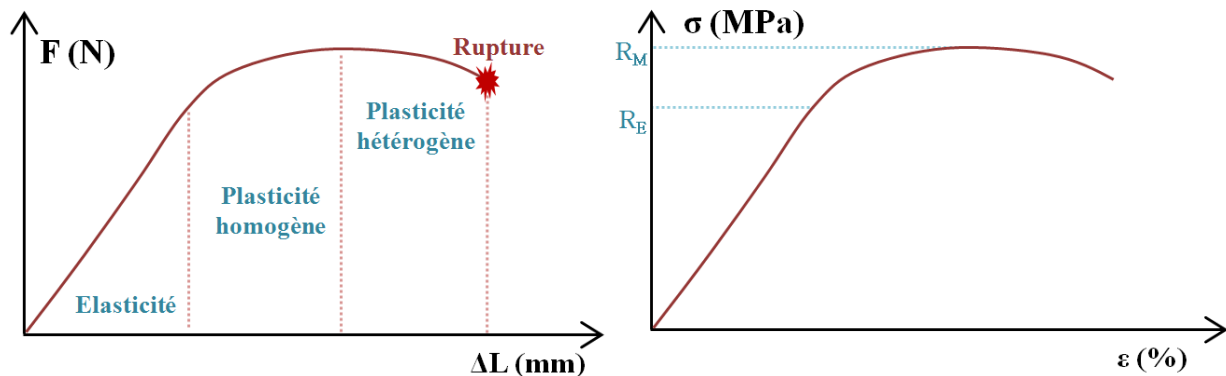


Figure 26 : Diagrammes expérimental et conventionnel types d'un essai de traction monotone

Ces généralités vont permettre de mieux aborder la suite du développement qui traitera le cas particulier des aciers ferritiques avec éventuellement une faible proportion de perlite.

II.2. Procédé de fabrication et microstructure

II.2.1. Forgeage à chaud des aciers ferritiques

Le domaine de déformation à chaud est défini de manière empirique par $T/T_f > 0,5$, T désignant la température du matériau lors du procédé de mise en forme (de l'ordre de 1200°C dans le cas de la roue polaire) et T_f sa température de fusion commençante ($T_{f(\text{fer pur})} = 1538^\circ\text{C}$). A haute température, la structure du métal va notablement évoluer pendant et après les séquences de déformations plastiques. Pour décrire convenablement le comportement de déformation des aciers ferritiques à haute température, il faut au moins considérer le mécanisme d'**écrouissage** et la combinaison de la **restauration dynamique** et de la **recristallisation** (c.f. II.2.2.A) [34].

L'effet du forgeage à chaud sur un matériau est complexe car ce procédé, en plus de contraindre la pièce de façon hétérogène, provoque de forts gradients de température et de rapides variations de celle-ci au cours du temps. Or, la réponse du matériau (écrouissage, restauration et/ou recristallisation) est davantage déterminée par ses antécédents thermiques et mécaniques que par les valeurs instantanées de température et de vitesse de déformation [35]. En outre, les mécanismes de réponse à la déformation peuvent se produire pendant et/ou après les séquences de déformations

plastiques. En pratique, il faut prendre en compte l'ensemble de ces phénomènes pour connaître les propriétés finales de la pièce.

La pièce forgée peut ainsi présenter une inhomogénéité de microstructure importante. Il est donc primordial de connaître les facteurs déterminant la microstructure finale d'une pièce forgée. L'objectif ici n'est pas d'introduire des équations de modélisation (dont on trouvera une synthèse dans [3]) mais d'apporter une description qualitative du comportement de l'acier ferritique afin de dégager des tendances et d'expliquer d'éventuelles observations postérieures.

II.2.2. Effet du forgeage sur la microstructure

II.2.2.A. EFFET DE LA DEFORMATION

Description des mécanismes : La déformation plastique d'un métal modifie sa structure et ses propriétés mécaniques : on parle d'**écrouissage**. Ce phénomène est dû à l'augmentation de la densité de dislocations. Cette augmentation est modérée par la **restauration dynamique**. Il s'agit de l'élimination d'une partie des dislocations, soit au cours d'annihilations par paire (mécanisme qui annule deux dislocations), soit par absorption dans les joints de grains. Simultanément, les dislocations s'organisent en sous-joints subdivisant les grains initiaux en sous-grains (Figure 27, I 1, 2 et 3). La taille moyenne des sous-grains, de l'ordre de quelques micromètres, augmente lorsque la vitesse de déformation diminue ou lorsque la température augmente. Ainsi, les transformations microstructurales dans le domaine des déformations faibles ou modérées (i.e. jusqu'au maximum de la courbe contrainte-déformation) résultent d'un équilibre entre l'écrouissage (création de dislocations) et la restauration dynamique (réarrangement et annihilation des dislocations). Notons que la **contrainte** est proportionnelle à la racine de la **densité de dislocations** $\sqrt{\rho}$ et inversement proportionnelle à la **taille des cristaux** (grains ou sous grains). Elle est également dépendante de la **structure du matériau** à l'instant considéré [36].

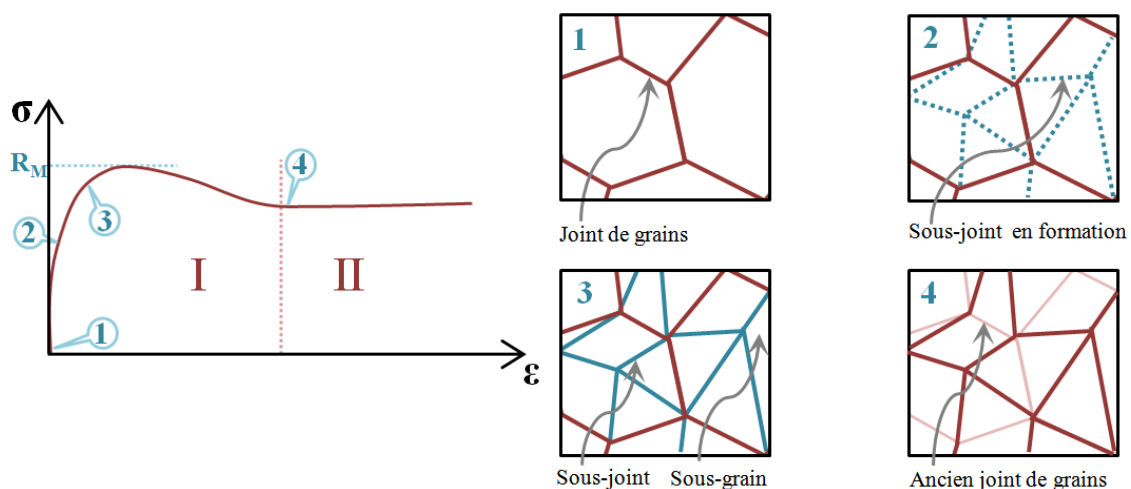


Figure 27 : Représentation schématique des évolutions de microstructure liées aux mécanismes de plasticité

La recrystallisation (Figure 27, II, 4) s'opère lorsque l'on atteint une déformation critique qui est fonction du taux d'écroutissage et de la température [34]. Au cours de la déformation, une partie des sous-joints formés durant la phase d'écroutissage-restauration dynamique se transforme progressivement en joints en raison des rotations cristallines différentes des sous-grains adjacents : on parle de **recrystallisation dynamique continue**. Il existe un second mécanisme générateur de nouveaux grains aux grandes déformations appelé **recrystallisation dynamique géométrique**. Lors de la déformation, les grains initiaux changent de forme et l'aire de joints par unité de volume augmente. Lorsque l'une au moins de leurs dimensions devient suffisamment faible, les grains peuvent subir des « pincements » locaux conduisant à leur fragmentation [36].

Pour résumer, si une déformation moyenne est appliquée à un acier ferritique, la densité de dislocations a tendance à augmenter mais de façon modérée. Par contre, si une déformation importante est appliquée, le matériau recrystallise ce qui occasionne une diminution de la densité de dislocations et de la taille des grains. Sans avoir de données précises sur le forgeage de la roue polaire et sur la microstructure de la matière première, il est tout de même possible d'imaginer que la déformation locale du matériau diffère d'un point à un autre (par exemple, la déformation du matériau de la griffe par rapport à la déformation du matériau du plateau). Cependant, dans de nombreux cas, il est bien trop restrictif de ne considérer que la contrainte du matériau pour conclure au sujet de sa microstructure.

Vitesse de déformation : Lorsque la vitesse de déformation varie, la taille des sous-grains et la densité de dislocations varient également [37] [38]. En général, un accroissement de la vitesse de déformation provoque une augmentation de la contrainte, ce qui aura un effet sur la microstructure de l'acier obtenu (Figure 28). Là encore, la vitesse de déformation subie par le matériau lors du forgeage peut varier d'un point à un autre de la pièce, ce qui aura pour possible effet de favoriser l'hétérogénéité de la microstructure.

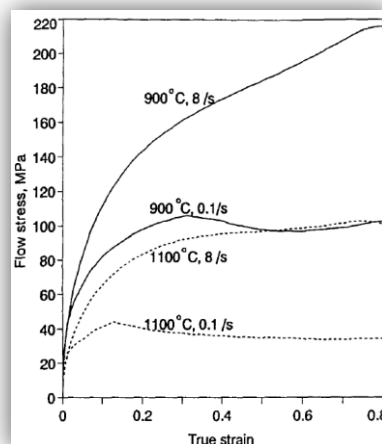


Figure 28 : Courbes contrainte-déformation (σ - ϵ) illustrant l'effet de la vitesse de déformation [38]

II.2.2.B. EFFET DE LA TEMPERATURE

Température de chauffe : Avant le procédé de forgeage, le matériau est chauffé à haute température. Puis, durant le forgeage, la température du matériau diminue progressivement. Selon la température de chauffe choisie, la microstructure initiale de l'alliage peut être différente [39] [40]. Par exemple, un acier bas carbone ($\%C < 0,16$) est totalement austénitique au-dessus de 700°C . Par contre, en dessous de 700°C , ce même acier contiendra des grains d'austénite et des grains de ferrite. Imaginons que cet acier soit initialement chauffé à 900°C . Lors de son refroidissement pendant le forgeage, les grains de ferrite précipitent d'abord sur les joints de grains de l'austénite d'origine, comme l'illustre la Figure 29 (cas T_{i1}). Imaginons un second cas : cette fois l'acier est chauffé à 650°C . Alors, pendant son refroidissement, les premiers germes de ferrite se forment à l'interface de l'austénite et de la ferrite proeutectoïde (déjà présente dans l'alliage avant forgeage). En outre les grains de ferrite proeutectoïde sont allongés suivant la direction de compression. Puis, lorsque la déformation se poursuit, l'austénite restante se transforme en ferrite et les grains de ferrite proeutectoïde recristallisent (Figure 29, cas T_{i2}). Finalement, on constate qu'un même alliage a, après forgeage, une microstructure finale différente, trouvant son origine dans la microstructure initiale à chaud du matériau (Figure 29).

Une température suffisante de chauffe du matériau avant forgeage permet donc de transformer l'ensemble de l'acier en austénite. Si cette température est encore plus importante, on observe un grossissement des grains d'austénite. Or, la taille des grains finaux de ferrite est proportionnelle à la taille des grains originaux d'austénite [41]. Ainsi, une température de pré-forgeage très élevée provoque un grossissement des grains de la microstructure finale. Notons que l'ajout d'éléments de micro-alliage particuliers (notamment titane et niobium) peut provoquer la formation de carbures, nitrures et/ou carbonitrures. Ces précipités ayant la particularité de limiter la croissance des grains austénitiques, ils ont également un effet sur la microstructure finale de l'alliage [41] [42].

Dans la mesure où la matière première est forgée à une température importante (au alentour de 1200°C), la microstructure de l'acier juste avant le forgeage est complètement austénitique avec des grains de taille plus importante que ceux présent dans la matière première avant chauffe.

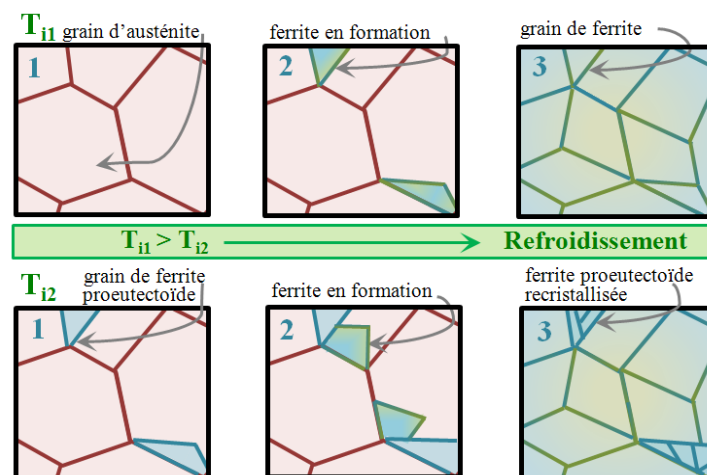


Figure 29 : Représentation schématique de l'effet de la microstructure initiale sur la microstructure finale

Température de forgeage : La température de forgeage est un paramètre déterminant car les mécanismes de restauration et de recristallisation sont thermiquement activés. Ainsi, une étude menée sur le forgeage d'engrenages décrit la dépendance qui existe entre la température de forgeage et la dimension et la forme des grains de ferrite obtenus (microstructure figée par trempe) [43]. A 750°C, les grains observés sont allongés aussi bien à la surface de la pièce qu'en profondeur en raison de déformations importantes sans possibilité de recristallisation. Lorsque la température de forgeage est augmentée, de plus en plus de grains équiaxes sont observés mais leurs dimensions sont de moins en moins homogènes lorsque l'on s'éloigne de la surface de la pièce (Figure 30). En outre, l'augmentation excessive de température provoque oxydation, décarburation et diminution de dureté (degré de résistance d'un matériau à la pénétration par un autre matériau). Donc le choix de la température aura un impact important sur les propriétés finales de la pièce, telle que la dureté.

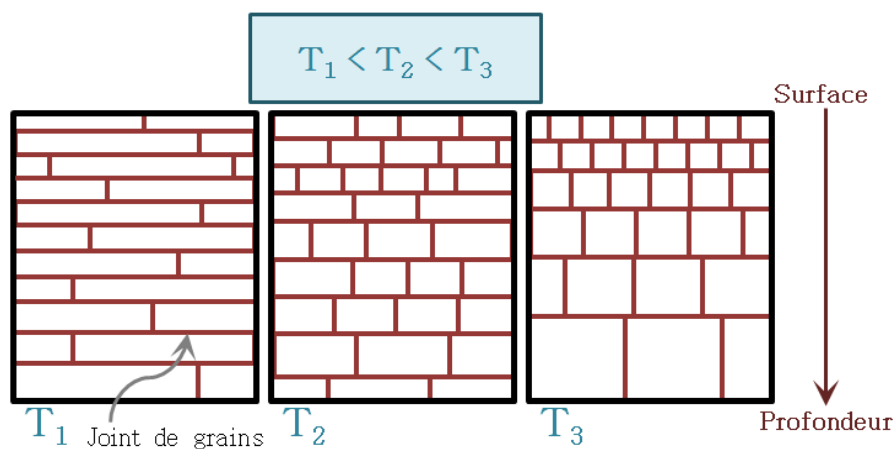


Figure 30 : Représentation schématique de l'effet de forgeage sur la microstructure

La roue polaire est forgée à une température de l'ordre de 1200°C, température très importante par rapport aux températures de forgeage étudiées dans [43]. A priori, les grains de l'ensemble de la roue polaire seront équiaxes mais il est possible que l'on observe une hétérogénéité de leur taille : on parle de **peau de forge** à la surface de la pièce (cas T_3 sur la Figure 30). En outre, l'importante température va favoriser l'oxydation et la décarburation. Une couche de **calamine** (couche d'oxydes adhérent à l'acier) se forme à la surface de la pièce après forgeage. L'étape de grenaillage (**c.f. paragraphe I.3.3.a**) permettra alors de nettoyer la pièce. Notons que la vitesse de refroidissement des aciers ferritiques après le forgeage a un effet sur la taille de grains. Ainsi, une trempe provoque une diminution de la taille des grains par rapport à un refroidissement à l'air (de 27 μm à 22 μm par exemple dans [44])

Recuit : Les traitements thermiques post-forgeage sont généralement effectués dans le but d'affiner la microstructure de l'alliage. C'est une opération qui exige une bonne connaissance du matériau à optimiser. En effet, une température insuffisante ne permettra pas d'activer la restauration et/ou la recristallisation des grains mais une température trop importante provoquera un grossissement non contrôlé des grains ferritiques [41].

II.2.3. Mise en forme à froid

La majorité des pièces métalliques est dans un premier temps mise en forme à chaud. Certaines sont utilisées telles quelles mais la plupart sont ensuite déformées à froid et les transformations de structure résultant de la déformation à chaud peuvent modifier les conditions de cette deuxième série d'opérations [36]. Le domaine de déformation à froid est défini de manière empirique par $T/T_f < 0,3$, T désignant la température du matériau lors du procédé de mise en forme et T_f sa température de fusion commençante. Les **mécanismes athermiques** étant prédominants, les phénomènes de diffusion, de restauration et de recristallisation sont négligeables. Les effets du formage (procédé de mise en forme sans enlèvement de matière) et des procédés d'usinage (procédés de mise en forme à froid avec enlèvement de matière) sur la microstructure vont succinctement être exposés.

II.2.3.A. EFFET DU FORMAGE

Comme dans le cas de la déformation à chaud, la **contrainte** σ à froid est fonction de la **déformation** ε et de la **vitesse de la déformation** mais, cette fois-ci, sa dépendance avec la température peut être négligée. A faible vitesse de déformation, l'influence de cette vitesse sur la contrainte σ peut également être négligée. La contrainte σ dépend principalement du **chemin de déformation**, comme l'illustre la Figure 31. En outre, la déformation plastique des métaux induit une texture cristallographique et par suite, une anisotropie du comportement.

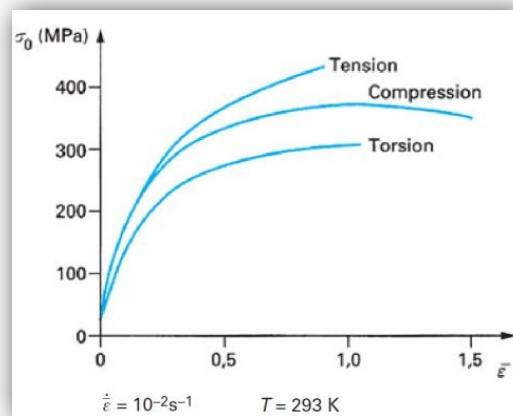


Figure 31 : courbes contrainte-déformation obtenues sur des échantillons de cuivre à température ambiante [45]

Dans les aciers ferritiques, les dislocations se rassemblent en écheveaux délimitant des cellules à peu près dépourvues de défaut (cellule d'écrouissage). Lorsque la déformation augmente, les écheveaux deviennent plus épais et plus enchevêtrés. Ainsi, les cellules rétrécissent et tendent vers une taille limite. Elles présentent entre elles de faibles désorientations cristallographiques qui augmentent avec la déformation. On notera enfin que les modifications microstructurales associées à la mise en forme à froid sont associées à des modifications importantes à plus large échelle : changement de la forme des grains et de leur orientation cristalline.

II.2.3.B. EFFET DE L'USINAGE

Inévitablement, le processus d'**enlèvement de matière** va transformer la structure et les propriétés du matériau au voisinage de la surface de la pièce sur une profondeur donnée. Il est possible de classer les **procédés d'usinage** selon trois catégories [46] :

- les procédés de **coupe** : l'enlèvement de matière est assuré par l'action mécanique d'un outil coupant,
- les procédés par **abrasion** : l'enlèvement de matière est dû à l'action mécanique d'un grand nombre de grains abrasifs de petite taille et de haute dureté. Ces grains sont soit liés à un support solide (rectification, meulage), soit plaqués contre la pièce par une contre-pièce (rodage et polissage à la pâte abrasive), soit transportés par un milieu fluide (sablage, grenaillage),
- les procédés **physico-chimiques** : l'enlèvement de matière est réalisé par des actions non mécaniques (électroérosion, oxycoupage, usinage chimique,...).

La **coupe** consiste à séparer de la pièce un copeau à l'aide de l'arête tranchante d'un outil. La matière donne naissance au copeau en un temps très bref, elle subit donc une déformation plastique et un échauffement considérables. Le lubrifiant joue un rôle non négligeable dans les opérations de coupe. En effet, à grandes vitesses d'usinage, il assure le refroidissement de l'arête de coupe et aux vitesses de coupe plus modérées, il diminue le frottement du copeau sur l'outil et facilite son extraction dans des procédés comme le perçage. La coupe transforme les propriétés mécaniques, chimiques et métallurgiques de la pièce sur une profondeur non négligeable et laisse subsister des bavures qu'il importe de réduire et d'éliminer.

L'étape de **grenaillage** pourrait éventuellement introduire des contraintes résiduelles de compression à la surface du matériau. En effet, il s'agit d'un traitement de surface qui consiste à projeter sur la pièce à traiter des particules (généralement des billes d'acier) à grande vitesse (10 à 100 m/s) afin d'augmenter la résistance à la fatigue et à la corrosion ou simplement pour nettoyer la pièce. L'objectif du grenaillage dans le cas des roues polaires est d'éliminer la couche de **calamine** (couche d'oxydes adhérent à l'acier qui se forme lorsque celui-ci subit un traitement à température élevée) de la surface de la pièce.

Un certain nombre d'éléments ont été dégagés quant à l'effet des procédés de fabrication sur la microstructure d'aciers de composition proche de celle de la roue polaire. Nous nous intéressons donc maintenant aux liens existant entre microstructure et propriétés électromagnétiques de tels aciers.

II.3. Microstructure et propriétés électromagnétiques

II.3.1. Propriété électromagnétiques d'un acier parfait

II.3.1.A. EFFET DE LA COMPOSITION CHIMIQUE

L'effet d'éléments en solution solide volontairement introduits ou non (éléments d'alliage ou impuretés) sur l'**aimantation à saturation** est restreint tant que leur proportion est minime ($< 0,1\%$). Mais généralement, lorsque l'on ajoute des éléments d'alliage, leur proportion dépasse ce seuil. Les éléments non magnétiques provoquent, dans un premier temps, 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 (Figure 32). En outre, les impuretés précipitées peuvent avoir une action très néfaste sur les propriétés des aciers. La **température de Curie**, tout comme l'aimantation à saturation, sont essentiellement déterminées par la composition chimique de l'acier. Chaque composition devrait ainsi conduire à des caractéristiques magnétiques spécifiques. En réalité, ce n'est qu'une première approximation car les propriétés magnétiques d'usage des aciers (**perméabilité**, **champ coercitif**,...) sont également sensibles à la structure et aux défauts du matériau. La seule connaissance de la composition de l'acier ne permet donc pas d'estimer ces grandeurs.

Le silicium est un élément souvent ajouté aux aciers destinés à une utilisation magnétique. En effet, l'ajout de cet élément permet d'augmenter la dureté et la rigidité de l'alliage [47] ainsi que sa **résistivité**, comme l'illustre la Figure 32. Rappelons que la résistivité du fer pur étant faible ($10^{-7}\Omega\cdot m$), son utilisation sans silicium occasionnerait des pertes par courant de Foucault importantes (c.f paragraphe I.2.3).

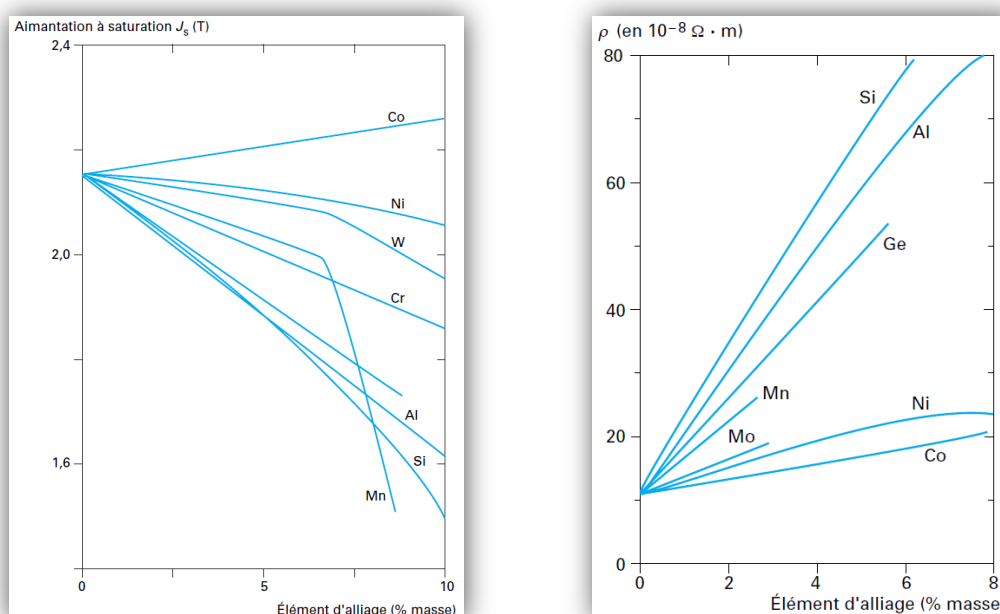


Figure 32 : Aimantation à saturation de quelques alliages de fer (gauche) et résistivité électrique, à 20°C de quelques alliages de fer (droite) [48]

II.3.1.B. EFFET DES PHASES EN PRESENCE

Les aciers sont bien souvent constitués de différentes phases (ferrite, perlite, martensite,...) et tirent leurs bonnes propriétés de cette complexité. Généralement, il existe une phase dominante riche en fer dans laquelle peut être dispersée une phase minoritaire. Dans le cas de la roue polaire la phase dominante est la **ferrite** et la phase minoritaire la **perlite**. La phase dispersée provoque un **ancrage des parois de Bloch** ce qui modifie les propriétés magnétiques de l'acier : la perméabilité magnétique diminue et le champ coercitif augmente (**c.f. paragraphe I.2.2.a.**). Une augmentation de la teneur en carbone dans un acier ferritique occasionne une augmentation de la fraction volumique de perlite, ce qui se traduit donc par un durcissement magnétique de l'acier (Figure 33).

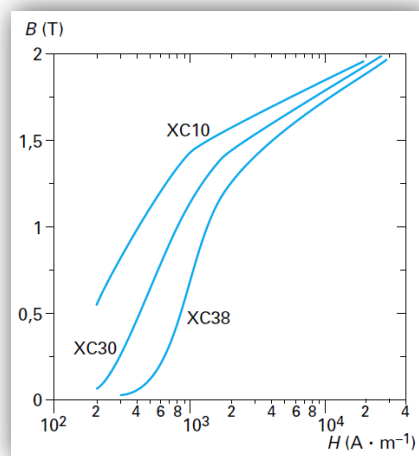


Figure 33 : Courbes $B=f(H)$ de quelques aciers au carbone (0,1 / 0,3 et 0,38% de carbone) [48]

La nature et la teneur de la phase dispersée dans le matériau ne sont cependant pas suffisantes pour prévoir l'effet qu'elle aura sur les propriétés magnétiques. En effet, outre ces paramètres, la forme et la répartition de la phase minoritaire jouent un rôle important. Cela explique d'ailleurs le fait que les propriétés magnétiques des aciers soient influencées dans une large mesure par les traitements thermiques. Il est donc difficile de prévoir la perméabilité et le champ coercitif des aciers. La dureté peut tout de même donner un ordre de grandeur du champ coercitif mais il est plus délicat d'estimer la perméabilité à l'aide de la dureté [48].

Remarque sur l'effet de la texture de l'acier : Un matériau métallique est dit **texturé** lorsque l'orientation cristalline des grains n'est pas aléatoire. Il existe alors une orientation cristalline préférentielle. La texture cristallographique est importante car le comportement d'aimantation du réseau de fer est différent suivant les différentes directions cristallographiques [49][4] (**c.f. paragraphe I.2.1.a.**). Mais généralement, c'est principalement l'opération de **laminage** qui induit la texturation de l'acier (le traitement thermique peut également avoir un effet texturant) [50]. Or cette opération n'intervient pas dans la réalisation de la roue polaire qui est mise en forme par forgeage.

Finalement, bien que la matière première (barre) soit formée par laminage, la microstructure de la roue polaire n'est pas texturée de façon significative.

II.3.2. Effets des défauts de microstructure de l'acier

Les propriétés électromagnétiques des aciers sont sensibles à la composition et à la structure cristalline des matériaux mais également à leurs imperfections [48]. Il s'agit ici d'apporter des éléments concernant l'effet des défauts ponctuels, des joints de grains (2D) et des précipités (3D) sur les propriétés électromagnétiques des aciers (**c.f. paragraphe II.1.2**). L'effet des dislocations sera traité dans le cadre de l'impact d'une sollicitation mécanique sur les propriétés électromagnétiques de l'acier, le mouvement des dislocations étant le principal mécanisme de réponse du matériau.

II.3.2.A. EFFET DES JOINTS DE GRAINS (2D)

Les joints de grains sont des défauts directement en lien avec la **taille de grains** car plus les grains sont de petites dimensions, plus la concentration en joints de grains dans le matériau est importante. Les joints de grains vont gêner le mouvement des parois de Bloch donc une **diminution de la taille de grains** provoque une **diminution de la perméabilité**, une **augmentation du champ coercitif** ainsi qu'une **augmentation des pertes magnétiques** [51] [52][4]. Par contre, l'aimantation à saturation (directement liée à l'induction maximale) n'est pas influencée par ce paramètre. L'optimisation d'un acier magnétiquement doux passe donc en première approche par un accroissement de la taille des grains.

Afin d'illustrer ce phénomène, on considère un acier électrique à grains non orientés ayant subi différentes températures de recuit [53] (Figure 34). On constate que lorsque la température de recuit de l'acier augmente, la taille des grains augmente (restauration, recristallisation et grossissement des grains) alors que les pertes par hystérésis $P_{15/50}$ (mesurées à 1,5 T et 50 Hz) diminuent. Par contre l'induction magnétique B_{50} (mesurée à 5 kA.m⁻¹) reste quasiment inchangée.

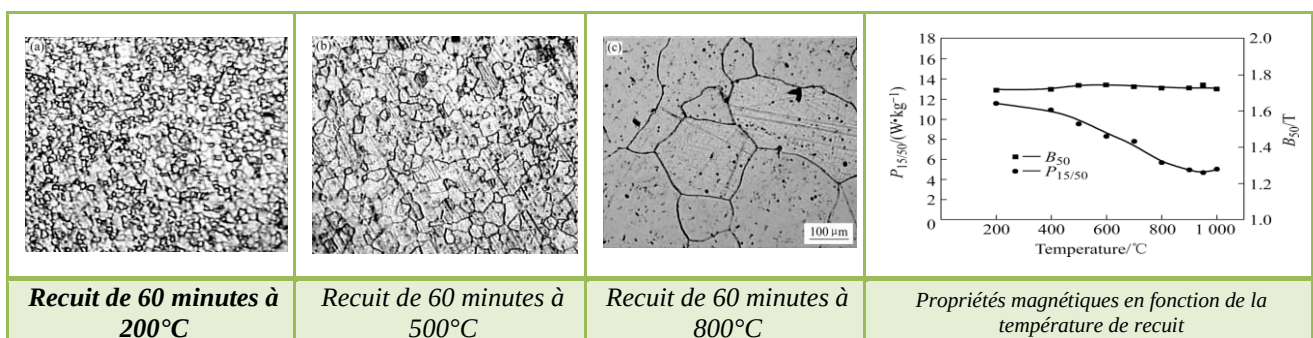


Figure 34 : Micrographies et propriétés magnétiques d'un acier électrique à grains non orientés [53]

Le champ coercitif H_c décroît avec l'augmentation de la taille des grains d , selon une relation linéaire inversement proportionnelle des deux grandeurs (**$H_c=f(1/d)$**) [49]. En outre, en supposant dans une première approximation qu'il existe une relation linéaire entre les pertes par hystérésis et le champs coercitif, alors les pertes P s'expriment également en fonction de la taille de grains d , selon

une relation inversement proportionnelle des deux grandeurs ($P=f(1/d)$) [4]. La taille de grains est donc un paramètre important car son optimisation améliore les propriétés magnétiques des aciers.

Le **bruit de Barkhausen** est également impacté par la taille de grains, mais il est difficile de dégager une tendance dans la mesure où plusieurs effets contradictoires entrent en jeu [54]. En effet, une augmentation de taille de grains provoque une augmentation du volume des domaines de Weiss ce qui favorise un large mouvement des parois de Bloch et provoque des signaux de Barkhausen d'intensité importante et donc plus facilement détectable. Mais d'un autre côté, ce phénomène provoque une diminution du nombre de domaines de Weiss ce qui limite la fréquence du bruit de Barkhausen.

II.3.2.B. EFFET DES DEFAUTS PONCTUELS ET DES PRECIPITES (3D)

La nocivité des impuretés chimiques et leur mode d'action dépendent à la fois de leur nature, de leur concentration, de la forme sous laquelle elles se trouvent et du type d'alliage. Pour résumer simplement, les éléments faiblement électropositifs ou faiblement électronégatifs, qui peuvent rester en solution solide dans l'alliage, modifient peu les caractéristiques magnétiques des produits. Par contre, dans le cas d'éléments fortement électronégatifs ou fortement électropositifs, l'effet sur les propriétés magnétiques est plus important. Les impuretés électronégatives peuvent se combiner et ainsi former des inclusions non magnétiques (oxydes, carbures,...). Leur effet dépend de leur nombre et de leur taille mais peu de leur nature chimique. Les précipités dont le diamètre est voisin de l'épaisseur de la paroi de Bloch du matériau sont les plus nocifs. En solution solide, la migration des impuretés de faible rayon atomique (carbone et azote en particulier), puis leur lente précipitation au cours du temps provoquent une dégradation progressive des caractéristiques en fonctionnement appelée **vieillessement magnétique** [48].

Le champ coercitif H_c peut finalement s'exprimer en fonction de la taille de grains d et de la densité d'inclusions non magnétiques N dont la taille est de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la paroi de Bloch de l'alliage selon :

$$H_c = \frac{a}{d} + bN \quad (21)$$

avec a et b des coefficients propres à chaque alliage. Il est donc primordial de limiter les concentrations en impuretés.

II.3.3. Effets de sollicitations extérieures

II.3.3.A. SOLLICITATION MECANIQUE

L'état du réseau cristallin d'un acier est un facteur déterminant pour ses propriétés magnétiques. Globalement, l'écrouissage complexifie la structure en domaines. Les dislocations formées durant l'écrouissage freinent le mouvement des parois de Bloch et diminuent ainsi la douceur magnétique de l'acier [16].

Des essais de traction menés sur un acier à grains non orientés FeSi ont en effet montré qu'une **déformation plastique** de celui-ci entraîne une **détérioration de ses propriétés magnétiques** quelle que soit la direction de mesure (dans le plan de la tôle) et ce, même pour des faibles niveaux de déformation [55], [56]. Cette détérioration peut de plus être intensifiée et rendue inhomogène par les défauts préexistants dans l'acier [57]. En outre, il a été constaté pour plusieurs matériaux que **l'aimantation rémanente** diminue et que l'intensité du **champ coercitif** augmente avec la déformation car le cycle d'hystérésis se déforme sous l'effet de la contrainte [58] [59] (Figure 35).

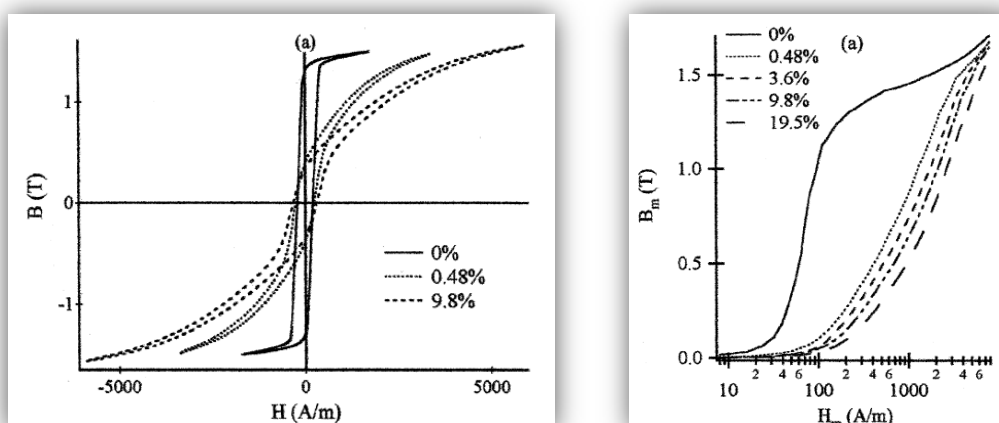


Figure 35 : Courbes $B=f(H)$ pour différentes déformations en traction de l'alliage à grains non orientés FeSi (3%) [59]

Le mouvement des dislocations à lui seul ne peut pas expliquer une telle diminution des propriétés magnétiques de l'acier aux faibles déformations. Il faut également prendre en compte l'anisotropie introduite par la déformation plastique [59]. En effet, les contraintes résiduelles peuvent par exemple être associées à une alternance de zones de tension et de compression. En outre, il a été observé que la dégradation des propriétés magnétiques selon la direction transversale à celle de la contrainte est moins prononcée que la dégradation suivant la direction colinéaire à celle-ci (alliage à grains non orientés FeSi) mais cette différence de comportement diminue avec l'augmentation du champ magnétique (quel que soit le degré de déformation plastique). Le même effet d'anisotropie est mis en évidence pour l'évolution des niveaux de pertes.

II.3.3.B. SOLLICITATION THERMIQUE

Rappelons qu'une augmentation de la température traduit une agitation atomique croissante. L'agitation atomique entravant le mouvement des électrons, la **conductivité électrique diminue** lorsque la **température augmente** (c.f. paragraphe I.1.1.a). De même, l'**aimantation à saturation diminue** lorsque la **température augmente**, en particulier à l'approche de la température de Curie T_C (Figure 36) (c.f. paragraphe I.1.3.c). En effet, à partir de cette température, le matériau se comporte comme un matériau paramagnétique.

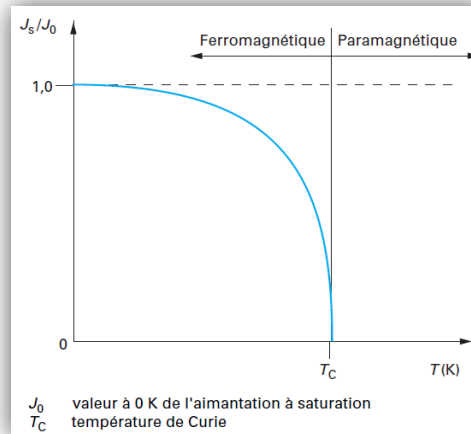


Figure 36 : Variation de l'aimantation avec la température [48]

Les variations de la conductivité électrique, de l'aimantation à saturation et de l'ensemble des propriétés électromagnétiques avec la température sont **réversibles** s'il s'agit de phénomènes liés à la seule agitation atomique. Par contre, une augmentation de la température peut activer des mécanismes changeant définitivement la microstructure de l'acier. Les propriétés électromagnétiques du matériau sont alors modifiées de façon **irréversible**. Ainsi, une température élevée voire modérée (de l'ordre de 150°C [48]), favorisant la diffusion atomique, provoque une lente évolution de la composition locale du matériau. Certains atomes peuvent alors, en se rencontrant, former des précipités dommageables pour les propriétés électromagnétiques de l'acier.

Mais la température peut également être utilisée judicieusement pour obtenir une microstructure plus favorable. C'est tout le propos des **recuits**. Le recuit est un procédé correspondant à un cycle de chauffage, maintien en température puis refroidissement permettant de modifier les caractéristiques d'un métal. Dans le cadre des aciers magnétiques doux, son objectif est généralement de grossir la taille des grains du matériau afin de diminuer les pertes et améliorer la perméabilité magnétique [53] et de relâcher les contraintes mécaniques. Notons que la température de recuit est un paramètre plus déterminant que la durée de recuit. En outre, il semble qu'une grande vitesse de montée en température soit préférable car les grains ainsi obtenus sont plus gros. En effet, une grande vitesse de montée en température apporte beaucoup d'énergie en un court laps de temps ce qui favorise la recristallisation du matériau et donc l'augmentation de la taille des grains. La mise au point d'un recuit adapté à un matériau donné est donc une démarche très complexe.

II.3.4. Paramètres microstructuraux déterminants

L'**aimantation à saturation** est indépendante des paramètres microstructuraux. En effet, elle dépend avant tout de la composition de l'acier et de la température. Par contre, les paramètres microstructuraux, en particulier la taille des grains, les inclusions et les contraintes internes (contraintes résiduelles introduites généralement par le procédé de mise en forme), ont une forte influence sur les autres propriétés magnétiques [4]. En outre, il a été observé que des défauts de surface tels que des microfissures de l'acier pouvaient également influencer de façon néfaste les propriétés magnétiques des pièces [4], [57]. Ainsi la **perméabilité magnétique diminue** et le **champ coercitif augmente** (durcissement magnétique) si :

- la teneur en phase perlitique augmente (et donc si la teneur en carbone augmente),
- la taille des grains diminue,
- la concentration en précipités (de dimension similaire aux parois de Bloch) augmente,
- la concentration en dislocations augmente (augmentation de l'écrouissage).
-

La **résistivité électrique** est, comme l'aimantation à saturation, fonction de la composition de l'acier et de la température (la résistivité augmente avec la température). Elle dépend également, dans une moindre mesure, du taux d'écrouissage et de la taille des grains. En fait, tout ce qui s'oppose au passage des électrons (dislocations, joints de grains) provoquera l'augmentation de la résistivité électrique du matériau.

Ainsi, il existe un lien complexe à quantifier mais observable entre la microstructure des aciers ferritiques et leurs propriétés électromagnétiques. Dans la mesure où les procédés de fabrication d'une pièce forgée impactent la microstructure du matériau, ils impacteront également les propriétés électromagnétiques de la pièce forgée.

II.4. Synthèse : effet du procédé de fabrication sur les roues polaires

Les roues polaires sont forgées à base d'acier doux et refroidies lentement, avant de subir différentes étapes de mise en forme à froid. L'effet du procédé de forgeage sur les propriétés magnétiques des roues polaires a pu être constaté expérimentalement (c.f. **paragraphe, I.3.3.a, Figure 19**). L'objectif du travail bibliographique est donc d'apporter des éléments de précisions sur les tendances de comportement du matériau. L'effet du procédé de forgeage sur les aciers ferritiques est de toute évidence complexe car de nombreux mécanismes, parfois antagonistes, sont à prendre en compte. Mais il est tout de même possible de dégager un certain nombre de tendances

II.4.1. Effets du forgeage sur la microstructure de la roue polaire

Les roues polaires sont préchauffées à au moins 1200°C, donc la microstructure initiale est l'**austénite**. Cette température favorisera une croissance des grains de la microstructure initiale. A priori, peu d'impuretés s'opposeront à cette croissance.

La matière est déformée lors du forgeage dans des conditions probablement différentes d'un fournisseur à l'autre. Mais dans tous les cas, la déformation locale du matériau va être variable d'un point à un autre de la roue polaire en formation. Il va ainsi exister une distribution du taux de dislocations non isotrope dans la roue polaire. En outre, il est possible que dans certaines zones (comme les griffes) le taux de déformation soit suffisant pour activer la recristallisation mais pas dans d'autres zones (le plateau). Remarquons bien qu'il s'agit d'une possibilité, une autre étant que le taux de déformation soit suffisant pour activer, dans toute la pièce, la recristallisation. La température élevée va favoriser un accroissement des grains pendant le forgeage et une oxydation du matériau (couche de calamine).

Finalement, le refroidissement lent de la pièce va, une fois encore, favoriser un grossissement des grains. En outre, la teneur en carbone de la pièce va provoquer la formation d'un faible pourcentage de perlite.

II.4.2. Effets du forgeage sur les propriétés de la roue polaire

La mise en forme d'acier magnétiquement doux par forgeage est généralement accompagnée d'une dégradation de ses propriétés magnétiques [27]. Mais l'**aimantation à saturation** de l'acier de la roue polaire n'est déterminée que par la composition de celui-ci ainsi que par la température d'utilisation de la pièce.

Dans le procédé de mise en forme de la roue polaire, tout est fait pour favoriser la **croissance des grains de ferrite**. Ceci aura pour effet intéressant d'**augmenter la perméabilité** de l'acier mais **diminuera la résistivité électrique**. La haute température de forgeage (1200°C) favorise l'homogénéité de la microstructure bien que la déformation de la matière induira toujours une hétérogénéité plus ou moins prononcée. Il est difficile de prédire le taux d'écrouissage de la pièce

finale. Mais là encore, il est probable que la température importante de forgeage permette une restauration du matériau ce qui aura pour effet, dans une certaine mesure, d'adoucir et d'homogénéiser les propriétés électromagnétiques de la roue polaire. Par contre, si la perlite forme des grains de tailles similaires à celles des parois de Bloch, elle aura pour effet de durcir magnétiquement le matériau.

II.4.3. Effets des autres étapes du procédé de fabrication de la roue polaire

Le procédé de fabrication de la roue polaire se poursuit avec l'usinage de celle-ci. Les dislocations qui vont apparaître lors de cette étape de fabrication vont **durcir magnétiquement** le matériau. Il existera donc une hétérogénéité entre les propriétés de surface de l'acier de la roue polaire (modifiées lors de l'usinage) et les propriétés de cœur (inchangées une fois le forgeage terminé).

La roue polaire subit également des étapes de mise en forme sans enlèvement de matière (formage). Là encore, ces transformations ayant pour effet d'écrouir le matériau (augmentation du taux de dislocations), ces transformations durcissent magnétiquement le matériau.

L'acier brut va ainsi subir des sollicitations mécaniques et thermiques. Au regard d'un procédé de fabrication type, il est clair que le matériau va se transformer pendant la fabrication de la roue polaire, rendant alors possible une certaine hétérogénéité des propriétés de la pièce qui, en tout état de cause, seront différentes de celles de la matière première. Il est donc pertinent de sonder localement la roue polaire pour connaître précisément ses propriétés électromagnétiques. Le chapitre suivant propose donc une présentation des différents outils qui permettront de mener à bien la caractérisation électromagnétique des roues polaires. Il est nécessaire d'introduire des notions de métrologie, qui permettront de juger de la qualité des mesures obtenues, ainsi que des outils de modélisation. Puis, des méthodes de caractérisation des propriétés électriques et magnétiques, intéressantes pour notre application, seront ensuite présentées.

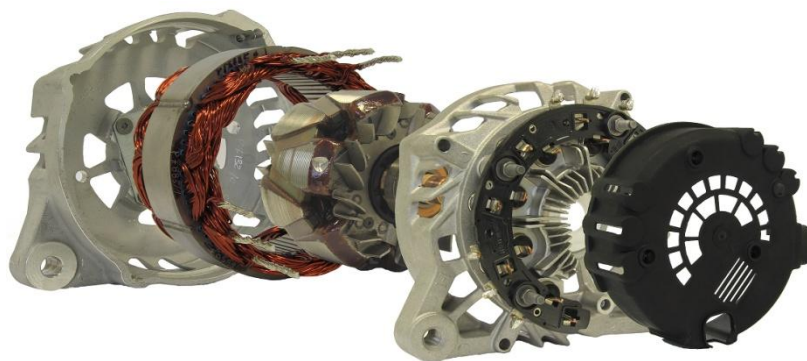
Chapitre 2

OUTILS ET METHODES POUR LA CARACTERISATION ELECTROMAGNETIQUE DES ACIERS DOUX

I- Outils génériques pour la caractérisation

II- Méthode de caractérisation de la conductivité électrique

III- Méthode de caractérisation des propriétés magnétiques



I. OUTILS GENERIQUES POUR LA CARACTERISATION

I.1. Notions de métrologie

La métrologie est la **science des mesures**. Une mesure est un "rapport numérique d'une grandeur à une autre grandeur de même nature prise comme unité" (Larousse). Ainsi, **mesurer revient à comparer** une grandeur par rapport à celle d'un étalon. La définition des unités et l'établissement des étalons de référence sont l'une des tâches assurées par le Bureau International des Poids et Mesures (BIPM). Cette rapide présentation des notions de métrologie s'appuie essentiellement sur le Vocabulaire International de Métrologie (VIM) et le Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure (GUM) qui sont deux documents rédigés par le JCGM (Joint Committee for Guides in Metrology) qui est directement lié au BIPM [60] [61]. L'objectif est de définir l'incertitude de mesure et de donner les outils qui permettront de la calculer afin d'être capable de caractériser, et par suite valider, une méthode de mesure. Le propos sera illustré à l'aide d'un exemple fil rouge : une tige d'acier de diamètre $d=6$ mm pour laquelle on cherche à connaître la conductivité électrique σ .

I.1.1. Définition de la mesure

I.1.1.A. DE LA GRANDEUR A LA MESURE

La conductivité électrique est une **grandeur**, à savoir une propriété d'un corps que l'on peut exprimer quantitativement sous forme d'un nombre et d'une référence, qui est ici l'unité de mesure (S/m). L'**unité de mesure** est une grandeur scalaire réelle, définie et adoptée par convention, à laquelle on peut comparer toute autre grandeur de même nature pour exprimer le rapport des deux grandeurs sous la forme d'un nombre. Finalement, la **valeur d'une grandeur** est l'ensemble d'un nombre et d'une référence. Un nombre accompagné de l'unité S/m est donc une valeur de conductivité électrique.

Un **mesurage** (ou mesure) est un processus consistant à obtenir expérimentalement une ou plusieurs valeurs que l'on peut raisonnablement attribuer à une grandeur qui est alors nommée **mesurande**. La définition du mesurande doit être très précise. Ainsi, dans le cas de l'exemple fil rouge, il est nécessaire de spécifier la température à laquelle on veut effectuer la mesure pour définir correctement le mesurande, car la conductivité électrique varie en fonction de ce paramètre.

Le **principe de mesure** est le phénomène servant de base à un mesurage. Par exemple, le principe de mesure exploité par les thermocouples pour mesurer la température est l'effet thermoélectrique. La **méthode de mesure** est la description générique de l'organisation logique des opérations mises en œuvre dans un mesurage. La **procédure de mesure** est une description détaillée

d'un mesurage conformément à un ou plusieurs principes de mesure et à une méthode de mesure donnée, fondée sur un modèle de mesure et incluant tout calcul destiné à obtenir un résultat de mesure.

Quelle méthode de mesure appliquer pour notre exemple ? Pour mesurer la conductivité d'une tige de section S on propose d'imposer un courant électrique I dans la tige, de mesurer la résistance R entre deux points distants de l et d'en déduire analytiquement la conductivité électrique ($\sigma = l/RS$). Imaginons maintenant que deux valeurs de conductivité σ_1 et σ_2 aient été obtenues pour deux tiges. Ces deux conductivités sont-elles différentes ou bien la différence entre les valeurs n'est-elle que le fruit du hasard? **Sans incertitude, il est impossible de répondre** à cette question, comme l'illustre le cas a) de la Figure 37. Par contre, en connaissant l'incertitude de mesure, il est possible de dire si l'écart entre σ_1 et σ_2 est significatif (cas b)), ou pas (cas c)).

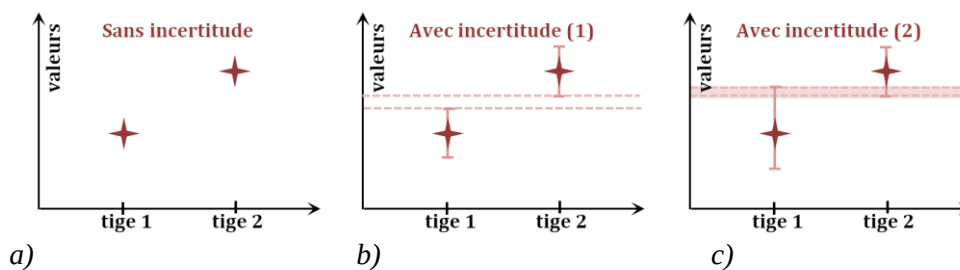


Figure 37 : Illustration de la nécessité de l'incertitude de mesure

I.1.1.B. JUSTESSE ET FIDELITE DE MESURE

Le résultat d'un mesurage est seulement une estimation de la valeur du mesurande. Pour que le résultat soit complet, il doit être accompagné d'une expression de l'**incertitude de mesure**. Il s'agit d'une estimation caractérisant la dispersion raisonnable que l'on peut associer au mesurande (i.e. l'étendue des valeurs dans laquelle se situe la *valeur vraie du mesurande*). Pour préciser l'incertitude de mesure, on définit les notions de justesse et de fidélité.

La **justesse** de mesure est l'étroitesse de l'accord entre la moyenne d'un nombre infini de valeurs mesurées répétées et une valeur de référence (Figure 38). Dans la pratique, la justesse est quantifiée par un **biais de mesure** (estimation d'une erreur systématique, **c.f. paragraphe I.1.1.c**).

La **fidélité** de mesure est l'étroitesse de l'accord entre les indications ou les valeurs mesurées obtenues par des mesurages répétés du même objet ou d'objets similaires dans des conditions spécifiées. La fidélité peut être obtenue sous conditions de répétabilité et de reproductibilité. La **répétabilité** désigne l'étroitesse de l'accord entre les résultats de mesurages successifs du même mesurande, mesurages effectués avec l'application de la totalité des mêmes conditions de mesure. La répétabilité permet donc d'évaluer un bruit de mesure inexorable. La **reproductibilité** désigne l'étroitesse de l'accord entre les résultats des mesurages de la même grandeur physique, mesurages effectués en faisant varier les conditions de mesure. Pour qu'une expression de la reproductibilité soit valable, il est nécessaire de spécifier la condition que l'on fait varier. Les conditions que l'on peut faire varier sont : la méthode de mesure, l'opérateur, l'instrument de mesure, les étalons de référence, le

lieu, les conditions d'utilisation, le temps. Il s'agit donc d'évaluer l'impact de la modification d'un ou plusieurs facteurs qui contribuent à la dispersion des mesures.

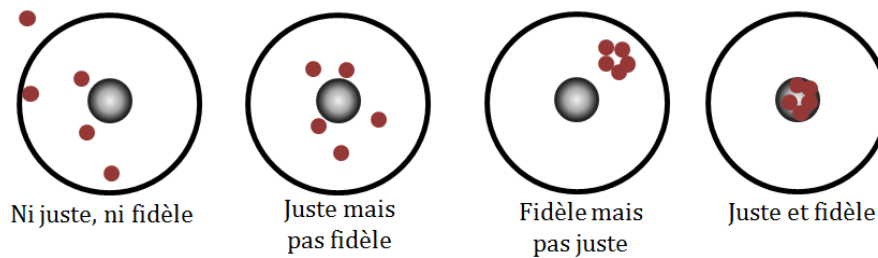


Figure 38 : Représentation schématique de la justesse et de la fidélité de mesure

I.1.1.C. ERREUR DE MESURE

L'**exactitude de mesure** est l'étroitesse de l'accord entre une valeur mesurée et la *valeur vraie du mesurande*. Elle ne peut pas s'exprimer numériquement car la *valeur vraie du mesurande* restera toujours inconnue. Par contre, un mesurage peut être dit plus exact s'il fournit une plus petite erreur de mesure. L'erreur de mesure et l'incertitude de mesure sont deux termes à bien distinguer. En effet, l'erreur de mesure est la différence entre la valeur mesurée et la valeur vraie alors que l'**incertitude de mesure** est un paramètre qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande.

On distingue généralement l'erreur systématique et l'erreur aléatoire. (Figure 39). L'**erreur systématique** est la différence reproductible entre un résultat unique et la valeur vraie liée à une cause physique. Elle demeure donc constante (ou varie de façon prévisible) dans des mesurages répétés. Elle peut être compensée par une correction lorsqu'elle est connue. On suppose que, grâce à l'analyse de la méthode de mesure, on connaît une estimation e_s de l'erreur systématique (le biais de mesure). On appelle alors correction C cette estimation changée de signe ($C = -e_s$). On obtient le résultat corrigé de la mesure en ajoutant algébriquement la correction C au résultat brut x :

$$x_c = x + C \quad (22)$$

L'**erreur aléatoire** est la composante de l'erreur qui varie de façon imprévisible. Bien qu'il ne soit pas possible de compenser l'erreur aléatoire d'un résultat de mesure, elle peut être réduite en augmentant le nombre d'observations. Pour fournir un résultat proche de la valeur vraie, il faut donc diminuer les erreurs systématiques en appliquant des corrections et diminuer les erreurs aléatoires en répétant les mesures et en calculant la moyenne arithmétique des observations.

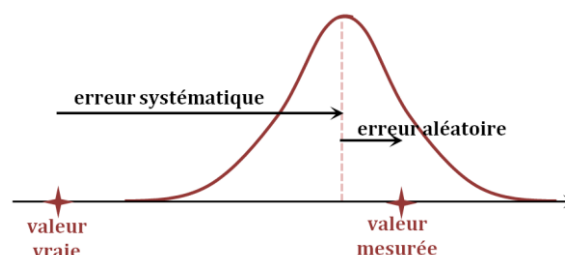


Figure 39 : Représentation schématique des erreurs systématique et aléatoire

I.1.1.D. ANALYSE DE LA METHODE DE MESURE

Un mesurage présente donc des imperfections qui occasionnent une erreur sur le résultat de mesure. Analyser la méthode de mesure signifie identifier toutes les variables intervenant dans le résultat de la mesure. Cette analyse demande une étude approfondie de la chaîne d'instrumentation et des phénomènes mis en jeu lors de la mesure. L'objectif est de "découper" la méthode de mesure en éléments simples pour faire émerger toutes les sources possibles d'incertitude.

Cette liste est généralement présentée sous la forme d'un **diagramme d'Ishikawa**, dit **5M**, qui est un outil permettant de donner une vision globale des causes génératrices d'une éventuelle incertitude de mesure [62]. La Figure 40 donne un diagramme 5M de l'exemple fil rouge. Dans ce diagramme, cinq grandes familles de causes sont dénombrées, à savoir les moyens, la méthode, le milieu, la matière et la main-d'œuvre. Une fois ce travail d'identification effectué, il faut décrire le mode opératoire retenu et établir le modèle de la mesure. Les facteurs influençant le résultat de mesure peuvent alors être identifiés et la valeur de chacune des composantes de l'incertitude calculée. On pourra alors décider de l'application ou non d'une **correction**.

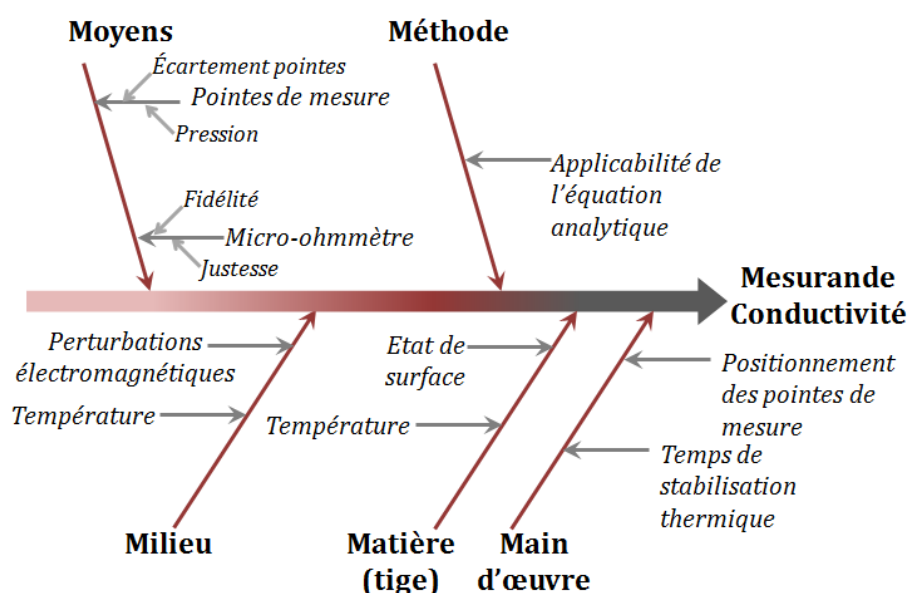


Figure 40 : Diagramme 5M de l'exemple fil rouge

I.1.2. Evaluation de l'incertitude de mesure

I.1.2.A. MODELE MATHEMATIQUE DU MESURAGE

Définition

L'incertitude du résultat d'un mesurage reflète l'impossibilité de connaître exactement la valeur du mesurande. La variable « résultat de mesure » est assimilable à une **variable aléatoire y** dont la distribution peut être caractérisée par deux paramètres, un paramètre de tendance centrale qui s'estime par l'**espérance mathématique** de la distribution, c'est la valeur que l'on annonce, et un paramètre de dispersion, l'**écart-type** de la distribution que l'on appelle aussi **incertitude-type**. Pour rappel, si on

considère un échantillon de n individus ($x_1, x_2, \dots, x_n$), la moyenne arithmétique expérimentale de cette série s'exprime [63] :

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (23)$$

C'est un estimateur de l'espérance. L'écart-type expérimental s (qui est un estimateur de l'écart-type σ) permet de quantifier la dispersion des données et s'exprime :

$$s = \sqrt{\frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (24)$$

L'écart-type expérimental s (écart-type d'une mesure x_i) permet d'estimer l'écart-type expérimental s_M de la moyenne $\bar{x}$:

$$s_M = \frac{s}{\sqrt{n}} \quad (25)$$

Un grand nombre de phénomènes peuvent être modélisés par une loi normale qui est totalement définie par l'espérance et l'écart-type dont on a donné des estimateurs. La qualité de ces estimateurs dépend directement du nombre d'échantillons utilisés pour réaliser les calculs.

Démarche proposée

En théorie, l'incertitude peut être évaluée par des **moyens statistiques** en faisant varier la totalité des grandeurs dont dépend le résultat d'un mesurage. Mais en pratique, il est d'usage d'évaluer l'incertitude d'un résultat de mesure à l'aide d'un **modèle mathématique** du mesurage et de la **loi de propagation de l'incertitude** (c.f. paragraphe I.1.2.c). En effet, la méthode statistique étant coûteuse en temps et en argent, il est souvent préférable d'utiliser un modèle du mesurage. Par contre, le modèle mathématique doit toujours être révisé lorsque les données observées démontrent qu'il est incomplet.

La procédure d'évaluation de l'incertitude peut être décomposée en trois étapes. La première est l'**établissement du modèle mathématique** décrivant le processus de mesure. Pour ce faire l'utilisation d'une méthode type « 5M » est recommandée. La deuxième étape consiste à **établir des fonctions de densité de probabilité** (FDP) pour les grandeurs d'entrée du modèle. Généralement cela revient à spécifier la moyenne et l'écart-type de chaque FDP. La troisième étape correspond à la **propagation de l'incertitude**. On peut alors déclarer le résultat complet de la mesure en fournissant la meilleure estimation de la valeur du mesurande et l'incertitude associée.

Etablissement du modèle mathématique

On suppose que le mesurande Y est déterminé à partir de N autres grandeurs $X_1, X_2, \dots, X_n$ à travers une relation fonctionnelle f :

$$Y = f(X_1, X_2, \dots, X_n) \quad (26)$$

Les grandeurs d'entrée $X_1, X_2, \dots, X_n$ dont dépend la grandeur de sortie Y peuvent elles-mêmes dépendre d'autres grandeurs, aboutissant à une relation fonctionnelle compliquée qui peut ne jamais être écrite explicitement. De plus, la fonction f peut être déterminée expérimentalement ou exister seulement sous forme d'algorithme. Des grandeurs d'entrée additionnelles peuvent être introduites dans f si les données indiquent que la fonction ne modélise pas le mesurage au degré d'exactitude désiré. Dans le cas de notre exemple on a :

$$\sigma = f(R, l, S) = \frac{l}{RS} \quad \text{avec } S = g(d) = \frac{\pi d^2}{4} \quad (27)$$

Une estimation du mesurande Y , notée y , est obtenue en utilisant les estimations d'entrée $x_1, x_2, \dots, x_N$ pour les valeurs des N grandeurs $X_1, X_2, \dots, X_N$. Ainsi, l'estimation de Y , qui est le résultat du mesurage, est donnée par :

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (28)$$

I.1.2.B. EVALUATIONS DE TYPES A ET B DES INCERTITUDES

Afin de calculer l'incertitude de mesure globale, le modèle mathématique du mesurage doit être accompagné des valeurs numériques des incertitudes sur les grandeurs d'entrées. Il existe deux approches pour évaluer ces composantes : l'**évaluation de type A** et l'**évaluation de type B**.

Evaluation de type A des incertitudes

Une évaluation de **type A** de l'incertitude est une analyse statistique des séries de résultats obtenues dans des conditions définies de mesurage. L'incertitude est alors caractérisée par des écart-types expérimentaux. La variance estimée u^2 est donc calculée à partir de séries d'observations répétées et est la variance de la moyenne habituelle estimée statistiquement (équation (25)). Dans l'exemple fil rouge, si le diamètre d de la tige est mesuré n fois à l'aide d'un micromètre (résultats de mesure notés $d_i, i=1..n$), on aura :

$$u^2(d) = s_M^2(d) = \frac{s^2(d)}{n} \quad \text{avec } s^2(d) = \frac{1}{(n-1)} \sum_{i=1}^n (d_i - \bar{d})^2 \quad \text{et} \quad \bar{d} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n d_i \quad (29)$$

Notons qu'avant de calculer un écart-type, il est préférable de s'assurer que la série de mesure ne contient pas de valeurs aberrantes car celles-ci fausseraient l'estimation de l'écart type et de l'espérance mathématique. Pour ce faire, il est d'usage d'utiliser un **test de Grubbs** [64]. Soit n résultats de mesures $x_1, x_2, \dots, x_n$, $\bar{x}$ la moyenne et s l'écart-type. La statistique $G_{\max}$ (respectivement $G_{\min}$) pour tester si la plus grande valeur de la série $x_{\max}$ (respectivement la plus petite $x_{\min}$) est aberrante est :

$$G_n = \frac{x_{\max} - \bar{x}}{s} \quad \text{et} \quad G_1 = \frac{\bar{x} - x_{\min}}{s} \quad (30)$$

Si la statistique du test est inférieure ou égale à sa valeur critique à $\alpha\%$ (souvent fixé à 5%), l'hypothèse d'homogénéité des valeurs est acceptée.

Imaginons maintenant que l'on s'intéresse à la reproductibilité de mesure avec pour facteur variant l'opérateur. Si on effectue trois séries de mesures (une série par opérateur) on obtient alors trois estimations de l'écart-type. Pour savoir si la différence entre les trois estimateurs reflète une différence réelle des écart-types estimés, on utilise un test statistique, par exemple un **test de Cochran** [64]. Soit n écart-types $s_1, s_2, \dots, s_n$ et $s_{\max} = \max(s_1, s_2, \dots, s_n)$. La statistique C du test de Cochran s'écrit :

$$C = \frac{s_{\max}^2}{\sum_{i=1}^n s_i^2} \quad (31)$$

Si C est inférieure ou égale à sa valeur critique $\alpha\%$, l'hypothèse d'homogénéité des écart-types est acceptée. Le risque α est souvent fixé à 5% et dépend du nombre de degrés de liberté et d'échantillons (pour 4 séries de 10 mesures $\alpha = 0,331$). L'écart-type final à considérer est la moyenne des écart-types (dans le cas contraire il est fréquent de retenir la plus grande des estimations).

Evaluation de type B des incertitudes

On obtient une incertitude-type de type A à partir d'une **densité de probabilité déduite** d'une distribution d'effectifs alors qu'on obtient une incertitude-type de type B à partir d'une **densité de probabilité supposée**. Une évaluation de **type B** de l'incertitude est donc une attribution à priori d'une loi de probabilité à une grandeur d'entrée. Cette loi est caractérisée par un intervalle de valeurs pouvant être prises par la grandeur ainsi que par une distribution (uniforme, triangle, ...). Sa détermination est généralement fondée sur des données fournisseurs, des valeurs obtenues à partir d'un certificat d'étalonnage ou à partir de limites déduites de l'expérience personnelle. Cette méthode, bien que moins coûteuse que celle des incertitudes de type A, demande en contrepartie de l'expérience et des compétences techniques. Notons qu'une évaluation de l'incertitude de type B peut être aussi fiable qu'une évaluation de type A, en particulier si l'évaluation de type A est fondée sur un nombre relativement faible de mesures.

Dans notre exemple, la résistance mesurée correspond à la valeur affichée par le micro-ohmmètre. Le fournisseur donne comme information « measurement accuracy = 0.07%+0.05 $\mu\Omega$ ». Donc pour une résistance mesurée de l'ordre de 45 $\mu\Omega$ (hypothèse de distribution uniforme), on a :

$$u(R) = \frac{\frac{0,07 \cdot 45}{100} + 0,05}{\sqrt{3}} = 0,05 \mu\Omega \quad (32)$$

Prise en compte de la justesse

Les incertitudes de mesure ne se limitent pas aux effets aléatoires. Il faut veiller à l'estimation de la justesse à l'aide d'une valeur de référence (obtenue avec un étalon ou une méthode de référence par exemple). Il s'agit de comparer un résultat mesuré au résultat attendu en théorie afin de quantifier le biais de mesure. Si la méthode s'applique en un point, alors l'évaluation de l'erreur de justesse se base sur l'estimation d'un écart obtenu entre la moyenne des résultats de mesure et la valeur de référence. Si la méthode est définie sur un domaine, la quantification de la justesse doit être réalisée sur plusieurs points pour couvrir le domaine (plusieurs niveaux).

Calcul de l'incertitude-type composée

Après calcul des différentes composantes u_i de l'incertitude, l'**incertitude type composée** u_c associée au mesurage peut être déterminée. La loi de propagation des incertitudes, en utilisant une méthode de perturbation, exprime la variance composée du mesurande Y . Dans le cas général cette loi s'écrit :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u(x_i, x_j) \quad (33)$$

avec $u_c(y)$ l'incertitude type composée de la variable y et $u(x_i, x_j)$ la covariance entre les variables x_i et x_j . Dans le cas de grandeurs non corrélées (sources d'incertitudes indépendantes), la **loi de propagation de l'incertitude** s'écrit :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u^2(x_i) \quad (34)$$

Dans le cas de variables x_i indépendantes et si la fonction f est du type $y=x_1+x_2-x_3$, l'incertitude type composée s'exprime :

$$u_c^2(y) = u^2(x_1) + u^2(x_2) + u^2(x_3) \quad (35)$$

Dans le cas de variables x_i indépendantes et si la fonction f est du type $y=(x_1x_2)/x_3$, l'incertitude type composée s'exprime :

$$\frac{u_c^2(y)}{y^2} = \frac{u^2(x_1)}{x_1^2} + \frac{u^2(x_2)}{x_2^2} + \frac{u^2(x_3)}{x_3^2} \quad (36)$$

Dans l'exemple fil rouge, si on suppose que la section S est parfaitement circulaire, l'incertitude type composée de la conductivité s'exprime donc :

$$\frac{u_c^2(\sigma)}{\sigma^2} = \frac{u^2(l)}{l^2} + \frac{u^2(S)}{S^2} + \frac{u^2(R)}{R^2} \quad \text{avec} \quad u^2(S) = (\pi D/2)^2 u^2(D) \quad (37)$$

avec l la distance entre les points de mesure. Elle a été déterminée à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle Renault Automation 13.08.06 au laboratoire MSMP de l'ENSAM de Lille. Les données numériques correspondant à l'exemple sont présentées dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Calcul de l'incertitude de mesure de la conductivité (tige)

	grandeur x	valeur de x	u(x)
Données géométriques	D : diamètre (mm)	6	0,005
	S : section (mm ²)	28	0,05
Capteur et Micro-ohmmètre	l : écart interpointes (mm)	6	0,002
	R : résistance (μΩ)	45	0,05
σ (MS/m)		4,72 ± 0,02	

Calcul de l'incertitude-type élargie

L'incertitude qui sera finalement retenue est généralement l'**incertitude élargie**. Il s'agit du produit de l'incertitude-type composée et d'un **facteur d'élargissement k** (typiquement compris entre 2 et 3) :

$$U = ku_c(y) \quad (38)$$

On définit ainsi un intervalle autour du résultat du mesurage comprenant une fraction élevée de la distribution des valeurs qui pourraient être attribuées raisonnablement au mesurande. Dans le cas d'une loi normale, un facteur d'élargissement de 2 (respectivement 3) revient à considérer que 95% (respectivement 99%) des résultats de mesures sont dans l'intervalle $\pm U$. Ainsi dans l'exemple on trouve finalement (facteur d'élargissement 3) :

$$U(\sigma) = 0,04 \text{ MS/m} \quad (39)$$

Bilan d'incertitude

L'ensemble de cette démarche s'appelle le **bilan d'incertitude**. Il s'agit de la formulation de l'incertitude élargie comprenant les composantes de cette incertitude, leur calcul et leur combinaison. La question principale qu'il faut se poser dans cette démarche concerne l'existence d'un modèle mathématique qui établit une relation fonctionnelle entre les grandeurs d'entrée du modèle et la grandeur de sortie (le mesurande). Sans modèle, il sera nécessaire d'organiser des expériences, où l'on fait varier tous les facteurs qui ont été identifiés comme ayant une influence sur le résultat de mesure et d'en déduire les reproductibilités par le calcul d'écarts-types.

L'écart-type des valeurs de sortie observées expérimentalement doit être comparé à l'écart-type prédit, à savoir l'incertitude type composée. Cette comparaison permet de s'assurer d'avoir bien identifié toutes les sources importantes d'incertitude. Remarquons que l'évaluation de l'incertitude n'est pas une opération purement mathématique; elle dépend de la connaissance détaillée du mesurande et du mesurage. La qualité de l'incertitude de mesure dépend donc de la compréhension, de l'analyse critique et de l'intégrité de ce qui contribue à son évaluation.

I.1.3. Validation d'une méthode de mesure

I.1.3.A. DOSSIER DE CARACTERISATION ET VALIDATION

Si aucune méthode standard n'est adaptée à un besoin spécifique, il est nécessaire de développer une nouvelle méthode de mesure. La première étape de cette démarche consiste à s'assurer de la faisabilité technique de la méthode envisagée. Une fois la méthode développée, elle doit comporter un **dossier de caractérisation**. Ce document définit soigneusement le mesurande, le domaine d'application et la procédure de mesure. Une description détaillée de la phase de développement et d'optimisation y figure, ainsi que la quantification des caractéristiques de la méthode et l'évaluation de l'incertitude de mesure. Ce document servira de base à la **validation de la**

méthode. Il permettra en effet de constater si les caractéristiques de la méthode correspondent bien au besoin spécifique pour lequel elle a été développée. La bonne adéquation entre les caractéristiques exprimées dans le besoin et celles visibles dans le dossier de caractérisation permettra de valider la méthode de mesure.

Les caractéristiques minimales à quantifier pour caractériser correctement la mesure sont la justesse et la fidélité sous condition de répétabilité et de reproductibilité. Une approche plus complète peut être entreprise en caractérisant la **sensibilité** (quotient de la variation d'une indication d'un système de mesure par la variation correspondante de la valeur de la grandeur mesurée), la **linéarité** (écart de sensibilité sur l'étendue de mesure), la **résolution** (plus petite variation de la grandeur mesurée qui produit une variation perceptible de l'indication correspondante) la **robustesse** (aptitude de la méthode à être peu sensible lorsqu'elle est soumise à de légères variations des facteurs d'influence),...

I.1.3.B. PROCEDURE COMPLETE D'EVALUATION ET D'EXPRESSION DE L'INCERTITUDE

Les étapes suivantes doivent figurer dans le rapport de validation d'une méthode de mesure afin d'évaluer et exprimer l'incertitude du résultat d'un mesurage. La première étape consiste à **exprimer mathématiquement la relation f** entre le mesurande Y et les grandeurs d'entrée X_i . La fonction f doit contenir chaque grandeur, y compris tous les facteurs de correction. Une fois ce modèle établi, il faut **déterminer les valeurs x_i** (soit sur la base de l'analyse statistique de séries d'observations, soit par d'autres moyens). On est alors en mesure d'**évaluer les incertitude-types $u(x_i)$** de chaque estimation x_i . Il faut ensuite **calculer le résultat du mesurage**, c'est-à-dire l'estimation y du mesurande Y , à partir de la relation f et en utilisant pour les grandeurs d'entrée les estimations x_i . On peut alors déterminer l'**incertitude-type composée $u_c(y)$** du résultat de mesure y à partir des incertitudes-types (et éventuellement des covariances) associées aux estimations d'entrée. Finalement, l'**incertitude élargie U** peut être calculée en multipliant l'incertitude-type composée $u_c(y)$ par un facteur d'élargissement k .

Nous avons vu que le calcul d'incertitude et plus largement la mesure du mesurande nécessitent de disposer d'un modèle mathématique. Lorsque cela est possible, on s'appuie sur un modèle analytique. Cependant, il n'est pas toujours évident de disposer d'un tel modèle sans être obligé de poser de nombreuses hypothèses simplificatrices. Une solution possible pour disposer d'un modèle suffisamment représentatif de la réalité est l'utilisation d'un modèle numérique. On propose donc de présenter le modèle mathématique nécessaire à la modélisation numérique d'un système électromagnétique. Les équations de Maxwell et les lois de comportement des différents milieux constituent ce modèle mathématique.

I.2. Outils de modélisation

I.2.1. Le modèle mathématique

I.2.1.A. LES EQUATIONS DE MAXWELL

Le modèle développé par Maxwell dès le XIX^{ème} siècle est constitué de quatre équations qui permettent de décrire les phénomènes électromagnétiques. On considère un système électromagnétique contenu dans un domaine d'étude D (c'est le domaine sur lequel les équations mathématiques seront résolues). Les équations de Maxwell, qui définissent l'ensemble des phénomènes électromagnétiques dans ce domaine d'étude, peuvent être séparées en deux groupes. Tout d'abord on distingue les équations "intrinsèques" ne contenant que les champs :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (40)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (41)$$

avec $\vec{E}$ le vecteur champ électrique (V/m) et $\vec{B}$ le vecteur induction magnétique (T). Le second groupe d'équations lie les champs et les sources :

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (42)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (43)$$

avec $\vec{D}$ le vecteur induction électrique (C/m²), $\vec{j}$ le vecteur de densité de courant (A/m²), $\vec{H}$ le vecteur champ magnétique (A/m) et ρ la densité de charge volumique (C/m³). Ces équations sont universelles car vraies quel que soit le système. En électrotechnique, les systèmes étudiés s'inscrivant dans l'approximation des régimes quasi-stationnaires, les courants de déplacement sont négligés et l'équation (43) devient alors :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} \quad (44)$$

De la même façon, les charges d'espace sont négligées et l'équation (42) devient $\text{div} \vec{D} = 0$. Dans le cadre des hypothèses de la magnétodynamique, on s'intéressera au système formé par les équations (40) et (44).

I.2.1.B. LOI DE COMPORTEMENT

Le système formé par les équations de la magnétodynamique est un système de 2 équations à 4 inconnues. Des équations supplémentaires vont donc être nécessaires pour le résoudre : il s'agit des **lois de comportement**. Elles permettent de prendre en compte la réponse électromagnétique des matériaux constitutifs du système étudié. Les deux relations qui nous intéressent s'écrivent de manière générale :

$$\vec{B} = f(\vec{H}, t, T, \varepsilon \dots) \quad (45)$$

$$\vec{j} = g(\vec{E}, t, T, \dots) \quad (46)$$

avec f et g des fonction qui dépendent des champs de nature électromagnétique et d'autres paramètres comme le temps t , la température T et la déformation du matériau ε . Dans la suite on supposera que les paramètres autres que les champs sont constants. Ainsi, nous supposerons que ces lois s'écrivent :

$$\vec{B} = f(\vec{H}) \quad (47)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (48)$$

Notons que cette dernière équation correspond à la forme locale de la loi d'Ohm. L'équation (47) retranscrit le comportement magnétique du matériau qui peut être dia-, para- ou ferromagnétique (c.f. chapitre1, I.1.3).

I.2.1.C. CONDITION AUX LIMITES

Afin d'assurer l'unicité de la solution du modèle mathématique (équations (40), (44), (47) et (48)), il est nécessaire de définir les conditions aux limites temporelles et spatiales associées aux champs. Les **conditions aux limites temporelles** sont fixées grâce à la répartition initiale de l'induction $\vec{B}$ ou du champ magnétique $\vec{H}$. Classiquement, l'induction $\vec{B}$ est pris égal à zéro dans tout le domaine d'étude D à l'instant initial (dans ce cas on impose également la densité de courant égale à zéro). Les **conditions aux limites spatiales** sont définies sur la frontière notée Γ du domaine d'étude D . Elle se décompose en deux parties, l'une avec des conditions limites sur l'induction $\vec{B}$ et le champ électrique $\vec{E}$ (Γ_B) et l'autre avec des conditions limites sur le champ magnétique $\vec{H}$ et la densité de courant $\vec{J}$ (Γ_H). Ces frontières sont supposées connexes et vérifient :

$$\Gamma = \Gamma_B \cup \Gamma_H \quad (49)$$

$$\Gamma_B \cap \Gamma_H = \emptyset \quad (50)$$

Une valeur nulle est souvent imposée à la fois sur la composante tangentielle de l'induction $\vec{B}$ et sur la composante normale du champ magnétique $\vec{H}$, ce qui, mathématiquement, s'écrit :

$$\vec{H} \wedge \vec{n}|_{\Gamma_H} = \vec{0} \quad (51)$$

$$\vec{B} \cdot \vec{n}|_{\Gamma_B} = 0 \quad (52)$$

avec $\vec{n}$ la normale de la frontière Γ . Il vient, en prenant en compte les équations de Maxwell-Faraday (loi de Faraday) et de Maxwell-Ampère (théorème d'Ampère) :

$$\vec{E} \wedge \vec{n}|_{\Gamma_B} = \vec{0} \quad (53)$$

$$\vec{J} \cdot \vec{n}|_{\Gamma_H} = 0 \quad (54)$$

Notons que lorsque le domaine d'étude D est composé de deux milieux (notés 1 et 2) dont les propriétés physiques sont différentes, les conditions suivantes sont vérifiées aux interfaces :

$$(\vec{B}_1 - \vec{B}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (55)$$

$$(\vec{J}_1 - \vec{J}_2) \cdot \vec{n} = 0 \quad (56)$$

$$(\vec{H}_1 - \vec{H}_2) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (57)$$

$$(\vec{E}_1 - \vec{E}_2) \wedge \vec{n} = \vec{0} \quad (58)$$

avec $\vec{n}$ la normale à l'interface séparant les deux milieux. Il s'agit de la traduction mathématique de la continuité de la composante normale de l'induction magnétique $\vec{B}$ et de la densité de courant $\vec{J}$ ainsi que de la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique $\vec{H}$ et du champ électrique $\vec{E}$.

I.2.2. Formulations et résolution numérique

On se place dans le cadre de la magnétodynamique. Il s'agit de l'étude des phénomènes électromagnétiques non stationnaires. Ce modèle est donc utilisé lorsque le système contient des matériaux conducteurs qui sont le siège de courants induits non négligeables. Les équations à résoudre sont alors :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (59)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} + \vec{J}_0 \quad (60)$$

où $\vec{J}_0$ est la densité de courant des inducteurs connue et uniforme et $\vec{J}$ la densité de courants induits. Ce système est complété avec les deux lois de comportement ($\vec{B} = f(\vec{H})$ et $\vec{J} = \sigma \vec{E}$) et les conditions aux limites. Dans le cas particulier de la magnétostatique, ce système devient :

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (61)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J}_0 \quad (62)$$

Pour résoudre de tels systèmes, les formulations en potentiels sont introduites.

I.2.2.A. FORMULATION ELECTRIQUE A-φ

Dans le cas d'une formulation électrique, le champ $\vec{E}$ est exprimé en fonction de potentiels. Comme l'induction magnétique est à divergence nulle (d'après l'équation du flux magnétique), un potentiel vecteur magnétique, noté $\vec{A}$, peut être introduit tel que :

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A}) \quad \text{avec} \quad \vec{A} \wedge \vec{n}|_{\Gamma_B} = \vec{0} \quad (63)$$

D'après l'équation (59), le champ électrique $\vec{E}$ s'écrit :

$$\vec{E} = - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \overrightarrow{\text{grad}}(\varphi) \quad (64)$$

avec φ un potentiel scalaire électrique. En remplaçant, dans l'équation (60), le champ magnétique $\vec{H}$ et la densité de courant $\vec{J}$ par leurs expressions en fonction de $\vec{A}$ et φ , on obtient une équation à résoudre, dans le domaine conducteur, de la forme :

$$\overrightarrow{\text{rot}}[f^{-1}(\overrightarrow{\text{rot}}(\vec{A}))] + \sigma \left[\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \overrightarrow{\text{grad}}(\varphi) \right] = \vec{0} \quad (65)$$

I.2.2.B. FORMULATION MAGNETIQUE T-Ω

On considère la densité de courant $\vec{J}_0$ des inducteurs connue et uniforme. On introduit alors un champ source $\vec{H}_s$ qui vérifie :

$$\vec{J}_0 = \overrightarrow{rot}(\vec{H}_s) \quad \text{avec} \quad \vec{n} \wedge \vec{H}_s|_{\Gamma_H} = \vec{0} \quad (66)$$

Cette fois-ci, on définit un potentiel vecteur électrique $\vec{T}$ tel que :

$$\vec{J} = \overrightarrow{rot}(\vec{T}) \quad \text{avec} \quad \vec{T} \wedge \vec{n}|_{\Gamma_H} = \vec{0} \quad (67)$$

On peut montrer que :

$$\vec{H} = \vec{H}_s + \vec{T} - \overrightarrow{grad}(\Omega) \quad (68)$$

L'équation est à résoudre sur un domaine conducteur est :

$$\overrightarrow{rot} \left[\frac{1}{\sigma} \overrightarrow{rot}(\vec{T}) \right] + \frac{\partial f[\vec{T} - \overrightarrow{grad}(\Omega)]}{\partial t} = 0 \quad (69)$$

I.2.2.C. RESOLUTION NUMERIQUE

Une solution au modèle mathématique proposé peut être obtenue de façon analytique dans le cas de géométries simples. Lorsque la géométrie du problème devient trop complexe, la **méthode des éléments finis** est alors utilisée. Une discrétisation spatiale et temporelle du domaine d'étude est alors réalisée. Le domaine d'étude D est discrétisé en triangles ou quadrilatères si le domaine est bidimensionnel et en tétraèdres, hexaèdres ou prismes si le domaine est tridimensionnel. Les champs magnétiques et électriques sont ensuite représentés sur chaque élément du maillage. Le système mathématique est alors résolu pour l'ensemble de ces éléments. On trouvera des détails sur la théorie des éléments finis dans [65], [14], [66].

On dispose donc d'outils mathématiques permettant de modéliser le comportement électromagnétique de la matière et de calculer les incertitudes de mesure. L'objectif de ces travaux étant la mesure quantitative de la conductivité électrique et de la perméabilité magnétique de la roue polaire, on s'intéresse maintenant aux méthodes de caractérisation existantes, en commençant avec la mesure de la conductivité électrique.

II. METHODES DE CARACTERISATION DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

Les équations de Maxwell illustrent le lien intime existant entre les propriétés magnétiques et électriques. Ainsi, la conductivité électrique permet de prédire la répartition des champs et des courants de Foucault (courants induits) dans le matériau. Elle est généralement déterminée soit par mesure des **courants induits**, soit par mesure des **courants de conduction**. Ces deux méthodes vont succinctement être présentées, puis l'approche retenue sera détaillée.

II.1. Méthodes de mesure des faibles résistivités

II.1.1. Méthode des courants induits

Si l'on place un matériau conducteur dans un **champ magnétique alternatif** (champs issu d'un capteur), des courants induits se développent au sein du matériau et créent un champ magnétique induit (**c.f. chapitre 1, I.2.3**). En captant ce champ magnétique induit, il est possible de déterminer la conductivité électrique du matériau sondé. Ce champ peut être mesuré indirectement, à travers l'analyse de l'impédance de la bobine d'excitation (le flux magnétique induit modifie la force électromotrice de la bobine) [67], ou directement, grâce à un capteur de champ magnétique.

Cette méthode, autrement appelée méthode des courants de Foucault, présente l'avantage de ne pas nécessiter de contact avec l'échantillon étudié. Elle est généralement utilisée pour les conducteurs non magnétiques (cuivre, aluminium). En effet, dans le cas d'un conducteur magnétique cette méthode est difficilement envisageable pour obtenir la conductivité électrique. Ceci est dû au couplage existant entre la conductivité et la perméabilité lors du travail en régime fréquentiel.

II.1.2. Méthode des courants de conduction

La mesure de la conductivité électrique d'un matériau peut se déduire de la mesure de la résistance électrique d'un volume déterminé de ce matériau. Pour ce faire, la méthode classique consiste à injecter un courant électrique I dans l'échantillon et à mesurer une différence de potentiel U . L'application de la loi d'Ohm ($U=RI$) permet de déduire alors la résistance R . Notons que, dans le cas qui est le nôtre de la mesure de faibles résistances, l'intensité de test nécessaire à la mesure va forcément être importante, ce qui provoque un échauffement de l'échantillon par effet Joule. Il faudra donc être très vigilant face aux effets thermiques intervenant dans le système de mesure (**c.f. chapitre 1, I.1.1.a**).

Pour assurer de bonnes conditions de mesures, on peut s'appuyer sur un montage 4 pointes. Le principe de cette méthode est expliqué dès 1954 par Valdes [68]. Le cas classique consiste à placer quatre pointes alignées et distantes d'un même espacement en contact du matériau à analyser (Figure

41). Plusieurs hypothèses sont nécessaires à l'obtention de la conductivité. Le diamètre de contact entre pointe et échantillon doit être petit par rapport à la distance entre les pointes, la conductivité du matériau est supposée isotrope et homogène dans la zone sondée et le courant uniformément réparti à travers la section de l'échantillon.

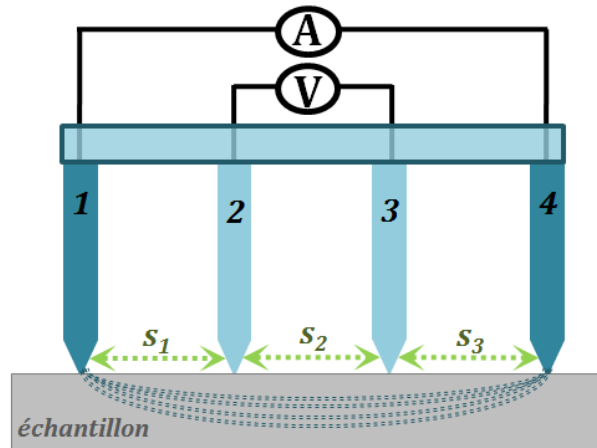


Figure 41 : Représentation schématique de la sonde à 4 pointes alignées

Un courant continu est imposé dans la paire de pointes extérieures (notées 1 et 4) et une différence de potentiel est mesurée entre les pointes de la paire intérieure (notées 2 et 3) ce qui permet de déterminer une valeur de résistance. Dans le cas de géométries simples (typiquement des cylindres de faible diamètre), on peut alors en déduire relativement facilement la conductivité électrique. Dans le cas, pourtant géométriquement simple, de plaques, de nombreuses corrections doivent être apportées (c.f. **paragraphe II.2.2**) [11].

La mesure de la conductivité des matériaux magnétiques est normalisée (norme NF EN 60404-13[69]). Dans le cas d'éprouvettes sous forme de bande (éprouvettes adaptées au cadre Epstein, c.f. **paragraphe III.1.3**), la méthode utilisée est directement celle décrite ci-dessus. Dans le cas d'éprouvettes rectangulaires (éprouvettes adaptées au SST, c.f. **paragraphe III.1.4**), la norme propose d'appliquer la méthode de van der Pauw qui permet de ne pas prendre en compte la géométrie de l'échantillon pourvu que son épaisseur soit constante et les pointes placées à la périphérie de l'échantillon [70].

La méthode des courants de conduction est intéressante pour l'étude de la conductivité des roues polaires car elle est adaptée à l'étude de conducteurs magnétiques. En effet, contrairement au cas de la méthode des courants induits, la conductivité électrique et la perméabilité magnétique sont ici découplées. Des précisions supplémentaires vont donc être apportées sur la résolution analytique du problème ainsi que sur les effets des géométries de l'échantillon testé et du capteur 4 pointes.

II.2. Précisions sur la méthode des courants de conduction

II.2.1. Mise en équation

Pour la suite du développement, on considère le cas de pointes alignées. Pour comprendre comment il est possible de déduire une conductivité à partir d'une mesure de résistance, on s'intéresse au point P de la configuration 1 présentée sur la Figure 42. En considérant une diffusion radiale du courant dans le matériau semi-infini, le champ électrique E et la densité de courant J s'expriment :

$$E = J\rho = -\frac{dV}{dr} \quad \text{et} \quad J = \frac{I}{2\pi r^2} \quad (70)$$

avec ρ la résistivité (inverse de la conductivité), I le courant excitateur et r la distance entre le point d'injection et le point P. Après intégration, le potentiel s'exprime donc (si on suppose le potentiel nul à l'infini) :

$$V = -\frac{I\rho}{2\pi r} \quad (71)$$

Dans la configuration 2, une pointe excitatrice a été ajoutée afin de fermer le circuit électrique. Dans ce cas le potentiel au point P devient :

$$V = -\frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (72)$$

Finalement la configuration 3 modélise le montage 4 pointes. Avec le même raisonnement, il est possible de quantifier les potentiel V_2 et V_3 :

$$V_2 = -\frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right) \quad \text{et} \quad V_3 = -\frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1 + s_2} - \frac{1}{s_3} \right) \quad (73)$$

Le calcul de la différence de potentiel permet d'obtenir l'équation finale. Ainsi, dans le cas d'un volume semi-infini, en considérant une diffusion radiale du courant dans le matériau, la résistivité s'exprime (notations de la Figure 42, configuration 3) :

$$V = V_{23} = V_2 - V_3 = -\frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} + \frac{1}{s_3} \right) \quad (74)$$

Soit, dans le cas particulier mais usuel de $s_1=s_2=s_3=s$:

$$\rho = \frac{V}{I} 2\pi s \quad (75)$$

Ce modèle simple dans lequel on considère un demi-espace infini ne reflète pas bien la réalité. Il va donc falloir apporter des facteurs correctifs à l'équation.

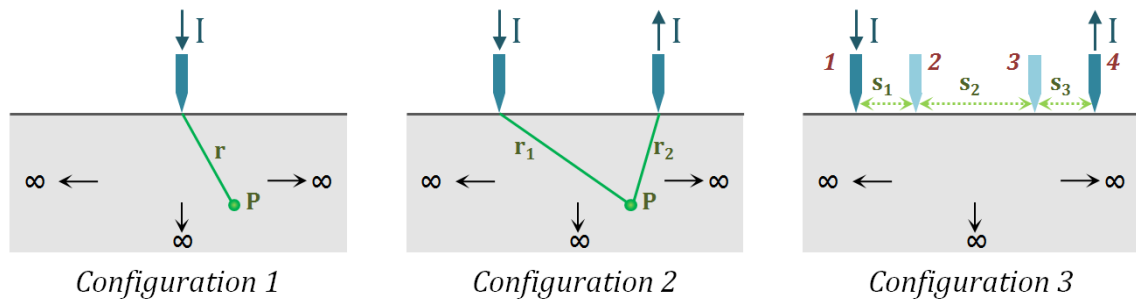


Figure 42 : Schémas et notations pour la méthode des pointes

II.2.2. Effet de la géométrie de l'échantillon

Pour une forme arbitraire d'échantillon, on peut écrire (pour le cas $s_1=s_2=s_3=s$) :

$$\rho = \frac{V}{I} 2\pi s F \quad (76)$$

avec F le facteur correctif. Celui-ci peut prendre en compte différentes contributions telles que l'effet de l'épaisseur de l'échantillon, les effets de bord ... Dès 1954, Valdes [68] a étudié l'impact d'une limite isolante ou conductrice sur la mesure de résistivité. Notons s l'écart entre les pointes et l leur distance à la limite isolante, comme indiqué Figure 43.

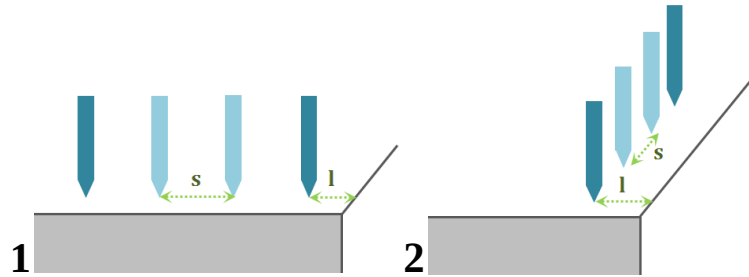


Figure 43 : Disposition des pointes perpendiculairement (cas 1) et parallèlement (cas 2) à une limite isolante

Lorsque les pointes sont perpendiculaires à la limite isolante (cas 1), il a été constaté que lorsque la condition $l/s > 2$ est vérifiée, son effet peut être négligé. Pour comprendre cette condition, développons succinctement les équations. La frontière non conductrice peut être vue comme un plan de symétrie qui réfléchit le courant source (méthode des images, Figure 44) [68] a. La différence de potentiel s'exprime donc :

$$V = V_{23} = V_2 - V_3 = -\frac{I\rho}{2\pi s} \left(1 + \frac{s}{2l+s} - \frac{s}{2l+2s} - \frac{s}{2l+4s} + \frac{s}{2l+5s}\right) \quad (77)$$

Dans ce cas le facteur correctif F est défini par :

$$F\left(\frac{l}{s}\right) = \left(1 + \frac{1}{1+2l/s} - \frac{1}{2+2l/s} - \frac{1}{4+2l/s} + \frac{1}{5+2l/s}\right)^{-1} \quad (78)$$

Si $l/s=2$ le facteur F ne vaut plus que 0,98.

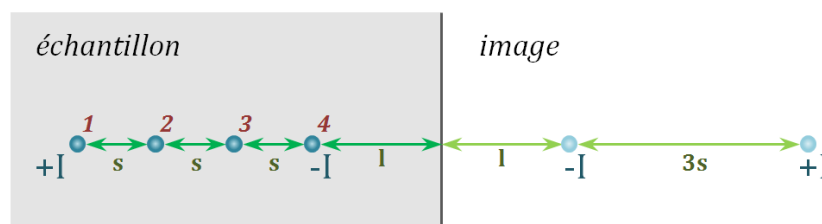


Figure 44 : Schémas et notations pour la méthode des pointes

On peut montrer de la même façon que, dans le cas d'une limite isolante parallèle aux pointes (Figure 43, cas 2), la condition à vérifier devient : $l/s > 5$. Il est donc plus judicieux de placer les pointes perpendiculairement à une limite isolante plutôt que parallèlement pourvu que la distance l soit au moins égale au double de l'écart entre les pointes.

Pour les calculs précédents, une direction au moins de l'échantillon est considérée infinie. La prise en compte de l'effet de la géométrie d'un échantillon fini sur la mesure de la conductivité a été étudiée par Smits [71]. Sa méthode, comme celle de Valdes, est basée sur la méthode des images pour le calcul de la distribution du potentiel électrique dans l'échantillon. L'auteur propose des facteurs correctifs dépendant de la taille des échantillons (notamment l'épaisseur), par rapport à l'écartement des pointes. Dans ces méthodes, la prise en compte des paramètres géométriques fait intervenir des séries infinies dont la convergence est faible si les dimensions du capteur sont du même ordre de grandeur que l'échantillon à étudier. Ainsi, certains auteurs ont proposé, par exemple, une approche faisant intervenir une série de Fourier afin d'améliorer la convergence de la série [72]. Pour des échantillons dont l'épaisseur T est du même ordre de grandeur que l'écartement entre les pointes s , on peut retenir le facteur correctif $F = F_1 \times F_2$ [73]. F_1 correspond à la prise en compte de l'**épaisseur T de l'échantillon** et F_2 correspond à la prise en compte des **dimensions latérales de l'échantillon**. Sa valeur dépendra donc de l'écartement des pointes s mais également de la longueur et de la largeur de l'échantillon considéré. Pour déterminer les valeurs de ces deux paramètres F_1 et F_2 , on peut s'appuyer sur les travaux de Smits [71].

II.2.3. Effet de la géométrie du capteur

La disposition classique des pointes consiste à les aligner et à les espacer d'une distance constante. Mais cette disposition est, d'une part, une possibilité parmi d'autres et peut, d'autre part, être imparfaite (par exemple défaut d'alignement des pointes). L'effet d'un défaut d'alignement dans le cas de la géométrie classique du capteur 4 pointes sur une plaque a été étudié et les résultats sont rapportés dans [22]. Il en ressort qu'un léger défaut d'alignement des pointes n'affecte pas considérablement la précision de la mesure. En effet, il a été montré que des écarts importants (i.e. 25% de l'écart nominal entre les pointes) perpendiculairement à l'axe du capteur entraînent une erreur inférieure à 3% sur la détermination de la conductivité (dans le cas de l'utilisation de l'équation de Valdes).

Un espacement constant entre les pointes simplifie les équations dans le cas d'une étude analytique. Cependant, il est préférable de rapprocher les pointes d'excitation des pointes de réception [11]. En effet lorsque l'on trace la réponse du système (sans dimension) en fonction d'un paramètre géométrique bien choisi (T/S , notation Figure 45), on constate que le capteur pour lequel les pointes d'excitation et de réception sont les plus proches (q/S plus important, notation Figure 45), capte un signal plus intense. Ainsi, un meilleur rapport signal-sur-bruit peut être obtenu par rapport à une configuration dans laquelle toutes les pointes seraient à la même distance les unes des autres et colinéaires.

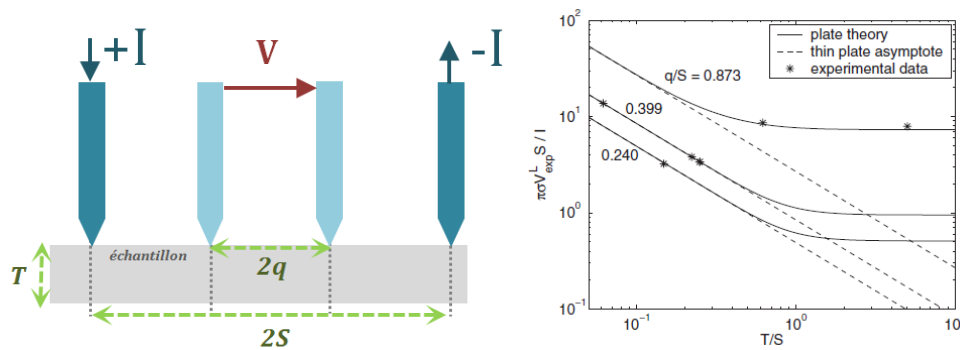


Figure 45 : Données théoriques et expérimentales mesurées sur différentes plaques métalliques à l'aide de différentes sondes colinéaires [11]

En outre les pointes ne sont pas nécessairement alignées mais peuvent être disposées en carré (Figure 46). Dans cette configuration, le courant circule par deux pointes adjacentes et la différence de potentiel est captée par les deux autres pointes. Le signal mesuré peut être faible mais par contre le montage présente l'avantage d'être compact.

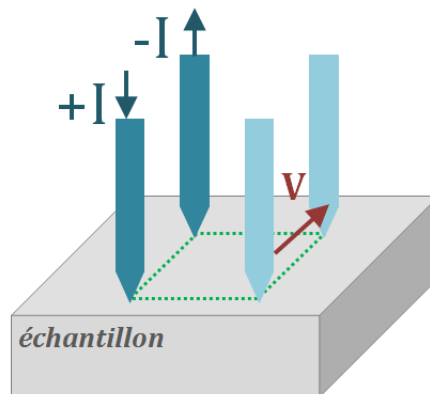


Figure 46 : Représentation schématique de la sonde à pointes disposées en carré

Enfin, d'un point de vue expérimental, la méthode des pointes est bien adaptée à la mesure des propriétés électriques des roues polaires. Par contre, au regard de la complexité de la solution dans le cas d'une géométrie relativement simple, il est clair qu'une approche analytique est inenvisageable. Il s'agit donc d'une méthode standard à adapter à notre cas spécifique. Pour caractériser correctement la roue polaire, il est également nécessaire de mesurer ses propriétés magnétiques. La démarche adoptée est la même que pour la conductivité et débute donc avec la revue des méthodes standards de mesures magnétiques. L'objectif est de déterminer si ces méthodes sont adaptées ou adaptables à la mesure des propriétés magnétiques des roues polaires.

III. METHODES DE CARACTERISATION DES PROPRIETES MAGNETIQUES

III.1. Méthodes standards de caractérisation magnétique

III.1.1. Principe de mesure des méthodes standards

Généralement, la détermination des propriétés magnétiques d'un matériau doux revient à mesurer l'induction globale $\vec{B}$ dans le matériau soumis à un champ exciteur $\vec{H}$ variable. Il existe plusieurs méthodes normalisées (reposant toutes sur la détermination du flux magnétique) permettant d'obtenir ces mesures magnétiques globales [74][75][76]. Considérons un matériau magnétique de forme quelconque, de longueur du chemin magnétique l et de section constante S . Deux bobinages sont enroulés sur celui-ci, comme l'illustre la Figure 47.

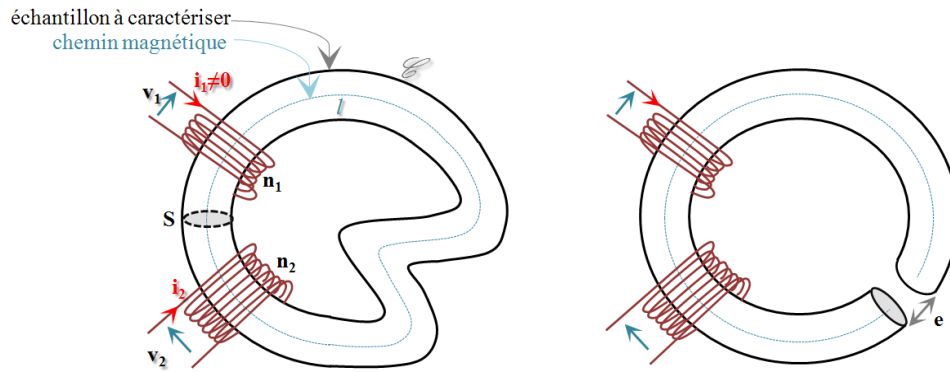


Figure 47 : Représentation schématique du dispositif expérimental de mesure des champs (circuit magnétique quelconque et circuit torique ouvert)

Le bobinage indexé 1 (respectivement 2) est constitué de n_1 spires (respectivement n_2) et est appelé bobine primaire (respectivement secondaire). La bobine primaire est parcourue par un courant i_1 qui est une image du champ $\vec{H}$. En effet, le **théorème d'Ampère** permet d'écrire que le champ magnétique (supposé homogène) vaut (c.f. chapitre 1, I.1.1.b):

$$H \cdot l = n_1 \cdot i_1 \quad \text{soit} \quad H = \frac{n_1 i_1}{l} \quad (79)$$

Si i_1 (et donc $\vec{H}$) 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, moyennant certaines conditions géométriques, alors l'induction peut être considérée homogène. Il vient, d'après la **loi de Faraday** :

$$B = -\frac{1}{n_2 S} \int v_2 dt \quad (80)$$

On peut alors tracer la courbe $B(H)$. Cependant, l'intégration de v_2 n'est pas toujours chose aisée (faibles niveaux du signal v_2 , bruit, dérive des appareils). De plus, il existe une complication liée à l'existence d'un champ démagnétisant qui peut être très grand devant les champs appliqués lorsque

le circuit magnétique est ouvert (par exemple circuit de droite de la Figure 47). Il est donc nécessaire de travailler avec un circuit fermé. En outre, puisque la longueur du chemin magnétique ainsi que la section du flux doivent être facilement calculable et que le champ magnétique doit être le plus uniforme possible, il est préférable d'utiliser des géométries d'échantillons simples. On distingue trois techniques de mesure reposant sur ce principe, à savoir la mesure sur échantillon torique, le cadre Epstein et l'essai sur tôle unique.

III.1.2. Mesure sur tore (ring core measurement)

La solution la plus évidente pour former un circuit magnétique fermé est de considérer un **échantillon toroïdal**. Généralement, soit le tore est massif, soit des anneaux de tôles sont empilés. C'est une méthode performante normalisée (CEI 60404-4 et IEEE standard 393-1991[7]) mais qui souffre d'un certain nombre de défauts. Outre la difficulté de préparation du noyau et des bobinages (à distribuer sur l'ensemble du périmètre du tore), cette géométrie ne permet pas de caractériser l'anisotropie des matériaux. Dans le cas des tôles, on pourrait avoir recours à l'enroulement d'un ruban mais les propriétés varient alors avec le diamètre du tore à cause des contraintes de flexion [75]. Rappelons en outre que, selon la norme, le tore massif doit être homogène, sans soudure, de section circulaire ou rectangulaire et suffisamment mince pour maintenir une bonne uniformité de l'aimantation au travers de la section. Il est donc recommandé de respecter pour les diamètres extérieur D_{ext} et intérieur D_{int} la relation suivante :

$$D_{ext} \leq 1,1 D_{int} \quad (81)$$

Avec cette définition, l'anneau doit être si mince que la condition des diamètres est rarement satisfaite pour des raisons de tenue mécanique. La longueur du chemin magnétique l_m peut s'écrire, en première approche :

$$l_m = \frac{\pi(D_{int} + D_{ext})}{2} \quad (82)$$

La norme précise que la mesure doit être effectuée à température ambiante ($23 \pm 5^\circ\text{C}$) et que la température du tore ne doit pas dépasser 50°C (une sonde thermique peut être ajoutée au contact du tore pour vérifier sa température). En outre, les incertitudes géométriques doivent être inférieures à 0,5% (section et longueur moyennes du tore).

III.1.3. Cadre Epstein (Epstein frame)

La technique de mesure du **cadre Epstein** a été proposée dès 1936 par Burgwin [77]. Il s'agit d'un circuit carré démontable, obtenu à partir de bandes de tôles empilées de façon normalisée (norme CEI 60404-2 [8]). Cet assemblage doit être réalisé avec $4 \cdot N$ bandes de 30 mm de largeur au maximum et 280 mm de longueur au minimum. Le nombre N est un entier au moins égal à 3 qui est à adapter en fonction de l'épaisseur et de la masse volumique des échantillons. Les bandes de tôles sont superposées aux coins par double recouvrement des joints (Figure 48). Il est possible d'ajouter une

charge (généralement 1 newton) au niveau du recouvrement des joints afin d'assurer un bon contact entre les tôles. Le circuit ainsi obtenu est considéré fermé. Dans ces conditions, la longueur du chemin magnétique considérée dans la norme est **0,94 m**. Des bobinages de mesure sont ensuite mis en place autour de cette structure (quatre ensembles de bobines primaires et secondaires).

Ce dispositif permet d'obtenir relativement simplement (circuit démontable) des mesures magnétiques d'une **très bonne reproductibilité**. Par contre, le recouvrement des joints constitue une inhomogénéité du circuit magnétique (entrefer) qui provoque systématiquement une erreur car le flux doit traverser l'épaisseur d'isolation de la tôle [78] (c.f. **paragraphe III.1.1**). En outre, la définition conventionnelle d'une **longueur moyenne de chemin magnétique** (0,94 m) n'est pas toujours pertinente. En effet, cette définition suppose la répartition constante du champ ce qui n'est plus vrai quand la fréquence et le niveau d'induction augmentent. Il existe de nombreuses sources d'erreurs systématiques qui ont été étudiées en détail le siècle dernier [79]. Bien que la caractéristique $B(H)$ obtenue avec un cadre Epstein soit entachée d'erreurs systématiques, les mesures sont exploitables par comparaison car cet essai est normalisé, reproductible et bénéficie d'un important retour d'expérience.

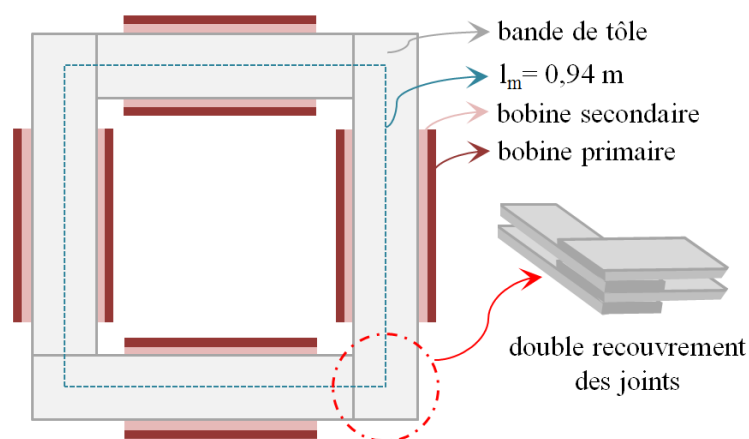


Figure 48 : Représentation schématique du cadre Epstein

III.1.4. Essai sur tôle unique (single sheet tester)

L'essai sur tôle unique (SST) est une méthode normalisée (norme CEI 60404-3 [9]). L'échantillon de mesure est une unique tôle préalablement désaimantée. La fermeture du circuit magnétique aux deux extrémités de celle-ci est assurée par deux culasses ferromagnétiques identiques dont la section est très élevée par rapport à celle de l'échantillon (Figure 49). Elles doivent être construites dans un matériau de perméabilité très grande et connue (par exemple alliage fer-nickel). Deux bobines concentriques enlacent l'échantillon.

Historiquement le cadre Epstein existait avant l'**essai sur tôle unique** (SST) mais les contraintes liées à cette méthode (en particulier la quantité importante d'échantillons nécessaires) ont poussé chercheurs et industriels à développer l'essai sur tôle unique [78]. Cependant, la confiance pour le cadre Epstein était si importante que le premier SST développé en 1982 (le SST (82)) était étalonné par l'intermédiaire d'un cadre Epstein. Ce premier SST ne présentait pas une bonne reproductibilité.

Plusieurs pistes ont donc été explorées afin de l'améliorer : faut-il préférer une culasse simple ou une culasse double ? Comment apporter une correction pour les pertes dans la culasse ? Quelle méthode utiliser pour capter le champ excitateur ? Finalement, le standard SST (IEC 60404-3 [9]) voit le jour en 1992 et est rendu indépendant de la procédure d'Epstein. Par rapport au cadre Epstein, peu d'échantillons et de dimensions plus libres sont nécessaires (les dimensions recommandées par la norme sont 500mmx500mm). En outre, l'erreur due au double recouvrement des joints n'existe plus. Par contre, il existe un entrefer à parfaitement contrôler (et minimiser) entre la double culasse et l'échantillon étudié..

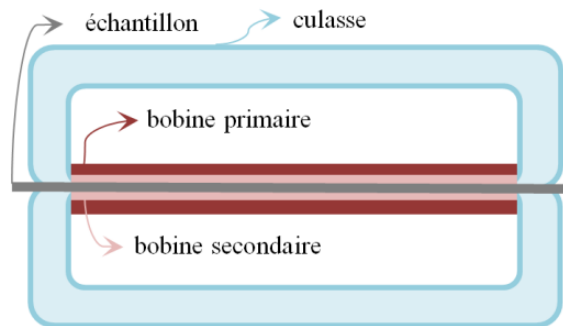


Figure 49 : Représentation schématique de l'essai sur tôle unique

Les méthodes de caractérisation magnétique normalisées ont pour principal avantage de présenter une **très bonne reproductibilité**. On peut cependant leur reprocher de se placer dans des conditions assez éloignées des conditions d'utilisation des matériaux alors que la courbe $B(H)$ et les pertes fer sont sensibles à de nombreux paramètres (conditions thermique, d'excitation, contrainte mécanique,...). Quoi qu'il en soit, ces méthodes permettent de **comparer les performances** d'un matériau par rapport à un autre, mais elles ne permettent pas de connaître les caractéristiques locales et réelles d'un échantillon [80]. En outre elles nécessitent des **échantillons sous forme de tôles ou de tores** et sont donc destructives si on cherche à les appliquer sur le cas de la roue polaire. Notons par ailleurs que le cisailage causé par le découpage des échantillons introduit des contraintes locales qui dégradent les performances magnétiques de la tôle de départ dans une proportion mal connue. Une solution est alors d'effectuer un traitement thermique de type recuit des échantillons, mais la procédure doit être bien maîtrisée.

Les méthodes standards de mesures magnétiques ne sont donc ni adaptées, ni adaptables à l'étude des propriétés magnétiques locales des roues polaires de façon non destructive. Il est donc nécessaire de développer et valider un dispositif et une méthode de caractérisation de la roue polaire en interne. Ce dispositif sera nécessairement réalisé à l'aide de capteurs magnétiques. C'est pourquoi différents capteurs magnétiques et assemblage de ceux-ci vont être présentés.

III.2. Méthodes non-standards de caractérisation magnétique

III.2.1. Capteurs de mesures magnétiques

III.2.1.A. MESURE DE L'INDUCTION MAGNETIQUE B

Il existe deux capteurs classiques permettant de déterminer l'induction magnétique dans un échantillon : la **bobine exploratrice** et la **sonde à pointes** [81][82]. La bobine exploratrice capte le flux magnétique à l'aide d'une spire insérée au travers de l'échantillon par deux trous percés (Figure 50). Son principe repose sur la détermination du flux magnétique par la **loi de Faraday**. Ce dispositif est assez facile à utiliser mais **destructif** et relativement long à mettre en œuvre. Il introduit en outre des contraintes mécaniques et donc des modifications de propriétés de l'échantillon lors du perçage des trous. Pour limiter ce dernier effet, de très petits trous sont percés, typiquement 0,5 mm de diamètre.

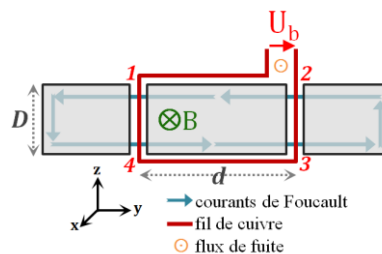


Figure 50 : Représentation schématique d'une bobine exploratrice

La technique des pointes a été proposée par Werner et développée par Stauffer dès les années 50 (historique détaillé dans [81]). Elle permet de calculer une densité de flux locale en mesurant la différence de potentiel entre deux points à la surface de l'échantillon (Figure 51). Pour comprendre son fonctionnement, la différence de potentiel U_n mesurée par cette méthode est comparée à celle mesurée avec une bobine exploratrice U_b . On considère que l'aimantation est homogène suivant la direction x, que le flux ne varie pas suivant la direction y et qu'il n'existe pas de composante suivant l'axe z. Il vient (notations des Figure 50 et Figure 51) :

$$U_b = V_{12} + V_{23} + V_{34} + V_{41} \quad \text{et} \quad U_n = V_{12} \quad (83)$$

Au regard des hypothèses on peut écrire :

$$V_{12} + V_{34} = 2V_{12} \quad \text{et} \quad V_{23} = V_{41} = 0 \quad (84)$$

La différence de potentiel captée par les pointes est donc théoriquement **deux fois moins importante** que le flux capté par une bobine exploratrice.

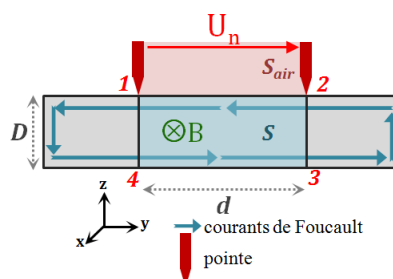


Figure 51 : Représentation schématique d'une sonde à aiguilles

De nombreuses sources d'incertitudes, dont certaines sont communes aux deux capteurs, ont été étudiées (composante verticale du champ électrique, contraintes locales, matériaux non homogènes, ...) [81] [82] [83] [84] [85]. L'existence d'un éventuel flux pénétrant provoqué par une source externe (flux suivant z) introduit une erreur systématique difficile à estimer et importante car alors l'égalité $V_{12} + V_{34} = 2V_{12}$ n'est plus vérifiée [85]. En outre, si l'induction n'est pas homogène suivant la composante y alors la condition $V_{23} = V_{41} = 0$ n'est plus vérifiée. En pratique, les variations d'induction suivant y ont un effet négligeable sur le résultat pourvu que la distance entre les deux pointes soit suffisamment petite. Mais alors, l'erreur introduite par le flux dans l'air devient prédominante. En effet, la tension U_n captée par les pointes s'exprime plus précisément :

$$U_n = V_{12} - \varepsilon \quad \text{avec} \quad \varepsilon = \int_{S_{air}} \frac{\partial \vec{B}_{air}}{\partial t} d\vec{S}_{air} \quad (85)$$

La surface S_{air} correspond à la boucle formée par la surface de l'échantillon et les fils conducteurs qui relient la sonde à l'appareil de mesure et ε aux fuites de flux captées par la sonde (Figure 51). Pour s'affranchir de cette erreur, le capteur peut être modifié par l'ajout d'une paire de pointes en court-circuit le plus près possible de la paire de pointes initiale. Le rôle de cette seconde paire est de capter le flux dans l'air ε qui peut alors être retranché à la différence de potentiel U_n mesurée avec la paire initiale [82]. Un moyen simple de minimiser l'effet de ces champs au delà des pointes est de torsader ensemble les fils du capteur [83].

Ce capteur est **non destructif** mais son utilisation peut pourtant endommager l'échantillon. En effet, dans la mesure où des contacts électriques sont nécessaires entre la sonde et l'échantillon, tout revêtement de surface doit être éliminé. En outre, afin d'assurer un bon contact électrique, les pointes doivent être maintenues sur l'échantillon avec force ce qui pourrait éventuellement provoquer des micro-défauts à la surface du matériau [84]. Il est donc envisageable de fabriquer un capteur de champ **local** incluant une sonde à pointes. Prenons l'exemple de Senda et al. qui proposent dans [86] un capteur constitué de pointes et d'une sonde à effet Hall (mesure du champ H). Ce capteur a été utilisé avec succès pour établir l'existence d'une hétérogénéité spatiale d'induction magnétique dans le cas de tôles à grains orientés.

III.2.1.B. MESURE DE L'EXCITATION MAGNETIQUE H

De nombreux capteurs permettent de mesurer l'induction magnétique $\vec{B}$ dans l'air à la surface d'un échantillon. Une description d'une partie de ces capteurs (bobines sondes, capteurs à effet Hall, capteurs magnétorésistifs et capteurs à porte de flux) est consultable dans l'**Annexe I**. En pratique, ces capteurs sont utilisés pour déterminer le champ magnétique tangentiel $\vec{H}$ immédiatement à la surface de l'échantillon. Pour ce faire, on s'appuie sur la **continuité du champ d'excitation magnétique H tangentiel** à une interface. Ainsi, une mesure du champ magnétique immédiatement au-dessus de la

surface H_s équivaut à une mesure du champ magnétique immédiatement sous la surface H_E ce qui permet d'accéder au champ magnétique à l'intérieur du matériau (Figure 52).

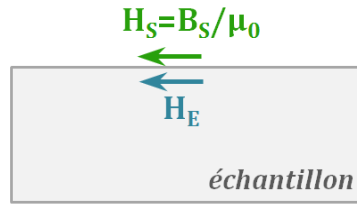


Figure 52 : Illustration de la continuité du champ H

Prenons l'exemple d'une bobine plate simple (section S , n spires) posée sur un échantillon. Elle permet de mesurer un champ magnétique variable $\vec{H}$ (supposé uniforme) tangentiel à la surface de l'échantillon grâce à la différence de potentiel v mesurée à ses bornes :

$$H(t) = \frac{1}{\mu_0 n S} \int_0^t v dt + H(0) \quad (86)$$

En pratique, le champ magnétique $\vec{H}$ varie significativement avec la distance entre la surface de l'échantillon et le capteur. Le capteur doit donc être le plus fin possible et placé au plus proche de l'échantillon afin de minimiser l'erreur. Dans le cas de la bobine plate, la sensibilité du capteur est proportionnelle à la section de la bobine et au nombre de spires. Ainsi, la recherche d'une mesure locale nécessite de minimiser l'épaisseur (et la longueur) de la bobine, mais l'accroissement de la sensibilité du capteur demande à l'inverse une augmentation de ces grandeurs. Une solution proposée dès 1987 par T. Nakata [87] consiste à ajouter un second capteur au-dessus du premier (Figure 53) [13] [88] [12]. L'ajout d'un second capteur permet d'extrapoler la réponse du signal au niveau de la surface de l'échantillon en faisant l'hypothèse d'une évolution linéaire de l'amplitude du champ $\vec{H}$. Ainsi, si on définit H_1 , respectivement H_2 , le champ calculé à partir de la réponse du capteur inférieur, respectivement supérieur, positionné en z_1 , respectivement z_2 , la distance entre l'échantillon et le capteur inférieur, respectivement supérieur, il vient :

$$H_{surface} = \frac{z_2 H_1 - z_1 H_2}{z_2 - z_1} \quad (87)$$

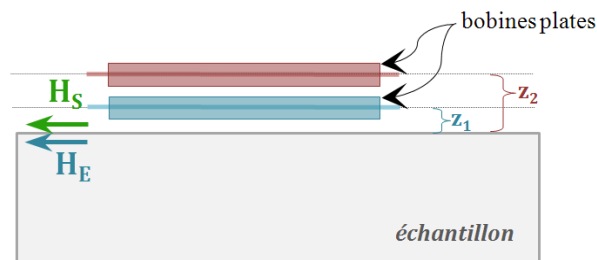


Figure 53 : Représentation schématique d'un dispositif de doubles bobines plates

Une géométrie originale de capteur permet de mesurer directement le champ magnétique $\vec{H}$ à la surface de l'échantillon. Il s'agit de la **bobine de Chattock** (ou bobine de Rogowski ou

potentiomètre magnétique), proposée par A. P. Chattock dès 1887 [89], puis développé par W. Rogowski à partir de 1912 [90]. Il s'agit d'une bobine de cuivre uniformément enroulée sur un noyau non magnétique isolant, qui est courbée afin que ses deux extrémités soient en contact avec l'échantillon (Figure 54).

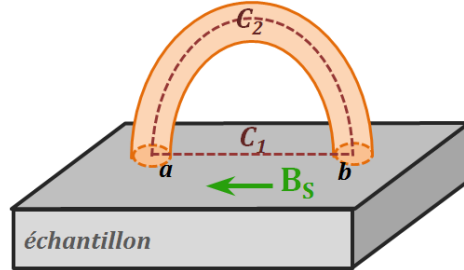


Figure 54 : Représentation schématique d'une bobine de Chattock

D'après le **théorème d'Ampère**, en considérant le circuit fermé formé par les deux portions C_1 et C_2 qui connectent les points a et b , on a :

$$\oint_{C_1} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint_{C_2} \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (88)$$

Si le champ magnétique tangentiel $\vec{H}$ est uniforme entre les points a et b distant de l_{ab} , alors l'intégrale sur la portion C_1 est donnée par :

$$\oint_{C_1} \vec{H} \cdot d\vec{l} = H_{ab} l_{ab} \quad (89)$$

A partir des équations précédentes (et de la loi de Faraday), il est simple de montrer que la différence de potentiel v permet de retrouver $\vec{H}$ selon :

$$H_{ab} = -\frac{1}{K} \int_0^t v dt + H(0) \quad \text{avec} \quad K = \frac{N \mu_0 S l_{ab}}{L_b} \quad (90)$$

avec N le nombre de spires de la bobine, S sa section et L_b sa longueur [76]. Pour établir cette équation il a été nécessaire de supposer que la section de la bobine est petite afin de considérer le champ $\vec{H}$ constant sur cette portion.

III.2.1.C. SYNTHESE

Bien qu'il existe de nombreux types de capteurs de champ, ils reposent finalement sur un nombre restreint de principes. Ainsi, le principe de détermination de l'induction magnétique locale $\vec{B}$ repose sur la détermination du flux à l'aide de la **loi de Faraday**. Bien souvent, la **continuité du champ $\vec{H}$ tangentiel à une interface** permet de connaître l'excitation magnétique locale $\vec{H}$ dans le matériau (au niveau de l'interface). Plusieurs principes permettent alors de déterminer le champ magnétique local $\vec{H}$ à la surface d'un matériau selon que le champ perçu par le capteur soit continu ou alternatif (Figure 55).

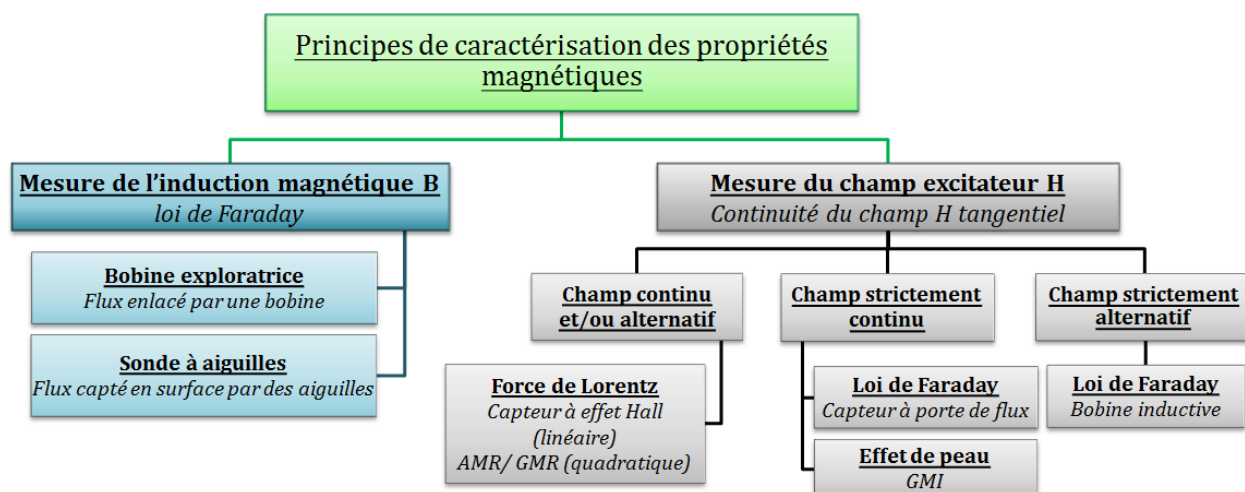


Figure 55 : Organigramme des principes de caractérisation des propriétés magnétiques

Il existe donc plusieurs technologies de capteurs magnétiques qui peuvent permettre de caractériser un champ magnétique $\vec{H}$ de façon relativement locale (c.f. annexe I). Les caractéristiques principales de l'ensemble de ces capteurs sont rapportées dans le Tableau 2. Au regard de nos objectifs, les capteurs à effet Hall et les capteurs magnétorésistifs semblent être les plus prometteurs. En effet, ils sont de gammes de mesures adaptées, de petites tailles et simples d'utilisation.

Tableau 2 : Caractéristiques des capteurs de champ [91] [92][93] [94]

	Type de Capteur	Gamme de champs	Fonctionne en continu	Dérive en Température (%/°C)	Sensibilité en bruit (nT.Hz ^{-1/2})	Résolution (μT)	Remarques générales
Faible résolution	bobine inductive	variable (jusqu'à 100 T)	non	variable	variable	variable	robuste, pas de saturation mais uniquement pour champ variable
	Capteur à effet Hall	0,1 mT à 10 T	oui	0,1-1	100-1000	50	bonne linéarité, grande plage de mesure mais offset non négligeable (50-100μT)
Moyenne résolution	AMR	100 nT à 1 mT	oui	0,3	1-10	10	bonne sensibilité, offset 1000 fois plus petit que capteur à effet hall mais pas très linéaire
	GMR	100 nT à 10 mT	oui	0,15	1-10	10	très bonne sensibilité mais non linéaire
	GMI	100 pT à 1 mT	oui (exclusivement)	-	1-10	0,1-1	
	Capteur à porte de flux	1 nT à 1 mT	oui (exclusivement)	0,005	0,01	0,01	

Une partie des capteurs magnétiques disponibles sur le marché a été passée en revue. Il s'agit maintenant de les assembler judicieusement afin de disposer d'un système de mesure complet. Une approche est très présente dans la littérature. On peut la définir comme une miniaturisation d'un montage SST (approche fluxmétrique). Un certain nombre de ce type de montage va donc être succinctement présenté.

III.2.2. Méthode fluxmétrique locale

III.2.2.A. PRINCIPE DE MESURE

Une sonde magnétique doit être constituée d'un **système d'excitation**, d'un **système de réception** et d'un **système de fermeture du flux**. Dans le cas de l'utilisation d'une culasse magnétique, les systèmes de fermeture de flux et d'excitation sont couplés. Il s'agit d'une pièce ferromagnétique en forme de C (culasse) et enlacée par une bobine excitatrice (Figure 56). Ce système permet de créer un champ magnétique dont l'intensité dépendra de l'intensité imposée aux bornes de la bobine.

L'originalité des dispositifs de mesure existant dans les publications n'est donc pas liée au système d'excitation mais au(x) système(s) de détection du champ et de l'induction magnétique. Le dispositif le plus simple à mettre en place consiste à ajouter une **seconde bobine** enlaçant la culasse et d'appliquer les équations utilisées dans le cas des méthodes standards. L'applicabilité d'un tel dispositif pour l'étude d'un matériau épais hétérogène a été montrée dans le cas simple de deux épaisseurs de matériaux différents [95]. La difficulté principale de ce type de capteur est la détermination du champ magnétique réel $\vec{H}$ à l'intérieur de l'échantillon. En effet, les imperfections de contact entre la culasse et l'échantillon vont entacher d'erreurs l'estimation du champ $\vec{H}$ à partir de la mesure du courant excitateur i [96].

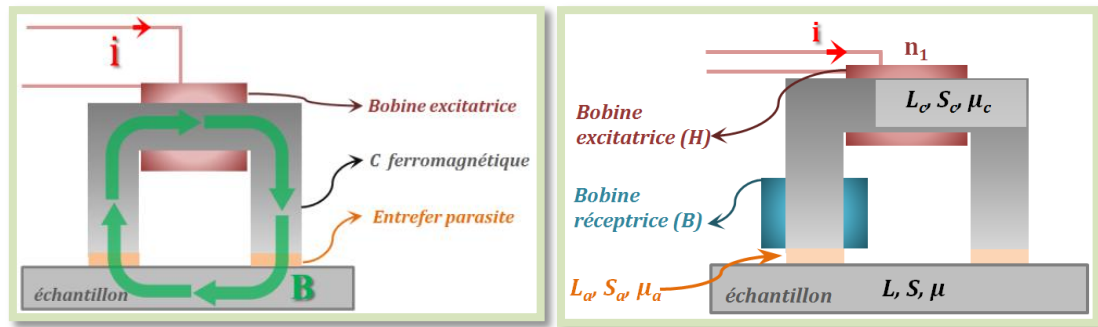


Figure 56 : Représentation schématique du système de fermeture du flux magnétique et d'une sonde à deux bobines

On considère les notations introduites par la Figure 56 : l'indice "c" fait référence à la culasse, l'indice "a" à l'entrefer et l'absence d'indice à l'échantillon. On suppose que le champ circule de manière normale à la section de l'entrefer (pas d'épanouissement). La section de l'entrefer est alors égale à la section de la culasse ($S_a = S_c$). La perméabilité relative de l'air est $\mu_a = 1$ et on suppose que le flux φ reste confiné dans la culasse et l'échantillon (**pas de flux de fuite**). D'après le théorème d'Ampère on peut alors écrire :

$$H_c L_c + 2H_a L_a + H L = n_1 i \quad (91)$$

avec n_1 le nombre de spires. Il vient :

$$H = \frac{n_1 i}{L} - \frac{1}{L} (H_c L_c + 2H_a L_a) \quad (92)$$

Or par définition :

$$H = \frac{\varphi}{\mu_0 \mu_s S} \quad H_c = \frac{\varphi}{\mu_0 \mu_c S_c} \quad H_a = \frac{\varphi}{\mu_0 \mu_a S_a} = \frac{\varphi}{\mu_0 S_c} \quad (93)$$

Et on note :

$$H_i = \frac{n_1 i}{L} \quad (94)$$

Il vient :

$$H = H_i - \frac{\varphi}{\mu_0 S_c L} \left(\frac{L_c}{\mu_c} + 2L_a \right) = \frac{\varphi}{\mu_0 \mu S} \quad (95)$$

L'excitation magnétique effective $\vec{H}$ dans l'échantillon sera toujours inférieure à la valeur idéale $\vec{H}_i$ (que l'on considère souvent comme la grandeur que l'on impose dans le matériau). On constate alors qu'il est préférable d'avoir une culasse à haute perméabilité μ_c et un entrefer L_a petit. Pour diminuer l'écart entre $\vec{H}$ et $\vec{H}_i$, il faudrait également que la section de la culasse et le parcours du flux dans l'échantillon L soient grands. Mais cela s'oppose à la contrainte de miniaturisation du capteur. En outre, ces calculs ont été développés dans l'hypothèse d'**absence de fuite**. Connaître le champ magnétique $\vec{H}$ à l'intérieur de l'échantillon est donc loin d'être trivial. Afin d'améliorer la mesure du champ exciteur $\vec{H}$, une ou plusieurs **sondes à effet Hall** peuvent être ajoutées au centre de la culasse comme l'illustre la Figure 57 (c.f. III.2.1.b).

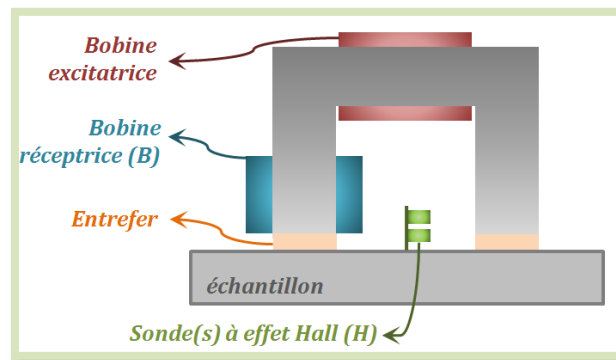


Figure 57: Représentation schématique d'une sonde à deux bobines avec des sondes à effet Hall

Il existe plusieurs façons de solliciter la matière et d'analyser les résultats obtenus. On distingue ainsi dans la littérature un grand nombre de techniques généralement développées pour le contrôle non destructif : mesure du cycle d'hystérésis majeur, analyse des cycles mineurs, mesure du bruit de Barkhausen, analyse des harmoniques supérieures, mesure de la perméabilité incrémentale, ... [97] [10]. La plus évidente des techniques est la mesure du cycle d'hystérésis majeur. C'est la méthode standard : pour obtenir ce cycle, l'échantillon est magnétiquement saturé grâce à un champ alternatif de forte amplitude. On obtient ainsi les valeurs des grandeurs magnétiques à saturation.

III.2.2.B. MESURE VECTORIELLE

Les systèmes présentés précédemment sont des capteurs unidirectionnels. Un capteur bidimensionnel permet d'étudier le comportement anisotrope de matériaux magnétiques. Une idée simple pour concevoir un tel capteur consiste à positionner **deux bobines plates** sous la culasse excitatrice afin de récupérer les composantes x et y de l'excitation magnétique $\vec{H}$. Les bobines sont enlacées autour d'un support de façon à ce que chacune capte le flux suivant l'un des deux axes. Ainsi,

Tumanski et al. ont développé un système permettant de connaître les deux composantes de l'excitation magnétique (H_x , H_y) et de l'induction (B_x , B_y) quelle que soit l'aimantation [98] [99]. Ce capteur est constitué de **deux bobines plates** et de **deux bobines exploratrices** (Figure 58). L'utilisation de bobines exploratrices implique de percer l'échantillon, c'est donc un capteur **destructif** pour des échantillons sous forme de **tôles**. La culasse étant mobile par rapport aux bobines, la direction d'excitation peut être changée arbitrairement.

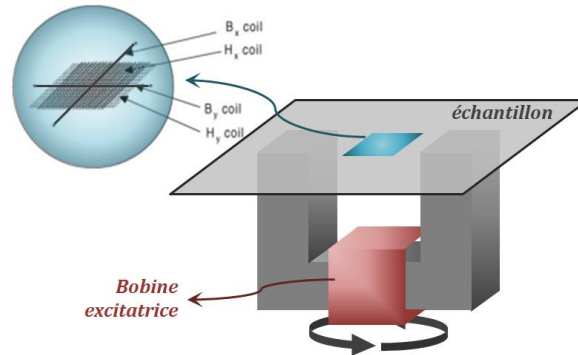


Figure 58 : Représentation schématique d'une sonde de champ bidimensionnel [98]

L'utilisation de **sondes à pointes** à la place des bobines exploratrices permet de rendre le dispositif **non destructif**. Ainsi, Enokizono et al. ont développé un capteur muni de deux jeux de pointes permettant de capter B_x et B_y et de deux **bobines** pour H_x et H_y [100]. Le capteur obtenu est de faible dimension (la section effective des bobines ne dépasse pas 24,5 mm²).

Les capteurs présentés jusqu'à maintenant permettent d'étudier le phénomène d'hystérésis selon une (en alternance) ou deux dimensions (rotation) d'aimantation. Il existe relativement peu de publications proposant une étude des propriétés des matériaux magnétiques doux selon trois dimensions. Citons les travaux de Lin et Zhu qui ont développé un dispositif permettant d'exciter selon toutes les dimensions un échantillon magnétiquement doux sous forme de cube de 2 cm d'arête [101]. Ce capteur est constitué d'une "culasse 3D", guidant le flux selon les trois dimensions, enlacée par trois jeux de bobines excitatrices. Des bobines plates disposées sur chaque face du cube-échantillon permettent de déterminer les grandeurs magnétiques (Figure 59).

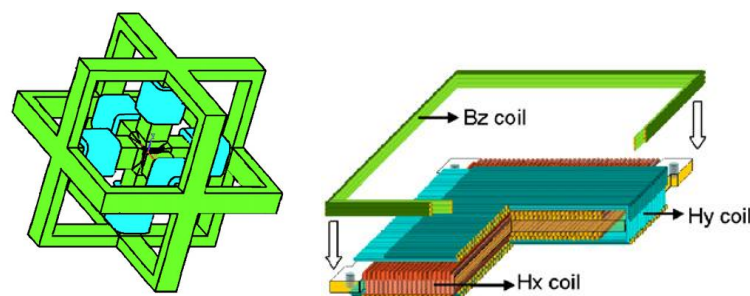


Figure 59 : Représentation schématique du système d'excitation et des bobines sondes d'un capteur tridimensionnel [101]

III.2.3. Méthode des pointes

III.2.3.A. PRINCIPE DE MESURE

Une autre possibilité de montage proposée dans la littérature est similaire au montage utilisé pour la mesure des courants de conduction (c.f. **paragraphe II.1.1**). On considère un **système 4 pointes** alimenté avec un **courant alternatif** à la place du courant continu (Figure 60). Notons que, dans le cas d'alimentation alternative par rapport à une alimentation continue, des courants relativement faibles suffisent à produire des différences de potentiels mesurables en raison de l'effet inductif (et dans une moindre mesure à la faible section « vue » par le courant). Si le matériau étudié est magnétique ($\mu_r \neq 1$) on observe un couplage entre conductivité et perméabilité. Ce type d'alimentation peut donc permettre de connaître la **perméabilité initiale** de l'échantillon étudié. En effet, pour des géométries simples et à l'aide d'un certain nombre d'hypothèses, il est possible d'établir une relation liant la tension captée par les pointes de mesure à la perméabilité magnétique dans le cas d'un conducteur semi-infini [102] ou d'une plaque conductrice [103] par exemple.

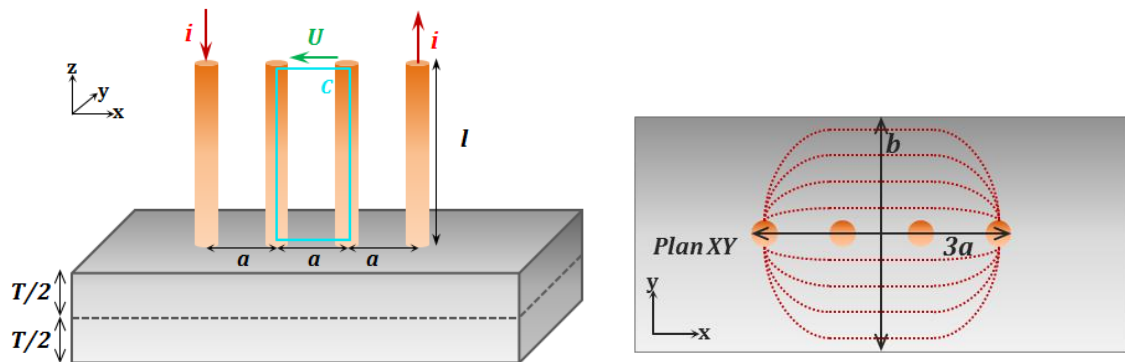


Figure 60 : Schémas 3D et 2D (Plan XY) du dispositif expérimental considéré et notations

III.2.3.B. APPROCHE ANALYTIQUE SIMPLE

On propose dans un premier temps un raisonnement analytique simple basé sur des hypothèses fortes mais permettant de bien comprendre la méthode. Supposons que le système présente un comportement linéaire, c'est-à-dire que l'on travaille à de faibles niveaux d'excitation. Si le courant injecté par les pointes excitatrices est sinusoïdal, la différence de potentiel mesurée est également sinusoïdale et il est donc possible d'utiliser une approche complexe. Ainsi, la tension mesurée entre les pointes intérieures comporte une partie réelle (composante résistive $\underline{U}_R$) et une partie imaginaire (composante inductive). La partie réelle est, à basse fréquence, la même que la différence de potentiel mesurée lorsque le courant d'excitation est continu. La partie inductive comporte deux termes : l'un lié au champ magnétique créé dans la tôle $\underline{U}_T$ et l'autre lié au champ magnétique créé dans l'air $\underline{U}_A$. Finalement on peut écrire :

$$\underline{U} = \underline{U}_R + \underline{U}_T + \underline{U}_A \quad (96)$$

Partie résistive $\underline{U}_R$: On note b la largeur de l'épanouissement du courant dans la tôle entre les pointes de mesure (Figure 60). On suppose que la valeur de b est constante, autrement dit que l'épanouissement entre les pointes de mesure reste constant. Cette hypothèse est vérifiée si les pointes d'excitations sont suffisamment éloignées des pointes de mesures. On peut alors écrire :

$$\underline{U}_R = \frac{I}{\sigma T} * \frac{a}{b} \quad (97)$$

Partie inductive $\underline{U}_T$: Pour comprendre l'expression de la partie inductive mesurée dans la tôle, on considère la différence de potentiel $\underline{U}_b$ mesurée lorsque l'on utilise une bobine exploratrice (c.f. paragraphe III.2.1.a). La différence de potentiel $\underline{U}_T$ mesurée par les pointes vaut :

$$\underline{U}_b = 2\underline{U}_T \quad (98)$$

On peut écrire, en s'appuyant sur la loi de Faraday, la relation suivante liant $\underline{U}_b$ au champ H :

$$\underline{U}_b = -i\omega \underline{\Phi}(I) = -i\omega T a \mu_0 \mu_r \underline{H} \quad (99)$$

On peut écrire d'après le théorème d'Ampère $\underline{H} = I/2b$. Finalement, il vient :

$$\underline{U}_T = -i\omega \underline{I} \mu_0 \mu_r T \frac{a}{4b} \quad (100)$$

Partie inductive $\underline{U}_A$: La considération de la partie inductive liée à l'existence d'un courant fréquentiel dans la tôle ne permet pas à elle seule de décrire complètement le signal mesuré entre les pointes de mesure. Il est également nécessaire de s'intéresser aux phénomènes dans l'air. D'après la forme intégrale de l'équation de Maxwell Faraday, on a :

$$\underline{U}_A = \oint_C \underline{E} \cdot d\mathbf{l} = - \iint_{S_{air}} i\omega \underline{B}_{air} dS_{air} \quad (101)$$

Or on peut montrer, en appliquant le théorème d'Ampère sur un contour judicieusement choisi, que :

$$\underline{B}_{air} = \mu_0 \underline{I} \frac{T}{2bT} \mathbf{u}_y \quad (102)$$

Il vient :

$$\underline{U}_A = -i\omega \mu_0 \underline{I} \frac{la}{2b} \quad (103)$$

L'équation globale obtenue avec une approche analytique simple est donc :

$$\underline{U} = \underline{U}_R + \underline{U}_T + \underline{U}_A = \frac{Ia}{b} \left(\frac{1}{\sigma T} - i\omega \mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{4} + \frac{l}{2} \right) \right) \quad (104)$$

Dans l'hypothèse d'une tôle infinie, l'épanouissement b dans la tôle est fonction de l'écart entre les pointes a et s'exprime [71], [16] :

$$b = \frac{a\pi}{\ln(2)} \quad (105)$$

L'équation finalement obtenue avec une approche analytique simple est donc :

$$\underline{U} = \frac{I \ln(2)}{\pi} \left(\frac{1}{\sigma T} - i\omega \mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{4} + \frac{l}{2} \right) \right) \quad (106)$$

Ce principe a été développé par Bowler et ses collaborateurs sous le nom de **ACPD** pour *Alternating Current Potentiel Drop* [11] [104]. Les auteurs se sont intéressés au cas d'une **tôle** d'épaisseur T . La tension v mesurée entre les pointes réceptrices du capteur 4 pointes s'exprime (selon les notations introduites par la Figure 61) :

$$v = V + \varepsilon = - \int_{(p,y,0)}^{(q,y,0)} \vec{E} d\vec{l} + \oint_C \vec{E} d\vec{l} \quad (107)$$

avec ε l'intégrale du champ électrique sur la boucle formée par le circuit de mesure, $\vec{E}$ le champ électrique et C une boucle fermée (pour que p' et q' coïncident, les fils doivent être torsadés).

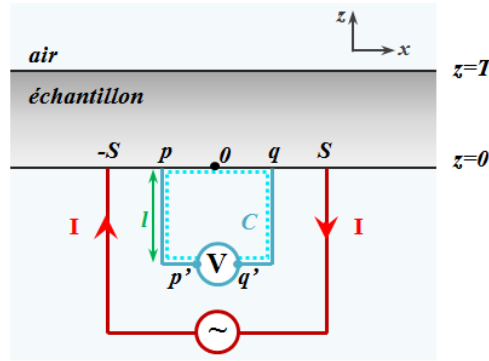


Figure 61 : Sonde 4-pointes (cas d'un échantillon sous forme de tôle) [104]

Le système étant linéaire et l'alimentation sinusoïdale, v , V , ε et $\vec{E}$ sont des grandeurs complexes. Pour calculer le champ $\vec{E}$, les auteurs se placent dans l'approximation des champs lointains. Cette hypothèse est valable si les pointes réceptrices sont suffisamment éloignées des pointes excitatrices, ce qui correspond à une distance de quelques δ (épaisseur de peau, **c.f. chapitre 1, I.2.3.b**) [104]. En supposant que les pointes sont perpendiculaires à l'échantillon et infiniment fines par rapport à celui-ci et que le courant s'exprime selon : $\underline{I} = I e^{-i\omega t}$, on peut montrer que [104] :

$$\underline{v} = \frac{I}{\pi} \left[-\frac{ik}{\sigma} \coth(ikT) + i\omega\mu_0 l \right] \ln \left| \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right|, \quad \text{avec } k = \frac{1+i}{\delta}, \alpha = q/S \quad (108)$$

Après un développement limité de la fonction $\coth$, les auteurs ont montré que cette équation s'écrit :

$$\underline{v} = \frac{I}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma T} + i\omega\mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma T^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right] \ln \left| \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right|, \quad f < f_v \quad (109)$$

avec μ_r la perméabilité relative de l'échantillon, $\mathcal{O}(\omega^3)$ les termes d'ordres supérieurs ou égal à ω^3 et **$f_v = \pi/(2\mu\sigma T^2)$** . Le développement des équations permet donc de **découpler** l'effet de la **conductivité** (partie réelle du premier ordre) et de la **perméabilité** (partie imaginaire). La perméabilité peut ainsi être obtenue à partir de mesures à fréquences non-nulles sous un certain nombre d'hypothèses. Dans le cas d'un capteur dont les pointes sont à équidistance on a (Figure 60) :

$$v = \frac{I \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma T} + i\omega\mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma T^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right], \quad \text{pour } f < f_v \quad (110)$$

Comparons le modèle de Bowler avec le modèle analytique simple. La partie réelle du premier ordre de l'équation analytique de Bowler est :

$$v_{R1} = -\frac{1}{\sigma T} \frac{I}{\pi} \ln(2) \quad (111)$$

Cette équation est identique à la partie réelle du premier ordre de l'équation analytique simple (au signe près, lié à des choix de convention). L'équation de U_T est à comparer avec la partie imaginaire de l'équation analytique de Bowler mais en considérant uniquement les phénomènes dans la tôle, soit :

$$v_I = \frac{I}{\pi} \ln(2) * \left[i\omega\mu_0 \frac{\mu_r T}{3} \right] \quad (112)$$

Dans l'équation de Bowler, un facteur 3 apparaît et dans le développement analytique simple un facteur 4 (seule différence). L'ordre de grandeur obtenu avec l'approche analytique simple est donc correct. L'équation de U_A est à comparer avec la partie imaginaire de l'équation analytique de Bowler en considérant uniquement les phénomènes dans l'air soit :

$$v_I = \frac{I}{\pi} \ln(2) * [i\omega\mu_0 l] \quad (113)$$

Une fois encore, le résultat obtenu avec l'approche analytique simple, bien que différent de celui de Bowler (facteur 2), est du même ordre de grandeur et parfaitement cohérent.

III.2.3.D. APPROCHE NUMERIQUE

L'approche analytique de Bowler est applicable dans le cas d'une tôle fine de perméabilité relativement faible car la limite de fréquence f_v est suffisamment élevée. On s'intéresse ici à l'applicabilité de la méthode au cas de plaques épaisses de perméabilités élevées. Ceci permet de se rapprocher du cas de la roue polaire car ainsi, l'épaisseur de la plaque est du même ordre de grandeur que l'épaisseur des griffes de la roue polaire. On propose de comparer les résultats issus du modèle analytique à ceux issus d'un modèle basé sur la méthode par éléments finis (E.F.).

On s'appuie sur les travaux de Bowler et al. [105] qui proposent l'étude de 5 tôles distinctes (laiton, aluminium et différents aciers). Le cas d'une tôle d'acier dont les caractéristiques sont visibles Tableau 3 a été retenu. On propose de garder identiques les caractéristiques de la tôle sauf l'épaisseur de celle-ci qui sera multipliée par 10 soit 15,7 mm (Tableau 3).

Tableau 3 : Caractéristiques de la tôle d'acier étudiée [105]

Longueur de la tôle (mm)	412
Largeur de la tôle (mm)	412
Epaisseur de la tôle T (mm)	1,57
Conductivité de la tôle (MS/m)	5,5 ±0,1
Perméabilité relative de la tôle	134 ±3

Les données que l'on considère sont les mêmes que les auteurs, à une exception près. En effet, nous avons considéré que l'écart entre toutes les pointes était d'une valeur unique (Tableau 4).

Tableau 4 : Données expérimentales considérées [105]

	Article Bowler	Données retenues
Ecart pointe interne/pointe interne (mm)	15.29	17
Ecart pointe interne/pointe externe (mm)	20.15	17
Longueur de pointe l (mm)	0.15	0.15
Courant maximal (A)	2	2

La Figure 62 illustre la géométrie générée sur la plateforme **SALOME** [106]. Il s'agit d'une plate-forme d'intégration de pré et post traitement et de couplage de codes pour la simulation numérique permettant, entre autres, de créer des géométries (CAO), de mailler ces géométries et d'exporter ces maillages. La tôle est contenue dans une boîte d'air. Les pointes du capteur sont représentées comme des cylindres de 2 mm de diamètre. La tôle modélisée est homogène.

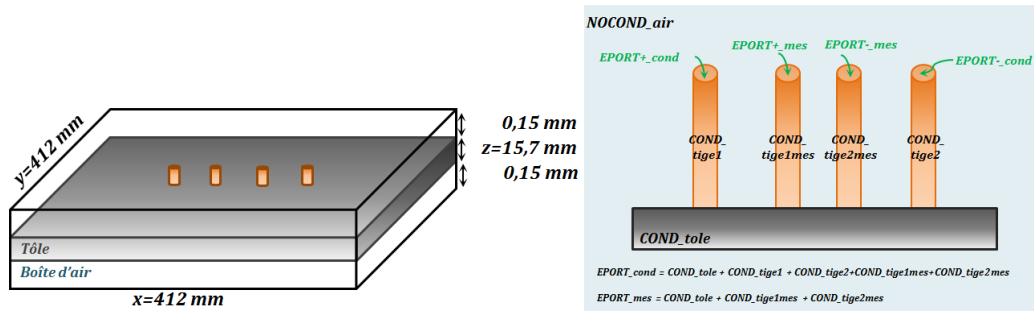


Figure 62 : Schéma de la géométrie générée sur SALOME et définition des groupes de volumes (noir) et des groupes de nœuds (vert)

La discrétisation du domaine conduit à un maillage de 168 000 nœuds et 977 000 éléments tétraédriques. Le maillage réalisé est très fin en surface de la plaque pour prendre en compte l'effet de peau. Le problème électromagnétique est résolu par E.F, à l'aide du code de calcul du laboratoire **code_Carmel3D**, avec la formulation électrique $\mathbf{A}-\phi$ en régime magnéto-harmonique (c.f. **paragraphe I.2.2.a**) [66]. On détermine alors pour différentes fréquences la réponse de la tension complexe V .

Cas $\mu_r=1$

En appliquant l'équation de Bowler, on obtient les résultats analytiques visibles Figure 63. Il s'agit de la différence de potentiel (valeur réelle et valeur imaginaire), tracée en fonction de la fréquence. L'exploitation du modèle E.F. permet d'obtenir les résultats numériques.

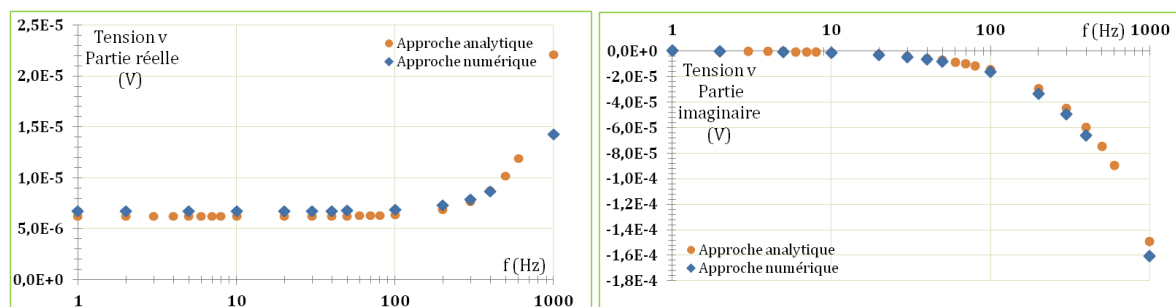


Figure 63 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse ($\mu_r=1$)

On constate que, dans le cas d'une plaque non magnétique, une bonne concordance des parties réelle et imaginaire de la tension V est observée entre les deux approches. Cependant, un écart commence à apparaître à partir de 1000 Hz, notamment pour la partie réelle. Au-delà de cette fréquence, on sort du cadre de validité des hypothèses de la formule analytique. En effet, la fréquence est alors supérieure à la limite f_v qui vaut dans ce cas 922 Hz [105]. Cela est lié au phénomène de peau qui n'est pas pris en compte par l'approche analytique

Cas $\mu_r > 1$

Là encore, les résultats analytiques "Approche analytique-T" présentés Figure 64 sont obtenus en appliquant l'équation de Bowler. Dans le cas d'une perméabilité relative de 134 et toujours avec la même conductivité la fréquence limite vaut 7Hz. On constate que l'approche analytique ne concorde plus avec l'approche numérique au delà de 7 Hz confirmant bien les limites fréquentielles du modèle. En effet, l'approche analytique surestime (en valeurs absolues) les valeurs réelles et imaginaires de la différence de potentiel par rapport aux résultats numériques.

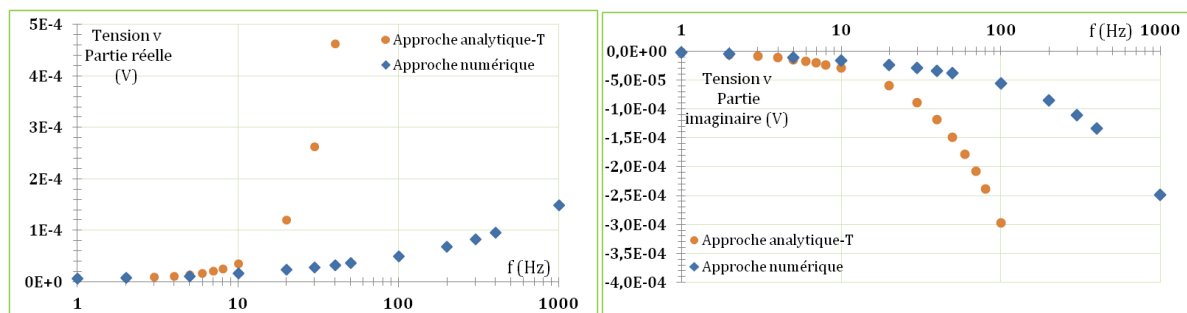


Figure 64 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse ($\mu_r=134$)

III.2.3.E. APPROCHE ANALYTIQUE AMELIOREE

On introduit une expression modifiée de l'équation de Bowler, dite "Approche analytique- δ ", dans laquelle l'épaisseur T de la plaque est remplacée par l'épaisseur de peau δ (lorsque $\delta < T$). Ainsi l'équation devient :

$$v = \frac{I}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma \min(T, \delta)} + i\omega\mu_0 \left(\frac{\mu_r \min(T, \delta)}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma \min(T, \delta)^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right] \ln \left| \frac{1 + q/S}{1 - q/S} \right| \quad (114)$$

On obtient alors une amélioration de la concordance des résultats. Cela reste vrai si la perméabilité augmente encore, comme on le voit Figure 65 (perméabilité relative multipliée par 7,5). Comme attendu, l'approche proposée par Bowler n'est pas adaptée dans le cas où l'effet de peau devient non négligeable. En effet, comme l'effet de peau concentre le flux au plus proche de la surface de la tôle, il existe un gradient de répartition du flux le long de l'épaisseur de la tôle. La surface de la tôle participe alors activement au passage du courant alors que les zones plus en profondeur n'y participe pas ou très peu. Il est possible d'adapter l'expression en remplaçant l'épaisseur de la tôle T par l'épaisseur de peau δ . Mais dans ce cas, la conductivité et la perméabilité ne sont plus découplées

dans l'expression analytique. L'approche analytique δ est intéressante car, bien qu'une limite en fréquence existe également pour cette approche, elle permet de modéliser le système sur une plus grande plage de fréquence que l'approche analytique T.

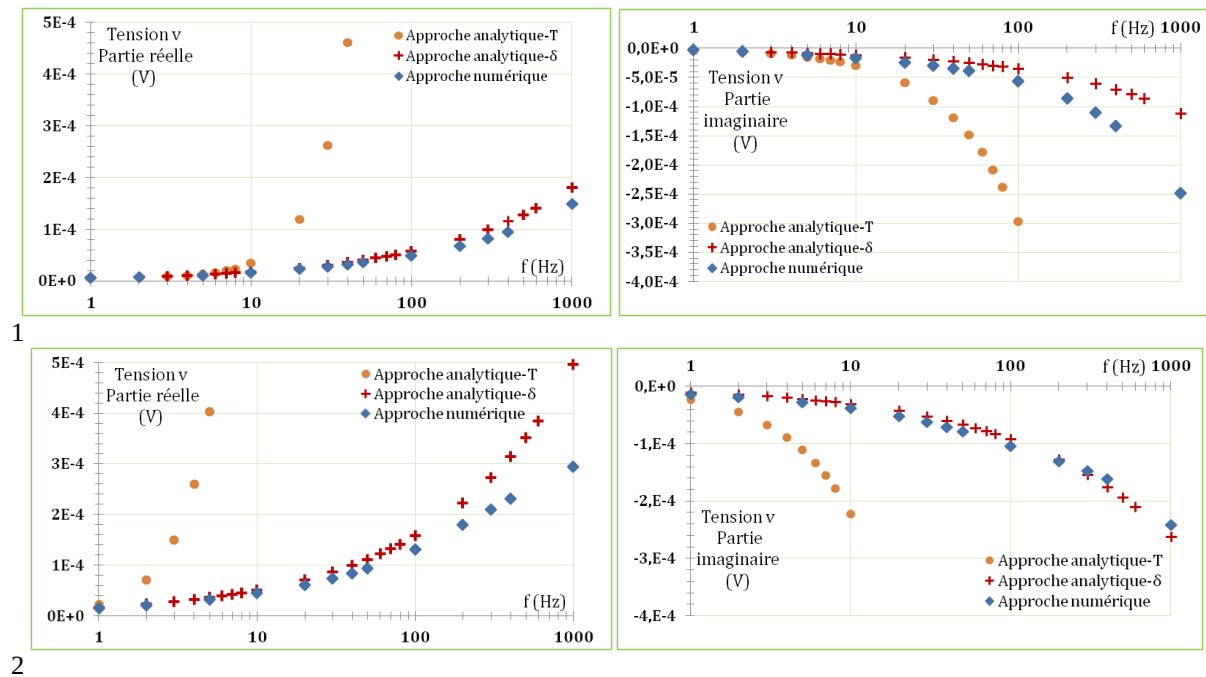


Figure 65 : Résultats de simulation dans le cas de la tôle épaisse (cas 1 $\mu_r=134$, cas 2 $\mu_r=1000$)

Enfinement, aucune méthode standard n'existe pour caractériser les propriétés magnétiques des roues polaires. Pour mener à bien ces travaux, il est donc nécessaire de développer et valider un dispositif et une méthode de caractérisation magnétique de la roue polaire de l'alternateur à griffe. Ce dispositif sera réalisé à l'aide de certains des capteurs exposés dans ce rapport, comme par exemple les sondes à effet Hall. Le chapitre suivant expose le développement et la validation d'une méthode de mesure de la conductivité électrique locale d'une roue polaire. Le cas de la méthode de mesure de la perméabilité magnétique locale sera traité dans le dernier chapitre.

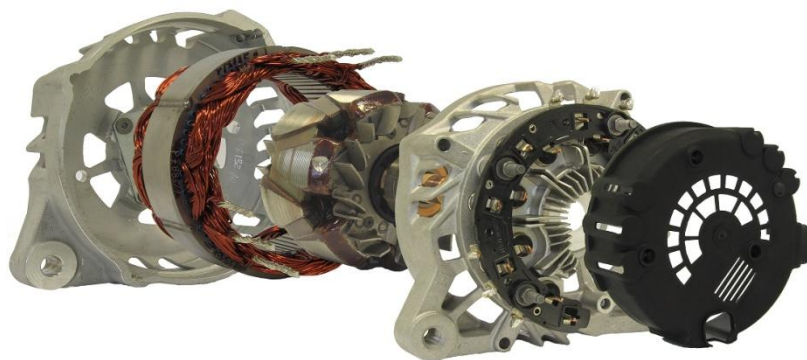
Chapitre 3

DEVELOPPEMENT ET VALIDATION D'UNE METHODE DE MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE LOCALE D'UNE ROUE POLAIRE

I- Choix et analyse de la méthode de mesure

II- Caractérisation et validation de la méthode de mesure

III- Exploitation de la méthode de mesure



I. CHOIX ET ANALYSE DE LA METHODE DE MESURE

I.1. Choix de la méthode de mesure

I.1.1. Analyse du besoin

I.1.1.A. DEFINITION DU MESURANDE

Le **mesurande** est la **conductivité électrique locale** (notée σ) d'une roue polaire sur un domaine d'application centré sur 10^6 S/m à une **température fixée**. Précisons ce que l'on entend par « locale ». La zone sondée par le dispositif de mesure devra être la plus petite possible afin que la grandeur obtenue soit valable sur une zone la plus petite possible, discernable d'une zone voisine (Figure 66).

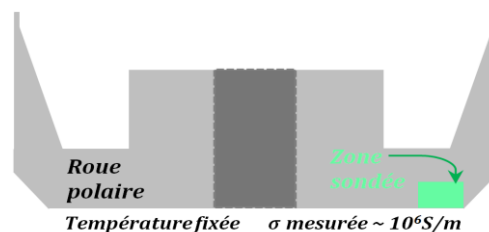


Figure 66 : Représentation schématique de la définition du mesurande

I.1.1.B. CAHIER DES CHARGES DE LA METHODE DE MESURE

L'objectif est de développer une méthode de mesure permettant de connaître la **conductivité électrique locale de la roue polaire**. Comme les conductivités recherchées sont de l'ordre de 10^6 S/m, une incertitude de l'ordre de quelques 10^5 S/m semble être un maximum. De plus, la méthode développée devra être **non destructive**. Autrement dit, l'étape de préparation de l'échantillon devra être limitée au maximum afin de garantir l'intégrité de la roue polaire. Le choix de cette contrainte s'explique par le fait que tout usinage de l'acier impacte les propriétés recherchées. En outre, éviter une étape de préparation de l'échantillon permet d'envisager la méthode de mesure comme un contrôle qualité.

I.1.2. Méthode de mesure proposée

La méthode proposée est basée sur la mesure d'une différence de potentiel en réponse à un courant imposé. Le type de montage retenu est un montage 4 pointes alignées (c.f. chapitre 2, II.1.2) [68]. Un courant est imposé par la paire de pointes extérieures et une différence de potentiel est mesurée entre les pointes de la paire intérieure. Mais, à l'exception de quelques cas simples, pour lesquels une solution analytique est disponible [72], il est assez difficile d'extraire la conductivité à partir de mesures sur des échantillons avec des géométries non-triviales (c.f. chapitre 2, II.2.2).

L'idée est de simuler le dispositif expérimental afin d'en extraire la chute de tension (U) à la fois en fonction de la conductivité (σ) et de la position du capteur sur la pièce. Cette méthode nécessite donc une phase préparatoire schématisée sur la Figure 67. Il s'agit de l'utilisation d'un code de calcul numérique permettant d'établir les relations de passage de la résistance à la conductivité. On peut présenter ces résultats sous forme d'abaques.

Dans un premier temps, la géométrie de la roue polaire est modélisée à l'aide de la plate-forme **SALOME** [106]. Une fois le maillage de la roue polaire exporté, celui-ci est exploité à l'aide de l'outil de calcul EF **code_Carmel** (c.f. chapitre 2, paragraphe III.2.3.D). L'expérience est simulée pour plusieurs positions et configurations du capteur. Les résultats de ces simulations permettent alors de réaliser des abaques : il s'agit des fonctions reliant la conductivité électrique à la résistance et à la position du capteur. Ces relations seront utilisées lors du mesurage afin de déterminer la conductivité électrique d'une zone de la roue polaire à partir d'une mesure de résistance.

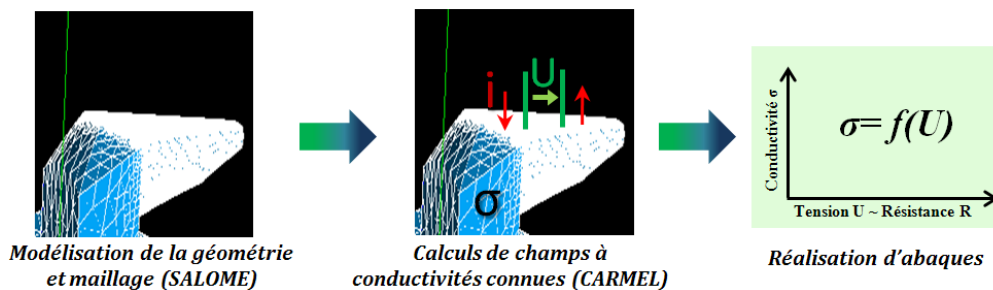


Figure 67 : Représentation schématique des étapes permettant la réalisation des abaques.

I.2. Analyse de la procédure de mesure

I.2.1. Diagramme 5M

L'étude de faisabilité de la méthode de mesure renseigne sur les causes d'incertitudes potentielles (c.f. annexe II). Grâce à ces informations, aux données sur le matériel, à la littérature et à l'expérience personnelle, il est possible de dresser une liste aussi exhaustive que possible des causes d'incertitudes potentielles. Cette liste peut être présentée sous la forme d'un **diagramme 5M** [62] (c.f. Chapitre 2, I.1.1.d). Le diagramme 5M de la méthode de mesure décrite précédemment est représenté Figure 68. Le développement et l'optimisation d'une méthode de mesure passent par des choix judicieux réalisés en croisant différentes informations issues des **données bibliographiques**, des **premiers essais de faisabilité** (c.f. annexe II) et évidemment du **cahier des charges**. Le diagramme 5M servant de base au développement et à l'optimisation de la méthode de mesure, chaque point du celui-ci va être détaillé.

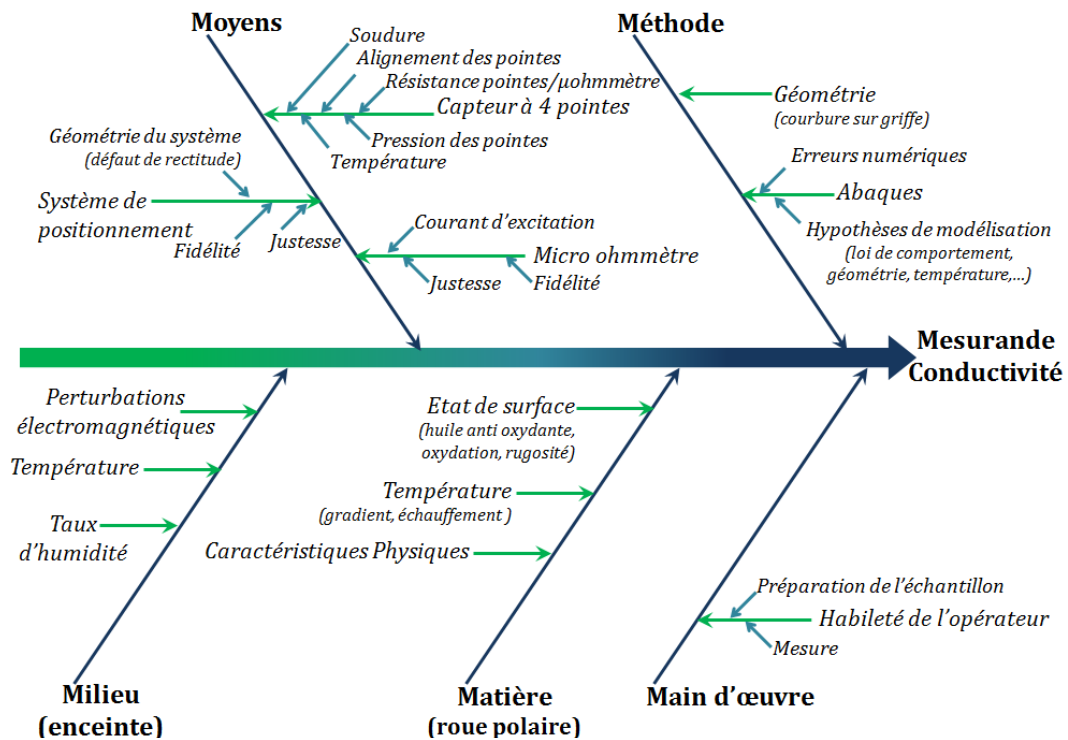


Figure 68 : Diagramme 5M de la méthode de mesure de la conductivité électrique de la roue polaire

I.2.2. Main d'œuvre

La méthode proposée ici étant non destructive, la préparation de l'échantillon est relativement réduite, mais pas inexistante. En effet, si la surface des pièces à analyser est oxydée, il est nécessaire de retirer cette couche d'oxyde, par une **action mécanique** (papier de verre par exemple). De même, si un échantillon est issu d'une chaîne de production (cas des roues polaires), il est probable qu'il soit recouvert d'une fine couche de graisse anti-oxydante qu'il faut éliminer grâce à un **nettoyage à l'acétone**. Ainsi, selon le type d'échantillon étudié, sa préparation devra être adaptée. Bien qu'il soit préférable de le vérifier, on peut supposer que le nettoyage d'une pièce par un opérateur ou un autre n'a pas d'impact sur la mesure tant que le protocole à appliquer est clairement établi. Par contre, le retrait d'une couche d'oxyde par action mécanique, avec du papier de verre par exemple, pourrait être plus critique. En effet, la pression exercée sur le papier par un opérateur et la direction de frottement sont difficilement reproductibles. Il peut donc être nécessaire, pour certains types d'échantillons, de vérifier l'effet de l'opérateur sur leur préparation.

On désire automatiser au maximum le système de mesure. L'idée est qu'une fois l'échantillon placé dans une enceinte de mesure, le contrôle des différents appareils (positionnement du capteur sur l'échantillon, micro-ohmmètre,...) soit assuré par ordinateur. Cette **automatisation** a initialement été pensée afin de pouvoir sonder l'échantillon en plusieurs zones tout en assurant la stabilité thermique du système (c.f. **paragraphe I.2.4.**). De plus elle permet de ne pas faire intervenir l'opérateur lors de la phase de mesure à proprement parler. Ainsi, en prenant la précaution de placer un détrompeur permettant d'éviter une erreur de positionnement de l'échantillon dans l'enceinte, la reproductibilité de la procédure de mesure ne dépend pas de l'opérateur.

I.2.3. Matière

L'état de surface des échantillons peut avoir un impact sur l'incertitude de la mesure. En effet, toute phase intermédiaire présente à la surface de l'échantillon doit être éliminée car son effet sur la mesure est difficile à estimer. La rugosité ou un rayon de courbure de l'échantillon pourraient jouer un rôle important dans le cas de contacts surfaciques. Il semble préférable de choisir un **capteur à pointes à bout rond** car alors, même si l'échantillon testé présente un rayon de courbure, le contact entre échantillon et pointe sera répétable (contact toujours ponctuel).

Le passage d'un courant important (par exemple 10 A) dans l'échantillon provoquera un échauffement local par effet Joule. Il faut donc s'assurer que l'équilibre thermique est bien atteint avant de procéder à la mesure et choisir un **temps de mise à température de l'échantillon** qui permettra d'obtenir une mesure de résistance suffisamment fiable.

Si des phénomènes inexpliqués devaient persister après l'analyse des résultats, il faudrait alors prendre en compte des caractéristiques physiques supplémentaires. Par exemple, il peut être nécessaire de faire intervenir les **coefficients de Young et de Poisson** si la matière est déformée de façon élastique (nous verrons qu'une pression de 2,25 N par pointe sera exercée sur l'échantillon). En outre, dans la mesure où les expériences sont menées à une température supérieure à la température ambiante, le **coefficient de dilatation** de la matière aurait pu être à considérer (cela n'a finalement pas été le cas).

I.2.4. Milieu

L'étude de faisabilité (c.f. **annexe II**) a montré la nécessité d'effectuer les mesures dans une **enceinte**. Il s'agira donc du milieu de mesure.

I.2.4.A. PERTURBATIONS ELECTROMAGNETIQUES

Il est nécessaire de limiter autant que possible l'effet des perturbations électromagnétiques rayonnées. Celles-ci peuvent être dues aux émetteurs radiofréquences, aux lignes d'alimentation haute tension, au réseau d'alimentation (bruit de 50 Hz), aux champs électromagnétiques rayonnés localement par les différents appareils de mesures... L'enceinte doit donc faire office de **cage de Faraday** tout comme la structure du micro ohmmètre. En outre, la boucle formée par les câbles des pointes réceptrices risque de capter un signal parasite. Afin d'éviter cela, les précautions classiques consistent à **minimiser la longueur des câbles et à les torsader**. La mesure étant extrêmement sensible, il est également nécessaire d'utiliser des **câbles blindés**. Par ailleurs, une attention particulière doit être portée à l'établissement de la terre car la **prise de terre peut être le siège de courants perturbateurs** surtout si celle-ci est commune à tout un bâtiment avec une variété d'activités. Ceci peut provoquer des effets parasites rédhibitoires lors des mesures.

I.2.4.B. TEMPERATURE

L'étude de faisabilité a révélé clairement la nécessité de **stabiliser la température de travail**. Dans une première approche, il est intuitif de privilégier une température de travail proche de la température ambiante (20°C et 23°C sont classiquement proposées dans de nombreux textes normatifs telle que la norme NF EN 60404-13). Il faut donc, soit disposer d'un local de température contrôlée, soit se procurer une enceinte contrôlant la température. Cependant, pour ce type d'enceinte, le travail dans des conditions proches de la température ambiante conduit à une instabilité en température préjudiciable pour la mesure de la grandeur électrique. En effet, l'appareil fonctionnant alternativement en mode chauffage et en mode refroidissement, la stabilité thermique n'est pas assurée. Il est donc préférable de travailler à une température suffisamment éloignée de l'ambiant ($\pm 15^\circ\text{C}$). En fonctionnement, la roue polaire ayant une température plutôt comprise entre 50 et 150°C, le choix le plus judicieux est de travailler à une température supérieure à la température ambiante. L'enceinte de mesure sera donc une **étuve** et la **température de travail** retenue est **45°C**. De plus, comme la conductivité électrique est dépendante de la température, à tout résultat expérimental devra être associé la température de travail précise qui sera obtenue grâce à l'insertion **de thermocouples dans l'étuve**. A titre d'exemple, la Figure 69 représente l'évolution de la résistance d'une griffe de roue polaire en fonction de la température du milieu.

Notons que le milieu qui a été considéré est le milieu dans lequel se situe l'échantillon étudié. Cependant, le micro-ohmmètre est en dehors de l'enceinte et il est envisageable que des variations thermiques importantes influencent légèrement le comportement du micro-ohmmètre. Cependant, cette source d'incertitude n'a pas été jugée quantitativement pertinente et n'apparaît donc pas dans le 5M.

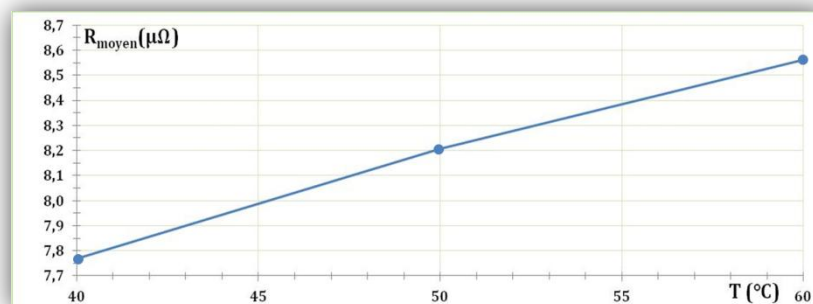


Figure 69 : Résistance moyenne d'une griffe en fonction de la température

I.2.4.C. TAUX D'HUMIDITE

Les instruments de mesure peuvent être sensibles aux variations d'humidité relative de l'air ambiant. L'humidité relative est le rapport entre la quantité de vapeur d'eau qu'un volume d'air donné contient et la quantité maximale de vapeur d'eau que ce même volume peut contenir à la même température. A cause de l'interdépendance de la température et de l'humidité relative, il est impératif

de contrôler les deux paramètres simultanément. Le taux d'humidité relative de l'air ambiant classiquement utilisé par les laboratoires nationaux de métrologie est de $50 \% \pm 5 \%$. On propose ici de réaliser un simple **contrôle de ce taux**.

I.2.5. Moyens

I.2.5.A. CAPTEUR A 4 POINTES

L'utilisation de quatre pointes permet de minimiser les résistances de contact parasites car alors un faible courant circule dans les pointes de mesure (pointes intérieures). Pour assurer un bon contact électrique entre les quatre pointes et l'échantillon, celles-ci devront être **montées sur ressort**. La volonté d'avoir un capteur le plus local possible nécessite de rapprocher les pointes. Cependant, elles ne peuvent pas non plus être trop proches car, d'une part, le signal récupéré serait trop faible et, d'autre part, il faut respecter l'hypothèse selon laquelle le diamètre de contact entre une pointe et l'échantillon est petit par rapport à la distance entre les pointes. On simulera l'expérience pour **dimensionner au mieux la géométrie du capteur adaptée à l'étude des différentes zones de la roue polaire**. En outre, il est nécessaire d'enchâsser les pointes sur un **support suffisamment rigide**, même à une température relativement importante car la température du milieu sera de 45°C et les pointes excitatrices seront parcourues par un courant électrique ce qui provoquera un échauffement.

I.2.5.B. MICRO-OHMMETRE

Le choix du micro-ohmmètre est critique. En effet, un appareil de gamme non adaptée sera à l'origine d'une incertitude importante. Une étude préliminaire a montré que les résistances mesurées sont de l'ordre de $10\mu\Omega$. On ne peut donc pas tolérer, pour le micro-ohmmètre, une incertitude supérieure au dixième de micro-Ohm.

I.2.5.C. SYSTEME DE POSITIONNEMENT

Le positionnement du capteur sur la roue polaire nécessite une **grande précision**. Pour l'illustrer, on considère une griffe de roue polaire et un capteur dont les pointes sont alignées et distantes de 6mm. Par simulation (code_Carmel), on constate que la réponse du capteur est fonction du positionnement du capteur sur la griffe, autant au niveau longitudinal (Figure 70) que transversal (Figure 71). Le positionnement du capteur sur l'échantillon doit être contrôlé au moins au **dixième de millimètre près**. En effet, un écart de position de l'ordre du millimètre provoque un écart sur la mesure de 10 %. Un **système de positionnement micrométrique** doit donc être mis en place. Ce système de positionnement doit en outre être suffisamment polyvalent afin de pouvoir facilement sonder les différentes zones de la roue polaire. Il sera conçu dans l'idée de pouvoir aisément changer de capteur (en vue de la mesure magnétique).

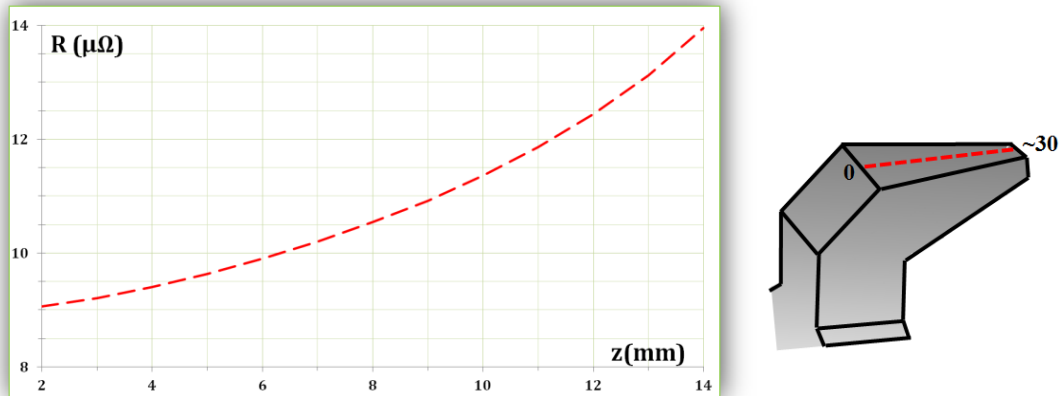


Figure 70 : Effet de la position longitudinale du capteur sur une griffe

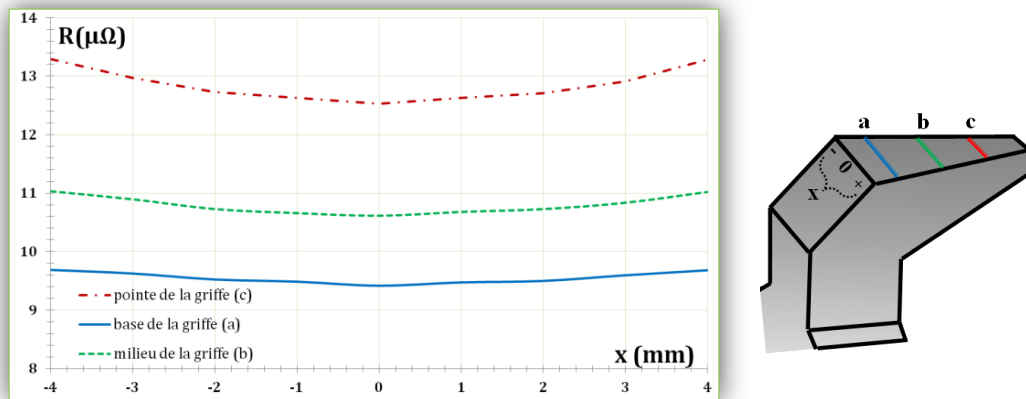


Figure 71 : Effet de la position transversale du capteur sur une griffe

I.2.6. Méthode

La méthode proposée nécessite un modèle numérique. Dans ce modèle, la différence de potentiel U est fonction de la conductivité σ , du courant imposé I et de la position du capteur P sur la pièce, ainsi :

$$U = f(\sigma, I, P) \quad (115)$$

Le modèle introduit inévitablement une incertitude qu'il faudra prendre en considération. Cette incertitude est introduite à plusieurs étapes du processus à cause des erreurs de modélisation (par exemple au niveau de la géométrie, des lois de comportement,...) et des erreurs numériques (lors de la discrétisation du système [107]). Elle peut être minimisée, par exemple en raffinant le maillage, mais est inévitable. Il s'agit en outre d'un modèle électrocinétique qui ne prend pas en compte les phénomènes thermiques. Ainsi, la répartition de la température est supposée constante et uniforme. Il peut être envisageable d'aller plus loin en développant un modèle thermique couplé au modèle électrocinétique. Ce modèle doit prendre compte les échanges thermiques par convection qui jouent un rôle important comme cela a été montré expérimentalement.

De nombreux enseignements peuvent être tirés de cette analyse. Elle a ainsi montrée que la mesure doit être menée dans une étuve régulée à 45°C. Le capteur doit être muni de pointes à bout rond montées sur ressort et fixées sur un support suffisamment rigide malgré une température élevée. L'écartement des pointes est, avec l'aide de la simulation, à adapter en fonction des différentes zones de la roue polaire. De plus il faudra veiller à minimiser la longueur des câbles, à les torsader et à prévoir des câbles blindés pour la mesure. Le positionnement du capteur par rapport à la roue polaire est un point crucial. Un système de positionnement micrométrique et automatisé doit donc être choisi. En outre, la roue polaire doit être nettoyée et l'équilibre thermique établi avant de procéder à la mesure. Ces connaissances vont permettre de mettre en place un dispositif de mesure bien adapté à nos besoins.

I.3. Mise en place du système de mesure

I.3.1. Réalisation des capteurs de mesure

Il s'agit d'utiliser le code de calcul pour le cas de la roue polaire afin de dimensionner au mieux un ou deux capteurs adapté(s) à l'étude de la griffe et/ou du plateau. Notons que, comme la loi de comportement électrique est supposée linéaire et que le matériau est homogène dans tout le domaine d'étude, il suffit (pour une géométrie de roue, une configuration et une position de capteur), d'effectuer une seule simulation pour relier la résistance à la conductivité. Les simulations suivantes sont réalisées pour une conductivité de référence de **4,5MS/m**. Cette valeur a été choisie en cohérence avec les résultats de précédents travaux effectués au sein du laboratoire L2EP par R. Ramarotafika [2].

I.3.1.A. DIMENSIONNEMENT DU CAPTEUR POUR LA GRIFFE

L'expérience simulée est une mesure de résistance dans la direction de la griffe (direction longitudinale) pour un courant de **10A**. On note s (mm) la distance entre les pointes externes et internes et a (mm) la distance entre les pointes internes. Les notations et résultats de simulation obtenus sont présentés Figure 72. On donne l'évolution de la résistance apparente R en fonction de l'écartement entre les pointes. On se focalise sur les cas pour lesquels $a=s$ (au niveau des trois gros points visibles sur le graphique). Le capteur doit être le plus local possible mais le signal mesuré doit être d'au moins $10\ \mu\Omega$. Cette valeur est liée aux possibilités du micro-ohmmètre. Le choix se porte donc sur **$a=s=6\text{mm}$** .

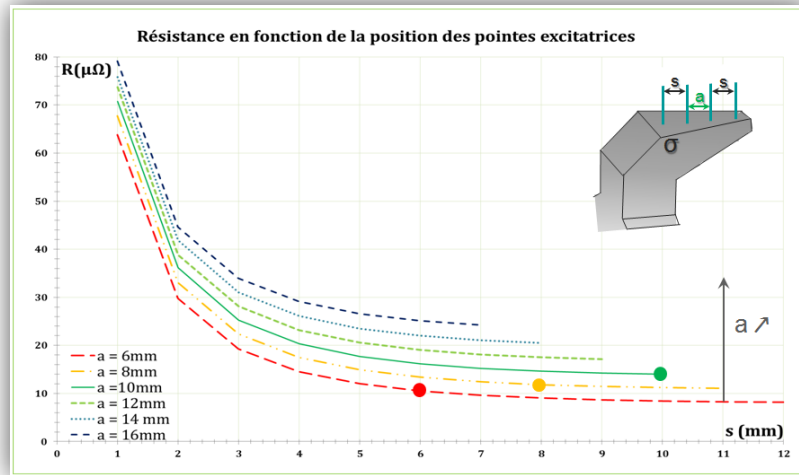


Figure 72 : Représentation schématique de l'expérience simulée, notations et résultats obtenus (cas de la griffe)

I.3.1.B. DIMENSIONNEMENT DU CAPTEUR POUR LE PLATEAU

L'expérience simulée est une mesure de résistance sur le plateau le long de l'axe de symétrie de la griffe. Les notations s (mm) et a (mm) restent inchangées. Les résultats de simulation obtenus sont présentés Figure 73. La réponse obtenue dans le cas d'une mesure sur le plateau avec le capteur choisi pour la griffe ($a=s=6\text{mm}$) n'est plus que de $7 \mu\Omega$, or la valeur cible est $10 \mu\Omega$. Un capteur plus adapté correspondrait au point bleu sur la courbe : $a=14\text{mm}$ et $s=6\text{mm}$.

Notons que la réponse du capteur est différente selon qu'il soit positionné sur une griffe ou sur le plateau. En effet, un positionnement différent occasionne une répartition des courants induits différente. Cet exemple confirme bien la nécessité d'utiliser un modèle numérique prenant en compte l'effet de forme sur l'expérience.

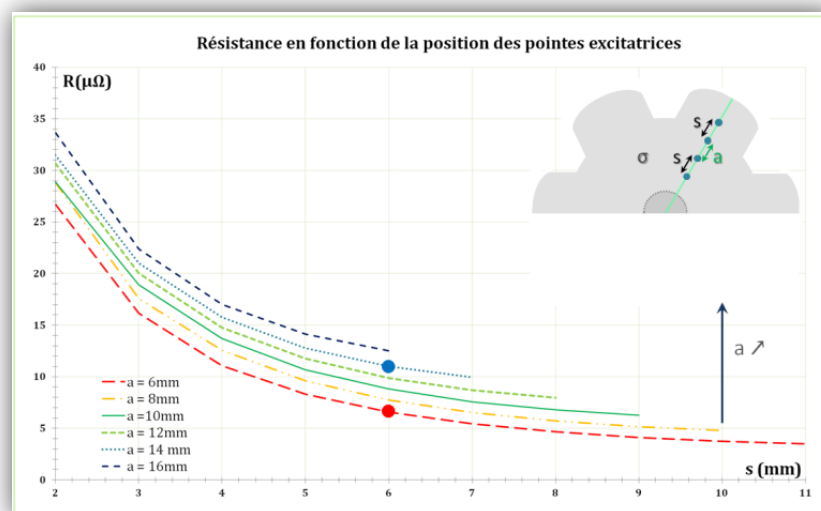


Figure 73 : Représentation schématique de l'expérience simulée, notations et résultats obtenus (cas du plateau)

I.3.1.C. REALISATION DES CAPTEURS DE MESURE

L'étude préliminaire a montré que les pointes doivent permettre la circulation d'un courant de 1 à 10A, être à bout rond et montées sur ressorts. Les pointes retenues sont des pointes *Ingun HSS118* avec un bout rond (Figure 74) et une force de travail optimale de **2,25 N**. Elles sont étudiées pour pouvoir supporter un courant maximal de 16A.

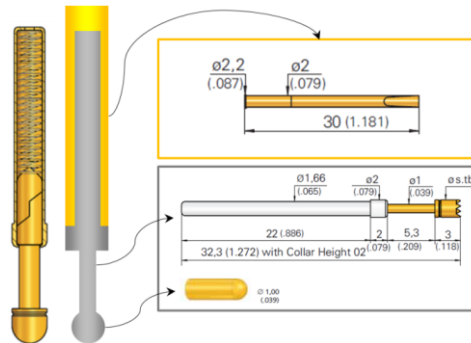


Figure 74 : Représentation schématique et données géométriques (mm) des pointes

Les câbles d'alimentation doivent avoir une section suffisante car si la section du câble est trop petite, le fil sera trop résistif au passage du courant et le micro-ohmmètre ne sera pas en mesure de débiter le courant nécessaire à la mesure (exemple de référence adaptée : Iemmelqu CEI 20-22 / N07V-K). Concernant les câbles de mesure, il faut absolument qu'ils disposent d'un blindage. Il s'agit typiquement de câbles disponibles dans les fournitures audio (exemple de référence adaptée : tasker C118 2x0,14 - 26 AWG).

Le matériau servant de support aux pointes doit être rigide à une température relativement importante et être un bon isolant électrique. Afin d'aider à la sélection d'un matériau correspondant à notre application, le logiciel CES a été utilisé (Figure 75) [108]. En ce qui concerne la température de service et les propriétés isolantes, les matériaux les plus adaptés à notre application sont le PEEK (polyétheréthercétone) et le PTFE (polytétrafluoroéthylène, commercialisé sous le nom de Téflon). Par contre, le PTFE n'est pas suffisamment rigide. En effet, le module de Young de ce polymère est de l'ordre de la centaine de MPa alors que celui du PEEK est de 4,1 GPa. Le matériau finalement retenu est donc un PEEK (*Tecapeek* de chez *Ensinger*) de 8 mm d'épaisseur.

Le capteur est réalisé en perçant le PEEK afin d'y enchâsser les réceptacles des pointes. Sur ces réceptacles sont soudés les câbles d'excitation et de mesure. Les pointes peuvent alors être insérées dans leur réceptacle.

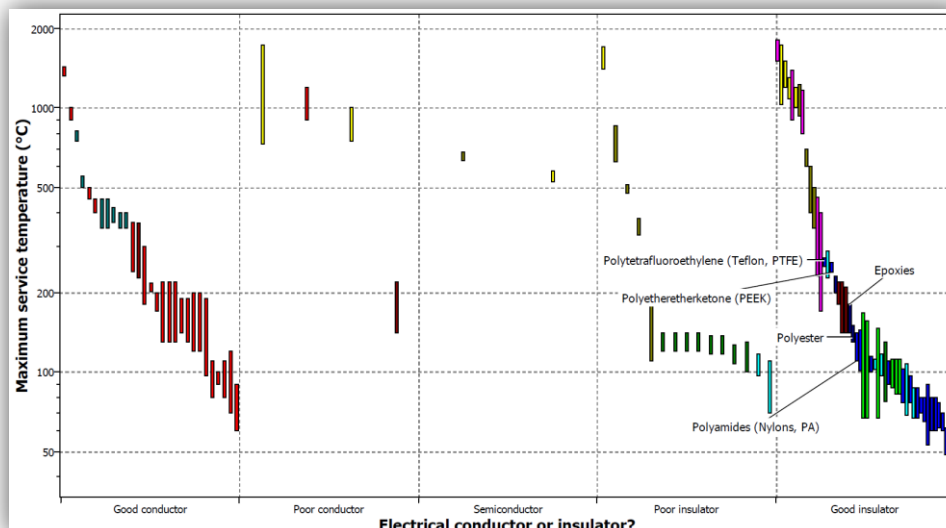


Figure 75 : Température de service en fonction des propriétés électriques de matériaux

I.3.2 Mise en place du système de mesure complet

I.3.2.A. CHOIX DES ELEMENTS DU SYSTEME DE MESURE

Le micro-ohmmètre retenu est le *Digital Nano-ohmmeter 20024* (fournisseur Elio Pedranti). En bas de gamme ($32\mu\Omega$), cet appareil a une résolution de $1n\Omega$ et une incertitude de $\pm (0,07 \% + 5 \text{ dgt})$, ce qui représente, par exemple, une incertitude de mesure de $\pm 0.02\mu\Omega$ pour une valeur de $20 \mu\Omega$.

La mesure s'effectue dans une chambre d'essai permettant de contrôler la température du milieu. Il s'agit d'une chambre d'essai de matériau *Binder/série M53*. Les dimensions intérieures de la chambre qui sont $400 \times 400 \times 340 \text{ mm}$ conditionnent l'encombrement maximal du système de mesure. Elle est équipée d'un passe-fil de 30 mm et d'une surface vitrée permettant de voir le déroulement de la mesure.

Pour s'assurer de l'établissement de l'équilibre thermique, il est nécessaire de placer des thermocouples (type K et E) au niveau du capteur et au niveau de l'échantillon. Ces mesures permettent en outre de juger de l'homogénéité de la température. Pour connaître le taux d'humidité, un capteur est placé dans l'enceinte de mesure (*Measurement Specialties/HM1500 LF*).

Le système de positionnement comporte deux platines de translation *PI/M-403.22S* et une platine de rotation *PI/M-062.2S*. La communication entre ces appareils et l'ordinateur est assurée par trois contrôleurs *C-663 Mercury Step Controller*. L'impact du système de positionnement a été minimisé en choisissant un matériel capable de fonctionner à la température de travail (45°C). Une plateforme permettant de positionner correctement la roue polaire a été fixée sur la platine de rotation. Elle est composée d'un disque de Nylon noir (Tecamid 66 MH, Ensinger) de 12 mm d'épaisseur pourvu d'une tige filetée en son centre. Trois plots permettent de fixer l'entregrieffes et servent ainsi de détrompeur.

I.3.2.B. MONTAGE DU SYSTEME COMPLET

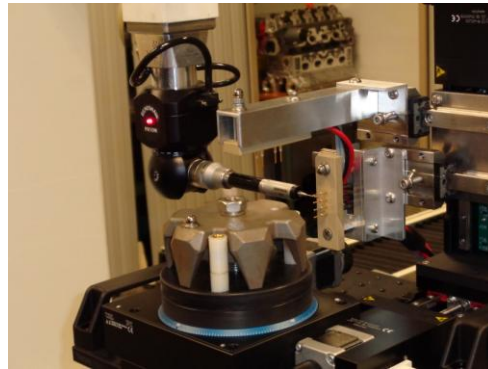
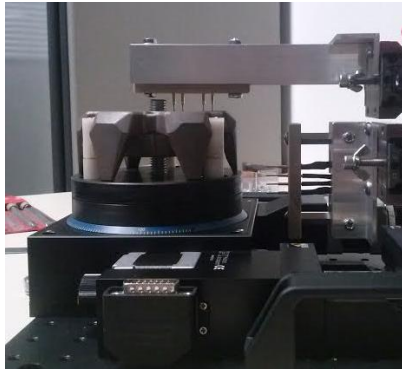


Figure 76 : Photographies du système complet et de l'étalonnage de la position des chariots

Deux rails pourvus chacun d'un chariot mobile sont fixés sur la platine de translation verticale. Le capteur pour le plateau de la roue polaire est fixé sur le chariot du haut alors que le capteur pour la griffe est fixé sur le chariot du bas, comme l'illustre la Figure 76. Le dispositif expérimental a été caractérisé à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle Renault Automation 13.08.06 au laboratoire MSMP de l'ENSAM de Lille. Le pointeur utilisé pour les mesures dimensionnelles est une sphère de 1,5 mm. Les références sont des sphères parfaitement connues de 8 mm de diamètre. Comme on peut le voir sur la Figure 76, trois sphères de références ont été nécessaires à la caractérisation complète du dispositif expérimental (sur le capteur-plateau, sur le capteur-griffe et sur la roue polaire de référence). Les mesures métrologiques ont principalement permis :

- de connaître précisément l'écartement entre les pointes des capteurs,
- de confirmer les incertitudes annoncées par le fournisseur des platines de déplacement,
- de s'assurer de l'absence de défaut de montage,
- d'étalonner la position des chariots mobiles.

Un programme Labview a été développé pour automatiser la procédure. Il permet d'une part de synchroniser le fonctionnement du micro-ohmmètre et des platines de translation et, d'autre part, d'enregistrer automatiquement les données (temps, résistance, températures, taux d'humidité et paramètres de mesure). Le programme est construit en trois parties permettant de vérifier la stabilité du milieu avant de procéder à une mesure et d'effectuer une série de mesure au niveau des griffes ou du plateau d'une roue polaire.

I.3.2.C. AGENCEMENT DES DIFFERENTS ELEMENTS DU SYSTEME DE MESURE

Plusieurs systèmes de mesure ont été réalisés avant de proposer un système final optimisé. Lors de ces essais successifs, il a été remarqué que, au-delà du choix des différents éléments du système, l'agencement de ceux-ci est déterminant. Pour le comprendre, on considère les trois premiers dispositifs mis en place (Figure 77). On remarque que la position du capteur par rapport à la

ventilation de l'étuve diffère : la direction du capteur dans le troisième dispositif est perpendiculaire par rapport à sa position dans les deux premiers dispositifs expérimentaux.

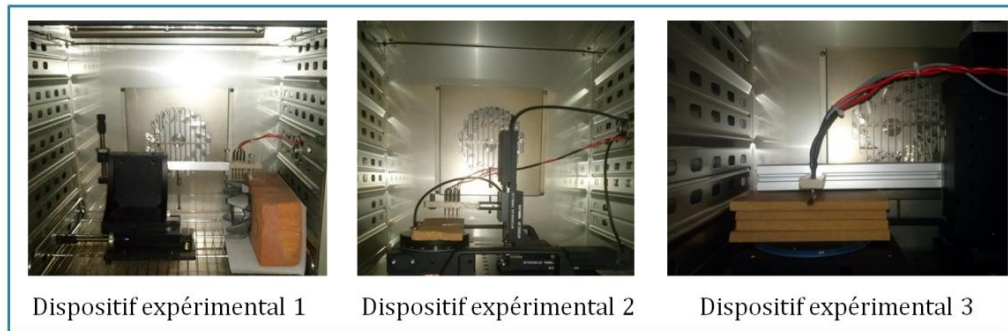


Figure 77 : Photographies des dispositifs expérimentaux successivement mis en place

Des mesures effectuées sur des échantillons de références dans les mêmes conditions expérimentales (outre le dispositif de positionnement et l'agencement des éléments dans l'étuve) sont présentées Figure 78. On constate que la valeur moyenne de la résistance est différente selon le dispositif expérimental avec lequel elle est obtenue. En outre, le profil des courbes obtenues avec le troisième dispositif est très différent de celui obtenu avec les anciens dispositifs et la variabilité des valeurs est plus importante. Pour comprendre l'origine de ces différences, l'influence d'un certain nombre de paramètres dans le cas du dispositif 3 a été étudiée (vitesse de ventilation de l'étuve, ouverture d'un clapet d'aération de l'étuve, direction du courant dans le capteur, branchement du micro-ohmmètre sur le secteur). Cette étude a montré que le paramètre le plus déterminant est la **vitesse de ventilation de l'étuve**. Lorsque la vitesse de ventilation diminue, la température de l'échantillon (et donc la résistance mesurée) augmente ainsi que l'instabilité de mesure. Il est donc préférable de positionner les **pointes du capteur parallèlement à la ventilation** et de bien choisir la vitesse de ventilation de l'étuve afin de favoriser une bonne circulation de l'air autour de l'échantillon.

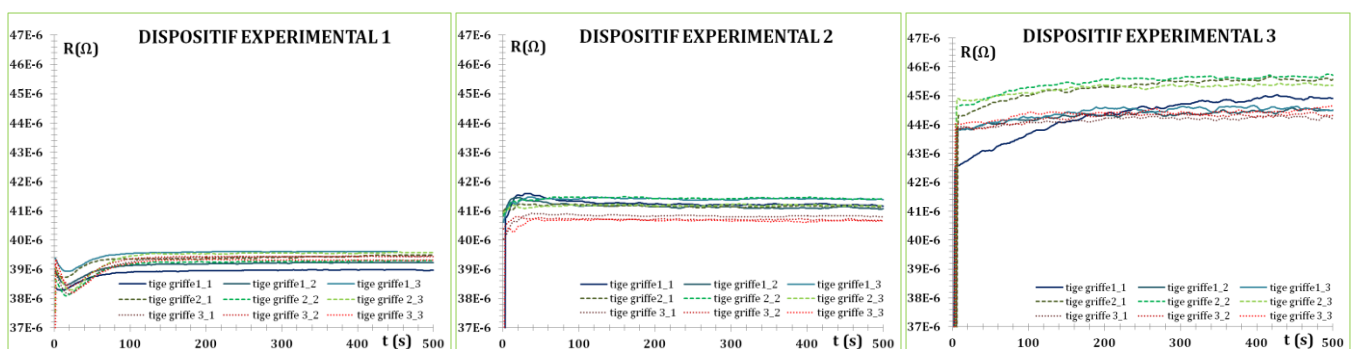


Figure 78 : Résistance des tiges de références en fonction du temps

L'ensemble capteur, dispositif de positionnement, enceinte et micro-ohmmètre forment le système de mesure. Le résultat donné par ce système est une différence de potentiel en [V] et

on désire connaître la conductivité en $[S/m]$, d'où l'utilisation d'un modèle numérique. On dispose donc d'une méthode de mesure de la conductivité locale de la roue polaire. Mais qu'en est-il de la qualité du résultat? Il est maintenant nécessaire de caractériser la méthode développée afin de quantifier l'incertitude de mesure. Pour ce faire, deux méthodes sont proposées. Il est possible de distinguer chaque source d'incertitude, de les quantifier et finalement d'en déduire l'incertitude générale (utilisation du 5M). L'autre possibilité est de calculer cette incertitude générale grâce à une analyse statistique de résultats de mesure. Les résultats de ces deux approches vont être présentés dans le chapitre suivant.

II. CARACTERISATION ET VALIDATION DE LA METHODE DE MESURE

II.1. Estimation de l'incertitude de mesure (utilisation du 5M)

L'incertitude d'un résultat de mesure peut être évaluée par l'utilisation d'un modèle mathématique du mesurage et de la loi de propagation de l'incertitude. Dans notre approche, la fonction reliant la conductivité σ à la résistance R mesurée par le capteur ne s'exprime pas de façon analytique mais est déterminée de façon numérique. On peut alors utiliser l'approche du GUM pour évaluer l'incertitude de mesure (**c.f. chapitre 2, I.1**). Pour ce faire, on s'appuie sur le diagramme 5M [62]. La première tâche va donc être de déterminer l'incertitude sur la grandeur mesurée, à savoir la résistance électrique. Ensuite, l'analyse de la méthode permettra de considérer l'incertitude introduite par l'utilisation des abaques.

II.1.1. Sources d'incertitudes à faible impact

Cette partie regroupe les branches du 5M traitant de la main d'œuvre, de la matière et du milieu. Ces trois branches du 5M sont réunies car elles ne constituent pas des gros pôles d'incertitudes, exception faite de la **problématique thermique** qui sera donc traitée à part. En effet, le travail d'analyse de la méthode de mesure a permis de minimiser de façon importante l'effet de certaines sources d'incertitude sur la mesure.

La méthode de mesure développée étant **automatisée**, l'incertitude de mesure introduite par l'habileté de l'opérateur est négligeable. Concernant la préparation de l'échantillon, le retrait d'une couche d'oxyde par du papier de verre peut sembler critique. Cependant, l'expérience a montré que ce paramètre n'était pas déterminant pourvu que l'état de surface de l'échantillon permette un bon contact électrique avec les pointes. Il a été observé que si le contact n'est pas satisfaisant, la mesure est très instable et apparaît donc comme une mesure aberrante par rapport aux autres. Elle est dans ce cas écartée et aucune incertitude n'est alors à considérer. L'incertitude liée à la main d'œuvre est donc **considérée nulle**. Les câbles de mesure reliés au micro-ohmmètre sont blindés et leur longueur est minimisée. L'effet des **perturbations électromagnétiques** est donc **négligeable** sur l'incertitude de mesure (d'autant plus que les mesures s'effectuent en courant continu).

Les caractéristiques physiques telles que le coefficient de dilatation ou la dureté du matériau peuvent aussi jouer un rôle dans l'incertitude de mesure. Mais il existe d'autres sources d'incertitudes qui écrasent l'effet de telles caractéristiques. Prenons l'exemple du **coefficient de dilatation**. Dans ce contexte, le paramètre critique dans le système de mesure est la distance entre les pointes de mesure. Les pointes sont maintenues par un support en PEEK, dont le coefficient de dilatation est de l'ordre de $0,5 \cdot 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. L'étuve étant réglée à 45°C et l'écartement entre les pointes de mesure étant mesuré à

20°C, l'écart entre des pointes distantes de 6 mm varie alors de 8 μm . Si on imagine que l'expérience est menée à 100°C, cet écart devient 30 μm . Nous verrons que ces valeurs sont relativement faibles par rapport aux incertitudes de positionnement et de montage du dispositif expérimental.

II.1.2. Calcul de l'incertitude liée à la thermique

II.1.2.A. INCERTITUDE INTRODUITE PAR LA THERMIQUE

La mesure est menée dans une étuve régulée à 45°C mais la température de l'échantillon est plus importante. En effet, la circulation du courant électrique dans l'échantillon va provoquer un échauffement par effet Joule. Il est donc nécessaire d'attendre suffisamment pour que **l'équilibre thermique s'installe** avant de procéder à la mesure. Pour connaître la température réelle de l'échantillon, des thermocouples sont installés au contact de la zone sondée (incertitude d'un thermocouple de l'ordre de 0,1°C). Cependant, une incertitude subsiste sur la température réelle de la zone sondée en raison d'un gradient thermique important dans le matériau (et à cause de l'incertitude de mesure du thermocouple). Ainsi, on peut raisonnablement prendre en compte une incertitude de $\pm 2^\circ\text{C}$ lorsque le courant imposé est de 10A. Si on retient comme coefficient de température $\alpha = 10^{-2}^\circ\text{C}^{-1}$ (c.f. **chapitre 1, I.1.1.a**), alors en appliquant la loi de Matthiessen, on en déduit une incertitude de mesure de **$\pm 2\%$** . Cela correspond à une incertitude-type élevée de $0,3\mu\Omega$ ($= 20 \times 0,02 / \sqrt{3}$, calcul pour une résistance mesurée de $20\mu\Omega$). Il est alors légitime de s'interroger sur l'opportunité d'utiliser le micro-ohmmètre à un calibre moins adapté ($320\mu\Omega$ au lieu de $32\mu\Omega$) mais permettant le passage d'un courant plus faible (1A au lieu de 10A) afin de diminuer l'échauffement par effet Joule et donc l'incertitude liée à la thermique. On s'intéresse donc maintenant à l'incertitude introduite par le micro-ohmmètre.

II.1.2.B. PRISE EN COMPTE DE L'INCERTITUDE INTRODUITE PAR LE MICRO-OHMMETRE

Les résistances mesurées par le dispositif expérimental dans le cas des roues polaires étant généralement comprises entre 8 et $20\mu\Omega$, le calcul d'incertitude est effectué pour une valeur de $20\mu\Omega$ (incertitude maximale). Le Tableau 5 présente les calculs d'incertitudes pour les deux gammes d'intérêt.

Tableau 5 : Incertitude introduite par le micro-ohmmètre

<i>données 20024 Nanoohmmeter</i>	<i>Gamme $32\mu\Omega$</i>	<i>Gamme $320\mu\Omega$</i>
Courant d'excitation (A)	10	1
Incertitude de mesure ($\mu\Omega$)	0,07% + 5dgt	0,07%+5dgt
Résolution (n Ω)	1	10
$u_{\mu\Omega\text{metre}} [\mu\Omega]$ (mesure $20\mu\Omega$)	0,02	0,04

On constate que l'incertitude-type avec le calibre $320\mu\Omega$ **est 2 fois plus importante** que celle associée au calibre $32\mu\Omega$. Mais comme le courant d'excitation correspondant au calibre $320\mu\Omega$ est 10

fois moins important, cela signifie que les pertes par effet Joule seront 100 fois moins importantes. L'incertitude liée à la thermique sera donc bien moins importante et on l'estime à $\pm 0,5$ °C, soit une incertitude-type sur la mesure de résistance de $0,06 \mu\Omega$. Ainsi, avec le calibre $32 \mu\Omega$, l'incertitude globale de mesure sera de l'ordre de $0,3 \mu\Omega$ contre $0,07 \mu\Omega$ avec le calibre supérieur. Donc finalement il est préférable de choisir le **calibre $320 \mu\Omega$** et on retiendra les incertitudes suivantes :

$$u_{therm} = 0,06 \mu\Omega \quad (116)$$

$$u_{\mu\Omega metre} = 0,04 \mu\Omega \quad (117)$$

II.1.3. Calcul de l'incertitude liée aux paramètres géométriques

Les calculs précédents sont communs aux deux mesures (sur la griffe et sur le plateau). Par contre les calculs pour obtenir l'incertitude liée aux paramètres géométriques sont différents d'un capteur à l'autre. Seul le cas du capteur de la griffe (noté capteur-griffe) va être développé dans ce chapitre mais la méthodologie peut être étendue sans difficulté. Pour ces calculs, on utilise le modèle E.F. de la roue polaire (le maillage utilisé est donné Figure 79).

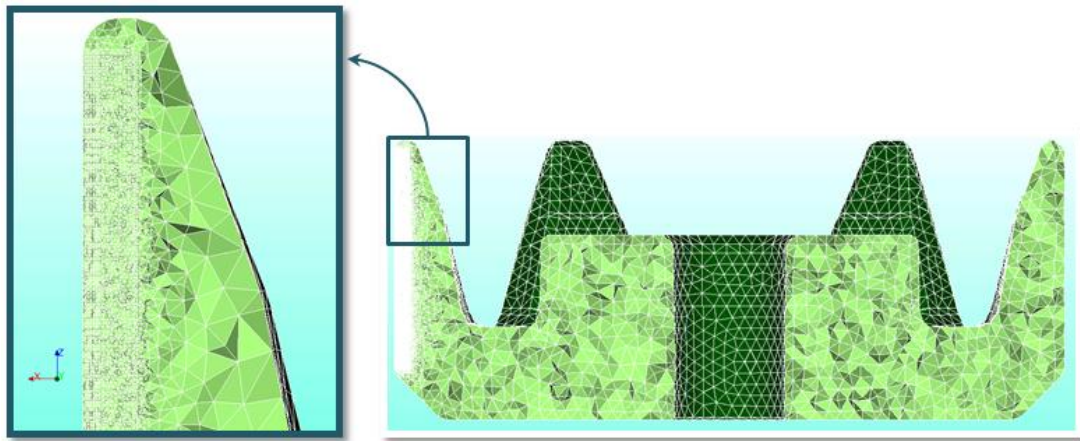


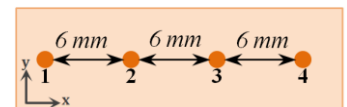
Figure 79 : Maillage de la roue polaire (dans le cas d'une mesure sur la griffe)

II.1.3.A. CAPTEUR A 4 POINTES

La position réelle des pointes a été mesurée à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle Renault Automation 13.08.06 afin de connaître l'écart existant entre les positions réelles et les positions nominales (Tableau 6). On peut distinguer deux types de défauts de position des pointes: le **défaut d'écartement** des pointes (direction x) et le **défaut d'alignement** des pointes (direction y). Dans un premier temps on propose de s'intéresser à l'effet d'un défaut d'écartement des pointes. Pour cela, on calcule p_n (n étant l'indice de pointe) le défaut d'écartement dans le Tableau 6.

Tableau 6: Mesure de la position réelle des pointes (capteur pour la griffe)

	(mm)	pointe 1	pointe 2	pointe 3	pointe 4
Valeurs nominales	X	0	6	12	18
	Y	0	0	0	0
Valeurs réelles	X	0	6.0258	11.8605	17.8755
	Y	0	0.0257	0.0365	0
$p_n = x_{\text{valeur réelle}} - x_{\text{valeur nominale}}$		0	-0.03	0.14	0.12



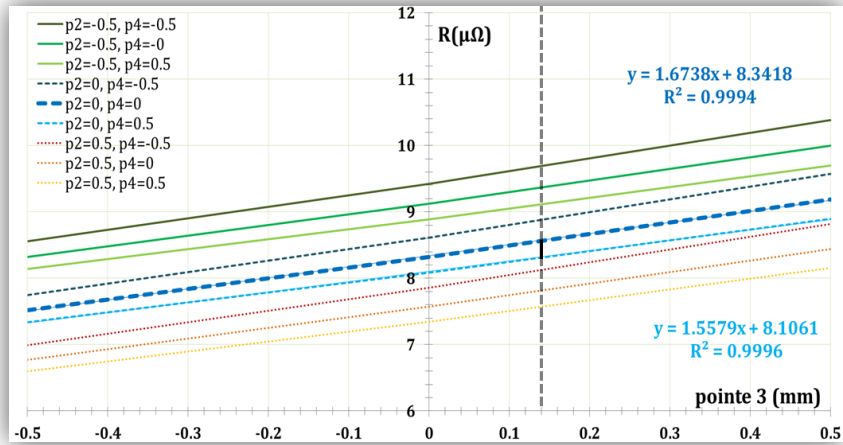


Figure 80 : Résistance en fonction de la position des pointes (position nominale = 0 mm)

La Figure 80 présente l'évolution de la résistance R , calculée par EF, en fonction de p_3 . La valeur expérimentale de $p_3=0.14$ mm est présentée sur le graphique par un train pointillé vertical. Les courbes d'intérêt sont " $p_2=0, p_4=0$ " et " $p_2=0, p_4=0.5$ ". En effet, p_2 est arrondi à zéro ($p_2=-0,03$). Il existe donc, comme l'illustre la Figure 81 un biais sur la mesure compris entre 0,1% (courbe $p_2=0, p_4=0.5$) et 3% (courbe $p_2=0, p_4=0$) que l'on estime finalement à **2%** (régression linéaire sur p_4). Il s'agit d'une **erreur systématique** que l'on peut corriger en adaptant le modèle à l'écartement réelle des pointes. Finalement, pour une mesure de 20 $\mu\Omega$ il existe, **pour ce capteur**, un biais de l'ordre de **0,4 $\mu\Omega$** .

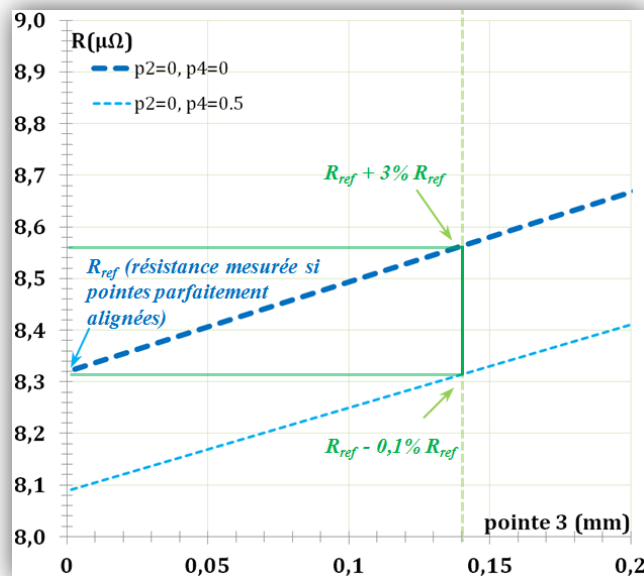


Figure 81 : Résistance en fonction de la position des pointes (zoom sur la zone d'intérêt)

On se propose maintenant d'étudier la sensibilité de la réponse du capteur à un défaut d'alignement des pointes (direction y). Pour ce faire, le capteur a été simulé en position sur une griffe. Pour chaque pointe, deux possibilités ont été envisagées : la pointe peut se trouver soit en position « moins », soit en position « plus » (Figure 82). Les positions « moins » et « plus » sont distantes de $\pm 0,5$ mm par rapport au nominal. Le capteur étant composé de quatre pointes, il existe 16 possibilités.

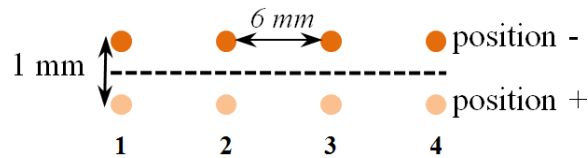


Figure 82 : Simulation effectuée pour étudier l'effet d'un défaut d'alignement des pointes

L'écart maximal observé par rapport à la valeur de référence (toutes les pointes alignées en position « moins ») est de 0,5%. On constate que la réponse du capteur est nettement plus sensible à un défaut d'écartement des pointes qu'à un défaut d'alignement, d'autant plus que le défaut envisagé dans la simulation ($\pm 0,5\text{mm}$) est très important par rapport au défaut réellement constaté par mesure ($\pm 0,04\text{ mm}$, c.f. Tableau 6). Cette contribution est donc négligeable.

II.1.3.B. SYSTEME DE POSITIONNEMENT

Vocabulaire : On considère un chariot en déplacement le long de l'axe x dont la mission est de déplacer un solide (Figure 83). Il existera un écart entre la position réelle du solide et la position théorique. Pour évaluer cet écart on considère la justesse (Δx), la rectitude horizontale (Δy) et la rectitude verticale (Δz). Cela suffit à décrire la position réelle du centre du solide mais pour le solide complet, il faut également considérer les trois degrés de liberté de rotation. On définit alors l'axe de roulis (roll, rotation selon x), l'axe de tangage (pitch, rotation selon y) et l'axe de lacet (yaw, rotation selon z).

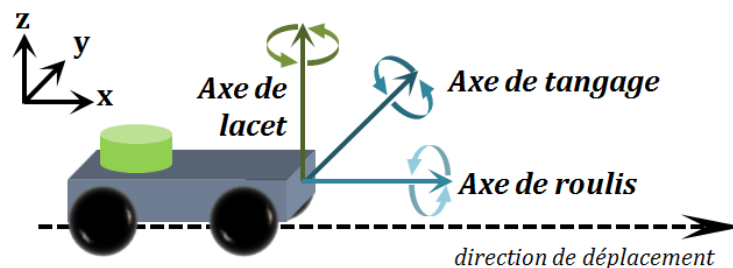


Figure 83 : Schéma explicatif des défauts de positionnement

Notations et démarches : Des notations sont introduites afin de simplifier les expressions (Figure 84). Ainsi, les deux platines de translation sont notées T_1 et T_2 . Deux rails notés R_g et R_p et deux chariots mobiles (assimilés aux capteurs) sont fixés sur la platine T_2 . Sur chacun de ces chariots est monté un capteur 4 pointes notés C_p pour le capteur du plateau et C_g pour le capteur de la griffe. À côté de la platine T_1 se trouve la platine de rotation notée R . Sur la platine de rotation se trouve l'échantillon noté E . L'ensemble du dispositif est fixé sur une plaque notée P .

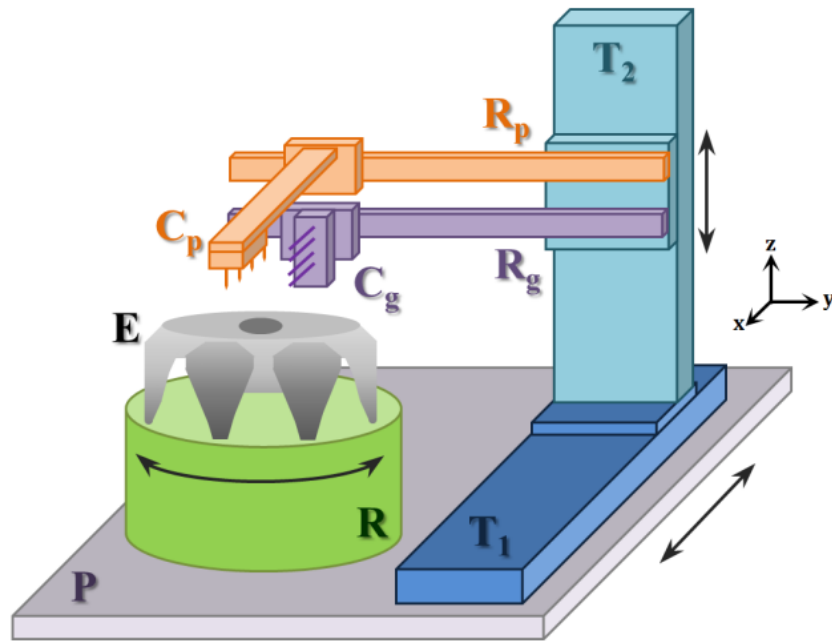


Figure 84 : Représentation schématique des systèmes de positionnement et introduction des notations

L'objectif est d'estimer l'incertitude sur la position relative des capteurs par rapport à l'échantillon (position C/E). Prenons l'échantillon E comme référence, le problème comporte alors six degrés de liberté par capteur. Considérons le cas du capteur de la griffe C_g , les pointes du capteur sont montées sur ressort. Pour positionner correctement les pointes par rapport à l'échantillon, il faut contrôler soit la force exercée sur celles-ci (utilisation d'un capteur de force), soit l'enfoncement (utilisation d'une mesure géométrique). Lorsque la valeur cible est atteinte (valeur de force ou de distance), la platine de translation T_1 arrête de se mouvoir. Quoi qu'il en soit, l'incertitude de résistance liée à l'incertitude géométrique Δx pour le capteur C_g sera négligeable car elle n'entraîne pas d'erreur de positionnement de l'échantillon E par rapport au capteur C_g . C'est la pression des pointes qui peut avoir un effet sur la mesure car la maîtrise de ce paramètre (supposé bien contrôlée) garantit le bon contact électrique entre échantillon et capteur. On se focalise donc sur l'effet d'une incertitude de positionnement selon z et selon y .

Une **rotation selon l'axe y** provoque une translation selon l'axe z , comme l'illustre la Figure 85, qui sera prise en compte dans le calcul de l'incertitude Δz . Le fait que les pointes soient montées sur ressort garantit que, malgré la rotation d'axe y , on a un contact entre chacune des pointes et l'échantillon ; par contre, la pression de contact ne sera pas identique sur chaque pointe. De même, l'effet d'une **rotation selon l'axe z** est pris en compte dans le calcul de l'incertitude Δy . Il reste à considérer une rotation selon x (α_x) qui correspond à un défaut de parallélisme entre le capteur C_g et l'échantillon E. Ainsi, pour le capteur-griffe C_g , on s'intéresse aux effets de Δz , Δy , et α_x . Afin de traduire les incertitudes dimensionnelles en incertitudes sur la mesure de résistance, on utilise les modèles issus de la simulation numérique qui ont été obtenus en considérant la géométrie particulière de la roue polaire.

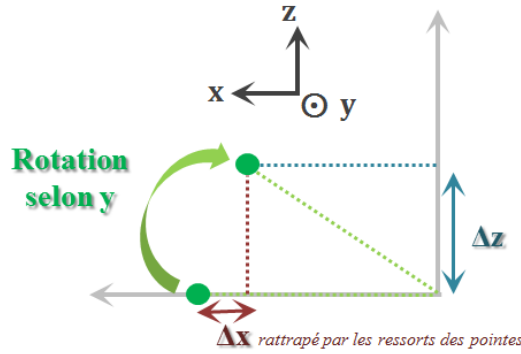


Figure 85 : Représentation schématique de l'effet d'une rotation selon y

Les défauts géométriques qui ont été considérés ainsi que le calcul de Δz sont donnés Figure 86. Les trois incertitudes Δz_1 , Δz_2 et Δz_3 sont des incertitudes liées aux performances des platines de positionnement. Pour les calculer, on s'appuie sur les données du constructeur dont la véracité a été vérifiée par machine à mesurer (c.f. **paragraphe I.3.2.b**). En utilisant ces calculs (Figure 86), on trouve l'incertitude de positionnement selon z :

$$\Delta z = 0,5 \text{ mm} \quad (118)$$

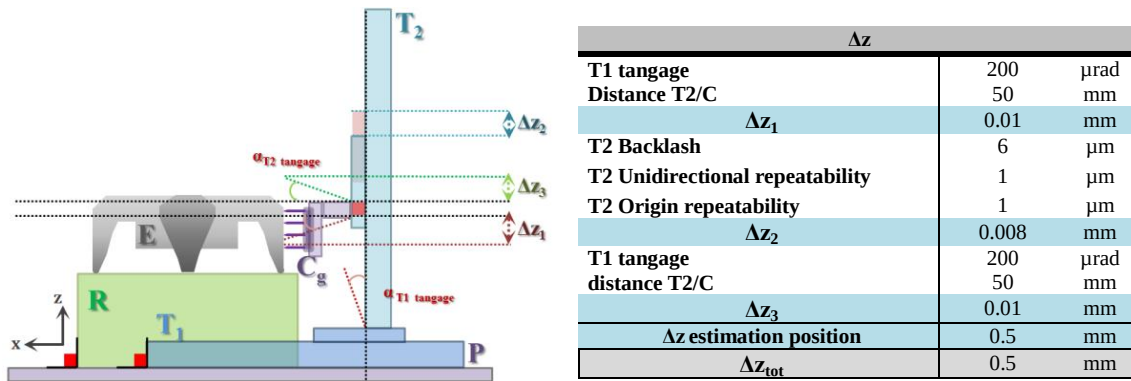


Figure 86 : Représentation des défauts géométriques selon z et calcul associé

La Figure 87 représente la résistance obtenue par EF en fonction de la position du capteur le long de l'axe z. Imaginons que le capteur soit théoriquement positionné à $z=2\text{mm}$ (proche de la base de la griffe). Alors, les résultats de simulation permettent de calculer qu'une incertitude de $\pm 0,5\text{mm}$ sur ce positionnement provoque une incertitude sur la résistance de $\pm 0,08\mu\Omega$. Plus le capteur est proche du bout de griffe, plus un défaut de son positionnement induit une erreur importante sur la mesure de résistance R. On retiendra la valeur d'incertitude correspondant à une position centrale du capteur d'où :

$$a_{\Delta z} = 0,2 \mu\Omega \quad (119)$$

Les données constructeur nous ont permis d'estimer la limite inférieure et supérieure $a_{\Delta z}$ pour la résistance. Comme on ne possède aucune connaissance spécifique sur les valeurs possibles de la

résistance dans cet intervalle, on peut supposer qu'elle se situe d'une manière équiprobable en tout point de l'intervalle (distribution uniforme). Dans ce cas on a :

$$u_n^2(r_i) = \frac{a^2}{3} \quad (120)$$

Il vient :

$$u_{\Delta z}^2 = 0,013 \mu\Omega \quad (121)$$

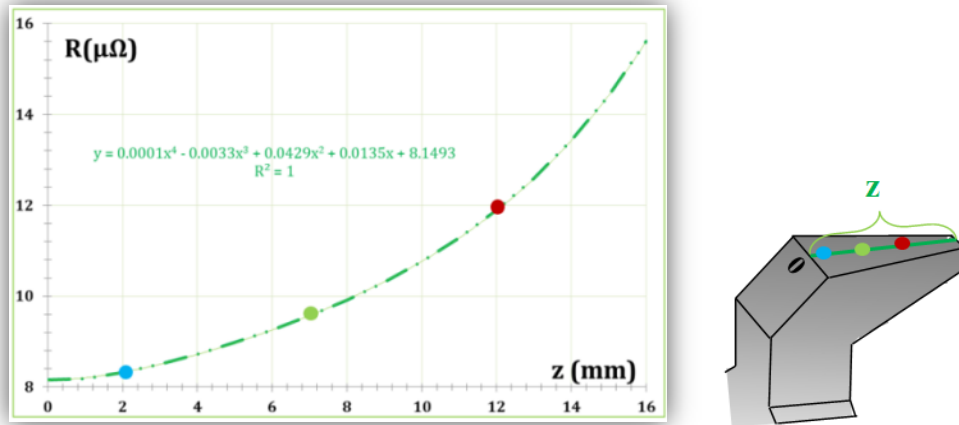
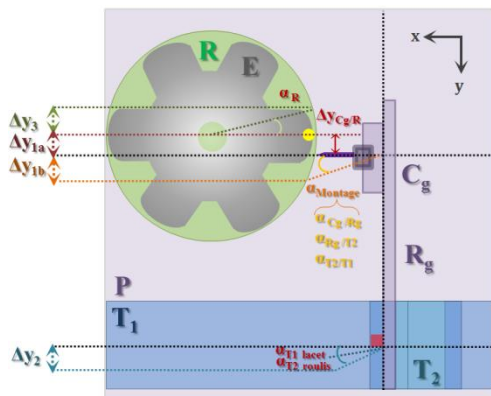


Figure 87 : Résistance en fonction du positionnement du capteur le long de la griffe

Les défauts géométriques qui ont été considérés ainsi que le calcul de Δy sont donnés Figure 88. On distingue trois sources d'incertitudes géométriques : les incertitudes de montage (Δy_1), les incertitudes provoquées par les platines de translation (Δy_2) et l'incertitude provoquée par la platine de rotation (Δy_3).



Δy		
Δy_1	0.05	mm
T1 lacet	200	μrad
T2 Roulis	200	μrad
distance T2/Cg	50	mm
Δy_2	0.02	mm
R Backlash	240	μrad
R Unidirectional repeatability	60	μrad
Rayon roue	53	mm
Δy_3	0.016	mm
Δy_{tot}	0.056	mm

Figure 88 : Représentation des défauts géométriques selon y et calcul associé

Concernant les incertitudes de montage, elles sont en théorie relativement nombreuses car il est nécessaire de prendre en compte les défauts de montage entre chaque élément du système. Cependant, comme cela a déjà été signalé, la position du chariot portant le capteur C_g a été étalonnée à l'aide d'une machine à mesurer. Par conséquent, c'est la position réelle du chariot par rapport à la griffe (et l'incertitude de la machine à mesurer) qu'il faut considérer pour calculer Δy_1 . Reste donc les

incertitudes des platines de translation et rotation. En utilisant ces calculs et les valeurs de simulation données Figure 89 (on retient le cas d'une mesure au niveau du milieu de la griffe) on obtient par le même raisonnement que précédemment :

$$a_{\Delta y} = 0,003 \mu\Omega \text{ soit } u_{\Delta y}^2 = 3 \cdot 10^{-6} \mu\Omega \quad (122)$$

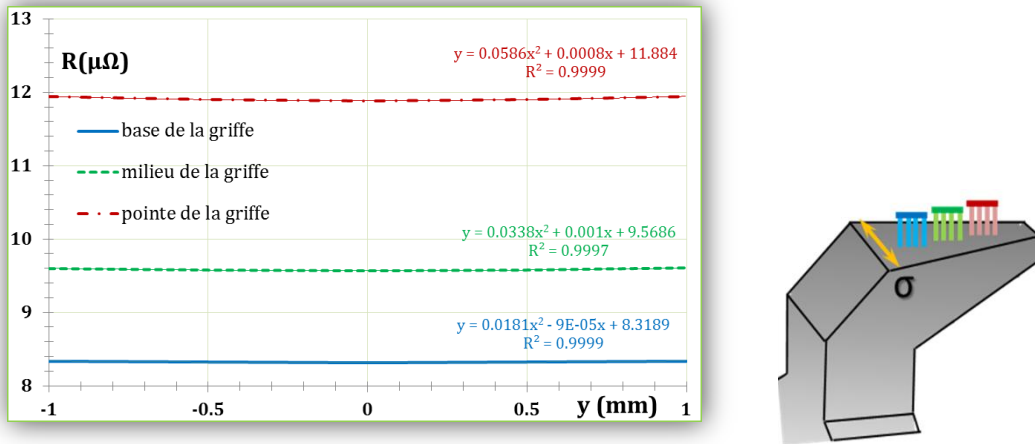


Figure 89 : Résistance en fonction du centrage du capteur sur la griffe

Les défauts géométriques qui ont été considérés ainsi que le calcul de $\Delta\alpha_x$ sont données Figure 90. La source d'incertitude principale est liée au montage du dispositif expérimental. Les résultats de simulation ont montré que cette source d'incertitude a un effet négligeable sur la mesure de résistance par rapport aux incertitudes calculées précédemment (de l'ordre de $10^{-4} \mu\Omega$). Elle sera donc **négligée**.

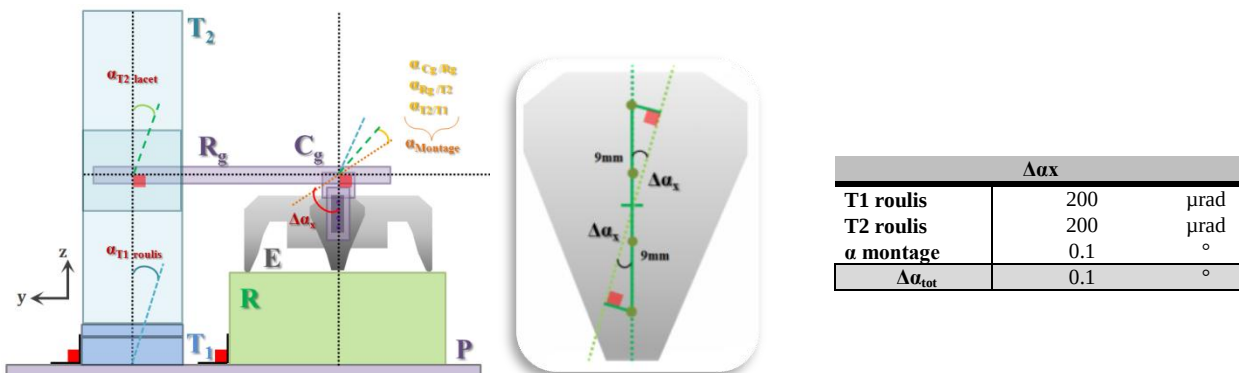


Figure 90 : Représentation des défauts géométriques par rotation autour de l'axe x et calcul associé

II.1.4. Calcul de l'incertitude de mesure liée au modèle

On dispose d'une méthode de mesure de la résistance et l'incertitude de cette mesure a été calculée. Cependant, la grandeur finale recherchée est la **conductivité électrique**. Il va donc falloir prendre en compte les sources d'incertitudes liées à la méthode. Notons que le modèle numérique a été utilisé pour les calculs d'incertitude. Mais l'objectif était alors de comparer une réponse cible par rapport à une réponse impactée par une erreur géométrique. Ainsi, jusqu'à maintenant, toute erreur systématique éventuellement introduite par le modèle a été retranchée.

Il existe deux sources d'incertitudes à prendre en compte. La première est liée à la discrétisation du problème. Pour l'estimer, deux différents maillages ont été exploités : un maillage grossier noté maillage 1 et un maillage fin noté maillage 2. Les résultats de simulation ainsi que les informations sur les maillages sont donnés Figure 91.

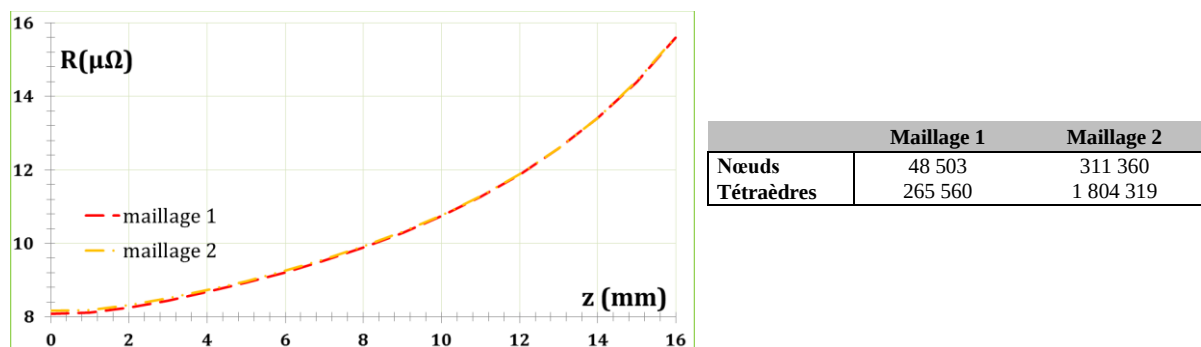


Figure 91 : Résistance en fonction du positionnement z , comparaison des maillages

L'écart sur la résistance est inférieur à **1%** lorsque l'on passe du maillage 1 au maillage 2. Par ailleurs, le modèle numérique en soit (hypothèses) introduit également une incertitude. Par exemple, les pointes réelles ont un certain diamètre, alors que dans le modèle elles sont ponctuelles ; il peut exister des écarts géométriques entre la roue polaire réelle et la roue polaire modélisée etc ... On retiendra donc une incertitude de **4%**.

II.1.5. Synthèse : calcul de l'incertitude de mesure élargie

Il s'agit de déterminer l'incertitude type composée associée au mesurage. En supposant que les sources d'incertitudes sont indépendantes, on peut utiliser la formule de propagation des incertitudes suivantes (c.f. chapitre 2, I.1.2.d):

$$u_c = \sqrt{\sum u_n^2} \quad (123)$$

Le bilan d'incertitude est détaillé dans le Tableau 7. Notons que le biais introduit par le défaut d'écartement des pointes du capteur n'est pas pris en compte dans ce calcul car il s'agit d'une source d'erreur systématique corrigeable ($u_{\text{capteur-griffe}}$). Ce calcul prend en compte l'incertitude liée à la thermique (c.f. paragraphe II.1.2) et aux paramètres géométrique (paragraphe II.1.3). Il est nécessaire d'ajouter l'incertitude introduite par le modèle (paragraphe II.1.4).

Tableau 7 : Bilan d'incertitude sur la mesure de résistance pour le capteur griffe

Unité : $\mu\Omega^2$	variance
u_{therm}^2	4E-03
$u_{\mu\Omega\text{mètre}}^2$	2E-03
$u_{\text{capteur-griffe (non considéré)}}^2$	9E-02
$u_{\Delta z}^2$	1.3E-02
$u_{\Delta y}^2$	3.00E-06
Total des variances	0,02
Ecart-type composé	0,14 $\mu\Omega$
Incertitude élargie (k=2)	0,3 $\mu\Omega$

Dans le modèle numérique, on impose dans la roue polaire une conductivité électrique de 5 MS/m. On considère trois zones de mesures : base de griffe, milieu de griffe et pointe de griffe. Pour calculer l'incertitude de mesure de la conductivité électrique, il faut considérer l'incertitude de mesure de la résistance, l'incertitude apportée par le maillage et l'incertitude apporté par le modèle. Le détail des calculs est donné dans le Tableau 8. Finalement on retiendra :

$$u_{5M} = 0,3 \text{ MS/m} \quad (124)$$

Tableau 8 : Bilan d'incertitude sur la mesure de résistance pour le capteur griffe

$\sigma_{\text{modèle}} = 5 \text{ MS/m}$	Base de griffe	Milieu de griffe	Pointe de griffe
Tension U (μV)	8,32	9,57	11,88
Coefficient $\alpha = \sigma/U$	0.601	0.523	0.421
Δ_{mesure} (MS/m)	0.18	0.16	0.13
Δ_{maillage} (MS/m)	0.03		
$\Delta_{\text{modèle}}$ (MS/m)	0.12		
Incertitude (MS/m)	0.22	0.20	0.17

Il est maintenant possible d'utiliser la méthode de mesure et de donner un résultat de mesure complet, à savoir la valeur du mesurage accompagnée de son incertitude. La détermination de cette incertitude a été faite en raisonnant sur toutes les sources d'incertitudes identifiées. Il serait intéressant d'effectuer une étude statistique d'un certain nombre de résultats de mesure afin de s'assurer de l'obtention d'une incertitude du même ordre de grandeur. C'est donc le sujet de la partie suivante. En outre cette méthode est accompagnée d'une estimation du biais de mesure grâce à l'utilisation d'étalons.

II.2. Estimation de l'incertitude de mesure (méthode statistique)

II.2.1. Evaluation de la fidélité de mesure

Par soucis de concision, seuls les résultats pour le capteur griffe vont être présentés. En première intention, 6 mesures successives (sans ouverture de l'étuve) ont été effectuées sur une griffe de roue polaire, conformément au protocole de mesure (c.f. **annexe III**). La résistance moyenne obtenue est $7,69 \mu\Omega$ pour un écart type de $0,03 \mu\Omega$. Il ne s'agit pas de l'écart-type de répétabilité car les 6 mesures ne sont pas indépendantes (pas de repositionnement de la roue polaire dans l'étuve) mais plutôt d'un écart-type minimal, lié aux platines de positionnement et au micro-ohmmètre. Une fois les mesures de résistances effectuées, les conductivités sont déduites en utilisant le modèle EF qui permet de connaître la conductivité σ en fonction de la résistance R et de la position P du capteur ($\sigma=f(R, P)$). La conductivité sera exprimée en fonction d'une constante σ_0 dont la valeur ne sera pas donnée pour des raisons de confidentialité.

Pour obtenir l'**écart-type de répétabilité**, la conductivité en 2 positions de 2 griffes de 2 roues polaires (une roue polaire taillée masse et une forgée) a été mesurée 10 fois de façon indépendante. Les résultats sont donnés Tableau 9. L'appellation G1 (respectivement G2) fait référence à la griffe 1 (respectivement griffe 2) et l'appellation P1 (respectivement P2) fait référence à la position du capteur sur la griffe schématiquement représentée sur la Figure 92.

Tableau 9 : Caractérisation de la répétabilité de mesure

Référence de mesure		Résistance ($\mu\Omega$)	Ecart type ($\mu\Omega$)	Conductivité (MS/m)	Ecart type (MS/m)
Roue taillée masse (ref A)	G1-P1	7,55	0,13	σ_0	0.10
	G1-P2	8,05	0,10	$\sigma_0-0,1$	0.06
	G2-P1	7,69	0,09	$\sigma_0-0,1$	0.06
	G2-P2	8,15	0,08	$\sigma_0-0,2$	0.15
Roue forgée (lot2 A)	G1-P1	7,72	0,14	$\sigma_0+0,3$	0.10
	G1-P2	8,11	0,21	$\sigma_0+0,4$	0.15
	G2-P1	7,44	0,16	$\sigma_0+0,5$	0.13
	G2-P2	8,10	0,16	$\sigma_0+0,4$	0.12

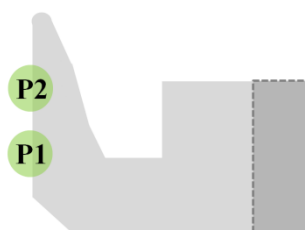


Figure 92 : Représentation schématique des positions P1 et P2

Intéressons-nous dans un premier temps à la roue taillée masse. L'hypothèse d'homogénéité des variances doit être vérifiée par un **test de Cochran** d'après la norme NF ISO 5725-2 [64] (**c.f. chapitre 2, I.1.2.b**). Or le test est négatif ($C=0,563 > 0,331$). L'écart-type à considérer dans ce cas sera donc l'écart-type maximal :

$$u_{RPt} = 0,15 \text{ MS/m} \quad (125)$$

Dans le cas de la roue forgée, le test de Cochran est également négatif ($C=0,351 > 0,331$). L'écart-type à considérer est donc :

$$u_{RPf} = 0,15 \text{ MS/m} \quad (126)$$

On constate que l'écart-type obtenu dans le cas de la roue forgée est le même que dans le cas de la roue polaire taillée masse. Le procédé de fabrication de la roue polaire ne semble donc pas influencer l'incertitude de mesure. Généralement, le premier facteur étudié dans une étude de **fidélité sous condition de reproductibilité** est le facteur "opérateur". Dans la mesure où la procédure a été au maximum automatisée, on se permet de supposer que ce facteur n'introduit pas d'incertitude. En outre, les résultats obtenus laissent à penser que l'incertitude de mesure pourrait augmenter lorsque le capteur se déplace vers le bout de griffe (Figure 92). Ce constat est logique car il a été observé numériquement que l'effet d'un défaut de positionnement du capteur est plus important lorsque celui-ci est en bout de griffe. Par contre, la rotation de la platine ne semble pas impacter l'incertitude de mesure (comparaison griffe 1 / griffe 2). Pour connaître l'incertitude sur la conductivité électrique, il faut prendre en compte l'utilisation du modèle numérique (**c.f. paragraphe II.1.3**). On trouve finalement (arrondi au supérieur) :

$$u_{Stat} = 0,3 \text{ MS/m} \quad (127)$$

La fidélité de mesure obtenue de façon statistique correspond à celle obtenue par exploitation du 5M. Cela laisse à penser que les sources d'incertitudes ont bien été identifiées et quantifiées. Ainsi la méthode de mesure est bien appréhendée. Il s'agit maintenant de s'assurer de la justesse de la méthode de mesure développée.

II.2.2. Evaluation de la justesse de mesure

II.2.2.A. POPULATION DE REFERENCE

Pour quantifier la justesse de mesure, on dispose d'une population d'étalons (pavés de $25,40 \times 25,40 \times 6,35 \text{ mm}^3$) dont la conductivité électrique, exprimée en %IACS, est connue précisément. Précisons qu'une conductivité de 100 %IACS (*International Annealing Copper Standard*) correspond à la conductivité du cuivre pur à 20 °C, soit 58,0MS/m. Les caractéristiques des étalons sont données dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Description des étalons de conductivité

Conductivité (%IACS)	Incertitude (%IACS)	Température de mesure (°C)	Matériau
1,07	0,05	20,01	Ti-6Al4V
4,57	0,09	19,99	CU/NI 70/30
18,95	0,15	19,99	Magnésium A231, MAG AZ31B
19,13	0,16	19,99	Magnésium A231, MAG AZ31B

Afin de s'appuyer sur un modèle relativement simple, l'idéal est de positionner les pointes du capteur au centre de l'échantillon (configuration 1 de la Figure 93). Le capteur-griffe a donc été étalonné de cette façon. Cependant le capteur- plateau est trop grand pour pouvoir être positionné de cette façon sur l'étalon. Il a donc été placé sur la diagonale, comme l'illustre la configuration 2 de la Figure 93. On procède à une approche numérique pour connaître la relation liant la résistance R et la conductivité σ .

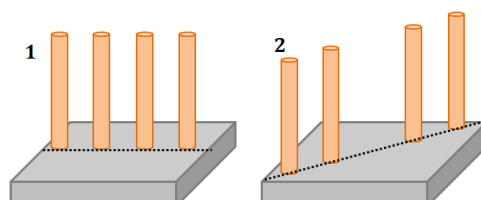


Figure 93 : Positionnements du capteur 4 pointes sur l'étalon

Un dispositif de positionnement spécifique a été réalisé afin de positionner correctement et de façon répétable les étalons (Figure 94). En outre, les coefficients de température α des étalons étant inconnus, il est plus légitime de mesurer la justesse de mesure à une température proche de 20°C (température à laquelle la conductivité des étalons a été spécifiée). Aucune température ne sera donc imposée dans l'étuve et on définit trois types de conditions de mesure : porte de l'enceinte ouverte (**condition 1**), porte de l'enceinte fermée (**condition 2**), porte de l'enceinte fermée et ventilation à 50% (**condition 3**). Hormis cela, le protocole expérimental est similaire à celui de la mesure de la conductivité des roues polaires.

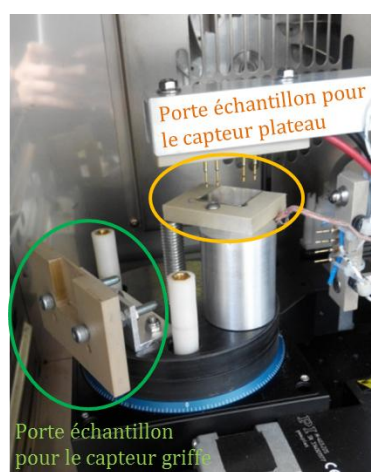


Figure 94 : Photographie du dispositif de positionnement des étalons

II.2.2.B. DETERMINATION DES RESISTANCES DE REFERENCE

Il est nécessaire de connaître précisément la relation entre la résistance mesurée et la conductivité électrique que l'on peut déduire de cette mesure. Pour connaître cette relation, on s'appuie sur une approche numérique. Les deux configurations visibles Figure 93 ont donc été modélisées (de la même façon que celle présentée paragraphe. I.1.3.b). Le maillage retenu est constitué de 60 000 nœuds et 330 000 tétraèdres. Au regard de la simplicité du problème, ce maillage est suffisamment fin, comme l'illustre la Figure 95.

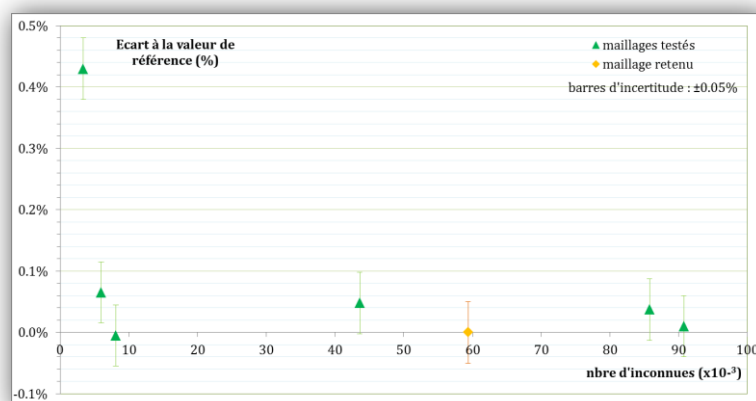


Figure 95 : Ecart à la valeur de référence (maillage retenu) en fonction du nombre d'inconnues

On constate que lorsque le nombre d'inconnues augmente, les valeurs numériques obtenues se stabilisent sans pour autant être totalement identiques. Un bruit numérique sera à prendre en compte dans le calcul des bornes. Il est estimé à $\pm 0,05$ % de la valeur de résistance et est représenté sur la Figure 95. Les résultats obtenus sont donnés dans le Tableau 11.

Tableau 11 : Résultats numériques des résistances de références pour le capteur griffe

Conductivité (%IACS)	Résultat numérique ($\mu\Omega$)	Incertitude ($\mu\Omega$)
1,07	84,61	$\pm 4,2$
4,57	19,81	$\pm 0,42$
18,95	4,78	$\pm 0,042$
19,13	4,74	$\pm 0,042$

II.2.1.C. DETERMINATION DE LA JUSTESSE DE MESURE

Quel que soit le capteur considéré, les résultats obtenus sont stables quelles que soient les conditions pour les trois premiers étalons. Pour le quatrième étalon (19,13%IACS) la mesure n'est stable que dans le cas de la condition 3 comme l'illustre la Figure 96. Ce constat est lié à des problématiques de stabilité thermique et illustre la nécessité de la ventilation dans le milieu de mesure. De plus, les étalons n'ont pas tous le même comportement thermique. Ainsi, l'étalon de 4,57%IACS est, sous les trois conditions de mesures, à la même température que l'environnement, alors que les

autres étalons sont systématiquement à une température supérieure à celle de l'environnement, sauf pour la condition 3. La ventilation de l'étuve permet donc d'homogénéiser efficacement la température du milieu.

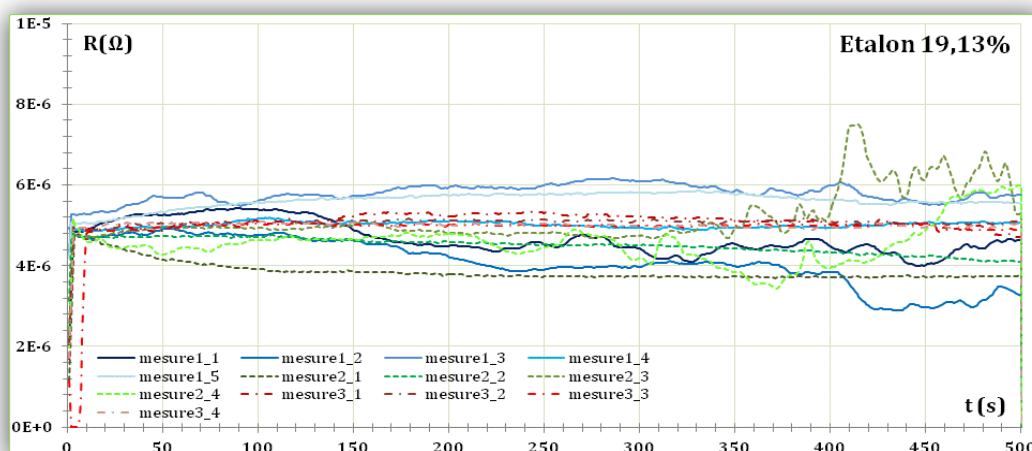


Figure 96 : Résistance en fonction du temps (capteur griffe, étalon 19,13%IACS, condition 3)

On s'intéresse dans un premier temps aux résistances mesurées par le **capteur-griffe**. Les conductivités mesurées sont légèrement inférieures aux conductivités de référence (Tableau 12). Ce constat est cohérent car les températures de mesure sont supérieures à la température de caractérisation des étalons (20°C). Mais même avec ce biais thermique, au regard de la fidélité du système de mesure développé (c.f. **paragraphe II.2.1**), la mesure est juste. L'ensemble des résultats est visible sous forme de graphique (Figure 97) où la conductivité mesurée est tracée en fonction de la conductivité attendue. Ainsi, la mesure est juste si les valeurs obtenues appartiennent à la droite $y=x$, ce qui, à l'incertitude près, est le cas. **La justesse de la mesure dans le cas du capteur-griffe est ainsi validée.**

Tableau 12 : Mesures des résistances de références pour le capteur-griffe

Conductivité (%IACS)	Conductivité attendue (MS/m)	Conductivité mesurée (MS/m)	Ecart	Température (°C)
1,07	0,621±0,029	0,616	0,8%	27.1
4,57	2,651±0,053	2,691	1,6%	25.5
18,95	10,991±0,087	10,689	2,8%	28.9
19,13	11,095±0,093	10,853	2,2%	30.4



Figure 97 : Conductivités mesurées en fonction des conductivités de référence (capteur plateau)

II.3. Validation de la méthode

II.3.1. Déclaration de validité de la méthode

Les deux chapitres précédents constituent en fait le **dossier de caractérisation** de la méthode de mesure des conductivités électriques de la roue polaire. Il s'agit maintenant de la valider en s'assurant de son adéquation avec le cahier des charges. Pour rappel l'objectif est de développer une méthode de mesure de la conductivité électrique qui soit locale, non destructive, à température fixe, avec une incertitude maximale de quelques 10^5 S/m .

La méthode développée est locale car on peut sonder différentes zones dans la roue polaire et mesurer la conductivité électrique de chacune d'entre-elles. Elle est non destructive car la roue polaire est insérée en l'état dans le système de mesure. La seule précaution à prendre est de s'assurer du bon contact électrique des pointes de mesures avec la roue polaire. La température de mesure est fixe car le dispositif expérimental est contenu dans une étuve. En outre la température réelle de l'échantillon est connue précisément à l'aide de thermocouples. L'incertitude de mesure a été calculée à l'aide de deux approches distinctes : soit en utilisant le 5M soit par la méthode statistique. Les résultats obtenus par ces deux méthodes sont similaires et l'incertitude de mesure obtenue est de $0,3 \text{ MS/m}$, ce qui correspond au cahier des charges. La méthode de mesure développée répondant parfaitement au cahier des charges qui avait été établi, elle **est validée**.

II.3.2. Illustration expérimentale de la validité de la méthode

Une série de mesure est proposée afin d'illustrer l'utilisation de la méthode. L'objet d'étude est une roue polaire usinée qui n'a donc pas subi de forgeage : ses propriétés électriques sont donc relativement homogènes. L'objectif est de mesurer la conductivité électrique des griffes de cette roue polaire de deux façons distinctes puis de comparer les résultats obtenus. Dans un premier temps, la conductivité électrique de trois griffes de cette roue polaire est mesurée en utilisant la méthode développée. Après cela, des tiges de 6 mm de diamètre sont extraites de ces mêmes griffes (Figure 98). La mesure de résistance des tiges ainsi obtenues est effectuée avec le même capteur mais la conductivité électrique est déduite analytiquement.

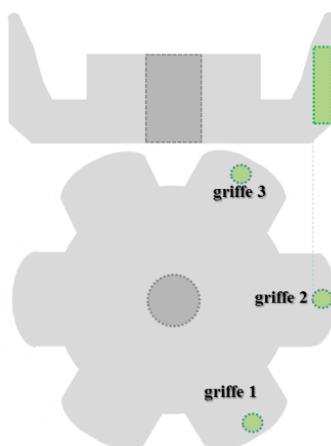


Figure 98 : Présentation des échantillons et des résultats expérimentaux

Les mesures de résistance ainsi que les conductivités électriques obtenues sont données dans le Tableau 13. On constate bien que les résultats de conductivité obtenus par une mesure directe sur les griffes (méthode développée) et par une mesure sur les tiges extraites des griffes (méthode destructive) sont les mêmes.

Tableau 13 : Résultats expérimentaux des mesures sur griffes et sur tiges

Roue usinée arrière		Résistance mesurée ($\mu\Omega$)	Conductivité déduite (MS/m)
Griffe 1	Méthode développée	7,6	$\sigma_0 - 0,2$
	Méthode destructive	39,6	$\sigma_0 - 0,1$
Griffe 2	Méthode développée	7,8	$\sigma_0 - 0,2$
	Méthode destructive	39,7	$\sigma_0 - 0,2$
Griffe 3	Méthode développée	7,6	$\sigma_0 - 0,1$
	Méthode destructive	39,6	$\sigma_0 - 0,1$

Maintenant que la méthode de mesure de la conductivité électrique des roues polaires est opérationnelle (le protocole expérimental complet de la méthode est consultable en annexe III), elle va pouvoir être utilisée afin de mener à bien des campagnes de mesures. Deux études sont proposées ici.

L'objectif de la première étude est d'étudier la conductivité électrique de pièces issues de la chaîne de production. La seconde étude consiste à adapter simplement la méthode développée afin d'étudier des tiges extraites des roues polaires.

III. EXPLOITATION DE LA METHODE DE MESURE

III.1. Etude de roues polaires

III.1.1. Population étudiée

La population est composée de roues polaires issues d'un même fournisseur, extraites de la chaîne de production sur une période de 4 mois. L'objectif est de déterminer, d'une part, s'il existe une variabilité de conductivité d'une roue polaire à l'autre et, d'autre part, s'il existe une variabilité au sein même d'une roue polaire, en particulier le long de la griffe et au niveau du plateau (Figure 99). Dans la suite du développement on considère 3 lots de 2 roues polaires notées A et B (un lot correspond à une date de prélèvement sur la chaîne de production).

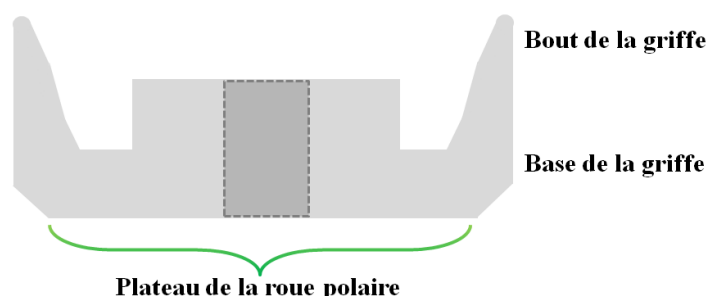


Figure 99 : Appellation des différentes zones de la roue polaire

III.1.2. Etude de la conductivité électrique d'une roue polaire

III.1.2.A. CONDUCTIVITE ELECTRIQUE D'UNE GRIFFE A L'AUTRE

On s'intéresse à différentes zones d'une même roue polaire. Dans un premier temps, on cherche à déterminer si, globalement, la conductivité d'une griffe est identique à la conductivité d'une autre griffe de la même roue polaire. Pour ce faire, on propose d'étudier les mesures effectuées au niveau de la base de la griffe. A titre d'illustration, deux exemples sont donnés dans le Tableau 14.

Tableau 14 : Conductivités des griffes (base) de deux roues polaires (MS/m)

Référence de la griffe	Lot 1 Roue A (MS/m $\pm 0,3$)	Lot 2 Roue A (MS/m $\pm 0,3$)
Griffe 1	$\sigma_0 + 0,5$	$\sigma_0 + 0,3$
Griffe 2	$\sigma_0 + 0,4$	$\sigma_0 + 0,3$
Griffe 3	$\sigma_0 + 0,5$	$\sigma_0 + 0,3$
Griffe 4	$\sigma_0 + 0,3$	$\sigma_0 + 0,4$
Griffe 5	$\sigma_0 + 0,3$	$\sigma_0 + 0,4$
Griffe 6	$\sigma_0 + 0,4$	$\sigma_0 + 0,1$

On constate que, pour une roue polaire, la réponse d'une griffe à l'autre est très proche. La Figure 100 permet de visualiser les résultats pour l'une des roues avec les barres d'incertitudes ($\pm 0,3$ MS/m).

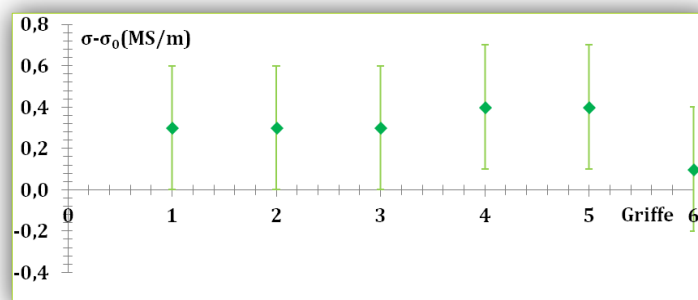


Figure 100 : Visualisation graphique de la conductivité au niveau de la base des griffes de la roue A lot 2

Ainsi, au regard de l'incertitude de notre méthode de mesure, il n'y a **pas de variabilité de la conductivité électrique d'une griffe à l'autre pour une même roue polaire**. Cette conclusion s'applique à toutes les roues polaires de la population et pour différentes positions du capteur de mesure.

III.1.2.B. CONDUCTIVITE ELECTRIQUE LE LONG D'UNE GRIFFE

D'après ce qui précède, il semble donc qu'il y ait une homogénéité de propriété électrique d'une griffe à l'autre. La seconde étape est d'étudier la conductivité électrique d'une seule griffe. Pour cela, différentes mesures ont été effectuées en déplaçant le capteur de la base de la griffe vers le bout de la griffe. Trois positions notées P1, P2 et P3, distantes de 2 mm l'une de l'autre sont donc définies. A titre d'illustration, trois exemples sont donnés dans le Tableau 15 et représentés graphiquement dans la Figure 101.

Tableau 15 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau de la base des griffes (MS/m)

Référence de la roue polaire	Lot 1 Roue B Griffes 1 (MS/m $\pm 0,3$)	Lot 2 Roue B Griffes 1 (MS/m $\pm 0,3$)	Lot 3 Roue B Griffes 1 (MS/m $\pm 0,3$)
P1	$\sigma_0 + 0,4$	σ_0	$\sigma_0 + 0,5$
P2	$\sigma_0 + 0,4$	$\sigma_0 + 0,2$	$\sigma_0 + 0,2$
P3	$\sigma_0 + 0,4$	$\sigma_0 + 0,1$	$\sigma_0 + 0,4$

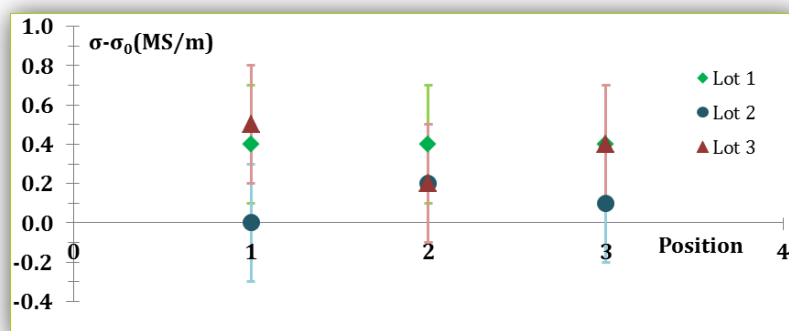


Figure 101 : Visualisation graphique de la conductivité le long des griffes

Finalement, on constate une **bonne homogénéité de la conductivité électrique le long de la griffe**.

III.1.2.C. CONDUCTIVITE ELECTRIQUE SUR UNE GRIFFE ET SUR LE PLATEAU

Il existe donc, pour cette population de roues polaires, une bonne homogénéité de conductivité d'une griffe à l'autre et au sein d'une même griffe. On propose maintenant de s'intéresser à la conductivité électrique au niveau du plateau de la roue polaire. Deux positions, l'une au plus proche de l'axe central de la roue polaire (P1) et l'autre distante de 4 mm (P2) sont définies. A titre d'illustration, deux exemples sont donnés dans le Tableau 16. On constate d'une part qu'il n'y a pas d'hétérogénéité détectée au niveau du plateau d'une roue polaire. En outre, pour une même roue polaire, les conductivités électriques mesurées au niveau du plateau et au niveau de la griffe correspondent. Finalement, on constate une **bonne homogénéité de la conductivité électrique sur l'ensemble de la roue polaire**. Ce résultat était prévisible car la conductivité électrique d'un matériau est principalement guidée par sa composition, les paramètres microstructuraux n'intervenant qu'au second ordre. Au-delà de la mesure de conductivité, cette mesure permet donc de juger de l'homogénéité de la composition de la roue polaire mais pas de l'homogénéité de sa microstructure. Ainsi dans le cas de cette campagne de mesure, si la composition varie, son impact sur la conductivité reste inférieur à l'incertitude de mesure et n'est donc pas décelable.

Tableau 16 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau du plateau (MS/m)

Référence de la roue polaire	Lot 1 Roue A Plateau (mesure au niveau de la griffe 2)	Lot 1 Roue A Griffe 2 (moyenne sur les 3 positions)	Lot 2 Roue A Plateau (mesure au niveau de la griffe 1)	Lot 1 Roue A Griffe 1 (moyenne sur les 3 positions)
P1	$\sigma_0+0,2$	$\sigma_0+0,4$	$\sigma_0+0,1$	$\sigma_0+0,3$
P2	$\sigma_0+0,2$		$\sigma_0+0,2$	

III.1.3. Comparaison des roues polaires

Pour comparer la conductivité électrique des roues polaires, on s'intéresse aux mesures effectuées au niveau de la base de la griffe. Il a été constaté que la conductivité est homogène d'une griffe à l'autre pour une roue polaire donnée (c.f. **paragraphe II.1.2.a**). On peut donc se permettre de faire une moyenne représentative de la conductivité d'une roue polaire en prenant en compte les mesures sur les 6 griffes de chaque roue. Ces moyennes sont présentées dans le Tableau 17.

Tableau 17 : Moyenne des conductivités mesurées au niveau de la base des griffes (MS/m)

Référence de la roue polaire	Roue A (MS/m $\pm 0,3$)	Roue B (MS/m $\pm 0,3$)
Lot 1	$\sigma_0+0,4$	$\sigma_0+0,4$
Lot 2	$\sigma_0+0,3$	$\sigma_0+0,2$
Lot 3	$\sigma_0+0,3$	$\sigma_0+0,4$

On constate que l'écart de conductivité d'une roue polaire à l'autre est toujours inférieure à 0,2 MS/m, ce qui n'est pas une différence significative au regard de l'incertitude de mesure ($\pm 0,3$ MS/m).

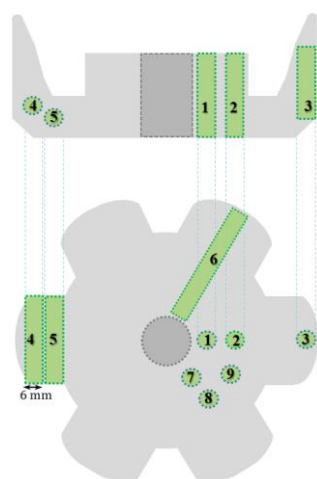
Nous pouvons donc en conclure que les roues polaires présentent une **bonne homogénéité de conductivité d'une pièce à l'autre, pour ce fournisseur et pendant une période donnée.**

Cette application de la méthode de mesure permet d'illustrer toutes les possibilités qu'elle offre. En effet, elle permet d'étudier de façon non destructive la conductivité de différentes roues polaires de différentes géométries. On peut suivre la stabilité de la conductivité (et donc dans une certaine mesure de la composition) des pièces dans le temps par exemple. La mesure étant locale, il est possible de sonder la conductivité électrique dans différentes zones d'une même pièce. On peut conclure grâce à cette étude que, pour ce lot de pièces sur la période considérée, la population testée présente une bonne homogénéité de conductivité électrique, au sein d'une roue et d'une roue à l'autre.

Pour aller plus loin dans l'étude, on propose d'utiliser le même dispositif expérimental, mais appliqué au cas des tiges extraites de roues polaires. Cette approche est destructive mais permet, d'une part de réduire l'incertitude de mesure et, d'autre part, de faire le lien entre propriétés électriques et composition.

III.2. Etude de tiges extraites de roues polaires

III.2.1. Population étudiée



La population est composée de tiges, de 6mm de diamètre et d'une longueur de l'ordre de 30 mm, extraites de plusieurs zones des roues polaires. Les échantillons ayant une géométrie particulièrement simple, leur conductivité pourra être déduite de façon analytique à partir de la mesure de résistance. Les tiges sont prélevées dans les roues polaires par électroérosion à fil. Six à neuf tiges sont extraites par roue polaire, comme l'indique la Figure 102. Les roues polaires sondées, provenant de deux fournisseurs différents L et O, sont au nombre de quatre : roue **Lv**, roue **Lr**, roue **Ov** et roue **Or** (v pour roue avant et r pour roue arrière).

Figure 102 : Représentation des tiges extraites des roues polaires

III.2.2. Etude des propriétés électriques

III.2.2.A. ADAPTATION DU PROTOCOLE EXPERIMENTAL

Les tiges sont débarrassées de la couche d'oxyde qui les recouvre grâce à l'utilisation de papier de verre. Puis l'échantillon et le porte-échantillon sont placés dans l'enceinte de mesure. Le capteur

utilisé est le capteur-griffe, comme l'illustre la Figure 103. Le courant d'excitation circulant dans les pointes externes est de **10A** (contrairement au protocole expérimental pour les roues polaires dans lequel le courant d'excitation est de 1A).



Figure 103 : Photographie d'une tige sur le porte-échantillon et du dispositif expérimental

Pour déterminer le temps d'attente adéquat, une série de mesures débutant dès la mise à l'étuve du système a été effectuée. Les températures obtenues en fonction du temps sont visibles Figure 104. L'équilibre thermique du milieu est très vite atteint aux alentours de la température de consigne (45°C). Les températures mesurées sur l'échantillon sont bien plus importantes car la circulation du courant électrique dans le matériau provoque un échauffement de celui-ci par effet Joule. La température à l'extrémité de la tige est en moyenne de 51,4 °C ($T_{\text{échantillon1}}$) alors que la température au plus proche des pointes excitatrices est en moyenne de 60,8°C ($T_{\text{échantillon2}}$). Le gradient thermique dans l'échantillon est donc très important. On constate que les températures de l'échantillon ne se stabilisent qu'au bout de 30 minutes. Le temps d'attente adéquat est donc **30 minutes**.

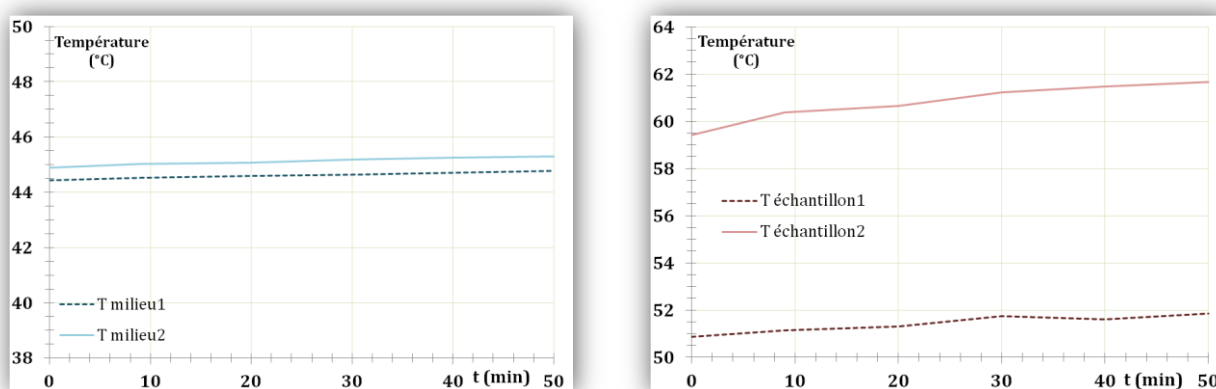


Figure 104 : Températures du milieu et de l'échantillon en fonction du temps

Le calcul d'incertitude a été détaillé comme exemple illustratif des notions de métrologie (c.f. **chapitre 2, I.1.2.c**). Cependant, il s'agit d'un calcul simplifié qui ne prend pas en compte l'incertitude liée à la thermique, d'autant plus que le courant d'excitation est particulièrement important (**10 A**). Finalement l'incertitude élargie à considérer est **$\pm 0,1 \text{ MS/m}$** .

III.2.2.B. RESULTATS EXPERIMENTAUX

La Figure 105 présente les résultats obtenus. On constate qu'il existe un écart de conductivité important entre les échantillons extraits d'une roue L et d'une roue O ($\sigma_0=0,8\text{MS/m}$ vs $\sigma_0=0,3\text{MS/m}$ en moyenne). En outre, il semble exister une différence significative de conductivité entre les roues issues d'un même fournisseur (en particulier pour les tiges 2). Notons que cette différence n'est pas décelable si l'incertitude de mesure est de $\pm 0,3\text{MS/m}$ ce qui correspond à l'incertitude lorsque la mesure est effectuée directement sur la roue polaire. En outre, pour une même roue polaire, la conductivité de certaines tiges est significativement différente, par exemple entre la tige 1 et 8 de la roue **Or** ou bien 6 et 9 de la roue **Lr**. Ainsi, il existe une variabilité de conductivité relativement importante d'une roue à l'autre (en moyenne l'écart est de $0,5\text{MS/m}$ d'un fournisseur à l'autre) et une légère variabilité d'une zone à l'autre pour une même roue polaire. La conductivité étant liée principalement à la composition chimique et, dans une moindre mesure à la microstructure du matériau, ces paramètres vont être investigués.

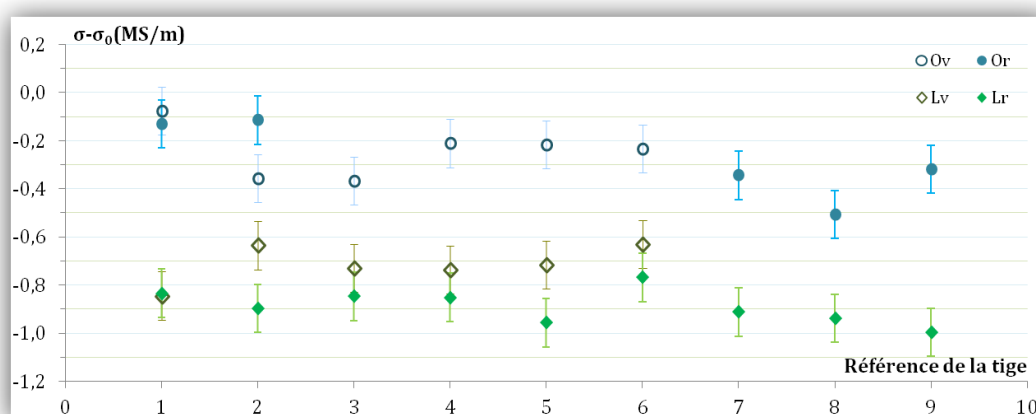


Figure 105 : Résultats expérimentaux pour les roues arrière (c.f. Figure 102)

III.2.3. Etude microstructurale

Les analyses ont été effectuées sur les roues polaires **Or** et **Lr**. Concernant la **composition**, il ressort un écart de composition relativement important au niveau de la teneur en silicium (Si). En effet, la roue **Lr** en contient 0,22% alors que la roue **Or** n'en comporte que 0,09%. De même la roue **Lr** contient plus de manganèse (Mn) que la roue **Or**. Or ces deux éléments diminuent la conductivité d'un alliage (c.f. chapitre 1, II.3.1.a). Ainsi la composition des roues polaires est cohérente avec les différences de conductivité constatées d'un fournisseur à l'autre.

Les **tailles de grains** sont estimées par la méthode par comparaison avec les images types de la norme NF A04-102. Notons que, avec cette méthode, plus la valeur numérique annoncée est importante, plus la taille réelle des grains est faible. Les différentes zones sondées sont reportées sur la Figure 106. On observe que les grains les plus fins sont ceux de la zone 6 de la roue **Lr**.

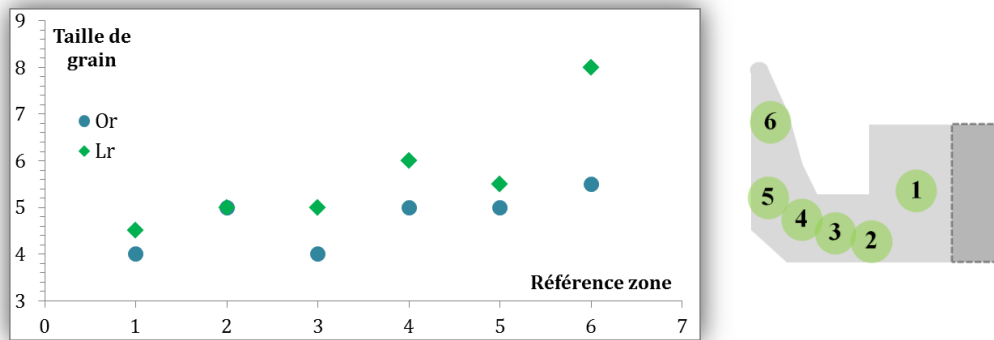


Figure 106 : Tailles de grains de deux roues polaires (méthode norme NFA04-102)

Par ailleurs, on constate aussi que les tailles de grains de la roue **Lr** sont plus dispersées que celles de la roue **Or**, comme l'illustre la Figure 107. On constate également que sur une même zone (la zone 2 par exemple) il y a une hétérogénéité dans la taille des grains. Les grains sont plus gros en haut à gauche de la micrographie et se raffinent progressivement jusqu'au coin en bas à droite. Or une hétérogénéité microstructurale peut occasionner une hétérogénéité de propriétés électromagnétiques. Les performances de la roue polaire Lr seront donc impactées par cette microstructure hétérogène.

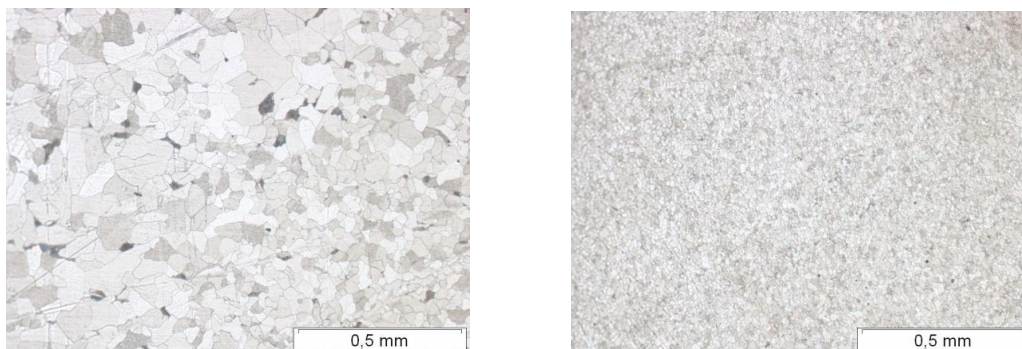


Figure 107 : Micrographie de la zone 2 (gauche) et de la zone 4 (droite) de la roue polaire Lr

La mesure de la conductivité ne représente qu'une partie de la problématique abordée dans ces travaux. Il est nécessaire, pour juger de la qualité magnétique d'une roue polaire, de quantifier la perméabilité magnétique. Ce point va donc être traité dans le dernier chapitre.

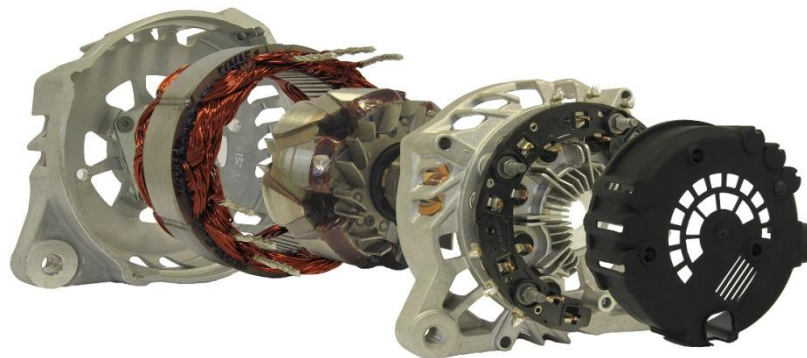
Chapitre 4

DEVELOPPEMENT D'UNE METHODE DE MESURE DE LA PERMEABILITE INCREMETALE

I- Choix de la méthode de mesure

II- Mesure de la perméabilité incrémentale d'une plaque épaisse

III- Application de la méthode de mesure au cas de la roue polaire



I. CHOIX DE LA METHODE DE MESURE

I.1. Analyse du besoin

I.1.1. Définition du mesurande

La mesure de la perméabilité magnétique est plus complexe que celle de la conductivité électrique. En effet, dans le cas de la conductivité des matériaux étudiés, le mesurande est une fonction univoque du champ électrique (tout autre grandeur étant maintenue constante comme la température, la contrainte...). Par contre, comme la perméabilité magnétique varie en fonction du champ d'excitation $\vec{H}$ du fait du phénomène d'hystérésis, le mesurande n'est plus une valeur unique mais un ensemble de valeurs qui dépendent de l'histoire du matériau comme nous l'avons montré précédemment avec la **perméabilité incrémentale** ou la **perméabilité différentielle** (c.f. chapitre 1, I.2.2.d).

Les deux types de perméabilités (incrémentale ou différentielle) sont intéressants pour caractériser l'acier des roues polaires. En effet, la détermination de la perméabilité différentielle permet de reconstruire la **courbe normale** du matériau (c.f. chapitre 1, I.2.2.b) qui est nécessaire à la simulation de la machine à griffes. La perméabilité incrémentale correspond au comportement magnétique du matériau, sous champ variable de faible amplitude, autour d'un état magnétique donné (application d'un champ de polarisation H_{pol} par exemple). Or, lorsque la machine à griffes est en fonctionnement et que le courant d'excitation du rotor ainsi que le courant débité au stator sont constants, la roue polaire est dans cette situation magnétique. C'est le cas notamment au niveau des griffes puisqu'elles sont polarisées tout en étant soumises au champ alternatif dû aux harmoniques d'encoques et de force magnétomotrice. La perméabilité incrémentale permet donc d'appréhender le comportement du matériau sous les conditions réelles d'utilisation de la pièce.

Finalement, toute information magnétique, qu'il s'agisse de la perméabilité incrémentale ou différentielle, a un intérêt. Ainsi, il semble judicieux de déterminer quelle méthode de mesure est la plus adaptée pour obtenir des **informations quantitatives**, qu'ils s'agissent d'une mesure de perméabilité incrémentale ou différentielle.

I.1.2. Cahier des charges de la méthode de mesure

L'objectif est de développer une méthode de mesure permettant de connaître la **perméabilité incrémentale et/ou différentielle de la roue polaire en fonction du champ de polarisation H_{pol}** .

La méthode de mesure doit être **locale**, le problème particulier qui se pose est de savoir s'il est possible de différencier les propriétés de cœur et de surface de la roue polaire. Pour des raisons évidentes de temps de développement, la méthode proposée devra être la même pour l'ensemble de la roue polaire. En particulier, la méthode de mesure de la perméabilité magnétique au niveau d'une griffe

devra être la même que celle au niveau du plateau. Pour finir, elle doit être **non destructive**. L'étape de préparation de l'échantillon doit donc être rapide et non intrusive. Cela permet de l'envisager comme un contrôle qualité. En effet, il est alors possible, sans endommager la pièce, de comparer les mesures obtenues pour une roue testée à celles obtenues pour une roue de référence (roue dont on sait que les propriétés correspondent au cahier des charges).

I.1.3. Méthodes de mesures existantes

Il existe plusieurs **méthodes normalisées** (mesure sur échantillon torique, cadre Epstein et SST) permettant d'obtenir les caractéristiques magnétiques d'un matériau (c.f. **chapitre 2, III.1**). Mais l'étude bibliographique a montré que ces méthodes ne sont ni adaptées, ni adaptables à l'étude des roues polaires. Elles sont en effet adaptées à l'étude de tôles ou de tores, mais pas à des objets de géométries complexes, ce qui est le cas de la roue polaire.

Deux types de méthode non normalisés ont alors retenu notre intérêt. Il s'agit de la méthode fluxmétrique locale, notée **MFL** (c.f. **chapitre 2, III.2.2**) et de la méthode des pointes, notée **MdP** (c.f. **chapitre 2, III.2.2**). Les aspects théoriques relatifs à ces deux approches sont donnés dans le **chapitre 2**. On propose ici une succincte étude expérimentale comparative des deux approches afin de choisir celle qui sera la plus apte à répondre au cahier des charges.

I.2. Méthode fluxmétrique locale (MFL)

I.2.1. Mise en place de la méthode de mesure

I.2.1.A. REALISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

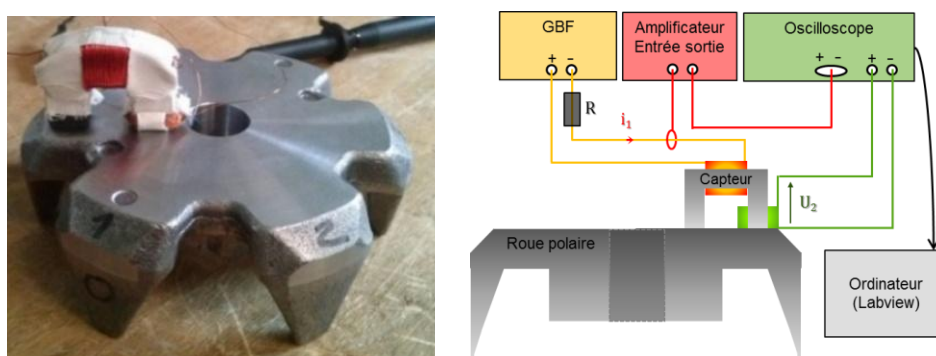


Figure 108 : Schéma et photographie du dispositif expérimental complet

Le **capteur** développé, visible Figure 108 est un C ferromagnétique (*Fer-Silicium 3,5% Isolectra-J10*) enlacé par une bobine excitatrice (61 spires, 0,4 mm de diamètre) et une bobine réceptrice (100 spires, 0,2 mm de diamètre). La bobine excitatrice est reliée à un **GBF** (*Gentard GF-467 AF*) et la bobine réceptrice à un **oscilloscope** (*Nicolet integra 20*). Une sonde de courant capte le courant excitateur qui est visualisé sur l'oscilloscope après que le signal ait été amplifié (*ampli*

Tektronix TM 502A). Un rhéostat de charge R de résistance suffisamment grande devant l'impédance du primaire est ajoutée au circuit afin d'imposer la forme du courant et donc le champ magnétique.

I.2.1.B. DIFFICULTES IDENTIFIEES

L'une des principales problématiques de cette méthode est liée à l'**entrefer parasite** gênant l'identification du champ $\vec{H}$ (c.f. **chapitre 2, III.2.2.a**). En effet, il existe un entrefer entre le C ferromagnétique et l'échantillon étudié, par exemple pour une mesure au niveau du plateau de la roue polaire. Une mesure sur une griffe est encore plus problématique car la griffe n'est pas plane. Il est donc nécessaire d'adapter la forme du C ferromagnétique ou d'accepter l'existence d'un entrefer. Une solution à ce problème pour une mesure au niveau du plateau de la roue polaire peut consister à contrôler l'entrefer à l'aide d'un matériau amagnétique d'épaisseur connue, très grande devant celle de l'entrefer parasite, afin de pouvoir négliger ce dernier (c.f. **développement analytique chapitre 2, III.2.2.a**).

On considère deux C ferromagnétiques entre lesquels un matériau amagnétique d'épaisseur relativement importante et connue est inséré. Cette expérience est reproduite sans et pour trois épaisseurs différentes de matériau amagnétique (0,125 mm; 0,25 mm et 0,375 mm) (Figure 109, $H_{\text{apparent}} = n_1 \cdot i_1 / l$, avec n_1 le nombre de spires du bobinage primaire, i_1 le courant primaire et l la longueur du circuit magnétique, l'épaisseur de l'entrefer n'est donc pas prise en compte dans ce calcul). On constate alors un « écrasement » très important du signal du fait des ampères-tours « consommés » par cet entrefer. Donc si un entrefer est volontairement introduit dans le circuit magnétique, il est difficile d'atteindre dans la roue polaire un champ d'excitation $\vec{H}$ important. Pour atteindre un champ d'excitation $\vec{H}$ suffisamment important pour l'étude complète de la roue polaire, il faut donc envisager l'**ajout d'un système de polarisation globale**.

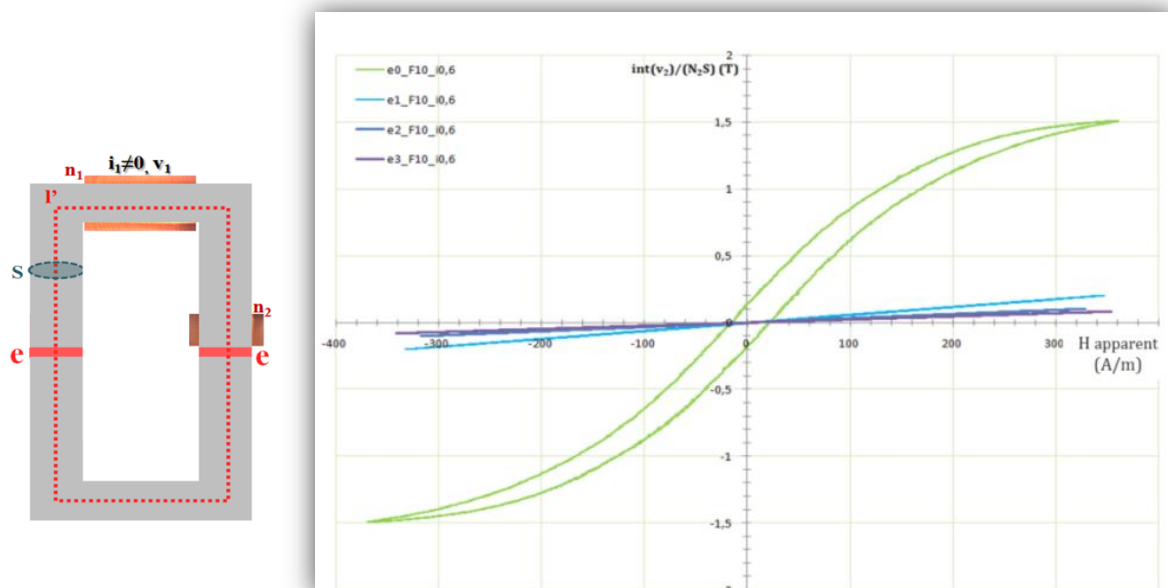


Figure 109 : Schéma du montage d'étude de l'effet de l'entrefer et résultats obtenus

Par ailleurs, le champ magnétique $\vec{H}$ apparent ne correspondant pas au champ $\vec{H}$ dans le matériau, il est donc nécessaire d'utiliser par exemple des sondes à effet Hall pour le mesurer (c.f. chapitre 2, III.2.1.b).

I.2.2. Résultats expérimentaux

I.2.2.A. ETUDE DE TOLES MAGNETIQUES

On propose d'étudier deux tôles de dimensions 0,35 x 30 x 300 mm issues d'une même plaque d'acier électrique à grains orientés. L'une est coupée selon le sens de laminage (0°), l'autre selon le sens perpendiculaire (90°). Ces échantillons, dont le caractère fortement anisotrope est connu, vont permettre de tester la cohérence des mesures. Dans un premier temps, les tôles sont caractérisées à l'aide du SST (10 000 A/m, 10 Hz) puis avec le capteur développé (10Hz). Notons que dans les résultats présentés Tableau 3, le calcul des valeurs B_{max} a été fait dans l'hypothèse d'absence de fuite. Quel que soit le moyen de caractérisation, pour un champ exciteur donné, la réponse magnétique de la tôle extraite dans le sens de laminage est supérieure à celle obtenue avec la tôle extraite dans le sens perpendiculaire. Les résultats sont donc qualitativement cohérents. Par contre, on constate que l'hypothèse d'absence de fuite est fausse, car les inductions magnétiques obtenues sont très largement surestimées. La méthode permet donc de différencier certaines caractéristiques. Elle peut ainsi être un bon outil de contrôle et permettre de définir des bornes par rapport à une référence sans que cela nécessite de remonter aux caractéristiques qualitatives.

Tableau 18: Synthèse des résultats expérimentaux (tôles, MFL)

	SST		MFL	
	H_{max} (A/m)	B_{max} (T)	H_{max} (A/m)	B_{max} (T)
0°	9 649	1,92	3385	2,30
90°	10 012	1,59	3390	1,97

I.2.2.B. ETUDE DE ROUES POLAIRES

L'étude des tôles a montré des possibilités qualitatives de la MFL. On propose donc maintenant d'étudier des roues polaires. La population est composée de 3 jeux de roues (roue avant et roue arrière) de même géométrie mais de fournisseurs différents. Le capteur est positionné sur le plateau de la roue polaire, comme le montre la Figure 108. Un courant sinusoïdal de fréquence 10 Hz et d'amplitude 0,6 A est imposé aux bornes de la bobine excitatrice. Les données (le temps, l'intensité i_1 et la tension U_2) sont traitées informatiquement (Labview, Excel) et la valeur retenue est la **tension efficace** U_{2eff} . Afin d'estimer la **répétabilité** de mesure, 4 griffes tests ont été caractérisées 6 fois sous conditions de répétabilité. Les coefficients de variation obtenus sont toujours inférieurs à 3% ce qui est, en première approche, satisfaisant. Les résultats expérimentaux sont donnés Figure 110. Dans la

mesure où l'incertitude de mesure n'a pas été calculée de façon rigoureuse, ces résultats sont présentés sans barres d'incertitudes.

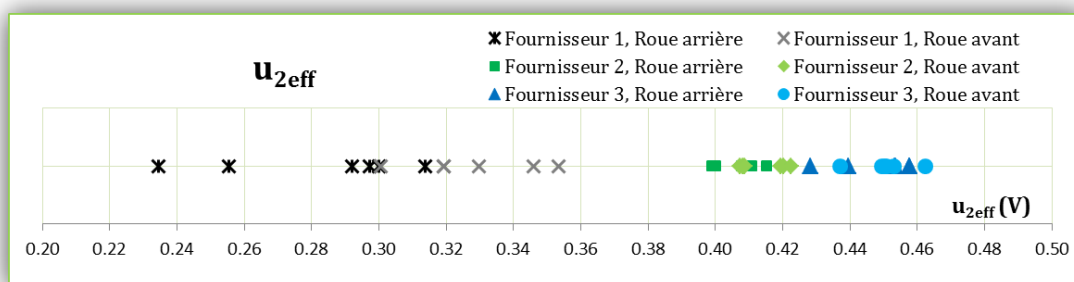


Figure 110 : Résultats expérimentaux (roues polaires, MFL)

Il y a six mesures par roue polaire ce qui correspond à une mesure par griffe. On constate alors que la réponse du capteur dépend de la roue polaire considérée. Or, l'état de surface des roues polaires est différent d'un fournisseur à l'autre. Toutes les roues ont donc été polies afin de s'assurer d'un état de surface équivalent d'une roue polaire à l'autre (Figure 111).



Figure 111 : Photographies d'une roue polaire avant et après polissage (roue arrière, fournisseur 1)

Les nouvelles mesures (dont une partie est proposée dans le Tableau 19) ont alors révélé que, après polissage, la réponse du capteur dans le cas des roues polaires les plus rugueuses (roue arrière du fournisseur 1) a augmenté de plus de 30%, alors qu'il n'y a pas eu d'évolution aussi notable de la réponse du capteur pour les autres roues. Cependant, même après polissage des roues polaires, la réponse du capteur reste différente d'une roue polaire à l'autre. Cette étude permet donc de mettre en évidence l'existence d'une variabilité des propriétés magnétiques, au moins d'une roue à l'autre et éventuellement au sein d'une même roue.

Tableau 19 : Effet du polissage sur la tension U_{2eff} mesurée (cas de la griffe 2 des roues arrières)

U_{2eff} (V)	Fournisseur 1	Fournisseur 2	Fournisseur 3
Sans polissage	0,31	0,41	0,46
Avec polissage	0,49	0,45	0,43

Pour une étude complète de la roue polaire, le capteur seul n'est pas suffisant. En effet, pour atteindre un champ d'excitation $\vec{H}$ suffisamment important il faudra envisager l'ajout d'un système de polarisation globale. Quoi qu'il en soit, la mesure par la MFL est très sensible à l'état de surface de l'échantillon. Ceci est lié à la problématique de l'entrefer parasite (introduit par un état de surface imparfait par exemple) rendant l'estimation du champ $\vec{H}$ ardue. L'entrefer parasite est particulièrement problématique pour la mesure des propriétés des griffes car leur surface n'est pas plane.

I.3. Méthode des pointes (MdP)

Pour cette étude de faisabilité, on cherche à reproduire l'expérience proposée par Bowler et al. pour le cas simple de tôles d'aluminium [11] (c.f. chapitre 2, III.2). Après cette approche expérimentale, nous verrons comment il est possible de modifier la méthode proposée par Bowler afin de mesurer la perméabilité incrémentale μ_{inc} en fonction du champ de polarisation H_{pol} .

I.3.1. Mise en place de la méthode de mesure

I.3.1.A. REALISATION DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le **capteur** utilisé pour valider la faisabilité expérimentale de la méthode proposée par Bowler, schématisé Figure 112, est le même que celui développé dans le cas de la mesure de la conductivité électrique (c.f. chapitre 3, I.3.1.c). Pour rappel, il est fabriqué à l'aide de pointes *Ingun HSS118* (bout rond, force de travail 2,25 N / pointe) alignées et espacées de 6 mm, de câbles d'excitation (Iemmegu CEI 20-22 / N07V-K), de câbles de mesure (tasker C118 2x0,14 - 26 AWG) et d'un support en PEEK- polyétheréthercétone (*Tecapeek* de chez *Ensinger*). Ce capteur est monté sur une platine de translation (Thorlabs *MTS50/M-Z8E*) permettant de le maintenir au contact de l'échantillon. Les pointes excitatrices sont reliées à une alimentation (Toellner, *TOE 7621-60*) et les pointes réceptrices à un **oscilloscope** (*Nicolet integra 20*) via une carte d'amplification pour le signal mesuré entre les deux pointes internes (*Pedranti, facteur 1000*). Une sonde de courant capte le courant excitateur qui est visualisé sur l'oscilloscope après que le signal ait été amplifié (*ampli Tektronix TM 502A*).

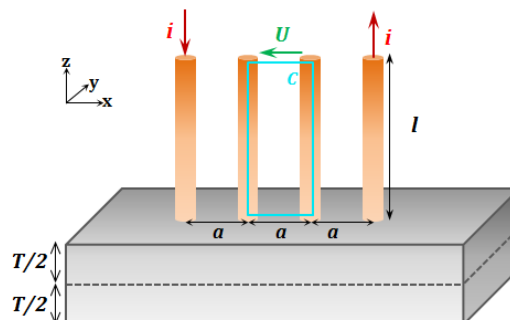


Figure 112 : Schéma du dispositif expérimental considéré et notations (rappel de la Figure 60)

Rappelons l'équation analytique proposée par Bowler et al. [11] (c.f. chapitre 2, III.2.3) :

$$U = \frac{i \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma T} + i \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma T^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right], \quad f < f_v \quad (128)$$

avec $f_v = \pi / (2 \mu \sigma T^2)$. Expérimentalement, un courant i est imposé aux bornes des pointes d'excitation et une différence de potentiel U est relevée aux bornes des pointes de mesure. Pour déduire de ces données la valeur de certains des paramètres de l'équation ci-dessus, il est nécessaire de décomposer la différence de potentiel mesurée en sa partie imaginaire U_i et sa partie réelle U_r . Pour ce faire, les valeurs efficaces (i_{eff} et U_{eff}) et la puissance moyenne P_{moy} sont calculées selon :

$$i_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} i^2(t) dt}, \quad U_{eff} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} U^2(t) dt}, \quad P_{moy} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} i(t) U(t) dt \quad (129)$$

L'intégration est faite numériquement selon la méthode des trapèzes. On a en outre :

$$\cos \varphi = \frac{P_{moy}}{i_{eff} U_{eff}} \quad \text{et} \quad U_{amp} = U_{eff} * \sqrt{2} \quad (130)$$

On peut alors facilement déterminer les parties réelle et imaginaire du signal selon :

$$U_r = U_{amp} \cos \varphi \quad \text{et} \quad U_i = U_{amp} \sin \varphi \quad (131)$$

I.3.1.C. IDENTIFICATION DES GRANDEURS D'INTERET

Plusieurs mesures sont effectuées sur une tôle d'aluminium pour n fréquences différentes du courant i . Les différences de potentiel mesurées U sont décomposées en partie réelle U_r et imaginaire U_i (valeurs expérimentales données Figure 113). Dans le cas d'une tôle d'aluminium dont on connaît l'épaisseur, les deux inconnues dans l'équation de Bowler sont le paramètre l et la conductivité σ . La partie imaginaire du modèle s'écrit :

$$U_{imodèle} = \frac{i \ln(2)}{\pi} \left[\omega \mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{3} + l \right) \right], \quad f < f_v \quad (132)$$

On cherche alors à minimiser, à l'aide d'un solveur numérique, la *fonction objectif* définie par le calcul de l'erreur E_i entre modèle et mesure en faisant varier le paramètre l :

$$E_i = \sum_{\omega=\omega_0}^{\omega_n} (U_i - U_{i\text{modèle}})^2 \quad (133)$$

La partie imaginaire du signal permet donc de déterminer le paramètre l . De la même façon la partie réelle du signal permet de déterminer la conductivité σ . Il est possible d'effectuer la même démarche en s'appuyant sur l'équation analytique améliorée proposée chapitre 2, III.2.3.e. Pour rappel, il s'agit de remplacer dans l'équation (128) l'épaisseur T de la tôle par l'épaisseur de peau δ . On peut alors tracer les parties réelle et imaginaire du signal en fonction de la fréquence d'excitation, comme l'illustre la Figure 113.

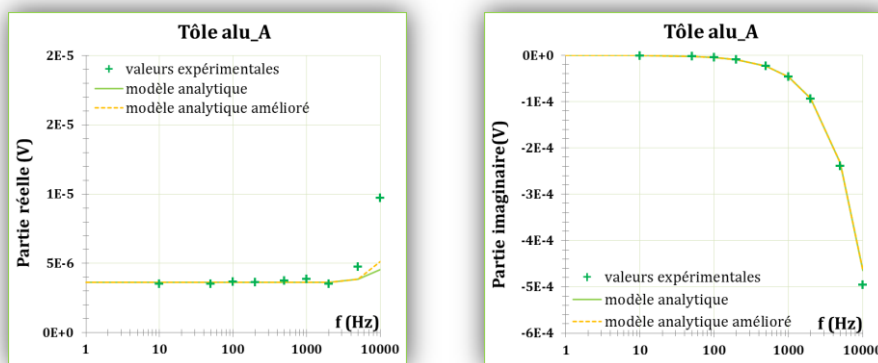


Figure 113 : Partie réelle et partie imaginaire de la tension en fonction de la fréquence (cas amagnétique)

I.3.2. Résultats expérimentaux

La population est constituée de 3 tôles d'aluminium de 100 mm x100 mm et de différentes épaisseurs T mesurées précisément à l'aide d'un micromètre à vis (*Mitutoyo 293-140*). On cherche à déterminer le paramètre l et la conductivité σ de chaque tôle. Les pointes d'excitation sont alimentées par une série de signaux sinusoïdaux de différentes fréquences et de 0,6 A d'amplitude. Les mesures obtenues permettent d'identifier les paramètres recherchés. Les résultats sont donnés dans le Tableau 20. Notons que l'identification de l et σ ne s'appuie que sur les mesures pour lesquelles la fréquence est inférieure à la fréquence limite f_v . Pour ce faire, la conductivité est une première fois estimée grâce à la mesure à plus basse fréquence (10 Hz) ce qui permet de calculer f_v . Il existe effectivement un écart entre le modèle analytique et les mesures au-delà de la fréquence f_v , comme l'illustre la Figure 114.

Tableau 20 : Synthèse des résultats expérimentaux (MdP, cas amagnétique)

	Alu_A	Alu_B	Alu_C
Epaisseur T (mm)	1,183	2.956	5.01
Paramètre l (mm)	44.0	43.5	42.6
Conductivité MdP (MS/m)	31.0	30.0	16.9
Conductivité de référence (MS/m)	$29.9 \pm 1,3$	$30.2 \pm 1,1$	$17.7 \pm 0,6$
Fréquence limite f_v (Hz)	29 000	4 800	2 900

Le paramètre l est lié à la longueur des pointes de mesure (c.f. chapitre 2, III.2). Sa valeur devrait donc être au minimum supérieure à la longueur des pointes lorsqu'elles sont en position de mesure (ce qui correspond approximativement à **35 mm**), sans être pour autant trop éloignée de cette valeur minimal car les fils de mesure sont torsadés à partir du bout des pointes. La valeur de l obtenue pour chaque tôle est la même à ± 1 mm près et on retient $l = 43$ mm. Cette valeur est cohérente car elle est supérieure à la longueur des pointes de mesure sans être pour autant trop importante. Les valeurs de conductivités obtenues par la MdP et par la méthode de référence concordent. La méthode dite de référence correspond à une mesure de résistance avec des pinces Kelvin et un calcul de conductivité par raisonnement analytique (c.f. paragraphe II.1.2).

Ces essais expérimentaux montrent que la MdP est simple à mettre en place et donne des résultats cohérents dans le cas des matériaux amagnétiques. Dans la suite, nous proposons de la modifier afin de pouvoir mesurer la perméabilité incrémentale de matériaux magnétiques.

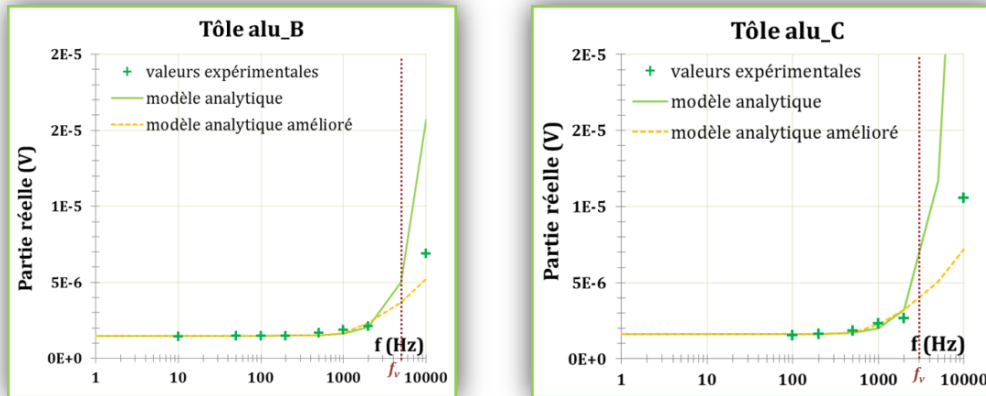


Figure 114 : Partie réelle de la tension en fonction de la fréquence (alu_B et alu_C)

I.3.3. Adaptation de la méthode à la mesure de perméabilité incrémentale

I.3.3.A. COMPORTEMENT DE LA MATIERE FACE A UNE EXCITATION PERIODIQUE

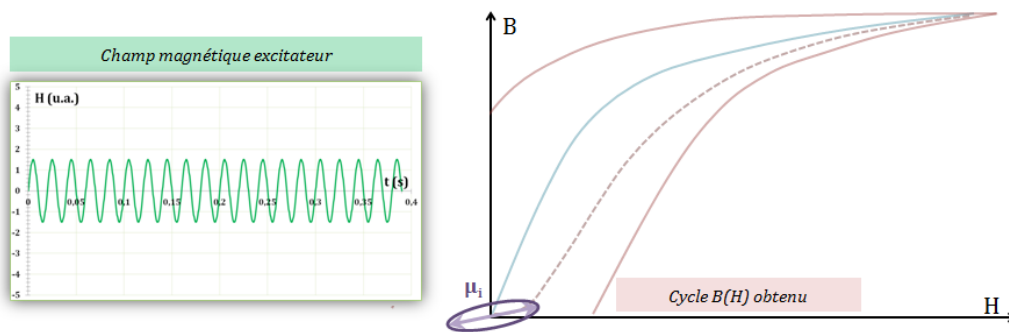


Figure 115 : Signal exciteur sinusoïdal centré et cycle obtenu

Pour s'assurer une compréhension claire du comportement de la matière, on propose ici d'imaginer le cycle $\vec{B}(\vec{H})$ qui serait obtenu si un matériau magnétique était soumis à différents signaux d'excitation. Pour ce faire, on s'appuie sur les notions introduites **chapitre 1, I.2.2**. Dans l'expérience précédente, les tôles d'aluminium ont été soumises à une **excitation sinusoïdale centrée**. Dans le cas où les tôles testées sont en acier, la courbe $\vec{B}(\vec{H})$ obtenue sera un **cycle d'hystérésis** (Figure 115). Si l'amplitude du signal exciteur est suffisamment faible, la pente reliant les points $H_{\max}$ - $B_{\max}$ et $H_{\min}$ - $B_{\min}$ correspondra à la **perméabilité initiale μ_i** .

Imaginons maintenant le cas d'une **excitation sinusoïdale** mais cette fois-ci **décentrée** (Figure 116). Le cycle $\vec{B}(\vec{H})$ obtenu ne sera donc plus centré en zéro. On imagine que le matériau est initialement désaimanté, le cycle va alors être "déplacé" le long de la courbe de première aimantation et sera finalement centré sur la valeur de la composante continue de l'excitation, parfois nommée champ de biais (k ou $2k$ sur la figure). L'amplitude de l'excitation correspondra à la largeur du cycle obtenu (A ou $2A$ sur la figure). Le choix de cette amplitude est un paramètre important car la pente des cycles et donc la perméabilité peuvent varier en fonction de cette amplitude. Finalement, lorsque le signal d'excitation est décentré, on obtient des cycles d'hystérésis mineurs et les perméabilités mesurées sont les **perméabilités incrémentales μ_{inc}** de la courbe de première aimantation.

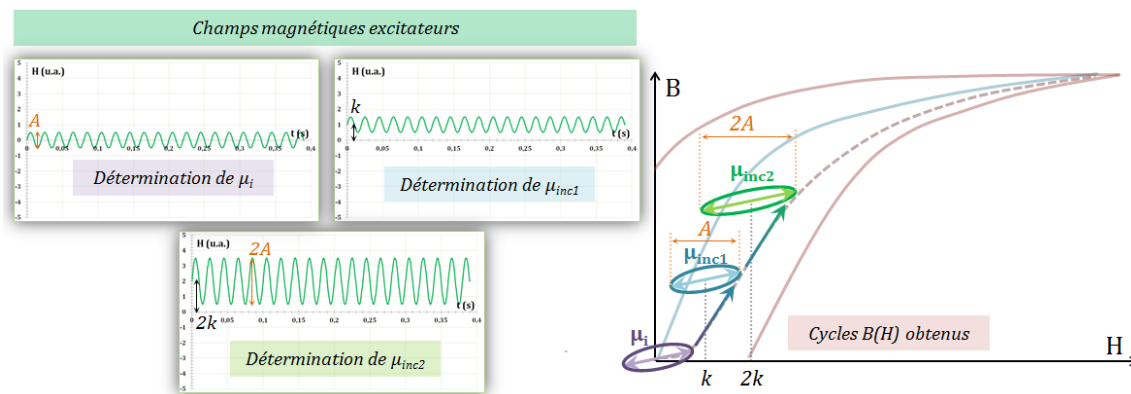


Figure 116 : Signaux excitateurs sinusoïdaux décentrés et cycles obtenus

I.3.3.B. MESURE DE LA PERMEABILITE INCREMENTALE D'UNE TOLE

Si l'on désire mesurer les perméabilités incrémentales d'un matériau, il est nécessaire de polariser l'échantillon. Pour ce faire, il est envisageable de polariser directement la tôle étudiée à l'aide d'un C ferromagnétique et/ou d'imposer, au travers des pointes excitatrices, un courant alternatif pourvu d'une composante continue. Généralement, cette seconde approche ne permet cependant pas de polariser l'échantillon jusqu'à la saturation magnétique.

Un capteur permettant de mesurer le champ de polarisation doit être ajouté au système. Le signal récupéré par les pointes de mesure peut être exploité par une approche analytique (c.f. **chapitre 2, III.2.3.c et III.2.3.e**) ou une approche numérique (c.f. **chapitre 2, III.2.3.d**) afin d'en extraire une perméabilité. Notons que, quelle que soit le modèle adoptée, la perméabilité de la tôle est supposée constante. Il faudra donc veiller au fait que l'amplitude du signal fréquentiel soit suffisamment faible pour travailler dans le domaine « petit signal » de manière à ce que l'hypothèse relative à la perméabilité soit acceptable.

Le dispositif expérimental nécessaire est donc principalement composé des quatre pointes, d'un capteur de champ et d'un C ferromagnétique enlacé par une bobine comme l'illustre la Figure 117. Le matériau doit être initialement désaimanté à l'aide du C ferromagnétique. Un courant continu I_1 est imposé dans le C ferromagnétique ce qui crée un champ H_{pol1} dans l'échantillon. Ce champ est mesuré par le capteur de champ. Une série de signaux fréquents imposés dans le capteur à pointes permet, de façon analytique ou numérique, de déterminer une perméabilité incrémentale μ_{inc} . Puis un courant $I_2 > I_1$ est imposé dans le C ferromagnétique et la même procédure est reproduite. Finalement, on obtient la perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation.

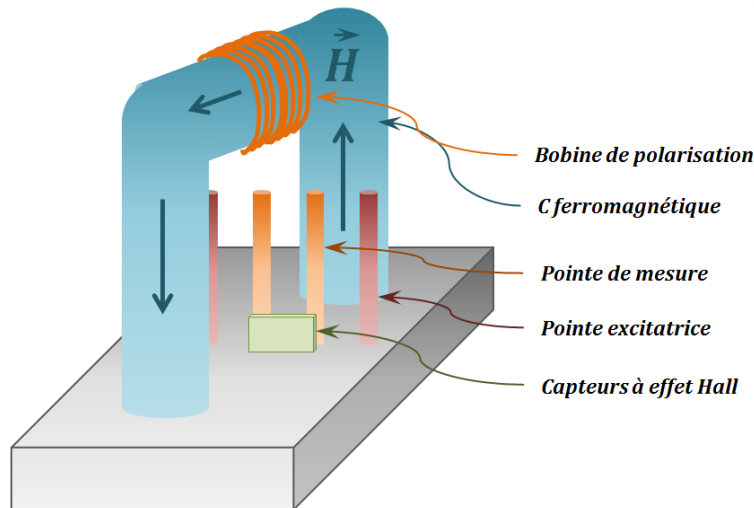


Figure 117 : Schéma de principe du dispositif expérimental proposé

I.3.3.C. ETUDE D'UNE ROUE POLAIRE

Les avantages principaux de la MdP est qu'elle est non destructive et relativement facilement adaptable à l'étude locale des propriétés magnétiques de la roue polaire. Il suffit de concevoir un système de fermeture de flux bien adapté à la géométrie de la pièce. Une fermeture **globale** du circuit magnétique à l'aide d'une **pièce en acier massif en forme d'étoile** a donc été imaginée (Figure 118). La polarisation du système est assurée par une bobine alimentée par un courant continu.

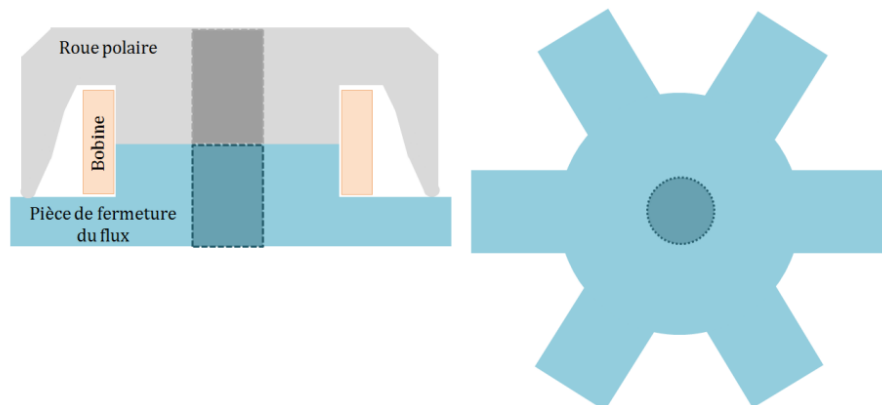


Figure 118 : Système de fermeture globale du circuit magnétique

Pour extraire du signal mesuré la perméabilité magnétique, on propose de simuler l'expérience par éléments finis en imposant dans le modèle la conductivité connue de l'échantillon et différentes perméabilités. Le principe est donc le même que celui appliqué dans le cas de la mesure de la conductivité, mais les variables à fixer sont plus nombreuses. Outre la géométrie de la roue polaire et la position du capteur, il faut également **connaître la conductivité électrique de l'échantillon**. Puis les abaques sont édités en faisant varier dans le modèle la fréquence d'excitation ainsi que la perméabilité magnétique. Dans cette approche, la méthode de mesure décrite dans le chapitre 3 permet donc, d'une part, de connaître la conductivité électrique de la roue polaire et, d'autre part, d'appliquer la MdP pour la mesure de la perméabilité incrémentale.

La méthode fluxmétrique locale semble très difficilement adaptable à la mesure locale et non destructive des propriétés magnétiques des roues polaires, en particulier au niveau des griffes. Par contre la méthode des pointes est prometteuse. Elle s'adapte facilement à une géométrie complexe et permet une étude locale de la matière. Dans la suite, nous allons donc nous attacher à étudier en détail les possibilités offertes par cette méthode. Dans un premier temps, on s'intéresse au cas relativement simple de tôles épaisses d'acier. L'objectif principal est de démontrer que cette méthode permet de mesurer la perméabilité incrémentale de l'échantillon de façon quantitative.

II. MESURE DE LA PERMEABILITE INCREMENTALE D'UNE PLAQUE EPAISSE

II.1. Valeurs de références et démarche

Pour être capable de juger de la justesse d'une méthode de mesure, il est nécessaire de posséder des valeurs de référence. Pour obtenir ces valeurs il est possible d'utiliser des étalons, ce qui a été le cas pour la méthode de mesure de la conductivité (c.f. chapitre 3, II.2.2), ou de mesurer la grandeur d'intérêt à l'aide d'une méthode standard, ce qui a été choisi ici pour la méthode de mesure de la perméabilité incrémentale. Différents échantillons d'acier ont donc été étudiés, soit à l'aide du SST, soit par mesure sur tore. Cette population est un prérequis indispensable pour pouvoir développer et valider une méthode de mesure de la perméabilité incrémentale. Les échantillons et leur caractérisation vont donc être précisément décrits.

II.1.1. Description des échantillons de référence

Deux lots d'échantillons ont été sélectionnés: des tôles d'acier à outils et des tôles extraites de barres d'acier magnétique (Tableau 21). L'épaisseur des tôles (notée T) est mesurée précisément à l'aide d'un micromètre à vis (MITUTOYO 293-140).

Tableau 21 : Caractéristiques des échantillons de référence

Lots d'échantillons	Acier à outils	Acier magnétique
Epaisseur (mm)	Acier_A : 3,04	Acier_B0 : 1,99
	Acier_B : 5,03	Acier_B1 : 2,02
	Acier_C : 10,09	Acier_B2 : 2,02
Méthode de mesure de μ	Mesure sur tores	SST

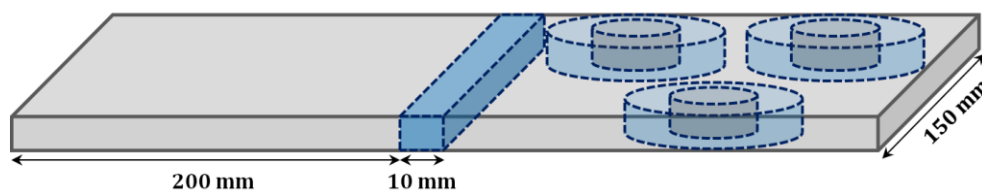


Figure 119 : Représentation schématique de la découpe des tôles d'acier à outils

La population d'acier à outils est constituée de trois tôles d'acier de **différentes épaisseurs** et notées acier **A**, **B** et **C**. De chacune de ces tôles est extrait par électroérosion un barreau qui est utilisé pour quantifier la conductivité de l'échantillon (Figure 119). De la même façon trois tores (grand diamètre 80 mm, petit diamètre 72 mm) sont extraits puis bobinés afin de caractériser magnétiquement le matériau. Ce type d'acier a des propriétés magnétiques que l'on peut qualifier de moyennes.

La population d'acier magnétique est constituée de trois tôles, notées acier **B0**, **B1** et **B2**, qui ont la même composition et la même épaisseur mais une **histoire thermique différente** (Figure 120). L'échantillon **B0** est brut, l'échantillon **B1** a subi une chauffe aux alentours de 1200 °C et l'échantillon **B2** a subi deux chauffes. Leur géométrie rend possible une caractérisation magnétique par SST.

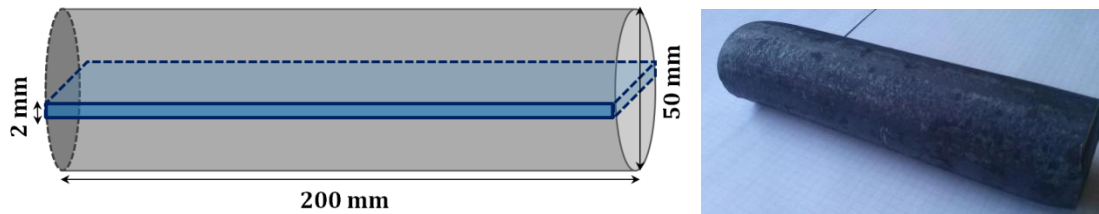


Figure 120 : Représentation schématique de la découpe des tôles d'acier à roues polaires et photographie

II.1.2. Détermination de la conductivité électrique

Le protocole expérimental appliqué pour mesurer la conductivité est le même pour les échantillons de référence et pour les échantillons d'aluminium (**c.f. paragraphe I.3.2**). La conductivité est mesurée à l'aide d'un microohmmètre (*Digital Nano-ohmmeter 20024*) et de pinces Kelvin. La géométrie des échantillons permet d'appliquer l'équation analytique classique faisant le lien entre résistance électrique et conductivité (**c.f. chapitre 1, I.1.1.a**).

Pour les calculs d'incertitudes, les incertitudes géométriques considérées sont supérieures à la précision du micromètre à vis car liées également à la qualité de la découpe. En outre l'incertitude sur la longueur de l'échantillon est importante car liée à la position des pinces Kelvin sur l'échantillon. L'incertitude de la résistance est donnée par la fiche technique du micro-ohmmètre. Notons que le coefficient d'élargissement choisi pour calculer l'incertitude élargie est relativement grand ($k=3$). En effet certaines causes d'incertitudes ne sont pas prises en compte dans ce modèle, en particulier la dépendance de la conductivité avec la température. Les conductivités des différents échantillons et les incertitudes associées sont visibles dans le Tableau 22.

Tableau 22 : Conductivité de référence des tôles

	A / B0	B / B1	C / B2
Acier à outils (MS/m)	4,3 ±0,1	4,5 ±0,1	4,6 ±0,1
Acier magnétique (MS/m)	4,9±1	5,0±0,8	5,0±1

On constate que pour un lot d'échantillon, la conductivité est globalement la même à savoir de l'ordre de **4,5±0,1 MS/m** pour les aciers à outils et de **5±1 MS/m** pour les aciers magnétiques. En outre, notons que l'incertitude de mesure est très importante pour les aciers magnétiques. Cela est lié au fait que la section des échantillons n'est pas bien contrôlée. En effet, ils sont légèrement plus larges en leurs extrémités, ce qui est une conséquence du cisailage des barreaux. L'incertitude géométrique étant importante, l'incertitude de mesure de la conductivité l'est aussi (20%).

II.1.3. Détermination de la perméabilité incrémentale

Deux méthodes de détermination de la perméabilité incrémentale ont été envisagées. La première, dite "méthode directe", permet de déduire directement la perméabilité incrémentale de la mesure. La seconde, dite "méthode indirecte", s'appuie sur un travail graphique sur une famille de cycles mineurs centrés. Ces deux méthodes vont être détaillées ainsi que les résultats obtenus pour les différents échantillons.

II.1.3.A. METHODE DIRECTE

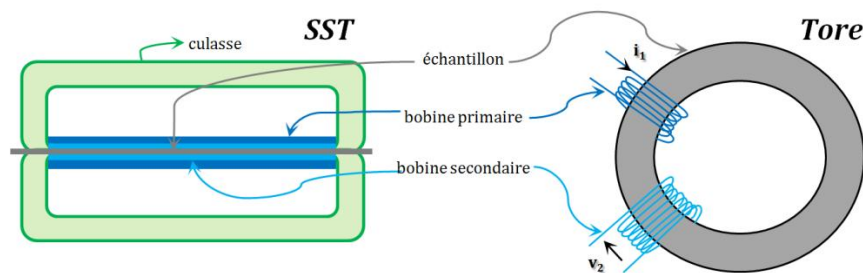


Figure 121 : Schéma de principe du SST et de la mesure sur tore

Qu'il s'agisse d'une mesure sur tore ou d'une tôle dans un système de type SST (Figure 121), la démarche est la même. Le profil de courant imposé dans la bobine primaire doit débuter par un signal sinusoïdal dont l'amplitude décroît progressivement afin de démagnétiser l'échantillon, comme l'illustre la Figure 122. Puis un signal strictement croissant permet d'atteindre le niveau de polarisation H_{pol} désiré. Une fois à ce niveau, un signal fréquentiel est ajouté à la composante continue de polarisation. La mesure de perméabilité incrémentale est effectuée lorsque la matière subit l'excitation magnétique suivante :

$$H = H_{pol} + A \sin(2\pi ft) \quad (134)$$

Les paramètres déterminant sont le niveau de polarisation H_{pol} , l'amplitude A qui détermine la largeur du cycle mineur incrémental et la fréquence f du signal.

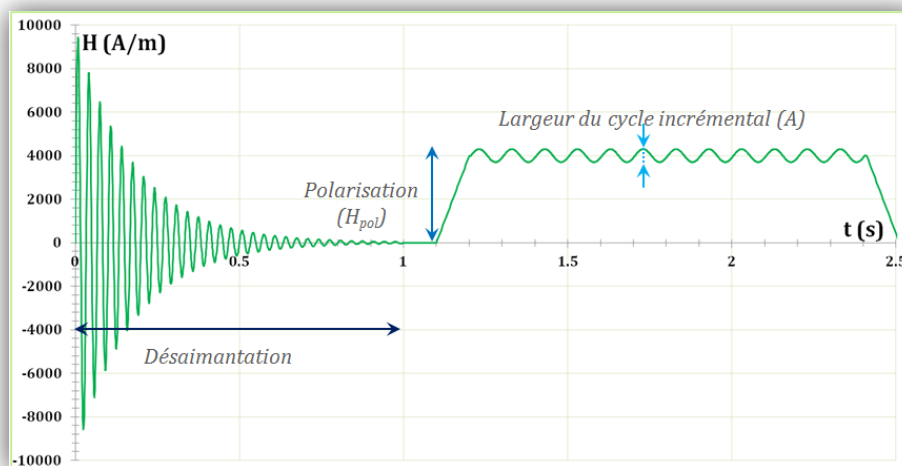


Figure 122 : Signal imposé pour l'obtention de la perméabilité incrémentale

La différence de potentiel mesurée aux bornes de la bobine secondaire permet de déterminer l'induction magnétique B et de tracer un cycle mineur incrémental. La pente de ce cycle est la perméabilité incrémentale μ_{inc} recherchée. L'expérience est reproduite pour différentes polarisations H_{pol} . On obtient ainsi un ensemble de cycles mineurs incrémentsaux de différentes pentes (représentés recentrés sur l'origine du repère B-H sur la Figure 123) et finalement les couples $\mu_{inc}(H_{pol})$. On constate comme attendu que la pente, donc la perméabilité incrémentale μ_{inc} , varie avec le niveau de champs de polarisation.

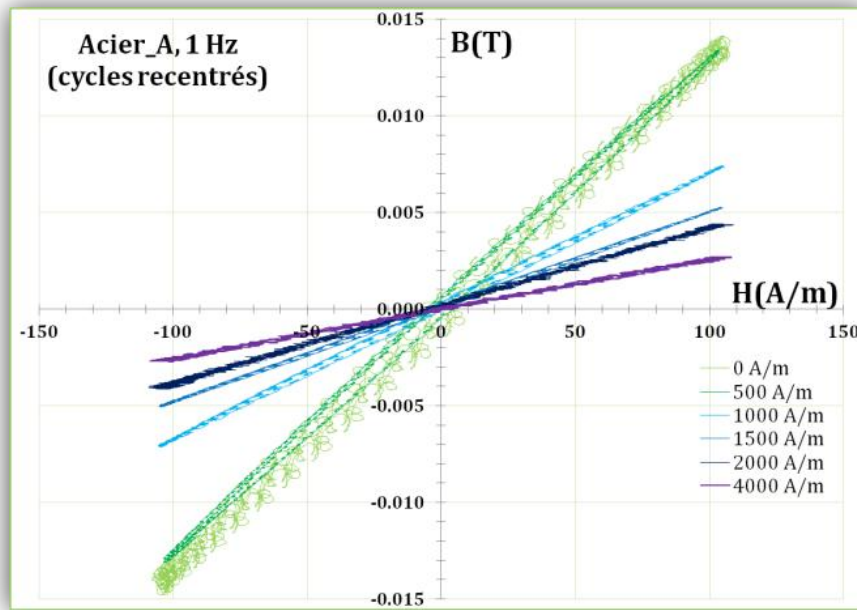


Figure 123 : Cycles incrémentsaux obtenus (après avoir été recentrés)

Ainsi, pour connaître une perméabilité incrémentale μ_{inc} , les paramètres H_{pol} et A doivent être fixés. Pour connaître la courbe $\mu_{inc}(H_{pol})$, il faut donc effectuer n mesures, avec n le nombre de valeurs de champ de polarisation considéré, pour une amplitude A fixée. Finalement, si l'on veut étudier l'effet de l'amplitude A sur la mesure, il va falloir considérer m amplitudes différentes et effectuer $n \times m$ mesures. Cette méthode peut donc rapidement devenir chronophage car elle peut nécessiter un nombre important de mesures. Une méthode dite indirecte a donc été envisagée. Elle permet de n'effectuer que n mesures (à la place de $n \times m$) tout en permettant l'étude de l'effet de l'amplitude A .

II.1.3.B. METHODE INDIRECTE

La méthode indirecte nécessite de connaître une famille de cycles mineurs centrées caractérisant l'échantillon d'intérêt (Figure 124). C'est une mesure de routine permettant de tracer la courbe normale (c.f. chapitre 1, I.2.2.b).

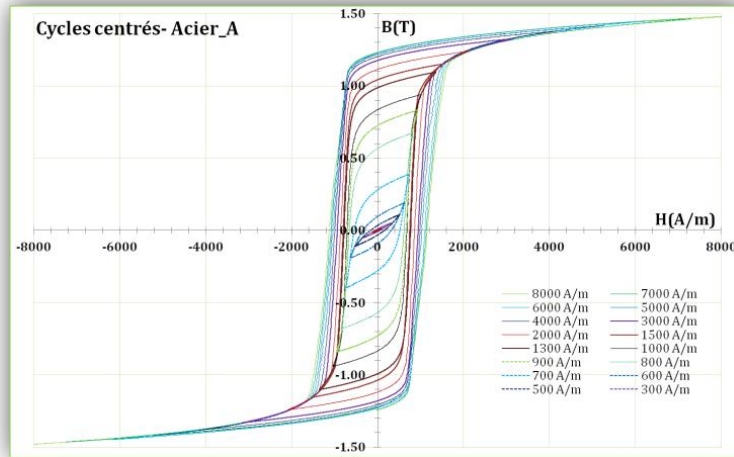


Figure 124 : Famille de cycles mineurs centrés

On cherche à déterminer la perméabilité incrémentale μ_{inc} en fonction du champ de polarisation H_{pol} , pour des cycles mineurs incrémentaux de 200 A/m ($=\Delta H=A$) de largeur par exemple. Prenons le cas d'un cycle mineur centré de 1200 A/m de largeur de l'acier **A** (Figure 125). Il faut considérer un intervalle ΔH de 200 A/m au niveau du maximum du cycle, dans l'exemple on a $\Delta H=[420 \text{ A/m}; 620 \text{ A/m}]$. Le champ de polarisation correspond au champ moyen de cet intervalle, soit ici $H_{pol}=520 \text{ A/m}$. A cet intervalle ΔH correspond un intervalle de variation ΔB . Remarquons que, comme l'intérêt est porté sur la perméabilité incrémentale, l'intervalle de variation ΔB à considérer est celui qui est obtenu à partir d'une décroissance du cycle d'hystérésis. Le ratio de ces deux valeurs permet finalement d'obtenir la perméabilité incrémentale μ_{inc} . L'opération est ensuite reproduite pour tous les cycles mineurs centrés et on obtient finalement les couples $\mu_{inc}(H_{pol})$.

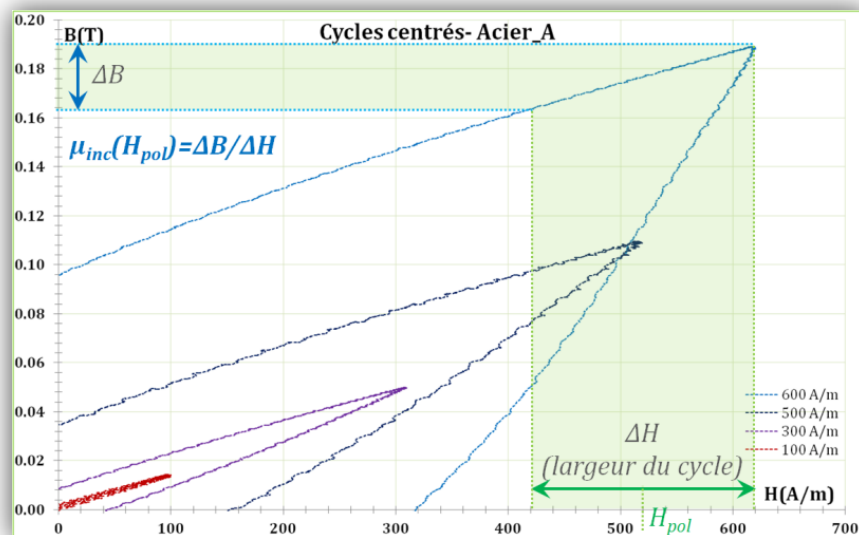


Figure 125 : Illustration de la méthode indirecte d'obtention de la perméabilité incrémentale

La Figure 126 illustre les courbes $\mu_{inc}(H_{pol})$ obtenues par la méthode directe et par la méthode indirecte dans le cas de l'acier **A** pour des cycles incrémentaux de 200 A/m de large. On vérifie que les

deux méthodes sont bien équivalentes. Dans la suite du rapport les valeurs présentées sont celles obtenues par la méthode indirecte.

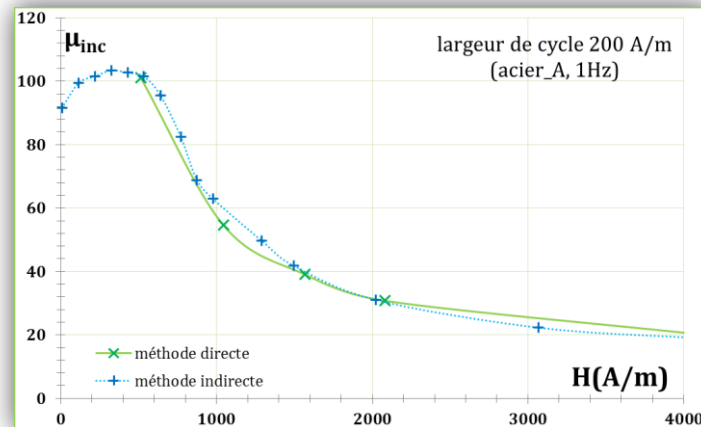


Figure 126 : Perméabilité incrémentale relative en fonction du champ de polarisation (comparaison des méthodes)

II.2.3.C. DISCUSSION SUR LES RESULTATS OBTENUS

Dans un premier temps on s'intéresse aux propriétés obtenues pour les aciers à outils. Pour ce faire, on propose de se focaliser sur les résultats obtenus pour l'acier **A**. Rappelons que dans le cas des aciers à outils, la perméabilité incrémentale est obtenue par mesure sur tore. On dispose de 3 tores par acier. Les résultats obtenus sont les mêmes d'un tore à l'autre, ce qui témoigne d'une homogénéité des propriétés magnétique de l'échantillon. Pour cet acier, on constate que la largeur du cycle incrémental a peu d'effet sur la perméabilité incrémentale (Figure 127). Par contre, pour l'acier **B0**, on constate que la largeur du cycle incrémental a un effet important sur la perméabilité incrémentale, en particulier à faible champ de polarisation ce qui est cohérent avec le profil d'une courbe de première aimantation (Figure 128). On constate en outre une différence de perméabilité incrémentale très importante entre les aciers **A** et **B0**, ce qui confirme que les deux matériaux sont de natures différentes.

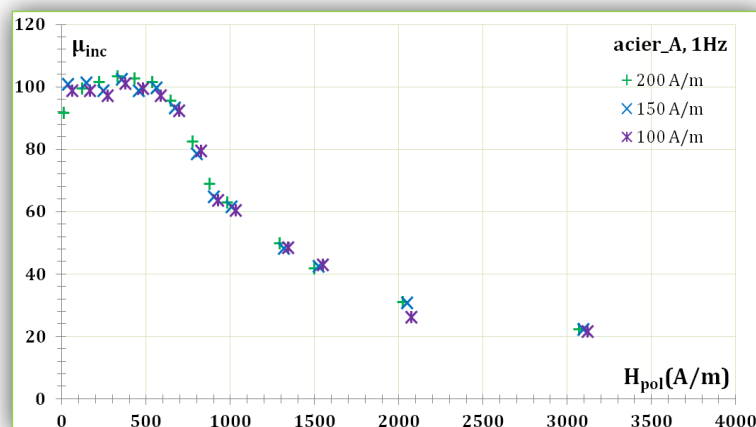


Figure 127 : Effet de la largeur de cycle sur la perméabilité incrémentale de l'acier A (1Hz)

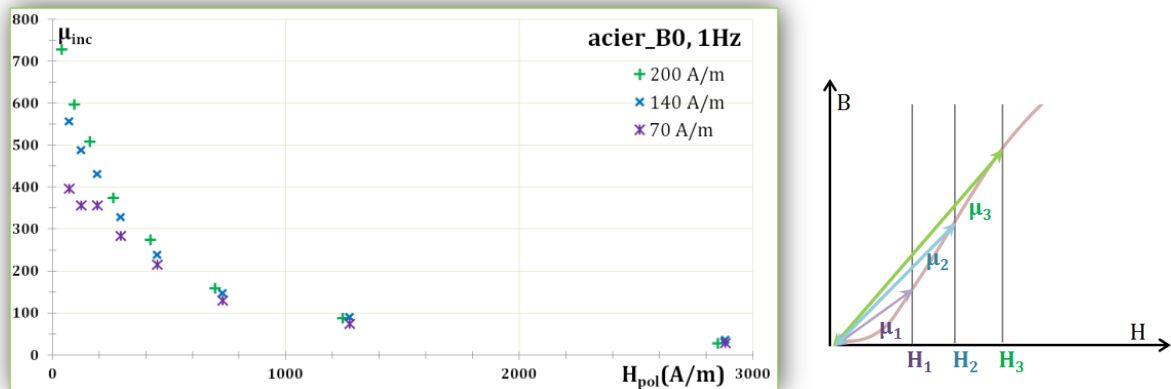


Figure 128 : Effet de la largeur de cycle sur la perméabilité incrémentale de l'acier B0

Les mesures de perméabilités incrémentales dans le cas des aciers magnétiques sont données Figure 129. On constate que, à faible polarisation, l'acier **B0** se distingue des aciers **B1** et **B2**. La chauffe subie par ces deux derniers aciers a donc notablement modifié leur microstructure par rapport à l'acier **B0**. La seconde chauffe subie par l'acier **B2** ne semble pas modifier davantage les propriétés magnétiques du matériau. Par contre, lorsque le champ de polarisation augmente, les perméabilités convergent. Cette dernière constatation est logique car les trois échantillons présentent la même composition. Il est donc prévisible qu'au voisinage de la saturation, les mêmes perméabilités soient obtenues.

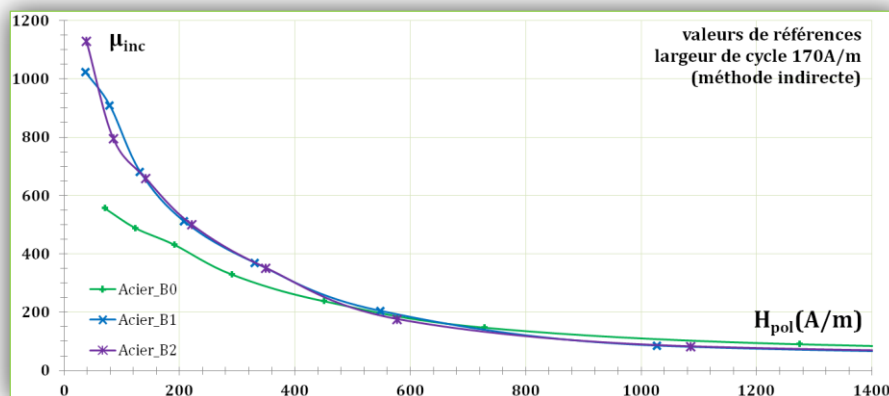


Figure 129 : Perméabilité incrémentale relative en fonction du champ de polarisation (acier magnétique)

On dispose donc d'une population d'échantillons dont l'épaisseur, la conductivité et une courbe $\mu_{inc}(H_{pol})$ sont connues. Ces échantillons vont être utilisés pour rendre compte de la justesse de la méthode de mesure. Les essais successifs, entre autres sur les échantillons décrits précédemment, ont permis d'améliorer le dispositif expérimental de la méthode. Ce point va être détaillé dans le paragraphe suivant.

II.2. Développement du dispositif expérimental

II.2.1. Dispositif expérimental initial et cohérence des résultats

II.2.1.A. DESCRIPTION DU DISPOSITIF INITIAL

Le **capteur** est principalement constitué du montage 4 pointes (c.f. **paragraphe I.3.1**) et du système permettant la détection du champ de polarisation H_{pol} . Suite à la recherche bibliographique, il est apparu que deux technologies de capteurs magnétiques sont bien adaptées à notre besoin (mesure locale d'un champ magnétique continue) : les capteurs à effet Hall et les capteurs magnétorésistifs (c.f. **chapitre 2, III.2.1.c**). Finalement, les capteurs à effet Hall ont été retenus en raison de leur gamme de mesure adaptée et leurs faibles dimensions. Le champ H_{pol} dans le matériau ne pouvant pas être directement mesuré, on mesure la composante tangentielle directement à la surface de l'échantillon. De plus, compte tenu de l'encombrement du capteur et du support sur lequel il est fixé, la mesure s'effectue, au mieux, à une distance de quelques millimètres par rapport à la surface de l'échantillon. Pour prendre en compte cela, un deuxième capteur est ajouté au dispositif (c.f. **chapitre 2, III.2.1.b**). Ainsi, le champ magnétique est mesuré par un capteur constitué de deux sondes à effet Hall (*Allegro A1389LLHLX-9-T*) superposées l'une sur l'autre, comme l'illustre la Figure 130. Un système d'alimentation et de conditionnement du signal accompagne cette sonde (*sur mesure, Pedranti*). Ainsi, après étalonnage des sondes à effet Hall, le champ de polarisation H_{pol} est obtenu directement à l'aide d'une régression linéaire :

$$H_{pol} = \frac{z_2 H_1 - z_1 H_2}{z_2 - z_1} \quad (135)$$

avec H_1 (respectivement H_2) le champ mesuré par la sonde à effet Hall à la distance z_1 (respectivement z_2) de la surface de l'échantillon.

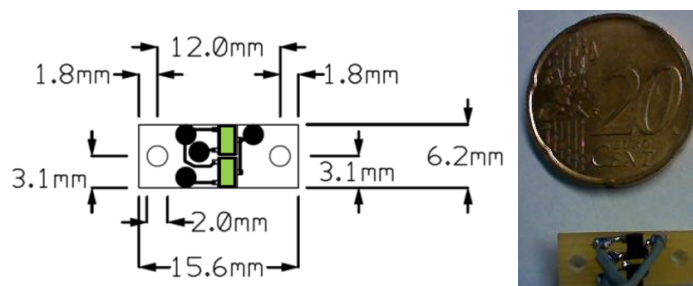


Figure 130 : Schéma et photographie de la sonde de mesure du champ H

Le système de polarisation est composé d'un C ferromagnétique (*Fer-Silicium*) de section $30 \times 40 \text{ mm}^2$ pour une hauteur de 130 mm et une longueur de 150 mm photographie (Figure 131). Il est enlacé par une bobine excitatrice (200 spires, 0,6 mm de diamètre, tenue thermique jusqu'à 210°C) reliée à un générateur continu (*Agilent E3631A*).

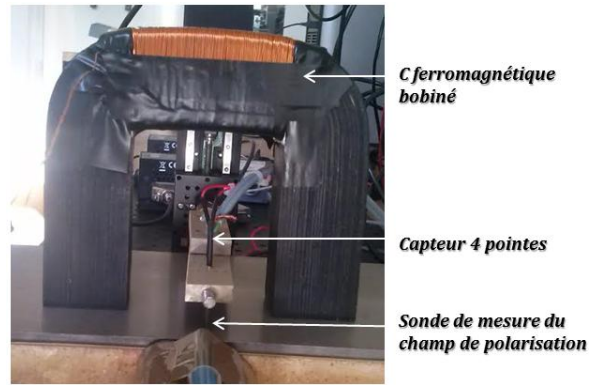


Figure 131 : Photographie du dispositif expérimental

II.2.1.B. COHERENCE QUALITATIVE DE LA MESURE

On propose dans un premier temps une étude qualitative sur les aciers à outils. L'objectif est de s'assurer de la cohérence des résultats obtenus. Pour mener à bien cette étude, on propose de faire varier 3 paramètres afin d'obtenir des résultats expérimentaux qui permettront de juger de la sensibilité et de la mesure. Ces paramètres sont reportés dans le Tableau 23.

Tableau 23 : Paramètres variant et valeurs associées

	Epaisseur de tôle T	Amplitude du courant I (ce qui modifie A)	Polarisation P
Valeur +	3,041 mm (acier A)	100 mA	sans
Valeur -	5,035 mm (acier B)	600 mA	avec (~4000 A/m)

Les paramètres des différentes mesures (numérotées de 1 à 8) sont reportés dans le Tableau 24.

Tableau 24 : Numérotation de la série d'expériences

Référence	T	I	P
Expérience 1	+	+	+
Expérience 2	+	+	-
Expérience 3	+	-	+
Expérience 4	+	-	-
Expérience 5	-	+	+
Expérience 6	-	+	-
Expérience 7	-	-	+
Expérience 8	-	-	-

La Figure 132 présente les parties réelles obtenues en fonction de la fréquence. En effet, rappelons que la différence de potentiel mesurée par les pointes de mesure est décomposée en parties réelle et imaginaire (c.f. **paragraphe I.3.1.b**). On cherche à vérifier la cohérence des mesures, autrement dit la concordance des mesures avec l'équation suivante dérivée de la méthode proposée par Bowler et al. (c.f. **chapitre 2, III.2.3.c**) :

$$v = \frac{I \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma T} + i \omega \mu_0 \left(\frac{\mu_r T}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma T^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right], \quad f < f_v \quad (136)$$

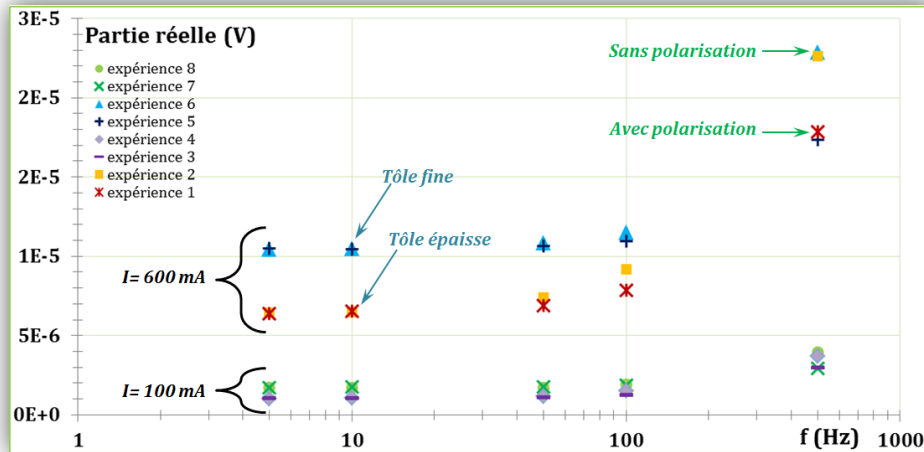


Figure 132 : Résultats expérimentaux (partie réelle)

Deux lots se distinguent facilement en fonction de l'amplitude du courant d'excitation. Ceci est logique car la différence de potentiel est directement proportionnelle au courant exciteur. On remarque également que les résultats expérimentaux obtenus pour un courant de 100 mA sont plus difficiles à distinguer les uns des autres que lorsque l'amplitude est de 600 mA. Pour garantir une bonne sensibilité de la méthode, il faudra donc maximiser l'amplitude du courant exciteur. Mais si cette amplitude devient trop importante, l'hypothèse "petit signal" de linéarité conduisant à une perméabilité constante devient de plus en plus discutable. Il faudra donc veiller à bien optimiser l'amplitude du courant d'excitation.

Considérons les résultats obtenus lorsque l'amplitude du courant est de 600 mA. On constate qu'à basse fréquence la différence de potentiel est plus faible lorsque la tôle est épaisse (expériences 1 et 2) que fine (expériences 5 et 6). Ce résultat est cohérent car à basse fréquence le terme prédominant de la différence de potentiel réelle est proportionnel à l'inverse de l'épaisseur de la tôle ($\ln(2)/[\pi\sigma T]$, c.f. équation ci-dessus).

L'expérience 1 est effectuée avec polarisation alors que l'expérience 2 est sans polarisation. A basse fréquence, les résultats pour ces deux expériences sont semblables, ce qui est logique car le terme prédominant à basse fréquence est indépendant de la perméabilité. Par contre, à haute fréquence, l'effet de la perméabilité devient visible ($\ln(2) \omega^2 \mu^2 \sigma T^3 / [45\pi]$, c.f. équation ci-dessus).

Le même type d'analyse des résultats, en cohérence avec l'équation analytique, peut être fait pour la partie imaginaire. L'étude qualitative est donc concluante. Elle permet de s'assurer que l'on mesure bien les grandeurs attendues et de visualiser la sensibilité de la mesure à ces paramètres.

II.2.2. Optimisation et dispositif expérimental final

II.2.2.A. POSITIONNEMENT DU CAPTEUR

Le dispositif expérimental initial donne des résultats qualitativement corrects et permet de distinguer les échantillons les uns des autres. Cependant, on a constaté que les valeurs obtenues ne

correspondent pas nécessairement aux valeurs de référence. Il est donc nécessaire de trouver des sources d'amélioration de la mesure.

La méthode de Bowler permet d'obtenir de façon quantitative la conductivité électrique σ et la perméabilité initiale μ_i d'un échantillon dont on connaît l'épaisseur T . L'ajout du système de polarisation (le C ferromagnétique) ne devrait pas perturber la mesure de différence de potentiel par les pointes de mesure. En effet, le C ferromagnétique est alimenté en continue alors que les pointes ne peuvent que "voir" des composantes alternative du champ magnétique.

Par contre, on peut s'interroger sur la façon d'optimiser la mesure du champ de polarisation H_{pol} . Les facteurs principaux affectant ce type de mesure sont la justesse des capteurs de champ, l'incertitude de position des capteurs de champ, l'hypothèse d'évolution monotone du champ tangentiel lorsque l'on s'éloigne de l'échantillon et le gradient du champ [109]. Notons que plus le gradient est petit, moins une incertitude de positionnement des capteurs aura un effet sur l'incertitude du champ H_{pol} . On peut montrer par calcul numérique que ce gradient sera moins important si le capteur de champ est du côté opposé par rapport au C ferromagnétique [109]. Donc le capteur et le C ferromagnétique vont être positionnés de part et d'autre de l'échantillon.

II.2.2.B. NECESSITE D'UN BLINDAGE

Pour diminuer le gradient du champ H (dans notre cas la différence entre la mesure H_1 et H_2), une solution complémentaire consiste à ajouter un blindage magnétique dans l'environnement de mesure du champ de polarisation H_{pol} [110]. Il s'agit de deux plaques de matériau doux en contact avec l'échantillon. Ce système permet d'avoir une homogénéité du champ dans la zone de mesure et donc de mesurer plus facilement H . L'efficacité du blindage dépend de sa capacité à guider le flux, donc de la perméabilité du matériau, de la section du blindage et de la qualité du contact entre blindage et échantillon. Plusieurs topologies de blindages ont été envisagées. La Figure 133 permet de constater l'efficacité croissante des blindages envisagés. Le blindage finalement retenu (blindage 3) est constitué de deux structures composées de 20 tôles de FeSi (180x100x0,3mm). L'échantillon est posé sur cette structure afin de garantir un bon contact entre le blindage et l'échantillon.

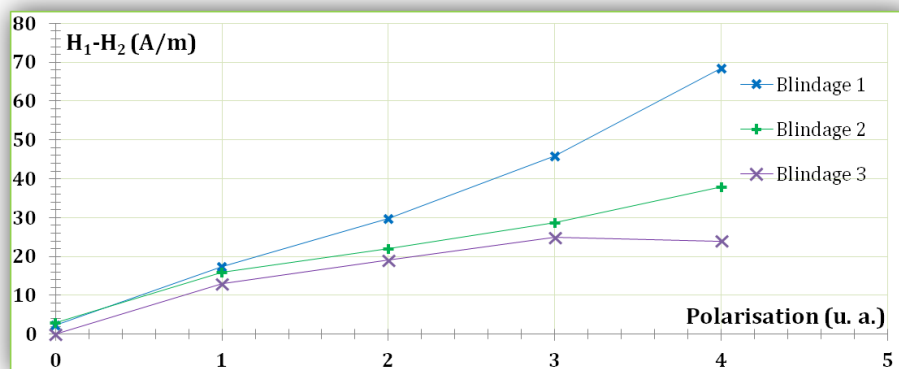


Figure 133 : Effet du blindage sur le gradient du champ (données expérimentales)

II.2.2.C. EFFET SUR LA MESURE

Pour illustrer l'effet des améliorations, intéressons-nous aux mesures données Figure 135. Il s'agit de mesures sur un même échantillon sous différentes conditions expérimentales (avec et sans blindage magnétique) qui sont schématisées Figure 134. La façon d'obtenir la perméabilité incrémentale à partir de la mesure de différence de potentiel sera détaillée dans le **paragraphe II.3**.

Notons que le même courant est injecté dans la bobine d'excitation du C ferromagnétique pour les points i_1 , i_2 , i_3 et i_4 . Il est intéressant de constater que, pour un même groupe de points, la perméabilité déduite est du même ordre de grandeur, par contre le champ de polarisation mesuré est très différent d'une mesure à l'autre. On constate que les champs mesurés au centre et vers le pied de la culasse ne sont pas les mêmes. L'hypothèse est que les sondes à effet Hall captent des fuites, particulièrement à haute polarisation car alors le matériau sature et une partie importante du champ circule dans l'air. Le capteur de champ a donc été placé au plus près des pointes de mesure et un blindage important a été ajouté au système. Rappelons que ces fuites n'ont aucun impact sur le signal du capteur 4 pointes car elles sont de nature continue (le principe de mesure du capteur à pointes étant celui d'un secondaire ne captant que les variations de flux).

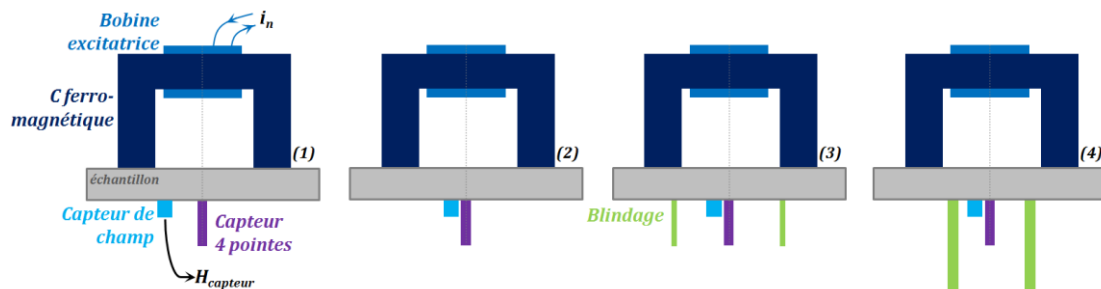


Figure 134 : Schéma des différentes conditions expérimentales testées

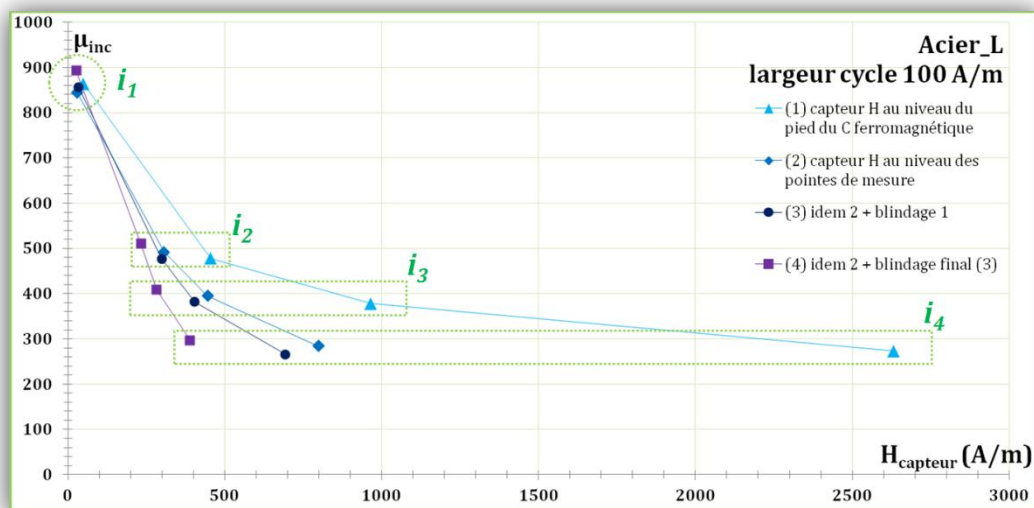


Figure 135 : Effet des conditions expérimentales sur la mesure de la perméabilité incrémentale

II.2.2.D. DISPOSITIF EXPERIMENTAL FINAL

Le blindage transforme nécessairement l'environnement du capteur à pointes (c.f. **paragraphe II.2.2.b**). Ce dispositif n'est pas envisagé dans la modélisation du problème, qu'il s'agisse d'une approche analytique ou numérique (c.f. **paragraphe II.3**). Le blindage risque de modifier le comportement du champ dans l'air au voisinage des pointes de mesure. Afin de quantifier le phénomène, une bobine captant le flux dans l'air est ajoutée au système de mesure. Le dispositif expérimental finalement obtenu est schématisé Figure 136. Un courant i est injecté dans les pointes d'excitation, une différence de potentiel U_p est mesurée entre les pointes de mesure et une différence de potentiel U_{bp} est mesurée aux bornes de la bobine captant le champ dans l'air. Grâce à une régression linéaire, les mesures de champ H_1 et H_2 permettent de déterminer H_{pol} .

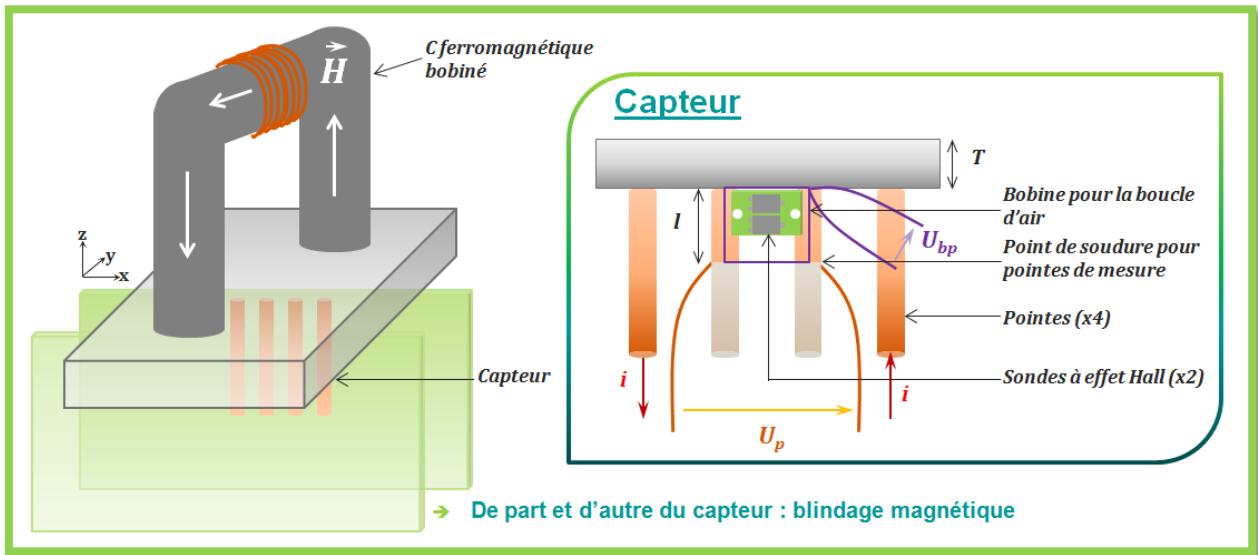


Figure 136 : Schéma du système de mesure

On dispose donc d'un dispositif expérimental et d'une méthode permettant d'obtenir des couples $U(H_{pol})$. Pour finalement connaître $\mu_{inc}(H_{pol})$ il est nécessaire d'utiliser un modèle. Deux approches sont alors envisagées : l'approche analytique et l'approche numérique.

II.3. Exploitation des mesures

Quel que soit l'échantillon considéré, les mesures sont effectuées pour 6 fréquences : 10, 50, 100, 150, 200 et 300 Hz. On obtient ensuite deux graphiques $U_r(f)$ et $U_i(f)$, comme l'illustre la Figure 137. L'objectif est d'extraire de ces données la perméabilité recherchée.

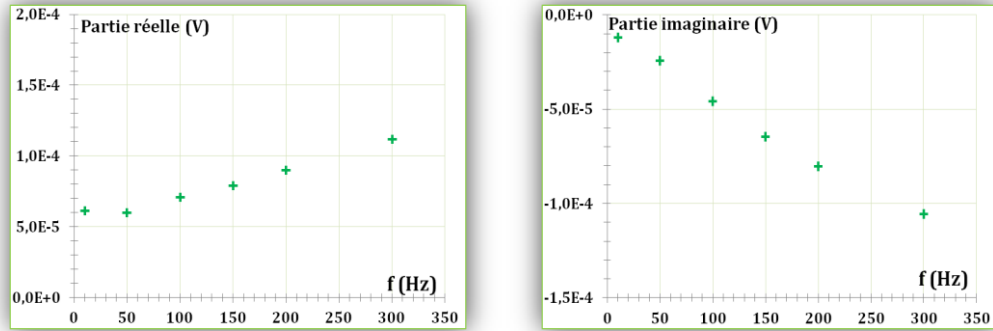


Figure 137 : Résultat de mesure type du capteur à pointes après décomposition du signal en partie réelle et partie imaginaire

II.3.1. Approche analytique

II.3.1.A. EQUATION ANALYTIQUE RETENUE

Pour l'approche analytique, l'équation utilisée est celle proposée dans le **chapitre 2, III.2.3.e**, soit :

$$U_p = \frac{i \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma \min(T, \delta)} + i\omega\mu_0 \left(\frac{\mu_r \min(T, \delta)}{3} + l \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma \min(T, \delta)^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right], \quad f < f_v \quad (137)$$

avec δ l'épaisseur de peau (**c.f. chapitre 1, I.2.3.b**). Le paramètre l , lié à la longueur des pointes, rend compte du champ dans l'air. Ce champ risquant d'être modifié par le blindage magnétique, une bobine a été ajoutée au système afin de capter le champ dans l'air. La différence de potentiel U_{bp} ainsi mesurée est retranchée au signal U_p selon $U = U_p - U_{bp}$. Dans ce cas, l'équation analytique devient :

$$U = \frac{i \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma \min(T, \delta)} + i\omega\mu_0 \left(\frac{\mu_r \min(T, \delta)}{3} \right) - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma \min(T, \delta)^3}{45} + \mathcal{O}(\omega^3) \right], \quad f < f_v \quad (138)$$

L'épaisseur T de la tôle ainsi que la conductivité σ des échantillons sont connues (**c.f. paragraphe II.1.1 et II.1.2**). Il existe donc deux équations distinctes pouvant être exploitées afin de déterminer la perméabilité recherchée :

$$U_{r\text{modèle}} = \frac{l \ln(2)}{\pi} \left[-\frac{1}{\sigma \min(T, \delta)} - \frac{\omega^2 \mu^2 \sigma \min(T, \delta)^3}{45} \right] \quad \text{et} \quad U_{i\text{modèle}} = \frac{l \ln(2) \omega \mu_0 \mu_r \min(T, \delta)}{3\pi} \quad (139)$$

II.3.1.B. DETERMINATION DE LA PERMEABILITE INCREMENTAL

Pour chacune des équations précédentes ($U_{r\text{modèle}}$ et $U_{i\text{modèle}}$), la valeur de la perméabilité du modèle est ajustée, à l'aide d'un solveur numérique, aux résultats expérimentaux. Pour ce faire on cherche à minimiser les *fonctions objectifs* définies par le calcul de l'erreur (E_r ou E_i) entre modèle et mesure :

$$E_r = \sum_f (U_r - U_{r\text{modèle}})^2 \quad \text{et} \quad E_i = \sum_f (U_i - U_{i\text{modèle}})^2 \quad (140)$$

Les résultats obtenus dans le cas de l'acier **A** sont présentés Figure 138. On constate une différence très importante selon que la perméabilité soit évaluée à l'aide de la partie réelle ou bien à l'aide de la partie imaginaire. Le modèle analytique ne semble pas rendre compte correctement des phénomènes. Par contre, il est intéressant de constater que, à faible polarisation, les deux approches encadrent les valeurs de référence.

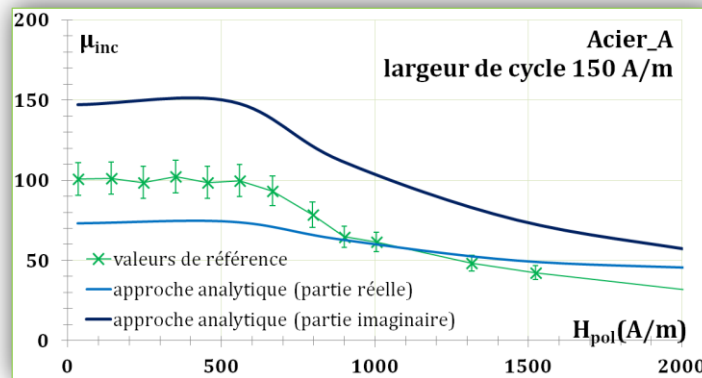


Figure 138 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier A)

Ainsi, en second approche, la valeur de la perméabilité dans le modèle est ajustée en considérant la *fonction objectif* définie par le calcul de l'erreur E suivante :

$$E = \sum_f (U_r - U_{r\text{modèle}})^2 + \sum_f (U_i - U_{i\text{modèle}})^2 \quad (141)$$

Les résultats expérimentaux de l'acier **A** sont présentés Figure 139. On note une amélioration des résultats obtenus. En outre, bien que la répétabilité de mesure n'ait pas été quantifiée rigoureusement, l'expérience n'a jamais montrée d'écart supérieur à 5% entre deux mesures effectuées sous condition de répétabilité.

On constate que les résultats obtenus par la méthode des pointes correspondent bien aux valeurs attendues à faibles polarisation. Lorsque la polarisation augmente, on note une dérive, la MdP surestime le champ de polarisation H_{pol} et/ou la perméabilité incrémentale μ_{inc} . L'hypothèse principale pour expliquer ce phénomène est la présence d'un flux de fuite magnétique résiduel du au système de polarisation mais il n'est pas exclu que l'erreur résiduelle à haut champ de polarisation soit due aussi à la méthode (hypothèses du modèle, calcul de la référence ...).

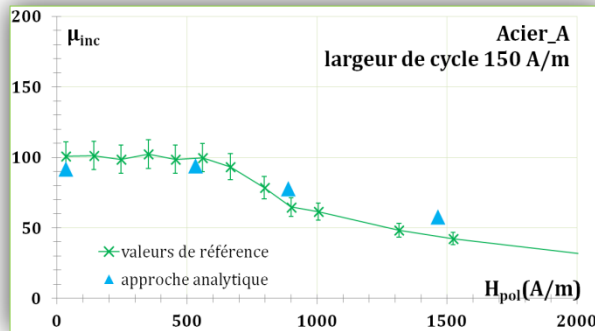


Figure 139 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier à outils A)

II.3.1.C. SENSIBILITE A LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE

Les résultats expérimentaux des aciers **B0**, **B1** et **B2** sont présentés sur la Figure 140. La détermination de la perméabilité incrémentale s'appuie sur la minimisation de la fonction erreur E (c.f. **paragraphe précédent**). Les conductivités injectées dans les modèles correspondent aux conductivités mesurées à l'aide des pinces Kelvin (c.f. **paragraphe II.1.2**).

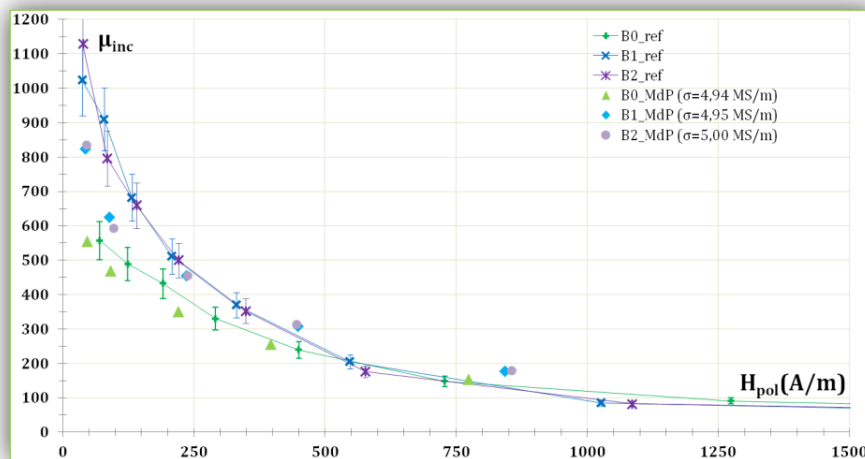


Figure 140 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers magnétiques, σ mesurée)

Une fois encore, la MdP surestime le champ de polarisation H_{pol} et/ou la perméabilité incrémentale μ_{inc} lorsque la polarisation augmente. Par contre l'acier **B0** se distingue bien de **B1** et **B2**, comme cela est attendu. Cependant, on remarque que les valeurs mesurées ne correspondent pas aussi bien aux valeurs de références que dans le cas de l'acier **A**.

Rappelons que l'incertitude de mesure pour la conductivité électrique des aciers magnétiques est très importante (c.f. **paragraphe II.1.2**). Or, pour la démarche proposée, une mauvaise estimation de la conductivité entraîne nécessairement une mauvaise estimation de la perméabilité. On propose donc de minimiser la fonction erreur E en identifiant, à l'aide d'un solveur numérique, non plus un paramètre mais deux : la perméabilité et la conductivité électrique. La Figure 141 présente les résultats ainsi obtenues. On constate alors que les perméabilités obtenues correspondent bien aux valeurs de références (en particulier à faible polarisation).

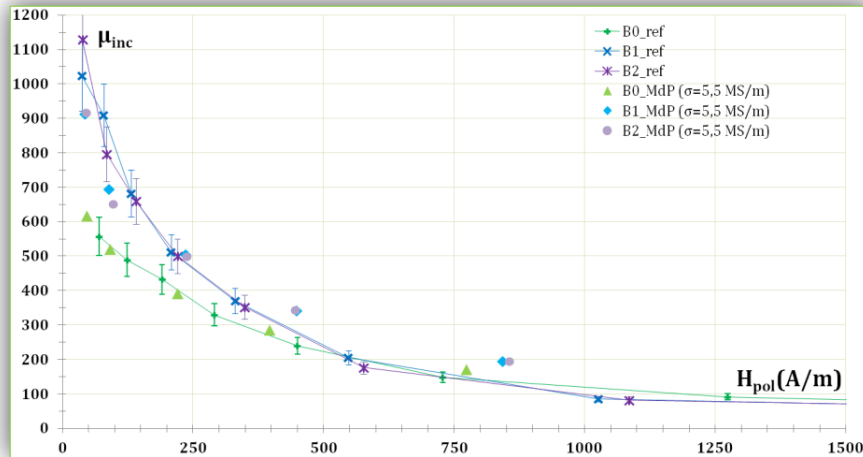


Figure 141 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers magnétiques, σ ajustée)

Ces résultats illustrent que l'identification de la perméabilité est sensible à la conductivité injectée dans le modèle. La conductivité peut être déterminée par une mesure indépendante dont la justesse est vérifiée. Elle peut également être déterminée par la présente méthode, en particulier à l'aide des mesures effectuées à basses fréquences (dans le cas d'une alimentation continue, on retrouve la méthode développée dans le chapitre 3).

II.3.1.D. LIMITES DE L'APPROCHE ANALYTIQUE

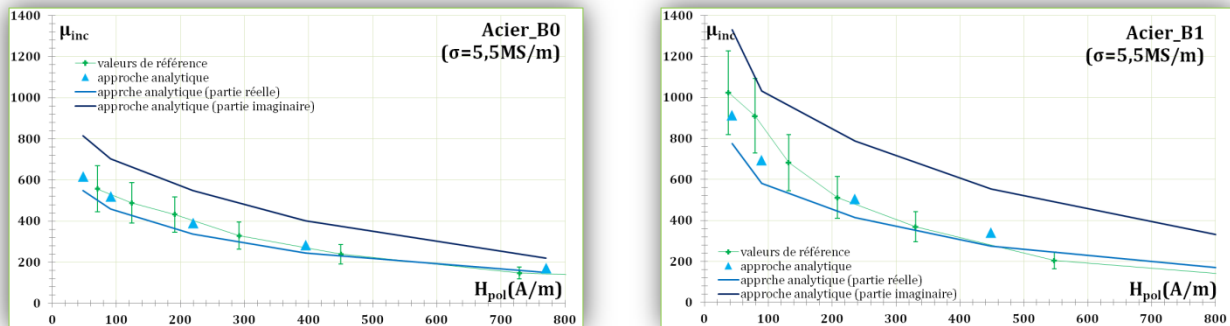


Figure 142 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (aciers B0 et B1)

Le détail des résultats obtenus dans le cas de l'acier **B0** et **B1**, est présenté Figure 142. Une fois encore on constate que la perméabilité déduite des mesures est très différente selon que l'on s'appuie sur la partie réelle ou imaginaire du signal mesuré. Ce constat est particulièrement visible pour l'acier **B1** qui présente des perméabilités plus importantes que celles de l'acier **B0**. Ceci est lié au fait que les limites du modèles sont très vite atteintes : la fréquence limite f_v est dépassée ($f_v = \pi / (2\mu\sigma T^2)$). Le modèle analytique ne suffit donc pas pour rendre compte correctement des phénomènes. On envisage alors une approche numérique.

II.3.2. Approche numérique

II.3.2.A. COMPREHENSION DES PHENOMENES

L'approche numérique a été décrite **chapitre 2, III.2.3.d**. Elle est appliquée au cas d'une tôle de 2mm d'épaisseur, de conductivité 5,5 MS/m (cas des aciers magnétiques) et dont la géométrie est donnée Figure 143.

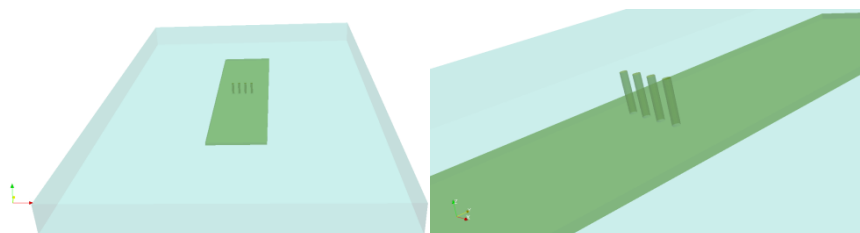


Figure 143 : Géométrie exploitée pour le calcul numérique

On propose de s'intéresser au cas de la simulation, par exemple, d'une tôle de perméabilité relative égale à 5 et excitée par un signal à 5 Hz. La densité de courant est donnée Figure 144. On constate que le courant diffuse largement dans la plaque.

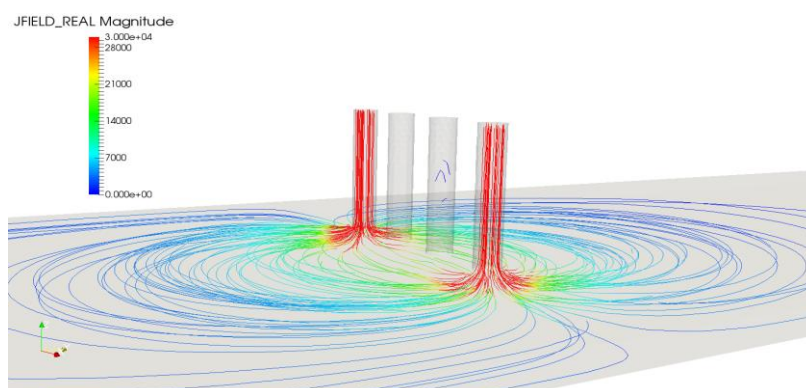


Figure 144 : Densité de courant ($f= 5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)

Intéressons-nous à l'induction magnétique $\vec{B}$. La Figure 145 présente la grandeur B_y entre les points du capteur. On constate que, entre les points de mesure, le champ ne circule que dans un sens et se referme à l'extérieur des pointes excitatrices.

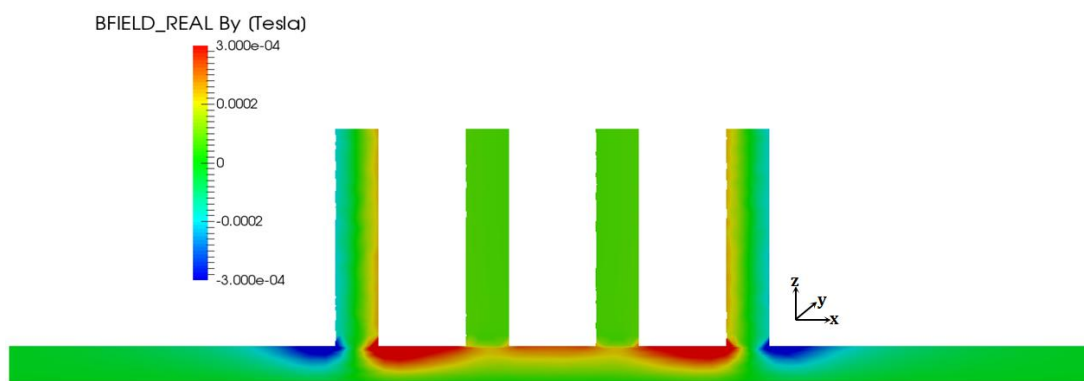


Figure 145 : Induction magnétique selon y entre les pointes du capteur ($f= 5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)

La Figure 146 présente cette même grandeur B_y mais sur différentes tranches de l'échantillon. On constate que pour cette tôle faiblement magnétique, le champ reboucle rapidement sans atteindre l'extrémité de l'échantillon. En effet, au niveau $y=25$ mm il n'y a quasiment pas de champ magnétique dans la tôle.

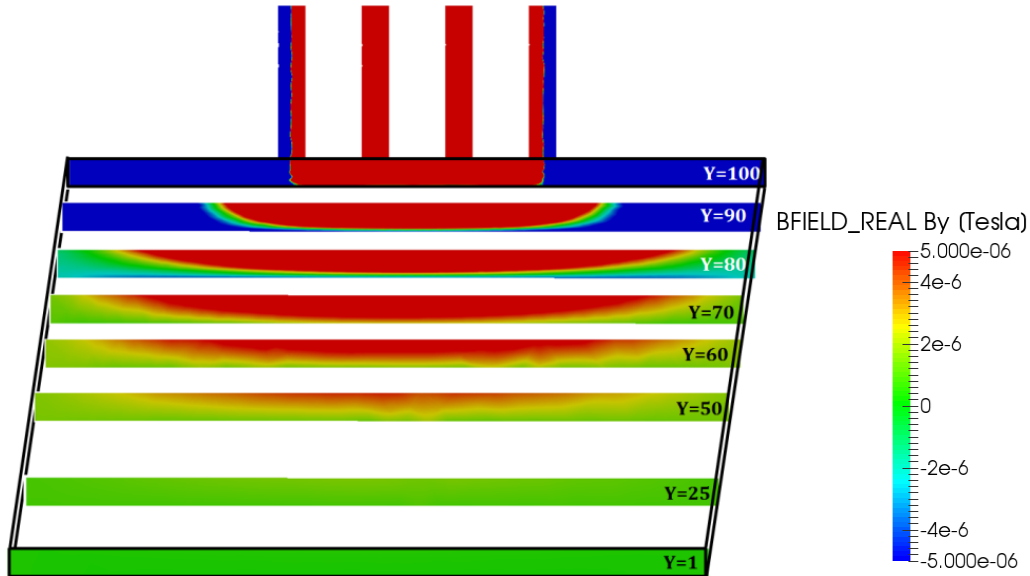


Figure 146 : Induction magnétique selon y sur l'ensemble de l'échantillon ($f= 5\text{Hz}$, $\mu_r=5$)

Dans le cas d'une tôle avec une perméabilité relative plus importante, par exemple 800, le profil entre les pointes est le même mais l'induction atteinte est plus importante. En outre le champ B "s'étale" sur l'ensemble de la tôle (Figure 147).

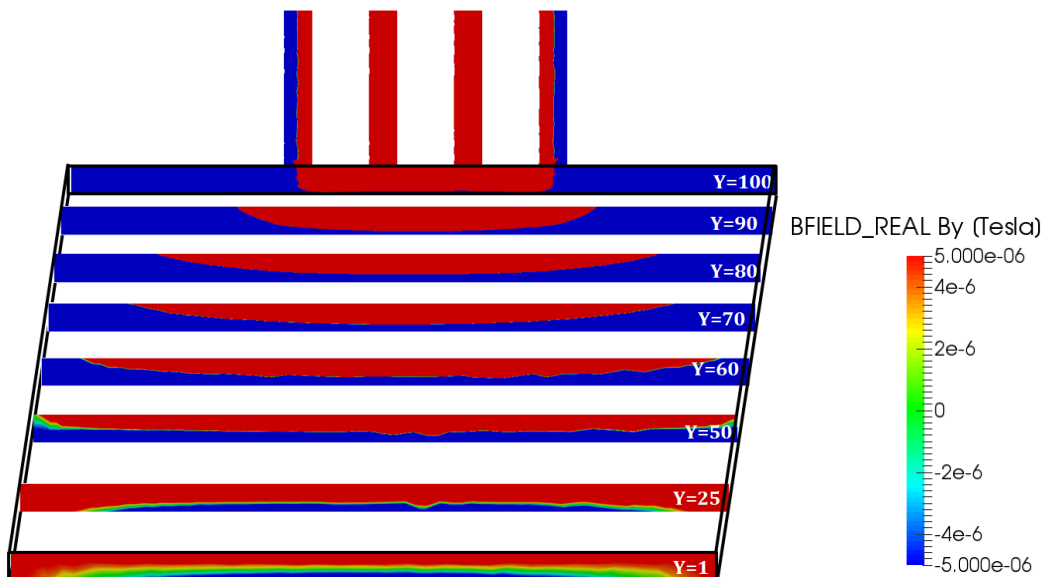


Figure 147 : Induction magnétique selon y ($f= 5\text{Hz}$, $\mu_r=800$)

II.3.2.B. UTILISATION DU MODELE NUMERIQUE

Le modèle numérique a permis de bien comprendre la façon dont le champ se développe dans la tôle. Il va maintenant être utilisé afin de trouver les perméabilités des aciers magnétiques. Pour cela, il faut calculer les abaques. Il s'agit d'un réseau de courbes tracées pour différentes perméabilités en fonction de la fréquence, comme l'illustre la Figure 148.

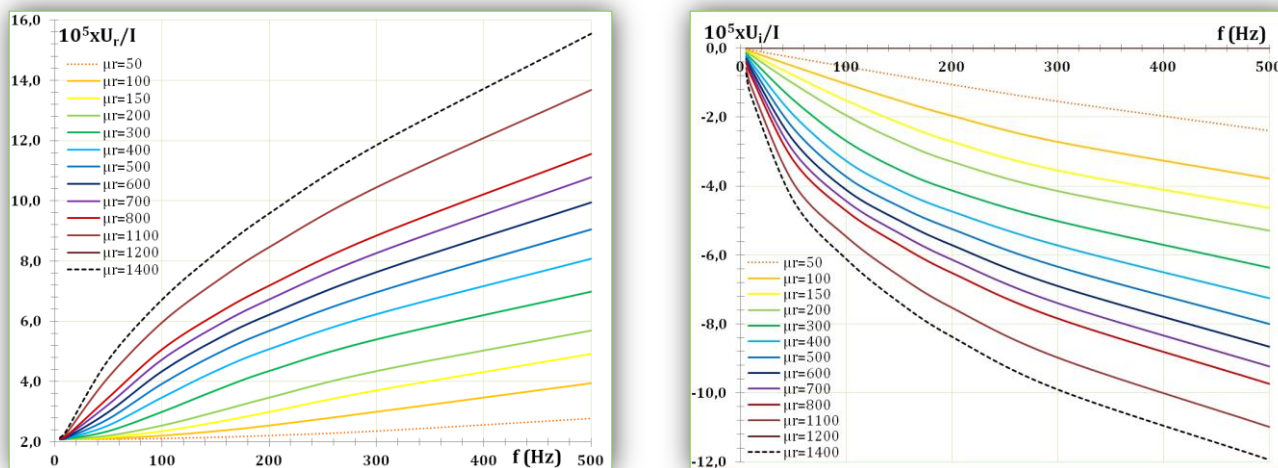


Figure 148 : Résultats de simulation pour l'acier ($\sigma=5,5$ MS/m)

Comme dans le cas de l'approche analytique, on dispose de deux informations (partie réelle et partie imaginaire) pour retrouver la perméabilité magnétique. La différence de potentiel obtenue par le modèle est calculée au niveau de l'extrémité des pointes de mesures (i.e. au niveau de la limite de la boîte d'air). Cette valeur prend donc en compte le flux passant dans l'air. Ces résultats sont donc à comparer aux mesures U_p (et non pas $U=U_p-U_{pb}$). Les résultats expérimentaux des parties réelles et imaginaires sont donc superposés aux abaques. L'exemple donné Figure 149 permet de déduire de la partie réelle une perméabilité de 300 et de la partie imaginaire une perméabilité comprise entre 200 et 300.

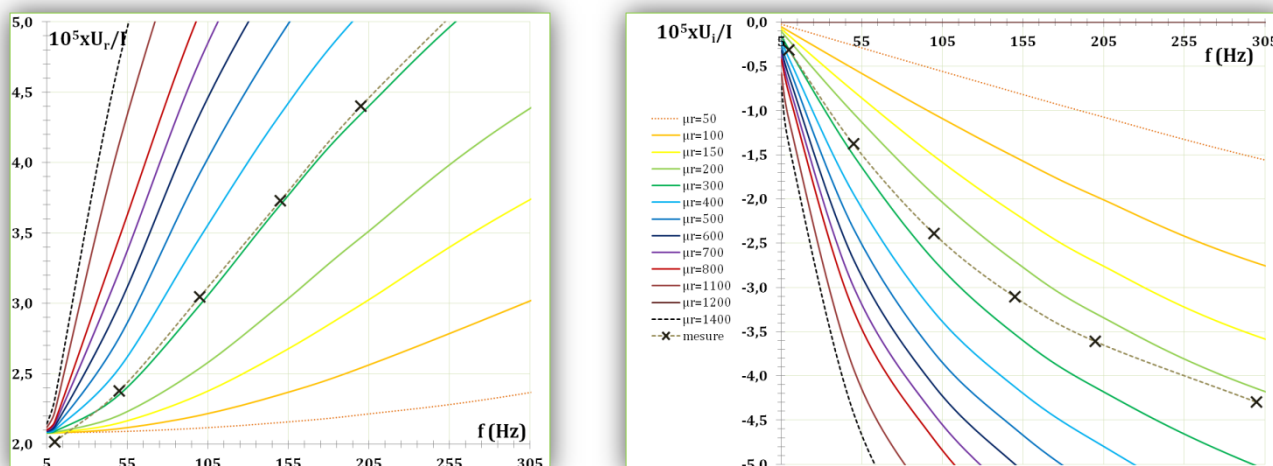
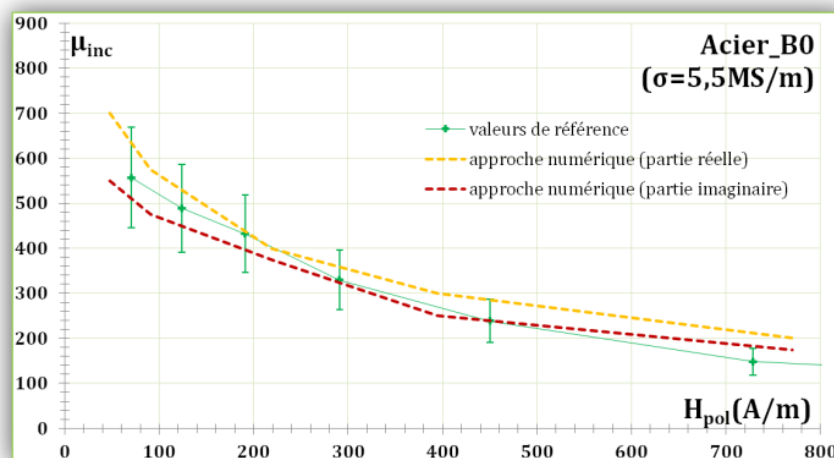
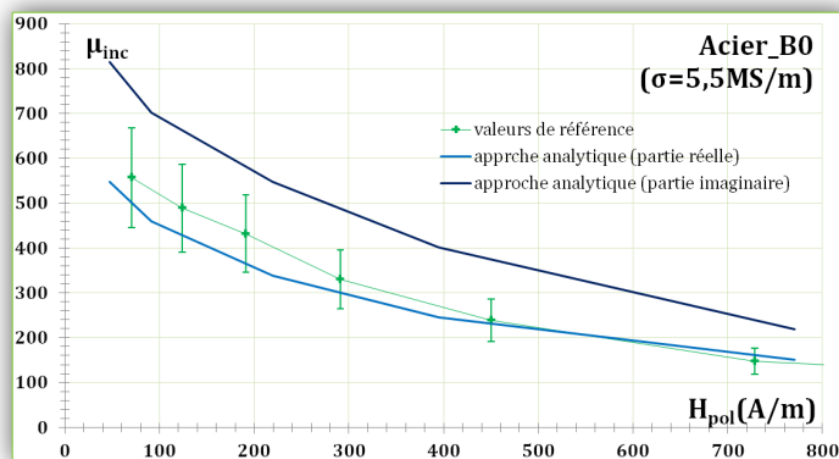


Figure 149 : Résultats de simulation pour l'acier ($\sigma=5,5$ MS/m)

Notons que les parties réelles mesurée et calculée suivent le même profil de courbe, ce qui n'est pas parfaitement le cas pour la partie imaginaire. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce constat. Tout d'abord, le blindage, non représenté dans la simulation, peut changer l'environnement du capteur de mesure. En outre, dans la simulation la boîte d'air s'arrête au niveau des pointes (Figure 143) ce qui peut changer la réponse de la partie imaginaire du capteur, qui ne correspond alors plus à la réponse simulée. Cette identification de perméabilité est reproduite pour toutes les séries de mesures. Les résultats obtenus pour l'acier **B0** sont données Figure 150.



Numérique



Analytique

Figure 150 : Perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation (acier B0)

On constate que les valeurs de perméabilités obtenues avec la partie réelle et avec la partie imaginaire sont très proches l'une de l'autre dans le cas de l'approche numérique en comparaison de ce qui est obtenu dans le cas d'une approche analytique. De plus elles encadrent, à polarisation suffisamment faible, les valeurs de références. L'approche numérique permet donc d'estimer avec une bonne justesse la perméabilité incrémentale de l'échantillon, que l'on se base sur la partie réelle ou imaginaire du signal. Par contre cette approche nécessite d'effectuer de nombreuses simulations (à

refaire dès que la conductivité électrique change). L'approche analytique reste intéressante car elle permet d'avoir rapidement un ordre de grandeur de la perméabilité incrémentale de l'échantillon. Les deux approches sont donc complémentaires.

Enfinement un principe de mesure de la perméabilité incrémentale adapté à l'étude de tôles sur une gamme d'épaisseurs importantes a été proposé et une méthode de mesure a été développée. Ce travail correspond à une étude de faisabilité ainsi qu'au début d'une démarche d'optimisation. Pour aller plus loin, il faudrait maintenant effectuer la même démarche que celle qui a été conduite dans le cas de la méthode de mesure de la conductivité électrique (c.f. chapitre 3), à savoir l'établissement du 5M, l'optimisation de la procédure et la caractérisation de la méthode de mesure (i.e. quantification de l'incertitude de mesure).

Mais rappelons que l'objectif ici était avant tout de démontrer les possibilités quantitatives du principe de mesure proposé dans le cas relativement simple d'une plaque. Au regard des résultats expérimentaux apportés par l'étude, on conclue que ce principe de mesure peut permettre de mesurer la perméabilité incrémentale en fonction du champ de polarisation. On s'intéresse donc maintenant au cas de la roue polaire.

III. APPLICATION DE LA METHODE DE MESURE AU CAS DE LA ROUE POLAIRE

III.1. Adaptation de la méthode au cas de la roue polaire

La méthode présentée dans le paragraphe II s'applique à l'étude de plaques. Les suggestions d'adaptation de cette méthode, qui ont été proposées au paragraphe I.3.3.c., vont être détaillées et la population étudiée va être décrite. Après étude des résultats expérimentaux, des conclusions seront tirées sur les possibilités de cette méthode en tant que contrôle qualité et moyen de mesure qualitatif de la perméabilité magnétique locale des roues polaires.

III.1.1. Dispositif expérimental

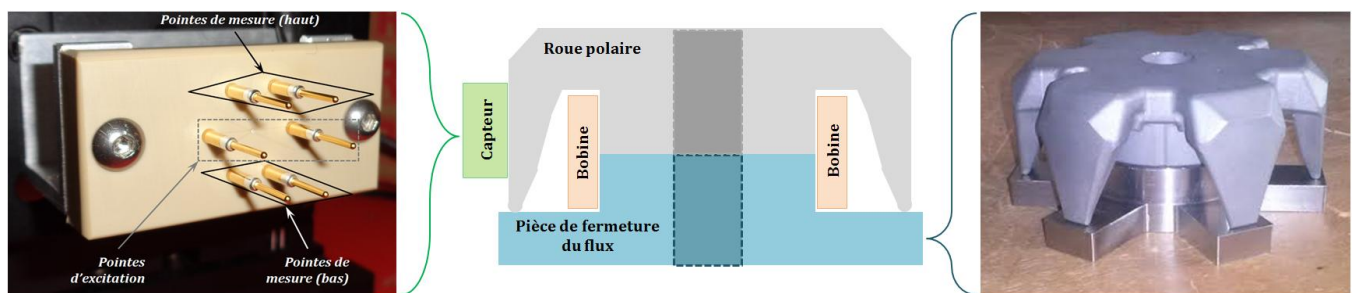


Figure 151 : Photographies et schéma du système de mesure adapté à l'étude des griffes de roue polaire

Un schéma du dispositif expérimental est donné Figure 151. Le C ferromagnétique est remplacé par la pièce de fermeture du flux et par la bobine de polarisation. Le système formé par la pièce de fermeture du flux et par la roue polaire est positionné sur une platine de rotation (Thorlabs).

Les pointes du capteur à pointes ne sont plus alignées car les dimensions des griffes de roues polaires ne le permettent pas. Un jeu de pointes d'excitation est accompagné de deux jeux de pointes de mesures situés au-dessus (capteur haut) et au-dessous (capteur bas) des pointes d'excitation. Il est ainsi possible d'effectuer une mesure sur deux zones de la griffe simultanément. Le capteur de champ, qui est le même que précédemment (Figure 130), est placé entre les pointes d'excitation du capteur. Ce capteur est fixé sur une platine de translation (Thorlabs). Cette platine permet d'avancer et reculer le capteur sur la griffe étudiée.

Comme précédemment, les mesures sont effectuées à 6 fréquences différentes (10, 50, 100, 150, 200 et 300 Hz). Les résultats exploités sont les parties réelle et imaginaire de la différence de potentielle mesurée entre les pointes de mesure.

III.1.2. Population

Pour démontrer les possibilités de la méthode proposée, on s'appuie sur l'étude de trois roues polaires notées **roue usinée A**, **roue forgée A** et **roue forgée B**. Les deux roues A sont de même géométrie mais l'une est forgée alors que l'autre a été usinée dans un lopin de matière première. La roue B est de géométrie différente. La matière première de ces roues est de même nuance et fournisseur mais précisons que la composition exacte n'a pas été mesurée. Des mesures ont été effectuées sur trois griffes de chacune de ces roues. Pour chaque griffe, une mesure a été effectuée sans polarisation (bobine non alimentée) et une avec polarisation (bobine parcourue par un courant de l'ordre de 1,5 A). Notons que pour chaque mesure, on relève deux différences de potentiel car on dispose de deux jeux de pointes de mesure notés capteur bas et capteur haut (Figure 152).

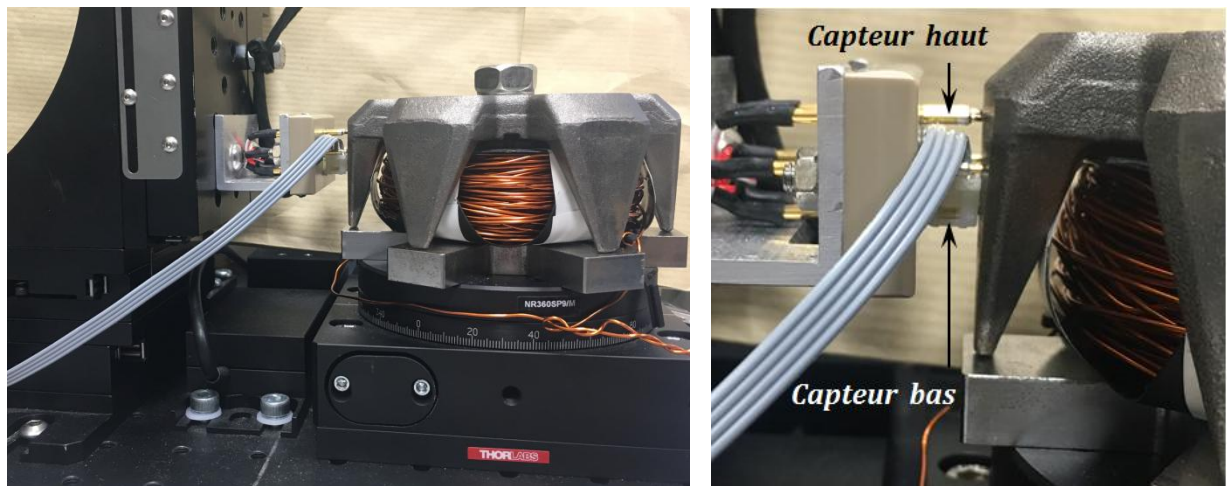


Figure 152 : Photographies du système complet de mesure

III.2. Analyse des résultats expérimentaux

Dans cette analyse, les résultats expérimentaux seront exprimés en termes d'impédance. Il s'agit de juger du potentiel de la méthode et de l'utilisation que l'on peut en faire en tant que moyen de contrôle.

III.2.1. Visualisation de la répétabilité de mesure

Sans que la répétabilité de mesure soit rigoureusement évaluée, on cherche ici à vérifier que la fidélité de mesure est suffisante pour pouvoir envisager la méthode comme un système quantitatif de détermination de la perméabilité incrémentale de la roue polaire. Ainsi, les mesures ont été reproduites trois fois de façon indépendante afin d'avoir une estimation de la répétabilité de mesure. La Figure 153 présente les 3 mesures obtenues pour une des expériences. La différence entre les courbes est

généralement de l'ordre de 1% et systématiquement inférieure à 2% pour le capteur haut (c.f. Figure 151). Ainsi, dans le cas du capteur haut, on jugera que la différence entre deux courbes est significative si le coefficient de variation est supérieur à 3%.

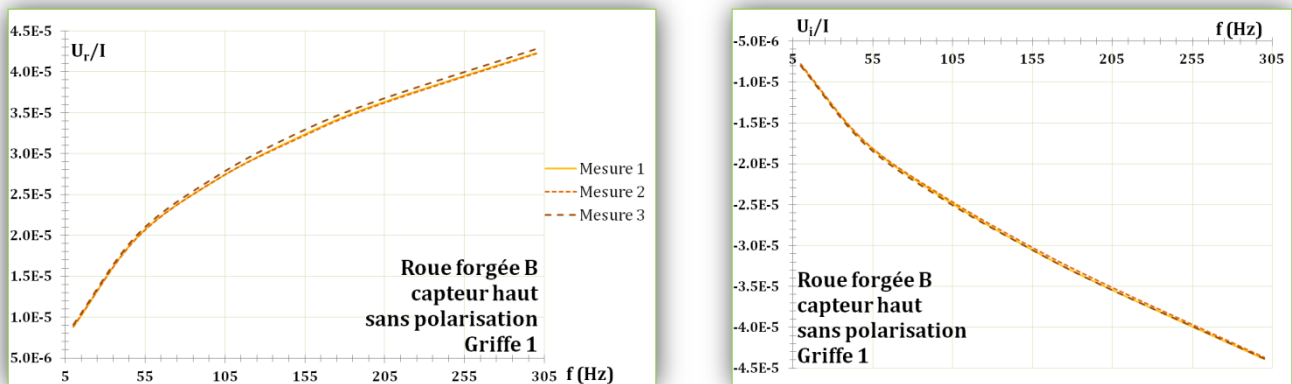


Figure 153 : Résultats expérimentaux : visualisation de la répétabilité de mesure

Par contre la répétabilité du capteur bas est moins bonne que celle du capteur haut. Ainsi, dans l'exemple visible Figure 154, le coefficient de variation des mesures du capteur bas est 3,2 % contre 1% pour les mesures du capteur haut. Dans la suite de l'analyse, nous nous appuierons donc essentiellement sur les mesures obtenues avec le capteur haut.

Cette différence de fidélité entre les deux capteurs est probablement liée à la géométrie de la griffe. En effet, au niveau du capteur bas, la section de griffe "vue" par les pointes de mesure est plus petite qu'au niveau du capteur haut. Or, les simulations effectuées pour la méthode de mesure de la conductivité (c.f. chapitre 3, II.1.3.d), qui correspond au cas particulier à fréquence nulle de la présente méthode, ont montré qu'une erreur de positionnement du capteur sur la griffe engendre d'autant plus d'erreur que la section considérée est faible (en bout de griffe). Le présent capteur étant positionné à l'aide de platines contrôlées manuellement, il est néanmoins possible d'améliorer la fidélité de mesure en utilisant, par exemple, le même type de platines que celles utilisées pour la mesure de conductivité de la roue polaire.

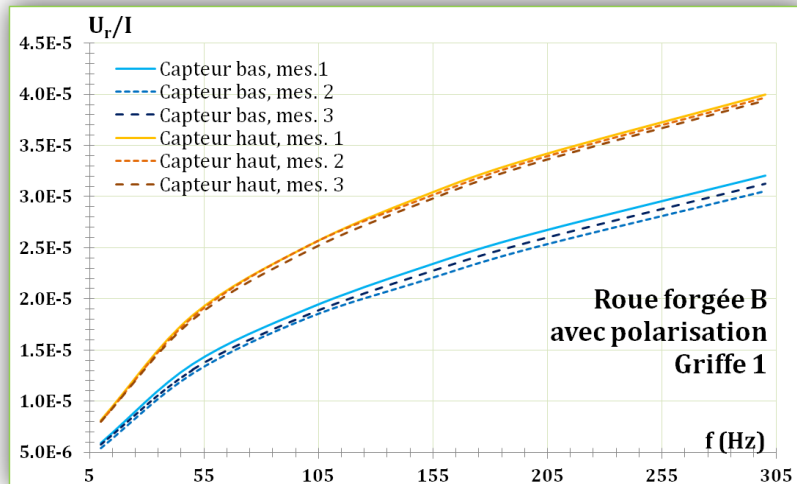


Figure 154 : Résultats expérimentaux : comparaison entre le capteur haut et le capteur bas

III.2.2. Analyse des résultats expérimentaux

III.2.2.A. COMPARAISON DES RESULTATS AVEC ET SANS POLARISATION

Une des différences importantes entre le dispositif expérimental développé pour une plaque et celui pour une roue polaire est le système de polarisation. Il faut donc s'assurer que le système de polarisation proposé polarise effectivement la roue polaire. On propose donc de comparer deux mesures : une dite "sans polarisation" et une dite "avec polarisation". Les mesures des sondes à effet Hall permettraient de conclure que dans le second cas le champ de polarisation est de l'ordre de 500 A/m. Cependant, le développement de la méthode au cas d'une plaque a montré la nécessité de mettre en place un blindage magnétique au voisinage des sondes à effet Hall. Cette valeur de 500 A/m doit donc, par précaution, être considérée comme le champ de polarisation maximum possible.

Les résultats expérimentaux pour la griffe 1 de la roue B avec et sans polarisation sont donnés Figure 155. On constate une différence significative entre les deux mesures, de 8% en moyenne pour la partie réelle et 3% pour la partie imaginaire. Notons que la partie réelle est plus sensible à une différence de perméabilité (écart de $2.10^{-6} \text{ V.A}^{-1}$) que la partie imaginaire (écart de $7.10^{-7} \text{ V.A}^{-1}$) pourvu que la fréquence soit suffisante. Ceci est cohérent avec le développement analytique (c.f. **paragraphe II.2.1.b**). En effet rappelons que la partie réelle est fonction de la perméabilité élevée au carré alors que la partie imaginaire est simplement fonction de la perméabilité. Finalement on peut conclure que le système proposé est bien capable de polariser la roue polaire.

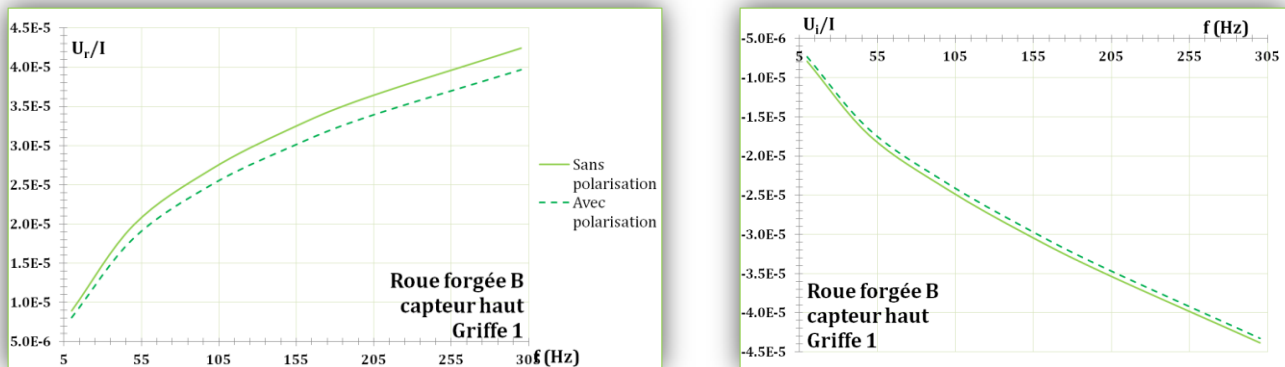


Figure 155 : Résultats expérimentaux : effet de la polarisation

III.2.2.B. COMPARAISON DES RESULTATS D'UNE ROUE A L'AUTRE

On dispose de deux roues notées A de géométrie identique et de composition similaire, mais l'une est usinée et l'autre est forgée. L'histoire métallurgique de ces deux roues étant très différentes, on s'attend donc à obtenir des résultats expérimentaux différents. La Figure 156 présente les résultats expérimentaux obtenus pour ces deux roues sans polarisation. On constate qu'il existe effectivement une différence très importante entre les mesures de ces deux roues polaires. Ces résultats ne sont pas sans rappeler ceux obtenus pour les plaques B0, B1 et B2 (c.f. **paragraphe II.2.3c**). En effet, ces échantillons de même composition ont donné des résultats de perméabilités incrémentales très différents en raison de leur histoire métallurgique différente. Ainsi, deux roues de composition similaire mais avec une histoire métallurgique différente sont clairement distinguables par cette méthode de mesure.

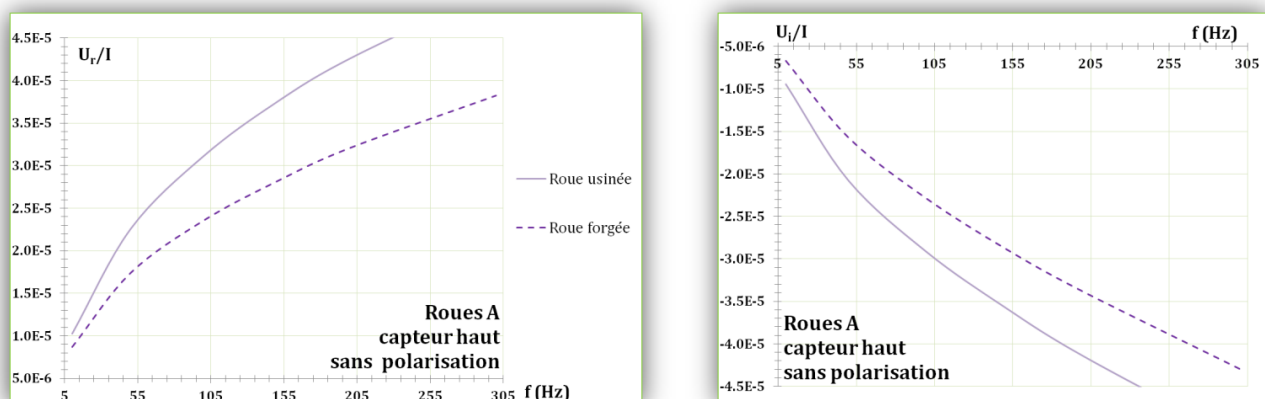


Figure 156 : Résultats expérimentaux : comparaison entre deux roues polaires de même géométrie

III.2.2.C. COMPARAISON DES RESULTATS D'UNE GRIFFE A L'AUTRE

Intéressons-nous maintenant aux résultats obtenus d'une griffe à l'autre pour une roue polaire. Les résultats expérimentaux obtenus pour la roue B sans polarisation sont donnés Figure 157. On constate que les parties réelles des mesures obtenues d'une griffe à l'autre sont significativement

différentes (coefficient de variation de 3,4 %). Le même phénomène est constaté dans le cas de la mesure avec polarisation (coefficient de variation de 3,4 %). Ainsi, une hétérogénéité au sein d'une même roue polaire peut être détectée par cette méthode de mesure.

A titre de comparaison, les résultats obtenues pour la **roue usinée A** diffèrent de moins de 2% ce qui n'est pas suffisant pour être pertinent (c.f. **paragraphe III.2.1**). Ce résultat est rassurant car on s'attend à une bonne homogénéité de propriétés électromagnétiques dans le cas d'une roue polaire usinée.

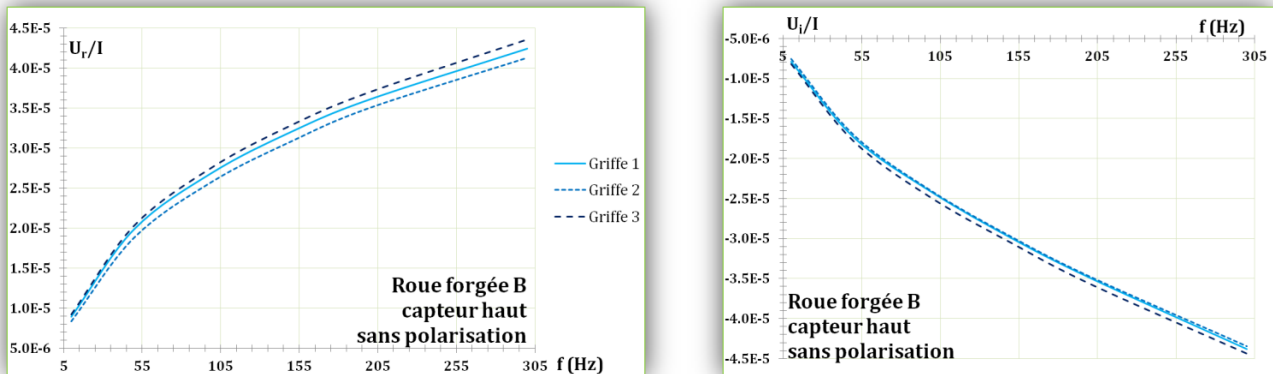
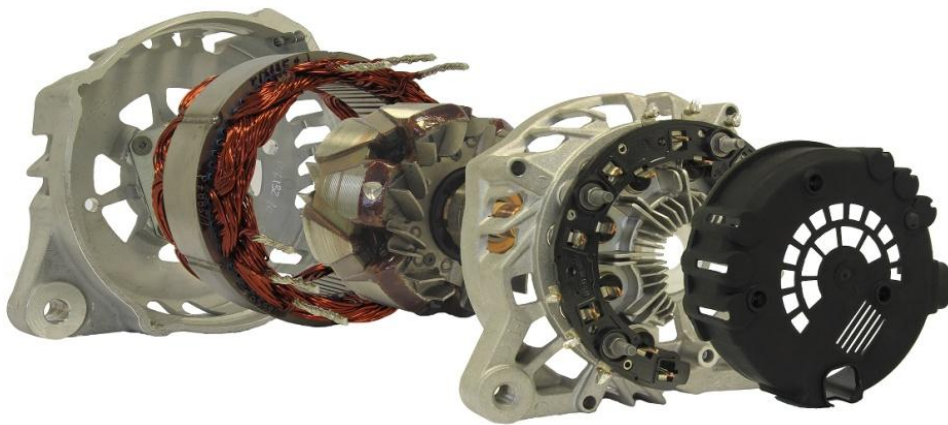


Figure 157 : Résultats expérimentaux : comparaison entre les griffes d'une même roue polaire

Une méthode de mesure de la perméabilité incrémentale a été proposée. Il s'agit d'une méthode prometteuse qui respecte le cahier des charge préalablement établi dont les principales spécifications sont une méthode locale et non destructive de mesure de(s) perméabilité(s) magnétique(s) des roues polaires.

CONCLUSION GENERALE



CONCLUSION GENERALE

Ces travaux ont permis de proposer une **méthode de mesure non destructive des propriétés électromagnétiques locales** d'échantillons magnétiquement doux et de géométrie quelconque. La géométrie qui a été le centre de cette étude est celle de la **roue polaire**, pièce constitutive du rotor des machines à griffes. Les roues polaires ayant pour rôle de guider les lignes de champs magnétiques afin qu'elles traversent le stator de la machine, il est pertinent d'en étudier les propriétés électromagnétiques puisqu'elles influent sur les performances de la machine à griffes comme le courant débité. Ces mesures permettront à terme de modéliser finement la machine à griffes. En effet, la qualité d'un résultat de modélisation dépend entre autre de la justesse des paramètres introduits dans le modèle du matériau. Or, l'étude bibliographique ainsi que des résultats expérimentaux ont mis en évidence l'effet du forgeage sur les propriétés électromagnétiques des aciers ferritiques ce qui nécessairement impacte les performances de la roue polaire. On a pu en conclure que les propriétés électromagnétiques des roues polaires devaient être directement mesurées sur le **produit fini**. Au-delà de cette première contrainte, un cahier des charges a été établi afin de répondre au mieux à la problématique. Les points clefs de celui-ci sont que la méthode à développer doit être **non destructive** afin de ne pas risquer de dégrader les grandeurs à mesurer et simplifier le protocole de mesure, **l'incertitude de mesure** doit être déterminée avec précision afin de connaître la différence significative entre deux résultats de mesure. Enfin, les mesures doivent être **locales** afin de pouvoir étudier la variabilité de propriétés au sein d'une même roue (éventuellement engendrée par le procédé de fabrication).

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à développer une méthode de mesure de la **conductivité électrique** des roues polaires. Il s'est avéré qu'une méthode standard de mesure de la conductivité électrique pouvait être étendue au cas de la roue polaire : la méthode des pointes. La méthode ainsi développée s'appuie sur un outil numérique couplé à une démarche expérimentale. Elle est non destructive et permet de sonder localement la conductivité électrique d'une roue polaire. Un travail important a été mené afin de minimiser et déterminer l'incertitude de mesure. En effet, une démarche 5M a permis d'identifier les sources majeures d'incertitudes dont les effets ont ensuite été minimisés. Puis l'incertitude de mesure a été déterminée par deux démarches différentes qui ont abouti à des résultats similaires ($\pm 0,3$ MS/m). Il s'agit d'une méthode aboutie, répondant au cahier des charges, qui peut permettre de mener à bien des campagnes de mesures pour étudier précisément les propriétés électriques des roues polaires. Elle a ainsi permis d'étudier l'homogénéité de la conductivité électrique au sein d'une population test de roues polaires. Les résultats ont montré que, pour cette population, il existe une bonne homogénéité de conductivité, aussi bien pour une roue (le long de la griffe et au niveau du plateau) que d'une roue à l'autre.

Dans un second temps, une méthode de mesure de la **perméabilité incrémentale** a été proposée. L'étude de cette grandeur magnétique est pertinente dans la mesure où, en fonctionnement, la roue polaire est soumise à un champ polarisant (excitation) et les griffes sont soumises à des variations de champ dues aux harmoniques d'encoches et de force magnétomotrice. Aucune méthode standard n'est adaptable à la caractérisation des propriétés magnétiques des roues polaires de façon locale et non destructive. Le principe de mesure ACPD proposé par Bowler et ses collaborateurs a donc été étendu afin de proposer une méthode de mesure de la perméabilité incrémentale. Elle a été développée pour deux types de géométries : des plaques et des roues polaires. En effet, la mise au point de cette méthode a nécessité un développement préalable sur le cas de plaques. Cette démarche a permis, dans un premier temps, de s'affranchir de la géométrie complexe de la roue polaire. Pour être capable de mesurer la perméabilité incrémentale à partir de la méthode ACPD, il a été nécessaire d'ajouter un système de polarisation et un capteur de mesure de champ. Tous les éléments du dispositif expérimental ont dû être positionnés judicieusement afin de minimiser l'incertitude de mesure (l'ajout d'un blindage magnétique a été nécessaire). En outre, une approche numérique, permettant une mesure sur une plus large gamme de fréquence qu'une approche analytique a été proposée. Le développement de la méthode de mesure pour le cas de plaques a donc permis d'appréhender les conditions de mesures nécessaires à l'application de la technique ainsi que ses limites. Par ailleurs, les tôles magnétiques sont couramment utilisées dans les machines électriques et une méthode de caractérisation locale et non destructive pour ce type de géométrie présente donc aussi un intérêt. La méthode a ensuite été adaptée à l'étude de roues polaires. Le système de polarisation proposé tire parti de la géométrie particulière des roues polaires. En outre la disposition des pointes du capteur a été adaptée à la géométrie particulière des griffes. L'application de la méthode de mesures magnétiques sur les roues polaires peut permettre, en l'état, d'effectuer des contrôles comparatifs par rapport à une référence. Les premières mesures sont prometteuses car la répétabilité de mesure est suffisante pour pouvoir distinguer des différences d'une roue à l'autre (de même géométrie) et d'une griffe à l'autre d'une même roue.

Enfin, comme les méthodes développées sont non destructives, elles peuvent permettre d'effectuer des vérifications de propriétés électromagnétiques dans une optique de contrôle qualité. On peut en effet imaginer un contrôle dans une chaîne de production qui consiste à évaluer certaines propriétés, de façon non destructive, d'un certain nombre de pièces prises aléatoirement. Si aucune anomalie n'est détectée, elles peuvent être réintroduites dans la chaîne de production. Dans le cas contraire, on peut adopter une méthode destructive permettant de sonder plus finement la matière. Il s'agit d'une extension naturelle de la méthode développée particulièrement intéressante dans un contexte industriel.

De nombreuses perspectives sont à donner au développement de la méthode de caractérisation magnétique, aussi bien pour le cas de plaques que pour le cas de la roue polaire. La mesure sur plaque des perméabilités incrémentales, pour être aboutie, doit être optimisée, par exemple à l'aide d'une démarche 5M. Pour la méthode de mesure de la perméabilité incrémentale sur la roue polaire, nous prévoyons la poursuite des travaux avec la validation sur des formes complexes en l'associant à un modèle numérique. En outre, le système de polarisation, qui est pour l'instant relativement simple est à optimiser. A plus long terme, cette méthode pourra permettre de déterminer la **perméabilité différentielle**, aussi bien pour le cas de plaques que pour le cas de la roue polaire. En effet, en adaptant le signal d'excitation, il est envisageable de mesurer (au moins qualitativement), avec le même dispositif expérimental, la perméabilité différentielle de plaques ou de roues polaires. Pour cela, il est nécessaire d'avoir recours à une mesure de type courbe de première aimantation mais par portions linéaires pour exploiter facilement le signal de réponse. La précaution à prendre est d'assurer que le signal d'excitation soit d'évolution monotone (afin d'éviter tout parcours de cycle mineur).

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] *Règlement No 443/2009 du parlement européen du conseil*, 2009.
- [2] R. Ramarotafika, Modélisation stochastique de la variabilité des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques : application sur des stators de machines électriques, Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Arts et Metiers, 2012.
- [3] P. F. Bariani, T. Dal Negro et S. Bruschi, «Testing and modelling of material response to deformation in bulk metal forming,» *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, vol. 53, n°12, pp. 543-595, 2004.
- [4] J. Barros, J. Schneider, K. Verbeken et Y. Houbaert, «On the correlation between microstructure and magnetic losses in electrical steel,» vol. 320, pp. 2490-2493, 2008.
- [5] L. Bouarroudj, «Contribution à l'étude de l'alternateur à griffes Application au domaine automobile,» Thèse de doctorat, INPG, 2005.
- [6] Y. T. Medam, «Détermination des paramètres d'une machine à griffes Application à l'automobile,» Thèse de doctorat, INPG, 2008.
- [7] 393-1991, IEEE Standard, *IEEE standard for test procedures for magnetic cores*, Institute of Electrical and Electronics Engineers, 1992.
- [8] 60404-2, IEC Standard Publication, *Methods of measurements of the magnetic properties of electrical steel sheet and strip by means of an Epstein frame*, Geneva, Switzerland: International Electrotechnical Commission, 1996.
- [9] 60404-3, IEC Standard Publication, *Methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel sheet and strip by means of a single sheet tester*, Geneva, Switzerland: International Electrotechnical Commission, 2000.
- [10] Y. Gabi, Modélisation FEM du système de contrôle non destructif 3MA en ligne de production des aciers dual phase, Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [11] N. Bowler, «Four-point potential drop measurements for materials characterization,» *Measurement Science and Technology*, vol. 22, n°111, 2011.
- [12] O. Stupakov, H. Kikuchi, T. Liu et T. Takagi, «Applicability of local magnetic measurements,» *Measurement*, vol. 42, n°15, pp. 706-710, 2009.
- [13] S. Tumanski, «A multi-coil sensor for tangential magnetic field investigations,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242, n°12, pp. 1153-1156, 2002.
- [14] A. Benabou, Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ, Thèse de doctorat, Université Lille 1, 2002.
- [15] P. Brissonneau, Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique, Hermes, 2007.
- [16] C. Cyr, Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques, Thèse de doctorat, Université Laval, 2007.
- [17] O. Geoffroy, Physique des matériaux magnétiques, d2080, Techniques de l'ingénieur, 2006.
- [18] O. Geoffroy, Propriétés techniques des matériaux magnétiques, d2081, Techniques de l'ingénieur, 2008.
- [19] E. Semail, Physique du génie électrique, Tec & Doc, 1998.
- [20] T. Waeckerlé, Matériaux magnétiques doux cristallins- Magnétisme et métallurgie appliqués, Techniques de l'ingénieur, 2010.
- [21] R. M. Bozorth, Ferromagnetism, IEEE Press, 1993.
- [22] E. Karmazsin, Thermoconductimétrie du solide, Techniques de l'ingénieur, 2001.
- [23] G. Foëx, P. Weiss, Le magnétisme, Armand Colin, 1926.
- [24] G. Bertotti, «Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations,» *Journal of Applied Physics*, vol. 57, n°16, pp. 2110-2117, 1985.
- [25] R. H. Pry et C. P. Bean, «Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model,» *Journal of Applied Physics*, vol. 29, n°13, pp. 532-533, 1958.
- [26] C. Palermo, Précis d'électrotechnique, Paris: Dunod, 2012.
- [27] S. M. R. L. Mojtaba Ghodsi, «Effect of forging on ferromagnetic properties of low-carbon steel,» Kuala Lumpur, Malaysia, 2011.
- [28] P. Rodriguez-Calvillo, Y. Houbaert, R. Petrov, L. Kestens et R. Colas, «High temperature deformation

- of silicon steel,» *Materials Chemistry and Physics*, vol. 136, n°12, pp. 710-719, 2012.
- [29] C. Becquart, *Le diagramme Fe-C (Cours de 3ème année d'ingénieur)*, Villeneuve d'Ascq: ENSCL, 2012.
- [30] M. Grumbach, *Aciers d'usage général. Classification et métallurgie*, vol. m4515, Techniques de l'ingénieur, 2005.
- [31] C. Becquart, *Les défauts cristallins (cours de 3ème année d'ingénieur)*, Villeneuve d'Ascq: ENSCL, 2012.
- [32] G. Murry, *Aide-mémoire Métallurgie*, Paris: Dunod, 2004.
- [33] J.-B. Vogt, *Analyse mécanique des solides (cours de deuxième année d'ingénieur)*, Villeneuve d'Ascq: ENSCL, 2012.
- [34] R. Colas, «A model for the hot deformation of low-carbon steel,» *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 62, n°11, pp. 180-184, 1996.
- [35] P. Bariani et T. Dal Negro, «Material response to continuously varying rate of straining during hot forging operations,» vol. 48, n°11, pp. 183-186, 1999.
- [36] F. Montheillet, *Métallurgie en mise en forme à chaud*, Techniques de l'ingénieur, 2009.
- [37] J. Urcola et C. Sellers, «Influence of changing strain rate on microstructure during hot deformation,» *Acta Metallurgica*, vol. 35, n°111, pp. 2649-2657, 1987.
- [38] K. Rao, Y. Prasad et E. B. Hawbolt, «Hot deformation studies on a low-carbon steel : part 1 -flow curves and the constitutive relationship,» *Materials Science and Engineering*, vol. 56, pp. 897-907, 1996.
- [39] Y. Huang, W. Yang et Z. Sun, «Formation of ultrafine grained ferrite in low carbon steel by heavy deformation in ferrite or dual phase region,» *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 134, n°11, pp. 19-25, 2003.
- [40] Y. Huang et L. Froyen, «Important factors to obtain homogeneous and ultrafine ferrite-pearlite microstructure in low carbon steel,» *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 124, n°11, pp. 216-226, 2002.
- [41] J. Zhao, Z. Jiang et C. Lee, «Enhancing impact fracture toughness and tensile properties of a microalloyed cast steel by hot forging and post-forging heat treatment processes,» *Materials & Design*, vol. 47, pp. 227-233, 2013.
- [42] A. Craven, K. He, L. Gravie et T. Baker, «Complex heterogeneous precipitation in titanium-niobium microalloyed Al-Killed HSLA steels- I (Ti,Nb)(C,N) particles,» *Acta Materialia*, vol. 48, n°115, pp. 3857-3868, 2000.
- [43] M. Irani et A. Karimi Taheri, «Effect of forging temperature on homogeneity of microstructure and hardness of precision forged steel spur gear,» *Materials Chemistry and Physics*, vol. 112, n°13, pp. 1099-1105, 2008.
- [44] T. El-Bitar, N. Fouad, A. Zaky et S. El-Rady, «Effect of cooling rate after controlled forging on properties of low carbon multi-microalloyed steels,» *Materials Science and Engineering: A*, vol. 534, pp. 514-520, 2012.
- [45] F. Montheillet, *Métallurgie en mise en forme à froid*, Techniques de l'ingénieur, 2008.
- [46] E. Felder, *Procédés d'usinage - Présentation*, Techniques de l'ingénieur, 2008.
- [47] C.-K. Hou, «Effect of silicon on the loss separation and permeability of laminated steels,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 162, n°12, pp. 280-290, 1996.
- [48] G. Couderchon, *Alliages magnétiques doux*, vol. m350, Techniques de l'ingénieur, 1998.
- [49] F. J. G. Landgraf, J. R. F. d. Silveira et D. Rodrigues-Jr, «Determining the effect of grain size and maximum induction upon coercive field of electrical steels,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 323, n°118, pp. 2335-2339, 2011.
- [50] L. Kestens, J. Jonas, P. Van Houtte et E. Aernoudt, «Orientation selection during static recrystallization of cross rolled non-oriented electrical steels,» *Textures and Microstructures*, vol. 26, pp. 321-335, 1996.
- [51] Y. Zhang, Y. Xu, H. Liu, C. Li, G. Cao, Z. Liu et G. Wang, «Microstructure, texture and magnetic properties of strip-cast 1.3% Si non-oriented electrical steels,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 324, n°120, pp. 3328-3333, 2012.
- [52] F. Landgraf, M. Emura, J. Teixeira et M. d. Campos, «Effect of grain size, deformation, aging and anisotropy on hysteresis loss of electrical steels,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215, n°12, pp. 97-99, 2000.

- [53] M. Li, Y. Kiao, W. Wang, G. W. J. Zhou et Y. Peng, «Effect of annealing parameter on microstructure and magnetic properties of cold rolled non-oriented electrical steel,» *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, vol. 17, pp. 74-78, 2007.
- [54] J. Pal'a et J. Bydzovsky, «Barkhausen noise as a function of grain size in non-oriented FeSi steel,» *Measurement*, vol. 46, n°12, pp. 866-870, 2013.
- [55] E. Hug, O. Hubert et M. Clavel, «Some aspects of the magnetomechanical coupling in the strengthening of nonoriented and grain-oriented 3% SiFe alloys,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, n°11, 1997.
- [56] V. Iordache, E. Hug et N. Buiron, «Magnetic behaviour versus deformation mechanisms in a non-oriented Fe-(3 wt.%)Si steel,» *Materials Science and Engineering: A*, vol. 359, n°11, pp. 62-74, 2003.
- [57] P. Baudoin, Y. Houbaert et S. Tumanski, «Magnetic local investigations of non-oriented electrical steels after tensile deformation,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 32, n°135, pp. 254-255, 2003.
- [58] L. Makar et B. Tanner, «The in situ measurement of the effect of plastic deformation on the magnetic properties of steel Part I - Hysteresis loops and magnetostriction,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 184, n°12, pp. 193-208, 1998.
- [59] E. Hug, O. Hubert et J. Van Houtte, «Effect of internal stresses on the magnetic properties of non-oriented Fe-3wt. %Si and (Fe, Co)-2wt. % V alloys,» *Materials Science and Engineering: A*, vol. 332, n°11, pp. 193-202, 2002.
- [60] JCGM, Vocabulaire international de métrologie - Concepts fondamentaux et généraux et termes associés, BIPM, 2012 (3e édition).
- [61] JCGM, Evaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, BIPM, 2008.
- [62] K. Ishikawa, Introduction to quality control, Tokyo: 3A Corporation, 1990.
- [63] P. Bogaert, Probabilités pour scientifiques et ingénieurs Introduction au calcul des probabilités, Bruxelles: De Boeck & Larcier, 2006.
- [64] Norme Afnor, Exactitude (justesse et fidélité) des résultats et méthodes de mesure Partie 2, norme française: NF ISO 5725-2, Décembre 1994.
- [65] Y. L. Menach, *Contribution à la modélisation numérique tridimensionnelle des systèmes électrotechniques*, Thèse de doctorat, L2EP, 1999.
- [66] T. Henneron, *Contribution à la prise en compte des grandeurs globales dans les problèmes d'électromagnétisme résolu avec la méthode des éléments finis*, Thèse de doctorat, L2EP, 2004.
- [67] D. Harrison, L. D. Jones et S. K. Burke, «Benchmark problems for defect size and shape determination in Eddy-Current nondestructive evaluation,» *Journal of Nondestructive Evaluation*, vol. 15, n°11, pp. 21-34, 1996.
- [68] L. Valdes, «Resistivity measurements on germanium for transistors,» *Proceedings of the IRE*, vol. 42, n°12, pp. 420-427, 1954.
- [69] Norme Afnor, *Matériaux magnétiques Partie 13: Méthodes de mesure de la masse volumique; de la résistivité et du facteur de foisonnement des tôles et bandes magnétiques*, mars 2008.
- [70] D. K. Schroder, Semiconductor Material and Device Characterization, IEEE Press, 2006.
- [71] F. M. Smits, «Measurement of sheet resistivities with the four point probe,» *Bell System Technical Journal*, vol. 37, n°13, pp. 711-718, 1958.
- [72] Y. Lu, N. Bowler, J. Bowler et Y. Huang, «Edge effects in four-point direct current potential drop measurements on metal plates,» *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, n°113, 2009.
- [73] D. K. Schroder, Semiconductor material and device characterization, New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 2006.
- [74] F. Fiorillo et F. Mazaleyrat, Mesures magnétiques- Principes et production des champs magnétiques d1504, Techniques de l'ingénieur, 2009.
- [75] F. Fiorillo et F. Mazaleyrat, Mesures magnétiques- Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux d1505, Techniques de l'ingénieur, 2009.
- [76] A. Abouelyazied Abdallah, «An inverse problem based methodology with uncertainty analysis for the identification of magnetic material characteristics of electromagnetic devices,» Thesis, Ghent University, 2012.
- [77] S. L. Burgwin, «A Method of Magnetic Testing for Sheet Material,» *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 7, pp. 272-

- 277, 1936.
- [78] J. Sievert, «The measurement of magnetic properties of electrical sheet steel- survey on methods and situation of standards,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215, n°12, pp. 647-651, 2000.
 - [79] J. D. Sievert, «Determination of AC magnetic power loss of electrical steel sheet : present status and trends,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 20, n°15, pp. 1702-1707, 1984.
 - [80] L. Varga, «Challenges in optimizing the magnetic properties of bulk soft magnetic materials - Panel discussion,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, pp. 2411-2422, 2008.
 - [81] G. Loisos et A. J. Moses, «Critical evaluation and limitations of localized flux density measurements in electrical steels,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 37, n°14, pp. 2755-2757, 2001.
 - [82] A. M. Abouelyazied Abdallah, P. Sergeant, G. Crevecoeur, L. Vandenbossche, L. Dupré et M. Sablik, «Magnetic material identification in geometries with non-uniform electromagnetic fields using global and local magnetic measurements,» vol. 45, n°110, pp. 4157-4160, 2009.
 - [83] T. M. A. J. M. S. Zurek, «Analysis of twisting of search coil leads as a method reducing the influence of stray fields on accuracy of magnetic measurements,» *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 142, n°12, pp. 569-573, 2008.
 - [84] T. M. S. Zurek, «A novel capacitive flux density sensor,» *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 129, n°11, pp. 121-125, 2006.
 - [85] H. Pfützner, «The needle method for induction tests: sources of error,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, n°13, pp. 1610-1616, 2004.
 - [86] K. Senda, M. Kurosawa, M. Ishida, M. Komatsubara et T. Yamaguchi, «Local magnetic properties in grain-oriented electrical steel measured by the modified needle probe method,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215, n°12, pp. 136-139, 2000.
 - [87] T. Nakata, Y. Kawase et M. Nakano, «Improvement of measuring accuracy of magnetic field strength in single yoke testers by using two H coils,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 23, n°15, pp. 2596-2598, 1987.
 - [88] O. Stupakov, «Investigation of applicability of extrapolation method for sample field determination in single-yoke measuring setup,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 307, n°12, pp. 279-287, 2006.
 - [89] A. P. Chattock, «On a magnetic potentiometer,» *Proceedings of The Physical Society*, vol. 9, pp. 23-26, 1887.
 - [90] W. Rogowski et W. Steinhaus, «Die messung der magnetischen Spannung (The measurements of magnetic potential),» vol. 1, n°14, pp. 141-150, 1912.
 - [91] A. E. Mahdi, L. Panina et D. Mapps, «Some new horizons in magnetic sensing: high-Tc SQUIDS, GMR and GMI materials,» *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 105, n°13, pp. 271-285, 2003.
 - [92] P. Ripka, «Advances in fluxgate sensors,» *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 106, n°11, pp. 8-14, 2003.
 - [93] F. Fiorillo et F. Mazaleyrat, *Mesures magnétiques - Principes et production des champs magnétiques, Techniques de l'ingénieur*, 2009.
 - [94] A. Msaed, *Microcapteur magnétique de mesure de courant et traitement intégré, Thèse de doctorat, Institut polytechnique de Grenoble*, 2009.
 - [95] H. Kikuchi, H. Murakami et K. Ara, «Feasibility study for nondestructive evaluation of magnetic properties and hardness of two-layered specimens by magnetic single-yoke probe,» *NDT & E International*, vol. 46, pp. 1-6, 2012.
 - [96] O. Stupakov, I. Tomas et J. Kadlecova, «Optimization of single-yoke magnetic testing by surface fields measurement,» *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 39, n°12, p. 248, 2006.
 - [97] G. Vertesy, I. Meszaros et I. Tomas, «Nondestructive magnetic characterization of TRIP steels,» *NDT & E International*, vol. 54, pp. 107-114, 2013.
 - [98] S. Tumanski et T. Bakon, «Measuring system for two-dimensional testing of electrical steel,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 223, n°13, pp. 315-325, 2001.
 - [99] S. Tumanski, «Investigations of the anisotropic behaviour of FeSi steel,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 254, n°155, pp. 50-53, 2003.
 - [100] M. Enokizono, S. Fujiyama, H. Simoji et J. Sievert, «Localized distribution of two-dimensional

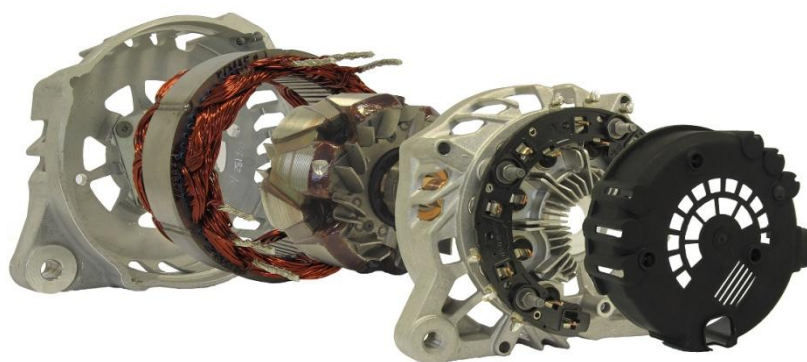
- magnetic properties in three-phase induction motor core model,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 215, pp. 772-775, 2000.
- [101] Z. Lin et J. Zhu, «Three-dimensional magnetic properties of soft magnetic composite materials,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 312, n°11, pp. 158-163, 2007.
 - [102] N. Bowler, «Theory of four-point alternating current potential drop measurements on a metal half-space,» *Journal of Physics D Applied Physics*, vol. 39, pp. 584-589, 2006.
 - [103] J. R. Bowler et N. Bowler, «Theory of four-point alternating current potential drop measurements on conductive plates,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 463, pp. 817-836, 2007.
 - [104] N. Bowler et Y. Huang, «Model-Based Characterization of Homogeneous Metal Plates by Four-Point Alternating Current Potential Drop Measurements,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, n°16, 2005.
 - [105] N. Bowler, «Model-based characterization of homogeneous metal plates by four-point alternating current potential drop measurements,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, n°16, 2005.
 - [106] «Salome,» open cascade sas, 2015. [En ligne]. Available: <http://www.salome-platform.org/>.
 - [107] Z. Tang, Y. Le Menach, E. Creuse, S. Nicaise, F. Piriou et N. Nemitz, «Residual based a posteriori error estimators for harmonic A/Phi and T/Omega formulations in eddy current problems,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 49, n°15, 2013.
 - [108] «Granta,» 2015. [En ligne]. Available: <http://www.grantadesign.com/fr/products/ces/>.
 - [109] O. Perevertov, «Measurement of the surface field on open magnetic samples by the extrapolation method,» *Review of scientific instruments*, vol. 76, 2005.
 - [110] O. Perevertov, «Increase of precision of surface magnetic field measurements by magnetic shielding,» *Measurement Science and Technology*, vol. 20, n°15, 2009.
 - [111] T. S., «Induction coil sensors- a review,» *Measurement Science and Technology*, vol. 18, n°13, pp. 31-46, 2007.
 - [112] E. Fayard, J.-B. Albertini, M. Dominiak, P. Renaux et H. Joisten, «An integrated micropermeameter for soft magnetic microstructures measurements,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, n°15, pp. 4017-4019, 1997.
 - [113] H. H. Gatzert, E. Andreeva et H. Iswahjudi, «Eddy-current microsensor based on thin-film technology,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 38, n°15, pp. 3368-3370, 2002.
 - [114] M. Woytasik, J.-P. Grandchamp, E. Dufour-Gergam, S. M. J.-P. Gilles, E. Martincic, H. Mathias et P. Crozat, «Two- and three-dimensional microcoil fabrication process for three-axis magnetic sensors on flexible substrates,» *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 132, n°11, pp. 2-7, 2006.
 - [115] W. Thomson, «On the electro-dynamic qualities of metals : effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 1856, n°18, pp. 546-550, 1857.
 - [116] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich et J. Chazelas, «Giant Magnetoresistance of (001)Fe / (001) Cr Magnetic Superlattices,» vol. 61, n°121, 1988.
 - [117] V. Matkova et T. Strapacova, «Detection sensors for electromagnetic nondestructive evaluation,» *ELEKTRO*, 2012, 2012.
 - [118] J. M. Daughton, «GMR and SDT Sensor Applications,» *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, n°15, 2000.
 - [119] E. P. Harrison, G. L. Turney, H. Rowe et H. Gollop, «The electrical properties of high permeability wires carrying alternating current,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 157, pp. 451-479, 1936.
 - [120] M. Knobel et K. R. Pirota, «Giant magnetoimpedance: concepts and recent progress,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 242, n°11, pp. 33-40, 2002.

ANNEXES

I- Capteurs de mesure de l'induction magnétique dans l'air

II- Mesure de la conductivité, faisabilité de la méthode

III- Mesure de la conductivité, protocole expérimental



Annexe I : Capteurs de mesure de l'induction magnétique dans l'air

I.1. Bobines sondes (H coils)

Les **bobines sondes** sont des capteurs magnétiques anciens mais encore largement utilisés de nos jours. Le principe de mesure est le même que celui des bobines exploratrices mais appliqué à la surface de l'échantillon (**c.f. chapitre 2, III.2.1.a**). Il s'agit d'une bobine de cuivre qui peut être de différentes géométries (cylindrique, plate,...) pourvue ou non d'un noyau ferromagnétique jouant le rôle de concentrateur de flux. Un tel noyau permet d'améliorer la **sensibilité** du capteur à condition que sa géométrie soit adaptée (existence d'un champ démagnétisant lié à la géométrie du noyau qui doit être long et de petit diamètre, détaillé dans [111]). Cependant l'ajout d'un matériau ferromagnétique dans une bobine retire au capteur un de ces principaux avantages : sa **linéarité**. La linéarité, la précision, la large gamme de fréquence et de champ, le faible coût et le fait que ce capteur ne nécessite pas d'alimentation sont autant de qualités qui le rendent idéal pour la mesure des champs alternatifs. Les bobines peuvent, de plus, être miniaturisées par exemple en les gravant par des techniques identiques à celles des circuits imprimés. On parle alors de micro-bobine [112] [113] [114].

I.2. Capteurs à effet Hall

Le principe de mesure des capteurs à effet Hall s'appuie sur la **force de Lorentz**. Une particule électrique de charge q animée d'une vitesse $\vec{v}$ placée dans un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ est soumise à la force de Lorentz $\vec{F}$:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \quad (142)$$

Un champ magnétique tend donc à faire dévier les porteurs de charge en mouvement ce qui est à l'origine d'une différence de potentiel aux bornes du capteur à effet Hall. Pour illustrer le phénomène, on considère un conducteur électrique en forme de pavé de dimensions t , l et w (t et w petits devant l) aux bornes duquel on impose une tension V (Figure 158). Il existe donc un champ électrique $\vec{E}$ (porté par l'axe y) et les porteurs de charges (ici, les électrons) acquièrent une vitesse moyenne $\vec{v}$ (création d'un courant I) qui s'exprime :

$$\vec{v} = -|\mu|\vec{E} \quad (143)$$

avec μ la mobilité des électrons dans le matériau (qui prend en compte l'interaction des électrons avec les charges fixes du conducteur). Si ce conducteur est ensuite soumis à un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ (portée par l'axe z) alors une force supplémentaire s'exerce sur les électrons déjà en mouvement, la force de Lorentz. Un champ électrique induit appelé champ de Hall $\vec{E}_H$ est créé. Ce champ compense l'effet de la force de Lorentz. Donc à l'équilibre on a :

$$\vec{0} = \vec{E}_H + \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (144)$$

Une différence de potentiel de Hall V_H entre deux points placés symétriquement sur la largeur du matériau peut alors être mesurée :

$$V_H = wE_H = wvB_z = -w|\mu|EB_z = -|\mu|B_z \frac{w}{l}V \quad (145)$$

or :

$$V = RI = \frac{l}{\sigma wt} \quad (146)$$

avec σ conductivité du matériau, il vient :

$$V_H = -\frac{|\mu|}{\sigma t} IB_z \quad (147)$$

La tension V_H est donc directement proportionnelle au **champ magnétique dirigé selon l'axe z**. Un tel capteur permet donc de mesurer la composante du champ d'induction magnétique qui lui est orthogonale. Cette équation montre en outre que la sensibilité d'un capteur à effet Hall est liée à l'intensité I , au rapport μ/σ et à l'épaisseur t du capteur. L'intensité du courant I doit être stable mais ne peut pas être augmentée de façon trop importante car cela revient à augmenter la tension V . Or V est limitée par le système d'alimentation du capteur lui même et par des paramètres technologiques. Le capteur à effet Hall est un dispositif sensible aux **champs continus et alternatifs**, de bonne précision, linéaire, possédant une grande gamme de mesures, peu encombrant et peu cher. Il permet de mesurer des champs magnétiques de fortes amplitudes (jusqu'à 10 T) avec une bande passante allant jusqu'à 10 kHz. Un tel capteur peut de plus être facilement calibré à l'aide d'un aimant permanent par exemple. L'effet Hall est, en revanche, sensible à la température. De plus, un capteur à effet Hall dévie de la linéarité dans les champs élevés et la sensibilité en champ faible est limitée. Le principal inconvénient de ces capteurs est l'existence d'un **bruit basse fréquence**.

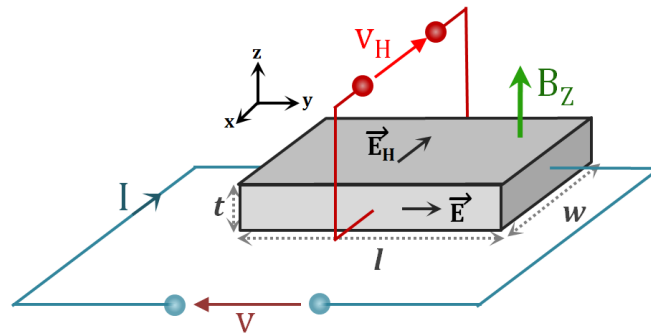


Figure 158: Principe de fonctionnement d'une sonde à effet Hall

I.3. Capteurs magnétorésistifs

La magnétorésistance est la capacité de certains matériaux ferromagnétiques à avoir une résistivité électrique qui varie en présence d'un champ magnétique. Il est ainsi possible de connaître l'amplitude d'un champ d'induction magnétique $\vec{B}$ selon une certaine direction en mesurant les variations de résistance d'un matériau adapté. La magnétorésistance anisotrope, qui est le plus ancien phénomène magnétorésistif connu, est liée aux propriétés intrinsèques du matériau. Mais les variations relatives de résistance engendrées par ce phénomène sont plutôt faibles. Par la suite, des structures

plus complexes telles que les magnétorésistances géantes (GMR) ou les jonctions magnétiques à effet tunnel (JTM), présentant des variations de résistances plus importantes, ont été développées.

Le phénomène de **magnétorésistance anisotrope** (AMR pour anisotropic magnetoresistance) est observé dès 1857 par W. Thompson (qui deviendra Lord Kelvin) pour du nickel et du fer [115]. Ce phénomène apparaît en fait dans tous les métaux de transition, donc en particulier le fer, le cobalt, le nickel et leurs alliages (comme le permalloy). Pour illustrer le phénomène, on considère un matériau magnétorésistif mono-domaine anisotrope dans lequel circule un courant I (Figure 159). En l'absence de champ d'induction magnétique $\vec{B}$, les moments des atomes qui constituent le matériau ont tendance naturellement à s'orienter selon l'axe de facile aimantation. Par souci de simplicité, on considère que la direction de l'axe de facile aimantation et la direction du courant I sont confondues. Si l'on soumet le matériau à un champ $\vec{B}$ de direction orthogonale à l'axe de facile aimantation, la direction de l'aimantation $\vec{M}$ va varier. Elle n'est donc plus orientée selon l'axe de facile aimantation.

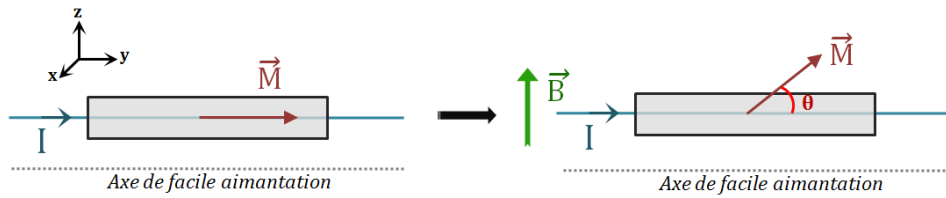


Figure 159: Principe de fonctionnement d'un capteur AMR

L'angle θ entre le courant I et l'aimantation $\vec{M}$ variant, la résistance électrique du matériau varie également. On note $\rho_{//}$ (résistivité longitudinale maximale), respectivement $\rho_{\perp}$ (résistivité transversale minimale), la résistivité du matériau lorsque l'aimantation $\vec{M}$ est parallèle, respectivement perpendiculaire, à la direction du courant I circulant dans le matériau. La magnétorésistance $\Delta\rho$ se définit alors par :

$$\Delta\rho = \rho_{//} - \rho_{\perp} \quad (148)$$

On peut alors montrer que (expression phénoménologique de la magnétorésistance [93]) :

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2\theta \quad (149)$$

La résistivité étant proportionnelle à $\cos^2\theta$ et l'angle θ variant en fonction du champ $\vec{B}$, une mesure de la résistivité permet donc de connaître $\vec{B}$. La sensibilité des capteurs AMR au champ magnétique est suivant une seule direction et est relativement faible.

Une expérience menée en 1988 par Baibich et al. a abouti à une variation de résistance très importante pour une structure en multicouche d'épaisseur très faibles [116]. Cette importante variation de la résistance est appelée **magnétorésistance géante** (GMR pour Giant Magneto Resistance). Cet effet apparaît dans une structure constituée d'au moins deux couches de matériaux ferromagnétiques séparées par une couche conductrice non magnétique. Ce montage est alimenté par une source de courant dont la direction est orthogonale à celle des couches. L'épaisseur d'une couche est inférieure au libre parcours moyen dans le matériau. Comme dans le cas de l'AMR, on peut établir une relation

entre la résistivité du matériau et le champ d'induction magnétique $\vec{B}$. Mais dans le cas de la GMR, l'existence d'une seconde couche ferromagnétique provoque un couplage magnétique avec la première ce qui est à l'origine d'un nouveau mécanisme (Figure 160). Pour comprendre le phénomène, on considère des couches magnétiques conductrices de fer et des couches non magnétiques conductrices de chrome (expérience de Baibich). En l'absence de champ magnétique extérieur, l'aimantation des couches de fer est naturellement antiparallèle à cause de l'interaction magnétique entre ces couches. Lorsque ce système est soumis à champ magnétique extérieur, les couches de fer ont tendance à se magnétiser selon la direction imposée par le champ $\vec{B}$. Or, la résistance au passage du courant (transversalement aux couches) est plus faible quand les couches sont magnétisées parallèlement qu'antiparallèlement (dû à l'électronique du spin). La résistivité du matériau diminue donc en présence d'un champ magnétique dirigé selon le plan des couches. En pratique, un tel capteur est constitué d'un empilement de couches plus important.

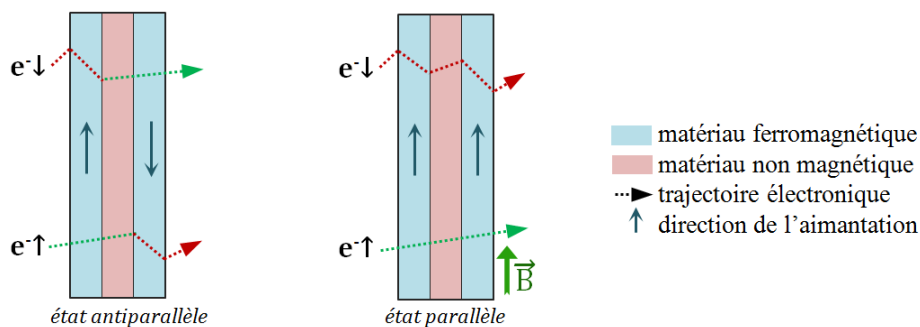


Figure 160 : Principe de fonctionnement d'un capteur GMR

Alors que les capteurs AMR affichent un taux de magnétorésistance de l'ordre du %, les capteurs GMR voient leur résistivité varier de 10 à 40 % [117]. On distingue plusieurs types de capteurs GMR. Le plus général (celui décrit ci-dessus) est un **capteur multicouche**. On parle de **vanne de spin** lorsque l'une des couches ferromagnétiques d'un capteur GMR a une orientation magnétique fixée. Cette couche est alors qualifiée de dure par opposition aux autres couches ferromagnétiques nommées douces. Un dernier type de capteur consiste à remplacer la couche non magnétique conductrice par une couche fine isolante (typiquement de l'alumine Al_2O_3). Dans cette configuration, l'effet tunnel permet aux électrons de traverser cette couche tout en conservant leur spin. On parle de **jonctions tunnel magnétique** (JTM). Là encore, la résistance est élevée lorsque les aimantations des couches sont parallèles et faible lorsqu'elles sont antiparallèles. Notons que les capteurs magnétorésistifs sont moins sensibles à la variation de température que les capteurs à effet Hall [118].

I.4. Magneto-impédance géante (GMI)

Le phénomène de magnéto-impédance (GMI pour Giant Magneto Impedance) a été découvert dès les années 1930 par E. P. Harrison et al. [119] dans des fils ferromagnétiques de nickel-fer. Plus généralement, il est observable pour des matériaux magnétiques doux conducteurs. Il s'agit de la

variation d'impédance Z du matériau, parcouru par un **courant alternatif**, lorsqu'il est soumis à une **variation du champ magnétique extérieur**. De manière générale, l'impédance complexe Z d'un dipôle électrique en régime harmonique linéaire s'écrit :

$$\underline{Z} = R + jX = \frac{V}{I} \quad (150)$$

avec R la résistance, X la réactance (partie réelle et imaginaire de l'impédance), j le nombre complexe, V et I l'amplitude complexe de la tension, respectivement du courant. Si l'on considère maintenant le cas simple d'un fil ferromagnétique de rayon a parcouru par un courant alternatif, on peut montrer qu'à haute fréquence, l'impédance de ce fil est fonction de l'épaisseur de peau δ suivant la relation :

$$\underline{Z} = (1 + j) * \frac{R * a}{\delta} \quad (151)$$

Si la fréquence est suffisamment élevée, l'effet de peau n'est pas négligeable. Le courant à l'intérieur du fil conducteur n'est donc pas uniforme sur l'ensemble de la section, il a tendance à se concentrer à la surface du fil ($\delta \ll a$). Rappelons que l'expression de l'épaisseur de peau est :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma \mu}} \quad (152)$$

L'impédance $\underline{Z}$ est donc dépendante de la perméabilité μ du matériau. Or la perméabilité d'un matériau magnétique est fonction de l'induction $\vec{B}$ (comme l'illustre la courbe $B(H)$). Donc finalement, **l'impédance $\underline{Z}$ varie en fonction de l'induction magnétique $\vec{B}$** . Le principe de la magnéto-impédance a été ici décrit très simplement, une description plus complète est disponible dans [120]. Un capteur basé sur l'effet GMI pouvant être un simple fil ferromagnétique traversé par un courant alternatif, se prête bien à la miniaturisation.

I.5. Capteurs à porte de flux

Un **capteur à porte de flux** (fluxgate) permet de mesurer des **champs statiques ou faiblement variables** (< 10 kHz), parallèle au noyau du capteur, avec une résolution de l'ordre du nT [92]. Ce capteur a de bonnes stabilités à long terme et en température. Par contre, il ne se prête pas bien à la miniaturisation car le bruit augmente rapidement avec la diminution de ses dimensions. Ce capteur exploite à la fois le phénomène de **saturation** et les **dissymétries** induites par un champ magnétique (le champ à mesurer) sur le signal de sortie d'un noyau magnétique. Il est, dans le cas le plus simple, composé d'un noyau magnétique doux enlacé par une bobine d'excitation et une bobine de mesure (Figure 161). Le permalloy et les alliages amorphes sont des matériaux très utilisés pour cette application car leur courbe d'aimantation $B(H)$ comporte une forte saturation de l'induction lorsque le champ magnétique est élevé.

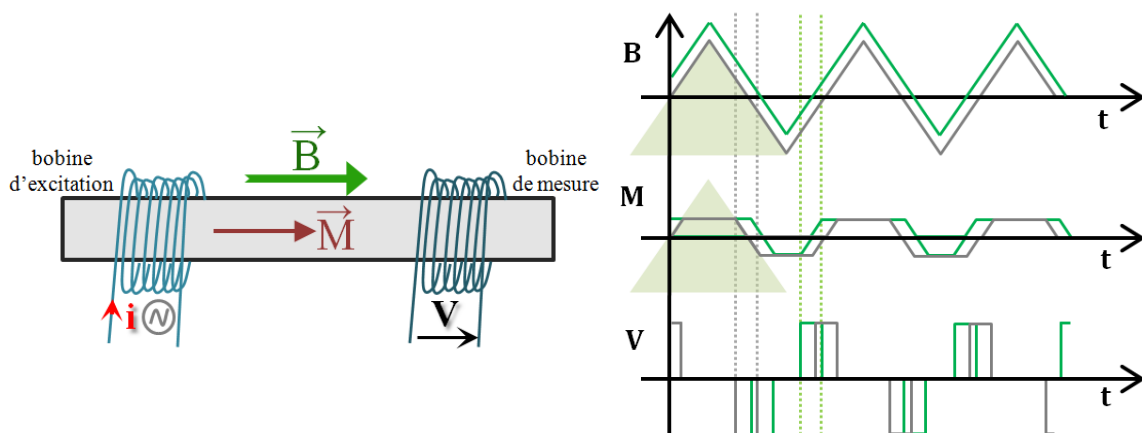


Figure 161 : Principe de fonctionnement d'un capteur à porte de flux

La bobine d'excitation est alimentée par un courant alternatif sinusoïdal ou triangulaire ce qui génère un champ magnétique périodique. Ce courant doit être suffisamment intense pour créer un champ magnétique qui sature le noyau ferromagnétique (le noyau est donc périodiquement saturé positivement et négativement). S'il n'existe pas de champ extérieur, la tension induite dans la bobine de mesure se présente sous la forme d'une série d'impulsions (signal symétrique). En effet, lorsque le noyau est saturé, la variation de l'aimantation $\vec{M}$ est nulle donc la tension est nulle aux bornes de la bobine de mesure. Et lorsque le noyau n'est pas saturé (passage d'une saturation positive à une saturation négative), la bobine présente une valeur constante à ses bornes, correspondant à la dérivée de la variation de l'aimantation (signal gris sur le schéma). Par contre, lorsqu'une composante de champ externe (continue ou basse fréquence) s'ajoute au champ d'excitation le long de l'axe du noyau, la saturation de l'aimantation n'est plus symétrique et la tension est déformée (signal vert sur le schéma). La mesure du degré d'asymétrie de la tension induite permet de déterminer le champ $\vec{B}$. La description s'appuie ici sur un capteur *single-core* très simple. Il existe de nombreuses géométries pour les capteurs à porte de flux, la géométrie la plus simple n'étant en pratique pas la plus utilisée. On lui préfère des capteurs plus complexe mais plus précis comportant plusieurs cœurs magnétiques.

Annexe II : Mesure de la conductivité, faisabilité de la méthode

Avant toute démarche d'optimisation de la méthode de mesure, il faut s'assurer de sa faisabilité. On distingue généralement trois étapes dans une méthode de mesure, à savoir : la **préparation de l'échantillon**, le **mode opératoire** et l'utilisation des **outils mathématiques**. Il s'agit ici de valider la faisabilité du mode opératoire. Le premier capteur développé est constitué de 4 pointes (*INGUN GKS 912 201 130 R 1502*) distantes de 1cm les unes des autres reliées au **micro-ohmmètre test** (*ThurlbyThandar Instruments BS 407*) et de 4 réceptacles à pointes (*INGUN KS-112 30*) fixés sur un support en plexiglas (Figure 162). Rappelons qu'avant de relever la résistance indiquée par le micro-ohmmètre, il faut attendre que le système soit à l'équilibre thermique pour que la mesure soit stable. Trois types de conditions expérimentales ont été définis :

- **conditions 1** : Dispositif hors enceinte, micro-ohmmètre en charge (i.e. branché sur le secteur),
- **conditions 2** : Dispositif dans une enceinte, micro-ohmmètre en charge,
- **conditions 3** : Dispositif dans une enceinte, micro-ohmmètre hors charge (fonctionnement sur batterie).



Figure 162 : Photographie du premier capteur développé

Les échantillons étudiés sont de deux natures : un jeu de **résistances** (noté **jeu α**) et un jeu de **matériaux** (noté **jeu β**) (Figure 163). Comme les résistances des échantillons du **jeu α** sont connues, cela permet d'estimer la **justesse** de mesure (ordre du Ω). Le second jeu de références permet d'étudier la **fidélité** de mesure (ordre du $\mu\Omega$).

	Libellé	Informations	
a	Résistance a	2,2 Ω $\pm$ 5%	A
b	Résistance b	1,5 Ω $\pm$ 5%	B
c	Résistance c	1,0 Ω	C
d	Résistance d	0,39 Ω $\pm$ 20%	
e	Résistance e	0,33 Ω	
	Matériau A	Plaque cuivre	
	Matériau B	Barreau acier	
	Matériau C	Plaque acier	
	Matériau D	Plaque aluminium	D $\mu\Omega$

Figure 163 : Notations et photographies des échantillons étudiés

Les résultats obtenus pour le **jeu α** montrent que toutes les réponses pour un même échantillon sont concordantes (rapport écart-type/moyenne toujours inférieur à 0,3%). En outre, les valeurs moyennes obtenues correspondent bien aux valeurs attendues. Donc la **justesse** de mesure semble **satisfaisante à l'Ohm**. Lors des mesures du **jeu β** , on a constaté que sous les **conditions 1**, il est impossible d'obtenir une valeur stable à l'ordre du $\mu\Omega$. C'est pourquoi il est nécessaire d'isoler le système dans une enceinte afin de minimiser les fluctuations thermiques (**conditions 2 et 3**). En outre, il semble préférable de ne pas brancher au secteur le micro-ohmmètre durant la mesure car cela perturbe l'équilibre thermique. Les valeurs finalement obtenues sous les **conditions 3** semblent **répétables** pour les matériaux B et C (coefficients de variation inférieurs à 2%). La plaque de cuivre (matériau A) n'est pas parfaitement rectangulaire, ce qui explique une disparité importante des résultats. La bonne connaissance de la géométrie des échantillons est donc primordiale. Concernant le matériau D, les valeurs de résistances obtenues sont trop faibles (de l'ordre de $8 \mu\Omega$) : les limites de l'appareil sont atteintes. Finalement la faisabilité du mode opératoire est assurée. Par contre le micro-ohmmètre test n'est pas adapté à la mesure de quelques $\mu\Omega$, ce qui correspond à l'ordre de grandeur attendu pour le cas des roues polaires.

Annexe III : Mesure de la conductivité, protocole expérimental

III.1. Objet

III.1.A. DEFINITION

Ce protocole définit l'essai à réaliser pour mesurer les conductivités électriques d'une roue polaire. Cette méthode de mesure vise à étudier les conductivités électriques locales (griffe et plateau) de n'importe quelle roue polaire avant ou arrière d'un alternateur à griffe.

III.1.B. DESCRIPTION

Cette méthode de mesure repose sur la détermination d'une différence de potentiel en réponse à un courant imposé (partie expérimentale) couplée à une simulation par éléments finis (réalisation d'abaques). Les mesures sont effectuées en laboratoire sur un banc de mesure.

III.2. Origine

Cette procédure a été conçue pour permettre une campagne de mesures des roues polaires afin d'effectuer une étude statistique de leurs propriétés électriques. Le second objectif est d'être capable d'effectuer un contrôle qualité sur les roues polaires après livraison.

III.3. Objectif

Il s'agit de mesurer de façon non-destructive la conductivité électrique de la griffe et du plateau des roues polaires avant et arrière de l'alternateur.

III.4. Définition de l'essai

III.4.A. DESCRIPTION DU BANC DE MESURE

Le matériel expérimental comprend une enceinte de mesure (chambre d'essai *Binder/série M53*), un capteur quatre pointes relié à un micro-ohmmètre (*Elio Pedranti/Digital Nano-ohmmeter 20024*), trois systèmes de positionnement et contrôleurs associés (2 platines *PI/M-403.22S2*, 1 platine *PI/M-062.2S*, 3 contrôleurs *PI/C-663*), des capteurs milieux et un dispositif d'interface (thermocouples, capteur d'humidité *Measurement Specialties/HM1500 LF*, interface NI) et un ordinateur permettant de synchroniser les différents dispositifs et d'automatiser la mesure (interface Labview) (Figure 164). Le dispositif comporte deux capteurs : un pour la mesure de la conductivité le long de la griffe de la roue polaire, l'autre pour la mesure au niveau du plateau. Le capteur est fabriqué sur mesure à l'aide de pointes *Ingun HSS118* (bout rond, force de travail 2,25 N), de câbles d'excitation (Iemmequ CEI 20-22 / N07V-K), de câbles de mesure (tasker C118 2x0,14 - 26 AWG) et d'un support en PEEK- polyétheréthercétone (*Tecapeek* de chez *Ensinger*).

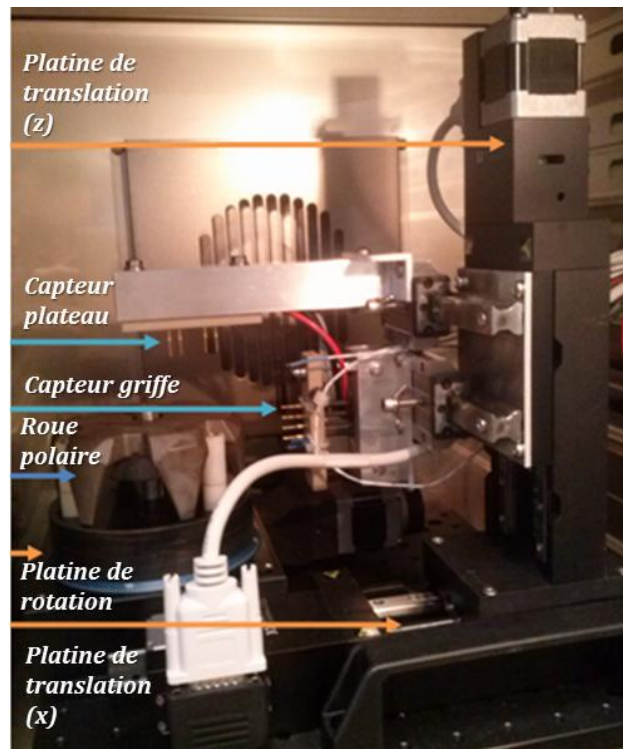


Figure 164 : Photographie du dispositif expérimental

III.4.B. PREPARATION

- Nettoyer à l'acétone la roue polaire afin d'éliminer les résidus de graisse (si les échantillons sont oxydés, il est nécessaire de retirer cette couche d'oxyde à l'aide d'un papier de verre).

- Vérifier le positionnement initial des capteurs 4 pointes. Les platines de translations doivent être en position 0 (capteurs éloignés de la roue polaire). Dans le cas contraire, éloigner manuellement les platines (elles doivent être débranchées lors de cette manipulation).

Remarque : La position 0 ou « reculée » des capteurs 4 pointes correspond à la position la plus éloignée de la roue polaire, c'est-à-dire position en haut à droite.

- Placer l'échantillon dans l'enceinte de mesure. Pour ce faire, utiliser une plaque en plastique afin d'éviter un frottement des pointes de mesures du capteur-plateau sur la roue polaire. En effet, pour positionner l'échantillon dans l'enceinte de mesure, il faut nécessairement légèrement enfoncer les pointes du capteur-plateau. Un marquage noir sur l'un des détrompeur indique la position à laquelle est la griffe considérée comme étant la numéro 1 pour le logiciel.

- Mettre en fonctionnement l'étuve, la fermer et la régler (température 45°C et ventilation *fan speed* 50%).

- Mettre en fonctionnement le micro-ohmmètre et vérifier le réglage (calibre 320Ω, 10μA, filtre 38, sens direct).

- Attendre que l'équilibre thermique s'installe (**1h30**).

Remarque : Il est nécessaire de vérifier régulièrement la justesse du dispositif expérimental à l'aide d'un jeu d'étalon.

III.4.C. VERIFICATION DE LA STABILITE DU MILIEU

- Allumer l'ordinateur de contrôle et le programme Labview *Procedure_complete_finale.vi*. Ce programme comporte trois onglets. Ouvrir l'onglet « Vérification milieu » (Figure 165). Cette partie du programme permet de s'assurer de la stabilité de la température dans l'étuve et de mesurer le taux d'humidité.

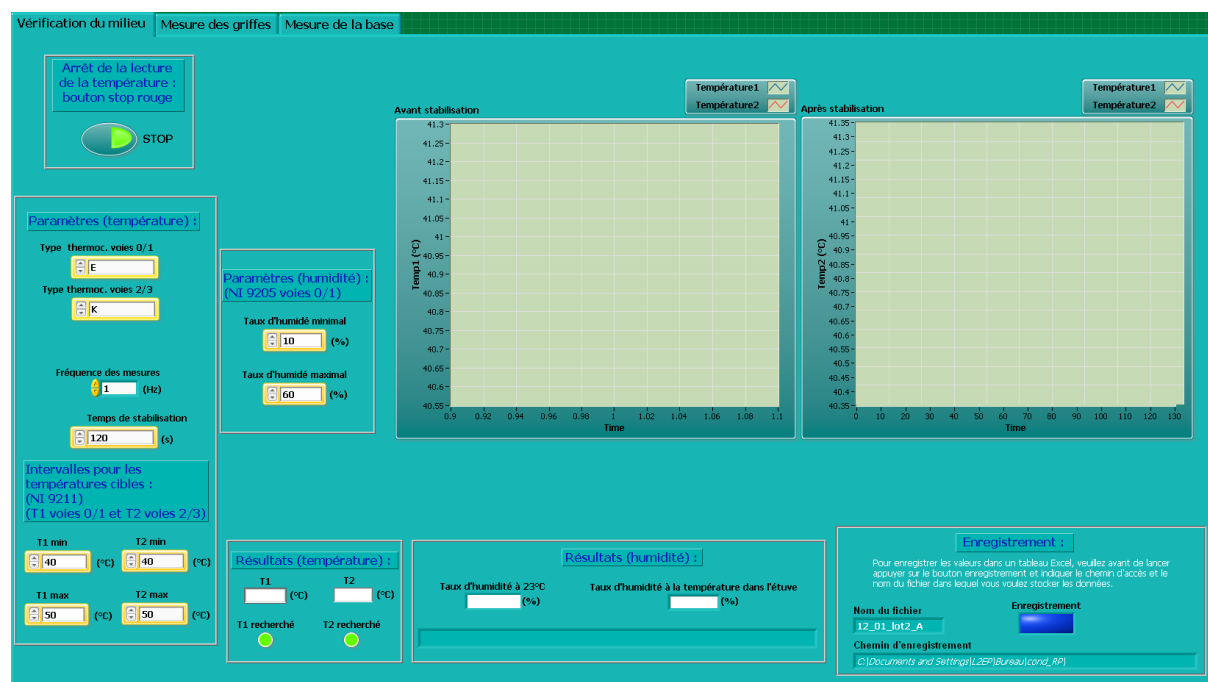


Figure 165 : Programme d'acquisition de la résistance expérimentale (onglet Vérification milieu)

- Renseigner les paramètres température et humidité (types de thermocouples, paramètres d'acquisition et valeurs cibles) et choisir un nom de fichier si l'enregistrement est désiré (bouton bleu : enregistrement, bouton blanc : pas d'enregistrement).

Remarque : Le paramètre « Temps de stabilisation » correspond à la durée pendant laquelle les températures mesurées doivent se trouver dans l'intervalle cible.

- Lancer le programme en cliquant sur l'icône 
- Une fois le programme fini (lorsque l'icône  apparait de nouveau), passer à l'onglet « Mesure des griffes » (Figure 166).

III.4.D. MESURE DE RESISTANCES

ATTENTION : Un bouton d'arrêt d'urgence permet d'arrêter le programme et donc le déplacement des platines. Si ce bouton a été utilisé, il faut ensuite éteindre le matériel, ouvrir l'étuve et reculer manuellement les platines

- Vérifier que le capteur branché au micro-ohmmètre est bien le capteur griffe.
- Renseigner les paramètres de positionnement, de température et du micro-ohmmètre. Le nombre de griffes et le nombre de positions de mesure par griffe est laissé à l'appréciation de l'utilisateur. Par contre il est recommandé d'effectuer au moins **trois mesures pour une même position** et d'indiquer un **temps d'attente de 3 minutes** au minimum. Généralement pour les roues polaires, le calibre à choisir pour la mesure de résistance est 320 $\mu\Omega$ Low current (soit 1A). La durée d'acquisition recommandée est **400 secondes**. Notons que le paramètre « 5.Limites de positions » correspond à des limites de sécurité pour le matériel.
- Choisir un nom de fichier si l'enregistrement est désiré (bouton bleu : enregistrement, bouton blanc : pas d'enregistrement). Il y aura autant de fichier que de position de mesure. Le nom de ces fichiers correspond au nom indiqué suivi d'un incrément correspondant à la griffe (_G) et d'un incrément correspondant à la position (_P).

Remarque : Le paramètre « temps d'attente » est une durée qui précède l'acquisition de la résistance. Pendant cette période, le capteur est en position et le courant électrique circule dans les pointes excitatrices. Ce temps permet au système de se stabiliser.

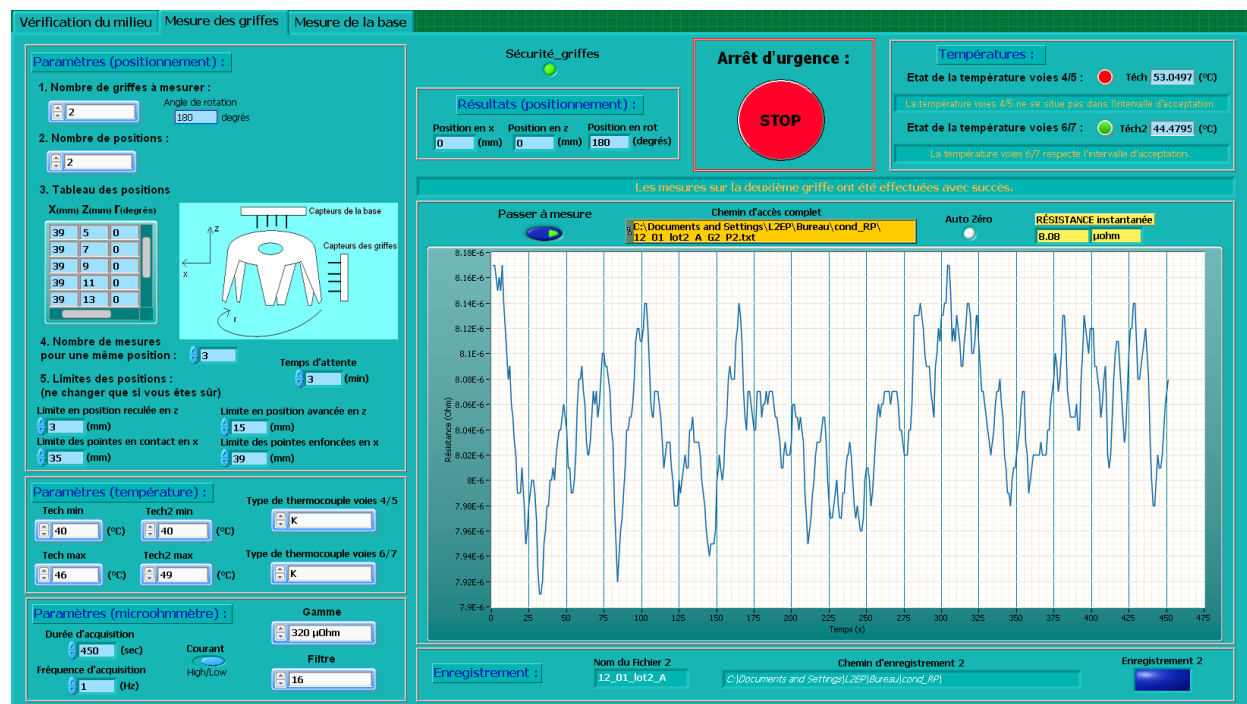


Figure 166 : Programme d'acquisition de la résistance expérimentale (onglet Mesure des griffes)

- Lancer le programme en cliquant sur l'icône 

- Une fois le programme fini (lorsque l'icône  apparait de nouveau), passer à l'onglet « Mesure de la base » si des mesures sur le plateau doivent être effectuées. Cet onglet se présente sous le même format que l'onglet « mesure des griffes ».

III.5. Exploitation des résultats

Pour chaque position de capteur, 3 mesures ont été effectuées. Une moyenne est calculée pour les valeurs obtenues de 300 à 400 secondes (Figure 167). On obtient 3 valeurs à leur tour moyennées pour finalement obtenir la résistance mesurée. C'est cette résistance qui permet alors d'obtenir la conductivité électrique grâce à l'utilisation de l'abaque correspondant. La conductivité ainsi obtenue à une incertitude de $\pm 0,3$ MS/m (si courant d'excitation de 1A).

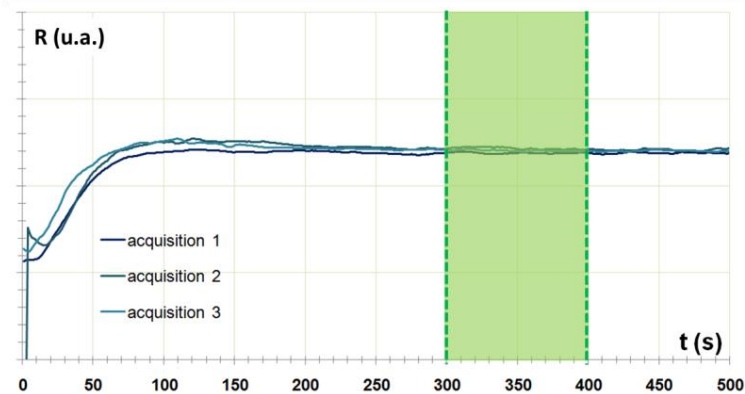


Figure 167 : Mesure de la résistance électrique d'un échantillon



CARACTERISATION DES PROPRIETES ELECTROMAGNETIQUES DES MATERIAUX MAGNETIQUES DOUX - APPLICATION AUX ROUES POLAIRES DE MACHINE A GRIFFES

RESUME : La construction électrique reposant en grande partie sur l'utilisation des propriétés électromagnétiques du fer et de ses alliages, les concepteurs ont besoin d'une connaissance précise de ces propriétés. Les caractéristiques des matériaux magnétiques doux, typiquement celles de l'acier des roues polaires d'une machine à griffes, peuvent être notablement impactées par les procédés de fabrication. Celles-ci doivent alors être caractérisées directement sur la pièce finale. Dans ce travail, on propose une méthode de mesure non destructive combinant une démarche opératoire et la simulation par éléments finis afin de caractériser la conductivité électrique locale des roues polaires. Afin d'adapter les paramètres expérimentaux à la géométrie de la pièce considérée, et à l'aide d'un diagramme 5M (ou diagramme d'Ishikawa), une démarche d'optimisation de la méthode est entreprise. Puis l'incertitude de mesure est déterminée à l'aide de deux démarches différentes. Cette méthode est ensuite exploitée pour mener une étude sur une population de roues polaires extraites de la chaîne de production. Dans un second temps, la méthode est étendue pour la mesure de perméabilité incrémentale. Des essais sur tôles épaisses ont permis de valider l'approche proposée à l'aide du même type de capteur. Par ailleurs, une étude complémentaire par éléments finis 3D a permis de mettre en évidence les limites de l'approche analytique, notamment lorsque la perméabilité de la plaque et son épaisseur deviennent trop importantes. Finalement, cette méthode est appliquée au cas des roues polaires, dans le cadre d'une approche qualitative, en vue d'une application de type contrôle qualité.

Mots clés : Matériau magnétique doux, caractérisation, éléments finis, incertitude de mesure, machines électriques.

CHARACTERIZATION OF THE ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF SOFT MAGNETIC MATERIAL - APPLICATION ON A CLAW POLE ROTOR

ABSTRACT : Electrical energy conversion devices are based on the use of electromagnetic properties of iron and its alloys. Therefore, an accurate knowledge of these properties is required for the designers. The characteristics of the soft magnetic materials, typically those of a claw pole rotor, can be significantly impacted by the manufacturing processes. Consequently, these properties must be characterized directly on the manufactured magnetic part. In this work, a non-destructive measurement method combining an operative approach and the finite element simulation is proposed to characterize the local electrical conductivity of the claw pole rotor. The choice of the experimental parameters versus the claw pole rotor geometry is optimized using the Ishikawa diagram. Then, the measurement uncertainty is determined using two different approaches. This method is applied to perform a study on a population of claw pole rotors issued from the manufacturing chain. Secondly, the method is extended to incremental permeability measurement. Tests on thick sheets were realized to validate the proposed approach with the same type of sensor. Moreover, a complementary study in 3D finite element has emphasized the limitations of the analytical approach, especially when the permeability of the plate and its thickness become significant. Finally, this method is applied to the case of claw pole rotors through a qualitative approach for a quality control application.

Keywords : soft magnetic material, characterization, finite element, measurement uncertainty, electrical machines.