



FACULTE DE GENIE ELECTRIQUE ET D'INFORMATIQUE  
DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

## **THESE DE DOCTORAT EN SCIENCES EN ELECTROTECHNIQUE**

Présentée par

**SEDKAOUI Lynda**

**Thème**

Contribution à l'étude expérimentale et la prédiction  
théorique des pertes magnétiques dans les tôles des  
machines électriques

Soutenue publiquement devant le jury composé de :

|     |                |           |                   |            |
|-----|----------------|-----------|-------------------|------------|
| Mr  | HADDAD         | Salah     | Professeur, UMMTO | Président  |
| Mme | BITAM-MEGHERBI | Ferroudja | Professeur, UMMTO | Rapporteur |
| Mr  | OUAZIR         | Youcef    | Professeur, USTHB | Examineur  |
| Mr  | HADJOUT        | Larbi     | Professeur, USTHB | Examineur  |
| Mr  | HASNI          | Mourad    | Professeur, USTHB | Examineur  |
| Mr  | RACHEK         | M'hemed   | Professeur, UMMTO | Examineur  |

# Remerciements

---

En premier lieu, je tiens à exprimer mes sincères remerciements à mon rapporteur Madame BITAM-MEGHERBI Ferroudja, professeur à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou (UMMTO), à laquelle je voudrais exprimer toute ma reconnaissance pour la confiance qu'elle m'a accordée en me permettant de réaliser cette thèse, ainsi que pour avoir suivi ce travail et fourni les moyens qui ont permis de le mener à bien. Enfin, je voudrais la remercier pour ses lectures toujours très attentives de tout ce que j'ai pu écrire au cours de cette thèse.

Je remercie Monsieur HADDAD Salah, Professeur à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou (UMMTO) qui m'a fait l'honneur de présider le jury de ma soutenance.

J'exprime mes remerciements à Monsieur OUAZIR Youcef, professeur à l'université des sciences et de technologie Houari Boumediene (USTHB) pour avoir accepté de faire partie du jury.

Mes vifs remerciements vont aussi à Monsieur HADJOUT Larbi, professeur à l'université des sciences et de technologie Houari Boumediene (USTHB), pour avoir accepté d'examiner ce travail.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Hasni Mourad, professeur à l'université des sciences et de technologie Houari Boumediene (USTHB) qui a accepté de se joindre au jury de ma soutenance.

Je remercie également Monsieur RACHEK M'hemed, professeur à l'université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou (UMMTO) qui a accepté de faire partie du jury de soutenance.

# *Dédicaces*

---

*Je dédie ce modeste travail à ma très chère famille que je remercie infiniment de m'avoir tout donné, en particulier ma très chère mère pour sa patience, sa compréhension et ses sacrifices, mes frères, ma sœur et particulièrement à ma très chère Taous, sans oublier tous mes amis (es)*

# Table des Matières

---

|                                                                                                         |                  |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------------|
| <b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>                                                                      | <b>1</b>         |
| <br><b>CHAPITRE I. Magnétisme des matériaux Ferromagnétiques .....</b>                                  | <br><b>.....</b> |
| I.1. INTRODUCTION .....                                                                                 | 4                |
| I.2. CLASSIFICATION DES MATERIAUX MAGNETIQUES .....                                                     | 4                |
| I.2.1. Le diamagnétisme .....                                                                           | 5                |
| I.2.2. Le paramagnétisme .....                                                                          | 5                |
| I.2.3. Le ferromagnétisme .....                                                                         | 6                |
| I.3. EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES PROPRIETES FERROMAGNETIQUES .....                                  | 6                |
| I.4. CONFIGURATION EN DOMAINES MAGNETIQUES DE WEISS ET AIMANTATION DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES ..... | 8                |
| I.4.1. Domaines magnétiques de Weiss et parois de Bloch.....                                            | 8                |
| I.4.1.1. Energie d'échange.....                                                                         | 9                |
| I.4.1.2. Energie d'anisotropie magnétocristalline.....                                                  | 9                |
| I.4.1.3. Energie magnétostatique .....                                                                  | 10               |
| I.4.1.4. Energie magnétostrictive .....                                                                 | 11               |
| I.4.2. Aimantation en champ magnétique statique et hystérésis magnétique.....                           | 11               |
| I.4.3. Aimantation en champs tournants.....                                                             | 14               |
| I.5. LOIS DE COMPORTEMENT DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES .....                                          | 15               |
| I.5.1. Loi linéaire .....                                                                               | 16               |
| I.5.2. Loi non linéaire .....                                                                           | 17               |
| I.5.3. Lois hystérétiques. ....                                                                         | 17               |
| I.6. LES PERTES MAGNETIQUES DANS LES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES DOUX ....                               | 17               |
| I.6.1 Expression générale des pertes .....                                                              | 18               |
| I.6.2. Les pertes en régime statique .....                                                              | 19               |
| I.6.3. Les pertes par dynamique de parois .....                                                         | 20               |
| I.6.4. Les pertes par courants de Foucault.....                                                         | 22               |
| I.6.5. Les pertes en champ tournant .....                                                               | 23               |
| I.7. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LES PERTES MAGNETIQUES.....                                        | 24               |
| I.8. NOYAUX MAGNETIQUES DES MACHINES ELECTRIQUES .....                                                  | 26               |
| I.8.1. Matériaux ferromagnétiques doux usuels .....                                                     | 26               |
| I.8.1.1. Les Alliages ferromagnétiques doux.....                                                        | 26               |
| I.8.2. Tôles en alliage fer-silicium (Fe-Si): Caractérisation et processus d'élaboration .....          | 29               |
| I.8.3. Noyau magnétique pour transformateurs : Les tôles FeSi-GO.....                                   | 31               |

|                                                                     |    |
|---------------------------------------------------------------------|----|
| I.8.4. Noyau magnétique pour moteurs : Les tôles FeSi-NO .....      | 33 |
| I.8.5. Autres caractéristiques des tôles NO et GO.....              | 34 |
| I.8.6. Dispositif de caractérisation de tôles ferromagnétiques..... | 35 |
| I.8.6.1. Cadre d'Epstein .....                                      | 35 |
| I.8.6.2. Cadre à bande unique ("Single sheet tester").....          | 37 |
| I.8.6.3. Cadre à bande unique en champ bidimensionnel.....          | 38 |
| I.9. CONCLUSION.....                                                | 39 |

## **CHAPITRE II. Modélisation des pertes magnétiques et état de l'art**

|                                                                                           |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| II.1.INTRODUCTION .....                                                                   | 41 |
| II.2.MODELES DYNAMIQUES DE PREDICTION DES PERTES MAGNETIQUES.....                         | 41 |
| II.2.1.Modèle de diffusion : modèle classique .....                                       | 42 |
| II.2.2.Approche de Steinmetz (1892).....                                                  | 46 |
| II.2.3.Modèle de Pry et Bean (1958).....                                                  | 47 |
| II.2.4.Principe de séparation de pertes: Modèle de Bertotti (1986).....                   | 48 |
| II.2.4.1.Les pertes quasi-statiques ou pertes par hystérésis.....                         | 49 |
| II.2.4.2.Les pertes classiques.....                                                       | 49 |
| II.2.4.3.Pertes en excès.....                                                             | 50 |
| II.2.5.Modèles d'hystérésis .....                                                         | 51 |
| II.3. MODELISATION DES PERTES MAGNETIQUES EN CHAMP DYNAMIQUE ALTERNATIF ET TOURNANT ..... | 54 |
| II.3.1.Modélisation des pertes en champ sinusoïdal et non sinusoïdal.....                 | 55 |
| II.3.1.1.Approches basées sur le modèle de séparation.....                                | 55 |
| II.3.1.2.Approches basées sur le modèle de Steinmetz .....                                | 62 |
| II.3.2.Modélisation des pertes en champ tournant.....                                     | 66 |
| II.4.CONCLUSION .....                                                                     | 71 |

## **CHAPITRE III. Etude expérimentale des caractéristiques magnétiques**

|                                                                                                    |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| III.1. INTRODUCTION.....                                                                           | 72 |
| III.2. MATERIAUX ETUDIES ET SYSTEME DE MESURE.....                                                 | 72 |
| III.2.1. Caractéristiques des tôles ferromagnétiques étudiées .....                                | 72 |
| III.2.2. Mesure des pertes en champ alternatif unidirectionnel .....                               | 74 |
| III.3. EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES PERTES MAGNETIQUES .....                                    | 78 |
| III.3.1. Effet de recuit de relaxation sur les caractéristiques magnétiques .....                  | 78 |
| III.3.2. Effet de vieillissement sur les caractéristiques magnétiques.....                         | 79 |
| III.3.3. Discussion des résultats de mesure .....                                                  | 82 |
| III.4. CARACTERISTIQUES MAGNETIQUES DES ECHANTILLONS RETUNUES POUR LA MODELISATION DES PERTES..... | 83 |

|                                                                                                                          |            |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| III.5. CONCLUSION .....                                                                                                  | 86         |
| <br><b>CHAPITRE IV. Choix de modèles de pertes magnétiques et validation</b>                                             |            |
| IV.1. INTRODUCTION .....                                                                                                 | 87         |
| IV.2. MODELES ANALYTIQUES DE PREDICTION DES PERTES EN CHAMP DYNAMIQUE .....                                              | 87         |
| IV.2.1. Séparation de pertes en deux composantes .....                                                                   | 87         |
| IV.2.2. Séparation de pertes en trois composantes .....                                                                  | 90         |
| IV.2.3. Validation des résultats analytiques des modèles M2, M3 et M4 .....                                              | 92         |
| IV.2.3.1. Comparaison des pertes expérimentales aux pertes analytiques .....                                             | 92         |
| IV.2.3.2. Contributions aux pertes totales .....                                                                         | 95         |
| IV.2.3.3. Pertes totales pour différents niveaux de fréquences et d'inductions magnétiques maximales... ..               | 95         |
| IV.2.4. Discussion des résultats des modèles analytiques .....                                                           | 97         |
| IV.2.5. Modélisation d'un échantillon de tôles ferromagnétiques .....                                                    | 98         |
| IV.2.5.1. Principe de modélisation d'un échantillon de tôles .....                                                       | 98         |
| IV.2.5.2. Etude des pertes en champ sinusoïdal et en champ non- sinusoïdal .....                                         | 100        |
| IV.2.5.2.1. Validation des résultats en champ sinusoïdal .....                                                           | 100        |
| IV.2.5.2.2. Etude des pertes en champ non- sinusoïdal .....                                                              | 103        |
| IV.2.5.2.3 Discussion des résultats de simulation .....                                                                  | 108        |
| IV.3. MODELES NUMERIQUES DE PREDICTION DES PERTES EN CHAMP DYNAMIQUE ET TOURNANT .....                                   | 109        |
| IV.3.1. Analyse à éléments finis (FEA) des caractéristiques magnétiques .....                                            | 110        |
| IV.3.2. Modèle en champ alternatif unidirectionnel: Modèle 3D du Cadre d'Epstein modifié (MEM) .....                     | 112        |
| IV.3.2.1. Validation des résultats de simulation en champ sinusoïdal .....                                               | 115        |
| IV.3.2.2. Etude des pertes en champ sinusoïdal et non-sinusoïdal .....                                                   | 118        |
| IV.3.3. Modèle en champ bidimensionnel-tournant: Modèle en 3D de caractérisation des tôles en champ tournant (CTT) ..... | 128        |
| IV.3.3.1. Description du cadre CTT .....                                                                                 | 128        |
| IV.3.3.2. Résultats de simulation .....                                                                                  | 131        |
| IV.3.3.3. Discussion des résultats .....                                                                                 | 134        |
| IV.4. CONCLUSION .....                                                                                                   | 134        |
| <br><b>CONCLUSION GENERALE .....</b>                                                                                     |            |
| <b>BIBLIOGRAPHIE .....</b>                                                                                               | <b>139</b> |

## Introduction générale

---

L'avènement du génie électrique, il y a plus d'un siècle maintenant, s'est accompagné dès ses débuts de recherche, de matériaux magnétiques performants pour la réalisation de l'élément central des dispositifs électromagnétiques, le circuit ou noyau magnétique. Ces matériaux, constitués initialement de fer, ont été très vite alliés au silicium, au cobalt et au nickel pour plus d'efficacité énergétique. Pour un dispositif donné, le choix d'un tel ou tel matériau passe souvent par un exercice de compromis vis-à-vis des besoins applicatifs (performances magnétiques, caractéristiques mécaniques, thermiques, température et fréquence de fonctionnement et bien sûr le coût) [1, 2].

Aujourd'hui, les tôles ferromagnétiques en alliage fer-silicium laminées à froid avec ses deux types, les tôles à grains orientés et les tôles non-orientés constituent une très grande portion dans la production du marché mondial. L'utilisation prédominante de ces tôles fer-silicium réside dans le fait qu'elles présentent une perméabilité magnétique élevée, une induction à saturation la plus élevée, un faible champ coercitif et une grande résistivité électrique, ce qui entraîne une réduction des pertes. Toutes ces propriétés font de ces tôles fer-silicium les matériaux les plus convenables pour les circuits excités par des courants alternatifs ou pulsés avec des fréquences étendues de centaines à plusieurs milliers de hertz. Ces matériaux sont commercialisés avec des caractéristiques spécifiques (induction magnétique à saturation, perméabilité magnétique maximale et pertes magnétiques spécifiques) [3,4]. Dans les conditions pratiques de fonctionnement, les machines électriques sont soumises à des températures élevées, à des fréquences d'excitation plus élevées et donc à des inductions magnétiques et champs magnétiques plus élevés, ce qui génère l'augmentation des pertes magnétiques (appelées également pertes fer). De plus, lors de l'utilisation de convertisseurs statiques pour l'alimentation des machines électriques, ces convertisseurs imposent au circuit électromagnétique en régime permanent des allures des tensions ou des courants qui sont non-sinusoidales. Les pertes magnétiques sont ainsi amplifiées de par le contenu

harmonique haute fréquence lié à la modulation que les méthodes de caractérisation standards des pertes et les modèles de pertes en champ sinusoïdal ont tendance à négliger [5, 6]. Le développement de nouveaux modèles de pertes magnétiques en champ non-sinusoïdal qui tiennent compte de cette augmentation de pertes, va permettre d'améliorer des méthodes d'analyse et de conception des machines électriques.

L'optimisation de la géométrie du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique et le fonctionnement sous ces contraintes élevées que l'on rencontre de plus en plus aujourd'hui (formes d'ondes quelconques, fréquences élevées et températures) auxquelles sont soumis les matériaux ferromagnétiques sont autant de défis qui placent ces matériaux au cœur de la conception de nouveaux prototypes de caractérisation. Une caractérisation qui passe par une connaissance approfondie du comportement des matériaux ferromagnétiques, comme la loi de comportement magnétique  $B(H)$  et les pertes magnétiques est nécessaire.

Dans ce travail, nous nous intéressons aux méthodes d'évaluation et de prédiction des pertes magnétiques dans les tôles ferromagnétiques les plus utilisés dans la construction des noyaux magnétiques des machines électriques.

La thèse s'articule autour de quatre chapitres :

Le chapitre I se focalise en première partie sur le magnétisme des matériaux ferromagnétiques doux, les différentes grandeurs magnétiques et caractéristiques, les divers phénomènes associés aux processus d'aimantation et sur l'origine des pertes magnétiques. La deuxième partie du chapitre concerne la caractérisation des types de tôles ferromagnétiques les plus utilisées dans les noyaux magnétiques des machines électriques (transformateurs et moteurs) et une description des dispositifs de caractérisation de ces tôles.

Le chapitre II porte sur un état de l'art de la modélisation des pertes magnétiques en champ dynamique et tournant. Les principaux modèles et approches existants et développés dans la littérature scientifique sont présentés.



Le chapitre III est consacré à l'étude expérimentale des pertes magnétiques dans deux types de tôles ferromagnétiques fer -silicium FeSi à 3% de silicium. Les tôles à grains orientés FeSi-GO destinées exclusivement pour la production des noyaux magnétiques des transformateurs et les tôles à grains non- orientés FeSi-NO, destinées en grande partie à la production des noyaux magnétiques des moteurs.

Le chapitre IV est consacré aux choix de différents modèles analytiques et numériques développés en champ sinusoïdal et non- sinusoïdal et qui seront retenus pour la prédiction des pertes magnétiques et validation.

Nous terminons par une conclusion générale où seront rassemblés les principaux résultats. Nous y donnerons aussi les perspectives ouvertes par ce travail.

# I. Magnétisme des Matériaux Ferromagnétiques

---

## I.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons présenter les bases nécessaires à l'étude des propriétés magnétiques des alliages ferromagnétiques doux qui sont les plus utilisés dans la construction des circuits ou noyaux magnétiques des machines électriques tournantes et statiques. Les deux principaux phénomènes pris en considération au niveau du matériau ferromagnétique lors de la conception des machines électriques sont l'aimantation et les pertes magnétiques. Pour concevoir une machine électrique performante, il faut disposer d'un matériau dont l'aimantation est importante pour une faible excitation et dont les pertes magnétiques sont faibles. Ainsi, nous allons d'abord présenter le comportement des matériaux ferromagnétiques employés pour canaliser le flux dans les machines électriques qui est expliqué à l'aide de la théorie des domaines magnétiques de Weiss. Nous donnerons par la suite les notions théoriques de base de l'aimantation et les différentes composantes des pertes magnétiques (également appelées pertes fer) des matériaux ferromagnétiques. Ces pertes magnétiques dépendent de la forme d'onde de l'induction magnétique, du niveau d'induction et également de la fréquence de fonctionnement.

## I.2. CLASSIFICATION DES MATERIAUX MAGNETIQUES

Depuis la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, les chercheurs ont mis en évidence l'existence de trois catégories de matériaux magnétiques : les diamagnétiques, les paramagnétiques (Pierre Curie [1859-1906], Paul Langevin [1872-1946]) et les ferromagnétiques (Pierre Weiss [1865-1940]). La première théorie moderne du ferromagnétisme, qui reste valable jusqu'à nos jours, a été proposée par le physicien Pierre Weiss en 1906-1907 [7]. Les premiers travaux expérimentaux sur le ferromagnétisme ont été menés dans les années 1930. Parmi les hypothèses faites à l'époque, la notion de champ moléculaire et surtout la subdivision en domaines élémentaires de Weiss qui ont été à l'origine de progrès considérables en

magnétisme. Bien plus tard, de nombreuses théories et modèles de comportement statique ont permis de faire évoluer les premières représentations comportementales de Curie, Langevin, Weiss et d'autres.

### **I.2.1. Le diamagnétisme**

Le diamagnétisme est une propriété générale de la matière, qui provoque l'apparition d'un champ magnétique faible dans le matériau, opposé à un champ magnétique appliqué. Lorsque le champ n'est plus appliqué, l'aimantation disparaît. L'origine du diamagnétisme est un phénomène quantique, pouvant être expliqué par la modification du mouvement orbital des électrons autour du noyau atomique. Le diamagnétisme est un phénomène qui apparaît dans toute la matière atomique, mais il est masqué par les effets du paramagnétisme ou du ferromagnétisme lorsque ceux-ci coexistent avec lui dans le matériau. Les matériaux diamagnétiques, par exemple Cu, Au, Ag, Zn et Pb, ont une susceptibilité magnétique très faible, négative et indépendante de la température, autour de  $-10^{-5}$  ou  $-10^{-6}$ . Le champ magnétique induit par ce phénomène est donc très faible, par conséquent, la loi de comportement de ce type de matériau peut être assimilée à celle du vide dans le cadre de l'étude des machines électriques.

### **I.2.2. Le paramagnétisme**

Le paramagnétisme désigne le comportement de la matière qui ne possède pas d'aimantation spontanée mais qui, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, acquiert une aimantation dirigée dans le même sens que ce champ d'excitation. Les matériaux paramagnétiques (par exemple Al, Cr, Mn, Na) possèdent une susceptibilité magnétique faible dans une gamme allant de  $10^{-3}$  à  $10^{-5}$ , de valeur positive (contrairement aux matériaux diamagnétiques). Cette aimantation disparaît avec la disparition du champ d'excitation. Il n'y a donc pas de phénomène d'hystérésis comme pour le ferromagnétisme. La loi de comportement de ces matériaux peut alors être considérée comme linéaire et proche de celle du vide pour les domaines d'application en électrotechnique.

### **I.2.3. Le ferromagnétisme**

Le ferromagnétisme désigne la capacité d'un matériau à s'aimanter facilement sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et de garder une partie de cette aimantation qui est dite spontanée. Ainsi, on dit que les propriétés de ces matériaux dépendent de leur histoire antérieure, ce qui mène à l'étude de leurs cycles d'hystérésis. Les ferromagnétiques qui sont par exemple le fer (Fe) le cobalt (Co), le Nickel (Ni) et leurs alliages possèdent une susceptibilité positive et très grande, sa valeur se situe entre 50 et  $10^4$ .

Les matériaux ferromagnétiques sont les principaux matériaux utilisés dans les dispositifs de conversion d'énergie en électrotechnique. On peut subdiviser ces matériaux en deux groupes : les ferromagnétiques durs (aimants permanents) qui sont utilisés comme source de champ magnétique dans les machines électriques et les ferromagnétiques doux qui peuvent être aimantés facilement avec des champs magnétiques faibles, ils sont utilisés dans les machines électriques pour concentrer et canaliser le flux magnétique. Aux fréquences industrielles, généralement les tôles ferromagnétiques FeSi sont les plus utilisées et pour des fréquences au-delà de 10 kHz, les matériaux ferromagnétiques amorphes sont les plus employés. Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons uniquement aux matériaux ferromagnétiques doux.

### **I.3. EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES PROPRIETES FERROMAGNETIQUES**

La température influence fortement l'ordre ferromagnétique établi. En effet, les propriétés thermiques des matériaux magnétiques ont été étudiées par Pierre et Curie, leurs expériences ont montré que dans les matériaux magnétiques, l'aimantation diminue avec l'augmentation de la température. Au dessus d'une température critique appelée température de Curie, les matériaux magnétiques perdent leurs propriétés ferromagnétiques et se comportent comme des substances paramagnétiques. La susceptibilité magnétique des particules magnétiques indépendantes était formulée par l'équation suivante :

$$\chi = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{M}{H} = \frac{C}{\theta} \quad (\text{I. 1})$$

Avec  $C$ , la constante de Curie qui dépend du type de matériau,  $\theta$ , la température en kelvin.

Dans l'étape suivante des recherches sur les matériaux magnétiques, Paul Langevin a expliqué le paramagnétisme et a introduit sa théorie décrivant, par une fonction mathématique, la relation entre l'aimantation  $M$ , le champ magnétique appliqué  $H$  et la température :

$$M = \mathcal{L}\left(a \frac{H}{k\theta}\right) \quad (\text{I. 2})$$

Où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $a$  est une constante exprimée en  $(\text{V.ms}^{-1})$ . La fonction de Langevin  $\mathcal{L}(x)$  est définie par :

$$\mathcal{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (\text{I. 3})$$

La plus grande étape dans la théorie moderne des matériaux ferromagnétiques consiste en la prise en considération de l'interaction entre les particules magnétiques. Pierre Weiss a simulé cette interaction entre les dipôles magnétiques et leurs moments avec une boucle fermée en modifiant la formulation de Langevin :

$$M = \mathcal{L}\left(\frac{aH + \alpha M'}{k\theta}\right) \quad (\text{I. 4})$$

Où  $M'$  est le champ d'interaction,  $\alpha$  le paramètre de bouclage (facteur de correction de Weiss).

A haute température au dessus du point de Curie [2], la relation précédente nous amène à la loi de Curie-Weiss :

$$\chi = \frac{C}{\theta - \theta_c} \quad (\text{I. 5})$$

## **I.4. CONFIGURATION EN DOMAINES MAGNETIQUES DE WEISS ET AIMANTATION DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES**

On rappelle qu'un matériau ferromagnétique est un matériau qui, à l'échelle macroscopique, acquiert une forte aimantation sous l'action d'un champ faible et qui possède, à l'échelle microscopique, un moment magnétique spontané et cela même en l'absence du champ magnétique appliqué. Cette organisation des moments magnétiques implique qu'il existe des interactions d'échange entre ces moments, capables de s'opposer au désordre que tend à produire l'agitation thermique. Les propriétés ferromagnétiques dépendent de la température. Expérimentalement, on mesure la valeur de l'induction rémanente d'un matériau en fonction de la température. Cette induction s'annule à partir d'une certaine température dite température de Curie. En effet, quand la température augmente, l'aimantation spontanée du matériau disparaît brutalement [3, 4, 8].

### **I.4.1. Domaines magnétiques de Weiss et parois de Bloch**

Afin de minimiser son énergie globale, un échantillon ferromagnétique se subdivise spontanément en petits volumes élémentaires dits domaines magnétiques élémentaires ou domaines de Weiss dont le volume est environ de  $10^{-2}$  à  $10^{-6}$  cm<sup>3</sup>. Chaque domaine est aimanté à saturation dans une direction de faible aimantation qui diffère de celle des domaines voisins, si bien que l'aimantation résultante du matériau peut être nulle. Deux domaines adjacents sont séparés par une couche de transition appelée paroi de Bloch, à l'intérieur de laquelle l'aimantation tourne progressivement de la direction facile du premier domaine vers celle du deuxième domaine. Dans les structures cubiques comme le fer, les directions faciles imposent des parois à 180° et à 90° [9]. L'origine physique de la structure de Weiss est un équilibre entre les différentes énergies à l'intérieur du matériau ferromagnétique. Ces principales énergies sont [3, 4, 10]:

#### I.4.1.1. Energie d'échange

Il existe une énergie d'échange entre les moments magnétiques portés par les atomes qui ont tendance, par effet collectif, à s'aligner suivant la même direction. L'énergie d'échange peut être écrite, en tenant compte des moments magnétiques  $S_i$  et  $S_j$  de deux atomes voisins, sous la forme suivante :

$$W_{ij} = -2J_{ij}S_iS_j \quad (I.6)$$

Dans cette expression, proposée par Werner Heisenberg,  $J_{ij}$  est l'intégrale d'échange. La valeur de ce facteur de couplage favorise l'apparition d'un ordre ferromagnétique si  $J_{ij} > 0$  ou d'un ordre antiferromagnétique si  $J_{ij} < 0$ . Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, l'aimantation tend à s'orienter le long des directions privilégiées (direction de facile aimantation) déterminées par la structure cristalline ou par la forme de l'échantillon. Elle passe par un minimum lorsque les moments magnétiques sont colinéaires, ce qui conduit à un état stable. Vu que les moments magnétiques dans les parois de Bloch ne sont pas parallèles, cette énergie est plus importante dans les parois que dans les domaines.

#### I.4.1.2. Energie d'anisotropie magnétocristalline

Elle représente l'énergie nécessaire pour orienter les moments magnétiques atomiques vers la direction du champ d'excitation extérieur, suivant les directions des axes cristallographiques. La direction suivant laquelle elle est minimale est dite direction de facile aimantation. Pour le fer, qui cristallise dans le système cubique centré, les directions de facile aimantation sont les arêtes du cube, et l'énergie d'anisotropie s'écrit :

$$E_{ani} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) \quad (I.7)$$

Où  $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$  sont les cosinus directeurs de l'aimantation par rapport aux axes cubiques ;  $K_1 = 4.8.10^4 \text{ J/m}^3$  et  $K_2 = 5.103 \text{ J/m}^3$  sont les constantes d'anisotropie du matériau, elles dépendent de la température et de la composition des alliages. Une variation maximale de l'aimantation à la saturation est observée entre les directions cristallographiques  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$ . Ainsi, un monocristal de fer (système cubique

centré), s'aimante plus facilement dans la direction  $\langle 100 \rangle$  et plus difficilement dans la direction  $\langle 111 \rangle$ .

### I.4.1.3. Energie magnétostatique

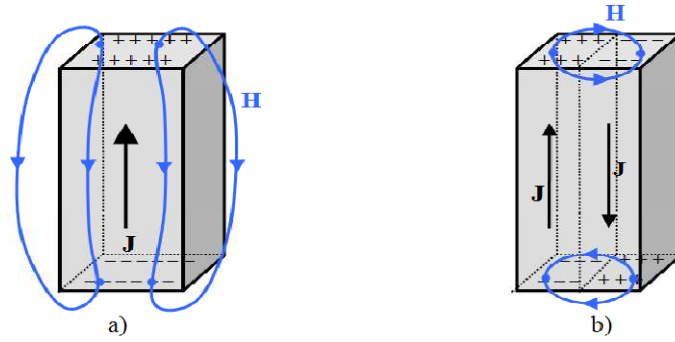
Cette énergie résulte des interactions entre les moments magnétiques et le champ local. Ce champ local est la composition du champ démagnétisant interne (créé par les atomes voisins et les inclusions non magnétiques) et du champ magnétique extérieur. Pierre Brissonneau [3] a proposé une expression pour l'énergie magnétostatique en représentant la matière aimantée comme un ensemble de moments magnétiques dans le vide :

$$W_m = -\frac{1}{2} \iiint M \cdot H' dv \quad (I.8)$$

Où  $H'$  est le champ local et  $M$  l'aimantation du système. En l'absence de champ extérieur,  $H'$  est dû à l'existence du champ démagnétisant créé par les moments de la structure. Ceux-ci sont la conséquence de l'apparition de masses magnétiques fictives au sein du matériau à cause de la divergence locale de l'aimantation.

La présence de pôles magnétiques fictifs (figure I.1a), donne naissance à un champ magnétique qui, d'après l'équation I.3, va introduire une énergie magnétostatique significative. En revanche, comme les moments magnétiques sont alignés selon une seule direction, la direction de facile aimantation, l'énergie d'échange et l'énergie d'anisotropie sont minimisées. Dans la deuxième configuration (figure I.1b), la structure est divisée en deux domaines avec des moments magnétiques antiparallèles. Le champ magnétique se reboucle alors dans les parties extrêmes des domaines, limitant ainsi le champ magnétique par rapport à la première configuration. Par conséquent, cette configuration minimise l'énergie magnétostatique mais l'énergie d'échange augmente parce qu'il existe des moments antiparallèles à l'interface entre les domaines. Par ailleurs, la contribution de l'énergie d'anisotropie favorise l'orientation des moments magnétiques suivant une direction privilégiée du cristal pour minimiser l'énergie globale du système.





**Fig. I.1.** a) Système avec aimantation uniforme b) Structure fractionnée en deux domaines avec aimantations antiparallèles [11].

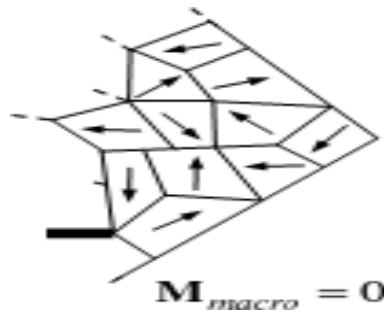
#### I.4.1.4. Energie magnétostrictive

On appelle énergie magnétostrictive, l'énergie élastique associée aux déformations et aux contraintes que les domaines exercent les uns sur les autres. Le cristal peut s'allonger ou se contracter selon la direction de la polarisation par rapport à la déformation.

Ainsi, de façon globale, l'énergie totale du matériau (somme des quatre contributions précitées) est minimisée par la division du matériau en domaines de Weiss.

#### I.4.2. Aimantation en champ magnétique statique et hystérésis magnétique

Dans un matériau isotrope, les aimantations des domaines sont orientées dans les directions de facile aimantation et en l'absence de champ extérieur, à l'échelle de plusieurs domaines l'aimantation moyenne est nulle. Cet état est dit état désaimanté (figure I.2). Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué au système, on fournit une énergie qui tend à aligner les moments magnétiques. Les domaines, dont l'aimantation est dans le même sens que celui du champ extérieur, vont croître en volume au détriment des autres domaines. Ceci se traduit par un déplacement des parois de Bloch au sein du matériau.



**Fig. I.2.** Etat désaimanté d'un matériau ferromagnétique [12].

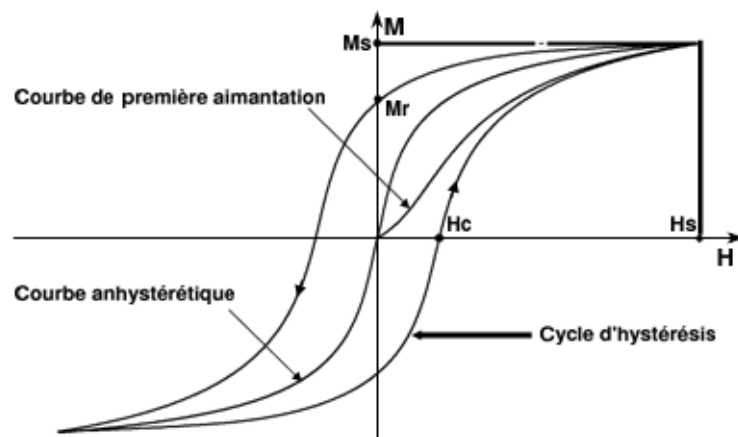
Les parois de Bloch rencontrent, au cours de leurs déplacements, de nombreuses imperfections (défauts) qui agissent comme des points d'ancrage. Ces imperfections sont, entre autres, dues à des impuretés non magnétiques (carbures, nitrures,...etc.) et ferromagnétiques (cémentite) ainsi qu'aux contraintes de dislocation, de joints de grains et de traitements métallurgiques. Ces points particuliers constituent des sites d'ancrage et donc, d'un point de vue énergétique, des puits de potentiel pour les parois. Ce phénomène d'accrochage des parois contribue majoritairement au processus d'aimantation hystérétique. On définit par  $M(H)$  la loi de comportement hystérétique du matériau qui va décrire la courbe de première aimantation tant que le champ  $H$  sera croissant :

- Au fur à mesure que le champ augmente, les parois de Bloch ont d'abord un mouvement dit élastique réversible. L'énergie est insuffisante pour franchir la barrière de potentiel créée par le défaut. Le matériau peut donc retourner à son état magnétique initial si le champ appliqué est annulé.
- Lorsque l'énergie du système devient suffisante pour franchir la première barrière de potentiel, le mouvement des parois devient irréversible. Le matériau ne peut donc pas retourner à son état magnétique initial même si on annule le champ appliqué. L'aimantation résiduelle est dite aimantation rémanente  $M_r$  due au fait que les domaines ne peuvent pas revenir à leurs positions initiales. Pour annuler cette aimantation, il faudrait donc fournir une énergie pour forcer les domaines à revenir à leurs positions initiales et cela en appliquant un champ magnétique de sens inverse à celui qui a engendré l'aimantation rémanente, ce champ est dit champ coercitif  $H_c$ .

Tous les moments spontanés de tous les domaines sont orientés dans le même sens, comme si le matériau ne constitue qu'un seul domaine. Cependant l'aimantation globale du matériau n'est pas colinéaire avec le champ appliqué.

Enfin, en appliquant un champ très intense, les moments magnétiques des derniers domaines s'orientent parallèlement au champ : c'est la saturation magnétique à laquelle correspond l'aimantation à saturation  $M_s$ . Cependant, il est très difficile de faire disparaître ces derniers domaines qui s'accrochent aux joints de grains, aux limites de l'échantillon, aux impuretés et à tous les défauts du réseau cristallin. L'approche à la saturation est donc très lente et pratiquement réversible dans la mesure où cette saturation est réalisée par le mécanisme des rotations cohérentes. En réalité, on ne peut atteindre la saturation que pour des champs magnétiques accessibles seulement au niveau des laboratoires de recherche mais non pas dans les machines industrielles.

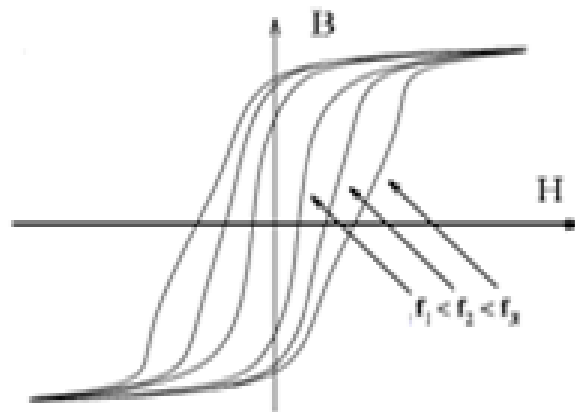
En l'absence de phénomène d'hystérésis, donc dans un matériau idéal sans impuretés où le déplacement des parois de Bloch est réversible (sans pertes), la loi de comportement magnétique du matériau est la courbe anhystérétique représentée sur la figure I.3.



**Fig. I.3.** Courbe de première aimantation, courbe anhystérétique et cycle d'hystérésis dynamique d'un matériau ferromagnétique.

La forme de ce cycle dépend de la nature du matériau, des processus d'aimantation, de l'induction et de la géométrie de l'échantillon. Ce cycle se

déforme en fonction des conditions de flux et de fréquence (figure I.4). L'hystérésis observée en régime quasi statique (i.e. fréquence très faible tendant vers 0) est appelée hystérésis statique, elle dépend de la géométrie (en particulier de la pente caractéristique de la courbe anhystérétique), mais surtout de la qualité et de l'histoire du matériau. Les déformations caractéristiques des cycles, observées en régime dynamique, sont regroupées dans le terme générique d'hystérésis dynamique. Cette dernière est essentiellement due aux processus d'aimantation et de diffusion et dépend donc fortement de la géométrie et des variations de champ magnétique. La première hystérésis est à rapprocher aux pertes dites quasi-statiques, quant à l'hystérésis dynamique, elle donne lieu aux autres pertes induites dynamiquement [13].



**Fig. I.4.** Gonflement des cycles d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique en régime dynamique.

### I.4.3. Aimantation en champs tournants

Une approche différente est nécessaire quand, l'amplitude du champ reste constante et son orientation varie dans le temps. Ce cas se rencontre par exemple à la jonction des circuits magnétiques des transformateurs triphasés et dans la denture des machines tournantes. Les signaux qui parcourent les éléments de ces circuits, utilisant des matériaux magnétiques, subissent une distorsion, du fait que  $B(H)$  n'est pas une fonction linéaire.

On désigne par aimantation en champ tournant un régime dynamique, qui se traduit par un déphasage dans l'espace entre le champ d'excitation  $H$  et l'aimantation  $M$  ; le retard angulaire  $\omega$  de  $M$  par rapport à  $H$  rend compte des pertes. Les mécanismes d'aimantation dynamique et les pertes associées sont alors fondamentalement de même nature qu'en régime sinusoïdal unidirectionnel, mais avec une répartition statistique en domaines spécifiques de l'aimantation tournante. On observe donc des phénomènes d'hystérésis et des pertes originales [3].

- **En champs faibles ( $M/M_s$  inférieur ou égal à 0.1) :** les pertes en champ tournant dans une tôle de type fer silicium, isotrope, représentent deux fois les pertes en régime d'aimantation unidirectionnelle. Seules les parois les plus mobiles participent à l'aimantation et un comportement linéaire constitue une bonne approximation. Le matériau se comporte comme s'il était le siège de deux aimantations sinusoïdales en quadrature et indépendantes.
- **En champs d'excitation très intenses, près de la saturation ( $M/M_s$  est supérieur à 0.9) :** le déphasage entre  $M$  et  $H$  tend vers zéro. Les pertes en champ tournant décroissent rapidement et tendent vers zéro quand  $M$  tend vers  $M_s$  alors que les pertes en régime unidirectionnel ne cessent d'augmenter. Ce comportement trouve son origine dans la disparition des parois de Bloch et de l'hystérésis quand on approche la saturation. La décroissance des pertes s'observe pour des champs d'excitation trop intenses pour présenter un intérêt pratique industriel.
- **En champs moyens :** les pertes passent par un maximum, situé dans le cas d'une tôle non orientée en acier au silicium vers  $M/M_s$  d'environ 0.75. L'écart entre les pertes en régime tournant et en régime unidirectionnel reste incontestable mais plutôt modeste, de l'ordre de 10 à 25% [3].

### I.5. LOIS DE COMPORTEMENT DES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES

Les lois constitutives des matériaux ferromagnétiques sont complexes, elles sont à la fois non linéaires, anisotropes, dissipatives et dépendantes du passé du

matériau (son histoire). Ainsi, pour réaliser une modélisation d'un système comprenant des matériaux ferromagnétiques, il est nécessaire de disposer d'un modèle de comportement de ces matériaux. Aussi, il faut considérer un certain nombre de simplifications que l'on classe en trois catégories en fonction de leur degré de simplification, linéaires et non linéaires qui sont des lois réversibles et hystérétiques et qui ne le sont pas.

### I.5.1. Loi linéaire

Dans ce cas les vecteurs induction magnétique  $\vec{B}$  et champ magnétique  $\vec{H}$  sont colinéaires et proportionnels. Le rapport de proportionnalité est souvent exprimé par rapport à  $\mu_0$ , ce qui correspond à la perméabilité relative du matériau (équation I.9). Cette loi est utilisée essentiellement soit en première approximation dans des problèmes où la précision n'est pas un élément critique, problème de pré-dimensionnement par exemple, soit sur une plage de champ si restreinte, que la loi réelle devient effectivement linéaire.

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{I.9})$$

Où B est l'induction magnétique (T),  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide qui vaut  $4\pi \cdot 10^{-7}$  (H/m),  $\mu_r$  est la perméabilité magnétique relative et H est le Champ magnétique (A/m).

La relation (I.9) permet de remarquer que l'induction pour un champ magnétique donné est d'autant plus grande que la perméabilité relative est élevée. Cette propriété est recherchée et exploitée lors de la réalisation du circuit magnétique d'une machine électrique. Lorsque la perméabilité du matériau augmente, la force d'attraction des lignes de champ dans le matériau augmente et concentre le champ. Pour cela, seul le matériau ferromagnétique peut canaliser les lignes du champ grâce à sa perméabilité relative. Les matériaux ferromagnétiques doux peuvent être aimantés à l'aide de champs magnétiques faibles. Ils sont utilisés dans les différents dispositifs électriques (transformateurs, inductances, électroaimants, relais) [14, 15].

### I.5.2. Loi non linéaire

Les champs  $\vec{B}$  et  $\vec{H}$  sont toujours colinéaires, mais leurs intensités sont liées par l'intermédiaire de la courbe  $B(H)$  expérimentale. C'est la courbe la plus couramment utilisée dans les problèmes électrotechniques, et plus particulièrement dans les outils de calcul ou de simulation de structures électromagnétiques.

### I.5.3. Lois hystérétiques.

En ferromagnétisme, l'hystérésis est la relation liant l'excitation (le champ magnétique) et la réponse (l'aimantation ou l'induction magnétique). Cette relation, souvent assimilée à la loi de comportement macroscopique observable du matériau considéré, se présente généralement sous la forme d'un cycle d'hystérésis, déjà décrit dans la section I.4.2 et se caractérise par plusieurs points et courbes remarquables (le champ coercitif, l'induction rémanente et l'induction à saturation). L'hystérésis magnétique ne peut alors plus être décrite à l'aide d'une fonction mathématique simple et univoque. Ceci est principalement dû à un effet mémoire du matériau qui peut être dans deux états différents pour une même valeur d'excitation, en fonction de la succession des états adoptés précédemment. Cet effet mémoire des matériaux magnétiques s'explique physiquement par l'existence de particules aimantées, de parois magnétiques, de défauts cristallins et joints de grains.

## I.6. LES PERTES MAGNETIQUES DANS LES MATERIAUX FERROMAGNETIQUES DOUX

Toute variation d'induction dans une matière magnétique provoque, à l'intérieur de celle-ci, une dissipation d'énergie. Cette énergie correspondant à l'aire du cycle d'hystérésis qui s'exprime en  $J/m^3$  et qui apparaît le plus souvent sous forme de chaleur et n'est généralement pas récupérable, d'où l'expression de pertes magnétiques utilisée pour désigner le phénomène. Ces pertes sont appelées également pertes fer du fait que les alliages ferromagnétiques utilisés dans les circuits magnétiques sont communément appelés fer, étant donné le fort

pourcentage de fer dans ceux-ci. Ce terme (pertes fer) englobe généralement toutes les pertes intervenant dans les pièces ferromagnétiques des organes magnétiques des dispositifs électrotechniques [16].

Les pertes magnétiques dépendent évidemment de la nature du matériau utilisé, mais aussi de la nature des processus dynamiques qui s'y développent et enfin de la géométrie considérée. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine des pertes magnétiques : les pertes par hystérésis (déplacement de parois de Bloch) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que ces pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En effet, les déplacements des parois de Bloch entraînent l'apparition de courants induits microscopiques localisés alors que les courants de Foucault sont plutôt liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique du matériau magnétique.

### I.6.1 Expression générale des pertes

Lors d'un parcours complet du cycle d'hystérésis, l'énergie fournie au noyau pour les champs magnétiques  $H$  croissants est plus importante que l'énergie récupérée pour  $H$  décroissants : cette différence constitue les pertes par hystérésis. Ainsi, sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit par unité de volume de la matière, le travail donné dans l'équation I.10 [3] :

$$W = \oint H. dB \quad (I.10)$$

Ce travail représente les pertes totales volumiques par cycle et est converti en chaleur par les processus d'aimantation. Sous l'action d'un champ extérieur périodique de fréquence  $f$ , la puissance moyenne totale dissipée par le processus hystérétique est :

$$P_t = f \oint H. dB \quad (I.11)$$

Le terme  $\oint H. dB$  dépend également de la fréquence d'excitation. Par conséquent, la forme du cycle peut fortement évoluer en régime dynamique.



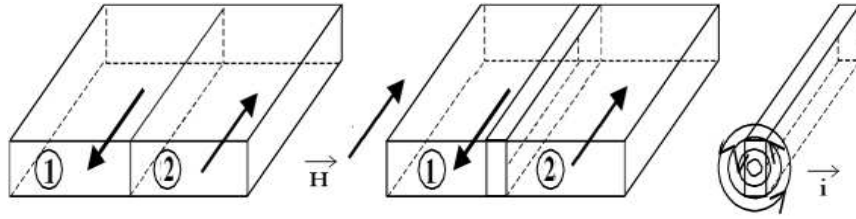
L'évolution des pertes magnétiques en fonction des grandeurs macroscopiques telles que le niveau d'induction magnétique, la forme d'onde de l'induction magnétique et la fréquence d'excitation va être traitée dans le second chapitre. Dans les sections qui suivent, nous allons décrire l'origine physique de ces pertes magnétiques en distinguant le régime statique du régime dynamique.

### **I.6.2. Les pertes en régime statique**

On parle du régime statique en absence de phénomènes dynamiques qui sont dus à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis sont donc uniquement liées aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut être expliqué par la présence d'impuretés et de défauts au sein du matériau magnétique et par l'existence d'un champ de blocage  $H_b$  qui est la composition d'un champ démagnétisant dû à la présence des dipôles magnétiques voisins et le champ extérieur. Ce dernier s'oppose au champ extérieur et c'est ainsi qu'apparaît le retard de l'aimantation  $M$  par rapport au champ magnétique  $H$  [4].

En effet, il y a une énergie d'interaction mise en jeu entre la paroi en mouvement et chacun des défauts du matériau, si bien qu'en arrivant sur chacun d'eux, la paroi se bloque. Pour surmonter l'action de ces défauts la paroi doit recevoir une énergie suffisamment grande à partir du champ extérieur qui doit être supérieur au champ de blocage.

Les déplacements réversibles puis irréversibles et discontinus de parois d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhausen), jusqu'à l'obtention d'une structure mono domaine pour des valeurs de  $H$  suffisantes, entraîne des pertes ayant pour origine les courants induits microscopiques localisés (figure I.5) [9].

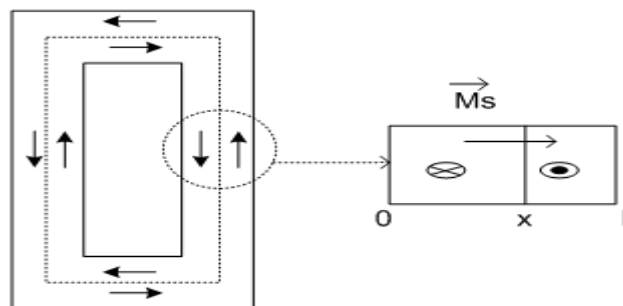


**Fig. I.5.** Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois.

On considère deux domaines 1 et 2 séparés par une paroi à  $180^\circ$  (figure I.5), d'aimantations opposées, soumis à un champ extérieur  $H$ . Le domaine 2, dont l'aimantation est dans le même sens que le champ extérieur, gagne en volume par saut brusque de la paroi et il y a apparition de courants induits locaux qui s'opposent à la variation brutale de l'aimantation.

### I.6.3. Les pertes par dynamique de parois

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits au voisinage des parois en mouvement au sein de la matière aimantée. Afin de comprendre la dynamique de parois, H.J. Williams a mis au point une technique d'observation des domaines et des parois de Bloch par la méthode de Bitter. Il considère des circuits fermés découpés dans des monocristaux à  $180^\circ$ , en alliage fer-silicium (figure I.6). La dynamique de cette paroi est régie par l'équation (I.12) [3, 4 et 12] :



**Fig. I.6.** Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à  $180^\circ$ .

$$\frac{dx}{dt} = \eta [H_{surf}(t) - H_0] \text{ si } H_{surf} > H_0 \text{ et } \frac{dx}{dt} = \eta [H_{surf}(t) + H_0] \text{ si } H_{surf} < H_0 \quad (\text{I.12})$$

Où  $H_{surf}$  est le champ d'excitation régnant à la surface du système,  $H_0$  un champ seuil qui varie avec la position  $x$  de la paroi et  $\eta$  le coefficient de mobilité de la paroi. Dans le cas où  $0 < H_{surf}(t) < H_0$ , la paroi reste immobile.

L'état d'aimantation du système est entièrement défini par la position  $x$  de la paroi. Le coefficient de mobilité  $\eta$ , qu'on peut assimiler au facteur d'amortissement dû aux courants induits, est donné par :

$$\eta = \frac{1}{2\mu_0 M_s \sigma G e} \quad (\text{I.13})$$

Où  $\sigma$  est la conductivité électrique et  $G$  est une constante de valeur 0,1356. La variation temporelle de l'aimantation totale dans le cadre de largeur  $l$  est proportionnelle à la variation temporelle du déplacement (équation I.12) de la paroi :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{l} \frac{dx}{dt} \quad (\text{I.14})$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch évoluant au sein d'un matériau composé de plusieurs domaines de Weiss, on peut généraliser le modèle d'une paroi isolée donné par l'équation (I.12) à une paroi subissant l'influence des autres parois qui constituent le matériau magnétique. D'où l'équation régissant le déplacement d'une telle paroi :

$$\frac{dx}{dt} = \eta [H(t) - H_b] \quad (\text{I.15})$$

Le champ seuil  $H_0$  de l'équation (I.12) est remplacé par le champ de blocage  $H_b$ . Le champ  $H(t)$  agissant localement sur la paroi vérifie les équations ci-dessous.

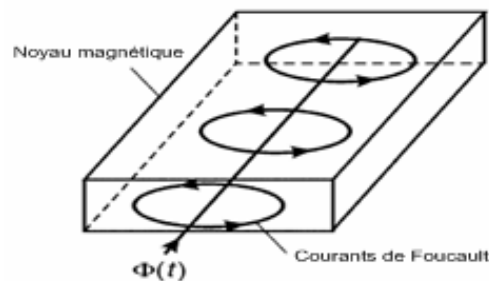
$$H(t) = H_{surf}(t) - H_i(t) \quad (\text{I.16})$$

$$H(t) > H_b(x, t) \quad (\text{I.17})$$

Le champ  $H_i(t)$  est le champ dû aux courants induits localisés qui sont la conséquence du mouvement des autres parois constituant le matériau magnétique. Ainsi, on montre que le taux de variation du champ surfacique  $H_{\text{surf}}(t)$  conduit à une force de frottement, assimilable à un amortissement visqueux, qui s'oppose aux mouvements des parois de Bloch.

### I.6.4. Les pertes par courants de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et directement liés à la conductivité du matériau considéré. En régime d'induction variable, le matériau magnétique est le siège de courants induits qui circulent autour des lignes de flux magnétique. La circulation de ces courants qui se fait selon des sections droites dans le noyau (figure I.7) s'oppose à la pénétration du flux et génère des pertes appelées pertes par courants de Foucault.



**Fig. I.7.** Courants de Foucault dans un noyau magnétique.

L'utilisation de matériaux magnétiques à résistivité très élevée, permet de réduire les pertes par courants de Foucault. Pour les matériaux ferromagnétiques, l'addition de quelques pourcentages de Silicium ou de Nickel est efficace pour obtenir une augmentation de la résistivité électrique du métal. Aussi, l'utilisation de ces matériaux sous forme de tôles minces a pour effet de limiter les courants induits macroscopiques dans le matériau.

### I.6.5. Les pertes en champ tournant

En électrotechnique, le champ magnétique n'est pas toujours unidirectionnel et orienté suivant l'axe de facile aimantation ou transverse. Dans les circuits magnétiques des machines électriques, la culasse des moteurs et les T-joints des transformateurs triphasés on rencontre souvent des régions où les vecteurs induction magnétique  $B$  et champ magnétique  $H$  occupent des orientations variées et changeantes dans le plan de la tôle magnétique au cours d'un cycle. Il apparaît alors dans ces régions des champs tournants, déjà décrite dans la section I.4.3, et ce, indépendamment des précautions prises dans la construction du noyau magnétique. Cela se produit même si l'anisotropie du matériau privilégie une ou plusieurs directions particulières du plan de la tôle magnétique.

De façon générale, le module de l'induction décrit une forme plus ou moins ellipsoïdale, voire circulaire. Ainsi, si on considère un régime d'induction circulaire d'amplitude  $B$  et de vitesse angulaire constante  $\omega$ , on peut décomposer l'induction selon deux axes dans le plan des tôles  $x$  et  $y$  sous la forme:

$$\begin{cases} B_x(t) = B \cos \omega t \\ B_y(t) = B \sin \omega t \end{cases} \quad (\text{I. 18})$$

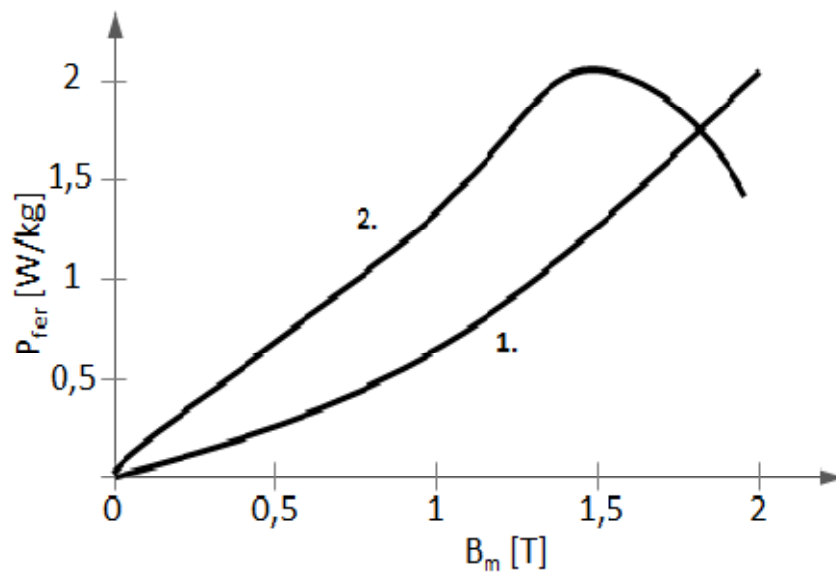
Les pertes rotationnelles sur un cycle peuvent alors être exprimées par la relation suivante [8]:

$$P_r = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{d\theta}{dt} |H| |B| \sin \alpha dt \quad (\text{I. 19})$$

Où  $\alpha$  l'angle entre  $H$  et  $B$  et  $\theta$  l'angle entre  $B$  et une direction donnée.

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

En champs faibles et moyens, les pertes magnétiques en champ tournant pour les tôles ferromagnétiques fer silicium à grains non orientés sont systématiquement deux fois les pertes en régime d'aimantation unidirectionnelle à la même fréquence et la même induction magnétique maximale [3, 17, 18]. Ce résultat s'interprète par le fait que seules les parois de Bloch les plus mobiles participent à l'aimantation et le matériau se comporte comme s'il était le siège de deux aimantations sinusoïdales en quadrature et indépendantes. En champs très intenses, les pertes magnétiques décroissent rapidement avec l'augmentation de l'induction magnétique maximale, alors que les pertes en régime unidirectionnel ne cessent d'augmenter (figure I.8). Ce phénomène s'explique par la disparition des parois de Bloch et de l'hystérésis quand on s'approche de la saturation. Cette décroissance des pertes s'observe pour des champs très intenses pour présenter un intérêt pratique industriel.



**Fig. I.8.** Pertes magnétiques en champ alternatif (1) et en champ tournant (2) [11].

### I.7. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE SUR LES PERTES MAGNETIQUES

L'effet de la température sur le ferromagnétisme (déjà évoqué dans le paragraphe I.3) est très important. Lorsque la température augmente, l'énergie

thermique tend de plus en plus à rompre l'alignement spontané des atomes. A la température de Curie, les forces d'échange sont complètement surmontées et le ferromagnétisme disparaît [4]. Aux températures supérieures au point de Curie, le matériau se comporte comme un matériau paramagnétique et la chute de perméabilité influe bien évidemment sur la valeur de l'aimantation à saturation  $M_s$ . Cette dernière décroît quand la température augmente jusqu'à une valeur minimale (égale à  $\mu_0 H$ ) au point de Curie [3].

La température peut modifier les propriétés des matériaux ferromagnétiques essentiellement par deux processus :

- Soit par la variation réversible de leurs paramètres électromagnétiques avec la température : l'aimantation à saturation  $M_s$ , la constante d'anisotropie magnéto cristalline  $K_1$ , la constante de magnétostriction  $\lambda$  et la résistivité électrique.
- Soit par une évolution irréversible de leur composition locale, c'est le cas de vieillissement du matériau. Dans ce cas, la durée de maintien en température du matériau est également importante puisqu'il s'agit d'une réaction chimique lente. L'effet du vieillissement accéléré à haute température sur les pertes magnétiques d'un matériau ferromagnétique fer-silicium est traité dans le chapitre III de ce manuscrit.

La recherche bibliographique a révélé que les informations disponibles sur l'influence de la température dans une large plage restent limitées. Les résultats expérimentaux de chercheurs ou fabricants de matériaux nous informent d'une évolution non linéaire des paramètres magnétiques en fonction de la température : variation monotone ou non, augmentation ou diminution de la perméabilité et du champ coercitif, diminution modérée de l'aimantation à saturation, variation des pertes quand la température s'élève. Quelquefois, les phénomènes s'emballent et se compliquent à l'approche de la température de Curie [2,19].

## **I.8. NOYAUX MAGNETIQUES DES MACHINES ELECTRIQUES**

Le circuit magnétique ou le noyau magnétique des systèmes électromagnétiques est un des éléments clefs d'une conversion énergétique efficace. Outre l'optimisation de la géométrie du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique passe par l'utilisation de matériaux magnétiques performants et par une connaissance approfondie de leur comportement, notamment sous contraintes élevées comme les températures et les fréquences élevées que l'on rencontre de plus en plus aujourd'hui.

### **I.8.1. Matériaux ferromagnétiques doux usuels**

Les matériaux ferromagnétiques doux sont caractérisés par une très haute perméabilité, une induction à saturation élevée, ils s'aimantent facilement à l'aide de champs magnétiques faibles et permettent de limiter les courants de Foucault dans les applications où l'induction est variable. Ces matériaux constituent une grande portion dans le marché mondial en termes d'efficacité énergétique.

Ces matériaux peuvent être classés en alliages ferromagnétiques et les ferrites doux. Les alliages ferromagnétiques peuvent être classés aussi en trois types avec trois modes de préparation et sont les plus répandus dans les applications soit à basse fréquence ou à hautes fréquences et représentent la plus grande partie du marché en termes de tonnage [19-23]:

#### **I.8.1.1. Les Alliages ferromagnétiques doux**

Ces alliages sont généralement à base de Fer, de Nickel et de Cobalt qui sont les trois principaux éléments simples ferromagnétiques à l'état naturel, plus d'autres éléments additionnels dans la réalisation des alliages tel que le silicium afin d'être économiques et performants.

##### **a. Tôles obtenues par laminage à froid**

Ce sont les matériaux ferromagnétiques les plus couramment utilisés en électrotechnique. Ils se présentent sous forme de tôles minces qui sont empilés,



séparées par des couches isolantes et sont découpées pour réaliser ensuite soit des profils découpés qui seront empilés, soit des circuits enroulés, coupés en circuits dits en C, UI, EI ou en TL, soit non coupés tels que les tores. Cela permet d'obtenir de grandes perméabilités magnétiques et des cycles d'hystérésis de surfaces réduites. Les tôles constituées d'alliages fer silicium sont les plus utilisées à faibles fréquences. Ce sont ces tôles qui font l'objet de notre travail et leurs caractéristiques et processus d'élaboration seront détaillés dans les paragraphes qui suivent. Dans les autres domaines de l'électricité où les fréquences d'utilisation sont plus élevées, d'autres alliages magnétiques aux propriétés intéressantes sont utilisés. Parmi les alliages les plus courants, on peut citer les alliages fer nickel du type permalloys et le fer cobalt.

### **b. Tôles amorphes**

Elles sont obtenues par trempe très rapide à environ  $10^6$  °C/s d'un alliage contenant jusqu'à 70-80 % de Fer, de Nickel ou de Cobalt et 20-30 % de métalloïdes (Bore, Phosphore, Silicium, Carbone,...etc.). On obtient ainsi un mince ruban d'épaisseur 20-30µm [20, 22]. Les alliages amorphes ont des inductions à saturation comprises entre 0.5 et 1.7 T avec des valeurs de la magnétostriction qui peuvent être voisines de zéro jusqu'à atteindre  $35 \cdot 10^{-6}$ . Ce grand éventail des propriétés magnétiques fait que les alliages amorphes peuvent, pour certaines applications, rentrer en concurrence avec les tôles classiques [24]. L'induction de travail ne peut guère dépasser 1,7 T, ce qui est faible par rapport aux valeurs obtenues dans les transformateurs de distribution classiques (1,8 T ou plus). Ils sont utilisés dans les transformateurs de distribution de moyenne puissance, dans le domaine des basses fréquences. Il faut cependant remarquer que, dans les pays où l'énergie est chère, il y a une tendance à faire travailler les tôles Fe-Si classiques à des niveaux d'induction plus faibles pour réduire les pertes magnétiques. Dans ces cas, un niveau de 1,4 T des amorphes est acceptable.

### **c. Tôles nanocristallines**

Ce sont des tôles amorphes ayant subi un traitement thermique qui a fait cristalliser une partie du matériau en grains cristallins de 10 à 15 nm de diamètre. Le pourcentage d'atomes de fer, de nickel ou de cobalt peut être porté à 80 % dans ce type de tôles. Les nanocristallins permettent la réalisation des transformateurs permettant de véhiculer les puissances élevées des alimentations à découpage que permettent les nouveaux semi-conducteurs de puissance tels les IGBT.

### **d. Ferrites doux**

Les ferrites spinelles constituent un groupe d'oxyde de fer de formule générique  $\text{MeFe}_2\text{O}_4$  où Me représente un métal de transitions divalentes ou une combinaison d'ions métalliques. Plus les fréquences sont basses, plus la perméabilité du ferrite est élevée et plus on montera en fréquence, plus on sera obligé de choisir des ferrites à faible perméabilité. Ces limitations sont principalement dues aux mécanismes d'aimantation propres à ces matériaux. Suivant la gamme de fréquence, nous distinguons deux types de ferrites.

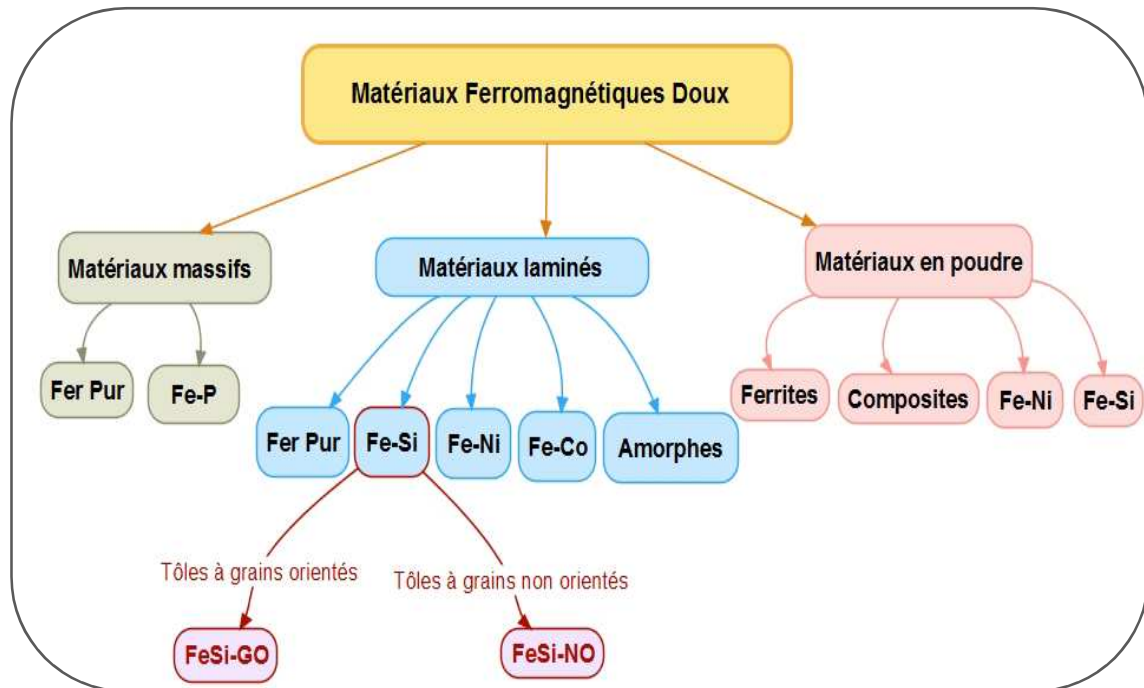
#### **Les ferrites spinelles de manganèse-zinc (Mn-Zn)**

Sont utilisées de 10 kHz à 1.5 MHz. Leurs aimantations sont parmi les plus élevées des ferrites (jusqu'à 0.6 T) mais leurs résistivités électriques sont les plus faibles des ferrites. Actuellement, la production mondiale est destinée aux ferrites pour les alimentations à découpage qui fonctionnent entre 30 et 500kHz. Les ferrites de puissance sont optimisées au fur et à mesure de l'évolution des applications. Cette optimisation est surtout fonction de la gamme de fréquence mais aussi de la température et de l'induction de fonctionnement.

#### **Les ferrites spinelles de nickel-zinc (Ni-Zn)**

Sont utilisées de 1 à 500 MHz. Les aimantations sont plus modestes mais les résistivités atteignent  $10^6 \Omega\text{m}$ , ce qui en fait des matériaux adaptés pour des fonctionnements à très haute fréquence.

Ainsi, les matériaux ferromagnétiques doux usuels peuvent être classés en fonction de leur structure et de leurs constituants suivant le diagramme donné dans la figure I.9.



**Fig. I.9.** Classification de principaux types de matériaux ferromagnétiques doux.

### I.8.2. Tôles en alliage fer-silicium (Fe-Si): Caractérisation et processus d'élaboration

Les tôles FeSi laminées à froid sont les matériaux les plus utilisés dans la construction électrique. Leur utilisation prédominante réside dans le fait qu'ils présentent une perméabilité magnétique élevée, une induction à saturation la plus élevée, un faible champ coercitif et par conséquent de faibles pertes par hystérésis ainsi qu'une grande résistivité électrique, ce qui entraîne une réduction des pertes par courants de Foucault. Toutes ces propriétés font des tôles fer-silicium les matériaux les plus convenables pour les circuits excités par des courants alternatifs ou pulsés avec des fréquences qui vont de quelques centaines à plusieurs milliers de hertz. Il existe aussi un large éventail de qualités qui diffèrent par la teneur en

silicium qui est inférieure ou égale à 3.2%, limite au-delà de laquelle on ne peut plus laminier à froid.

L'élaboration des tôles fer silicium FeSi s'effectue dans des usines spécifiques et sur des équipements lourds, qui travaillent pour l'obtention de tous types de tôles magnétiques. La fusion s'effectue généralement dans un four HF (haut fourneau) à induction et dans une atmosphère contrôlée. Après fusion, le matériau est coulé en lingots, qui sont usinés pour faire disparaître les irrégularités superficielles et les impuretés. On le passe ensuite au laminoir pour obtenir des tôles ou des rubans. En général, la première partie de cette opération s'effectue à chaud mais, les étapes suivantes de la production comprennent plusieurs laminages à froid qui sont minutieusement appliqués, afin d'éliminer les impuretés qui pourraient être néfastes à l'obtention de bonnes propriétés magnétiques en entravant le déplacement des parois. Ce traitement laisse le matériau en bon état, et tout le long du processus de fabrication on s'assure que le matériau n'est pas exposé à des atmosphères susceptibles de le contaminer. La réduction des pertes d'énergie en régime alternatif exige que le matériau se présente se forme de tôles aussi minces que possibles, isolées électriquement les unes des autres. Les techniques modernes de laminage permettent d'obtenir une épaisseur bien calibrée et un très bon état de surface, d'où les facteurs de remplissage pouvant atteindre 0,98 [3]. Le fournisseur livre généralement le matériau sous forme de bobines de plusieurs tonnes.

Les Tôles FeSi classiques se subdivisent en deux grandes catégories suivant leurs textures en grains orientés ou non : Dans les transformateurs, le vecteur induction magnétique en chaque point garde une direction fixe et varie sinusoïdalement (sauf dans les coins). Il est alors intéressant d'utiliser la tôle à grains orientés, dite tôle FeSi-GO. Les grains cristallins auront ainsi une direction privilégiée dite direction de facile aimantation. Dans les moteurs, au contraire, on rencontre souvent des champs tournants et la tôle GO ne présente pas alors d'avantages déterminants, et les constructeurs utilisent alors la tôle à grains non orientés, dite tôle FeSi-NO. Ainsi les deux qualités (GO et NO) s'intéressent à deux marchés distincts entre lesquels il n'y a pas réellement de concurrence. Ces deux

types de tôles n'ont jamais cessé, de progresser sur le plan des performances magnétiques et font figure, aujourd'hui, de matériaux nobles.

Des alliages enrichis en silicium notamment l'alliage Fe-6,5%Si (soit en tôles GO ou en tôles NO) sont rapidement apparus (parmi les matériaux modernes) et sont aujourd'hui largement utilisés dans la production, le transport et l'utilisation de l'énergie électrique. Ceci permet de miniaturiser et d'alléger les dispositifs et systèmes électriques tout en préservant les performances et tout en augmentant les fréquences de fonctionnement [22, 25].

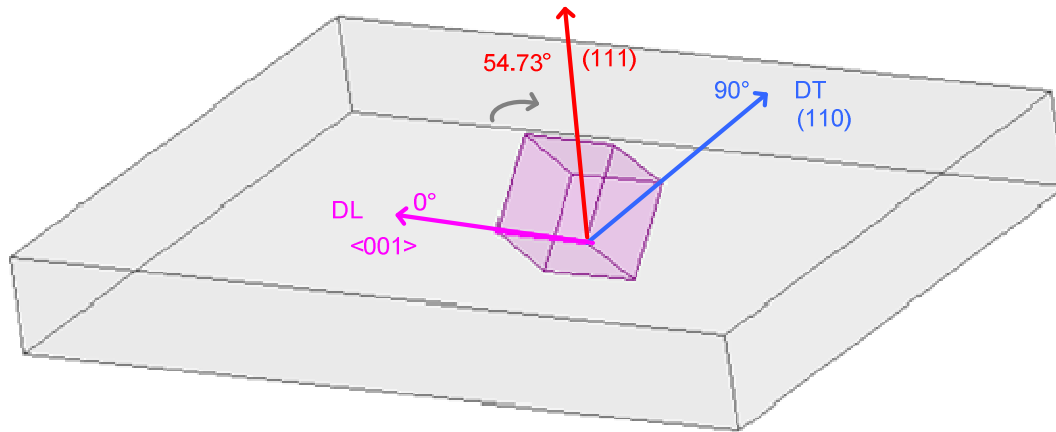
### **I.8.3. Noyau magnétique pour transformateurs : Les tôles FeSi-GO**

#### **I.8.3.1. Définition**

A l'heure actuelle, les circuits magnétiques des transformateurs sont, le plus souvent, construits avec des tôles FeSi-GO. Ces tôles sont, comme leur nom l'indique, divisées en grains qui sont constitués de domaines magnétiques de Weiss et séparés par les parois de Bloch (définis précédemment dans la section I.4 du chapitre I). Celles-ci se déplacent en fonction du niveau d'induction présent dans la tôle et de l'angle pris par le flux magnétique par rapport à la direction de laminage (DL). Ces tôles présentent des performances remarquables en termes de pertes dans la DL.

Dans les tôles GO, les cristaux sont assez gros et ont pratiquement tous la même orientation et la dispersion moyenne autour de l'orientation idéale, qu'on appelle «texture de Goss» ou  $(110) \langle 001 \rangle$  (représenté dans la figure II.2) n'atteint que 7 à 8° dans les qualités courantes et 2 à 3° dans les qualités les plus performantes [3]. Il en résulte une direction de facile aimantation parallèle à la direction de laminage DL suivant l'arrête  $\langle 001 \rangle$  très fortement privilégiée, entraînant de meilleures performances énergétiques. Elle est de difficile aimantation selon la direction transverse DT suivant  $(110)$  et de plus difficile aimantation suivant la direction  $(111)$ . La structure en domaines comprend de nombreuses parois de Bloch à 180° sensiblement parallèles à la direction de

laminage, ce qui entraîne des mécanismes d'aimantation facile et de faibles pertes. [3, 4, 20, 26].



**Fig. I.10.** Orientation idéale des grains cristallins dans une tôle GO.

### **I.8.3.2. Epaisseurs, isolation et utilisation des tôles GO**

Le choix de l'épaisseur des tôles ou des bandes est conditionné par la fréquence de travail et le niveau de pertes désiré et une isolation des tôles empilées est assurée pour éviter les pertes excessives par courants de Foucault. Dans les applications à basse fréquence, les tôles FeSi-GO "classiques" dont les épaisseurs varient de 0.3 mm à 0.23mm sont utilisées. Ces tôles sont élaborées avec une série de laminages à froid et recuits et l'étape finale est un revêtement par un enduit phosphatant contenant de la silice sous forme colloïde [27]. Dans les applications à moyenne fréquence, les tôles FeSi-GO à haute perméabilité qu'on appelle («Hi-B») sont utilisées. Les épaisseurs conventionnelles de ces tôles peuvent aller jusqu'à 0,05mm et l'épaisseur la plus courante est 0.1mm qui convient particulièrement à une utilisation dans la gamme de fréquence 400 Hz. Ces tôles sont obtenues par un laminage à froid vers 250°C unique mais très énergique.

Les tôles GO sont recouvertes des deux côtés avec un mince revêtement inorganique (enduit phosphatant contenant de la silice sous forme colloïde). Ceci est appliqué sur la couche de film de verre, qui est formée lors du processus de recuit à haute température. Le revêtement a environ trois microns d'épaisseur par côté et offre une bonne résistance électrique avec un effet marginal seulement sur le facteur

d'empilage. Le revêtement présente de bonnes propriétés d'adhérence et résiste à des opérations de poinçonnage normales et à un recuit jusqu'à 840 degrés centigrades pendant 1mn et 30S. Le revêtement est chimiquement résistant à toute contamination fluide pendant le processus de production. Il donne une certaine protection contre la corrosion et n'est pas affecté par les différents types d'huiles de transformateur et permet un grand facteur de remplissage [27].

### **I. 8. 4. Noyau magnétique pour moteurs : Les tôles FeSi-NO**

#### **I. 8. 4. 1. Définition**

Les tôles magnétiques fer silicium non orientées, c'est-à-dire sans texture aiguë donc sans anisotropie magnétique marquée, sont des matériaux magnétiques doux cristallins issus de la métallurgie traditionnelle, deviennent après laminage et recuit des polycristaux plus ou moins faiblement texturés et alliés au silicium selon les besoins applicatifs.

#### **I. 8. 4. 2. Epaisseurs, isolation et utilisation des tôles NO**

Les épaisseurs utilisées varient de 0,7 mm pour les qualités les moins nobles contenant peu de silicium à 0,35mm pour les qualités les plus performantes. Et les épaisseurs les plus utilisées sont 0,65- 0,7 mm et 0,5 mm pour les grosses machines tournantes. Les revêtements isolants les plus courants sont les revêtements organiques minces (épaisseur  $\approx 2$  micromètres), ou des vernis phosphatant qui n'entravent pas la soudure des tôles quand elle est nécessaire. Ces matériaux sont peu coûteux, ce qui leur ouvre largement les applications de masse basse fréquence du génie électrique, comme les machines électriques tournantes ou statiques (petits transformateurs), certains actionneurs, blindage, capteurs, inductances.

Les tôles FeSi(Al)-NO actuelles contiennent suivant les nuances de 0,05 à 3,2% Si et de 0 à 0,8 % Al et se subdivisent en deux sous-familles suivant qu'ils sont livrés à l'état écroui sans revêtement, tôles semi finies (« semi-process») ou recristallisés et revêtus d'une couche isolante tôles finies (« fully- process») [3, 28, 29]:

Les tôles («semi-process ») sont livrées à l'utilisateur à l'état non traité et correspondent en général à des alliages moins chargés en silicium et sans aluminium, pour des épaisseurs moyennes à fortes (0,5 à 1 mm) et des applications à puissance modeste, typiquement des moteurs à fonctionnement intermittent (moteur et transformateur en électroménager, moteurs et alternateurs en automobile...) et dans les machines tournantes industrielles de puissance modeste (< 20 kW). Ces tôles subissent un recuit à 780-800 °C durant 5 à 10 min et un traitement thermique par une étape de recuit oxydant pour obtenir une isolation électrique. Les tôles (« semi- process ») ont des performances magnétiques moindres que les tôles (« fully process »). Les tôles («fully process») prédominent dans les machines tournantes et les transformateurs de faible puissance, du fait de leurs faibles pertes magnétiques. Elles sont livrées à l'utilisateur prêtes à l'emploi, possédant donc toutes les caractéristiques finales d'emploi (magnétiques, mécaniques) et excluant même de leur appliquer un recuit additionnel après découpe en pièces finales car ces tôles sont aussi livrées revêtues d'une couche organique. C'est en effet une des différences majeures entre les deux familles NO. Dans ces tôles on apporte un soin particulier à optimiser magnétiquement la recristallisation et la croissance de grains, et aussi à isoler électriquement la surface avec une couche adaptée en composition et épaisseur aux besoins de l'application.

### **I.8.5. Autres caractéristiques des tôles NO et GO**

Au cours des années, les fabricants de tôles magnétiques ont développé des processus conduisant à d'importantes réductions des pertes magnétiques, les réduisant même d'un facteur supérieur à 3 [27]. Ils élaborent plusieurs qualités de tôles magnétiques avec des performances et des anisotropies différentes. Les tôles GO à haute perméabilité par exemple offrent de meilleures performances dans la DL mais sont également plus anisotropes [30]. Ces tôles sont référencées selon des normes internationales et des producteurs ; mais cette classification concerne seulement les performances selon la DL, sans information sur l'anisotropie, et à une induction unique de 1.7T. De ce fait, deux matériaux différents peuvent présenter,



en fonction de l'induction, des évolutions de pertes magnétiques et une anisotropie différente même s'ils présentent des performances similaires à 1.7T, tout en étant référencés de la même manière [31]. Pour les tôles NO par contre, l'anisotropie est toujours indiquée et les pertes spécifiques sont données pour deux inductions maximales 1 et 1.5T.

Les pertes des machines électriques sont dues pour une large part aux pertes fer dans le circuit magnétique. Les tôles utilisées en champ tournant sont, dans la grande majorité des cas, des tôles à grains non orientés (NO). Les tôles à grains orientés (GO), dont les performances sont nettement supérieures, ne sont utilisées que dans les transformateurs et les machines tournantes de forte puissance (plusieurs centaines de MW). En effet, les performances des tôles GO sont meilleures uniquement lorsque l'induction magnétique est dans une direction proche de la direction de laminage (DL). Comme les machines électriques sont caractérisées par un champ tournant, l'utilisation de tôles GO est moins avantageuse. Les machines de forte puissance utilisent des tôles GO découpées en secteurs, mais cette méthode n'est pas intéressante pour les petites et moyennes machines à cause de la découpe et de l'assemblage ; elles utilisent donc de l'acier NO. Aussi, il paraît opportun de trouver une technique permettant de profiter des bonnes performances des tôles GO dans les machines de petites et moyennes puissances même si elles sont plus coûteuses à fabriquer [32].

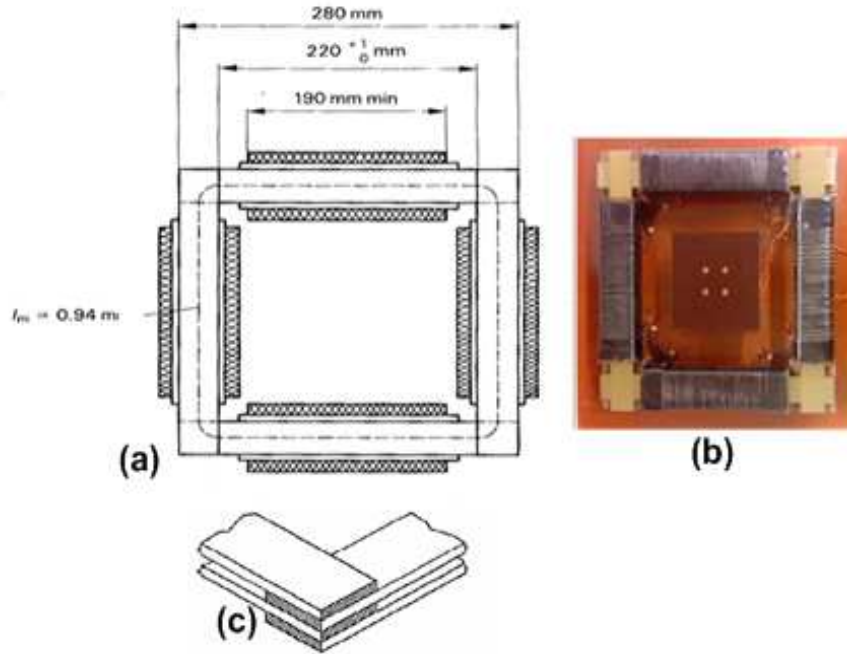
Ainsi, pour pouvoir comparer les performances des tôles GO et NO, des méthodes de mesures normalisées ont été mises en place.

### **I.8.6. Dispositif de caractérisation de tôles ferromagnétiques**

#### **I.8.6.1. Cadre d'Epstein**

Le cadre d'Epstein normalisé de 25 cm et à 700 spires représenté dans la (figure I.11), est l'outil le plus utilisé pour la caractérisation des tôles magnétiques en champ unidirectionnel. C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée. Sa

construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, CEN,...etc.) [33, 34]:



**Fig. I.11.** (a), (b) respectivement Schéma illustratif et photo du cadre d'Epstein utilisé, (c) joint de recouvrement.

Le circuit d'Epstein est un dispositif normalisé et son avantage primordial réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, facile à réaliser et utilisé pour 0.5 à 1.0 kg de matériau. Dans les coins, il n'y a plus d'enroulements et une épaisseur double de matière, en plus, le passage de flux s'effectue nécessairement à travers le revêtement isolant de la tôle. Le cadre d'Epstein est composé de quatre enroulements dans lesquels sont introduites les tôles constituant l'éprouvette. Chacun d'eux doit comporter deux enroulements : un enroulement primaire extérieur (enroulement d'excitation) et un enroulement secondaire intérieur (enroulement de tension). Ces enroulements doivent être répartis uniformément sur une longueur d'au moins 190 mm.

L'éprouvette (le noyau magnétique) du cadre est constituée de  $N$  tôles rectangulaires ( $N$  étant multiple de 4 et au moins égal à 16). Les dimensions

recommandées pour chaque tôle étant  $280 \times 30 \text{ mm}^2$ . Ces tôles étant assemblées en un circuit carré, avec des joints de recouvrement de telle sorte que la longueur moyenne du circuit magnétique soit égale à 0.94m. La masse active représentant la masse de l'éprouvette qui intervient magnétiquement et la section active du circuit magnétique est la section moyenne d'un côté et sont respectivement données par les équations suivantes :

$$m_a = \frac{l_m}{4l} m \quad (\text{I. 20})$$

$$S_a = \frac{m_a}{\rho l_m} \quad (\text{I. 21})$$

Où  $l$  est la largeur d'une tôle en (m) ;

$l_m$  est la longueur effective conventionnelle du circuit magnétique en (m) ;

$m$  est la masse totale du circuit magnétique du cadre en (kg) ;

$\rho$  est la masse volumique du matériau étudié en ( $\text{kg/m}^3$ ).

Afin de réduire l'effet de l'anisotropie dans la mesure des pertes fer, les tôles sont découpées aux cotes précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, parallèlement à la direction de laminage. Le nombre de spires de l'enroulement primaire (extérieur ou enroulement d'excitation) est  $N_1=700$  spires, le nombre de spires de l'enroulement secondaire (intérieur ou enroulement de tension)  $N_2=700$  spires. La longueur du côté extérieur du cadre  $l_1=280\text{mm}$  et la longueur du côté intérieur du cadre  $l_2=220\text{mm}$ , la longueur de la partie bobinée est  $l_3=190\text{mm}$ . Les tôles sont découpées, soit parallèlement à la direction de laminage s'il s'agit d'une tôle à grains orientés GO, soit pour moitié seulement dans la direction de laminage et pour moitié dans la direction travers s'il s'agit d'une tôle ordinaire NO.

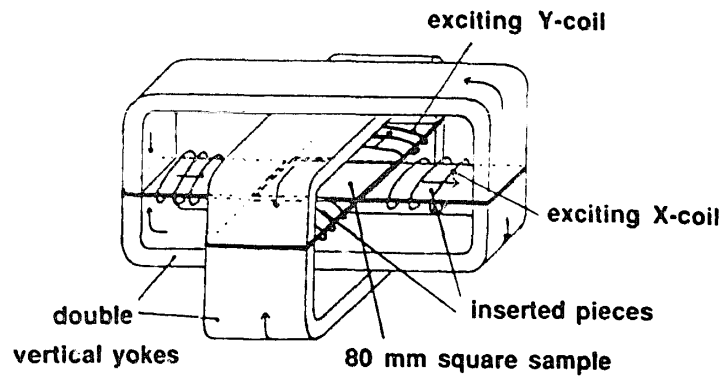
### **I.8.6.2. Cadre à bande unique ("Single sheet tester")**

Le cadre à bande unique ou le cadre horizontal est le second dispositif normalisé permettant de caractériser les tôles magnétiques en champ

unidirectionnel. Comme son nom l'indique, ce test consiste à mesurer les performances d'un échantillon composé d'une tôle unique, d'une longueur d'au moins 500mm. Celle-ci prend place entre deux culasses permettant la constitution d'un circuit magnétique fermé. Les enroulements primaire et secondaire sont placés autour d'un support non magnétique, isolé électriquement et localisé autour de la tôle à tester. Les pertes sont alors déduites de la mesure du courant au primaire et de la tension au secondaire. Les expérimentateurs confirment que les pertes spécifiques obtenues avec le cadre à bande unique se conforment très bien aux pertes spécifiques mesurées sur le cadre d'Epstein.

### **I.8.6.3. Cadre à bande unique en champ bidimensionnel**

Des dispositifs de mesures magnétiques en champ bidimensionnel (tournant) ont été considérablement développés et ne cessent de s'améliorer ces dernières années. Ces dispositifs visent une caractérisation complète du matériau dans le plan de la tôle et sous différentes conditions d'excitation. De nombreux systèmes qui diffèrent par leur technologie de mesure et leur génération du champ ont été ainsi, développés, parmi lesquels on trouve le cadre à bande unique en champ tournant "Rotational single sheet tester (RSST)". Le RSST disponible utilise des échantillons carrés de 80mm ou 100 mm de côté et la section de mesure efficace qui est limitée à environ 20 à 50mm<sup>2</sup> [35]. Un schéma illustratif d'un tel dispositif de mesure des pertes en champ bidimensionnel est donné dans la figure I.12. Par la suite, des recherches sur un RSST plus large ont été réalisées et des RSST de 300mm à 500mm de côté ont été développés [36]. Les performances de ces cadres ont été évaluées par rapport aux mesures effectuées avec le cadre à bande unique et le cadre d'Epstein en champ unidirectionnel.



**Fig. I.12.** Schéma illustratif d'un dispositif de mesure des pertes en champ tournant bidimensionnel [35].

## I.9. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons introduit les matériaux qui nous intéressent en proposant tout d'abord une description simplifiée du ferromagnétisme, puis ensuite une première analyse théorique des processus dynamiques d'aimantation avec une dissipation due aux courants induits. La notion d'hystérésis a été explicitée en séparant celle qui est statique de celle qui est dynamique, en proposant des descriptions théoriques prouvées dans la littérature. Les domaines et les parois sont et seront toujours à l'origine des propriétés magnétiques des matériaux les plus performants. Les matériaux doivent être utilisés nécessairement sous forme de tôles minces ou rubans, d'autant plus minces que la fréquence de travail est plus élevée. Ces matériaux sont le siège de pertes volumiques d'autant plus importantes que leur conductibilité électrique est plus élevée. On comprend relativement bien l'origine physique des pertes magnétiques même si on ne sait pas les prédéterminer avec précision. Au fil des années, des auteurs ont élaboré des modèles macroscopiques en vue de la compréhension et la modélisation des pertes magnétiques dans les tôles ferromagnétiques et c'est l'objet du Chapitre II de notre travail.

Les pertes magnétiques dépendent de plusieurs facteurs propres à la tôle, tels que la taille des grains, le taux d'impureté, l'épaisseur ou encore le taux de silicium.

Ces facteurs expliquent que chaque qualité de tôle possède ses propres caractéristiques de pertes. Par exemple, les tôles magnétiques à haute perméabilité, contenant des grains de plus grandes tailles que les tôles conventionnelles et ont des pertes statiques moins importantes. Outre les caractéristiques intrinsèques au matériau, les pertes magnétiques sont en liaison directe avec la géométrie du circuit magnétique. La taille et la méthode d'assemblage sont donc des paramètres impactant la répartition de l'induction, et donc les pertes magnétiques.

Pour déterminer les pertes magnétiques réelles, il faut tenir compte de plusieurs facteurs. L'anisotropie des tôles, c'est-à-dire les différences des propriétés entre les directions parallèles et perpendiculaires à la direction de laminage, tel que la variation de l'induction due à l'anisotropie qui est à l'origine de courants parasites et qui entraînent des pertes. Les pertes du circuit magnétique des machines tournantes sont en général plus élevées que les pertes qu'on calcule à partir des caractéristiques de la tôle mesurées au cadre d'Epstein ou à l'aide du cadre à bande unique. Ces dispositifs ne sont pas représentatifs de ce qui se passe réellement dans une machine tournante ou dans un transformateur triphasé. Dans une partie importante du stator d'une machine tournante, on trouve des champs magnétiques tournants, qui ont leur origine les dents. Dans les transformateurs triphasés l'induction magnétique ne reste alignée parallèle à la direction de laminage que dans les trois colonnes, les deux culasses de fermeture de flux sont soumises à une induction magnétique inhomogène. D'où la nécessité d'une représentation bidimensionnelle des caractéristiques magnétiques des tôles. C'est le but de la dernière partie du chapitre IV de ce travail.

## II. Modélisation des Pertes Magnétiques et Etat de l'Art

---

### II.1.INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous allons traiter les principales difficultés liées à la prédiction des pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques, les plus utilisés dans les machines électriques (transformateurs et moteurs) et nous allons présenter les principaux modèles dynamiques et approches existants dans la littérature scientifique. En se basant sur une grande partie de la théorie, la plupart des modèles dynamiques développés dans le but de la prédiction des pertes dans les tôles magnétiques en champ dynamique, sont tous basés sur trois méthodes essentielles. La première méthode, est l'équation empirique originale de Steinmetz qui est basée sur les deux grandeurs macroscopiques, la fréquence et l'induction magnétique maximale. La deuxième, est le principe de séparation de pertes de Bertotti qui est basé sur les grandeurs physiques, la fréquence et l'induction magnétique maximale. La troisième méthode se base sur les modèles d'hystérésis mathématiques qui essaient de décrire le comportement hystérétique des matériaux magnétiques d'une manière mathématique. Les pertes sont alors, déterminées par la surface des courbes d'hystérésis dynamiques obtenues avec la modélisation. Il existe d'autres modèles, par exemple basés sur des approches stochastiques et des paramètres locaux de modèles de circuits. D'autres modèles numériques qui sont développés par la suite, utilisent la méthode des éléments finis qui est basée sur la résolution des équations de Maxwell.

### II.2. MODELES DYNAMIQUES DE PREDICTION DES PERTES MAGNETIQUES

Pour calculer les pertes dans un matériau ferromagnétique, il faudrait avoir à chaque instant une connaissance détaillée de la subdivision en domaines élémentaires, et en déduire les courants induits qui en résultent à l'échelle de parois de Bloch. C'est là un problème bien trop complexe pour avoir reçu une solution

générale. Les pertes magnétiques totales qui peuvent être associées à la surface du cycle dynamique  $B(H)$  du matériau sont la conséquence des phénomènes de diffusion magnétique et de courants induits [3].

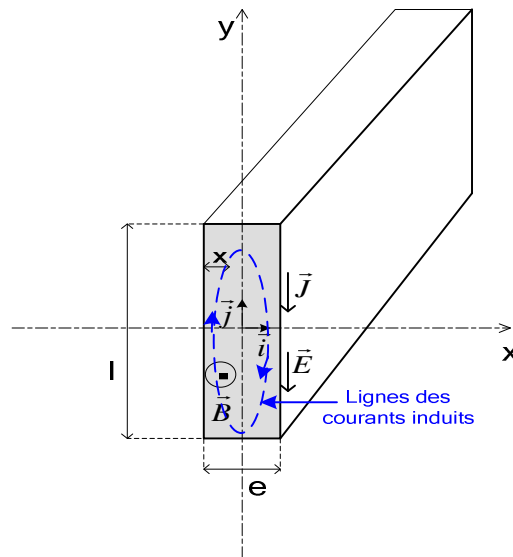
En effet, les matériaux magnétiques que nous étudions sont non seulement ferromagnétiques mais aussi conducteurs. Soumettre un matériau conducteur à une variation de champ magnétique crée un flux magnétique variable dans le temps à travers sa section. Cette variation de flux engendre une force électromotrice induite ( $e = -d\phi/dt$ ). Le matériau, de par sa nature conductrice, offre une résistance électrique et il se crée ainsi des courants induits ( $e=ri$ ) et par conséquent un contre champ en sa surface. Il se trouve ainsi soumis à un gradient de champ dans son épaisseur : c'est le phénomène dit de " diffusion magnétique " abondamment traité dans la littérature. De plus, toute variation temporelle d'aimantation (ou de flux magnétique) locale, par déplacement et/ou rotation des parois de domaines, donne naissance en vertu de la loi de Lenz à une f.é.m. induite et donc à des micro-courants induits. Il en résulte un freinage électromagnétique des parois qui empêche l'aimantation locale de suivre en amplitude et en phase le champ magnétique d'excitation. La prise en compte des courants de Foucault dans un dispositif électromagnétique est théoriquement un problème à trois dimensions mais, selon certaines approximations, le problème peut être réduit à une ou deux dimensions.

### II.2.1. Modèle de diffusion : modèle classique

Le premier modèle de diffusion magnétique qui a été mis en œuvre est celui appelé communément " modèle classique " de diffusion. Il s'agit du modèle issu du couplage de l'équation de diffusion magnétique avec la loi constitutive statique du matériau. C'est le modèle approprié pour représenter le comportement dynamique d'une tôle où l'effet de peau est marqué, appliqué au cas d'un circuit de forme simple telle que celui d'un tube de flux ou bien d'une tôle rectangulaire, l'équation de diffusion magnétique conduit à une mise en œuvre simple du problème à résoudre.



Considérant une tôle magnétique conductrice de longueur supposée infinie, dont la largeur est bien supérieure à son épaisseur  $e$  et où les grandeurs magnétiques (excitation, induction) sont unidirectionnelles selon la longueur, de conductivité électrique  $\sigma$  supposée homogène dans tout le circuit et sa valeur est indépendante de la valeur du champ magnétique (figure II.1). Enfin, le champ d'excitation à la surface supérieure de la tôle est supposé égal à celui situé sur la surface inférieure. Cette configuration constitue le cas classique de tôles formant les côtés d'un cadre d'Epstein le dispositif de caractérisation conventionnelle des matériaux magnétiques usuels (précédemment décrit et présenté dans le paragraphe I.8.6) [3, 4, 37-39]. Ces différentes hypothèses amènent à étudier la diffusion sur seulement une demi-épaisseur de la tôle, le problème est réduit donc à une dimension.



**Fig. II.1.** Disposition de la tôle utilisée pour le calcul de l'onde plane  $B_y(x, t)$ .

La tôle est soumise à un champ d'excitation sinusoïdal uniforme, la variation de l'induction crée une force électromotrice qui entraîne l'apparition des courants induits. Ceux-ci créent un champ qui s'oppose au champ d'excitation. La répartition de ce champ dans l'épaisseur de la tôle est non homogène. En effet, l'amplitude de l'induction décroît et son déphasage augmente, d'autant plus qu'on s'approche du centre de la tôle et l'induction à la surface supérieure de la tôle est égal à celle de la surface inférieure:

$$B_y(x, t) = B_m \frac{\cosh[(1+j)x/\delta]}{\cosh[(1+j)e/2\delta]} e^{j\omega t} \quad (\text{II. 1})$$

Tel que  $\delta$  est l'épaisseur de peau ( $\delta = \sqrt{2/\sigma\mu\omega}$ ).

Expérimentalement, on considère une induction, qui globalise les effets dynamiques, qui est associée au champ magnétique surfacique et qui donne des cycles d'hystérésis dépendants de la fréquence. La valeur moyenne de cette induction est [4] :

$$B_{moy} = B_m \frac{\sqrt{2}\delta}{e} \sqrt{\frac{\cosh(e/\delta) - \cos(e/\delta)}{\cosh(e/\delta) + \cos(e/\delta)}} \quad (\text{II. 2})$$

Ainsi, les pertes classiques pour le cas d'une tôle semi-infinie d'épaisseur  $e$ , réalisées avec un matériau ferromagnétique doux de conductivité électrique  $\sigma$ , de perméabilité  $\mu$  et à une induction magnétique maximale  $B_m$ , s'expriment comme suit :

$$P = \frac{\pi e \sigma B_m}{2\mu\delta} \left( \frac{\sinh e/\delta - \sin e/\delta}{\cosh e/\delta - \cos e/\delta} \right) \quad (\text{II. 3})$$

Un cas important pour les applications, est celui où le matériau est utilisé à une fréquence assez faible ( $\delta > e$ ) pour que l'on puisse négliger les effets d'écrantage (l'effet de peau) et considérer l'induction magnétique uniforme:

Considérons la disposition de la tôle montrée dans la figure (II.1). La variation de l'induction crée une force électromotrice qui entraîne l'apparition des courants induits. Ceux-ci créent un champ qui s'oppose au champ d'excitation selon la loi de Faraday, c'est la deuxième équation de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II. 4})$$

Les courants de Foucault sont donnés selon la loi d'Ohm:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (\text{II. 5})$$

En considérant une condition aux limites à la surface de la tôle conductrice et l'épaisseur extrême de la tôle. Le vecteur  $E$  est perpendiculaire au plan  $[x, z]$  (pas de variations par rapport à  $y$  et  $z$ ), Alors on aura:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial E}{\partial x} \vec{k} \quad (\text{II. 6})$$

Avec l'équation (II.4), on aura:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial t} \quad (\text{II. 7})$$

De la solution générale:

$$E(x, t) = \frac{dB}{dt} x + k \text{ et } \vec{E}(x, t) = -E(x, t) \vec{j} \quad (\text{II. 8})$$

La condition aux limites évidente est  $E(e/2, t) = -E(-e/2, t)$

On pose  $k=0$ , les équations (II.4) et (II.8) nous donne la densité des courants induits:

$$J(x, t) = \sigma E(x, t) \text{ et } \vec{J} = -\sigma x \frac{dB}{dt} \vec{j} \quad (\text{II. 9})$$

On aura ainsi, l'expression des courants induits circulants dans la tôle:

$$i_e(t) = \int_0^{\frac{e}{2}} J(x, t) L dx = \frac{\sigma L_{fe} e^2}{8} \frac{dB}{dt} \quad (\text{II. 10})$$

Et l'expression des pertes instantanées qui est donnée par la loi de Joule:

$$p(x, t) = \frac{1}{\sigma} J^2(x, t) = \sigma x^2 \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{II. 11})$$

Finalement, on calcule l'expression des pertes instantanées par unité de volume dans la tôle:

$$p(t) = \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} p(x, t) L dx = \frac{\sigma L e^3}{12} \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{II. 12})$$

On obtient alors pour une tôle semi-infinie et une induction magnétique sinusoïdale, une puissance volumique  $P_c$ :

$$P_c = \sigma \pi^2 f^2 B_m^2 e^2 / 6 \quad (\text{II. 13})$$

Le modèle classique convient bien pour décrire les caractéristiques dynamiques macroscopiques d'un mécanisme d'aimantation cohérente. Mais, une comparaison de ce modèle avec des tests expérimentaux en relevant la courbe de pertes ou la surface des cycles d'hystérésis effectués à différentes fréquences pour des inductions magnétiques maximales identiques permettent de mettre en évidence un désaccord profond entre cette loi linéaire et l'expérience. Les pertes magnétiques ne s'annulent pas dans les conditions quasi-statiques et un écart par rapport aux pertes réelles mesurées est observé. La limitation du modèle classique est liée à une représentation parfois incomplète des effets dynamiques développés dans le noyau magnétique. Pour appréhender l'origine de l'écart entre calcul et mesure, on doit tenir compte de la nature des mécanismes d'aimantation et des déplacements des parois de Bloch.

### II.2.2. Approche de Steinmetz (1892)

Des mesures précises n'ont été possibles que relativement tard par rapport à l'avènement de la théorie électromagnétique [40]. C. P. Steinmetz propose alors à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle un modèle empirique qui a longtemps été l'outil mathématique le plus efficace et utile pour le calcul des pertes par aimantation dynamique. Il s'agit d'une relation déterminée de manière purement empirique sans lien avec une quelconque explication physique (les processus microscopiques étaient en effet à l'époque inobservables) [37, 41]. L'approche de Steinmetz à deux termes est une équation caractéristique des pertes magnétiques en fonction de l'induction magnétique  $B_m$  et de la fréquence  $f$  qui est donnée par l'expression suivante :

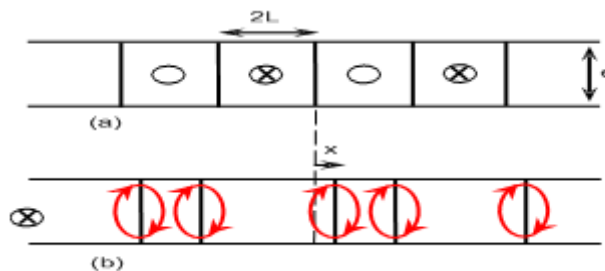
$$P_t = k_h B_m^n f + k_c B_m^2 f^2 \quad (\text{II. 14})$$

Où  $f$  est la fréquence du champ magnétique extérieur,  $B_m$  est l'induction magnétique maximale,  $k_h$  est le coefficient des pertes par hystérésis,  $k_c$  et  $n$  sont des coefficients qui dépendent du matériau magnétique laminé (épaisseur, conductivité et d'autres facteurs). L'exposant  $n$  est égal à 2 dans le cas des tôles fer silicium et

égal à 1.6 dans le cas des tôles fer ordinaires et les coefficients  $k_h$  et  $k_c$  sont déterminés par ajustage de modèle de pertes à la courbe de pertes obtenue expérimentalement. Le travail Steinmetz a été basé sur plusieurs mesures de pertes sur différents noyaux magnétiques excités avec des fréquences sinusoïdales jusqu'à 205Hz [40]. La formule de Steinmetz convient bien pour la prédiction des pertes magnétiques totales aux basses fréquences sinusoïdales. Au-delà un écart est observé entre les pertes magnétiques mesurées et calculées avec cette formule.

### II.2.3. Modèle de Pry et Bean (1958)

Ce modèle est l'un des plus connus et des tout premiers qui représente l'une des premières tentatives pour rendre compte du comportement d'une tôle comportant un grand nombre de domaines et en évaluer les pertes. Ce modèle considère qu'une tôle d'épaisseur  $e$  est subdivisée en domaines réguliers à  $180^\circ$  et qui sont infiniment allongés dans la direction de laminage, avec de parois de Bloch rigides et parallèles, perpendiculaires à la surface de la tôle (bien connus dans les tôles fer silicium à grains orientés). A l'état désaimanté, tous les domaines positifs et négatifs ont la même largeur  $2L$  (figure II.2). En champs faibles, ces parois sont supposées se déplacer sans déformation, les courants induits qui résultent de leur déplacement étant à l'origine des pertes. Les pertes sont évaluées à partir d'un facteur d'anomalie  $K$  qui dépend notamment de la largeur relative des domaines  $2L/d$  ainsi que de l'amplitude relative de polarisation [3, 13].



**Fig. II.2.** Modèle de Pry et Bean représentant une section de la tôle,  
(a) état désaimanté, (b) état aimanté.

Ce modèle est d'un grand apport concernant la nature des pertes, puisqu'il a éclairé que l'origine de toutes les pertes sont les courants induits générés par les parois de Bloch en mouvement. La réalité est malheureusement beaucoup complexe, et de nombreux auteurs ont cherché à perfectionner ce modèle de base. On peut citer en particulier les travaux de Bishop [42] relatifs au FeSi à grains orientés, où il prend en compte l'inclinaison des parois de Bloch par rapport à la surface du cristal. Les calculs de Bishop, en accord avec les observations de Shilling [43] montrent que la paroi reste plane tant que sa vitesse reste inférieure à une valeur limite située autour de  $1\text{m.s}^{-1}$ . Les pertes associées ne seraient pas alors sensiblement modifiées par rapport à celle qu'on déduit d'un modèle plus sommaire de type Pry et Bean. La vitesse limite obtenue correspondrait à un déplacement maximum de  $10^{-4}\text{m}$  en  $100\text{ }\mu\text{s}$  des chiffres qui paraissent déraisonnable expérimentalement. Des expériences ont montré par ailleurs que la vitesse de translation d'une paroi dépend linéairement du champ magnétique local qui lui est appliqué [44].

### **II.2.4. Principe de séparation de pertes : Modèle de Bertotti (1986)**

De nombreux physiciens continuent l'étude des processus dynamiques induits dans les matériaux ferromagnétiques doux, en particulier, dans les cristaux (100) [001] de 3.5- 4% FeSi. Parmi eux, [42, 44 - 52].

Giorgio Bertotti a mis au point une théorie basée sur le principe de séparation des pertes et a établi un lien entre la contribution excédentaire et la physique microscopique du matériau, cette théorie permet de comprendre le mécanisme de pertes fer dans les tôles magnétiques [53-58]. Dans son interprétation statistique, Bertotti se base sur le concept d'une nouvelle entité appelée "Objet Magnétique" (OM) caractérisant une région de la matière ferromagnétique dont les domaines subissent la même corrélation. En effet, un domaine magnétique ne se déplace pas indifféremment mais il entraîne des perturbations sur ses voisins. Depuis, la théorie élaborée est considérée comme une référence par une grande partie de chercheurs dans le domaine du magnétisme. Le principe de séparation des pertes introduit par

Bertotti est un excellent outil pour l'évaluation des mécanismes de pertes dans les matériaux ferromagnétiques et l'optimisation des machines électriques et leur modélisation. Les pertes magnétiques sont alors expliquées à l'aide d'une étude statistique des pertes locales par courants induits microscopiques autour des divers objets magnétiques en mouvement tels que les parois de Bloch.

Un lien est alors établi entre la contribution purement empirique du modèle de Steinmetz et la physique microscopique des matériaux magnétiques. La forme et les dépendances de ces dissipations sont alors explicitées et exprimées en fonction des paramètres physiques qu'il est alors possible d'identifier par de simples corrélations et d'utiliser dans la compréhension, la métallurgie des matériaux [13, 39, 59, 60].

Les travaux de Bertotti et les autres aboutissent à une représentation macroscopique de pertes fer que nous allons rappeler. Une tôle magnétique soumise à une sollicitation variable dans le temps est le siège de phénomènes statiques et dynamiques conduisant à des pertes ferromagnétiques qui selon ce principe de décomposition de pertes, nous pouvons séparer les pertes magnétiques totales en trois contributions [55]:

### **II.2.4.1. Les pertes quasi-statiques ou pertes par hystérésis**

La contribution dite quasi-statique ne dépend pas de la fréquence, dès lors que nous nous intéressons uniquement aux pertes mesurées par cycle. En effet, cette contribution est obtenue en mesurant une seule fois l'aire du cycle parcouru à très basse fréquence (pratiquement au-dessous de 1 Hz par exemple).

### **II.2.4.2. Les pertes classiques**

En augmentant la fréquence d'utilisation, l'aire des cycles grossit et les pertes augmentent. Selon la théorie statistique de Bertotti, dans le cas d'une tôle d'épaisseur  $e$  et dans la gamme de fréquence où l'épaisseur de peau est négligeable, les pertes dynamiques sont égales aux pertes classiques.

### II.2.4.3. Pertes en excès

Les pertes totales mesurées excédant la somme des deux contributions précédentes, on appelle la différence perte en excès. D'après le principe de Bertotti, cette contribution peut-être modélisée et expliquée à l'aide de considérations sur les processus microscopiques dissipatifs réels d'aimantation dynamique. Le mécanisme physique de base régissant les pertes en excès dans les matériaux ferromagnétiques doux est identifié par la concurrence entre le champ magnétique extérieur appliqué uniformément à l'échantillon et le champ résistant local  $H_e$  (appelé également champ en excès) fortement inhomogène dû aux courants induits microscopiques.

Pour les tôles fer silicium à grains non-orientés, les pertes en excès sont données par l'expression suivante en ( $J/m^3$ ) :

$$(P_e/f)_{NO} \cong 8.76B_m(\sqrt{\sigma GSV_0B_mf}) \quad (II.15)$$

Ces pertes en excès pour les tôles fer silicium à grains orientés sont données par l'expression (II.16) suivante en ( $J/m^3$ ) :

$$(P_e/f)_{GO} \cong 8.76B_m \left( \sqrt{\sigma GSV_0B_mf} - \frac{\tilde{n}_0 V_0}{4} \right) \quad (II.16)$$

Où  $G$  est un coefficient de friction, il est constant et vaut 0.1356,  $n_0$  est le nombre limite d'objets magnétiques également actifs lorsque  $f$  tend vers zéro et  $V_0$  est le champ magnétique intrinsèque lié à la microstructure du matériau corrélé à la taille des gains.

Finalement, pour une induction de valeur crête  $B_m$  et dans une gamme de fréquence  $f$  qui est inférieure ou égale à 20kHz, les pertes totales par unité de masse en ( $W/kg$ ) peuvent être données par l'équation (II.17). Cette équation montre que les pertes par courants induits sont dominantes en hautes fréquences.

$$P_t = k_h B_m^2 f + \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6\rho} (B_m f)^2 + k_e B_m^\alpha f^\beta \quad (II.17)$$

Où  $\rho$  est la masse volumique du matériau,  $B_m$  est l'induction magnétique maximale,  $e$  est l'épaisseur de la tôle,  $\sigma$  la conductivité électrique et  $f$  la fréquence



d'excitation. Les exposants  $\alpha$  et  $\beta$  dépendent de la nature de matériau et valent 1.5 pour les tôles fer silicium.

Ainsi, à une fréquence d'excitation  $f_0$  donnée, les pertes totales par cycle en (J/kg) pour les tôles ferromagnétiques fer- silicium sont données par l'équation (II.18):

$$P_t = P_h + P_c = k_h B_m^2 + k_c B_m^2 f_0 + k_e B_m^{1.5} f_0^{0.5} \quad (\text{II.18})$$

Pour les des deux équations II.17 et II.18, le premier terme correspond aux pertes par hystérésis, le second aux pertes par courants induits classiques macroscopiques et le troisième terme correspond aux pertes en excès liées aux courants induits microscopiques. Les coefficients  $k_h$ ,  $k_c$  et  $k_e$  sont respectivement le coefficient des pertes par hystérésis, le coefficient des pertes dynamiques classiques et le coefficient des pertes dynamiques en excès.

Les trois contributions de pertes ont relativement la même importance sur une certaine gamme en induction et en fréquence. Les pertes en excès par courants induits microscopiques ont une grande importance aux faibles inductions et sur une large gamme en fréquence. Elles peuvent intervenir aussi bien dans les transformateurs et les appareils fonctionnant en permanence à 50 Hz, mais aussi et surtout pour les machines et dispositifs où des variations d'induction périodiques ou transitoires créent justement des pertes en grande partie régies par les processus microscopiques dissipatifs [13].

### II.2.5. Modèles d'hystérésis

Pour étudier le comportement statique et dynamique de matériaux magnétiques, les modèles mathématiques d'hystérésis peuvent être utilisés, si les cycles d'hystérésis ou même les paramètres du matériau à étudier sont disponibles. On peut distinguer deux grandes tendances quant à l'approche de lois hystérétiques. La première consiste en une approche empirique dans laquelle on cherche à définir un outil mathématique approchant au mieux le comportement des grandeurs observées. La seconde, se qualifie d'approche phénoménologique et se base sur la

connaissance des phénomènes physiques intervenant dans le matériau pour essayer d'en extraire des règles générales de comportement. La principale difficulté pour représenter l'hystérésis magnétique (déjà décrite dans la section I.2.2 du chapitre I) vient du fait que le comportement présent du système est conditionné par son histoire. Pour une même condition d'excitation plusieurs évolutions sont possibles, fonction de ce qui s'est précédemment passé. Il existe alors des modèles qui utilisent une représentation de cette mémoire (l'histoire du matériau). Les modèles d'hystérésis statique de Preisach et Jiles-Atherton sont les plus fameux dans la littérature scientifique et sont par la suite la base des modèles d'hystérésis dynamiques qui sont développés dans beaucoup de travaux de recherche pour prendre en compte du comportement dynamique du matériau.

Le modèle de Preisach est un modèle phénoménologique proposé par le physicien allemand Frederick Preisach en 1935 pour décrire le phénomène de dissipation d'énergie par hystérésis. Il est basé sur une représentation statistique de cycles d'hystérésis rectangulaires élémentaires et permet de décrire le comportement quasi-statique du matériau. Le modèle de Preisach dynamique est applicable aux tôles utilisées en construction électrique [13]. Ce modèle est basé sur le concept d'objet magnétique (O.M.), introduit par Bertotti dans sa théorie statistique sur le mouvement des parois de Bloch [55]. Il constitue actuellement le modèle de référence pour la prise en compte des phénomènes dynamiques dans un modèle d'hystérésis. Ce modèle présente un facteur appelé « rate-dependent » pour chaque cycle rectangulaire élémentaire. Ce facteur prend en considération le retard de l'induction magnétique par rapport au champ magnétique. De cette façon, il est possible de considérer le gonflement du cycle d'hystérésis avec l'augmentation de la fréquence et ainsi la modélisation des pertes en excès [15]. Ce modèle a donc été et est encore beaucoup étudié et de nombreuses variantes ont été proposées [60].

Dans [61], le modèle de preisach dynamique est utilisé pour le calcul de pertes dans deux types de tôles FeSi sous différentes inductions sinusoïdales et non sinusoïdales. La prédiction des pertes avec ce modèle dynamique s'accorde bien avec les deux types de tôles. Les anomalies qui sont trouvées pour des fréquences

élevées s'expliquent par le fait que ce modèle dynamique tient compte de l'effet de peau que néglige la théorie statistique.

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle qui, contrairement au modèle de Preisach, décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques à partir d'une approche physique. Cette description est essentiellement basée sur des considérations énergétiques liées aux déplacements de parois au sein du système magnétique, il est basé sur la théorie du champ moléculaire de Weiss [62- 64]. Ce modèle qui est aussi beaucoup étudié et étendu à la dynamique a donné lieu à de nombreux travaux et publications [ 65- 69].

Une extension en dynamique du modèle statique de Jiles-Atherton a été réalisée, en réécrivant l'équation du bilan énergétique avec les contributions des pertes supplémentaires qui apparaissent en régime dynamique. En aboutissant ainsi à un modèle d'hystérésis dépendant de la fréquence [12, 70, 71]. Ces auteurs utilisent le modèle dynamique de Jiles-Atherton pour décrire le comportement des pertes magnétiques dans le noyau ferromagnétique des transformateurs à basses fréquences. Ils ont constaté un gonflement du cycle avec la fréquence en utilisant ce modèle. Une modification du modèle de Jiles-Atherton, qui tient en compte des boucles mineures dans le cycle d'hystérésis, produites par les harmoniques de l'induction magnétique dans les systèmes alimentés par les convertisseurs statiques, en particulier MLI a été proposée dans [69].

Certains outils mathématiques, comme les réseaux de neurones permettent aussi de représenter par identification un comportement hystérétique [72, 73]. Plus récemment, d'autres modèles ont fait l'objet de travaux, nous pouvons citer : le modèle d'hystérésis chimique [74, 75] et le modèle « Loss Surface ». Ce dernier se base sur une superposition de deux champs macroscopiques permettant de retrouver par sommation quadratique les pertes totales mesurées. Il s'agit alors de construire une surface de pertes en fonction des couples ( $B$ ,  $dB/dt$ ) pour en déduire, à l'aide des mesures, les paramètres du modèle macroscopique. Il exprime un champ total nécessaire à la dynamique, qui est la somme d'un champ dit statique, incluant l'effet de l'hystérésis statique et la mémoire, et d'un champ dit dynamique, contenant

l'effet des courants induits et des processus d'aimantation dynamique [ 4, 6, 13 et 76]. Cette modélisation présente deux avantages considérables. Premièrement, elle garde le lien avec les processus microscopiques à l'origine des pertes en excès et deuxièmement, elle fournit une méthode parallèle de détermination simultanée des pertes et des hystérésis dynamiques locale et globale en deux dimensions pour les paquets de tôles. Le modèle est en mesure de décrire non seulement une augmentation des pertes avec la fréquence (grossissement des cycles), mais il est aussi capable de réguler les déformations en cours de cycle en accord avec les observations expérimentales. Tout comme le modèle de Bertotti, le modèle « Loss Surface » est encore aujourd'hui largement utilisé a posteriori des calculs numériques pour réévaluer l'hystérésis dynamique et les pertes magnétiques d'un dispositif bidimensionnel.

### **II.3. MODELISATION DES PERTES MAGNETIQUES EN CHAMP DYNAMIQUE ALTERNATIF ET TOURNANT**

Dans le but de prédire les pertes magnétiques et le comportement des circuits magnétiques des machines électriques en champ dynamique, alternatif (sinusoïdal et non sinusoïdal) ou tournant, plusieurs modèles ont été développées dans la littérature scientifique.

Les circuits magnétiques sont souvent le siège des inductions non sinusoïdales, provoquées soit par le circuit lui-même (distorsion locale) ou par des convertisseurs statiques. La jonction en T dans les transformateurs et les dents du stator dans les machines tournantes sont des exemples pour la distorsion locale de l'induction magnétique. D'autre part, dans le domaine à variable vitesse, des moteurs et des transformateurs sont souvent excités avec des tensions (courants) en créneaux, à MLI (modulation de la largeur d'impulsion ou PWM « pulse width modulation »). L'induction magnétique dans ces cas est loin d'être sinusoïdale. Ainsi, dans les machines électriques, le flux d'induction magnétique peut se diviser en champ alternatif dynamique et champ tournant elliptique dans les

transformateurs et en champ alternatif dynamique et champ circulaire dans les moteurs. De même, le champ alternatif dynamique peut se diviser en champ sinusoïdal et champ non sinusoïdal, en raison de la présence de différents harmoniques.

### **II.3.1. Modélisation des pertes en champ sinusoïdal et non sinusoïdal**

Avant l'apparition des semi-conducteurs de puissances, toutes les machines électriques alternatives étaient alimentées sous tension sinusoïdale, par le réseau à fréquence industrielle (50 ou 60Hz, exceptionnellement 400Hz). Il était alors justifié d'imaginer par une première approche du fonctionnement des machines, un comportement linéaire des matériaux magnétiques doux. L'introduction de plus en plus de convertisseurs statiques modifie profondément cette situation.

Le niveau des pertes spécifiques n'est garanti par le fabricant des tôles, que dans l'hypothèse d'une onde d'induction  $B(t)$  parfaitement sinusoïdale. Toute détermination du fonctionnement d'une machine en onde non sinusoïdale, pose donc le problème général d'une caractérisation poussée des matériaux magnétiques prenant en compte la forme de l'onde de l'induction à chaque instant, et non plus seulement l'induction crête et la fréquence de travail. Dans le but de modéliser le comportement dynamique des tôles magnétiques inhérentes à ces conditions de fonctionnement particulières, des études sur le comportement des tôles en régime non sinusoïdale ont été faites par beaucoup d'auteurs:

#### **II.3.1.1. Approches basées sur le modèle de séparation**

La théorie statistique des pertes de Bertotti (1986-1988) est généralisée à des formes d'ondes non-sinusoïdales. Fiorillo et Novikov dans [77], et par la suite les auteurs dans [4, 78-86] ont montré que les pertes magnétiques dans les tôles ferromagnétiques soumises à des champs sinusoïdaux et non sinusoïdaux peuvent être évaluées correctement, si nous considérons que les composantes dynamiques des pertes magnétiques (pertes classiques et pertes en excès) dépendent directement du facteur de forme de la tension d'excitation considérée.

Ils conclurent après une comparaison avec des mesures que les pertes magnétiques dues à la distorsion de la forme de l'induction magnétique peuvent être évaluées quantitativement avec des approches empiriques. Ces approches seront basées sur la forme de l'induction magnétique et sur les pertes obtenues en régime sinusoïdal qu'ils considèrent comme un régime de référence. Dans [85, 86], des mesures ont été faites sur des échantillons de tôles fer- silicium non orientés. Les pertes magnétiques sont évaluées en champ sinusoïdal et non- sinusoïdal en se basant sur la vitesse de variation de l'induction magnétique  $dB/dt$ .

#### a. Forme arbitraire de distorsion d'induction

L'étude se limite au cas où l'induction magnétique  $B(t)$  ne présente pas de minimums locaux, c'est-à-dire dans le cas d'absence de cycles mineurs dans le cycle d'hystérésis majeur. Dans ce cas les pertes par hystérésis sont supposées indépendantes de la forme d'onde de l'induction magnétique et sont seulement liées à sa valeur maximale. Cette condition généralement rencontrée dans les dispositifs pratiques, nous permet de nous concentrer sur le rôle des pertes dynamiques. Dans le cas où les cycles d'hystérésis mineurs se produisent dans le cycle d'hystérésis majeur, les pertes par hystérésis (pertes en quasi- statique) varient avec la distorsion de l'induction magnétique.

Nous considérons d'abord, le cas de la distorsion générale de l'induction magnétique, dans ce cas, les variations périodiques de l'induction  $B(t)$  dans le temps sont alors décrites par la série de Fourier et seules les harmoniques impairs sont considérés (c'est le cas de cycles d'hystérésis symétriques):

$$B(t) = \sum_n B_n \sin(2\pi n f t + \varphi_n) \quad (II. 19)$$

Avec  $B_1$  est l'amplitude de la composante fondamentale,  $B_n$  et  $\varphi_n$  l'amplitude et la phase de la  $n^{\text{ième}}$  harmonique.

La dérivée temporelle de l'induction magnétique est donnée alors par :

$$\frac{dB}{dt} = \sum_n 2\pi n f B_n \cos(2\pi n f t + \varphi_n) \quad (II. 20)$$

Les calculs standards en utilisant les équations de Maxwell (donnés dans la section II.2.1) nous donnent les pertes classiques instantanées en (W/kg):

$$P_c(t) = \frac{\sigma e^2}{12\rho} \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 \quad (\text{II. 21})$$

Ainsi, pour déterminer les pertes classiques en alternatif, il suffit pratiquement de connaître la valeur efficace de la tension induite dans l'enroulement secondaire (équation II.22). Ces pertes peuvent être exprimées alors par le facteur de forme ( $V_{\text{eff}}/V_{\text{moy}}$ ), la quantité pratique pour mesurer la distorsion ou la valeur moyenne de la tension redressée qui est proportionnellement reliée à la valeur maximale de l'induction par l'équation (II.23).

$$V_{2\text{eff}} = NS \sqrt{\frac{1}{T} \left( \frac{dB}{dt} \right)^2} \quad (\text{II. 22})$$

$$V_{\text{moy}} = 4fNSB_m \quad (\text{II. 23})$$

Les pertes classiques moyennes en (W/kg) sont données alors par:

$$P_c(t) = \frac{\sigma e^2}{12\rho} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt = \frac{\sigma e^2 \pi^2 f^2}{6\rho} \sum_n n^2 B_n^2 \quad (\text{II. 24})$$

Et les pertes dynamiques moyennes sont données par:

$$P_d(t) = k f^2 \sum_n n^2 B_n^2 \quad (\text{II. 25})$$

Avec k est une constante à déterminer expérimentalement en champ sinusoïdal.

L'équation (II.25) incorpore les pertes en excès dans les pertes classiques. Les pertes en excès sont définies en (W/kg) par l'équation (II.26):

$$\begin{aligned} P_e(t) &= \frac{1}{\rho} \sqrt{\sigma GSV} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^{\frac{3}{2}} dt \\ &= \frac{\sqrt{\sigma GSV}}{\rho} \int_0^T \left| \sum_n 2\pi n f \cos(2\pi n f_0 B_n t + \varphi_n) \right|^{3/2} dt \end{aligned} \quad (\text{II. 26})$$

L'expression des pertes totales en champ non sinusoïdal (induction distordue) et dont l'ordre de l'harmonique est bien défini est donnée par l'équation (II.27) en (J/kg).

$$P_t^d(f_0, B_n) = P_h(f_0) + \frac{\sigma \pi^2 e^2 f_0}{6\rho} \sum_n n^2 B_n^2 + \frac{\sqrt{\sigma GSV}}{\rho} \sqrt{f_0} \int_0^T \left| \sum_n 2\pi n f \cos(2\pi n f_0 B_n t + \varphi_n) \right|^{\frac{3}{2}} dt \quad (\text{II. 27})$$

Comme cas particulier, nous donnons dans l'équation (II.28) l'expression de pertes en (J/kg) en champ sinusoïdal à une fréquence  $f_0$ :

$$\begin{aligned} P_t^s(f_0) &= P_h + P_{cl}^s(f_0) + P_e^s(f_0) \\ &= P_h + \frac{\sigma \pi^2 e^2}{6\rho} B_m^2 f_0 + \frac{8.76}{\rho} \sqrt{\sigma GSV_0} B_m^{3/2} \sqrt{f_0} \end{aligned} \quad (\text{II. 28})$$

Pour le calcul des pertes en régime sinusoïdal à une autre fréquence  $f$ , il suffit de relier les termes  $P_{cl}^s(f_0)$  et  $P_e^s(f_0)$  des pertes classiques et des pertes en excès à la nouvelle fréquence  $f$ . Les pertes par hystérésis  $P_h$  étant déterminées en régime quasi-statique et l'équation (II.28) devient:

$$P_t^s(f) = P_h(f) + P_{cl}^s(f_0) \frac{f}{f_0} + P_e^s(f_0) \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II. 29})$$

Le facteur de forme  $F_c$  peut être donné en fonction des harmoniques de l'induction  $B(t)$  et sa valeur maximale  $B_m$  :  $F_c = \sqrt{\sum_n n^2 B_n^2} / B_m$ .

L'expression de pertes totales en champ distordu donnée précédemment dans l'équation (II.27) peut être réécrite en fonction du facteur de forme  $F_c$  et de la fréquence  $f$  et aussi les termes  $P_{cl}^s(f_0)$  et  $P_e^s(f_0)$  des pertes classiques et des pertes en excès (obtenues en régime sinusoïdal).

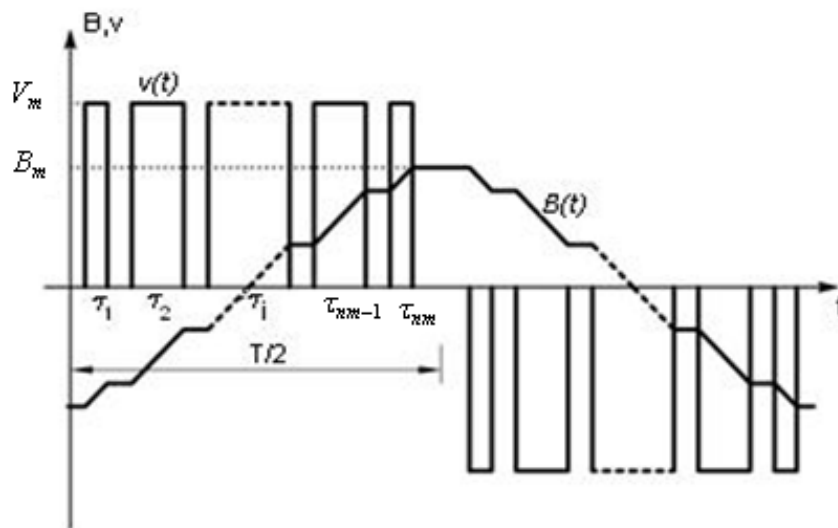
$$P_t^d(f, F_c) = P_h(f) + P_{cl}^s(f_0) F_c^2 \frac{f}{f_0} + P_e^s(f_0) F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II. 30})$$



### b. Forme d'induction trapézoïdale

Un nombre croissant de machines et transformateurs alimentés par convertisseurs statiques voient leurs circuits magnétiques excités, au moins partiellement, en créneaux. D'autre part, les convertisseurs étendent vers les hautes fréquences, le domaine de fonctionnement des machines, d'autre part ils imposent au circuit électromagnétique en régime permanent des allures de tensions où des courants qui sont non sinusoïdales. Un circuit magnétique excité avec une tension en créneaux MLI sera le siège d'une induction trapézoïdale qui génère des pertes magnétiques souvent amplifiées de par le contenu harmonique élevé associé à cette dernière.

Considérant, le cas d'une tension d'alimentation en impulsions rectangulaires, l'induction magnétique résultante est de forme trapézoïdale (figure. II.3). En plus de l'induction maximale  $B_m$  et la fréquence  $f$ , des inductions trapézoïdales qui sont caractérisées par des temps de montées (durées d'impulsions)  $\tau$  pendant lesquels les inductions sont inversées entre  $\pm B_m$ . Pendant cet intervalle du temps, la dérivée de l'induction vaut  $2 B_m / \tau$  et s'annule pour le reste de l'intervalle.



**Fig. II.3.** Tension MLI et ses inductions trapézoïdales résultantes [78].

Le facteur de forme de cette tension qui est définie par le rapport entre le facteur de forme d'une tension en impulsions et le facteur de forme d'une tension sinusoïdale est donnée par :  $F_c = 2 / (\pi \sqrt{f\tau})$ . Une excitation à MLI peut être

considérée comme une addition de plusieurs impulsions en créneaux avec des durées différentes, le facteur de forme peut être recalculé et donné par:  $F_c = 2/(\pi\sqrt{f\sum_i \tau_i})$

Où  $\tau_i$  est la durée de la  $i^{\text{ème}}$  impulsion.

Par conséquent, les pertes totales en (J/kg) sous une excitation MLI à une induction maximale  $B_m$ , peuvent être données en fonction de la fréquence  $f$ , du facteur de forme  $F_c$  et des termes  $P_{cl}^s(f_0)$  et  $P_e^s(f_0)$  des pertes classiques et des pertes en excès (obtenues en régime sinusoïdal) [77, 78]:

$$P_t^{MLI}(f, F_c) = P_h(f) + P_{cl}^s(f_0) F_c^2 \frac{f}{f_0} + P_e^s(f_0) F_c \sqrt{\frac{f}{f_0}} \quad (\text{II. 31})$$

Brissonneau dans [5] par intérêt à la machine synchrone à aimants ont choisi de mesurer les pertes en onde  $B(t)$  trapézoïdale de quelques échantillons de tôles minces de FeSi et de FeCo. Une représentation trapézoïdale pour cette machine et c'est le cas pour plusieurs machines, représente une excellente approximation du champ réel dans l'entre fer. Leur étude est basée sur la physique du magnétisme qui nous enseigne en effet que l'origine principale des pertes dans les matériaux doux conducteurs doit être attribuée à la présence des micro-courants induits qui accompagnent toutes les modifications de la structure en domaines élémentaires de Weiss. Le cas le plus simple est celui d'une tôle à grains orientés, de texture parfaite, où tout les domaines préexistent en permanence, les processus d'aimantations étant alors limités aux déplacements plus au moins rapides des parois de Bloch. Imposer alors à l'échantillon une variation d'induction  $dB/dt$  constante, équivaut à imposer aux parois de Bloch une vitesse moyenne constante entre deux positions limites. D'où l'idée de caractériser le matériau par le paramètre  $dB/dt$  qui paraît déterminant pour le comportement du matériau.

Par ailleurs des études expérimentales [83, 84] ont montré que la vitesse de translation d'une paroi  $v$  dépend linéairement du champ magnétique local  $H$  qui lui est appliqué:

$$v = \alpha(H - H_s) \quad (\text{II. 32})$$

Où  $\alpha$  désigne la mobilité de la paroi considérée et  $H_s$  son champ seuil dont la valeur a été trouvée expérimentalement voisine du champ coercitif mesuré à très basse fréquence. Si ce mécanisme est appliqué à une paroi à  $180^\circ$  de surface  $S$  (le cas d'un cristal à grains orientés). Il vient alors:

$$\frac{dB}{dt} = 2J_s v s \quad (\text{II.33})$$

$J_s$  désignant l'aimantation à saturation du matériau. En combinant (II.32) et (II.33), on aura:

$$\frac{dB}{dt} = \alpha' (H - H_s) \quad \text{où} \quad \alpha' = 2J_s s \alpha \quad (\text{II.34})$$

Ce résultat (équation II.34) signifie que pour un champ  $H$  appliqué constant, la contribution d'une paroi isolée à la variation dans l'échantillon  $dB/dt$  est une fonction linéaire de  $H$ . Il en va de même pour l'ensemble des parois. Donc, à une valeur de  $dB/dt$  donnée correspondant à un champ  $H$  constant, le cycle d'hystérésis dynamique doit toujours être d'allure rectangulaire.

Dans [5] les auteurs ont montré que pour une induction crête donnée, les pertes magnétiques ne dépendent pas de la fréquence du trapèze ni de l'induction crête mais de sa pente  $dB/dt$  et il en est de même pour le cycle d'hystérésis dynamique du matériau. Pour des temps de montée  $\tau$  les plus longs, ils ont retrouvé que les valeurs des pertes sont comparables à celles qu'on mesure en régime sinusoïdale à la même fréquence, l'allure du trapèze étant alors très voisine de la sinusoïde. Pour des temps de montée plus courts, ils ont observé une augmentation très sensible des pertes spécifiques. Dans le cas des tôles FeSi, les pertes à un temps de montée de  $100\mu s$  sont environ trois fois plus élevées qu'en régime sinusoïdal. Ils ont constaté que le cycle d'hystérésis obtenu en régime trapézoïdal diffère nettement de celui qu'on observe en régime sinusoïdal et paraît de forme rectangulaire. La forme d'onde de  $B(t)$  est donc un paramètre important dans le fonctionnement d'un circuit magnétique, et ce facteur mérite d'être pris en compte qu'on a besoin de dimensionner une machine devant être alimentée en régime non sinusoïdal.

### II.3.1.2. Approches basées sur le modèle de Steinmetz

L'équation classique de Steinmetz (déjà rapporté dans l'équation II.14) est généralement utilisée dans la conception des composants magnétiques, elle fournit une précision acceptable et reste simple d'utilisation à basses fréquences et aux faibles inductions sinusoïdales. Plusieurs modifications ont été développées au cours de ces dernières décennies pour étendre cette équation de Steinmetz classique aussi pour des formes d'inductions non sinusoïdales. L'équation de Steinmetz est étendue aux problèmes non sinusoïdaux en se basant sur la physique du matériau pris à partir du développement des modèles d'hystérésis dynamiques. Il a été montré que la vitesse de magnétisation macroscopique  $dM/dt$  est directement liée aux pertes dans le noyau. Par conséquent, la fréquence de magnétisation doit être remplacée par le paramètre de pertes  $dM/dt$  qui est proportionnel à la vitesse de variation de l'induction magnétique.

Les principaux modèles développés à partir de l'équation empirique de Steinmetz sont [87] : l'équation de Steinmetz modifiée (MSE), l'équation de Steinmetz généralisée (GSE), l'équation de Steinmetz généralisée améliorée (IGSE), l'extension naturelle de Steinmetz (NSE), le cycle elliptique équivalent (EEL), la forme d'onde du coefficient de l'équation de Steinmetz (WCSE) et amélioration de l'équation de Steinmetz généralisée améliorée ( $i^2$ GSE).

Du point de vue des phénomènes d'hystérésis, la variation non sinusoïdale de l'induction magnétique est telle qu'elle peut causer des boucles mineures dans le cycle d'hystérésis. En effet, dans le cas d'une onde d'excitation très déformée, rien ne s'oppose à l'apparition de cycles de recul, ou cycles mineurs qui s'imbriquent dans le cycle majeur. L'aire du cycle mineur intervient deux fois dans la détermination des pertes totales, une fois au titre du cycle majeur et une fois au titre du cycle mineur [3]. Dans le cas où les boucles mineures ne se produisent pas dans le cycle d'hystérésis majeur, c'est le cas que nous traitons dans ce paragraphe, les pertes par hystérésis ne dépendent pas de la forme de l'induction magnétique et sont seulement liées à sa valeur maximale  $B_m$ .

**a) Equation de Steinmetz modifiée (MSE)**

Cette approche est basée sur l'idée que les pertes magnétiques dépendent de la vitesse de variation de l'induction magnétique  $dB/dt$ . Dans un premier temps, la vitesse de variation de l'induction  $dB/dt$  est calculée sur un cycle de magnétisation complet de l'induction de  $B_{\max}$  jusqu'à  $B_{\min}$  et le retour.

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{\Delta B} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (\text{II.35})$$

Où  $T$  est la période de l'induction magnétique et  $\Delta B = B_{\max} - B_{\min}$ .

La deuxième étape consiste à trouver une relation entre la fréquence de magnétisation  $f$  et la vitesse de variation de l'induction  $dB/dt$ . Par rapport à un cas sinusoïdal, l'équation (II.35) peut être normalisée par la constante  $2/\Delta B\pi^2$ . Ainsi, une fréquence équivalente est définie sous la forme suivante :

$$f_{eq} = \frac{2}{\Delta B^2\pi^2} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (\text{II.36})$$

Les pertes magnétiques alors calculées par le biais de l'équation de Steinmetz modifiée, en utilisant la fréquence équivalente sont données par :

$$\bar{P}_v = k f_{eq}^{\alpha-1} B_m^\beta f_r \quad (\text{II.37})$$

Où  $f_r$  est la fréquence de répétition. L'équation MSE ne permet le calcul prédictif des pertes fer que dans un cadre restreint de sollicitations [87]. Pour que la formule (II.37) s'adapte aux distorsions du courant, la constante  $k$  est donnée par la formule suivante (II.38) :

$$k_{nouveau} = k_{ancien} \left( 1 - c_1 B_{dc} e^{-\frac{B_{ac}}{c_2}} \right) \quad (\text{II.38})$$

Où  $B_{dc}$  et  $B_{ac}$  sont associées respectivement, à la portion de la forme d'onde de l'induction magnétique sinusoïde et non-sinusoïdale et  $c_1$ ,  $c_2$  sont des constantes déterminées expérimentalement.

### b) Equation de Steinmetz généralisée (GSE)

Dans cette approche, les pertes magnétiques sont supposées en fonction de l'induction magnétique  $B$  et de sa vitesse de variation  $dB/dt$  en valeurs instantanées [88].

$$P_v(t) = k_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} \quad (\text{II. 39})$$

Les pertes magnétiques moyennes peuvent être calculées par le GSE :

$$\overline{P_v(t)} = \frac{1}{T} \int_0^T k_1 \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II. 40})$$

Le coefficient  $k_1$  utilise les coefficients de Steinmetz  $k, \alpha, \beta$  provenant de l'excitation sinusoïdale. Il s'exprime par la relation suivante :

$$k_1 = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha |\sin\theta|^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (\text{II. 41})$$

L'équation GSE peut être considérée comme une généralisation de l'équation de Steinmetz et peut être appliqué à toute forme de l'induction magnétique. Ainsi, il s'accorde avec l'équation de Steinmetz pour les formes d'ondes sinusoïdales. L'équation GSE ignore les états d'aimantation précédents du matériau [89].

### c) GSE améliorée (iGSE)

Pour tenir compte de l'historique de l'aimantation, la méthode iGSE propose de substituer la valeur instantanée de  $B$  par sa valeur crête-crête ( $\Delta B$ ). Ce modèle est régi par l'équation [90] :

$$P_v(t) = k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} \quad (\text{II. 42})$$

A partir de cette relation, les pertes magnétiques moyennes sont calculées par l'équation suivante :

$$\overline{P_v(t)} = \frac{1}{T} \int_0^T k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha B(t)^{\beta-\alpha} dt \quad (\text{II. 43})$$

Le coefficient  $k_i$  est défini par :

$$k_i = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha 2^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (\text{II. 44})$$

Dans l'équation (II. 44), le calcul des pertes est segmenté et il tient compte des cycles d'hystérésis majeurs et mineurs, ce qui est primordial dans le cadre des sollicitations harmoniques. Une fois les pertes pour chaque cycle sont calculées, les pertes totales sont déterminées en utilisant l'équation :

$$P_{tot} = \sum_i p_i \frac{T}{T_i} \quad (\text{II. 45})$$

Où  $p_i$  sont les pertes du  $i^{\text{ème}}$  cycle majeur ou mineur, calculées en utilisant l'équation (II.43),  $T_i$  est la période du cycle  $i$  et  $T$  la période de l'induction magnétique.

La méthode iGSE permet de calculer les pertes avec exactitude pour toute forme d'induction. Néanmoins, iGSE néglige le fait que les pertes fer varient sous les conditions de distorsion du flux, c'est-à-dire que les paramètres de Steinmetz varient avec les conditions de distorsion du flux. Le calcul des pertes fer sous une induction distordue est entièrement clarifié en se basant sur le SPG ("Steinmetz premagnetization graph") [91]. Le graphique est indépendant de la fréquence et par conséquent applicable pour un grand choix de fréquences. Cette nouvelle approche est prometteuse en raison de sa simplicité et doit être ajoutée dans la fiche technique du matériau magnétique.

#### **d) Extension Naturelle de Steinmetz (NSE)**

Ce modèle présenté dans [92, 93] ne sépare pas les cycles mineurs des cycles d'hystérésis majeurs et peut être appliqué pour toute forme d'onde d'induction magnétique. Ce modèle peut être représenté par l'équation suivante :

$$\overline{P_v}(t) = \left[ \frac{\Delta B}{2} \right]^{\beta-\alpha} \frac{K_N}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha dt \quad (\text{II. 46})$$

Où

$$k_N = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos\theta|^\alpha d\theta} \quad (\text{II. 47})$$

Où  $k$  et  $\alpha$  sont les paramètres de Steinmetz définis sous une excitation sinusoïdale. Le rapport  $k_N/k$  est constant pour une valeur donnée de  $\alpha$ .

#### e) Amélioration de GSE améliorée (i<sup>2</sup>GSE )

Le modèle i<sup>2</sup>GSE, est une version améliorée du modèle iGSE, il augmente sensiblement l'exactitude de la prédiction des pertes magnétiques [94]. Il a été vérifié expérimentalement que les pertes magnétiques ne sont pas nécessairement nulles à une tension nulle à travers un transformateur ou un enroulement inducteur après un intervalle de variation de l'induction. Après une petite période de commutation de l'enroulement de la tension à zéro, les pertes se produisent dans le matériau. Ce travail suppose que ces pertes sont dues aux phénomènes de relaxation magnétique, qui sont la cause des pertes en excès. Les pertes magnétiques moyennes sont alors données par l'équation (II.48):

$$\overline{P_v}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T K_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt + \sum_{l=1}^n Q_{rl} P_{rl} \quad (\text{II. 48})$$

Où  $P_{rl}$  est calculée pour chaque changement de tension d'après la formule suivante :

$$P_{rl} = \frac{1}{T} k_r \left| \frac{dB}{dt} B(t_-) \right|^{\alpha_r} (\Delta B)^{\beta_r} \left( 1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}} \right) \quad (\text{II. 49})$$

et  $Q_{rl}$  est une fonction qui décrit le changement de la tension :

$$Q_{rl} = e^{-qr \left| \frac{\frac{dB(t_+)}{dt}}{\frac{dB(t_-)}{dt}} \right|} \quad (\text{II. 50})$$

$\alpha_r, \beta_r, k_r, q_r$  sont les paramètres du matériau.

### II.3.2. Modélisation des pertes en champ tournant

Dans les circuits magnétiques des moteurs et transformateurs, on rencontre souvent des régions où les vecteurs induction magnétique  $B$  et champ magnétique  $H$  occupent des orientations variées et changeantes dans le plan de la tôle magnétique. Il apparait alors dans ces régions des champs tournants, et ce, indépendamment des précautions prise dans la construction du noyau magnétique. Cela se produit même

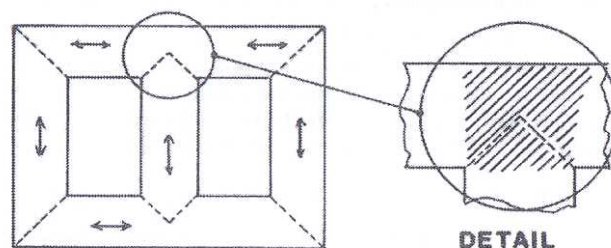


si l'anisotropie du matériau privilégie une ou plusieurs directions particulières du plan de la tôle magnétique.

Dans les circuits magnétiques des transformateurs, les pertes sont en général plus élevées que les pertes qu'on mesure à l'aide du cadre d'Epstein ou du cadre à bande unique. Dans un transformateur triphasé par exemple, le vecteur induction magnétique ne reste aligné parallèlement à la direction de laminage que dans les trois colonnes. Les deux culasses de fermeture du flux sont soumises à une induction magnétique plus inhomogène en module et en orientation et en particulier à des champs elliptiques tournants surtout sensibles aux deux extrémités de la colonne centrale.

Pour mieux comprendre l'origine de ces pertes supplémentaires, une analyse fine de leur répartition dans un circuit triphasé montre que ces pertes sont très inégalement réparties et se situent principalement dans les culasses, aux deux extrémités de la colonne centrale [3, 95, 96]. Ces régions sont nécessairement le siège de champs tournants elliptiques qui trouvent leur origine dans la répartition du flux d'induction, d'où la nécessité d'une représentation bidimensionnelle.

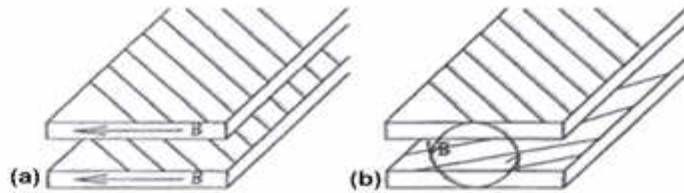
Dans une tôle plane, d'un noyau magnétique du transformateur triphasé qui est habituellement réalisé avec des tôles fer silicium à grains orientés, comme celui représenté sur la (figure II.4), même si l'anisotropie du matériau privilégie une ou plusieurs directions particulières du plan, on rencontre souvent des régions où les grandeurs  $B$  et  $H$  occupent des orientations variées dans le plan de la tôle au cours d'un cycle.



**Fig. II.4.** Schéma d'un noyau magnétique d'un transformateur triphasé, (zone hachurée soumise à des champs d'induction tournants) [3].

Le flux d'induction de chacune des phases parcourt en permanence chacune des colonnes dans la direction de facile aimantation de la tôle. Cette condition ne peut jamais être réalisée en tête et au pied de la colonne centrale car l'écoulement du flux impose nécessairement des changements de direction de  $B$ . Il apparaît alors dans ces régions des champs tournants, et ce, indépendamment des précautions prises dans la construction du noyau [96, 97].

Des auteurs donnent des suggestions utiles pour réduire les pertes fer dans les T-joints de noyau de transformateur triphasé où les angles avec la direction de laminage des tôles de recouvrement peuvent atteindre  $90^\circ$  [98]. Des investigations analytiques et expérimentales sont effectuées sur le comportement du flux dans les empilements de tôles où les directions de laminage des tôles adjacentes sont inverses «  $\times$  ». Ce type d'empilement présente un mécanisme des caractéristiques magnétiques considérablement différent avec l'empilement habituel où les directions de laminage des tôles adjacentes sont coïncidentes «  $//$  » (figure II.5).



**Fig. II.5.** Type d'enroulements:(a) type A ( $//$ ) et (b) type C ( $\times$ ) [98].

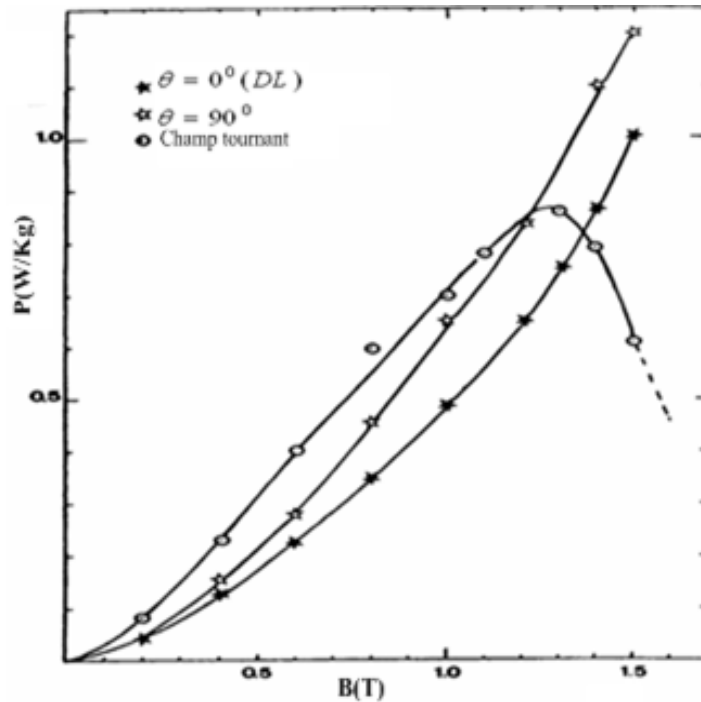
Dans [99], les auteurs montrent que l'utilisation d'un empilement de tôles à grains orientés coupées avec des angles par rapport la direction de laminage réduits, peut réduire les pertes fer dans les noyaux de transformateurs de puissance. Dans ce cas, les pertes par hystérésis diminuent comparativement aux pertes par hystérésis obtenues avec un empilement standard. En effet, ces pertes diminuent quand on atteint la saturation à un bas niveau de l'aimantation. Les pertes par courants de Foucault, quand à elles augmentent dans ces empilements de tôles à cause des harmoniques générés à la saturation. En conséquence, les pertes totales diminuent avec la diminution de l'angle avec la direction de laminage.

Beaucoup d'auteurs ont montré le besoin de la normalisation de la mesure des pertes magnétiques en champ tournant. La caractérisation en champ alternatif unidirectionnel à l'aide du cadre d'Epstein ou en utilisant le cadre à bande unique, n'est plus représentative des variations de l'induction magnétique dans beaucoup de régions des machines tournantes et transformateurs et la prédiction des pertes est ainsi sous- estimée. D'où la nécessité de développer des moyens de caractérisation des pertes magnétiques en champ bidimensionnel [17, 100- 109].

Leurs résultats montrent que les pertes en champ tournant se comportent très différemment de celles en champ alternatif. Le champ tournant produit plus de pertes magnétiques que le champ alternatif à la même valeur de l'induction magnétique maximale. Cependant, à la saturation les pertes magnétiques cessent d'augmenter et commence à diminuer. A la saturation du matériau magnétique, les vecteurs champ magnétique et induction magnétique deviennent parallèles et les pertes produites par le champ tournant deviennent nettement inférieures à celles produites par le champ alternatif. Les pertes magnétiques totales en champ tournant bidimensionnel peuvent être évaluées par l'équation (II.51).

$$P_t = \frac{1}{T} \int_0^T H \frac{dB}{dt} dt = \frac{1}{T} \int_0^T \left( H_x \frac{dB_x}{dt} + H_y \frac{dB_y}{dt} \right) dt \quad (\text{II.51})$$

Des mesures de pertes magnétiques de l'alliage FeNi en champ tournant et en champ alternatif à 50 Hz où  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$  qui sont respectivement la direction de laminage et la direction transversale sont représentés dans la (figure II.6).



**Fig. II.6.** Pertes magnétiques en champ alternatif et tournant des tôles FeNi à 50 Hz [102].

En champs faibles et moyens, les pertes magnétiques en champ tournant pour les tôles fer silicium sont deux fois les pertes en régime d'aimantation unidirectionnelle à la même fréquence et à la même induction magnétique maximale. Ce résultat s'interprète que seules les parois de Bloch les plus mobiles participent à l'aimantation et le matériau se comporte comme s'il était le siège de deux aimantations sinusoïdales en quadrature et indépendantes. En champs très intenses, les pertes magnétiques décroissent rapidement avec l'augmentation de l'induction magnétique maximale, alors que les pertes en régime unidirectionnel ne cessent d'augmenter. Ce phénomène s'explique dans la disparition des parois de Bloch et de l'hystérésis quand on s'approche de la saturation.

Récemment, les propriétés magnétiques tridimensionnelles des matériaux ferromagnétiques doux et en particulier les tôles FeSi- GO et FeSi-NO ont été considérées [110-112], dans le but d'évaluer les propriétés magnétiques des tôles magnétiques dans les trois directions.

### II.4. CONCLUSION

Dans ce chapitre et en se basant sur une grande partie de la théorie, nous avons présenté les trois méthodes générales qui s'occupent de la prédiction et la modélisation des pertes magnétiques et les études qui sont faites à la base de ces méthodes :

La première méthode qui est la séparation des pertes de Bertotti, correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part. La deuxième méthode est basée sur les approches empiriques reposantes sur l'équation de Steinmetz. La troisième méthode englobe les modèles d'hystérésis qui sont habituellement basés sur les modèles de Jiles-Atherton et de Preisach qui sont les plus répandus dans la représentation des cycles d'hystérésis associés aux matériaux magnétiques. La prédiction des pertes magnétiques en champ alternatif est généralement acceptée et essentiellement basée sur ces trois méthodes. Quant aux pertes magnétiques en champ tournant, la situation n'est pas aussi claire et le problème de mesure et de calcul des pertes magnétiques n'est pas encore complètement résolu. Il serait très avantageux si les pertes magnétiques en champ tournant pouvaient être considérées correctement dans la conception des machines électriques (transformateurs et moteurs).

## III. Etude Expérimentale des Caractéristiques Magnétiques

---

### III.1. INTRODUCTION

Ce chapitre porte sur une étude expérimentale des caractéristiques magnétiques des tôles ferromagnétiques fer-silicium les plus utilisées dans les noyaux magnétiques des machines électriques; les tôles fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO) et les tôles fer-silicium à grains non orientés (FeSi-NO). La caractérisation des tôles et les mesures ont été faite en champ alternatif unidirectionnel, en utilisant un dispositif de mesure qui est le cadre d'Epstein. Nous avons également étudié l'effet de la température sur les propriétés magnétiques des tôles et plus particulièrement sur les pertes. L'effet de recuit de relaxation pour les tôles GO et le vieillissement magnétique pour les deux types de tôles GO et NO a également été étudié.

### III.2. MATERIAUX ETUDIES ET SYSTEME DE MESURE

#### III.2.1. Caractéristiques des tôles ferromagnétiques étudiées

Nous avons procédé principalement à une étude expérimentale sur quatre échantillons de tôles ferromagnétiques fer-silicium FeSi de type finies. Ces tôles proviennent de l'entreprise Electro-industries d'Azazga.

Nous avons étudié deux échantillons de tôles fer silicium à grains orientés à 3.1% Si, destinés principalement pour la construction des noyaux magnétiques des transformateurs. Un échantillon de tôles désignées par M150-30S de 0.3 mm d'épaisseur et d'un échantillon de tôles désignées par M120-27S, de 0.27 mm d'épaisseur. Ces échantillons sont désignés dans la suite de notre travail respectivement par FeSi-GO1 et FeSi-GO2.

Nous avons également étudié deux échantillons de tôles fer silicium à grains non orientés à 3% Si, destinés principalement pour la construction des noyaux

magnétiques des moteurs : un échantillon de tôles désignées par M530-50A, d'une épaisseur de 0.5mm et un échantillon de tôles désignées par M600-50A, également d'une épaisseur de 0.5mm. De même, nous avons désigné ces échantillons dans la suite de notre travail respectivement par FeSi-NO1 et FeSi-NO2.

Pour les tôles NO on mesure des propriétés magnétiques différentes, parallèlement et perpendiculairement à la direction de laminage. Pour tenir compte de l'anisotropie, les deux types de tôles, découpées dans le sens du laminage et dans le sens transverse sont assemblées de telle façon à obtenir des coins à joints croisés pour construire le cadre d'Epstein. Pour les tôles GO les propriétés magnétiques sont mesurées seulement dans le sens du laminage.

Les dimensions des tôles magnétiques étudiées et leurs caractéristiques physiques sont rassemblées dans le tableau III. 1.

**Tableau III. 1:** Caractéristiques électriques et physiques des tôles étudiées.

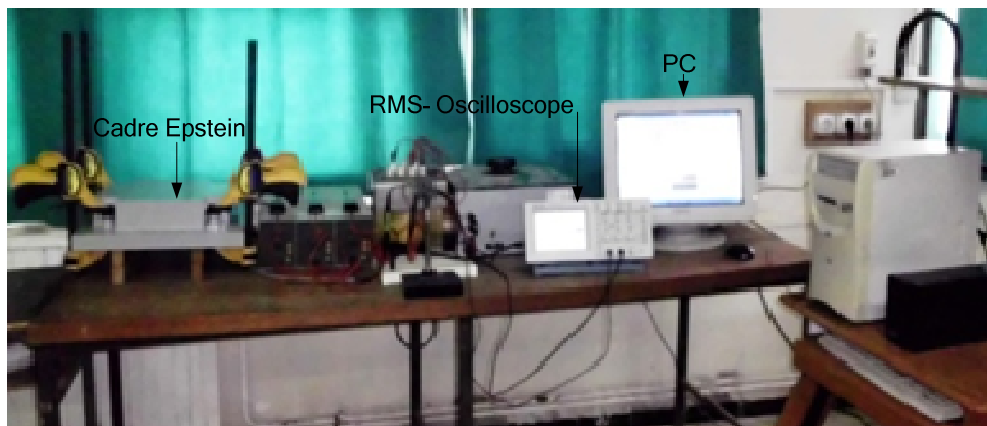
|                                                           | FeSi-GO1<br>(M150-30S) | FeSi-GO2<br>(M120-27S) | FeSi-NO1<br>(M530-50A) | FeSi-NO2<br>(M600-50A) |
|-----------------------------------------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| Longueur de la tôle (mm): L                               | 280                    | 280                    | 280                    | 280                    |
| Epaisseur de la tôle (mm): e                              | 0.3                    | 0.27                   | 0.5                    | 0.5                    |
| Largeur de la tôle (mm): l                                | 30                     | 30                     | 30                     | 30                     |
| Masse volumique $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> ):              | 7650                   | 7650                   | 7700                   | 7750                   |
| Conductivité électrique $\sigma$ ( $\Omega^{-1}m^{-1}$ ): | $2.083 \times 10^6$    | $2.083 \times 10^6$    | $3.22 \times 10^6$     | $3.33 \times 10^6$     |
| Facteur de remplissage                                    | 0.965                  | 0.96                   | 0.96                   | 0.96                   |

Afin de caractériser les tôles FeSi-NO en champ tournant, nous avons procédé à l'étude d'un échantillon qui est constitué de tôles fer silicium à grains non orientés découpées dans le sens de laminage et un échantillon qui est constitué de tôles fer silicium à grains non orientés découpées dans le sens travers. Ces échantillons sont les deux moitiés des échantillons FeSi-NO1 et FeSi-NO2 précédemment décrits, découpées dans le sens de laminage et dans le sens travers et sont désignés respectivement dans la suite de notre travail par FeSi-NO1L, FeSi-NO1T et FeSi-NO2L, FeSi-NO2T.

Les deux types de tôles NO et GO contiennent une isolation sur les deux faces des tôles, une isolation thermique pour les tôles GO et une isolation organique pour les tôles NO, mais une face est bien isolée que l'autre.

#### III.2.2. Mesure des pertes en champ alternatif unidirectionnel

Pour la caractérisation expérimentale de ces échantillons de tôles en champ alternatif unidirectionnel, nous avons utilisé le système de mesure qui est constitué principalement d'un cadre d'Epstein de 25cm à 700 spires; l'outil de mesure le plus utilisé pour la caractérisation des tôles magnétiques en champ alternatif unidirectionnel. Le cadre est relié à un oscilloscope numérique et un PC doté d'un logiciel pour l'acquisition numérique des données. Le système de mesure est illustré dans la (figure III.1) suivante:



**Fig. III.1.** Dispositif expérimental.

L'enroulement primaire du cadre d'Epstein est parcouru par le courant d'excitation  $i_1(t)$ . La variation du flux, induit dans l'enroulement secondaire une tension  $v_2(t)$ . Ainsi, le champ magnétique  $H(t)$  est déterminé à partir de la mesure du courant au primaire en utilisant le théorème d'Ampère.

$$H(t) = \frac{N_1}{l_m} i_1(t) \quad (\text{III. 1})$$

L'induction magnétique  $B(t)$  est obtenue à partir de l'intégration de la mesure de la tension  $v_2(t)$  au secondaire du cadre en utilisant la loi de Faraday.



$$v_2(t) = -N_2 \frac{d\Phi(t)}{dt} = -N_2 S_a \frac{dB(t)}{dt} \quad (\text{III. 2})$$

Où  $N_1$ ,  $N_2$  sont respectivement le nombre de spires de l'enroulement primaire et secondaire,  $l_m$  est la longueur moyenne du noyau magnétique et  $S_a$  est la section active du noyau magnétique.

La puissance moyenne fournie au noyau, représente les pertes magnétiques (pertes fer) totales spécifiques dans le noyau. Ces pertes sont données en (W/kg) par l'expression suivante:

$$P_t = \frac{N_2}{N_1 m_a} \frac{1}{T} \int_0^T i_1(t) \cdot v_2(t) dt = \frac{N_2}{N_1 m_a} \frac{1}{T} \int_0^T p(t) dt \quad (\text{III. 3})$$

Où  $m_a$  est la masse active du noyau magnétique.  $N_1 = N_2 = 700$  spires; sont le nombre de spires des enroulements primaire et secondaire.  $T$  est la période d'excitation et  $p(t)$  sont les pertes magnétiques instantanées.  $T$  est la période d'excitation et  $p(t)$  sont les pertes magnétiques instantanées.

La masse active et le nombre de tôles pour chacun des échantillons de tôles sont donnés dans le tableau III.2.

**Tableau III.2.**

| Echantillon de tôles                        | GO1    | GO2   | NO1    | NO2    |
|---------------------------------------------|--------|-------|--------|--------|
| Masse active de l'échantillon $m_a$ en (kg) | 0.9735 | 0.964 | 0.9599 | 0.8423 |
| Nombre de tôles de l'échantillon            | 64     | 64    | 36     | 32     |

Pour la mesure des pertes magnétiques dans le cas des inductions magnétiques faibles et moyennes, la plupart des wattmètres analogiques donnent des résultats acceptables, mais ce n'est plus le cas aux grandes valeurs de l'induction magnétique maximale. Il n'existe aucun wattmètre analogique pouvant assurer une mesure précise des pertes magnétiques. On s'oriente alors vers l'acquisition numérique des données pour le calcul de ces pertes magnétiques. Ainsi, les pertes magnétiques totales en régime dynamique peuvent être estimées

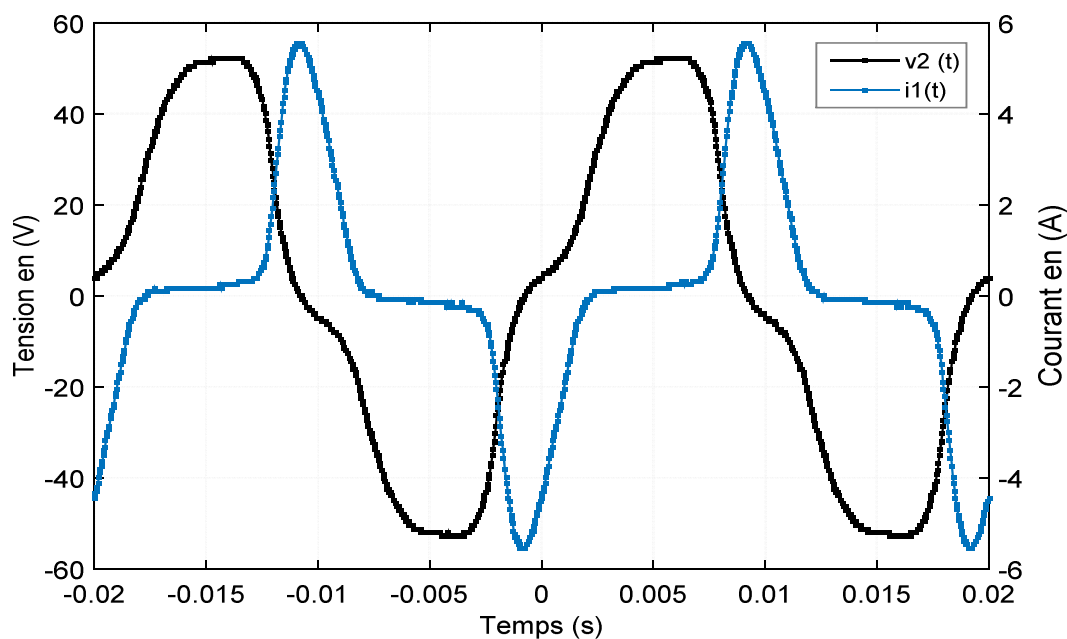
directement par la valeur moyenne du champ magnétique  $H$  au primaire et de la dérivée de l'induction magnétique induite et données en (W/kg) par l'expression (III.4) suivante.

$$P_t = \frac{1}{\rho T} \int_0^T H(t) \frac{dB(t)}{dt} dt \quad (\text{III. 4})$$

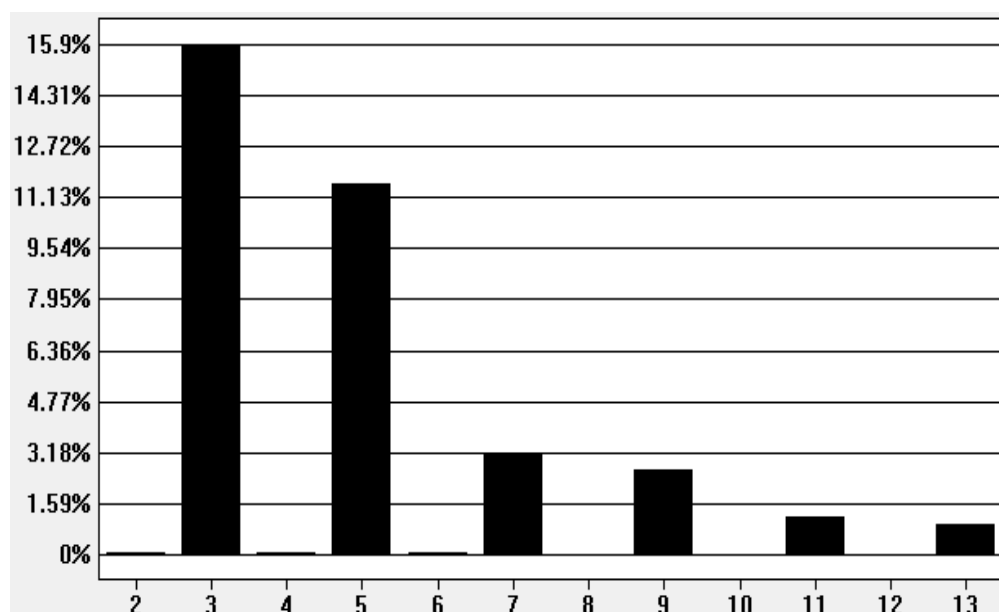
Où  $\rho$  est la masse volumique du matériau considéré.  $T$  est la période d'excitation.

La caractérisation du matériau en champ sinusoïdal unidirectionnel sous le cadre d'Epstein, nécessite de retrouver des conditions d'expérience acceptables pour garder la tension induite au secondaire du cadre d'Epstein  $v_2(t)$  (et donc l'induction magnétique induite  $B(t)$ ) sinusoïdale, au moins jusqu'à des inductions magnétiques maximales de l'ordre de 1.6 à 1.7T pour les tôles NO et de 1.7 à 1.8T pour les tôles GO.

Les propriétés magnétiques des tôles en régime dynamique dépendent de leurs conditions d'excitation. Quand on alimente le primaire du cadre d'Epstein avec une tension sinusoïdale, le courant primaire augmente très vite en augmentant l'excitation et se déforme. La tension secondaire induite tend aussi à être distordue et particulièrement en s'approchant de la saturation du matériau ferromagnétique. Ceci est bien illustré dans la figure III.2. Dans ce cas les deux grandeurs  $B$  et  $H$  ne ressemblent plus à de simples sinusoïdes et cette déformation affecte l'exactitude de la prédiction des pertes. L'analyse de Fourier indique la présence d'un grand nombre d'harmoniques de rang impairs de la tension induite au secondaire et donc de l'induction magnétique. L'analyse de Fourier du signal  $v_2(t)$  pour une induction magnétique maximale de 1.8T de l'échantillon FeSi-NO (figure (III.3)), donne un taux de distorsion harmonique total THD<sub>v</sub> qui vaut 20%.



**Fig. III.2.** Forme du courant primaire et de la tension au secondaire à une induction maximale  $B_m=1.8T$  pour FeSi-NO1.

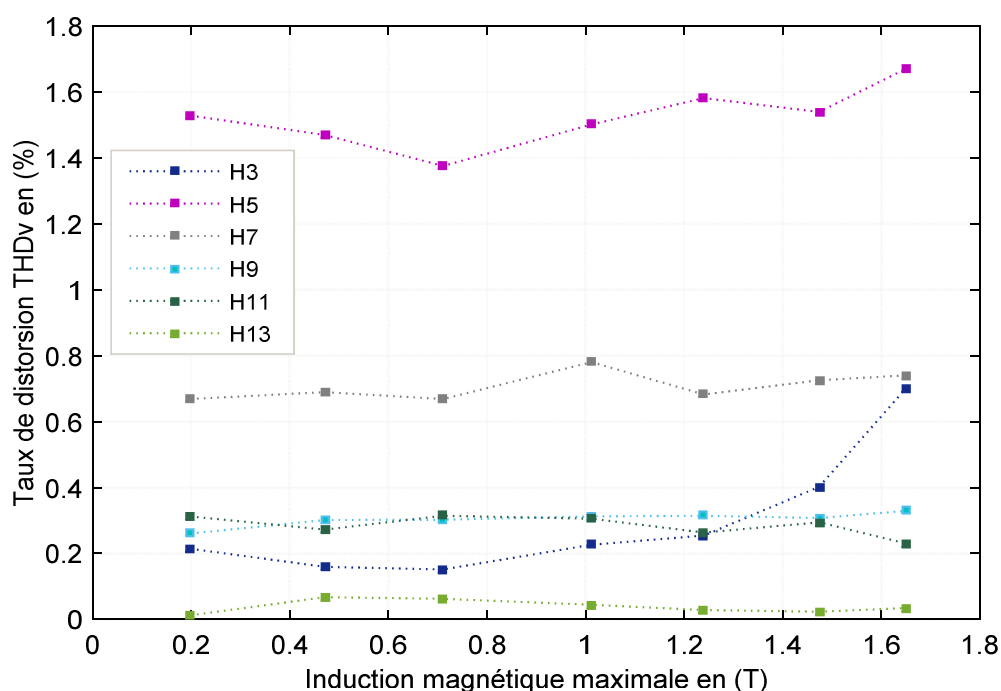


**Fig. III.3.** Pourcentages des harmoniques de  $v_2(t)$  par rapport au fondamental pour  $B_m=1.8T$  de FeSi-NO1.

Ainsi, il faut maintenir le plus possible le taux de distorsion harmonique de la tension au secondaire  $THD_v$  pratiquement constant, afin de garder et de s'assurer que la tension induite au secondaire du cadre d'Epstein est sinusoïdale. Dans la mesure des pertes pour les quatre échantillons de tôles, nous avons essayé de

contrôler l'augmentation du taux de déformation de la tension induite au secondaire THDv et donc de l'induction magnétique, mais, la tension présente toujours une certaine déformation aux grandes inductions magnétiques maximales. Ce qui est bien illustré dans la figure (III.4) présentée précédemment:

La mesure des pertes magnétiques spécifiques pour l'échantillon de tôles FeSi-GO2 par exemple a été faite avec un taux de distorsion THDv qui n'a pas dépassé 2.1% et cela jusqu'à une induction maximale de 1.72T, au-delà de 1.72 à 1.81T le THDv varie entre 2.3 à 2.9%.



**Fig. III.4.** Taux de distorsion harmonique de B(t) en fonction de l'induction magnétique maximale pour FeSi-GO2.

### III.3. EFFET DE LA TEMPERATURE SUR LES PERTES MAGNETIQUES

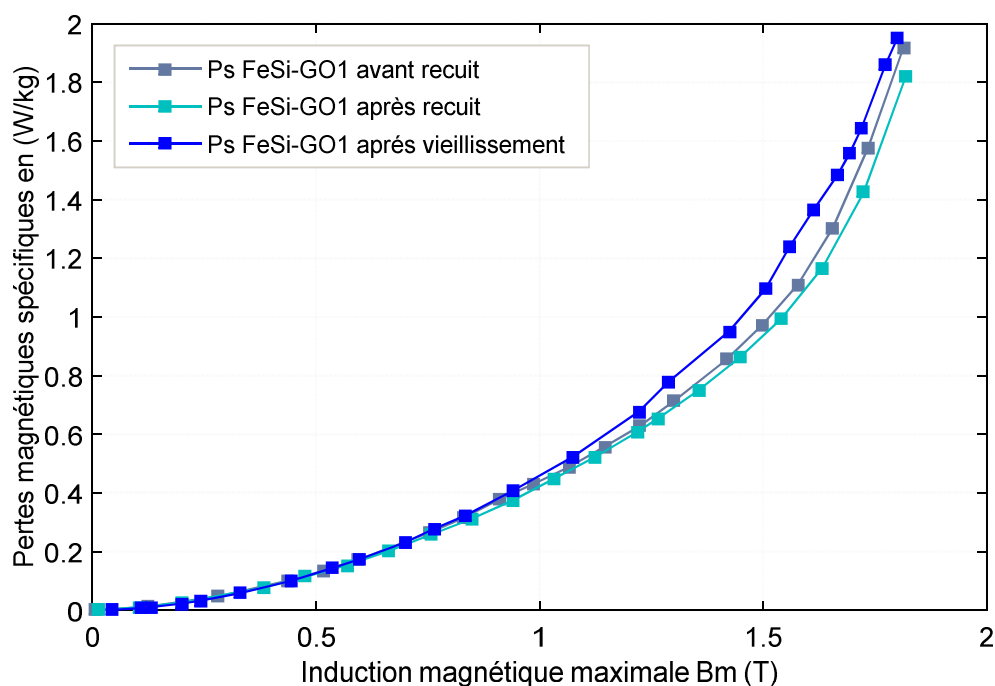
#### III.3.1. Effet de recuit de relaxation sur les caractéristiques magnétiques

Le recuit de relaxation (déjà cité dans le paragraphe I.8.3.2 du chapitre I) se fait seulement pour les tôles GO qui contiennent une isolation minérale, c'est un recuit de recristallisation qui permet d'éliminer les contraintes mécaniques

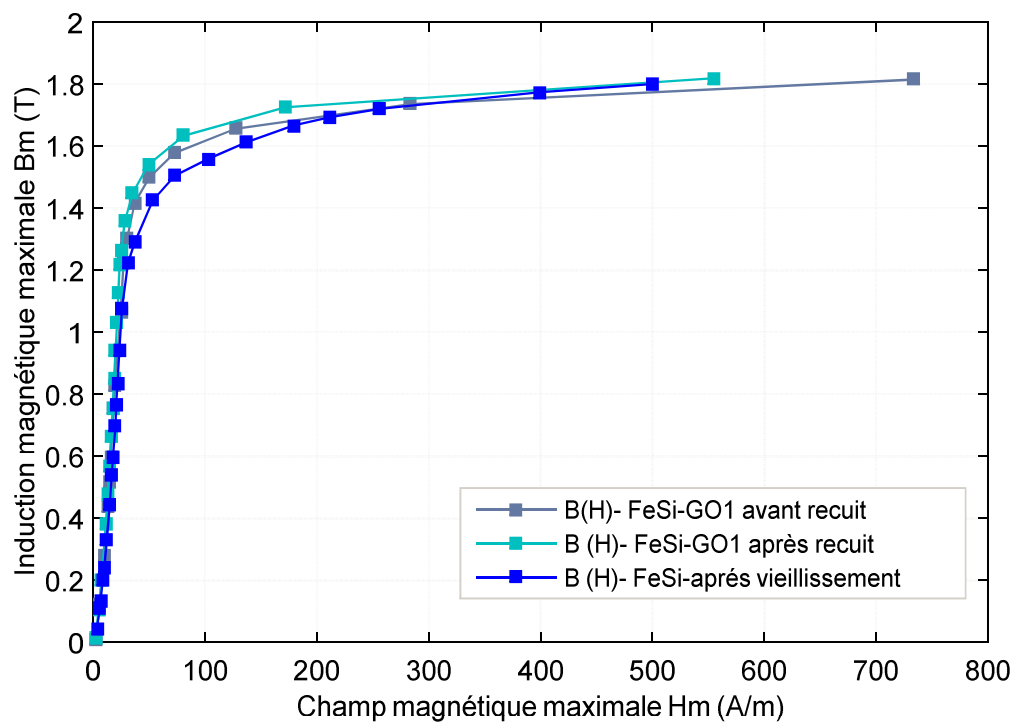
provenant du cisailage des tôles ce qui améliore leurs performances magnétiques. Les tôles NO contiennent une isolation organique, donc ne supportent pas le recuit de relaxation ; qui risque de les détériorer. Les deux échantillons de tôles FeSi-GO1 et FeSi-GO2 ont subi alors un recuit de relaxation à une température de 810°C pendant 1 minute.

#### III.3.2. Effet de vieillissement sur les caractéristiques magnétiques

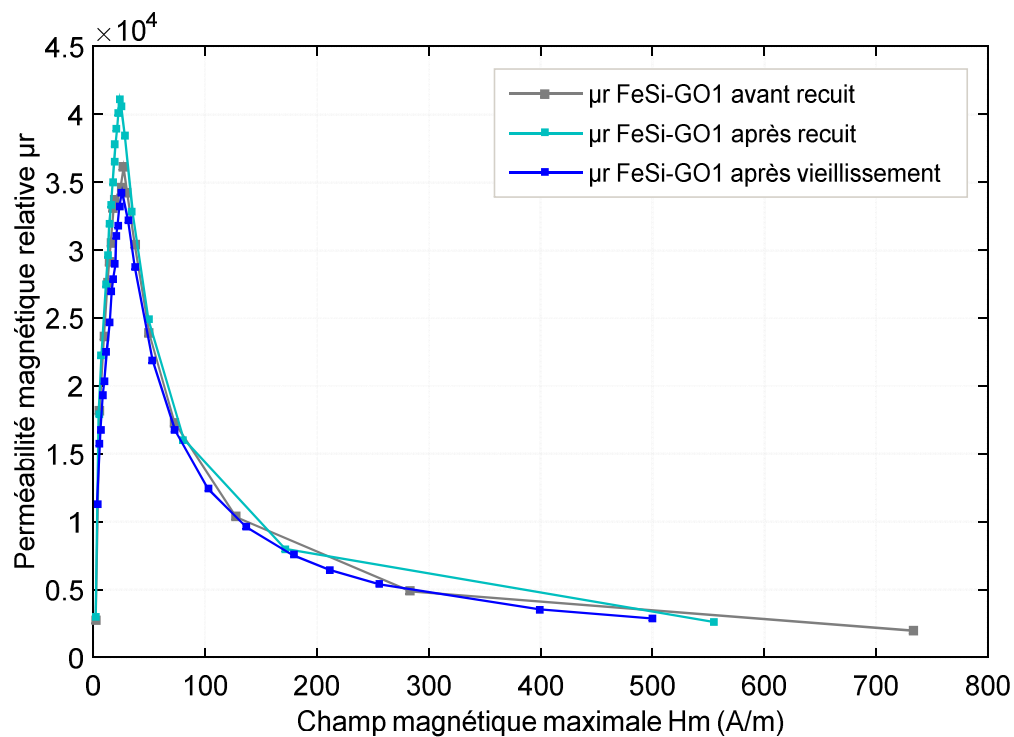
L'échantillon FeSi-NO1 et l'échantillon FeSi-GO1 après recuit ont subi un vieillissement. L'essai de vieillissement a été effectué dans un four à moufle à une température de 225°C pendant sept jours. Après chaque vingt quatre heures, on faisait ressortir les échantillons de tôles et on les laisse refroidir à la température ambiante. Cette étape a été refaite pendant sept jours. Au bout de sept jours, les caractéristiques magnétiques (pertes spécifiques et perméabilité) étaient de nouveau mesurées. Les résultats de mesures sont donnés respectivement pour les deux échantillons de tôles FeSi-GO1 et FeSi-NO1 dans les figures (III. 5 et III. 6) et (III. 7 et III. 8).



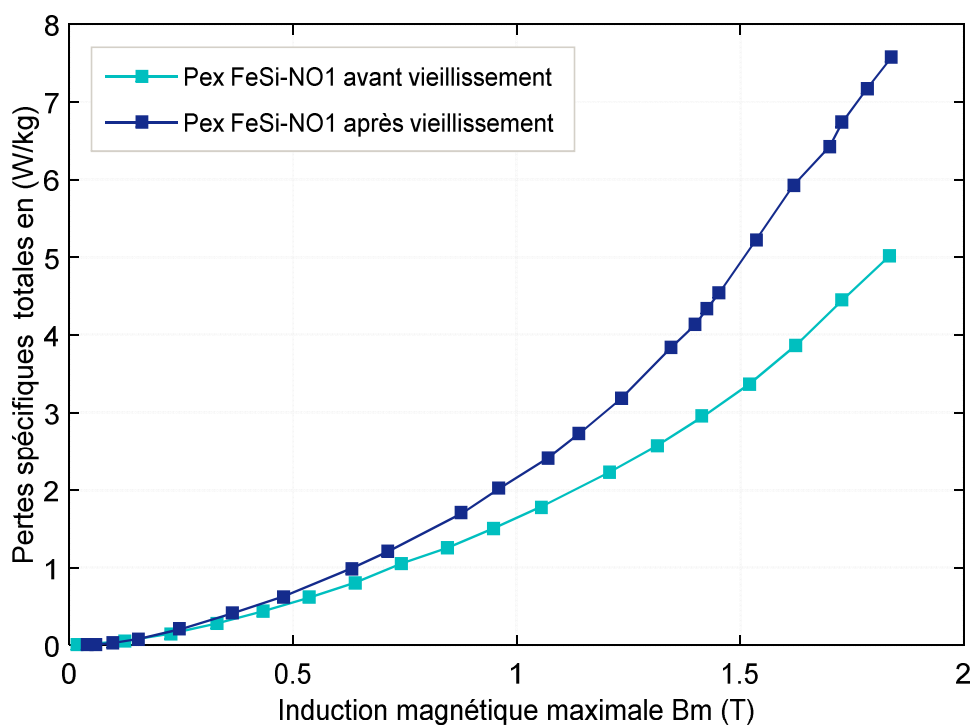
**Fig. III.5.** Pertes spécifiques avant recuit, après recuit et vieillissement de l'échantillon FeSi-GO1.



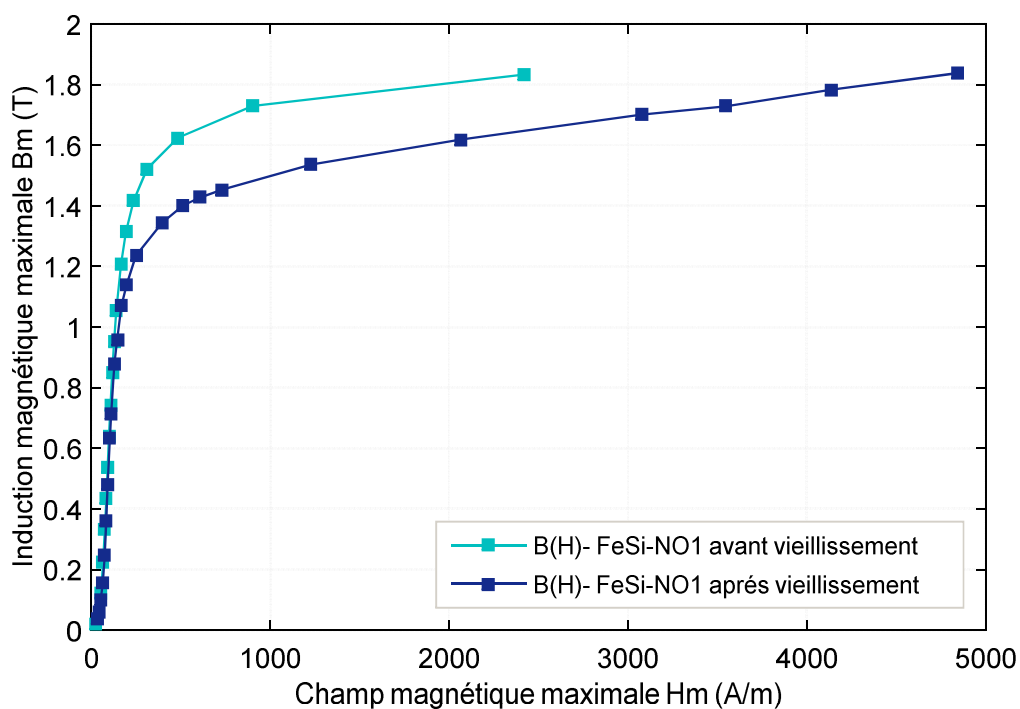
**Fig. III.6.** Courbes d'aimantations avant, après recuit et vieillissement de l'échantillon FeSi-GO1.



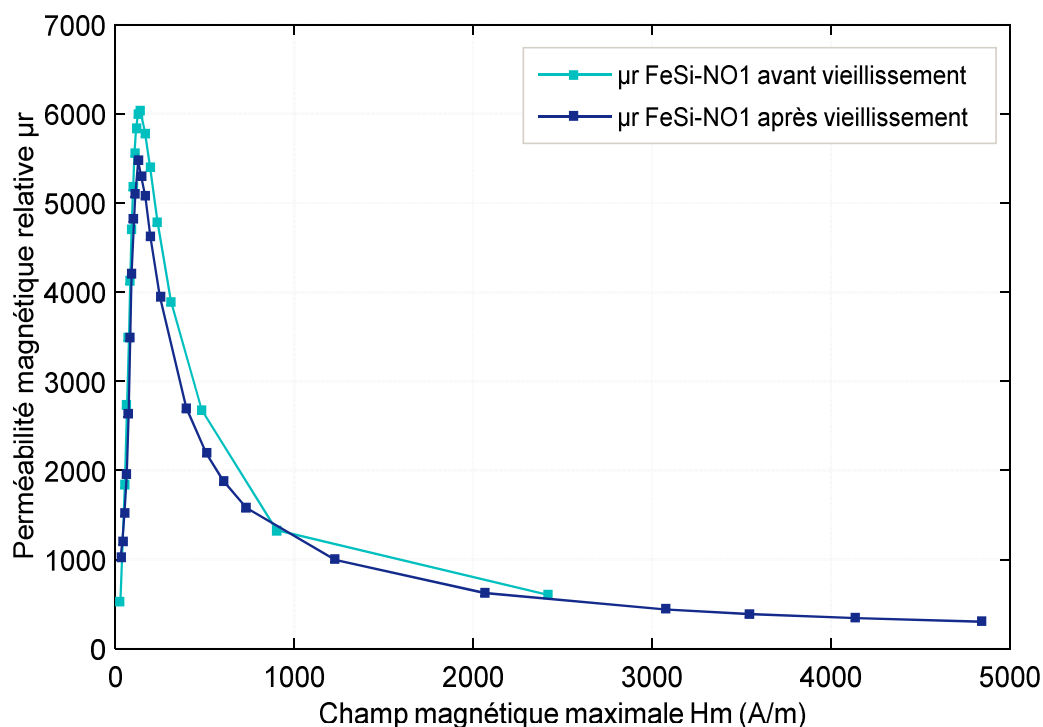
**Fig. III.7.** Perméabilité relative avant recuit, après recuit et après vieillissement de l'échantillon FeSi-GO1.



**Fig. III.8.** Pertes spécifiques avant et après vieillissement de l'échantillon FeSi-NO1.



**Fig. III.9.** Courbes d'aimantations avant et après vieillissement de FeSi-NO1.



**Fig. III.10.** Perméabilité relative avant et après vieillissement de FeSi-NO1.

#### III.3.3. Discussion des résultats de mesure

L'essai de recuit sur les tôles GO nous a confirmé que ce traitement thermique améliore les performances magnétiques de ces tôles. L'induction magnétique à saturation a augmenté de 1.7T à 1.72T. De même pour la perméabilité magnétique maximale qui a augmenté de 36080 à 41070. Les pertes spécifiques quand à elles ont diminué considérablement.

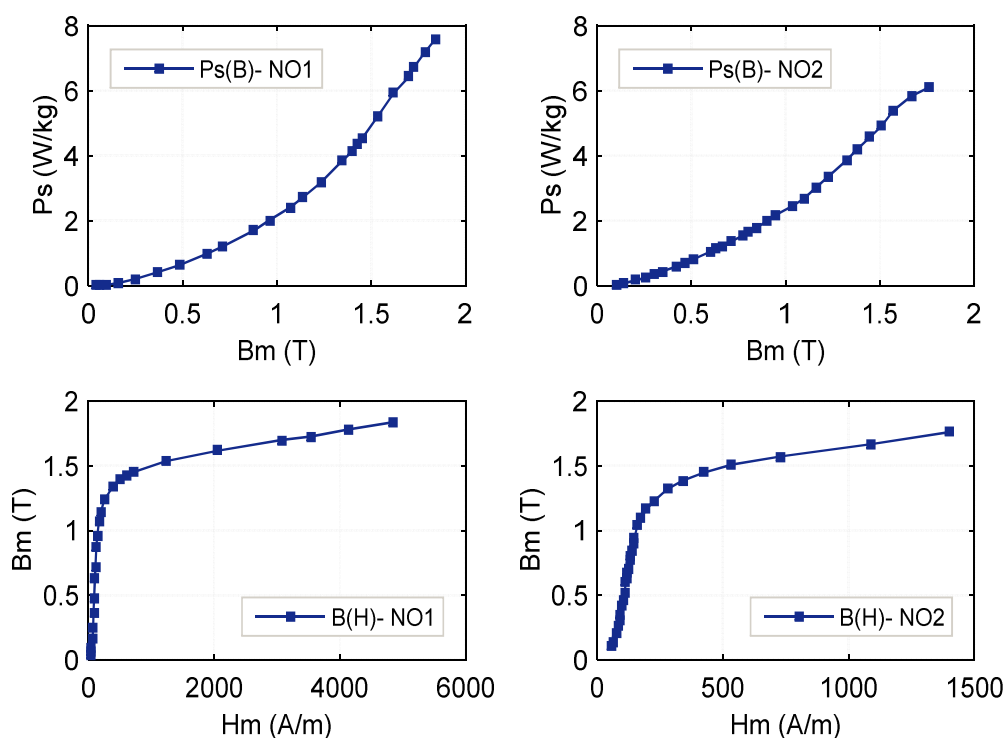
Après vieillissement, on remarque une augmentation des pertes et une diminution de l'induction magnétique à saturation et de la perméabilité magnétique maximale. Cette dégradation de performances est bien marquée pour les tôles NO que pour les tôles GO. Les pertes obtenues après vieillissement ne dépassant pas les pertes normalisées garanties par le constructeur pour les deux types de tôles. On constate une diminution de l'induction magnétique à saturation et une légère diminution de la perméabilité magnétique maximale. En effet, nous avons comparé aussi les pertes mesurées après un jour de vieillissement et il y'avait une légère différence de celles mesurées après sept jours de vieillissement. Par



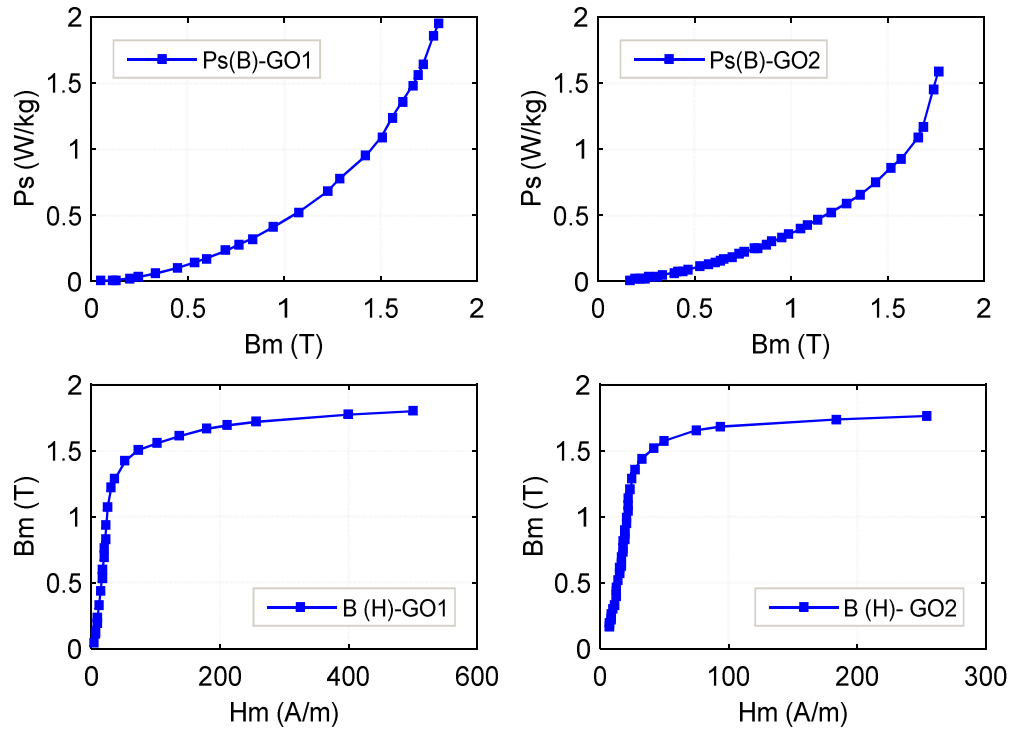
conséquent, on peut conclure que les pertes spécifiques pour les deux types de tôles GO et NO sont stables. Les métallurgistes confirment que cet essai de vieillissement est équivalent au vieillissement réel des matériaux sous des conditions de fonctionnement des machines et des dispositifs électromagnétiques, pendant une vingtaine d'années ou plus. Nous rappelons que pendant un vieillissement réel, le noyau magnétique des tôles est soumis aux conditions réelles d'aimantation et de désaimantation sous des champs alternatifs, tournants et aux températures variables pendant plusieurs années.

#### III.4. CARACTERISTIQUES MAGNETIQUES DES ECHANTILLONS RETENUES POUR LA MODELISATION DES PERTES

Nous présentons dans cette partie, les caractéristiques magnétiques mesurées sur les quatre échantillons de tôles NO et GO étudiés. Ces caractéristiques seront retenues par la suite pour la modélisation des pertes qui est l'objectif du chapitre IV. Les figures (III.11 et III.12) rapportent les courbes de pertes spécifiques et les courbes d'aimantations dynamiques des échantillons de tôles.



**Fig. III.11.** Caractéristiques magnétiques des tôles NO.



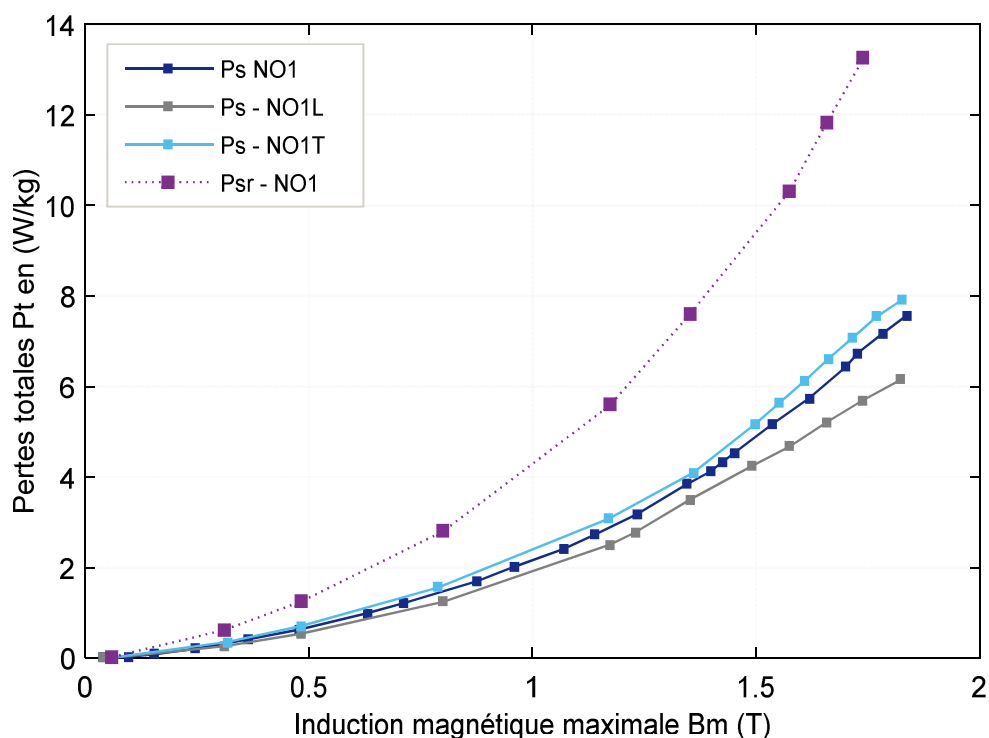
**Fig. III.12.** Caractéristiques magnétiques des tôles GO.

Dans le but de la prédiction des pertes en champ tournant, nous avons procédé à la mesure des pertes en champ alternatif unidirectionnel pour la partie de tôles FeSi-NO découpées dans le sens de laminage ( $0^\circ$ ) d'une part, et de l'autre sur la partie de tôles FeSi-NO découpées dans le sens travers ( $90^\circ$ ) pour chacun des deux échantillons de tôles NO. Par la suite, ces échantillons sont appelés respectivement FeSi-NO1L, FeSi-NO1T et FeSi-NO2L, FeSi-NO2T.

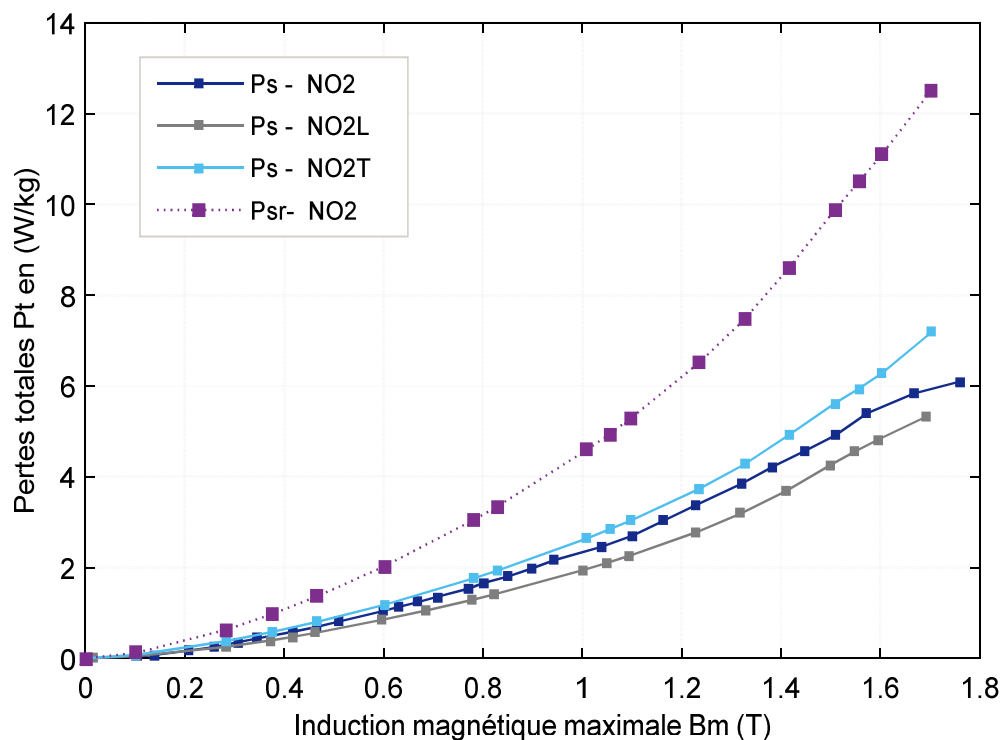
En champs faibles et moyens (domaine de travail de l'Electrotechnique industrielle), les pertes magnétiques expérimentales en champ tournant pour les tôles fer-silicium à grains non orientés, peuvent être déterminées par la somme des pertes en champ alternatif unidirectionnel suivant la direction de laminage et suivant la direction travers à la même fréquence et la même induction magnétique maximale. Ces pertes magnétiques sont données par l'expression (III.5) suivante:

$$P_{rex} = \frac{1}{\rho T} \int_0^T H(t) \frac{dB(t)}{dt} dt = \frac{1}{\rho T} \int_0^T \left( H_L(t) \frac{dB_L(t)}{dt} + H_T(t) \frac{dB_T(t)}{dt} \right) dt \quad (\text{III. 5})$$

Les pertes magnétiques en champ tournant pour ce type de tôles NO sont alors, systématiquement deux fois les pertes en régime d'aimantation unidirectionnelle à la même fréquence et la même induction magnétique maximale. Ce résultat s'interprète par le fait, que seules les parois de Bloch les plus mobiles participent à l'aimantation et le matériau se comporte comme s'il était le siège de deux aimantations sinusoïdales en quadrature et indépendantes. C'est bien ce qu'on constate effectivement dans les figures III.13 et III.14. Ces figures rapportent respectivement, les pertes spécifiques mesurées sur les échantillons NO1L et NO1T comparées aux pertes spécifiques mesurées sur l'échantillon de tôles FeSi-NO1 et les pertes spécifiques mesurées sur les échantillons NO2L et NO2T comparées aux pertes spécifiques mesurées sur l'échantillon de tôles FeSi-NO2.



**Fig. III.13.** Pertes totales expérimentales de FeSi-NO1 comparées aux pertes mesurées dans le sens de laminage (0°) et dans le sens travers (90°).



**Fig. III.14.** Pertes totales expérimentales de FeSi-NO<sub>2</sub> comparées aux pertes mesurées dans le sens de laminage (0°) et dans le sens travers (90°).

### III.5. CONCLUSION

Nous avons effectué des mesures de caractéristiques magnétiques sur deux types de tôles ferromagnétiques fer-silicium minces, les tôles NO et les tôles GO. Les mesures ont été réalisées en champ sinusoïdal unidirectionnel. On a déterminé l'effet de la température (recuit et vieillissement) sur les caractéristiques des tôles et en particulier sur les pertes. Finalement, nous avons déterminé les pertes spécifiques dans le sens de laminage et dans le sens travers pour le type de tôles NO. La somme des deux composantes des pertes représente les pertes en champ tournant.

## IV. Choix de Modèles des Pertes Magnétiques et Validation

---

### IV.1. INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous présentons les modèles analytiques et numériques utilisés et/ou élaborés pour la modélisation des pertes magnétiques dans les tôles ferromagnétiques utilisées dans les noyaux magnétiques des machines électriques. La validation des modèles est faite en utilisant les deux types de tôles ferromagnétiques, les tôles FeSi-GO et les tôles FeSi-NO. La caractérisation magnétique de ces deux types de tôles a été faite dans le chapitre III.

Ce chapitre peut être divisé en deux parties. Dans la première partie, nous exposerons les modèles analytiques auxquels nous avons opté pour la prédiction des pertes magnétiques. Une comparaison entre plusieurs modèles analytiques sera effectuée afin d'évaluer leur pertinence dans l'estimation des pertes magnétiques en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal. La deuxième partie de ce chapitre, porte sur des modèles numériques que nous avons élaborés pour la prédiction des pertes magnétiques en champ alternatif sinusoïdal, non sinusoïdal et tournant. Ces modèles numériques utilisent l'analyse par éléments finis pour la simulation et la résolution des systèmes de champs électromagnétiques en trois dimensions.

### IV.2. MODELES ANALYTIQUES DE PREDICTION DES PERTES EN CHAMP DYNAMIQUE

#### IV.2.1. Séparation de pertes en deux composantes

Le premier modèle M1 que nous avons choisi pour la prédiction des pertes en champ sinusoïdal est inspiré de l'équation empirique de Steinmetz - Bertotti qui décompose les pertes en deux termes (pertes par hystérésis ou quasi-statiques  $P_h$  et pertes classiques  $P_c$  ou pertes par courants de Foucault dues aux courants induits macroscopiques) en fonction des deux grandeurs macroscopiques, l'induction

magnétique maximale  $B_m$  et la fréquence d'excitation  $f$ . Nous avons adapté cette équation pour le cas des tôles fer-silicium et nous avons décomposé les pertes totales en pertes par hystérésis  $P_h$  et pertes dynamiques  $P_d$ . L'induction magnétique maximale  $B_m$  est déterminée à partir de la valeur maximale de la tension induite au secondaire du cadre d'Epstein et donnée dans l'équation (IV.1). Le modèle M1 est représenté par l'équation (IV.2).

$$B_m = \frac{V_{2m}}{2\pi f N_2 S_a} \quad (\text{IV. 1})$$

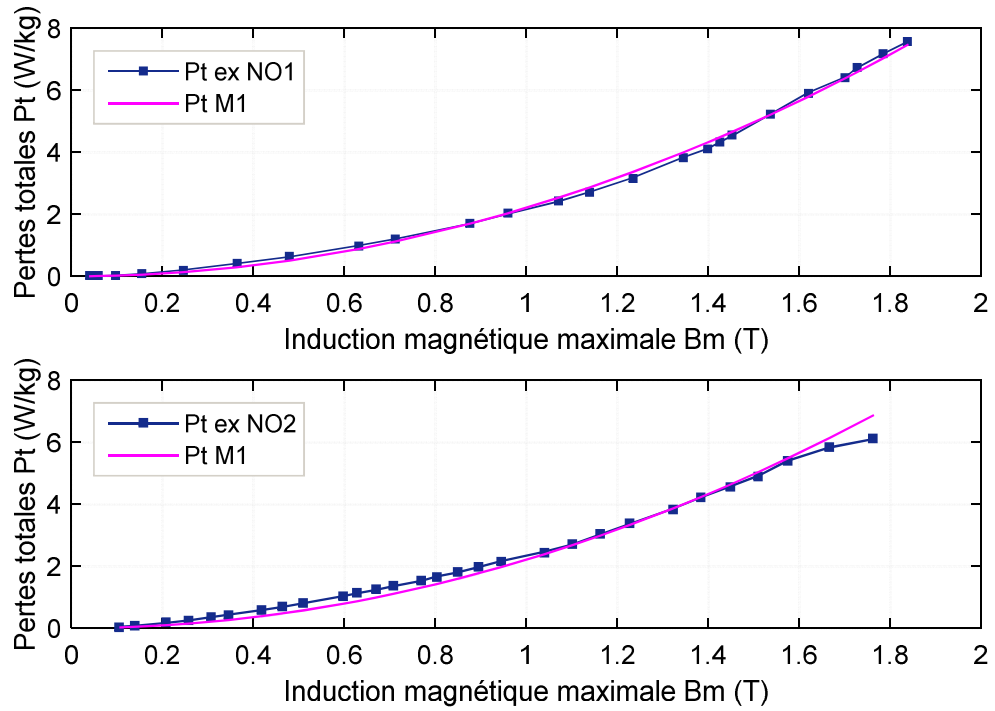
$$P_{t_{M1}} = P_h + P_d = k_h B_m^2 f + k_d (B_m f)^2 \quad (\text{IV. 2})$$

Le coefficient des pertes dynamiques classiques  $k_c$  dépend de la nature du matériau et de sa géométrie, il est déterminé à partir des caractéristiques de la tôle considérée. Le coefficient des pertes par hystérésis  $k_h$  est à identifier. Ce coefficient est déterminé par ajustement de la courbe déterminée expérimentalement en fonction de l'induction maximale  $B_m$  et de la fréquence au modèle M1, pour chacun des échantillons de tôles NO et GO. Ces coefficients sont donnés dans le tableau IV.1.

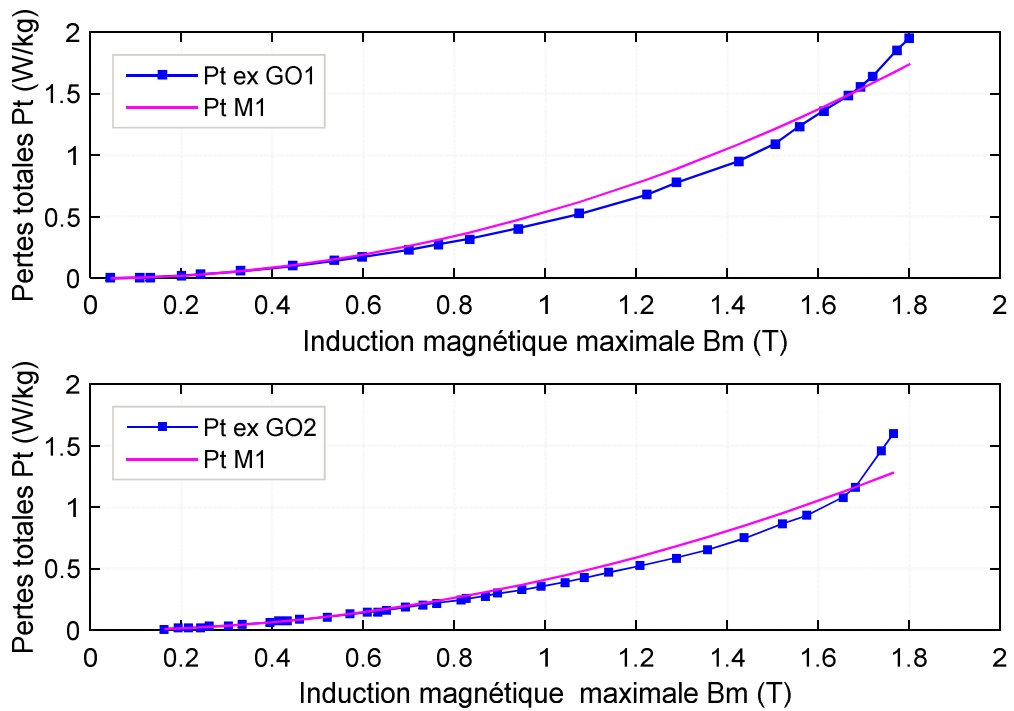
**Tableau IV.1.** Coefficients de pertes des échantillons de tôles GO et NO obtenus avec M1.

|          | $k_h$ (W/kg) | $k_c$ (W/kg)            |
|----------|--------------|-------------------------|
| FeSi-GO1 | 0.008720     | $4.03106 \cdot 10^{-5}$ |
| FeSi-GO2 | 0.006597     | $3.26516 \cdot 10^{-5}$ |
| FeSi-NO1 | 0.0356       | $1.7228 \cdot 10^{-4}$  |
| FeSi-NO2 | 0.0345       | $1.76698 \cdot 10^{-4}$ |

Les pertes totales obtenues en utilisant le modèle M1 sont comparées aux pertes totales expérimentales  $P_{ex}$  mesurées sur les quatre échantillons de tôles NO et GO à une fréquence d'excitation de 50Hz et sont données respectivement dans les figures (IV.1 et IV.2).



**Fig. IV.1.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M1 pour les tôles NO1 et NO2.



**Fig. IV.2.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M1 pour les tôles GO1 et GO2.

### IV.2.2. Séparation de pertes en trois composantes

Dans ces modèles, les pertes seront décomposées en trois termes, pertes par hystérésis  $P_h$ , pertes dynamiques classiques  $P_c$  et pertes dynamiques en excès ou anormales  $P_e$ . Le dernier terme des pertes introduit par Bertotti [55] tient compte de la physique du matériau ferromagnétique et des courants induits microscopiques qui sont générées par l'anisotropie. Tout d'abord, nous présentons le modèle M2 pour la décomposition des pertes en trois termes en champ sinusoïdal, en absence d'harmoniques de l'induction magnétique. C'est le modèle le plus utilisé pour la prédiction des pertes magnétiques et le plus adapté dans la plupart des logiciels de simulation pour le calcul des pertes. M2 est donné en fonction de l'induction magnétique maximale  $B_m$  et de la fréquence d'excitation en (W/kg) dans l'équation (IV.3).

$$\begin{aligned} P_{t_{M2}} &= P_h + P_c + P_e \\ &= P_h + \frac{\pi^2 e^2 \sigma}{6\rho} (B_m f)^2 + k_e (B_m f)^{1.5} \\ &= P_h + P_c + P_e = k_h B_m^2 f + k_c (B_m f)^2 + k_e (B_m f)^{1.5} \end{aligned} \quad (IV.3)$$

Les coefficients des pertes dynamiques classiques  $k_c$  sont les mêmes déjà déterminés et illustrés dans le tableau IV.1 pour chacun des échantillons de tôles. Les coefficients des pertes par hystérésis  $k_h$  et le coefficients des pertes dynamiques en excès  $k_e$  sont identifiés par ajustement de la courbe  $P(B_m)$  expérimentale de chacun des échantillons de tôles NO et GO, au modèle M2.

Pour les échantillons de tôles NO, les coefficients  $k_h$  et  $k_e$  sont déterminés pour toute induction magnétique maximale. Pour les échantillons de tôles GO, ces coefficients sont déterminés jusqu'à l'induction magnétique maximale de 1.5T pour GO1 et jusqu'à l'induction magnétique maximale de 1.61T pour GO2. Ces coefficients sont donnés dans le tableau IV.2.



**Tableau IV.1.** Coefficients de pertes des échantillons de tôles GO et NO obtenus avec M2.

|          | $k_h$ (W/kg) | $k_c$ (W/kg)            | $k_e$ (W/kg)           |
|----------|--------------|-------------------------|------------------------|
| FeSi-GO1 | 0.006884     | $4.03106 \cdot 10^{-5}$ | $6.0907 \cdot 10^{-5}$ |
| FeSi-GO2 | 0.005343     | $3.26516 \cdot 10^{-5}$ | $5.9754 \cdot 10^{-5}$ |
| FeSi-NO1 | 0.03383      | $1.7228 \cdot 10^{-4}$  | $2.7480 \cdot 10^{-4}$ |
| FeSi-NO2 | 0.01018      | $1.76698 \cdot 10^{-4}$ | $4.106 \cdot 10^{-3}$  |

En champ sinusoïdal, quand on s'approche de la saturation du matériau ferromagnétique, l'induction magnétique  $B(t)$  tend à se déformer. Afin de tenir compte de cette distorsion de l'onde de l'induction magnétique, nous proposons les modèles M3 et M4 qui sont basés sur le modèle M2 pour la séparation des pertes donné dans l'équation (IV.3). En fait, ces modèles sont des extensions du M2 dans le domaine du temps. Pour ces modèles, les composantes dynamiques de pertes (pertes classiques et pertes en excès) sont données en fonction de la vitesse de variation de l'induction magnétique dans le temps  $dB/dt$ . La composante des pertes par hystérésis quant à elle, ne dépend pas de la variation de l'induction dans le temps, mais seulement de sa valeur maximale  $B_m$ . Les coefficients des pertes sont les mêmes que ceux déjà calculés avec M2. La dérivée de l'induction magnétique  $dB/dt$  est obtenue à partir de la tension induite au secondaire du cadre d'Epstein, selon l'équation (IV.4). Pour le modèle M3, la composante des pertes classiques est divisée par  $(2\pi^2)$  et la composante des pertes en excès est divisée par  $(2\pi^{1.5})$ . Le modèle M3 en (W/kg) correspond à l'équation (IV.5).

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{N_2 S_a} v_2(t) \quad (IV.4)$$

$$\begin{aligned}
P_{t\_M3} &= k_h B_m^2 f + k'_c \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt + k'_e \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^{1.5} dt \\
&= k_h B_m^2 f + \frac{k_c}{2\pi^2} \frac{1}{T} \int_0^T \left( \frac{dB}{dt} \right)^2 dt + \frac{k_e}{\sqrt{1.5} \pi^{1.5}} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right|^{1.5} dt
\end{aligned} \quad (IV.5)$$

Pour le modèle M4 les composantes des pertes dynamiques sont données directement en fonction de l'induction magnétique maximale que nous allons appeler  $B_{mn}$  et qui est donnée par l'équation (IV.6). En effet, c'est l'induction magnétique maximale qu'on détermine pour toute onde  $B(t)$  non-sinusoidale en fonction de  $dB/dt$ . Le modèle M4 en (W/kg) correspond à l'équation (IV.7).

$$B_{mn} = \frac{1}{4f} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right| dt \quad (IV.6)$$

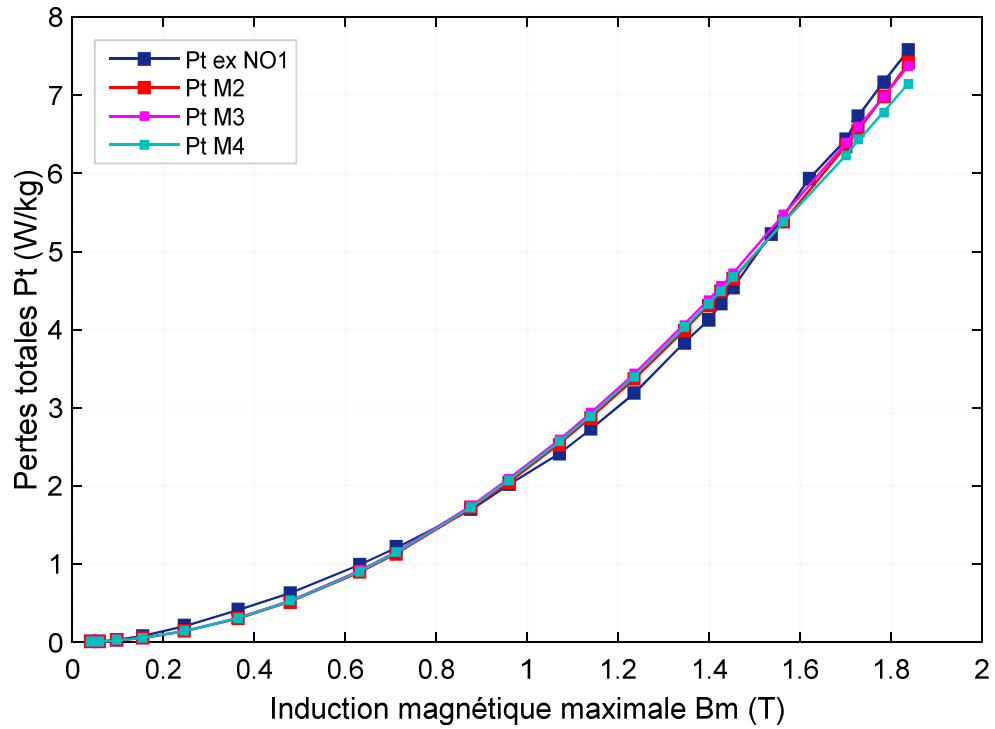
$$\begin{aligned} P_{t\_M4} &= k_h B_m^2 f + k_c (B_{mn} f)^2 + k_e (B_{mn} f)^{1.5} \\ &= k_h B_m^2 f + k_c \left( \frac{1}{4f} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right| dt \right)^2 f^2 + k_e \left( \frac{1}{4f} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \frac{dB}{dt} \right| dt \right)^{1.5} f^{1.5} \end{aligned} \quad (IV.7)$$

En champ non-sinusoidal, les modèles M3 et M4 peuvent être utilisés pour la prédiction des pertes pour toute onde d'induction de forme arbitraire.

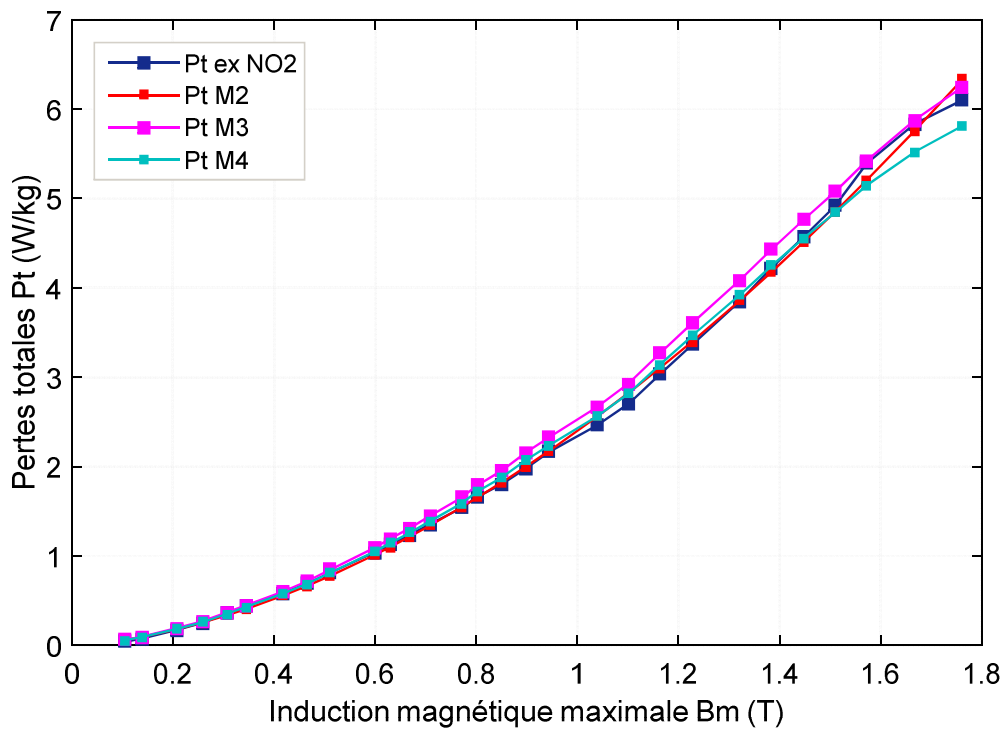
### IV.2.3. Validation des résultats analytiques des modèles M2, M3 et M4

#### IV.2.3.1. Comparaison des pertes expérimentales aux pertes analytiques

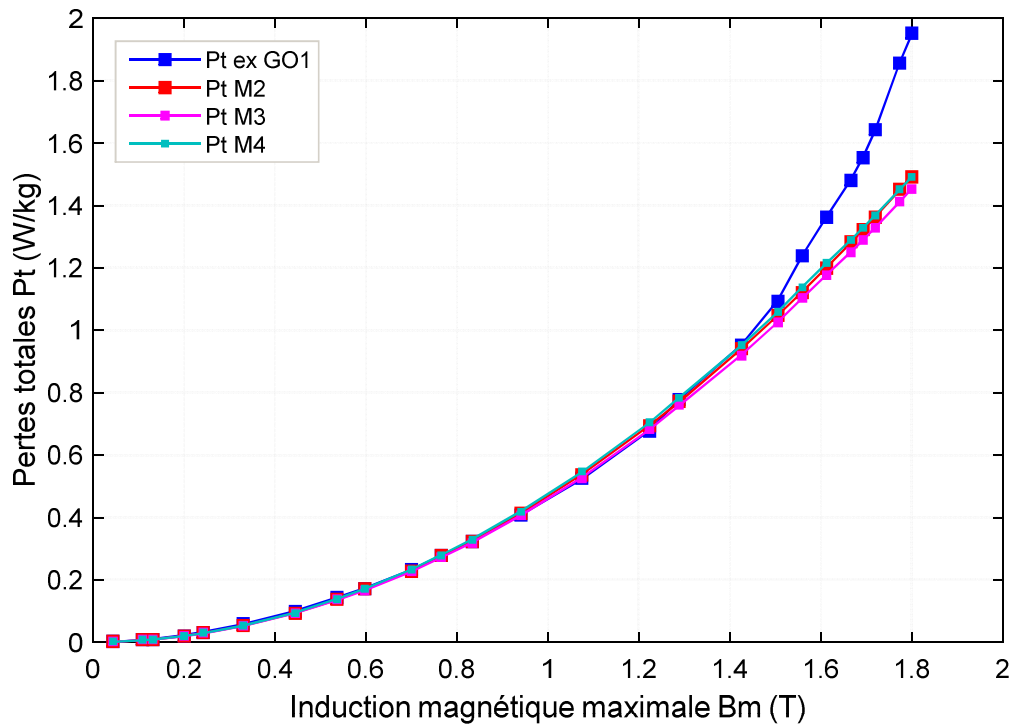
Les pertes totales obtenues en utilisant les modèles M2, M3 et M4 sont comparées aux pertes totales expérimentales  $P_{ex}$  mesurées sur les quatre échantillons de tôles NO et GO à une fréquence d'excitation de 50Hz et sont données respectivement dans les figures (IV.3 à IV.6).



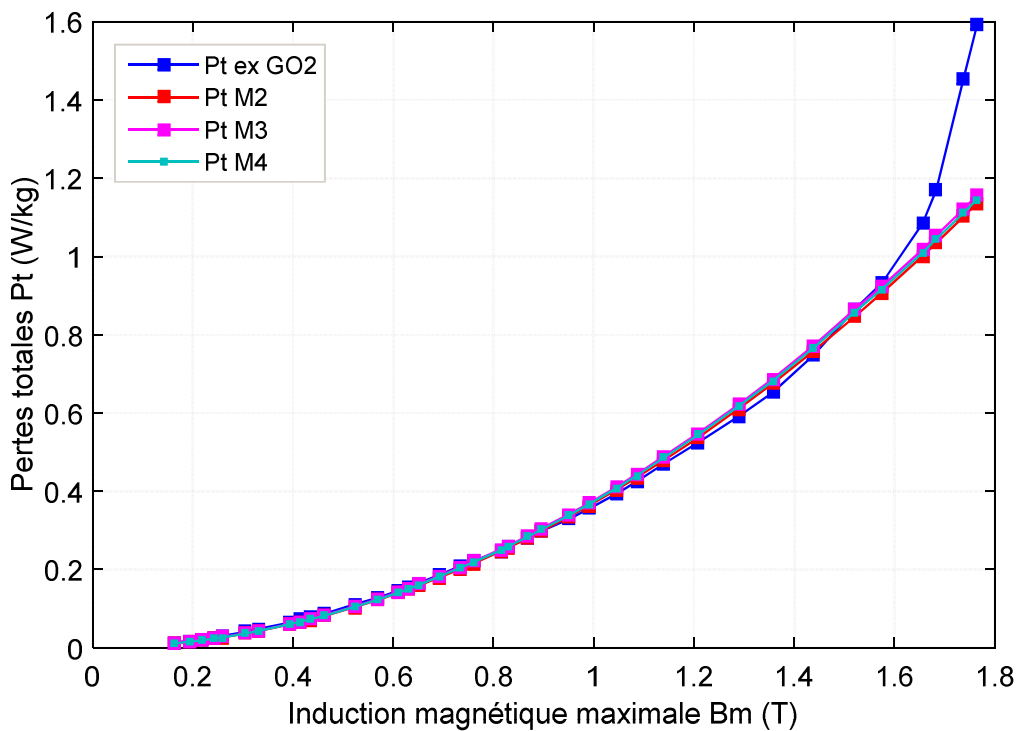
**Fig. IV.3.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M2, M3 et M4 pour l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV.4.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M2, M3 et M4 pour l'échantillon de tôles NO2.



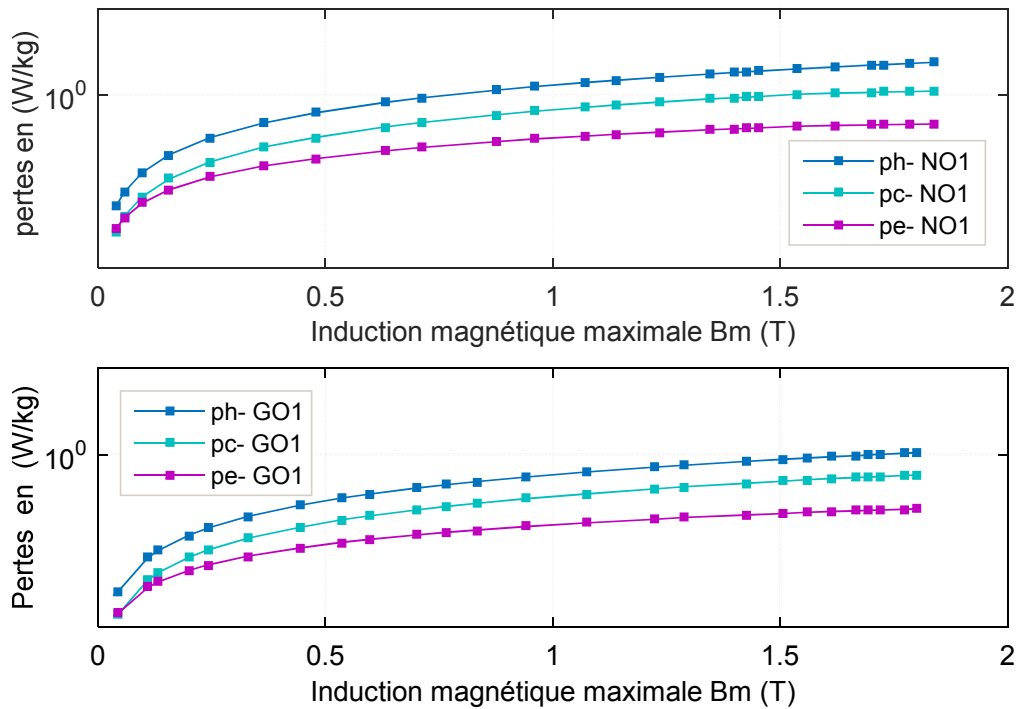
**Fig. IV.5.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M2, M3 et M4 pour l'échantillon de tôles GO1.



**Fig. IV.6.** Comparaison des pertes totales expérimentales et celles obtenues avec M2, M3 et M4 pour l'échantillon de tôles GO2.

#### IV.2.3.2. Contributions aux pertes totales

Les contributions des pertes par hystérésis  $P_h$ , des pertes dynamiques classiques  $P_c$  et des pertes dynamiques en excès  $P_e$ , peuvent être déterminées en utilisant les modèles M2, M3 et M4 pour les quatre échantillons de tôles NO et GO. La figure IV.7 représente les contributions aux pertes totales des deux échantillons de tôles NO1 et GO1 déterminées en utilisant le modèle M3.



**Fig. IV.7.** Composantes des pertes totales pour les échantillons NO1 et GO1.

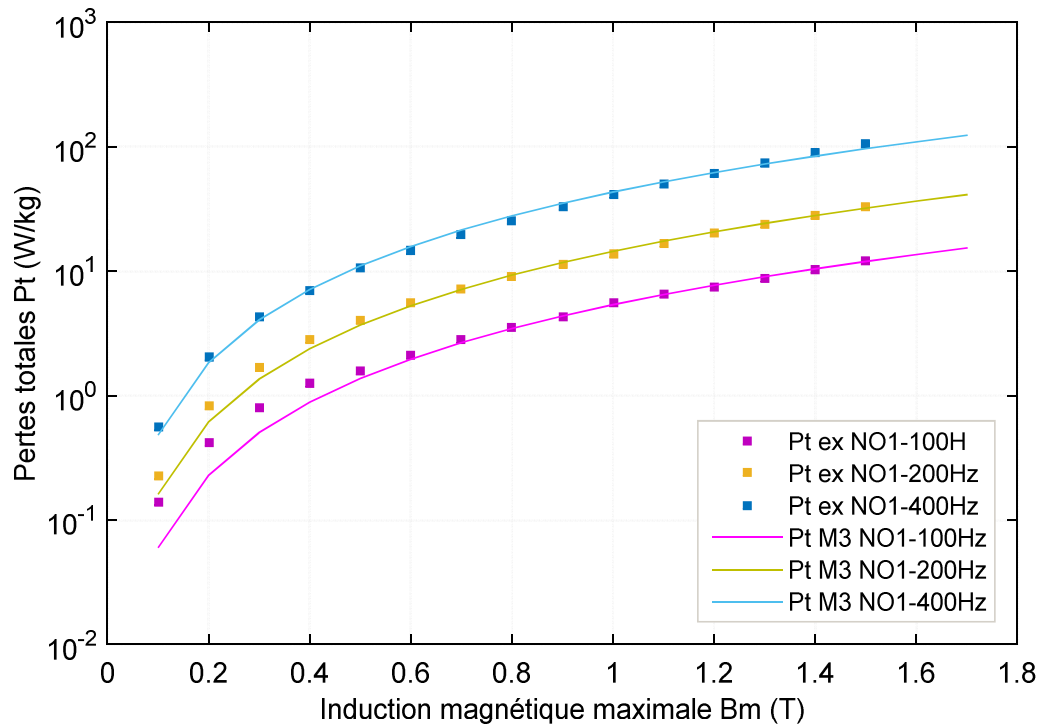
#### IV.2.3.3. Pertes totales pour différents niveaux de fréquences et d'inductions magnétiques maximales

En se basant sur la courbe des pertes expérimentale du matériau considéré déterminée à une fréquence d'excitation  $f_0$  ( $f_0$  égale à 50Hz dans notre cas), les modèles (M2, M3 et M4) de séparation des pertes en trois composantes, nous permettent la prédiction des pertes totales pour différents niveaux de fréquences  $f$  et d'inductions magnétiques maximales  $B_m$ .

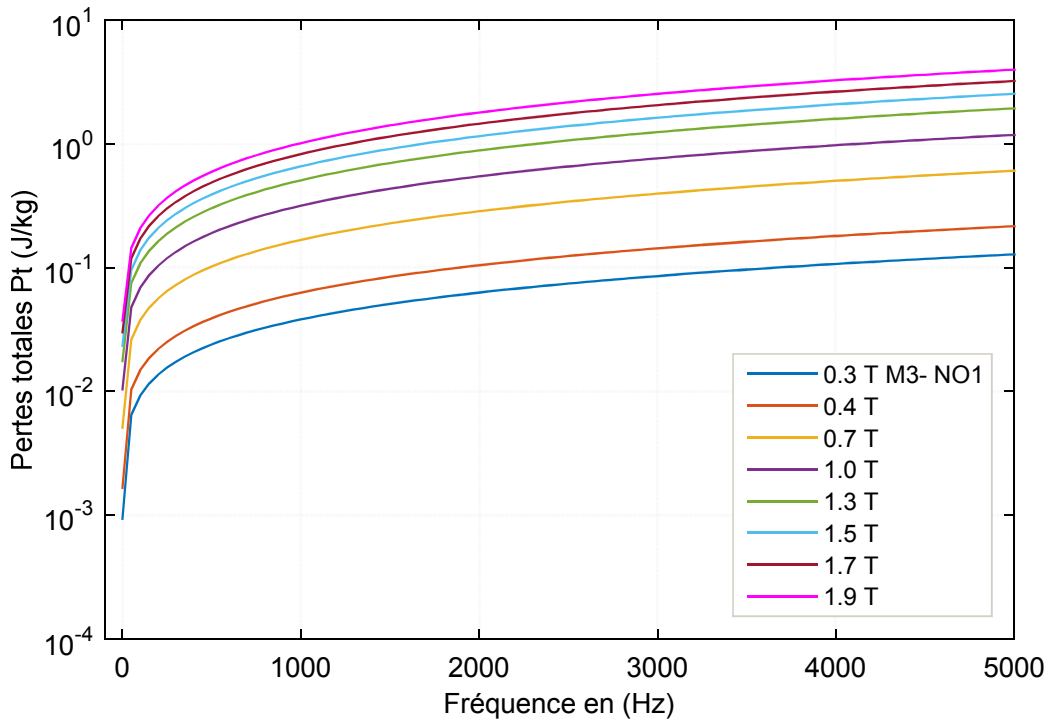
La figure (IV.8) représente les pertes totales pour différents niveaux de fréquences en fonction de l'induction magnétique maximale, déterminées avec le

modèle M3. Ces pertes sont comparées aux pertes totales expérimentales déterminées aux fréquences 100, 200 et 400Hz pour l'échantillon de tôles NO1.

La figure IV.9 donne les pertes totales par cycle (en J/kg) pour différents niveaux d'induction magnétique maximale en fonction de la fréquence pour l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV.8.** Pertes totales pour différents niveaux de fréquences en fonction de l'induction magnétique maximale pour l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV. 9.** Pertes totales par cycle pour différents niveaux d'induction magnétique maximales en fonction de la fréquence pour l'échantillon de tôles NO1.

#### IV.2.4. Discussion des résultats des modèles analytiques

Les pertes théoriques obtenues avec le modèle M1 qui décompose les pertes en deux termes et les trois modèles M2, M3 et M4 de séparation des pertes en trois composantes, sont en bonne concordance avec les pertes expérimentales obtenues pour les quatre échantillons de tôles NO et GO.

Dans le cas des échantillons de tôles FeSi-GO, les pertes magnétiques totales obtenues avec les trois modèles M2, M3 et M4 s'écartent des pertes expérimentales à partir de l'induction magnétique maximale de 1.5T pour GO1 et à partir de l'induction magnétique maximale de 1.61T pour GO2. Cela peut s'expliquer par l'augmentation de coefficient  $k_h$  des pertes par hystérésis à partir de ces inductions magnétiques maximales. Le coefficient des pertes par hystérésis  $k_h$  n'est plus constant dans cet intervalle, mais augmente en fonction de l'induction magnétique maximale. Pour ce type de tôles GO, la composante des pertes par hystérésis peut être déterminée avec précision, par la différence entre les pertes totales expérimentales et les pertes dynamiques déterminées à l'aide des modèles M2, M3

et M4. Ces trois modèles permettent la détermination des trois composantes des pertes ainsi que la prédiction des pertes totales pour différents niveaux d'induction magnétique maximale et pour différents niveaux de fréquence d'excitation.

Les deux modèles M3 et M4 peuvent être utilisés pour la prédiction des pertes en champ non- sinusoïdal, du fait qu'ils se basent sur la forme de l'induction magnétique  $dB/dt$ .

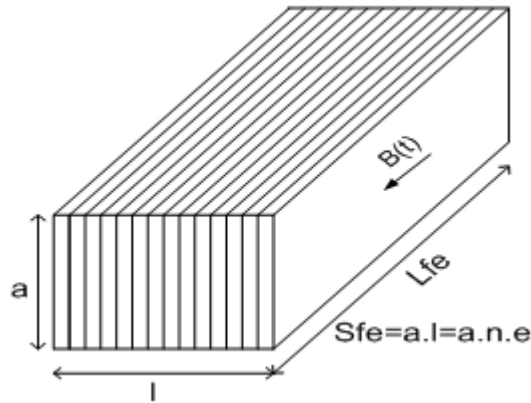
#### **IV.2.5. Modélisation d'un échantillon de tôles ferromagnétiques**

Dans le but de prédire les pertes magnétiques en champ dynamique sinusoïdal et non sinusoïdal, nous proposons le modèle MET (**M**odèle d'un **E**chantillon de **T**ôles) pour la modélisation d'un échantillon de tôles dans le domaine de temps (Simulink). Ce modèle est basé d'une part, sur la modélisation d'un circuit magnétique par analogie à un circuit électrique en se basant sur la similarité formelle des lois existantes entre le champ magnétique et le champ électrique exprimée par les équations de Maxwell et de l'autre sur le principe de séparation de pertes en trois composantes. Ce modèle prend en considération la non linéarité de la tôle ferromagnétique en utilisant la courbe d'aimantation dynamique  $B(H)$  et les coefficients de pertes déterminés expérimentalement.

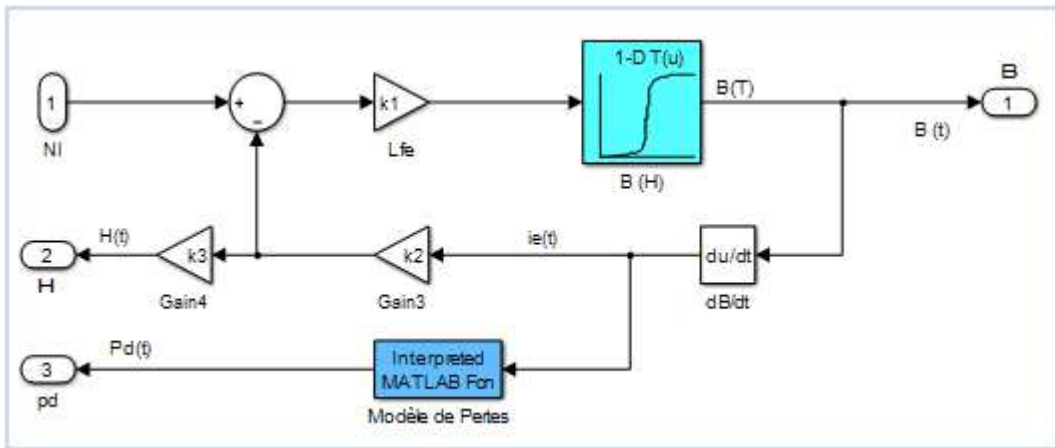
##### **IV.2.5.1. Principe de modélisation d'un échantillon de tôles**

La géométrie de l'échantillon de tôles étudié qui est composé de  $n$  tôles ferromagnétiques, de section droite  $S_{fe}$  et de longueur magnétique  $L_{fe}$ , ainsi que le bloc de simulation des pertes dynamiques qui lui sont associées sont représentés respectivement dans les figures IV.10 et IV.11.





**Fig. IV.10.** Géométrie de l'échantillon de tôles étudié.



**Fig. IV.11.** Implémentation du modèle de pertes dynamiques.

Les caractéristiques de l'échantillon de tôles (longueur magnétique, section, courbe d'aimantation dynamique  $B(H)$  et coefficients de pertes) sont introduites dans le bloc de simulation. L'échantillon de tôles est soumis à un champ d'excitation, la variation de l'induction crée une force électromotrice qui entraîne l'apparition des courants induits. Ceux-ci créent un champ qui s'oppose au champ d'excitation selon la loi de Faraday. Ces courants induits déterminés à partir des équations de Maxwell (déjà déterminés dans la section II.2.1) sont donnés par l'équation (IV.8). Le champ magnétique fourni est donné selon la loi d'Ampère dans l'équation (IV.9).

$$i_e(t) = \frac{\sigma L_{fe} e^2}{8} \frac{dB}{dt} \quad (IV.8)$$

$$H(t) = \frac{N}{L_{fe}} i_e(t) \quad (IV. 9)$$

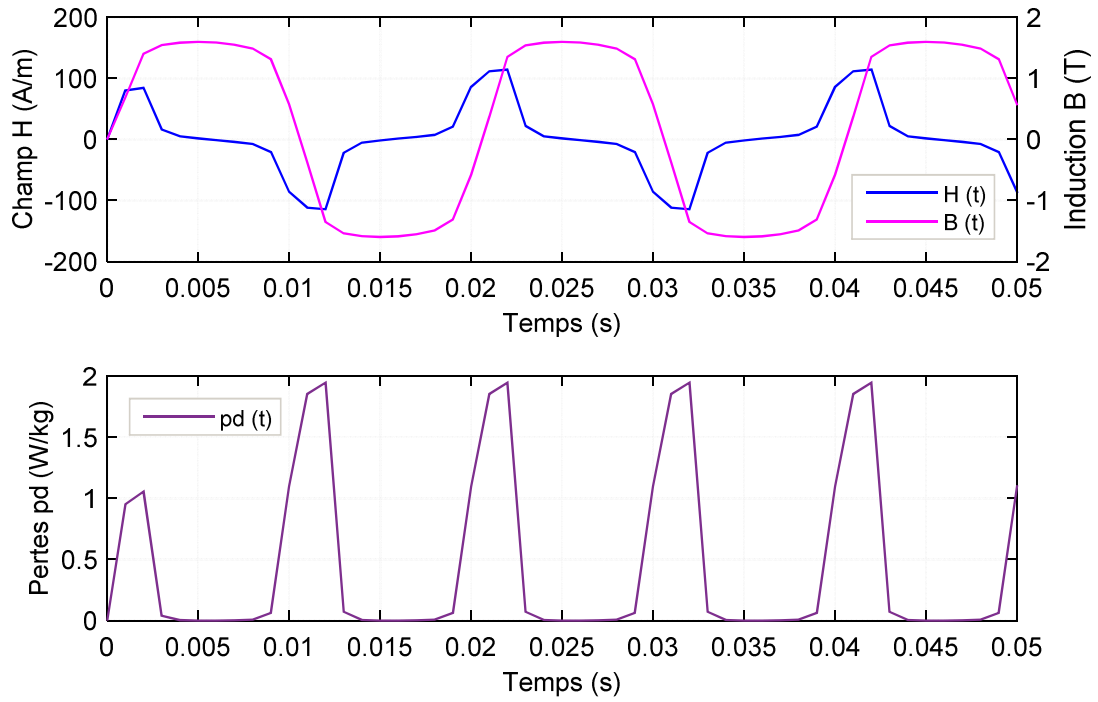
La variation de l'induction magnétique  $dB/dt$  est obtenue à partir de la courbe  $B(H)$  de l'échantillon de tôles introduite dans le bloc "Look up table".

Avec ce modèle seules les pertes dynamiques (pertes classiques et pertes en excès) sont simulées, puisque ces deux composantes dépendent d'une part des courants induits macroscopiques et des courants induits microscopiques (déplacement de parois de Bloch) et d'autre part de la vitesse de variation de l'induction magnétique dans le temps. Les pertes par hystérésis ne dépendent pas de la variation de l'induction magnétique dans le temps mais dépendent uniquement de sa valeur maximale  $B_m$ . La valeur des pertes par hystérésis est rajoutée dans la valeur des pertes totales suivant l'induction magnétique maximale. Finalement, les pertes totales analytiques obtenues avec MET sont la somme des pertes dynamiques obtenues avec le bloc de simulation et des pertes par hystérésis. MET utilise, le modèle M3 pour la séparation des pertes donné précédemment dans l'équation (IV.5) pour le calcul des pertes totales en champ sinusoïdal et non sinusoïdal.

#### **IV.2.5.2. Etude des pertes en champ sinusoïdal et en champ non- sinusoïdal**

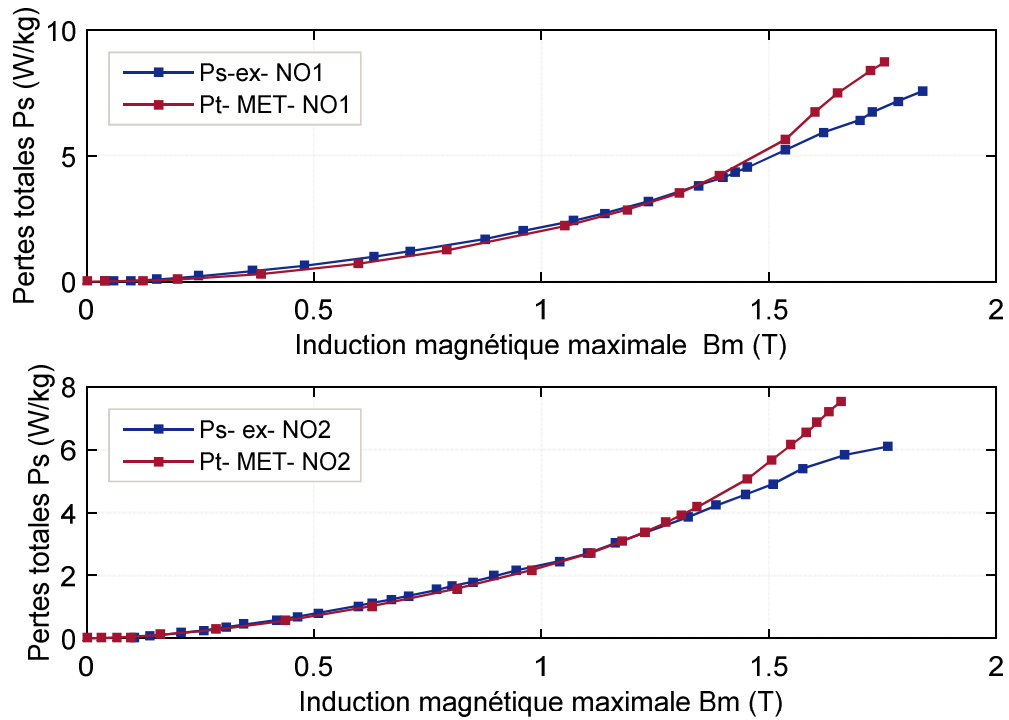
##### **IV.2.5.2.1. Validation des résultats en champ sinusoïdal**

La figure (IV.12) rapporte la forme du champ magnétique, de l'induction magnétique et des pertes dynamiques instantanées obtenues en utilisant le modèle MET pour l'échantillon de tôles GO1 à une induction magnétique maximale  $B_m$  de 1.6T et à une fréquence sinusoïdale de 50Hz.

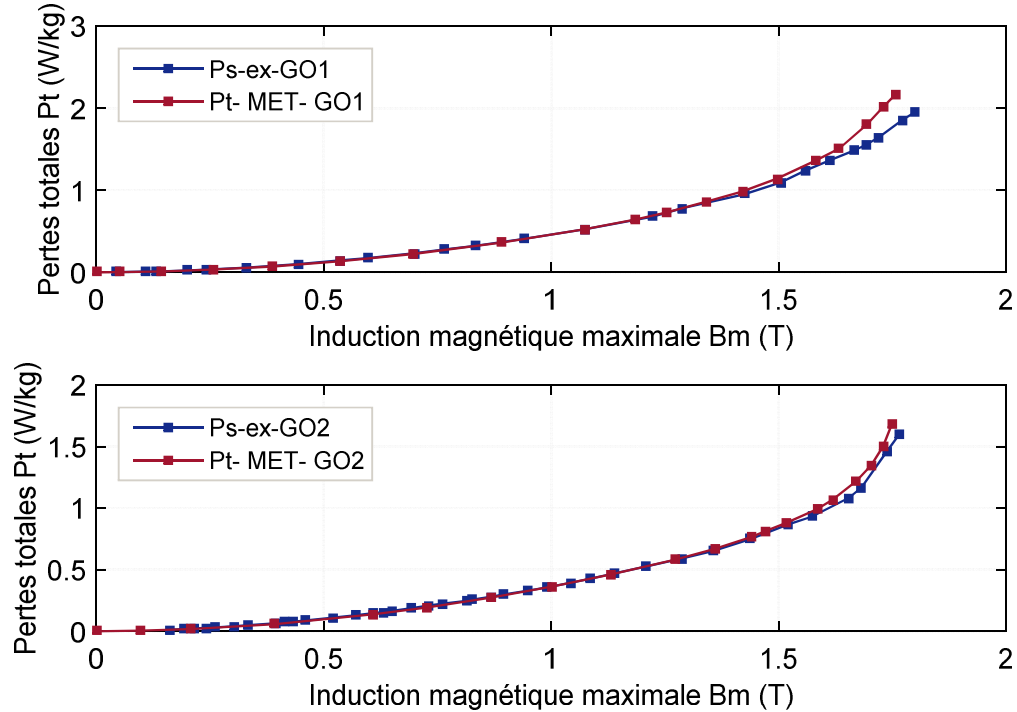


**Fig. IV.12.** Résultats de simulation pour  $B_m=1.6T$  à 50Hz de l'échantillon de tôles GO1.

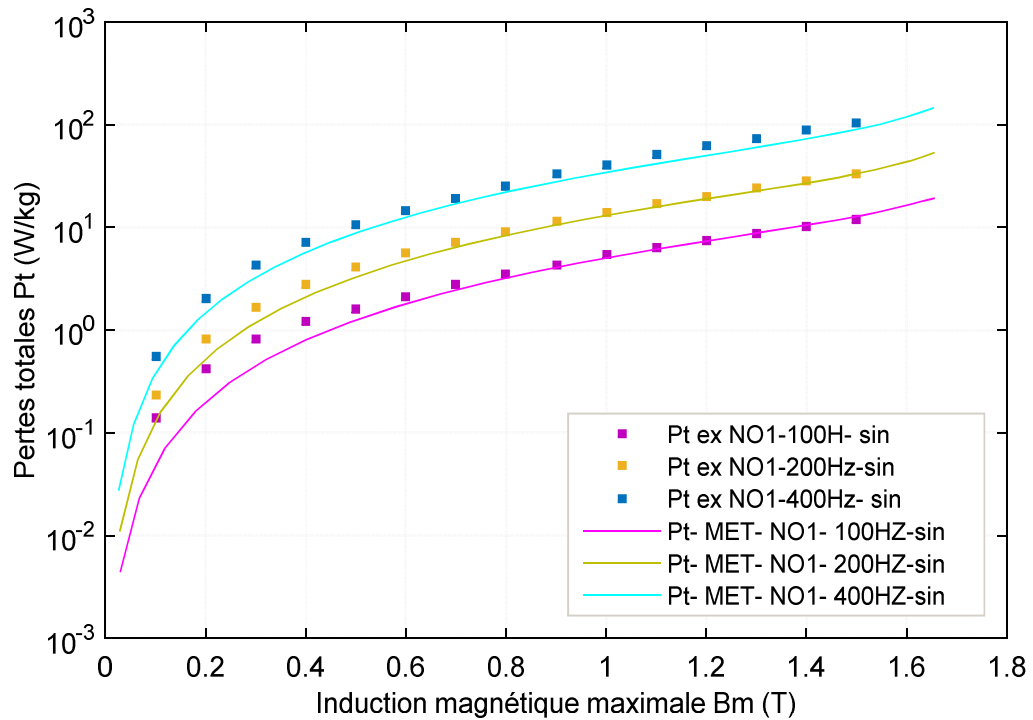
Pour la validation du modèle MET en champ sinusoïdal, une comparaison des pertes totales expérimentales et les pertes totales simulées à une fréquence sinusoïdale de 50 Hz pour les échantillons de tôles NO et GO est faite et donnée respectivement dans les figures IV.13 et IV.14. Les pertes totales obtenues pour des fréquences sinusoïdales de 100, 200 et de 400 Hz sont comparées aux pertes totales expérimentales obtenues pour l'échantillon de tôles NO1 dans la figure (IV.15).



**Fig. IV.13.** Pertes totales expérimentales et simulées avec le modèle MET pour les échantillons de tôles NO.



**Fig. IV.14.** Pertes totales expérimentales et simulées avec le modèle MET pour les échantillons de tôles GO.



**Fig. IV.15.** Pertes totales simulées pour différentes fréquences sinusoïdales comparées aux pertes expérimentales pour l'échantillon de tôles NO1.

#### IV.2.5.2.2. Etude des pertes en champ non- sinusoïdal

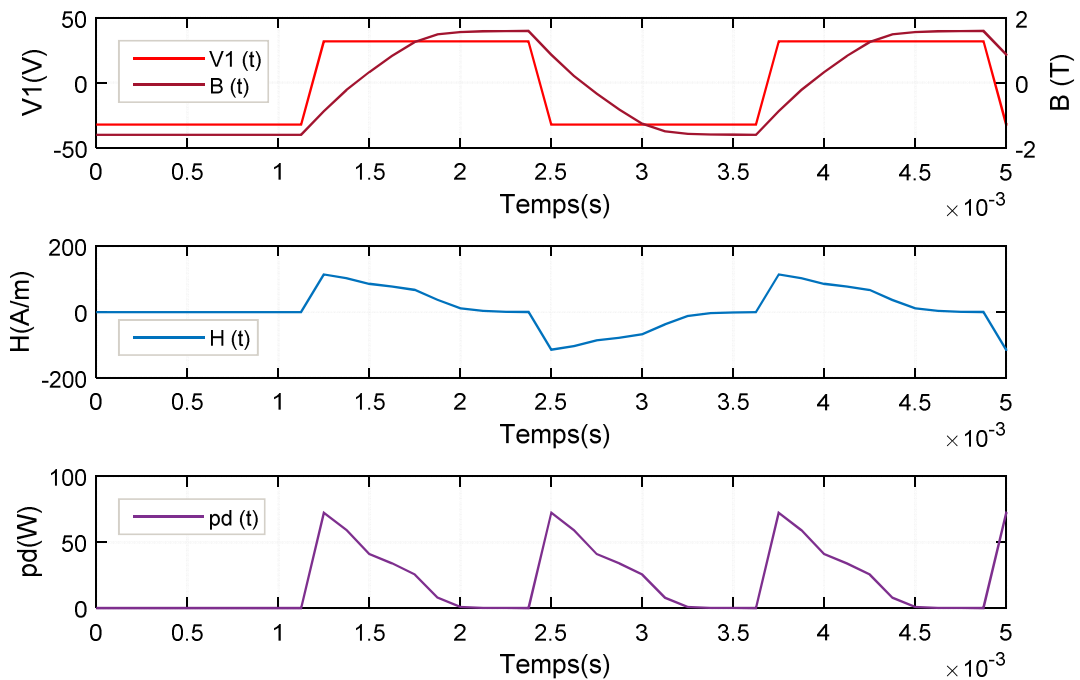
Pour mener à bien la comparaison des pertes déterminées en champ sinusoïdal et non-sinusoïdal en utilisant le modèle MET, nous avons sélectionné des formes d'ondes représentatives des conditions de fonctionnement du matériau dans les différentes régions d'une machine électrique.

Dans la première partie, nous avons choisi d'imposer au matériau une forme d'induction  $B(t)$  trapézoïdale de temps de montée  $\tau$  (c'est la durée de variation de l'induction entre ses limites  $-B_m$  et  $+B_m$ ). Cette forme d'onde est issue de l'étude des machines alimentées par convertisseurs statiques et qui travaillent le plus souvent à des fréquences de l'ordre de plusieurs centaines de hertz (le cas des machines tournantes et transformateurs alimentés par onduleur à MLI par exemple). En effet, imposer au matériau une induction trapézoïdale, revient à lui imposer une variation d'induction  $dB/dt$  constante et cela signifie aussi imposer aux parois de Bloch une vitesse moyenne constante entre deux points limites. Nous avons effectué notre étude dans le domaine s'étendant de 100 à 800Hz. Le temps de montée de

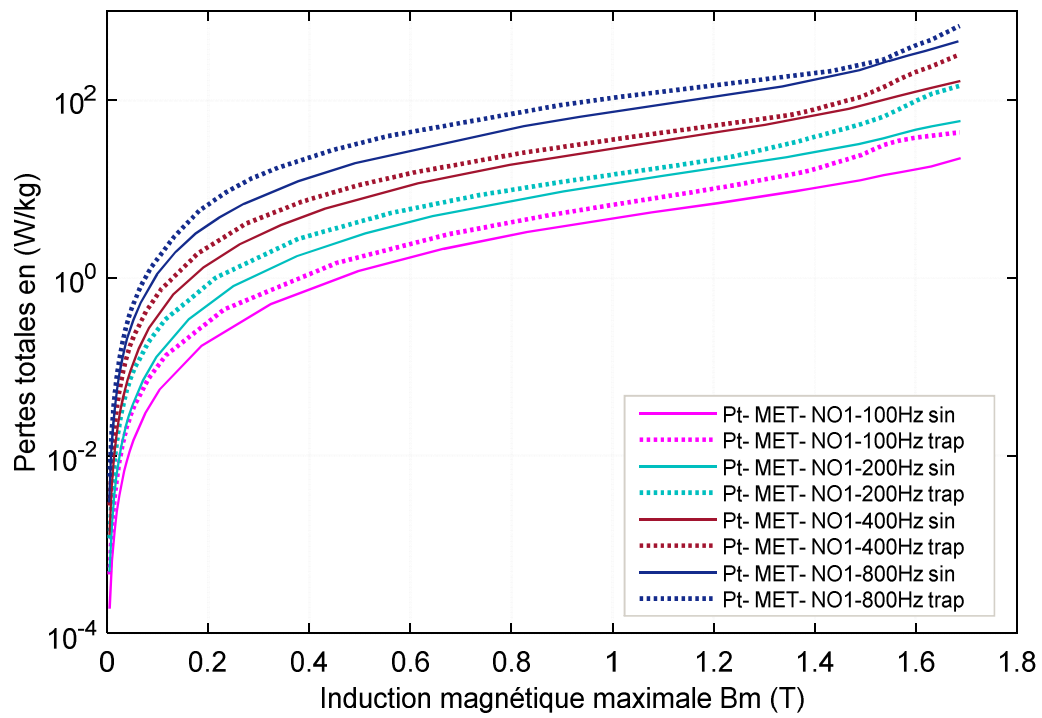
l'excitation imposée est de  $125 \mu\text{s}$ . Dans la deuxième partie, nous avons imposé au matériau des formes d'ondes sinusoïdales superposées avec des harmoniques impaires tels que l'harmonique 3 et 5 qui sont les plus prépondérants dans la forme de l'induction, afin de faire apparaître l'effet individuel de l'amplitude de ces harmoniques sur les pertes.

#### a. Etude des pertes sous une excitation trapézoïdale

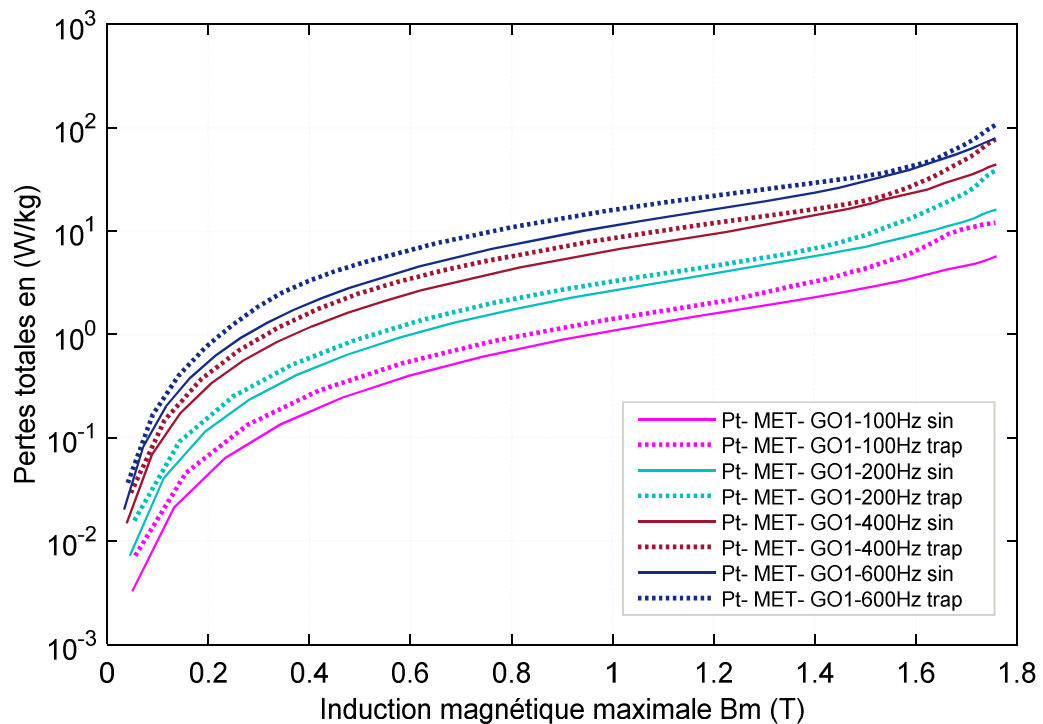
Les figure (IV.16) montre l'induction magnétique trapézoïdale, le champ magnétique et les pertes dynamiques générées à 400Hz trapézoïdale ( $\tau = 125\mu\text{s}$ ) et à une induction magnétique maximale de 1.6T pour l'échantillon de tôles GO1. Les figures (IV.17 et IV.18) rapportent respectivement les pertes totales générées à différents niveaux de fréquences trapézoïdales et sinusoïdales pour les deux échantillons de tôles NO1 et GO1.



**Fig. IV.16.** Résultats de simulation à 400Hz trapézoïdale ( $\tau = 125\mu\text{s}$ ) et  $B_m=1.6\text{T}$  de l'échantillon de tôles GO1.



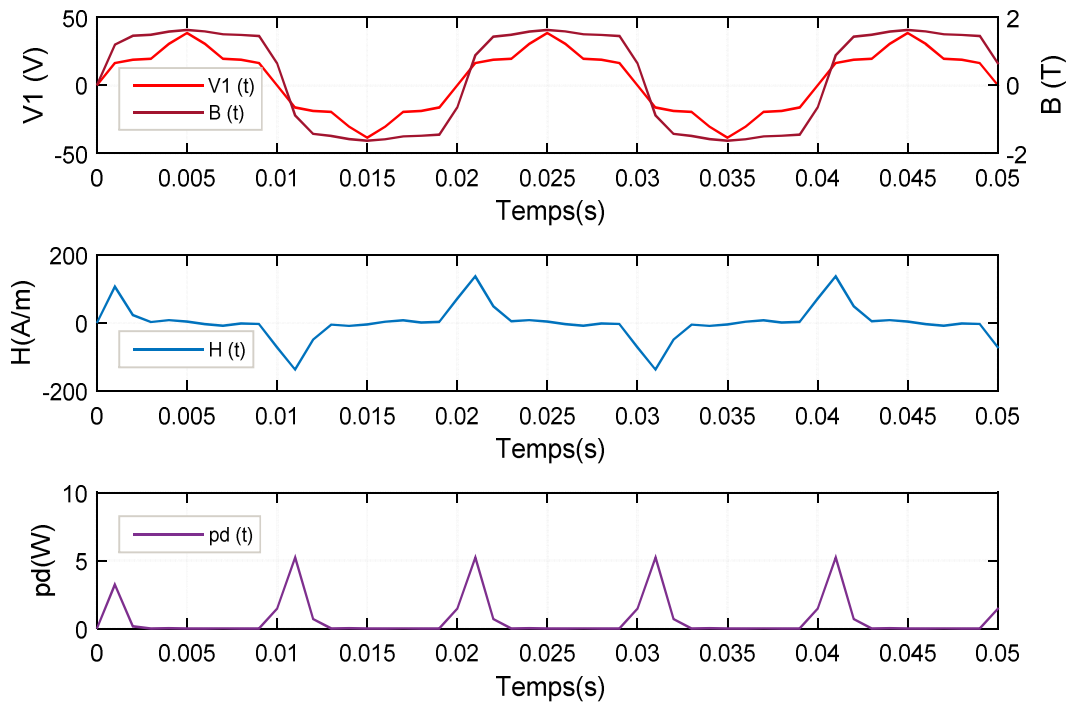
**Fig. IV.17.** Pertes totales pour différents niveaux de fréquences sinusoïdales et trapézoïdales ( $\tau = 125\mu s$ ) de l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV.18.** Pertes totales pour différents niveaux de fréquences sinusoïdales et trapézoïdales ( $\tau = 125\mu s$ ) de l'échantillon de tôles GO1.

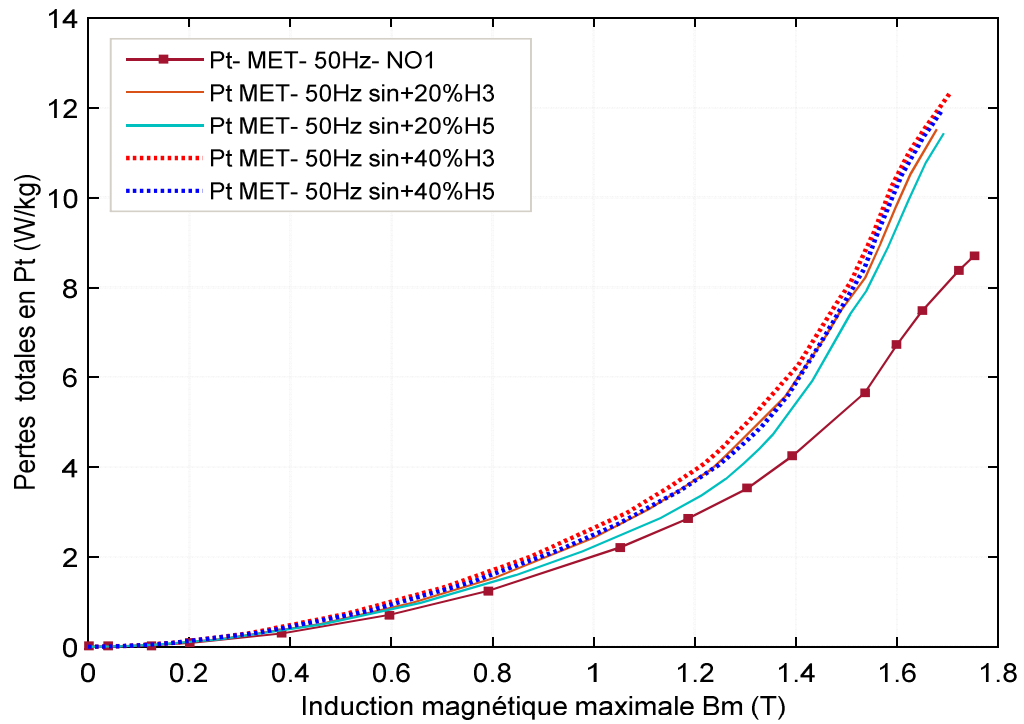
### b. Etude des pertes sous une excitation sinusoïdale superposée avec des composantes harmoniques

La figure (IV.19) rapporte l'excitation sinusoïdale de 50Hz superposée avec 20% de l'harmonique 5 et l'induction magnétique résultante pour l'échantillon de tôles GO1. Dans ces conditions d'excitation, l'induction magnétique n'est plus sinusoïdale. Les pertes simulées pour différents pourcentages en amplitude par rapport au fondamental des harmoniques 3 et 5 pour les deux échantillons de tôles NO1 et GO1 sont respectivement données dans les figures (IV.20 et IV.21).

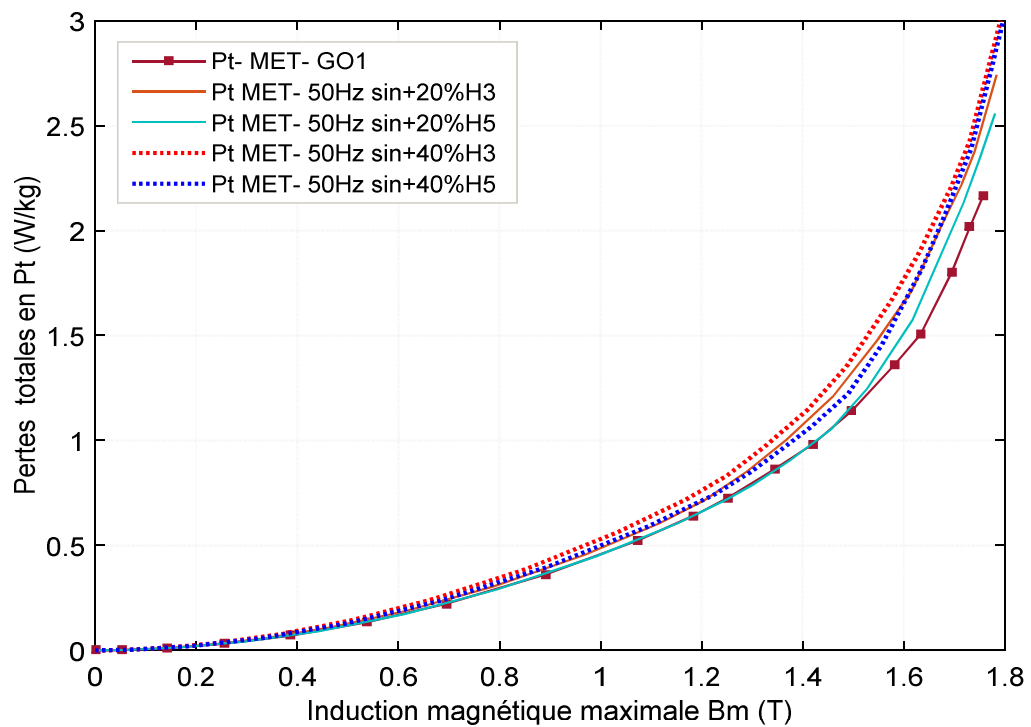


**Fig. IV.19.** Résultats de simulation pour une excitation sinusoïdale avec 20% de  $H_5$  et  $B_m = 1.6T$  pour l'échantillon de tôles GO1.





**Fig. IV.20.** Effet de l'introduction individuelle de H3 et H5 en amplitude sur l'échantillon NO1.



**Fig. IV.21.** Effet de l'introduction individuelle de H3 et H5 en amplitude sur l'échantillon GO1.

#### IV.2.5.2.3 Discussion des résultats de simulation

Le modèle MET nous a permis de modéliser facilement les deux types d'échantillons de tôles ferromagnétiques (les tôles GO et NO) et de prédire ainsi, leur comportement en champ dynamique sinusoïdal et non sinusoïdal. Les résultats expérimentaux que nous avons pu obtenir, confirment son exactitude et sa fiabilité. En champ sinusoïdal, les pertes magnétiques déterminées en utilisant MET sont plus importantes en fonction de l'induction et en augmentant la fréquence d'excitation. Ces pertes se concordent parfaitement avec les pertes magnétiques expérimentales obtenues pour les échantillons de tôles NO et GO. En champ non sinusoïdal, nous avons étudié l'effet d'une induction trapézoïdale et l'effet de la présence individuelle des harmoniques impairs tels que les harmoniques 3 et 5 dans la forme de l'induction magnétique sur les pertes. Nous avons présenté les résultats de simulation effectués pour les deux échantillons de tôles NO1 et GO1.

En régime trapézoïdal, les pertes magnétiques obtenues pour les deux types de tôles NO et GO sont plus importantes que celles du régime sinusoïdal et augmentent avec la fréquence d'excitation. Pour un temps de montée de l'ordre de  $125\mu\text{S}$ , ces pertes sont plus importantes aux grandes inductions magnétiques maximales qui dépassent 1T pour NO1 et 1.6T pour GO1. Au dessous de ces inductions magnétiques maximales, les pertes obtenues se rapprochent de celles obtenues en champ sinusoïdal. La différence entre les pertes trapézoïdales et sinusoïdales est plus importante pour l'échantillon NO1 que pour GO1. Pour une induction magnétique maximale de 1.5T et à une fréquence de 400HZ par exemple, les pertes sinusoïdales et trapézoïdales se trouvent entre 118.7 et 195.2 W/kg pour NO1 et entre 30.23 et 34.4 W/kg pour GO1.

Dans le cas de la présence des harmoniques 3 et 5, pour les deux échantillons NO1 et GO1, les pertes augmentent avec le pourcentage de l'harmonique et l'induction magnétique et sont plus importantes aux grandes inductions magnétiques maximales. Ces pertes sont plus importantes avec l'harmonique 3. En prenant par exemple l'excitation à 20% de l'harmonique 3, l'augmentation relative des pertes

des tôles GO1 peut être évaluée à 23% aux grandes inductions magnétiques maximales. Pour l'échantillon de tôles NO1 cette augmentation est évaluée 55%. Les résultats obtenus confirment que la forme d'onde de l'induction est un paramètre important qui doit-être pris en considération dans le fonctionnement de tout circuit magnétique.

### **IV.3. MODELES NUMERIQUES DE PREDICTION DES PERTES EN CHAMP DYNAMIQUE ET TOURNANT**

IL s'agit à présent de modéliser le comportement des dispositifs de caractérisation des tôles ferromagnétiques, afin de prédire le comportement de ces matériaux lorsqu'ils entrent dans la constitution de systèmes à géométrie complexe comme les machines. Pour cela nous disposons de deux séries de relations qui lient les grandeurs représentatives du système. D'une part les équations de Maxwell qui décrivent les interactions générales entre les grandeurs caractéristiques  $H$  (champ magnétique),  $B$  (induction magnétique),  $E$  (champ électrique) et  $D$  (induction électrique) et les relations locales qui dépendent du milieu et qui lient  $B$  et  $H$  ainsi que  $D$  et  $E$ . A ces relations il faut ajouter la connaissance des sources, courants et charges, qui entrent dans les différentes relations évoquées ci-dessus. La résolution des équations permet de connaître la répartition des différentes grandeurs dans l'espace et le temps et ainsi, de prédire le comportement du système. Cependant la complexité du problème à traiter nécessite de faire appel à des techniques de résolutions numériques pour obtenir une approximation de cette répartition. L'objet de cette partie du travail est d'expliquer comment nous allons utiliser ces techniques pour aboutir au calcul des pertes d'un système magnétique. Nous allons utiliser le logiciel Maxwell 2D&3D qui utilise l'analyse à éléments finis pour la simulation et la résolution des systèmes de champs électromagnétiques en deux et trois dimensions, afin de déterminer les pertes magnétiques.

Dans un premier temps nous donnons une rapide description de la méthode de résolution à éléments finis utilisée pour les équations de Maxwell afin d'évaluer les caractéristiques magnétiques, puis nous allons décrire les deux modèles de dispositifs de caractérisation réalisés pour la prédiction des pertes soit, en champ

alternatif dynamique ou tournant. Ensuite nous nous consacrerons à l'analyse des pertes déterminées à l'aide de ces modèles et la validation expérimentale. Finalement, nous nous donnons comme objectif de déterminer les pertes magnétiques pour différentes formes d'inductions magnétiques et pour différentes fréquences d'excitation à l'aide de ces modèles. Ceci dans l'objectif de définir des critères de validité de ces modèles.

### IV.3.1. Analyse à éléments finis (FEA) des caractéristiques magnétiques

Les systèmes que nous venons d'étudier fonctionnent à des fréquences industrielles, ce qui permet de se placer dans les conditions des régimes quasi stationnaires. Dans ce cas, les répartitions temporelle et spatiale des champs électriques et magnétiques, peuvent être exprimées à l'aide des équations de Maxwell:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \nabla \times H = J \\ \nabla \cdot B = 0 \\ \nabla \cdot D = \rho \end{array} \right. \quad (IV.10)$$

A ces équations il faut ajouter les relations matérielles du milieu qui lient B et H ainsi que J (densité de courant) et E.

$$\left\{ \begin{array}{l} B = \mu H \\ J = \sigma E \end{array} \right. \quad (IV.11)$$

Ces équations sont, en général, combinées puis transformées pour obtenir une équation à variable unique. On emploie classiquement les formulations potentiels. Dans notre cas, Le vecteur potentiel magnétique A est adopté pour la simulation de la distribution du champ magnétique H et de l'induction magnétique B. La conservation de l'induction permet d'écrire que le champ d'induction B dérive d'un potentiel vecteur A, par la relation de l'équation (IV.12).

$$B = \nabla \times A \quad (IV.12)$$

Puis en combinant les équations pour ne conserver que la variable A, on obtient l'équation (IV.13).

$$\nabla \times \nu(\nabla \times A) + \sigma \frac{\partial A}{\partial t} = J_s \quad (\text{IV.13})$$

Où  $\nu$  est la réluctance magnétique et  $J_s$  est la densité de courant de source.

La résolution éléments finis est appliquée à l'équation (IV.13). Ainsi, on aura la distribution de l'induction magnétique  $B$  et du champ magnétique  $H$ .

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

Les géométries des modèles réalisées sont construites et modélisées sous Maxwell 3D qui utilise l'analyse à éléments finis pour évaluer la distribution du flux magnétique dans le noyau. Maxwell 3D nous permet donc, la résolution de l'équation (IV.13). Il prend en considération la non linéarité du matériau ferromagnétique en se basant sur ses données expérimentales comme la courbe d'aimantation dynamique  $B(H)$  et la courbe des pertes magnétiques spécifiques  $P(B)$  du matériau, déterminées à une fréquence d'excitation sinusoïdale donnée. Afin de réduire les pertes par courants de Foucault, le noyau magnétique est feuilleté. Les tôles sont assemblées avec un facteur de remplissage suivant une direction d'empilement. De cette manière Maxwell peut considérer une anisotropie globale avec deux orientations, une dans le plan de la tôle et l'autre dans la direction perpendiculaire correspondante.

Pour le calcul des pertes magnétiques totales, il propose la méthode de séparation de pertes en trois contributions déjà donnée dans l'équation (IV.3) correspondant au modèle M2 que nous avons présenté dans la section IV.2.2.

Les trois coefficients  $k_h$ ,  $k_c$  et  $k_e$  sont déterminées en introduisant la courbe d'aimantation  $B(H)$ , la courbe des pertes magnétiques spécifiques  $P(B)$  à une fréquence d'excitation  $f_0$  et les caractéristiques physiques de la tôle étudiée (l'épaisseur, la masse volumique et la conductivité électrique) dans le post-processing.

Le coefficient des pertes classiques est évalué par  $k_c = \pi^2 \sigma e^2 / \rho$ . Le coefficient des pertes par hystérésis  $k_h$  et le coefficient des pertes en excès sont évalués à partir de deux coefficients  $k_1$  et  $k_2$  et sont donnés dans l'équation (IV.14).

$$k_h = \frac{k_1 - k_c f_0^2}{f_0} \quad \text{et} \quad k_e = \frac{k_2}{f_0^{1.5}} \quad (\text{IV. 14})$$

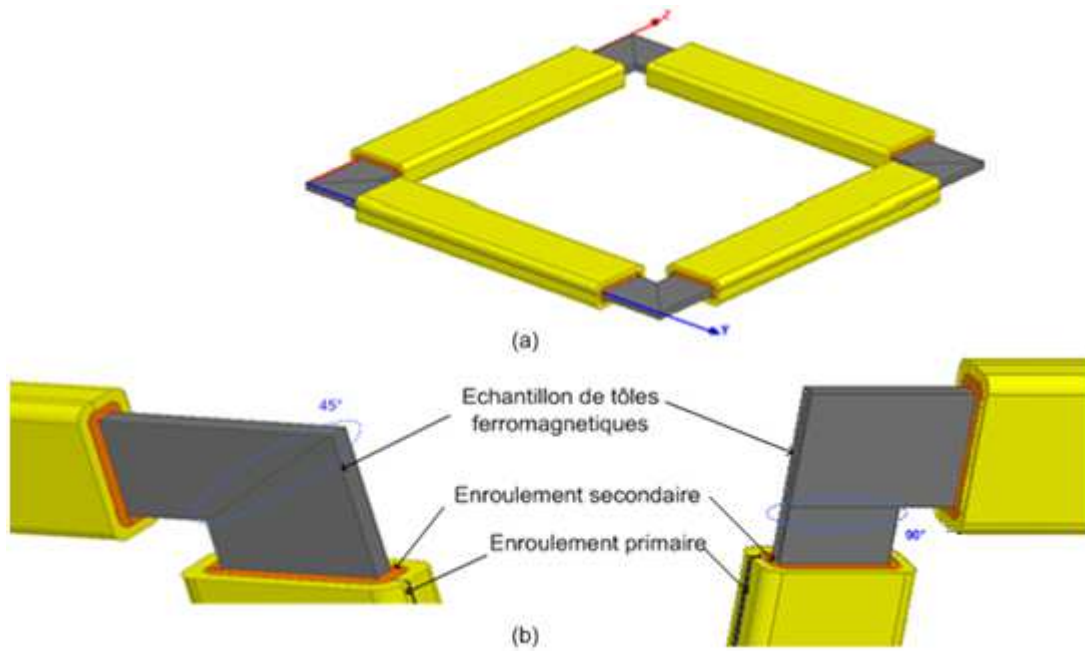
Où  $k_1$  et  $k_2$  sont obtenus en minimisant la forme quadratique illustrée dans l'équation (IV.15).

$$err(k_1, k_2) = \sum_i [P_i - (k_1 B_{mi}^2 + k_2 B_{mi}^{1.5})]^2 = \min \quad (\text{IV. 15})$$

Où  $i$  est chaque entité dans la courbe  $P(B)$ .

### IV.3.2. Modèle en champ alternatif unidirectionnel: Modèle 3D du Cadre d'Epstein modifié (MEM)

Le modèle MEM est un cadre d'Epstein modifié et amélioré, qui est réalisé afin d'analyser et de prédire le comportement des tôles ferromagnétiques en champ alternatif unidirectionnel. MEM permet une caractérisation facile du matériau ferromagnétique, il est réalisé et construit en concordance avec les dimensions du cadre d'Epstein standard de 25cm à 700 spires, bien décrit dans le chapitre I (section I.9). La géométrie du MEM (illustrée dans la figure IV.22) est réalisée avec deux types d'assemblage de tôles, un assemblage à 45° et un assemblage à 90°.

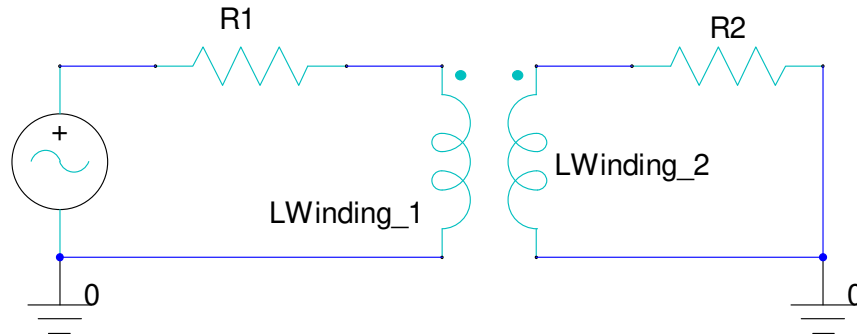


**Fig. IV.22.** Géométrie du MEM (a) en 3D et son zoom (b).

La géométrie du MEM est plus proche des géométries rencontrées dans les machines électriques (transformateurs et moteurs). MEM est réalisé avec des tôles dont les côtés sont découpés, soit avec un angle de  $45^\circ$  ou avec un angle de  $90^\circ$  et contrairement au cadre d'Epstein standard, ces tôles sont assemblées sans double de section aux coins du cadre. Cette méthode est inspirée des méthodes adoptées pour le lissage de la distribution du flux dans les larges transformateurs de puissance par exemple. Avec MEM nous avons donc réglé le problème de la superposition (le chevauchement) des tôles dans les coins du cadre (le cas du cadre d'Epstein standard). Par conséquent, l'induction magnétique est moins distordue dans les coins. Dans ce cas, on s'attend bien à avoir des pertes réduites avec ce modèle par rapport aux pertes expérimentales obtenues avec le cadre d'Epstein standard.

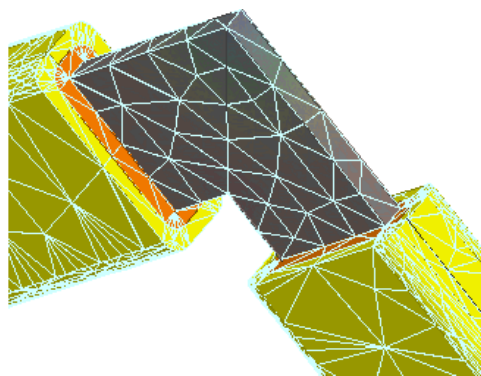
Pour le noyau du cadre MEM, les tôles sont assemblées avec un facteur de remplissage suivant le type des tôles (déjà donné dans le tableau III.1) et une direction d'empilement. Les enroulements primaire et secondaire sont définis avec leurs nombre de spires et leurs sections droites. En effet, chacun des enroulements primaire et secondaire est constitué de quatre enroulements qui sont connectés en

série et chaque enroulement comporte le quart du nombre total de spires ( $n_s=175$ ). L'enroulement primaire est excité avec une tension variable, en utilisant un circuit d'excitation extérieur, représenté dans la figure IV.23. L'enroulement secondaire sera ainsi, le siège d'une tension induite.



**Fig. IV.23.** Circuit d'excitation extérieur.

Le cadre est plongé dans une boîte d'air. Le maillage de la partie modélisée (cadre + boîte d'air) comporte 63890 éléments pour MEM - 45° et 61885 éléments pour MEM - 90°. Le maillage d'une partie du cadre MEM - 45° est illustré dans (figure IV.24). Nous avons choisi la solution du modèle transitoire, la tension d'excitation est variable. Les conditions aux limites sont définies à la surface de la boîte d'air; le flux est tangentiel à la surface.



**Fig. IV.24.** Zoom du maillage d'une partie du cadre MEM à 45°.

Le champ magnétique  $H(t)$  est déterminé au primaire du modèle du cadre MEM, en utilisant la loi d'Ampère. L'induction magnétique est obtenue à partir du flux  $\Phi(t)$  induit dans l'enroulement secondaire en utilisant la loi de Faraday.  $H$  et  $B$



sont respectivement donnés dans les équations (IV.16 et IV.17). Ces grandeurs sont aussi générées à la surface du noyau du cadre.

$$H(t) = \frac{N_p}{l_m} i_p(t) \quad (IV. 16)$$

$$B(t) = N_s S \Phi(t) \quad (IV. 17)$$

Où  $N_p$ ,  $N_s$  sont respectivement le nombre de spires primaire et secondaire,  $l_m$  est la longueur moyenne du noyau magnétique ( $l_m$  égale à 1m, 0.94m respectivement pour MEM-45° et MEM- 90°) et  $S$  la section du noyau magnétique.

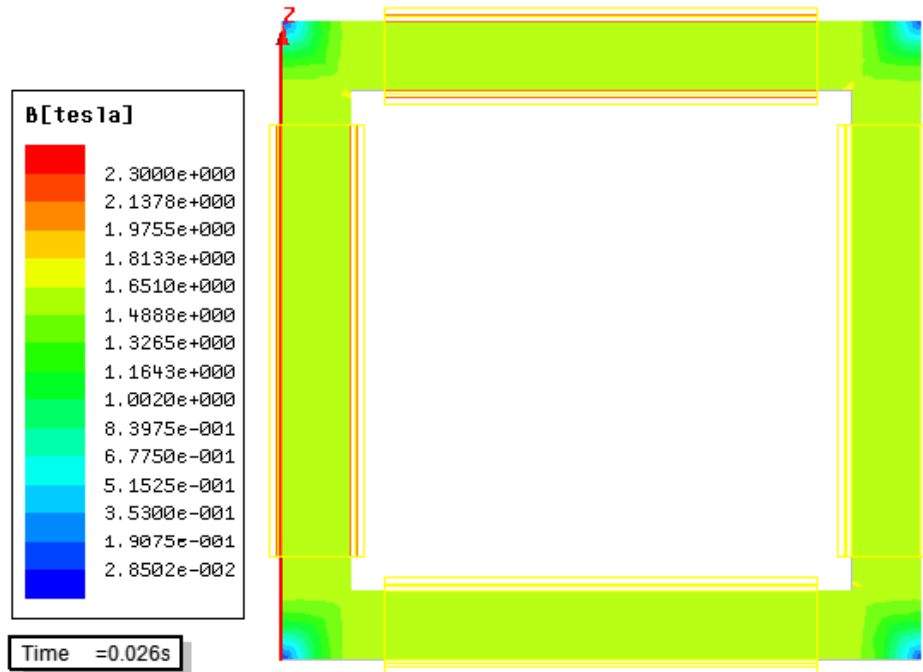
En champ sinusoïdal, les pertes magnétiques spécifiques sont déterminées par la valeur moyenne des pertes dans le noyau et sont données en W/kg dans l'équation (IV. 18). Ces pertes sont aussi générées à la surface du noyau magnétique du cadre.

$$P_s(t) = \frac{1}{m_a T} \int_0^T p(t) dt \quad (IV. 18)$$

Où  $m_a$  représente la masse active du noyau magnétique déterminée à partir de sa masse volumique et son volume.  $T$  est la période d'excitation.

#### IV.3.2. 1. Validation des résultats de simulation en champ sinusoïdal

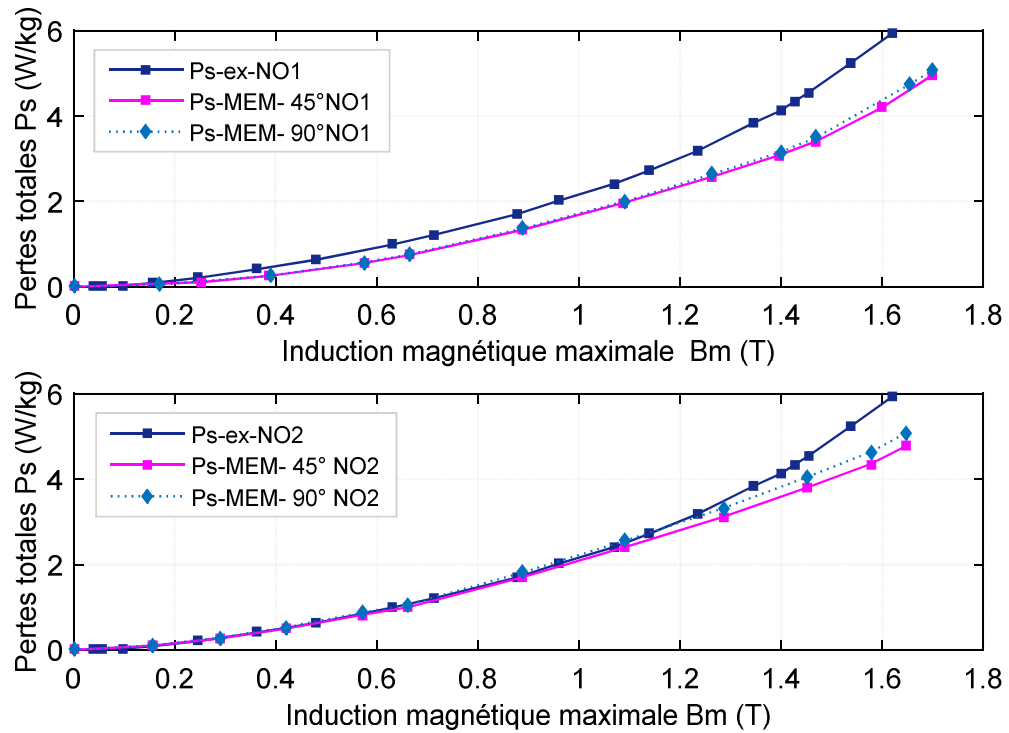
La distribution de l'induction magnétique homogène obtenue à la surface du noyau du modèle du cadre MEM-45° pour une induction magnétique maximale de 1.65T et à une fréquence de 50Hz de l'échantillon de tôles GO1, est donnée dans la figure IV. 25.



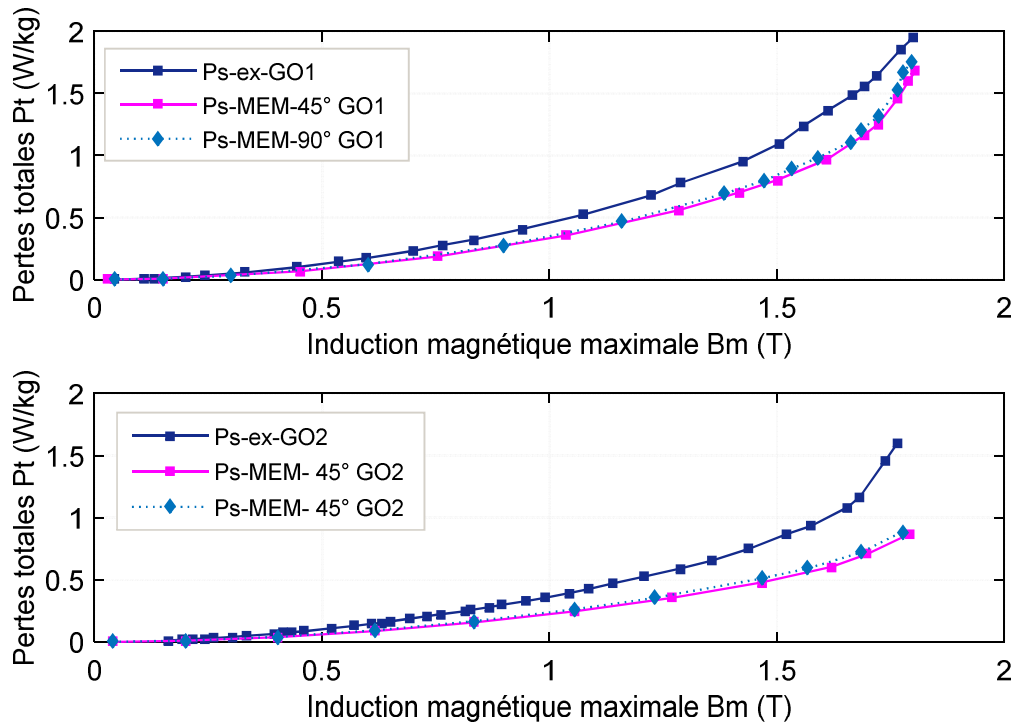
**Fig. IV.25.** Distribution de l'induction magnétique obtenue à  $B_m=1.65T$  et à 50Hz pour l'échantillon de tôles GO1.

Les pertes magnétiques totales obtenues avec MEM pour les échantillons de tôles NO et GO sont données respectivement dans les figures (IV.26 et IV.27).

Les pertes spécifiques obtenues avec les deux dispositifs du cadre MEM sont effectivement réduites par rapport aux pertes expérimentales obtenues avec le cadre d'Epstein standard et ces pertes sont plus réduites avec le cadre MEM-  $45^\circ$  qu'avec le cadre MEM-  $90^\circ$ . C'est bien ce qu'on constate dans les figures (IV.26 et IV.27). Dans la suite de cette partie du travail, nous allons présenter les résultats de simulation en champ sinusoïdal et non- sinusoïdal obtenus avec le cadre MEM -  $45^\circ$ .



**Fig. IV. 26.** Pertes totales expérimentales comparées aux pertes obtenues avec MEM à 50Hz pour les échantillons de tôles NO.



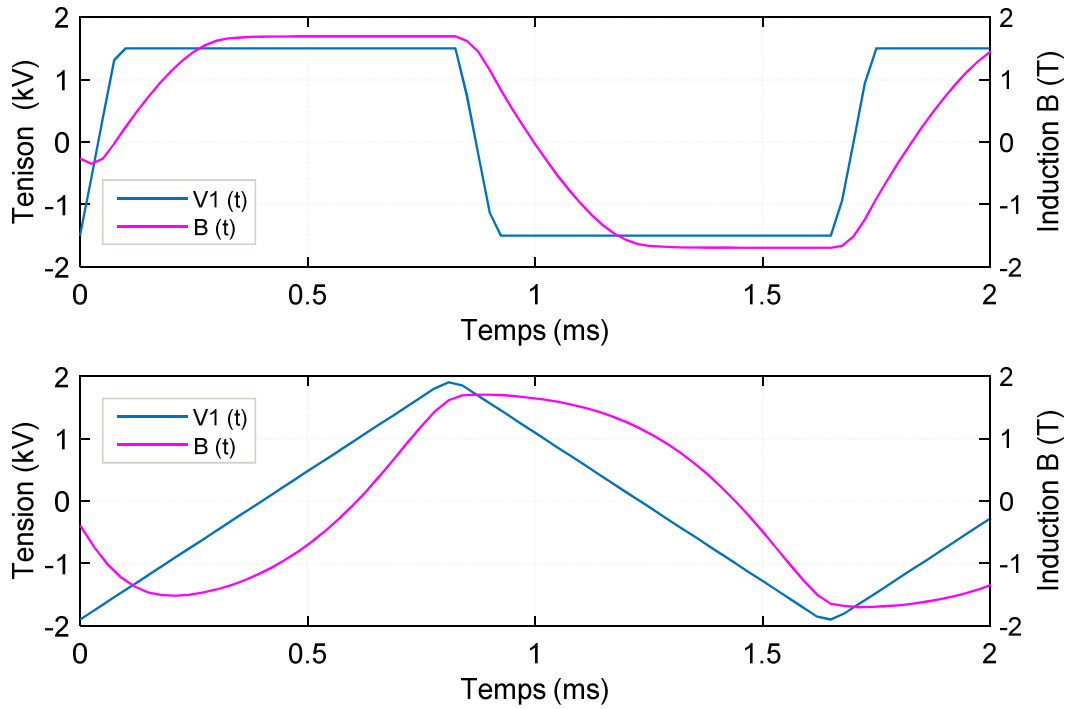
**Fig. IV. 27.** Pertes totales expérimentales comparées aux pertes obtenues avec MEM à 50Hz pour les échantillons de tôles GO.

#### **IV.3.2.2. Etude des pertes en champ sinusoïdal et non-sinusoïdal**

Comme pour le modèle précédent, et pour mener à bien la comparaison des pertes déterminées en champ sinusoïdal et non-sinusoïdal pour les échantillons de tôles NO et GO en utilisant le modèle MEM, nous avons sélectionné des formes d'ondes d'induction représentatives des conditions de fonctionnement du matériau dans les différentes régions des machines électriques.

##### **a. Etude des pertes sous une excitation trapézoïdale**

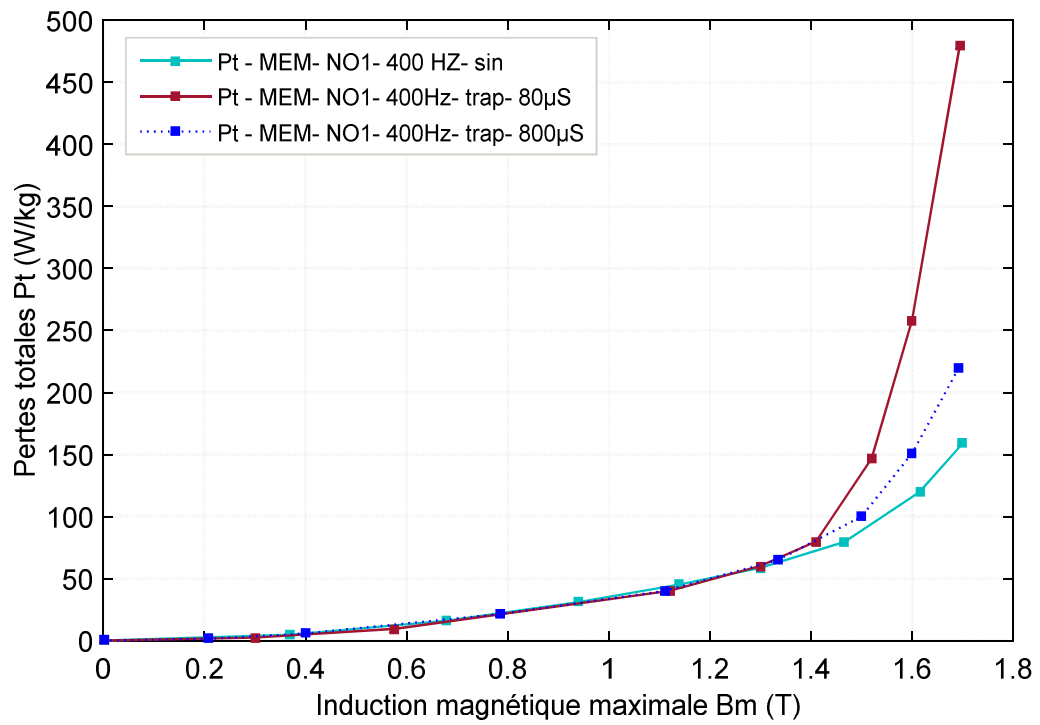
Dans cette partie, nous avons effectué notre étude à des fréquences de 400 et 600 Hz. Cette fois-ci, nous avons imposé au matériau une excitation trapézoïdale de temps de montées différents, un temps court qui est égal à  $80\text{ }\mu\text{s}$  et un temps long qui est égal à  $800\text{ }\mu\text{s}$ , afin de déceler l'effet du temps de montée  $\tau$  et donc de la forme de l'induction trapézoïdale sur les pertes. Ce sont ces temps de montées que nous jugeons raisonnables dans le cas des machines fonctionnant dans cette gamme de fréquence. L'induction magnétique résultante est donc de forme trapézoïdale et les pertes associées seront plus importantes. La figure IV.28 rapporte les excitations trapézoïdales de  $\tau = 80\text{ }\mu\text{s}$  et  $\tau = 800\text{ }\mu\text{s}$  à 600Hz appliquées au matériau et les inductions magnétiques trapézoïdales résultantes obtenues à une induction magnétique maximale de 1.7T de l'échantillon de tôles GO2.



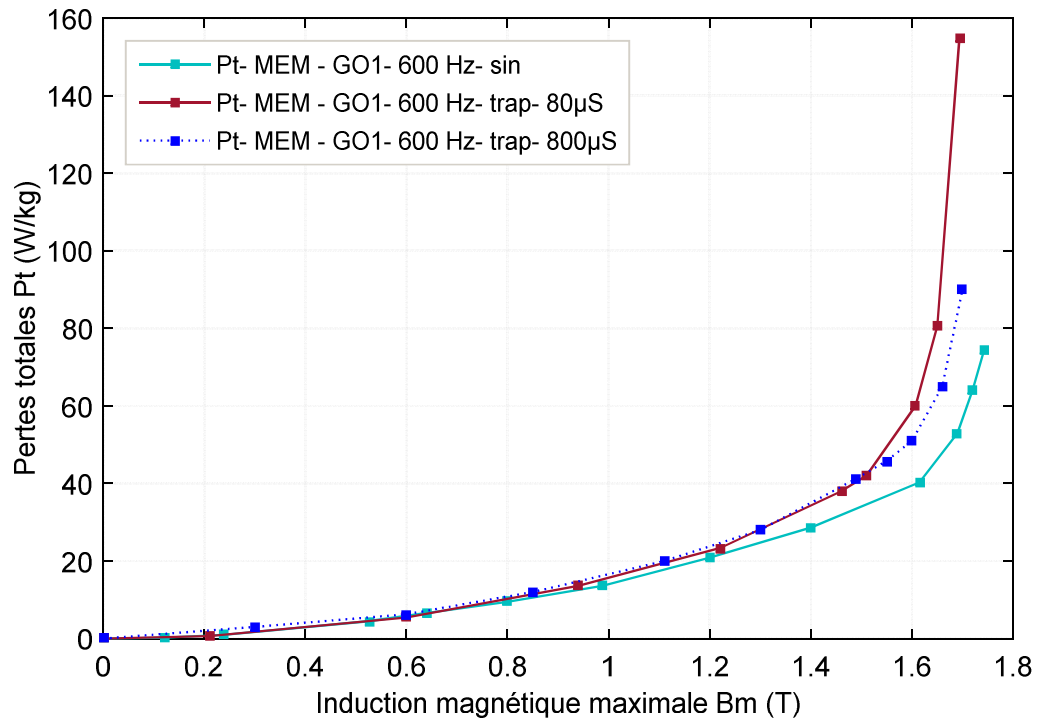
**Fig. IV. 28.** Excitations trapézoïdales de  $\tau = 80 \mu s$ ,  $\tau = 800 \mu s$  à  $f=600Hz$  et les inductions trapézoïdales résultantes à  $B_m=1.7T$  pour GO2.

Nous rapportons dans les figures IV.29 et IV.30 une comparaison des pertes totales obtenues sous des excitations sinusoïdales et trapézoïdales de temps de montées ( $\tau = 80$  et  $800 \mu s$ ), à  $400Hz$  et  $600 Hz$ , respectivement pour les deux échantillons de tôles NO1 et GO1. Les figures IV.31 et IV.32 nous montrent les cycles d'hystérésis dynamiques générés respectivement à une induction magnétique maximale de  $1.6T$  et  $1.7T$  pour les échantillons de tôles NO1 et GO2.

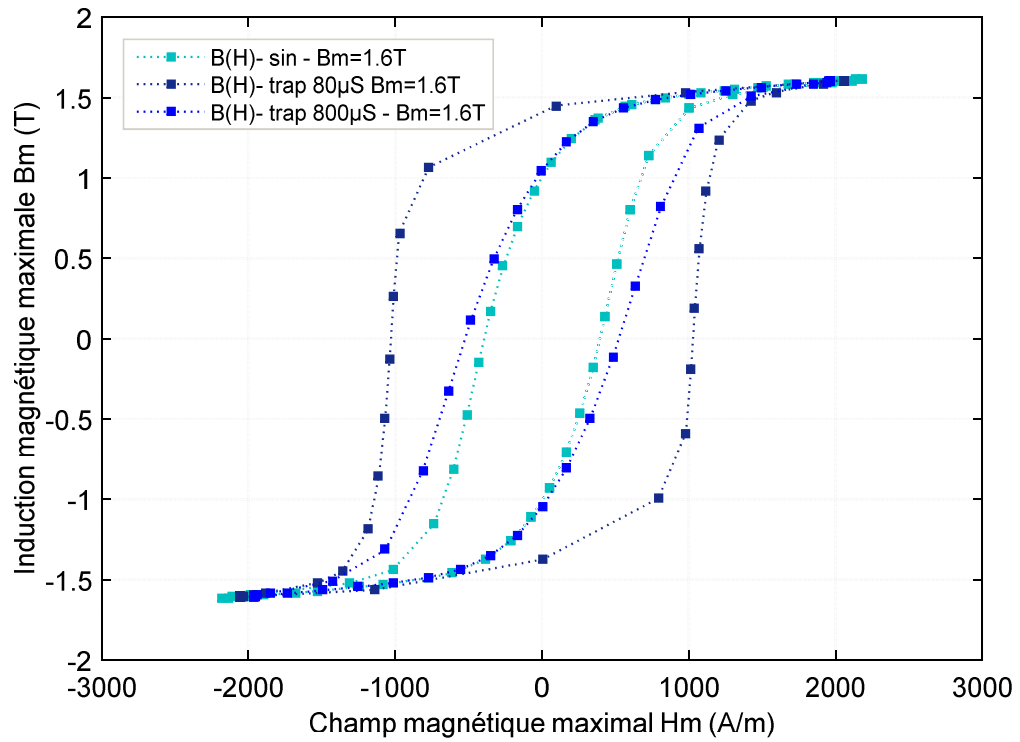
Dans le tableau IV.2, sont consignés les résultats de simulation de pertes spécifiques effectués sur les quatre échantillons de tôles, déterminées à des inductions magnétiques maximales  $1.5$ ,  $1.6$  et  $1.7T$  et respectivement à des fréquences  $400Hz$  et  $600Hz$  pour les échantillons NO et GO.



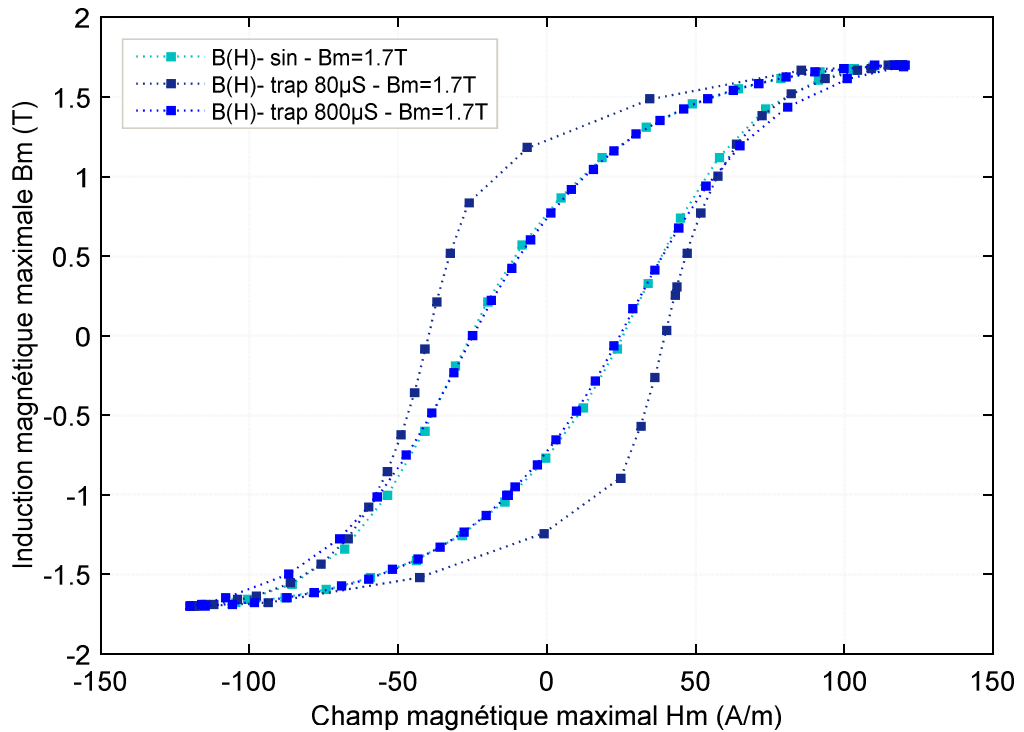
**Fig. IV. 29.** Comparaison des pertes totales sous une excitation de 400Hz sinusoïdale et trapézoïdale pour l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV. 30.** Comparaison des pertes totales sous des excitations sinusoïdale et trapézoïdale pour l'échantillon de tôles GO1.



**Fig. IV.31.** Cycles d'hystérésis dynamiques générés à  $B_m=1.6T$  / 400Hz trapézoïdale comparés au cycle d'hystérésis sinusoïdal pour l'échantillon NO1.



**Fig. IV. 32.** Cycles d'hystérésis dynamiques générés à  $B_m=1.7T$  / 600Hz trapézoïdale comparés au cycle d'hystérésis sinusoïdal de l'échantillon GO2.

**Tableau IV. 3:** Comparaison des pertes sinusoïdales et trapézoïdales.

| $\tau$ ( $\mu$ s)      | 80  |     |      | 800 |     |     | sinusoïdal |     |     |
|------------------------|-----|-----|------|-----|-----|-----|------------|-----|-----|
| B (T)                  | 1.5 | 1.6 | 1.7  | 1.5 | 1.6 | 1.7 | 1.5        | 1.6 | 1.7 |
| P (W/kg):<br>600Hz/GO1 | 42  | 60  | 155  | 41  | 51  | 90  | 33         | 39  | 58  |
| P (W/kg):<br>600Hz/GO2 | 33  | 39  | 55.4 | 32  | 38  | 48  | 29         | 35  | 41  |
| P (W/kg):<br>400Hz/NO1 | 128 | 258 | 479  | 100 | 151 | 220 | 76         | 96  | 135 |
| P (W/kg):<br>400Hz/NO2 | 121 | 177 | 392  | 113 | 141 | 298 | 100        | 133 | 159 |

### Discussion des résultats

En utilisant MEM, nous avons déterminé les pertes sur les quatre échantillons de tôles NO et GO, en maintenant pour B(t) une allure trapézoïdale. Les résultats obtenus diffèrent très sensiblement des résultats obtenus avec une forme d'onde sinusoïdale. En effet, pour un temps de montée court de l'induction de l'ordre de 80 $\mu$ s, on observe des pertes spécifiques très sensibles. Une comparaison avec les pertes en régime sinusoïdal montre que ces pertes sont 2 à 3 fois plus grandes pour les tôles NO1 et GO1, de 1.33 à 2.5 fois plus grandes pour les tôles NO2. Pour les tôles GO2, ces pertes sont de 1.1 à 1.35 fois plus grandes. On retrouve des pertes moins importantes avec un temps de montée long de 800 $\mu$ s pour les quatre échantillons de tôles. Ces pertes sont comparables à celles qu'on mesure en régime sinusoïdal à la même fréquence, l'allure du trapèze étant alors très voisine de la sinusoïde.

Imposer au matériau une induction trapézoïdale, revient à lui imposer une variation dB/dt constante. Donc à une valeur dB/dt donnée correspond un champ

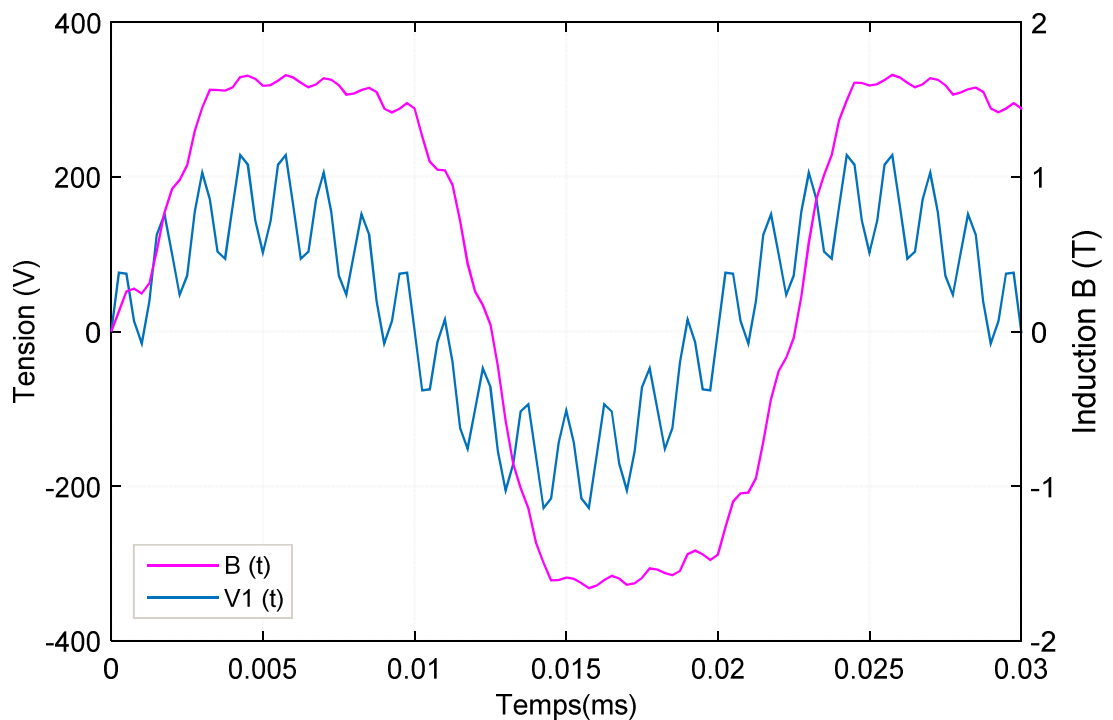


constant. En d'autres termes le cycle d'hystérésis dynamique doit toujours être d'allure rectangulaire. C'est bien ce qu'on constate effectivement (figures IV.31 et IV.32). Les cycles d'hystérésis obtenus en régime trapézoïdal à un temps de montée court diffèrent nettement de ceux qu'on observe en régime sinusoïdal. L'origine physique d'un tel phénomène, comme dans le cas d'une variation d'aimantation sinusoïdale, réside dans la disparition prématurée des parois les plus mobiles. Le fait de fixer  $dB/dt$  dans l'échantillon pourrait contribuer à maintenir sur la plus grande partie du cycle, une structure en domaines mieux définie qu'en régime sinusoïdal. On a vu combien il est difficile de modéliser le comportement dynamique des tôles ferromagnétiques. L'étude qu'on a réalisée sur le comportement des tôles en régime trapézoïdale a montré que pour une induction magnétique maximale donnée, les pertes magnétiques dépendent de la pente  $dB/dt$ . Il en est de même pour le cycle d'hystérésis dynamique du matériau. Le paramètre  $dB/dt$  est donc un paramètre déterminant pour le comportement du matériau. Ceci s'explique bien par le fait que les pertes sont engendrées localement par des variations de flux induit lors des déplacements de parois.

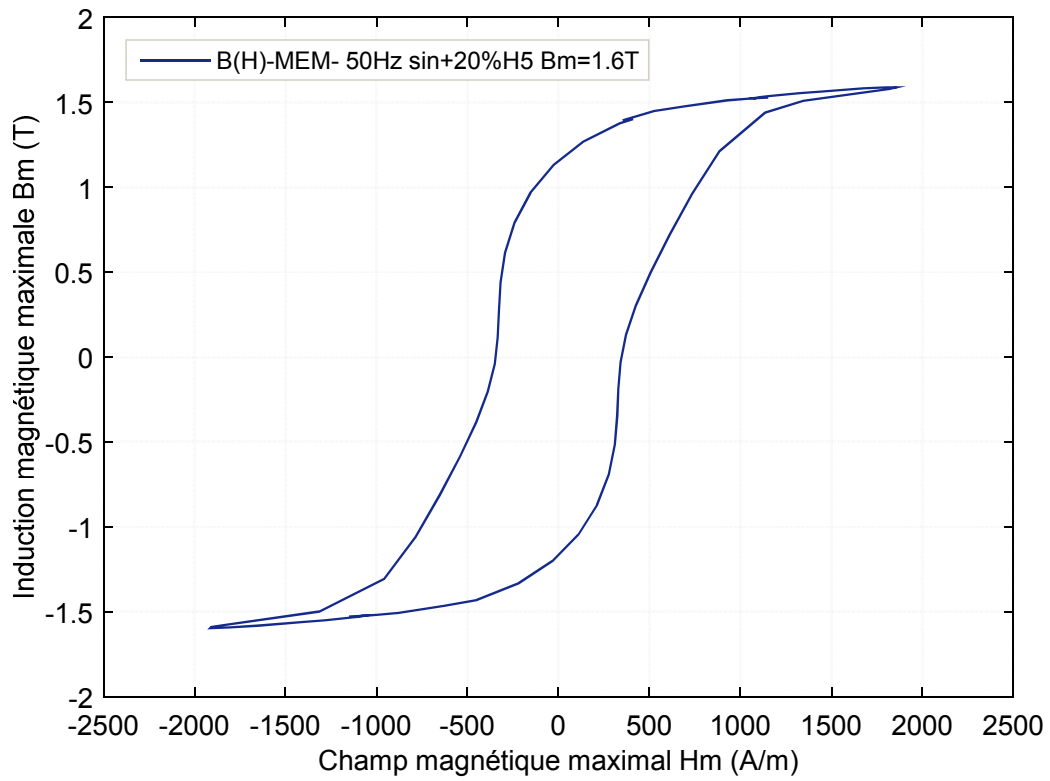
##### **b. Etude des pertes sous une excitation sinusoïdale superposée avec des composantes harmoniques**

L'utilisation d'alimentations dont le contenu harmonique est élevé a un impact négatif sur les pertes magnétiques. Les harmoniques les plus souvent présents dans les machines électriques comme nous l'avons déjà évoqué sont de rangs impairs. L'harmonique provoque une distorsion des formes d'ondes de l'induction et du champ magnétique. Ceci peut ajouter des boucles mineures au cycle majeur d'hystérésis avec des pourcentages élevés en harmoniques. Les pertes magnétiques augmentent alors dans le noyau. Le calcul de pertes sous Maxwell 3D et en utilisant MEM, ne tient pas en compte des pertes qui sont engendrées par les harmoniques. Par conséquent, les pertes spécifiques sous ces conditions d'excitation, seront déterminées à l'aide du modèle M3 de l'équation IV.5, précédemment décrit. De même, ces pertes peuvent être approximées par l'aire des cycles d'hystérésis dynamiques générés pour toute induction magnétique maximale.

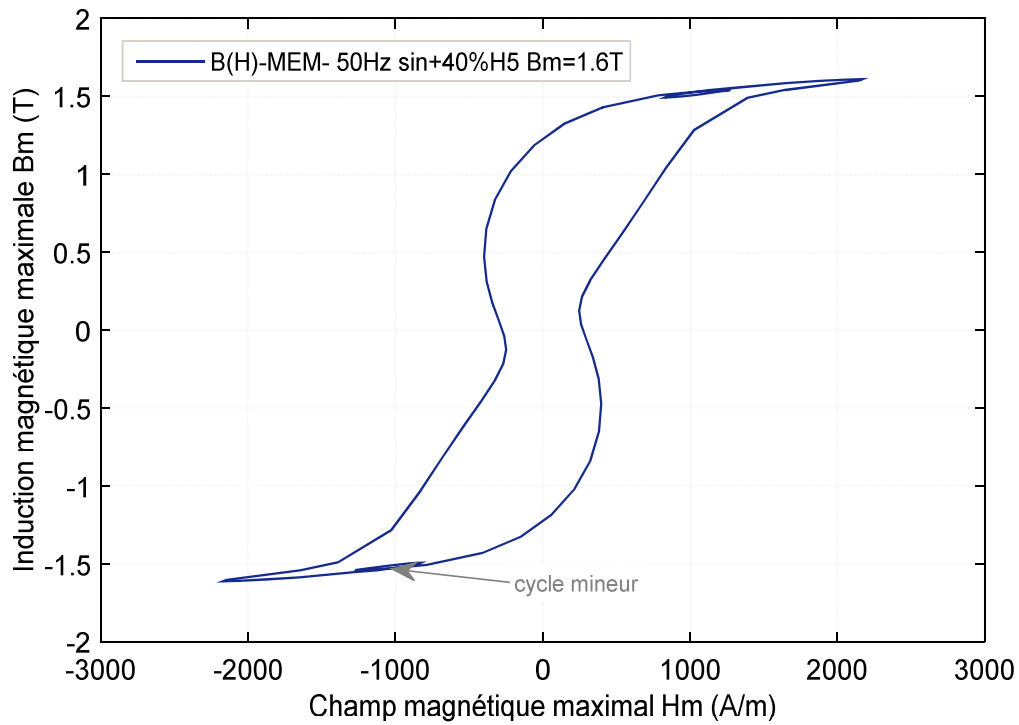
Dans cette partie et dans le but d'analyser et de prédire les pertes magnétiques sous ces conditions d'excitation et de déterminer l'effet des harmoniques sur les pertes, le matériau est sollicité avec des signaux arbitraires sinusoïdaux déformés avec les harmoniques impairs 3 et 5 les plus prépondérants dans la forme de l'induction magnétique et l'harmonique 15, souvent rencontré dans les machines tournantes. La figure IV.33 présente, l'induction magnétique distordue résultant d'une excitation sinusoïdale de 50Hz superposée avec 40% de l'harmonique 15 pour l'échantillon de tôle NO1. Les figures IV.34 à IV.36, rapportent les cycles d'hystérésis dynamiques générés à une induction magnétique maximale de 1.6T pour l'échantillon de tôle NO1 respectivement, avec une excitation sinusoïdale de 50Hz superposée à 20% de l'harmonique 5, une excitation sinusoïdale de 50Hz superposée à 40% de l'harmonique 5 et une excitation sinusoïdale de 50Hz superposée à 40% de l'harmonique 15. La figure IV.37 donne les pertes magnétiques totales déterminées pour l'échantillon de tôle NO1, respectivement avec une excitation sinusoïdale de 50Hz superposée à 20% de l'harmonique 3 et 5 et à 40% des harmoniques 5 et 15. Ces pertes sont comparées aux pertes sinusoïdales.



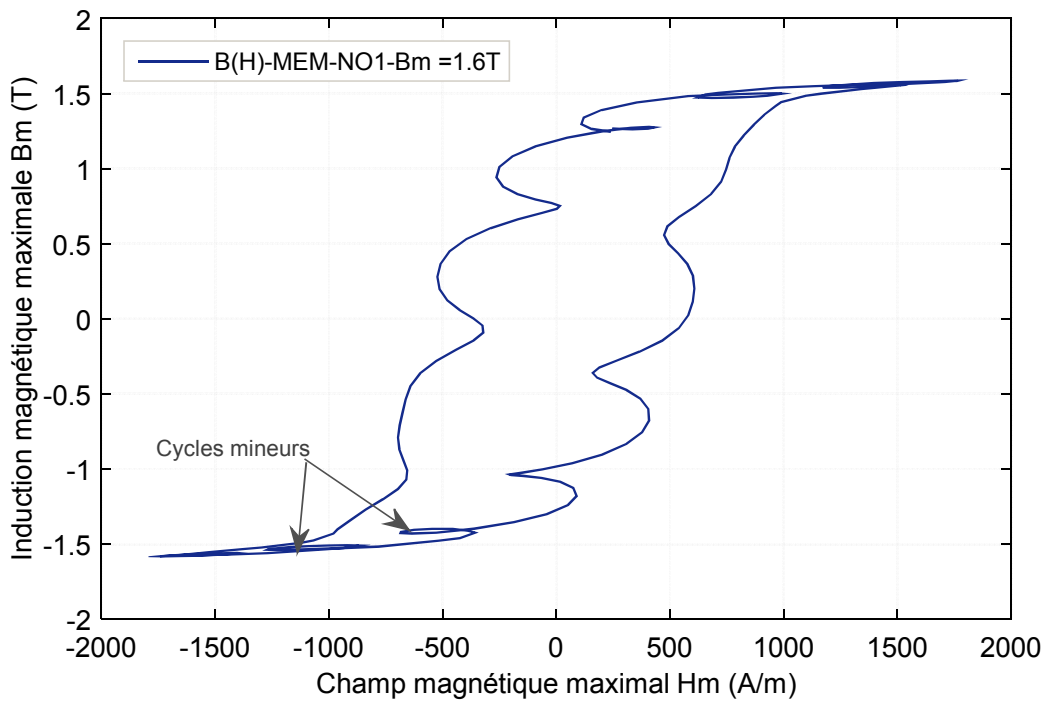
**Fig. IV.33.** Excitation (50Hz sinusoïdale + 40% H15) et l'induction résultante à  $B_m=1.66T$  pour l'échantillon de tôles NO1.



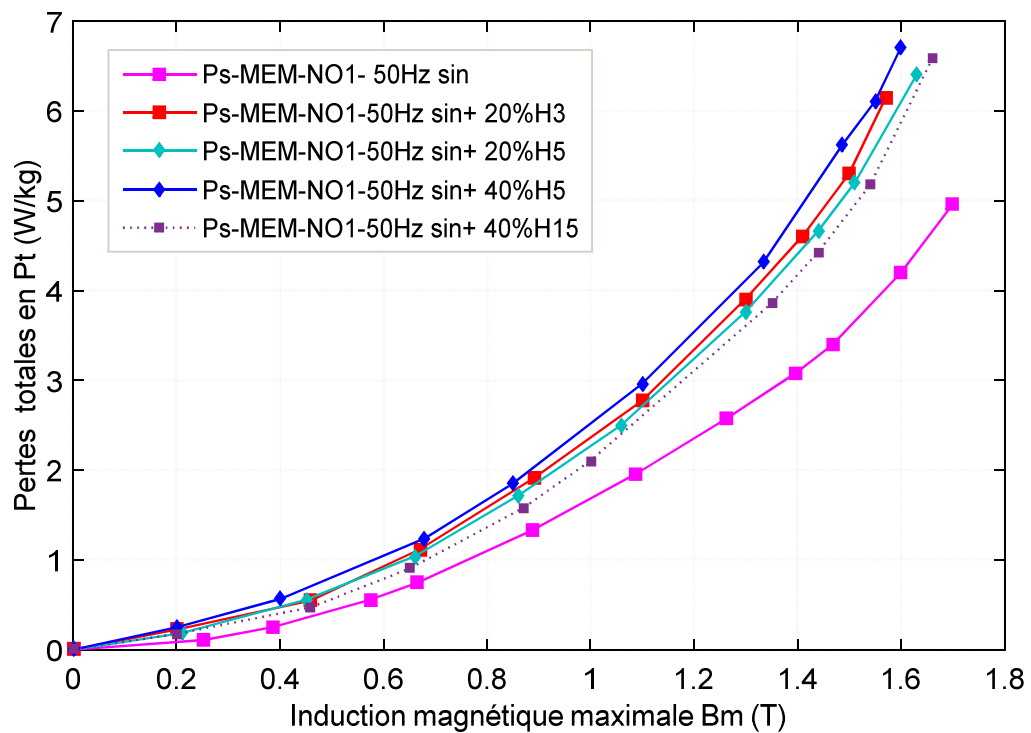
**Fig. IV.34.** Cycle d'hystérésis dynamique généré à une excitation (50Hz sin+ 20%H5) à  $B_m=1.6T$  de l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV.35.** Cycle d'hystérésis dynamique généré à une excitation (50Hz sin+ 40% H5) à  $B_m=1.6T$  de l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV.36.** Cycle d'hystérésis dynamique généré à une excitation (50Hz+ 40%H15) à  $B_m=1.6\text{T}$  de l'échantillon de tôles NO1.



**Fig. IV. 37.** Comparaison des pertes spécifiques totales obtenues sous des excitations déformées et celles obtenues à 50Hz sinusoïdale de l'échantillon NO1.

Dans le tableau IV.4, on rassemble les résultats de simulation des pertes spécifiques effectuée sur les quatre échantillons de tôles, déterminées à des inductions magnétiques maximales 1.6T et 1.7T, à des fréquences 400Hz et 600Hz respectivement pour les échantillons de tôles NO et GO.

**Tableau IV. 4:** Comparaison des pertes sinusoïdales et celles déterminées avec des excitations déformées.

| Excitation              | Sin+20%H3 | Sin+20%H5 | Sinusoïdal |
|-------------------------|-----------|-----------|------------|
| P (W/kg)-GO1-1.7T-600Hz | 98.4      | 73.5      | 58         |
| P (W/kg)-GO2-1.7T-600Hz | 48        | 45        | 41         |
| P (W/kg)-NO1-1.6T-400Hz | 135.2     | 126.6     | 96         |
| P (W/kg)-NO2-1.6T-400Hz | 173.5     | 171.9     | 133        |

### Discussion des résultats

Nous avons montré, en utilisant le modèle MEM, l'augmentation des pertes spécifiques avec l'introduction individuelle des pourcentages en amplitude des harmoniques impairs 3, 5 et 15. C'est bien ce que montre la figure IV.37 qui représente les pertes spécifiques déterminées sur l'échantillon de tôles NO1 sous des excitations déformées. Ces pertes sont plus importantes respectivement avec les harmoniques 3, 5 et 15. De même, nous avons rassemblé dans le tableau IV.3, les pertes spécifiques déterminées sur les quatre échantillons de tôles. Les matériaux sont sollicités avec des excitations sinusoïdales déformées avec l'introduction des harmoniques 3 et 5. L'augmentation des pertes est sensible à l'introduction individuelle de ces harmoniques en amplitude et sont plus importantes avec l'harmonique 3. Par rapport au régime sinusoïdal, l'augmentation des pertes spécifiques est marquée respectivement avec les harmoniques 5 et 3. Cette augmentation est de 26 à 68% pour les tôles GO1, de 9 à 17% pour les tôles GO2, de 32 à 40% pour les tôles NO1 et de 30% pour les tôles NO2.

L'introduction des pourcentages en harmoniques introduit des déformations dans les cycles d'hystérésis dynamiques générés. Ces harmoniques génèrent des cycles mineurs dans les cycles d'hystérésis majeurs. Ces derniers, apparaissent avec l'augmentation du pourcentage en harmonique. C'est bien ce qu'on constate effectivement dans les figures IV.34 - 36.

#### **IV.3.3. Modèle en champ bidimensionnel-tournant: Modèle en 3D de caractérisation de tôles en champ tournant (CTT)**

Les pertes du circuit magnétique des machines tournantes ou transformateurs triphasés sont en général plus élevées que les pertes qu'on calcule à partir des caractéristiques de la tôle mesurées au cadre d'Epstein en champ unidirectionnel. Ce dispositif n'est pas représentatif de ce qui se passe réellement dans plusieurs régions de ces machines. Dans une partie importante du stator d'une machine tournante, on trouve des champs magnétiques tournants, qui ont pour origine les dents. Dans les transformateurs triphasés, l'induction magnétique ne reste alignée et parallèle à la direction de laminage que dans les trois colonnes, les deux culasses de fermeture de flux sont soumises à une induction magnétique inhomogène. D'où la nécessité d'une représentation bidimensionnelle ou tridimensionnelle des caractéristiques magnétiques des tôles et plus particulièrement les pertes. L'excitation bidimensionnelle ou tridimensionnelle est le terme générique que nous adoptons, pour l'excitation circulaire ou elliptique, en quasi-statique, en dynamique et à l'excitation unidirectionnelle dans n'importe quelle direction du matériau ferromagnétique. Le dispositif du cadre CTT en 3D que nous proposons, permet une caractérisation complète du matériau dans le plan de la tôle sous différentes conditions d'excitation.

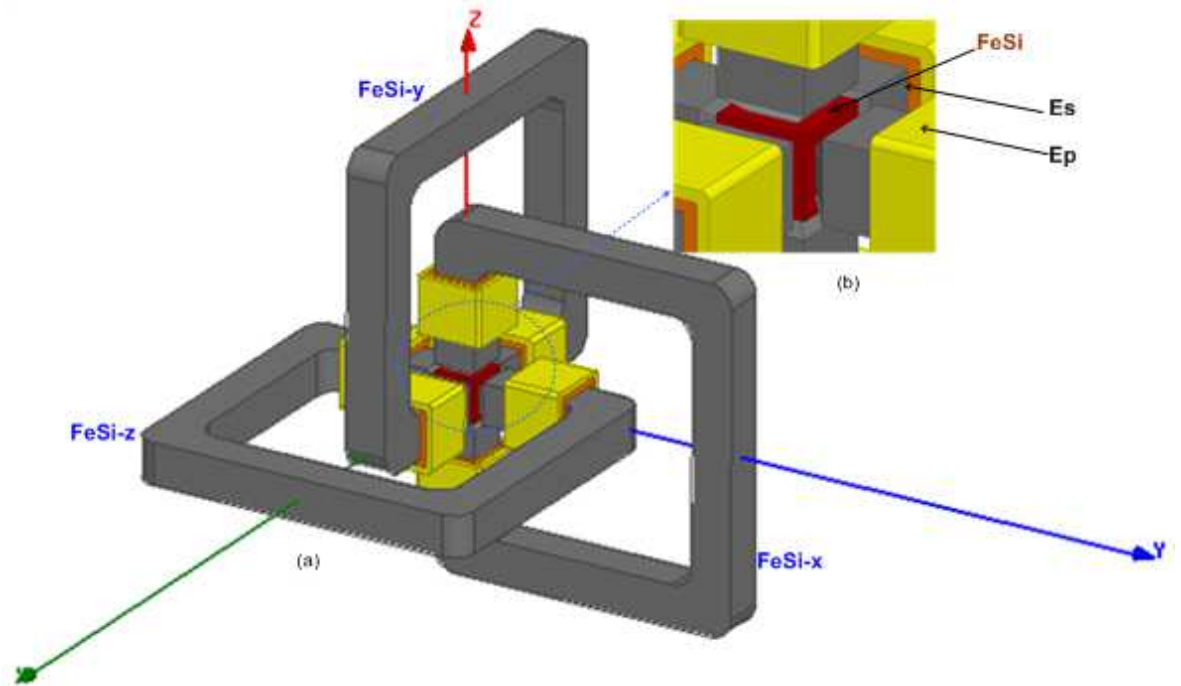
##### **IV.3.2.1. Description du cadre CTT**

Le modèle CTT réalisé et illustré dans la figure IV.38. CTT est composé d'une part, de trois jougs de forme C avec des pôles de bases. L'ensemble (joug + pôle de base) est constitué de tôles FeSi assemblées suivant une direction d'empilement. La

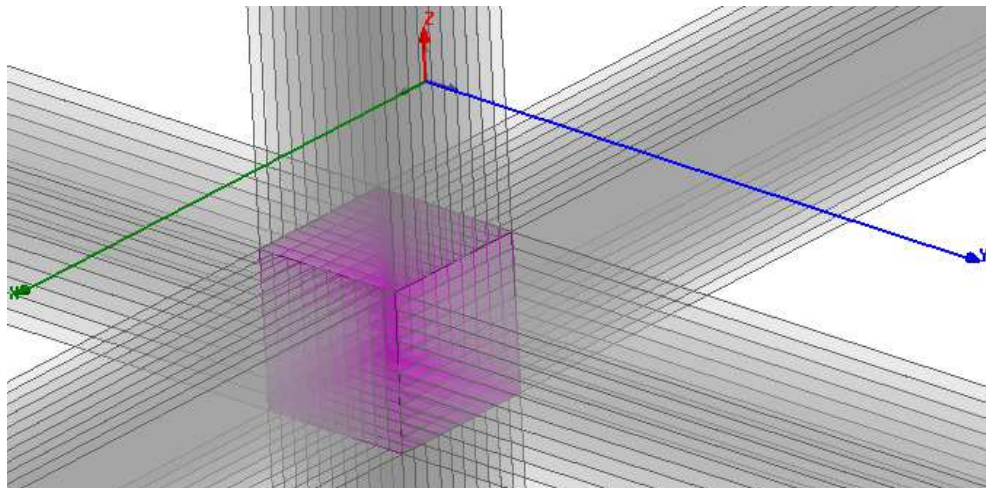
longueur moyenne et la section de chacun des trois jougs sont respectivement, 1136mm et 48mm<sup>2</sup>. De l'autre part, CTT est composé d'un échantillon de tôles de forme cubique de 48mm<sup>2</sup> de côté. L'ensemble (jougs + pôles de bases et l'échantillon cubique) sont assemblés de sorte à former un système orthogonal en trois dimensions.

L'assemblage de tôles dans les trois jougs illustré dans la figure IV.39, est fait suivant un facteur de remplissage et une direction d'empilement. Il est constitué de tôles FeSi-GO, qui présentent une direction privilégiée (direction de facile aimantation) parallèle à la direction de laminage. Pour les tôles FeSi-NO qui présentent une anisotropie (propriétés magnétiques qui varient selon les directions), nous avons utilisé un assemblage de tôles FeSi-NO découpées dans le sens de laminage FeSi-NOL. Un tel assemblage de tôles produit une distribution asymétrique du flux magnétique dans les trois axes. En effet les champs d'inductions magnétiques circulants dans le sens de laminage dans les trois jougs sont perpendiculaires l'un envers l'autre et c'est ce qui provoque une anisotropie dans l'échantillon cubique, qui sera alors le siège de champs tournants. Les pertes déterminées pour l'échantillon cubique représentent ainsi, les pertes en champ tridimensionnel (tournant).

Le cadre CTT est plongé dans une boîte d'air. Le maillage de la partie modélisée (cadre + boîte d'air) comporte 21251 éléments. Le maillage du cadre CTT est représenté dans la figure IV.40.

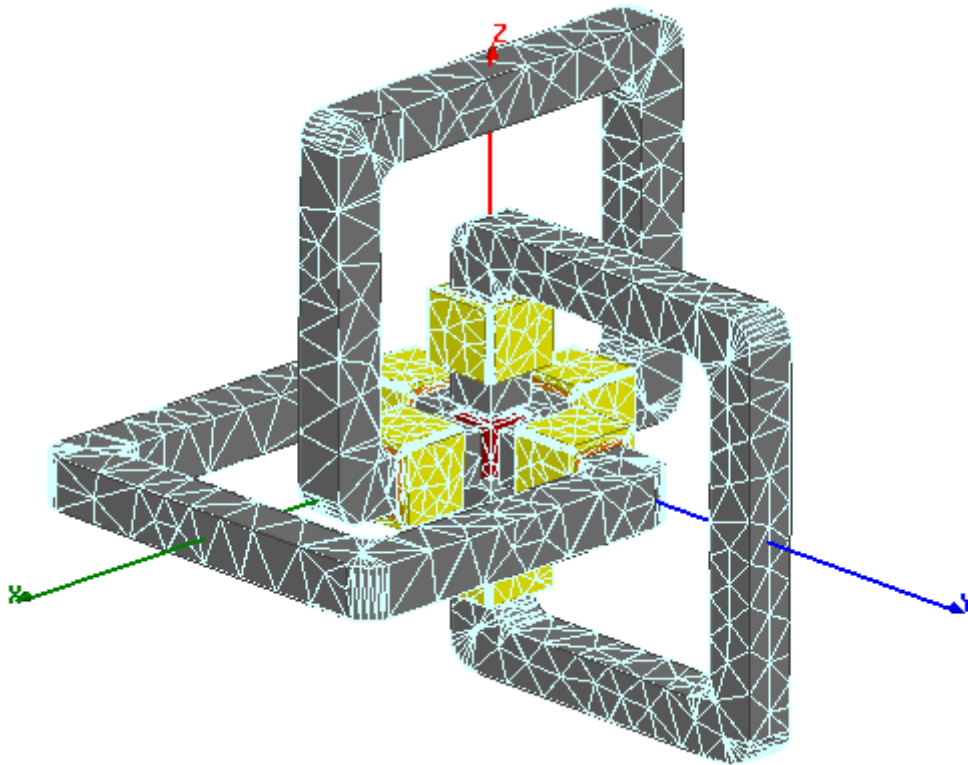


**Fig. IV. 38.** (a) Géométrie du cadre CTT en 3D. (b) Zoom sur l'échantillon cubique.



**Fig. IV. 39.** Disposition de tôles dans les trois jous du cadre CTT.



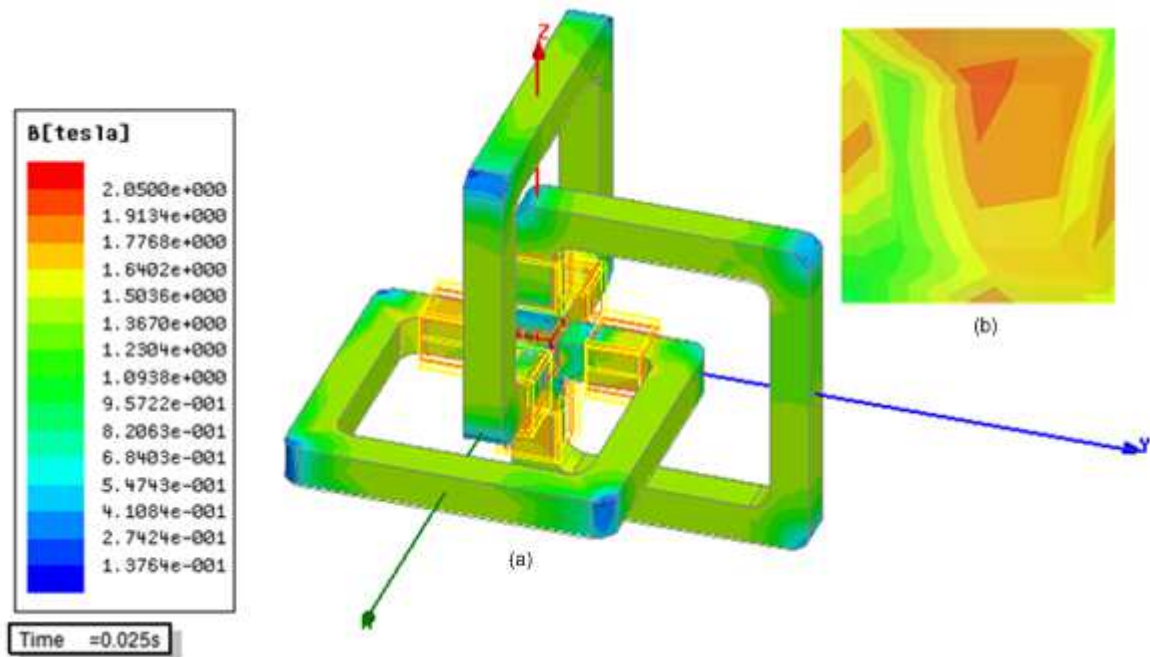


**Fig. IV. 40.** Maillage du cadre CTT.

Le cadre CTT est alimenté en monophasé en utilisant un circuit d'excitation extérieur. Les enroulements primaire ( $E_p$ ) et secondaire ( $E_s$ ) sont définis avec leurs nombre de spires ( $N_p=N_s= 204$ ) et leurs sections droites.

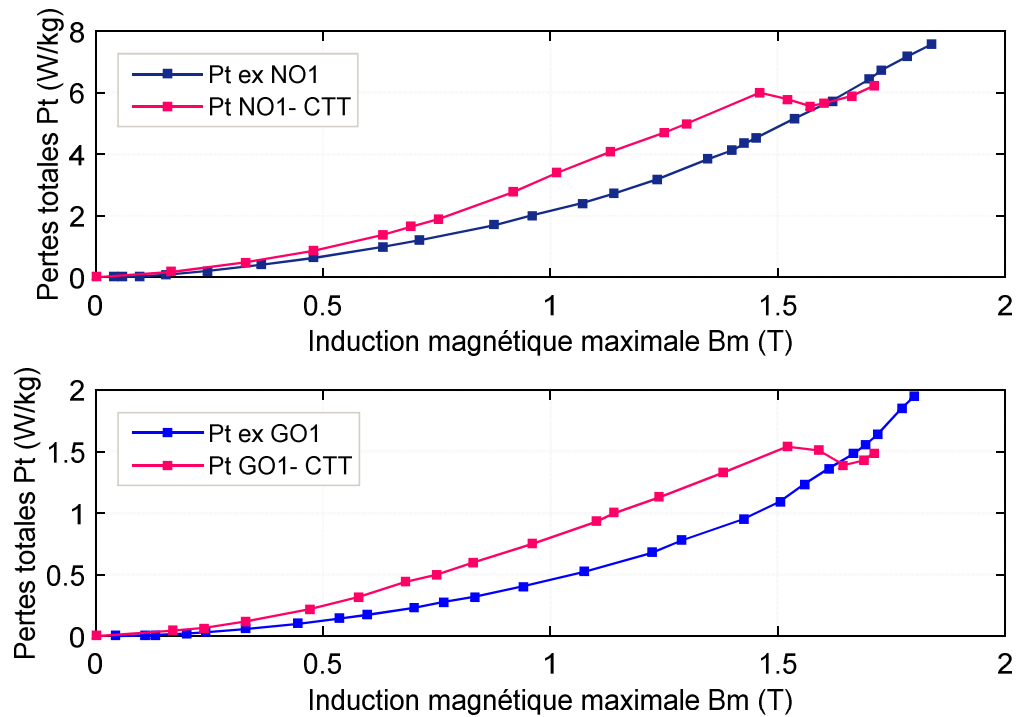
##### **IV.3.2.2. Résultats de simulation**

La distribution de l'induction magnétique est homogène dans les jougs du cadre CTT, mais ce n'est plus le cas dans l'échantillon cubique, là où l'induction magnétique est inhomogène en module et en orientation. Cette distribution de l'induction magnétique obtenue à une induction magnétique maximale de 1.5T et à une fréquence de 50Hz pour l'échantillon de tôles NO1L est illustrée dans la figure IV.41.

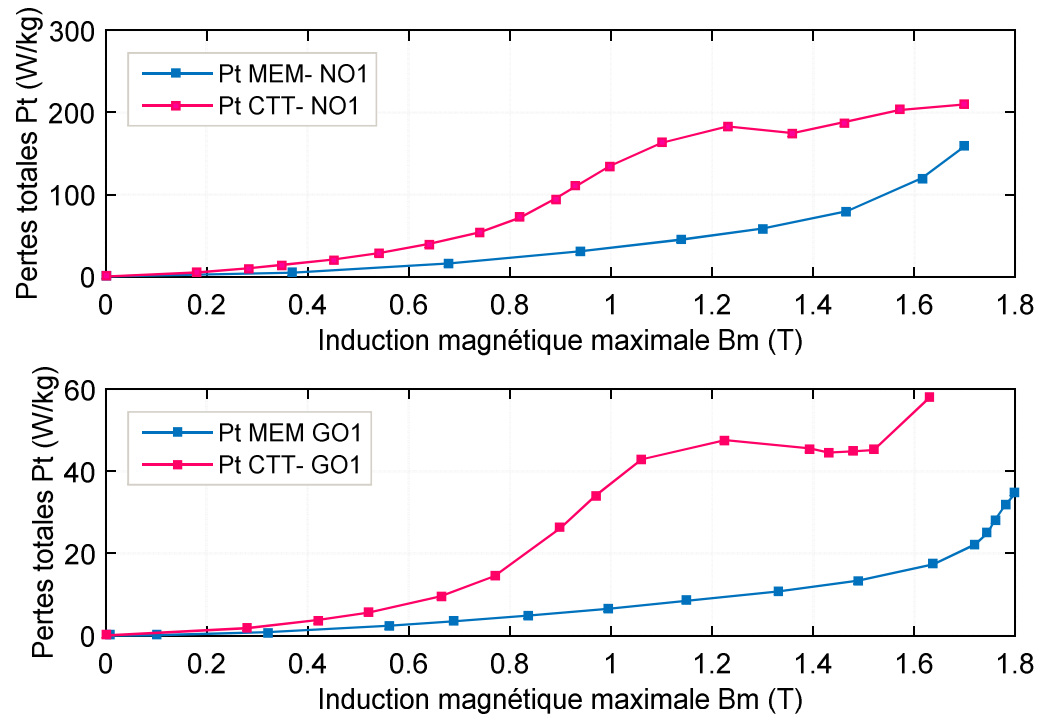


**Fig. IV.41.** Distribution de l'induction magnétique obtenue à  $B_m=1.5T$  et 50Hz pour l'échantillon de tôles NO1L.

Les pertes magnétiques totales, déterminées en champ tournant en utilisant le cadre CTT dans le cas des tôles GO1 et NO1L, comparées aux pertes totales déterminées en champ unidirectionnel sinusoïdal à 50Hz et 400Hz, sont données respectivement dans les figures IV.42 et IV.43.



**Fig. IV. 42.** Pertes totales obtenues avec CTT comparées aux pertes expérimentales mesurées à 50Hz sur les échantillons de tôles NO1 et GO1.



**Fig. IV. 43.** Pertes totales obtenues avec CTT comparées à celles obtenues avec MEM à 400Hz sinusoïdale pour les échantillons de tôles NO1 et GO1.

#### IV.3.3.3. Discussion des résultats

Les résultats de simulation du cadre CTT montrent que les pertes en champ tournant se comportent très différemment de celles obtenues en champ alternatif. Le champ tournant produit plus de pertes magnétiques que le champ alternatif à la même valeur de l'induction magnétique maximale. Pour les deux types de tôles NO1 et GO1, les pertes sont le double des pertes en champ unidirectionnel à une fréquence de 50 Hz. A 400Hz, ces pertes sont de 4 à 5 fois les pertes en champ unidirectionnel. Cependant, à la saturation les pertes cessent d'augmenter et commencent à diminuer, alors que les pertes en régime unidirectionnel ne cessent d'augmenter. A 50Hz par exemple, les pertes commencent à diminuer à partir d'une induction magnétique maximale de 1.5T pour les tôles NO1 et de 1.6T pour les tôles GO1. Physiquement, cette diminution de pertes peut être expliquée par la disparition des parois de Bloch et de l'hystérésis quand on approche la saturation. Théoriquement, à la saturation du matériau magnétique, les vecteurs champ magnétique et induction magnétique deviennent parallèles et les pertes produites par le champ tournant deviennent nettement inférieures à celles produites par le champ alternatif.

#### IV.4. CONCLUSION

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons développé des modèles analytiques qui prennent en compte la forme de l'induction magnétique dans le temps et donc de ses harmoniques. Afin d'évaluer la pertinence de ces modèles dans l'estimation des pertes magnétiques en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal, nous avons effectué une validation expérimentale des résultats de ces modèles.

La deuxième partie porte sur deux modèles numériques qui utilisent l'analyse à éléments finis (FEA) en trois dimensions. Ils se basent sur le modèle de séparation de pertes en trois composantes en post-traitement. Ces modèles permettent une caractérisation facile du matériau ferromagnétique en se basant seulement sur la courbe d'aimantation  $B(H)$  et la courbe des pertes magnétiques spécifiques  $P(B)$  du matériau, déterminées à une fréquence d'excitation sinusoïdale

donnée, afin de prendre en considération la non linéarité du matériau ferromagnétique considéré. Le premier est un cadre d'Epstein modifié et amélioré MEM que nous avons développé et réalisé en trois dimensions, afin de prédire le comportement des matériaux ferromagnétiques et les pertes magnétiques en champ dynamique unidirectionnel. Ce modèle est ensuite utilisé pour la prédiction du comportement des tôles en champ non-sinusoïdal (excitation distordue et trapézoïdale). Le deuxième est le cadre CTT réalisé afin de caractériser le comportement des tôles en champ tournant. Les résultats de simulation que nous avons obtenus avec ce modèle du cadre se conforment aux résultats expérimentaux que nous avons obtenu avec les tôles NO et à la théorie scientifique sur les pertes en champ tournant.

## Conclusion générale

---

Ce travail de thèse a porté sur l'étude des pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques fer-silicium (FeSi) les plus utilisés dans la construction des noyaux magnétiques des machines électriques. L'étude consiste en leur caractérisation expérimentale en champ sinusoïdal et leur modélisation analytique et numérique en champ sinusoïdal et non- sinusoïdal.

Le travail entrepris dans le cadre de cette thèse, a été dans un premier temps orienté vers une étude théorique sur les pertes dans les matériaux ferromagnétiques et dans un second temps, vers le développement des modèles analytiques et numériques permettant de prédire ces pertes sous différentes conditions d'excitation de champ dynamique sinusoïdal et non-sinusoïdal.

Nous avons décrit, dans le premier chapitre de manière générale les matériaux ferromagnétiques doux cristallins qui nous intéressent, leurs différentes caractéristiques intrinsèques ainsi que leurs propriétés magnétiques. Une analyse théorique a été également faite, sur leurs processus dynamiques d'aimantation, de l'origine physique des pertes. L'influence de la nature d'excitation (à savoir l'excitation en champ unidirectionnel et bidirectionnel) et de la température sur ces pertes.

Nous nous sommes intéressés ensuite, plus particulièrement à la caractérisation des deux types de tôles FeSi (les tôles à grains -orientés FeSi-GO et les tôles à grains non-orientés FeSi-NO), ainsi qu'aux principaux domaines et leurs utilisation. Les principaux dispositifs standards de caractérisation des tôles en champ dynamique unidirectionnel sont présentés. Nous avons retenu aussi la nécessité de développer des dispositifs de caractérisation des tôles en champ bidimensionnel permettant l'analyse de comportement du matériau en champ tournant ainsi qu'une bonne prédiction des pertes.

Le deuxième chapitre a été dédié aux principaux modèles développés dans la littérature scientifique et aux différentes méthodes adaptées pour la prédiction des pertes magnétiques en champ dynamique alternatif sinusoïdal et non-sinusoïdal.

La prédiction des pertes magnétiques en champ alternatif sinusoïdal est généralement acceptée et essentiellement basée sur les modèles de séparation de Bertotti et de Steinmetz. Les pertes magnétiques en champ alternatif non- sinusoïdal sont basées sur la forme de l'induction magnétique dans le temps, en prenant comme référence les pertes déterminées en régime sinusoïdal. La détermination des pertes n'est ainsi, pas simple, du fait qu'elle dépend de la nature de l'onde d'induction et de ses harmoniques. Quant aux pertes magnétiques en champ tournant, la situation n'est pas aussi claire et le problème de mesure et de calcul des pertes magnétiques n'est pas encore complètement résolu. Il serait très avantageux si les pertes magnétiques en champ tournant pouvaient être considérées correctement dans la conception des machines électriques (transformateurs et moteurs). D'où la nécessité de développer des dispositifs de mesure ou de modélisation permettant de considérer ces pertes.

Le troisième chapitre est une étude expérimentale des propriétés magnétiques des échantillons de tôles ferromagnétiques FeSi étudiés, caractérisation, techniques de mesure et influence de la température sur les pertes magnétiques.

Dans le dernier chapitre, nous avons développé dans la première partie, des modèles analytiques qui prennent en compte la forme de l'induction magnétique dans le temps et donc de ses harmoniques. Ces modèles permettent, une séparation des pertes en deux et en trois composantes, une prédiction des pertes totales pour différents niveaux d'induction magnétique maximale et pour différents niveaux de fréquence et une prédiction des pertes en champ sinusoïdal et non sinusoïdal en se basant sur la forme de l'induction magnétique. La deuxième partie porte sur deux modèles numériques qui sont développés et réalisés en trois dimensions, afin de prédire le comportement des matériaux ferromagnétiques et les pertes magnétiques en champ unidirectionnel (sinusoïdal et non- sinusoïdal) et tournant. Ces modèles utilisent donc, l'analyse à éléments finis (FEA) pour la simulation et la résolution des systèmes de champs électromagnétiques à trois dimensions. Ils sont basés sur le modèle de séparation des pertes en trois composantes en post-traitement. Ces modèles nous permettent une caractérisation facile du matériau ferromagnétique.

Ils peuvent être utilisés pour la prédiction du comportement des tôles quelque soit la forme de l'induction magnétique.

En perspectives, il serait intéressant d'explorer ces voies :

- Etude de l'importance individuelle des trois composantes des pertes (pertes par hystérésis, pertes par courants de Foucault et pertes en excès) suivant la gamme de fréquence.
- Etude des dispositifs électromagnétiques (transformateurs et moteurs) en régime sinusoïdal et non-sinusoïdal à vide, le point de fonctionnement qui reflète le plus les pertes magnétiques (pertes fer). Les résultats expérimentaux des pertes fer peuvent être, ensuite comparés aux pertes mesurées dans le cas des essais en charge et aux pertes spécifiques mesurées sur les dispositifs de mesure standards.
- Elaboration des dispositifs de mesure (de caractérisation) ou de modélisation permettant de considérer les pertes fer en champ tournant.



# Références Bibliographiques

---

- [1] O. Messal, "Caractérisation et modélisation du comportement thermomagnétique d'alliages FeNi pour le prototypage virtuel ", thèse de doctorat, *Université Claude Bernard, Lyon I*, 2013.
- [2] A.T. BUI, " Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique ", thèse de doctorat, *Université Claude Bernard, Lyon I*, 2011.
- [3] P. Brissonneau, " Magnétisme et matériaux de l'électrotechnique ", *Hermès* 1997.
- [4] A. K. Lebouc, "Matériaux magnétiques en génie électrique 1 ", *Lavoisier*, 2006.
- [5] A. Kedous, D. Lebouc et P. Brissonneau, "Etude des pertes dans les tôles magnétiques soumises à des variations d'induction B(t) de forme trapézoïdale ", *Revue Phys. Appl.* 21, pp.269-275, Avril 1986.
- [6] T. Chevalier, "Modélisation et mesure des pertes fer dans les machines électriques, application à la machine asynchrone", thèse de doctorat en génie électrique, *Institut National Polytechnique de Grenoble*, 1999.
- [7] M. P. Weiss, "L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique ", *J.de Phys, 4<sup>e</sup> Série, T-IV*, pp. 661-690, Septembre 1907.
- [8] C. Kittel, " Introduction à la physique de l'état solide ", *Dunod*, 1970.
- [9] J. Degauque, "Magnétisme et matériaux magnétiques : introduction", *Journal de physique IV*, pp.C3-1-13, Décembre 1992.
- [10] G. Couderchon, " Alliages magnétiques doux ", *techniques de l'ingénieur*, m 350, pp.1-34.
- [11] F. Mircea "Contribution à la prise en compte des pertes fer dans la modélisation des machines électriques par éléments finis" ", thèse de doctorat en génie électrique, *Université Lille I*, 2012.
- [12] Benabou. A, " Contribution à la caractérisation et la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ ", thèse de doctorat en génie électrique, *université Lille I*, 2002.

- [13] O. Maloberti, "Contribution à la modélisation de la dynamique d'aimantation dans les matériaux magnétiques doux : Caractérisation et simulation ", thèse de doctorat en génie électrique, *Institut National Polytechnique de Grenoble*, 2006.
- [14] H. Gavrilă, V. Ionita, "Crystalline and amorphous soft magnetic materials and their applications-status of art and challenges ", *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, Vol. 4, N° 2, pp. 173-192, June 2002.
- [15] F.L.Ringuet, "Matériaux ferromagnétiques usuels", *Techniques de l'ingénieur*, K718, pp.1-15.
- [16] G. Grellet, "Pertes dans les machines tournantes", *Techniques de l'ingénieur*, D3450, pp.1-31.
- [17] A. Moses, "Importance of rotational losses in rotating machines and transformers", *Journal of Materials Engineering and Performance*, vol. 1, N° 2, pp. 235-244, March 1992.
- [18] M. Enokizono, T. Suzuki, J. Sievert, et J. Xu, "Rotational power loss of silicon steel sheet", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 26, N° 5, pp. 2562-2564, September 1990.
- [19] G. Couderchon, "Alliages fer-nickel et fer-cobalt ", *Techniques de l'ingénieur*, d2130, pp.1-24.
- [20] J. C Perron, "Matériaux ferromagnétiques amorphes et nanocristallins ", *Techniques de l'ingénieur*, D2150, pp.1-28.
- [21] J. C. Bavay et J. Verdun, "Alliages fer-silicium ", *Techniques de l'ingénieur*, d2110, pp.1-44.
- [22] . K. Lebouc, "Matériaux magnétiques en génie électrique 2 ", *Lavoisier*, 2006.
- [23] C. Cyr, "Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques ", Thèse de doctorat en Philosophie (Ph.D), *université Laval Québec*, 2007.
- [24] F. Beauclair, J. P. Delvinquier et J. Pgros "Transformateurs et inductances ", *Techniques de l'ingénieur*, E2130, pp.1-26.
- [25] Y. Gannac, J. Degauque et J.P. Redoules, "Propriétés magnétiques d'alliages Fe-6,5%Si élaborés par solidification rapide sous atmosphère contrôlée. Comparaison avec des alliages Fe-3,2%Si industriels ", *Journal de physique IV*, pp. C3-79-83, Décembre 1992.

- [26] R. Lemaître T. Belgrand, "Matériaux magnétiques doux cristallins. Acier électrique à grains orientés", *Techniques de l'ingénieur*, d2124, May 2014, pp.1-24.
- [27] Thyssen Krupp Electrical Steel "Grain oriented electrical steel power core product range", 2017.
- [28] T.Waeckerlé, "Matériaux magnétiques doux cristallins -Tôles magnétiques fer-silicium non orientées (NO)", *Techniques de l'ingénieur*, d2123, pp.1-19, Novembre 2013.
- [29] G. Couderchon, " Alliages magnétiques doux ", *techniques de l'ingénieur*, m 350, pp.1-34.
- [30] S. Taguchi, T. Yamamoto, and A. Sakakura, "New grain-oriented silicon steel with high permeability "orientcore Hi-B"" *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 10, pp. 123-127, 1974.
- [31] R. PENIN, " Evaluation a priori des performances environnementales d'un noyau magnétique de transformateur triphasé sur la base des tests simplifiés.", thèse de doctorat en génie électrique, *Université d'Artois, Lille*, 2014.
- [32] S. LOPEZ, "Définition de nouvelles structures de circuits magnétiques de machines AC utilisant des tôles à grains orientés", thèse de doctorat en génie électrique, *Université d'Artois, Lille*, 2011.
- [33] matériaux magnétiques – partie 2: "méthode de mesure des propriétés magnétiques des tôles et bandes magnétiques au moyen d'un cadre Epstein", *norme européenne NF EN 60404-2*, Juin 1998.
- [34] F.Fiorillo, F. Mazaleyrat, "Mesures magnétiques-Mesurage des propriétés magnétiques des matériaux", *Techniques de l'ingénieur*, d1505, Août 2009.
- [35] S. Zouzou, A. K. Lebouc et P. Brissonneau, "Magnetic properties under unidirectional and rotational field", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 112, pp.106-108, 1992.
- [36] N. Nencib, A. K. Lebouc et B. Corunt, "Performance evaluation of a large rotationnal single sheet tester", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 160, pp.174-176, 1996.
- [37] J. L. Dalmasso, "Cours de l'électrotechnique 2. Traitement de l'énergie électrique", *Belin* 1984.
- [38] G. Fournet, "Electromagnétisme", *Techniques de l'ingénieur*, D1020.

- [39] M.A. Raulet, "Contribution à la modélisation des matériaux magnétiques liés à leur environnement en génie électrique ", Mémoire d'habilitation à diriger de recherche, *Université Claude Bernard-Lyon*, 2011.
- [40] C. Steinmetz, "On the law of hysteresis "(originally published in 1892), *Proceedings of the IEEE*, Vol. 72, N°. 2, pp. 197–221, 1984.
- [41] P. Robert, "Matériaux de l'électrotechnique", Paris, *Dunod* 1991.
- [42] J.E.L. Bishop, "Understanding magnetization losses in terms of eddy currents dominated domain wall dynamics", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 19, pp. 336-344, 1980.
- [43] J.W. Shilling, "Domain structure in 3% Si-Fe single crystals with orientation near (110)|001|", *Transactions on Magnetics(IEEE)*, MAG 9, 1973.
- [44] P.Brissonneau, "Non oriented electrical sheets", *Journal of magnetism and magnetic material*, vol.41, pp. 38-46, 1984.
- [45] J.E.L. Bishop, "Understanding magnetization losses in terms of eddy currents dominated domain wall dynamics", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 19, pp. 336-344, 1980.
- [46] J.E.L. Bishop, "Modelling domain wall motion in soft magnetic alloys", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 41, pp. 261-271, 1984.
- [47] G. Bertotti, F. Fiorillo and M.P. Sassi, "A New approach to the study of loss anomaly in SiFe", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. Mag-17, N°6, pp. 2852-2856, November 1981.
- [48] G. Bertotti, P. Mazzetti and G.P. Soardo, "A General model of losses in soft magnetic materials", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 26, pp. 225-233, 1982.
- [49] G. Bertotti, F. Fiorillo, P. Mazzetti and G.P. Soardo "Statistical models of losses in soft magnetic materials", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.46, pp.68-80, March 1984.
- [50] G. Bertotti, F. Fiorillo and A. M. Rietto, "Microscopic and macroscopic aspects of the magnetization process in SiFe single crystals", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. Mag-20, N°. 5, pp. 1481-1483, September 1984.
- [51] G. Bertotti, F. Fiorillo, "Power losses and domain structure dynamics in 3% SiFe single crystals", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. Mag-20, N°. 5, pp. 1475-1477, September 1984.

- [52] G. Bertotti, "A General statistical approach to the problem of eddy current losses", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.41, pp.253-260, 1984.
- [53] G. Bertotti, "Some considerations on the physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 54-57, pp.1556-1560, 1986.
- [54] G. Bertotti, F. Fiorillo, and G.P. Soardo, "Dependence of power losses on peak magnetization and magnetization frequency in grains- oriented an non-oriented 3% SiFe", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. Mag-23, N°. 5, pp. 3520-3522, September 1987.
- [55] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft magnetic materials", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. 24, N°. 1, pp. 621-630, January 1988.
- [56] G. Bertotti and G. Ban, "Frequency and peak induction dependence of eddy current losses in ALSiFe magnetic laminations", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. 25, N°.5, pp. 3967-3969, September 1989.
- [57] G. Bertotti and M. Pasquale, "Physical interpretation of induction and frequency dependence of power losses in soft magnetic materials", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. 28, N°.5, pp. 2787-2789, September 1992.
- [58] G. Bertotti, F. Fiorillo, P. Mazzetti, "Basics principles of magnetizations processes and origin of losses in soft magnetic materials", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.112, pp.146-149, 1992.
- [59] Y. Zhang, H. Jin and Y. Shi, "General properties of low-frequency power losses in Fe-based nanocrystalline soft magnetic alloys ", *J. Mater. Sci.Techno*, Vol.16, N°1, pp.37-44, 2000.
- [60] L. R. Dupré, O. Bottauscio, M. Chiampi, M. Repetto and J. A. A. Melkebeek, "Modeling of electromagnetic phenomena in soft magnetic materials under unidirectional time periodic flux excitations ", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. 35, N°5, pp.4171-4184, September 1999.
- [61] E.D.Torre, F.Vajda, " Parameter identification of the complete-moving-hysteresis model using major loop data", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. 30, N°.6, pp. 4987-5000, November 1994.
- [62] D.C. Jiles et D.L. Atherton, "Ferromagnetic hysteresis", *Transactions on Magnetism (IEEE)*, Vol. MAG.28, N°.5, pp. 2183-2185, September 1983.

- [63] D.C. Jiles et D.L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis ", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.61, pp.48-60, 1986.
- [64] D.C.Jiles, J.B. Thoelke et M.K.Devine "Numerical determination of hysteresis parameters for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hysteresis", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 28, N°.1, pp. 27-35, January 1992.
- [65] M. Toman, G. Stumberger, et D. Dolinar, "Parameter identification of the Jiles- Atherton hysteresis model using differential evolution", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 44, N°.6, pp. 1098-1101, June 2008.
- [66] P.R. Wilson, J.N. Ross, et A.D. Brown, "Optimizing the Jiles-Atherton model of hysteresis by a genetic algorithm", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 37, N°.2, pp. 989-993, March 2001.
- [67] N. Sadowski, N. J. Batistela, J. P. A. Bastos, et M. Lajoie-Mazenc, " An inverse Jiles–Atherton model to take into account hysteresis in time-stepping finite-element calculations", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 38, N°.2, pp. 797-800, March 2002.
- [68] M. Chailloux Thibaut, " Caractérisation et modélisation de matériaux magnétiques en hautes températures en vue d’une application au filtrage CEM", Thèse de doctorat, *Université Claude Bernard Lyon1*, 2011.
- [69] Benabou. A, "Minor loops modeling with a modified Jiles-Atherton model and comparison with the Priesach model ", *Journal of magnetism and magnetic materials (IEEE)*, vol. 320, N°. 20, pp. 1034- 1038, 2008.
- [70] S. Cundeva, "A transformer model based on the Jiles–Atherton theory of ferromagnetic hysteresis", *Serbian Journal of Electrical Engineering*, Vol. 5, N°1, pp. 21-30, May 2008.
- [71] K. Chwastek, "Modelling of dynamic hysteresis loops using the Jiles–Atherton approach", *Mathematical and computer modelling of dynamical systems*, Vol. 15, N° 1, pp. 95-105, Février 2009.
- [72] H. H .Saliah, D.A.Lowther et B.Foghani, " A Neural network model of magnetic hysteresis for computational magnetics", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 33, N°.5, pp. 4146-4148, September 2002.
- [73] G. Gruosso, M. Repetto," Implementation of a network model of hysteresis", *Elsevier, Physica B*, Vol. 372, pp. 53-56, 2006.

- [74] A. Nourdine, "Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques et introduction de modèles dans le logiciel de simulation aux éléments finis Flux3D", thèse de doctorat en génie électrique, *Institut National Polytechnique de Grenoble*, 2002.
- [75] A. Nourdine, A. Kedous-Lebouc, G. Meunier, et T. Chevalier "A new hysteresis model generation-application to the transverse axis of GO SiFe sheet", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 37, N°.5, pp. 3340-3344, September 2001.
- [76] T. Gautreau, "Estimation des pertes fer dans les machines électriques. Modèle d'hystérésis loss surface et application aux machines synchrones à aimants", Thèse de Doctorat en Génie Electrique, *Institut National Polytechnique de Grenoble*, 2005.
- [77] F. Fiorillo et A. Novikov, "An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 26, N°. 5, pp. 2904-2910, September 1990.
- [78] M. Amar and R. Kaczmarek, "A general formula for prediction of iron losses under nonsinusoidal voltage waveform", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 31, N°.5, pp. 2504-2509, September 1995.
- [79] A. Boglietti, A. Cavagnino, "Iron loss prediction with PWM supply: an overview of proposed methods from an engineering application point of view", *Industry Applications conference (IEEE)*, September 2007.
- [80] E. Barbisio, F. Fiorillo, et C. Ragusa, "Predicting loss in magnetic steels under arbitrary induction waveform and with minor hysteresis loops", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 40, N°.4, July 2004, pp. 1810-1819.
- [81] A. Boglietti, A. Cavagnino, M. Lazzari, M. Pastorelli, "Two simplified methods for the iron losses prediction in soft magnetic materials supplied by PWM inverter", *Conf. Rec. IEEE-IEMDC'01*, 17-20 June 2001, Boston, USA, pp. 391-395.
- [82] A. Boglietti, A. Cavagnino, M. Lazzari, M. Pastorelli, "Predicting iron losses in soft magnetic materials with arbitrary voltage supply: an engineering approach", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 39, N°.2 March 2003, pp. 981-989.
- [83] D.S Rodbell, et C.P Bean, "Some properties of the coercive force in soft magnetic materials", *Physics revue*, 103(886) N°4, 1956.
- [84] H.J. Willams, W. Shockley et C. Kittel, "Studie of the propagation velocity of the ferromagnetic domain boundary", *Physics revue*, 80 (1090), N°6, 1950.

- [85] F. Bitam-Megherbi, L. Sedkaoui, M. Megherbi et M. Mekious, "A specific magnetic losses calculation in non oriented electrical steel lamination" *International journal on engineering applications (IREA)*, Vol I, N°.5, September 2013.
- [86] L. Sedkaoui, F. Bitam-Megherbi, M. Megherbi et R. Kachnoura, "Prediction of magnetic losses in FeSiNO sheets in unidirectional alternating field and rotating field " *International review on modelling and simulations (IREMOS)*, Vol 9, N°.5, October 2016.
- [87] J. Reinert A. Brockmeyer R. W. De Doncker, "Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation", *Industry Applications Conferences (IEEE)*, pp.2087-2092, October 1999.
- [88] Jiel Li, T. Abdallah, C. R. Sullivan, "Improved Calculation of Core Loss with Nonsinusoidal Waveforms", *Industry Applications Society (IEEE)*, October 2001, pp. 2203-2210.
- [89] J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, "Loss modeling of inductive components employed in power electronic systems", 8<sup>th</sup> International Conference on Power Electronics, (IEEE), 2011.
- [90] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah, H. Tacca, "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters", 8<sup>th</sup> Workshop on Computers in Power Electronics (IEEE), June 2002, pp.36-41.
- [91] J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, "Core losses under DC bias condition based on Steinmetz parameters", International Power Electronics Conference (IEEE), 2010.
- [92] V. D. Bossche, V. C. Valche and G. B. Georgiev, "Measurement and loss model of ferrites with non-sinusoidal waveforms", 35<sup>th</sup> Annual Power Electronics Specialists Conference (IEEE), 2004.
- [93] A. Krings and J. Soulard, "Overview and comparison of iron loss models for electrical machines ", *Journal of Electrical Engineering*, Vol.10, pp. 162-169, September 2010.
- [94] J. Mühlethaler, J. W. Kolar, and A. Ecklebe, "Improved core loss calculation for magnetic components employed in power electronic systems", *Transactions on Industrial Electronics (IEEE)*, 2011
- [95] P. Robert, "Matériaux de l'électrotechnique", Paris, Dunod 1991.



- [96] H. Hasenzagl, B. Weizer et H. Pfützner, "Novel 3- phase exited single sheet tester for rotational magnetization ", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 160, pp.180-182, 1996.
- [97] F. Fiorillo, L. R. Dupré, C. Appino, and A. M. Rietto, "Comprehensive model of magnetization curve, hysteresis loops, and losses in any direction in grain-oriented Fe-Si", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 38, N°3, May 2002.
- [98] T. Nakata, N. Takahashi, Y. Kawase and N. Nakano, "Influence of lamination orientation and stacking on magnetic characteristics of grain-oriented silicon steel laminations", *IEEE*, Vol. MAG-20, N°5, September 1984.
- [99] R. Findlay, R. Belmans, and D. Mayo, "Influence of the staking method on the iron losses in power transformer cores ", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 26, N°5, Septembre1990.
- [100] H. Pfützner, G. Shilyashki, F. Hofbauer, D. Sabic, E. Mulasalihovic and V. Galabov, "Effects of DC-Bias on loss distribution of model transformer core ", *Journal of Electrical Engineering*, Vol. 61. N° 7/s, pp. 126-129, 2010.
- [101] N. Stranges, R.D.Findlay "Importance of rotational iron loss data for accurate prediction of rotating machine core losses", *Industry Applications Society, conference record of (IEEE)*, Octobre 1994.
- [102] J. G. Zhu, "Numerical modelling of magnetic materials for computer aided design of electromagnetic devices", doctorate on philosophy, *university of technology*, Sydney, 1994.
- [103] J. J. Zhong, Y.G. Guo, J. G. Zhu, H.Y. Lu, and J.X. Jin, "Techniques and apparatus for measuring rotational Core losses of soft magnetic materials", *Journal of Electronic Science and Technology of China*, Vol. 5, N° 3, Septembre 2007.
- [104] H. Shimoji, M. Enokizono et T. Todaka " Iron loss and magnetic fields analysis of permanent magnet motors by improved finite element method with E&S model", *Transactions on Magnetics(IEEE)*, Vol. 37, N°. 5, pp. 3526-3529, September 2001.
- [105] A. Belahcen, P. Rasilo et A. Arkkio" Segregation of iron losses from rotational field measurements and application to electrical machine", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 50, N°. 2, Février 2014.
- [106] N. Alawneh, P. Pillay, "Modeling of the interleaved hysteresis loop in the measurements of rotational core losses", *Journal of magnetism and magnetic materials*, pp. 157- 163, 2016.

- [107] N. Alawneh, P. Pillay, "Design considerations of 2-D magnetizers for high flux density measurements", *Transactions on Industry Applications (IEEE)*, Vol. 37, N° 5, pp. 3629-3638, Septembre/Octobre 2015.
- [108] C. Ragusa, C. Appino et F. Fiorillo, "Magnetic losses under two-dimensional flux loci in Fe–Si laminations", *Journal of magnetism and magnetic materials*, pp. 454- 457, 2007.
- [109] C. Appino, O. de la Barrière, C. Beatrice, F. Fiorillo et C. Ragusa " Rotational magnetic losses in Nonoriented Fe–Si and Fe–Co laminations up to the kilohertz range", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 50, N°11, Novembre 2014.
- [110] Q. Yang, Y. Li, Z. Zhao, L. Zhu, Y. Luo et J. Zhu, "Design of a 3-D rotational magnetic properties measurement structure for soft magnetic materials", *Transactions on Applied Superconductivity (IEEE)*, Vol. 24, N° 3, Juin, 2014.
- [111] Y. Li, Q. Yang, J. Zhu, Z. Zhao, X. Liu et C. Zhang "Design and analysis of a novel 3-D magnetization structure for laminated silicon steel", *Transactions on Magnetics (IEEE)*, Vol. 50, N°2, Février 2014.
- [112] Y. Li, L. CAO, C. Zhang, Q. Yang et E. Li, "Rotational core loss of silicon steel laminations based on three-dimensional magnetic properties measurement", *Transactions on Applied Superconductivity (IEEE)*, Vol. 26, N° 4, Juin , 2016.

## Résumé

La prise en compte des pertes magnétiques (également appelées pertes fer) dans les machines électriques est une étape cruciale lors du processus de conception. L'objectif de ce travail a été donc en première partie, la caractérisation expérimentale et la détermination des pertes magnétiques pour deux types de tôles ferromagnétiques fer-silicium. Ces tôles sont les plus utilisées dans la construction de noyaux magnétiques des machines électriques (transformateurs et moteurs). Les tôles fer-silicium à grains orientés (FeSi-GO) et les tôles fer-silicium à grains non-orientés (FeSi-NO). Dans la deuxième partie, notre objectif a été d'une part, de valider différents modèles analytiques permettant la prédiction des pertes magnétiques en champ sinusoïdal et non-sinusoïdal. Dans l'autre partie, nous avons opté à développer et à élaborer deux modèles numériques qui utilisent l'analyse à éléments finis (FEA) en trois dimensions. Un modèle qui permet la prédiction des pertes magnétiques en champ alternatif sinusoïdal et non-sinusoïdal et un modèle qui permet la prédiction des pertes magnétiques en champ tournant. Les résultats de simulation se conforment aux résultats expérimentaux que nous avons pu réaliser et la théorie scientifique sur les pertes magnétiques.

**Mots-clés :** tôles ferromagnétiques FeSi, caractérisation expérimentale, pertes magnétiques, modélisation analytique et numérique, analyse à éléments finis.

## Abstract

Taking into account the magnetic losses (also known as iron losses) in electrical machines is a crucial step during the design process. The objective of this work was therefore in the first part, the experimental characterization and the determination of the magnetic losses for two types of ferromagnetic iron-silicon sheets. These sheets are the most used in the construction of magnetic cores of electrical machines (transformers and motors). Grain oriented iron-silicon sheets (FeSi-GO) and non-oriented iron-silicon sheets (FeSi-NO). In the second part, our objective is in one hand, to validate different analytical models allowing the prediction of magnetic losses in sinusoidal and non-sinusoidal fields (without minor loops). In the other hand, we opted to develop and elaborate two numerical models that use finite element analysis (FEA) in three dimensions. One that allows the prediction of magnetic losses in sinusoidal and non-sinusoidal alternating fields that take into account the presence of the minor loops and a second that allows the prediction of magnetic losses in the rotating field. The simulation results conform to the experimental results that we have been able to realized and the scientific theory on the magnetic losses.

**Keywords:** FeSi ferromagnetic sheets, experimental characterization, magnetic losses, analytical and numerical modeling, finite element analysis.