

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



UNIVERSITE Mouloud MAMMARI
INSTITUT D'ELECTROTECHNIQUE



MEMOIRE

De fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme

d'Ingénieur d'Etat en Electrotechnique

Option : Machines électriques

THEME

**Caractérisation de la tôle magnétique en vue du calcul
du champ magnétique dans un moteur asynchrone
Cas d'un moteur électro-industries**

Proposé et dirigé par :

M^{me} : Z. OUDNI
M^r : H. MOHELLEBI

Etudié par :

K. CHOUBANE
T. HAMMACHE
A. HAMOUDA

Promotion : 2008

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier notre promotrice M^{me} : Z. OUDNI et notre co-promoteur M^r : H. MOHELLEBI d'avoir proposer et diriger notre travail, de leur aide et conseils précieux.

Nous remercions vivement le personnel d'ELECTRO-INDUSTRIES d'Azazga pour leur disponibilité et leurs apports fructueux.

Nous remerciments vont également aux membres des jury qui nous ferons l'honneur d'examiner notre travail.

DEDICACES

Je dédie ce modeste travail à :

*Ma grand-mère Yamina
Mes parents Ahmed et Sadia
Mes frères et sœurs
Ma sœur Samia et sa famille
Mes oncles et leurs familles
Mes amis (es)*

Kamel

Je dédie ce modeste travail à :

*Ma grand- mère Aldjia
Mon père et ma mère
Ma sœur et mes frères
Mes chers amis (es)*

Toufik

Je dédie ce modeste travail à :

*La mémoire de mon petit frère Aissa
Mes très chers parents
Mes frères et sœurs
Ceux qui me sont proches
Mes chers amis (es)*

Abderrahmane

SOMMAIRE

Introduction générale	1
Chapitre I : physique des matériaux magnétiques	
I.1.Perspective historique	2
I.2.Le magnétisme à l'échelle atomique	2
I.2.1. l'atome de Bohr	2
I.2.2. système à plusieurs électrons.....	3
I.3. propriétés des matériaux magnétiques.....	4
I.3.1. L'aimantation.....	4
I.3.2. La polarisation.....	4
I.3.3. La susceptibilité magnétique.....	4
I.3.4. La perméabilité magnétique.....	4
I.4. Les types de magnétisme.....	4
I.4.1. Le diamagnétisme.....	4
I.4.2. Le paramagnétisme.....	5
I.4.2.1. Le paramagnétisme de Langevin.....	5
I.4.3. Le ferromagnétisme.....	7
I.5. Le ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques.....	7
I.5.1. Le domaine magnétique.....	8
I.5.2. Le bilan énergétique d'un cristal ferromagnétiques.....	9
I.5.2.1.Energie d'échange.....	9
I.5.2.2.Energie magnétostatique.....	9
I.5.2.3. Energie d'anisotropie.....	9
I.5.2.4. L'énergie magnétostrictive.....	10
I.5.3 Processus d'aimantation d'un cristal ferromagnétique.....	10
I.5.3.1. Cas d'un cristal cubique.....	11
I.5.3.2. Cas d'un système à basse symétrie.....	12
I.6. La théorie du champ moléculaire.....	13
I.6.1. Domaine de Weiss.....	13
I.6.2. Comportement thermique des ferromagnétiques.....	14
I.7. Nature des matériaux ferromagnétiques.....	15
I.7.1. Les ferromagnétiques dures.....	15
I.7.2. Les ferromagnétiques doux.....	15
I.8 Les alliages magnétiques.....	16
I.8.1. Les alliages FeNi.....	16
I.8.2. Les alliages FeCo.....	16
I.8.3. Les alliages FeSi.....	16
Chapitre II : Les tôles magnétiques et leurs dispositifs de caractérisation	
II.1 Introduction.....	18
II.2 Tôles FeSi à grains non orientés.....	18
II.2.1 Tôles semi-finies.....	18
II.2.2 tôles finies.....	20

II.2.3 Fabrication des tôles magnétiques non orientées.....	20
II.2.4 Fonctionnement des tôles non orientées.....	21
II.3 Tôles magnétiques FeSi à grains orientés.....	21
II.3.1 Généralités.....	21
II.3.2 Tôles à grains orientés conventionnelles.....	21
II.3.3 Tôles à grains orientés à haute perméabilité.....	22
II.3.4 Caractéristiques générales des tôles FeSi à grains Orientés.....	23
II.4 Tôles en faible épaisseur.....	23
II.5 Propriétés thermiques et mécaniques des tôles.....	23
II.6 Principaux dispositifs de caractérisation.....	24
II.6.1 Caractérisation en régime unidirectionnel.....	24
II.6.1.1 Le cadre Epstein.....	24
a) grand cadre.....	24
b) petit cadre.....	24
II.6.1.2 Le cadre à Bande unique.....	25
II.6.2 Caractérisation en champ tournant.....	25
II.6.2.1 Cadre à échantillon hexagonal.....	26
II.6.2.2 Cadre à échantillon circulaire.....	27
II.6.2.3 Cadre à échantillon carré.....	27

Chapitre III : champs tournants et pertes magnétiques

III.1 Champs tournants.....	29
III.1.1 Les différentes méthodes de création des champs tournants.....	29
a) Le stator d'une machine tournante.....	29
III.1.1.2 Induction induite par des courants biphasés.....	30
III.1.2 La présence de champ tournant.....	30
III.1.3 Champ tournant dans les moteurs et les alternateurs.....	32
III.1.4 L'anisotropie des tôles.....	32
III.2 Les pertes magnétiques.....	33
III.2.1 Expression générale des pertes d'énergie.....	33
III.2.2 Les pertes classiques par courants induits dans une tôle.....	36
III.2.3 Variation des pertes totales avec la fréquence.....	37
III.2.4 Une subdivision classique ,la séparation des pertes.....	37
III.2.4.1 Pertes statiques ou pertes par hystérésis.....	38
III.2.4.2 Pertes classiques par courants induits.....	38
III.2.4.3Le reste des pertes dynamiques.....	38
III.2.5 Expression des pertes volumiques en milieu bidimensionnel.....	39
III.2.6 caractères spécifiques aux pertes en champ tournant.....	39

Chapitre IV : Banc d'essais expérimental et acquisition des données

IV.1 Introduction.....	40
IV.2 Banc de mesure.....	40
IV.2.1 Cadre d'Epstein.....	40
IV.2.1.1 Constitution du cadre.....	41
IV.2.1.2 Principe de fonctionnement.....	42
IV.2.1.3 avantages et inconvénients.....	42
IV.3 Appareil Vittener.....	42
IV.3.1 Premier compartiment.....	43

IV.3.1.1	Eléments du procédé de fonctionnement.....	43
IV.3.1.2	Caractéristiques électriques.....	43
IV.3.2	Deuxième compartiment.....	44
IV.3.2.1	Principe.....	44
IV.3.2.2	Caractéristiques électriques.....	44
IV.3.3	Troisième compartiment.....	45
IV.4	Procédure de mesure.....	45
IV.4.1	Différentes étapes.....	45
IV.4.1.1	Choix des éprouvettes.....	45
IV.4.1.2	La pesée.....	45
IV.4.1.3	Calcul de la masse active.....	46
IV.4.1.4	Calcul de la section active.....	46
IV.4.1.5	Construction du circuit magnétique.....	47
IV.4.1.6	Introduction des données dans l'analyseur.....	47
IV.4.1.7	Acquisition des résultats.....	48
IV.5	Résultats et discussion.....	49
IV.6	Conclusion.....	50

Chapitre V. Modélisation de la courbe de première aimantation

V.1	Introduction.....	55
V.2	Les différents modèles proposés.....	55
V.2.1	Le modèle polynomial.....	55
V.2.2	Le modèle de Frolich.....	55
V.2.3	Le modèle de Preisach.....	56
V.2.4	Le modèle de l'angevin.....	56
V.3	Application du modèle aux résultats obtenus aux essais.....	56
V.4	Intégration du modèle dans le calcul du circuit magnétique.....	58
V.4.1	Hypothèse simplificatrice.....	59
V.4.2	Vérification de l'hypothèse.....	59
V.5	Conclusion.....	59

Chapitre VI : Calcul du circuit magnétique

VI.1	Introduction.....	61
VI.2	Calcul du circuit magnétique.....	62
VI.2.1	Première méthode de calcul.....	62
VI.2.1.1	Calcul des paramètres de l'enroulement.....	62
VI.2.1.2	Calcul des forces magnétomotrices.....	62
a.	Calcul de la fmm de l'entrefer.....	63
a.1	Calcul de l'induction dans l'entrefer.....	63
a.2	Calcul de l'épaisseur de l'entrefer.....	63
a.3	Calcul du coefficient de carter.....	64
b.	Calcul de la fmm dans la dent statorique.....	64
b.1	Calcul de l'induction dans la dent statorique.....	64
c.	Calcul de la fmm dans la dent rotorique.....	65
c.1	Calcul de l'induction dans la dent rotorique.....	65
d.	Calcul de la fmm dans le dos statorique.....	65
d.1	Calcul de l'induction dans le dos statorique.....	65
e.	Calcul de la fmm dans le dos rotorique.....	65

e.1 Calcul de l'induction dans le dos rotorique.....	66
VI.2.1.3 Calcul du courant magnétisant.....	66
VI.2.2 Deuxième méthode de calcul.....	69
VI.2.3 Troisième méthode de calcul.....	69
Conclusion générale.....	75

Introduction générale

Les matériaux magnétiques avec la place centrale qu'ils occupent en génie électrique, sont un élément et non des moindres de son évolution. Leurs applications qui vont de l'industrie lourde aux technologies du quotidien nous renseignent sur leur indispensabilité. Particulièrement, les matériaux magnétiques doux qui sont inévitables car, étant économiquement accessibles et de plus possédant de très bonnes caractéristiques magnétiques, tel que, la polarisation magnétique élevée qui permettent une variation facile du flux magnétique avec une dissipation d'énergie réduite.

Les principaux matériaux magnétiques doux sont les alliages polycristallins ferromagnétiques de fer, de nickel et de cobalt, ils assurent à eux seuls l'essentiel des besoins du génie électrique, en plus des critères magnétiques ces matériaux doivent satisfaire les exigences mécaniques, de tenue à la corrosion et/ou à la température selon l'utilité.

L'exceptionnelle évolution qu'ont connue les matériaux magnétiques doux durant le XX^e siècle, a eu un impact positif sur leurs performances. Grâce aux récentes techniques d'élaboration, une nouvelle gamme de produits tels que les amorphes, les nanocristallins ou les FeSi à 6.5% a vu le jour, cette panoplie de matériaux ouvre de vastes horizons d'application. Comme la compétition entre les industriels est très rude. Ajouter à cela l'existence d'un penchant au tout électrique, qui fait que les matériaux sont astreints de fonctionner dans des conditions électriques, magnétiques, thermiques voire mécaniques généralement extrêmes. Le matériau doit obéir à des exigences technologiques, économiques et environnementales fortes, ce qui sous-entend qu'il devrait être optimisé au préalable.

Ce présent mémoire traite la caractérisation de la tôle magnétique en vue du calcul du champ en tous points de la machine. celui-ci comporte six chapitres.

Le premier chapitre est une introduction qui rappelle les bases de la physique des matériaux magnétiques, leurs structures à différentes échelles et l'origine de leurs comportements complexes. Le deuxième chapitre est consacré aux aciers électriques FeSi avec la présentation de leur récent développement et aux horizons de leur applications, en plus la présentation de quelques outils de leur caractérisation sous différents champs, les méthodes de création de ces derniers ainsi que les pertes engendrées feront l'objet du troisième chapitre. Dans le quatrième chapitre on exposera le banc de mesure et les essais effectués ainsi que le relevé des données qui seront un support pour le reste du travail, à savoir la modélisation de la courbe de première aimantation et le calcul du circuit magnétique, qui seront respectivement traités dans les chapitres cinq et six.

I.1 Perspectives historiques

Le phénomène de magnétisme n'a pas cessé d'attirer l'attention de l'homme. Depuis l'observation de l'attraction ou la répulsion entre deux aimants qui date d'après quelques témoignages historiques du 6ème siècle avant JC. A cette date, Thales de Milet remarque que certains minerais en provenance d'Asie attirent le fer.

En matière d'application il a fallu attendre jusqu'au 11ème siècle où les chinois inventent la première aiguille aimantée, en 1269 la lettre de Peregrinus de Maricourt sur la pierre aimantée est considérée comme une première contribution scientifique à ce phénomène.

Les travaux effectués par Piere Curie en 1895 sur le magnétisme lui ont ouvert la voie d'une théorie moderne de magnétisme, ils l'ont amené à distinguer le diamagnétisme de paramagnétisme et du ferromagnétisme où il a également observé la transition ferromagnétique vers le paramagnétique.

I.2 Le magnétisme à l'échelle atomique

I.2.1 L'atome de Bohr [1]

En 1910 le physicien Niels Bohr propose un modèle planétaire décrivant la structure de l'atome d'hydrogène

L'électron de charge $-e$ et de masse m gravite sur une trajectoire elliptique, il est équivalent à un courant élémentaire $i = -\frac{ew_l}{2\pi}$ qui génère un moment atomique orbital

$$m_l = -\frac{ew_l}{2} r^2 \quad (I.1)$$

Dans son mouvement l'électron possède un moment cinétique appelé moment cinétique orbital noté L

$$L = mw_l r^2 \quad (I.2)$$

$$\text{De (1) et (2) on déduit que } m_l = -\frac{e}{2m} L. \quad (I.3)$$

La quantification de module de moment cinétique orbital nous donne :

$$L = \ell \hbar \quad (I.4)$$

Avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ou h désigne la constante de Plank et ℓ un nombre entier qui prend les valeurs de (0, 1, 2, 3,)

Le moment magnétique orbital est un multiple entier d'un moment unité qu'on appelle magnéton de Bohr noté [3] :

$$m_b = \frac{e\hbar}{2m} = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \quad (\text{I.5})$$

En plus de L l'électron possède un moment cinétique intrinsèque S produisant lui aussi un moment magnétique m_s appelé moment magnétique de spin

$$m_s = -\frac{e\hbar}{m} s \quad (\text{I.6})$$

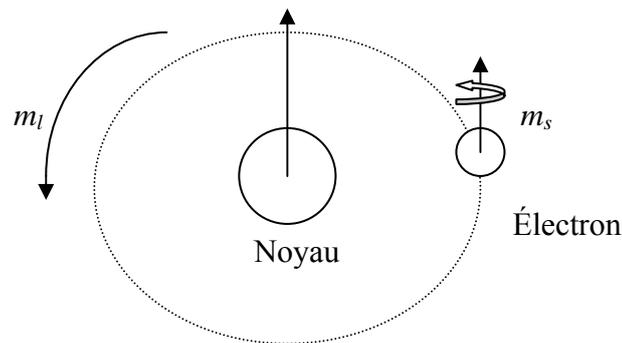


Figure1 : illustration du moment orbital et de spin

Les modules des moments magnétiques orbitaux et de spin sont donnés par :

$$|m_l| = m_b \sqrt{l(l+1)} \quad (\text{I.7})$$

$$|m_s| = 2m_b \sqrt{s(s+1)} \quad (\text{I.8})$$

I.2.2 Système a plusieurs électrons [2]

Dans un système a plusieurs électrons le moment magnétique de l'atome est la somme des moments de chaque électron, il se trouve que dans une couche électronique pleine toutes les sources des moments magnétiques s'annulent deux à deux du fait que le nombre d'électrons de spin **up** ($s=1/2$) égale au nombre d'électron de spin **down** ($s=-1/2$), de même il y a autant de valeurs positives de moment atomique orbital que de valeurs négatives

Pour l'étude de moment atomique d'un atome il suffit de considérer uniquement les couches électroniques incomplètes où les moments orbitaux et de spin des électrons se couplent pour donner finalement le moment magnétique atomique total \vec{m}_A de module

$$|m_A| = g m_b \sqrt{J(J+1)} \quad (\text{I.9})$$

Où g désigne le facteur de Lande compris entre 1 et 2 [2]

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (\text{I.10})$$

J : moment cinétique total de module

$$|J| = |L + S| \text{ Ou } |J| = |L - S| \quad (\text{I.11})$$

I.3 Propriétés des matériaux magnétiques

I.3.1 L'aimantation

L'aimantation est la densité volumique de moment magnétique ampérien elle est donnée par [1] :

$$\vec{M} = \frac{\sum \vec{m}_i}{V}, \text{ elle s'exprime en [A/m]} \quad (\text{I.12})$$

\vec{m}_i : Représente le moment magnétique ampérien

I.3.2 La polarisation

La polarisation est la densité volumique de moment magnétique coulombien, elle est définie par [1] :

$$\vec{J} = \frac{\sum \vec{m}_i^c}{V}, \text{ elle s'exprime en Tesla [T]}. \quad (\text{I.13})$$

\vec{m}_i^c : Représente le moment magnétique coulombien.

I.3.3 La susceptibilité magnétique

Elle est définie comme étant le rapport entre la polarisation et le champ, effectivement, lorsque une substance magnétique est plongée dans un champ magnétique H, acquiert une certaine aimantation M tel que $\vec{M} = \chi \vec{H}$, le coefficient χ désigne la susceptibilité magnétique relative de la substance, elle exprime dans un sens le taux d'aimantation

I.3.4 La perméabilité magnétique

On appelle la perméabilité magnétique absolue $\mu = \mu_0 \mu_r$ qui s'exprime en [H/m], la faculté que possède la substance à canaliser le champ magnétique.

μ_r : représente la perméabilité relative, elle est sans unité.

μ_0 : désigne la perméabilité magnétique du vide qui vaut $4\pi 10^{-7}$.

I.4 Les types de magnétisme

I.4.1 Le diamagnétisme [3]

Le diamagnétisme est une propriété générale de la matière, il se traduit par le fait qu'un matériau plongé dans un champ H acquiert une polarisation proportionnelle au champ magnétique H donnée par

$$\vec{J} = \mu_0 \chi \vec{H} \quad (\text{I.14})$$

Où χ désigne la susceptibilité diamagnétique qui est une grandeur négative très faible de l'ordre de 10^{-6} que l'on ne peut percevoir que dans les matériaux qui ne présentent aucun moment magnétique intrinsèque.

Le comportement diamagnétique s'explique par le mouvement orbital des électrons provoqué par le champ H , ce mouvement peut être assimilé à des courants électriques dans des spires plongées dans un champ vont d'après la loi de Lenz créer un flux opposé à la variation de flux qui lui a donné naissance.

I.4.2 Le paramagnétisme [3]

Le paramagnétisme est caractérisé par une susceptibilité relative positive très faible comprise entre 10^{-6} et 10^{-3} . Elle est inversement proportionnelle à la température. Les atomes des substances paramagnétiques possèdent des moments permanents indépendants les uns des autres, sous l'action d'un champ magnétique, ces moments tendent à s'aligner mais la polarisation résultante reste très faible à cause de l'agitation thermique qui oriente aléatoirement les moments magnétiques des atomes.

I.4.2.1 Le paramagnétisme de Langevin [1] [5]

On considère une sphère comportant N atomes par unité de volume dont chaque atome est porteur d'un moment magnétique ' m '. En absence de champ appliqué les moments atomiques s'orientent d'une façon aléatoire donnant un moment résultant nul.

En présence d'un champ \vec{B} chaque atome acquiert une énergie magnétique $U_i = -\vec{m}_i \cdot \vec{B}$ l'orientation des moments et le champ appliqué est régit par la loi statistique de Maxwell Boltzmann, la probabilité de présence des atomes ayant leurs moments magnétiques dans la direction de θ est proportionnelle à $e^{-U_i/kT}$

Avec

$$U_i = -m_i B \cos \theta \quad (I.15)$$

m : moment magnétique atomique

B : Champ appliqué

θ : Angle que fait le moment m avec le champ appliqué

k : Constante de Boltzmann, elle vaut $1,38 \cdot 10^{-23}$ [J/K]

T : Température absolue

Dans la théorie de la physique classique l'orientation des moments atomiques est possibles pour des angles compris entre zéro et π

Les N atomes contenus dans la sphère sont obtenus par [2] :

$$N = \int_0^\pi N_0 e^{-\frac{mB \cos \theta}{kT}} 2\pi \sin \theta d\theta \quad (\text{I.16})$$

N_0 : nombre d'atomes contenus dans l'angle solide défini par la rotation de θ

La polarisation J s'obtient en projetant tous les moments magnétiques atomiques sur la direction de \vec{B} , ce qui revient à multiplier l'équation (I.16) par $(\mu_0 m \cos \theta)$ donc on aura :

$$J = \mu_0 N m \cos \theta \quad (\text{I.17})$$

$$J = 2\pi N_0 m \mu_0 \int_0^\pi \sin(\theta) \cos(\theta) e^{-\frac{mB \cos \theta}{kT}} d\theta \dots \dots \dots (2) \quad (\text{I.18})$$

De (1) on a :

$$N_0 = \frac{N}{2\pi \int_0^\pi e^{-\frac{mB \cos \theta}{kT}} \sin(\theta) d\theta} \quad (\text{I.19})$$

$$J = \mu_0 N m \frac{\int_0^\pi \sin(\theta) \cos(\theta) e^{-\frac{mB \cos \theta}{kT}} d\theta}{\int_0^\pi e^{-\frac{mB \cos \theta}{kT}} \sin(\theta) d\theta} \quad (\text{I.20})$$

On pose $x = \frac{mB}{kT}$ et $\cos \theta = \alpha$

$$J = \mu_0 N m \frac{\int_{-1}^{-1} \alpha e^{x\alpha} d\alpha}{\int_{-1}^1 e^{x\alpha} d\alpha} = \mu_0 N m \left(\coth x - \frac{1}{x} \right) \quad (\text{I.21})$$

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \quad \text{Est la fonction de Langevin} \quad (\text{I.22})$$

La polarisation s'écrit alors : $J = \mu_0 N m L(x)$ (I.23)

La théorie de Langevin ne tient pas compte de la quantification des moments atomiques, son domaine d'application est restreint, une modification à cette loi a été apportée en la remplaçant par la fonction de Brillouin donnée par

$$B_j(x) = \frac{2j+1}{2j} \coth\left(\frac{2j+1}{2j}x\right) - \frac{1}{2j} \coth\left(\frac{x}{2j}\right) \quad (\text{I.24})$$

Dans un milieu à température ambiante les valeurs de $\frac{mB}{kT}$ sont très petites, la fonction de Langevin peut être approximée par un développement limité au voisinage de zéro.

$$L(x) = \frac{x}{3} \quad (\text{I.25})$$

La forme finale de la polarisation s'écrit :

$$J = \mu_0 N m \frac{x}{3} = \frac{\mu_0 N m^2 B}{3kT} \quad (\text{I.27})$$

La susceptibilité paramagnétique est alors

$$\chi = \frac{J}{\mu_0 H} = \frac{J}{B} = \frac{\mu_0 N m^2 B}{3kTB} = \frac{C}{T} \quad (\text{I.29})$$

$$\chi = \frac{C}{T}, \text{ est la loi de Curie où } C = \frac{\mu_0 N m^2}{3k} \text{ est la constante de Curie}$$

I.4.3 Le ferromagnétisme [1]

Le ferromagnétisme résulte de l'alignement des moments magnétiques permanents qui s'orientent parallèlement les uns aux autres par un couplage ferromagnétique. Donc les ferromagnétiques possèdent une polarisation spontanée, cet ordre est fonction de la température, de ce fait une distribution aléatoire n'est pas écartée pour des températures supérieures à celle de Curie au dessus de laquelle les ferromagnétiques deviennent des paramagnétiques

Les principaux matériaux ferromagnétiques sont : le Fer, le Cobalt, le Nickel, leurs alliages et les terres rares. Ces matériaux ont une large application en génie électrique, ils sont utilisés dans les machines électriques, la protection magnétique et l'enregistrement magnétique...etc. une étude plus détaillée de ces matériaux est présentée dans la partie suivante

I.5 Le ferromagnétisme et matériaux ferromagnétiques [3]

Le ferromagnétisme est une propriété manifestée par le moment magnétique de spin qui provient des électrons non couplés dans les sous couches électronique incomplètes comme la 3d pour le fer et le nickel et la 4f pour les terres rares. Ce comportement est associé à l'alignement parallèle des moments atomiques dont les atomes magnétiques sont suffisamment proches les uns des autres pour qu'ils s'interagissent

Cette disposition ordonnée est à l'origine de la polarisation des ferromagnétiques, elle existe même en champ nul, pour cela elle est qualifiée de spontanée.

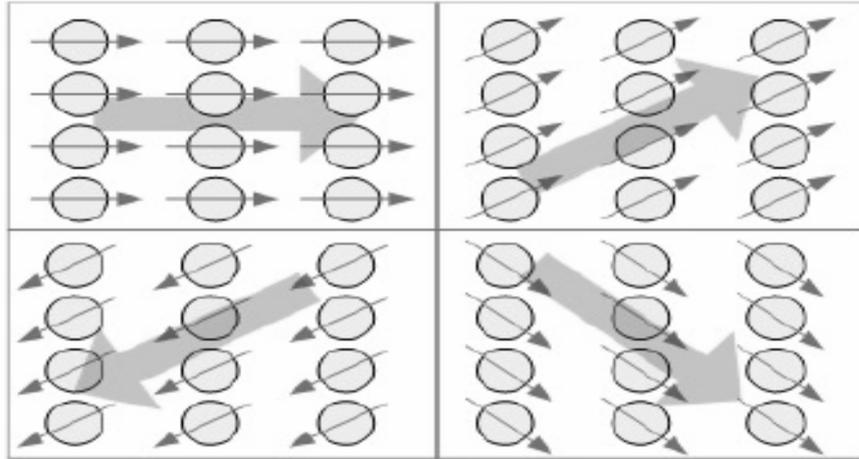


Figure2 : orientation des moments dans un ferromagnétique [4]

I.5.1 Le domaine magnétique

Les propriétés ferromagnétiques sont liées aux particularités des structures ordonnées à l'état solide (cristallisation) de ces substances

La structure cristalline est un arrangement régulier et périodique des atomes. Ces atomes ont un comportement collectif à l'intérieur d'un domaine, leurs moments magnétiques sont fortement couplés

Beaucoup d'expériences ont été réalisées pour visualiser les frontières de ces domaines, la première a été faite par Bitter qui a utilisé la poudre de fer FeO_3 en solution, ces particules se déposent sur les frontières des domaines qu'on peut observer à la surface des échantillons [4]

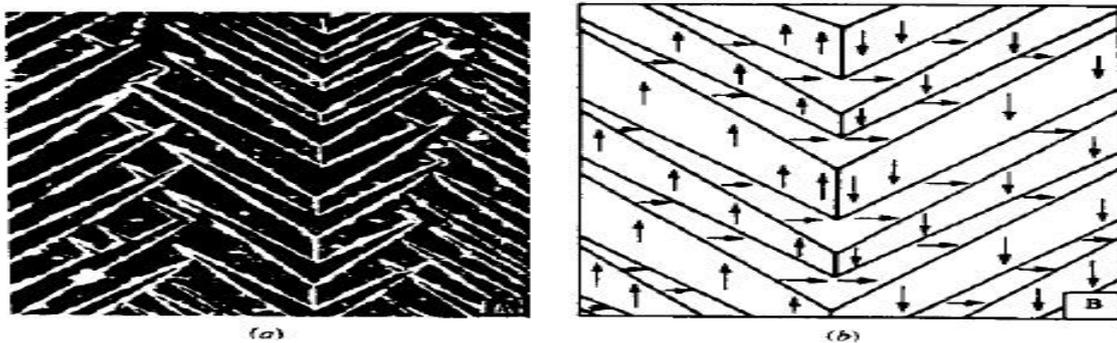


Figure3 : visualisation des domaines magnétiques [4]

(a) : Domaines magnétiques observés à la surface d'un échantillon de fer avec la méthode de Bitter

(b) : Interprétation de la répartition des domaines, les flèches représentent les aimantations

I.5.2 Bilan énergétique d'un cristal ferromagnétique [3]

a. Energie d'échange

La structure cristalline des ferromagnétiques est caractérisée par un arrangement géométrique des atomes, cet arrangement peut être détruit pour des températures supérieures à la température de fusion du matériau. Une autre caractéristique se voit dans l'arrangement directionnel des moments atomiques qui est aussi fonction de la température, le retour à un arrangement aléatoire est obtenu pour des températures supérieures à celle de Curie.

L'ordre directionnel est imposé par l'énergie d'échange qui a pour expression [3]

$$W_{ij} = -2J_{ij}\vec{S}_i\vec{S}_j \quad (\text{I.30})$$

Où : J_{ij} Désigne l'intégrale d'échange entre les atomes i et j

\vec{S}_i, \vec{S}_j Sont les moments magnétiques de spin associés aux atomes i et j

b. Energie magnétostatique

Elle résulte des interactions entre chaque moment atomique et le champ \vec{B}_i créée par les atomes voisins, où est plongé un moment \vec{m}_i .

L'expression de son énergie potentielle magnétostatique est donnée par la loi d'aimantation statique

$$U_i = -m_i\vec{B}_i. \quad (\text{I.31})$$

c. Energie d'anisotropie

Elle tient compte de l'anisotropie magnétocristalline qui provient de l'interaction entre les orbitales des électrons responsables du magnétisme de l'atome et du champ électrique cristallin. L'aimantation ferromagnétique dépend de cette énergie, en effet lorsqu'on augmente le champ d'excitation H, les domaines qui se trouvent dans le même sens que H s'agrandissent au détriment des autres domaines par le déplacement des parois de Bloch, à la fin de ce déplacement et si on continue à augmenter H c'est le vecteur aimantation qui subira une modification, ce qui augmente le cycle d'hystérésis et provoque un échauffement qui traduit les pertes magnétiques.

d. L'énergie magnétostrictive

Elle est due essentiellement aux déformations et aux contraintes que les domaines exercent les uns sur les autres, cela résulte du couplage magnétomécanique et autres effets magnétoélastiques comme les déformations libres qui donnent lieu à des allongements spontanés

Le cristal de fer aimanté perd sa structure cubique, il s'allonge suivant la direction d'aimantation provoquant une dégradation des propriétés magnétiques.

L'expression de l'énergie magnétoélastique est donnée par [3] :

$$F_{me} = B_1(\varepsilon_{11}\alpha_1^2 + \varepsilon_{22}\alpha_2^2 + \varepsilon_{33}\alpha_3^2) + 2B_2(\varepsilon_{12}\alpha_1\alpha_2 + \varepsilon_{23}\alpha_2\alpha_3 + \varepsilon_{31}\alpha_3\alpha_1) + B_3(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}) \dots \dots \quad (I.32)$$

α_i : Cosinus directeurs de l'aimantation

B_1, B_2, B_3 sont des paramètres qui caractérisent l'énergie d'interaction et la symétrie cristalline

ε_{ii} et ε_{ij} représente la dilatation

Ces dilatations sont limitées par l'énergie élastique :

$$F_{el} = \frac{1}{2}C_{11}(\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2 + \varepsilon_{33}^2) + \frac{1}{2}C_{44}(\varepsilon_{12}^2 + \varepsilon_{23}^2 + \varepsilon_{31}^2) + C_{12}(\varepsilon_{11}\varepsilon_{22} + \varepsilon_{22}\varepsilon_{33} + \varepsilon_{33}\varepsilon_{11}) \quad (I.33)$$

Où C_{11}, C_{12}, C_{44} désignent les constantes élastiques du cristal cubique

Le calcul de l'allongement spontané du cristal par rapport à la forme cubique initiale dans une direction d'aimantation défini par les cosinus directeurs $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ est donné par :

$$\left(\frac{\Delta l}{l}\right)_s = \frac{3}{2}\lambda_{100}\left(\alpha_1^2\beta_1^2 + \alpha_2^2\beta_2^2 + \alpha_3^2\beta_3^2 - \frac{1}{3}\right) + 3\lambda_{111}(\alpha_1\alpha_2\beta_1\beta_2 + \alpha_2\alpha_3\beta_2\beta_3 + \alpha_3\alpha_1\beta_3\beta_1) \quad (I.34)$$

Où λ_{100} et λ_{111} sont des constantes de magnétostriction du matériau

I.5.3 Processus d'aimantation d'un cristal ferromagnétique

Les ferromagnétiques se cristallisent dans des systèmes différents, le fer et le nickel ont une structure cristalline cubique, celle du cobalt est hexagonale

a. Cas d'un cristal cubique

On définit trois axes principaux pour une structure cubique, ils sont notés 100, 010, et 001

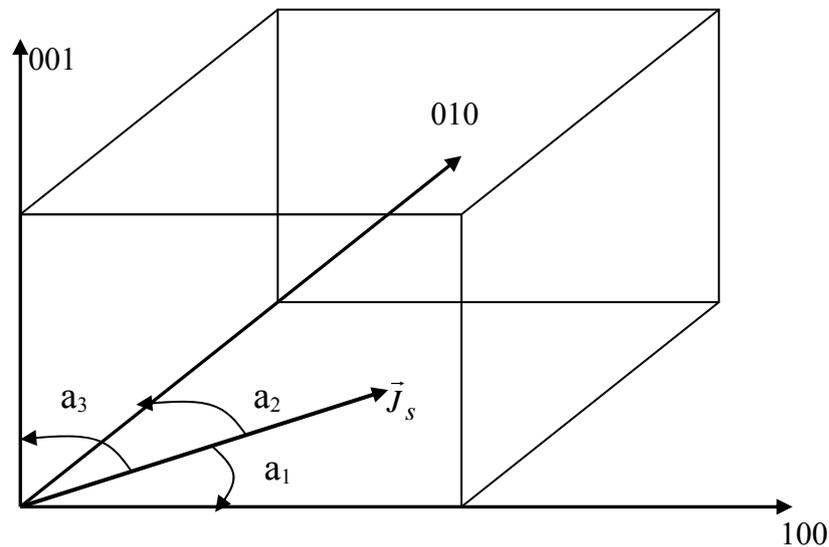


Figure 4 : Principaux axes cristallographiques d'une structure cubique

a_1 , a_2 , a_3 sont les angles que fait le vecteur de polarisation spontanée avec les axes cristallographiques.

J_s vecteur de polarisation spontanée

$\cos a_1 = \alpha_1$, $\cos a_2 = \alpha_2$, $\cos a_3 = \alpha_3$ sont les cosinus directeurs de la polarisation par rapport aux arêtes du cube

L'énergie interne du cristal varie avec l'orientation de la polarisation, il existe des directions cristallographiques privilégiées dans lesquelles les moments s'orientent de préférence

Pour le fer les arêtes du cube sont des directions de facile aimantation, les axes 101, 110 011 sont de moyen aimantation et l'axe 111 est de difficile aimantation

La figure suivante représente les courbes d'aimantation du fer suivant les trois directions cristallographiques

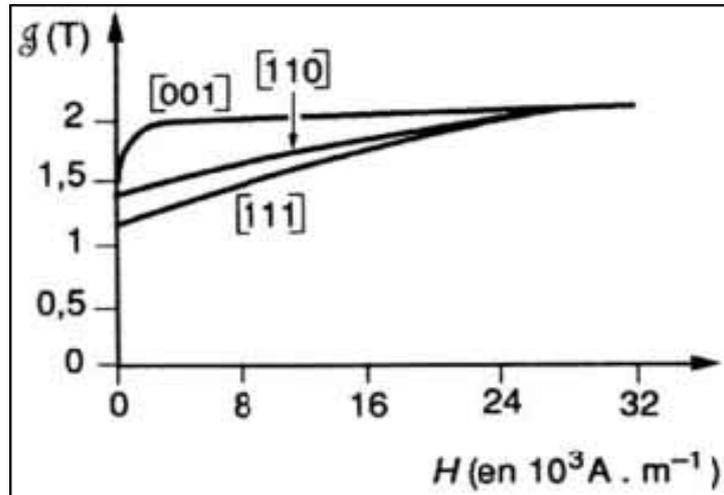


Figure 5 : Courbes d'aimantation du fer suivant 3 directions cristallographiques [1]

L'énergie d'anisotropie est donnée par [1] :

$$U_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (I.35)$$

Où K_1 et K_2 sont des constantes d'anisotropie s'expriment en $[J/m^3]$

b. Cas d'un système a basse symétrie

Pour les composés qui se cristallisent dans des systèmes a basse symétrie comme le cobalt dans sa structure hexagonale compacte, ont un axe privilégié, l'expression de leur énergie d'anisotropie est donnée part [1] :

$$U_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + (K_3 + K_2 \cos 6\varphi) \sin^6 \theta \dots \quad (I.36)$$

Où θ et l'angle que fait J_s avec l'axe du cristal et φ angle que fait la projection de J_s avec le plan de base

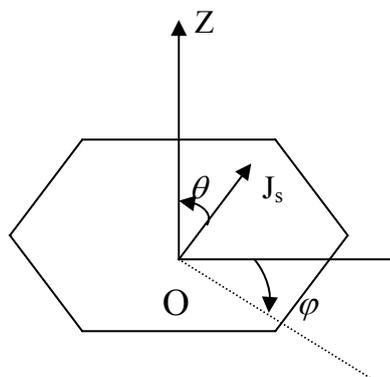


Figure 6 : Structure hexagonale et définition des angles θ et φ

I.6 La théorie du champ moléculaire

I.6.1 Domaines de Weiss [3] [5]

On appelle domaine de Weiss (de nom de physicien Paul Weiss) la plus petite partie continue dans une substance ferromagnétique à l'échelle microscopique. Tous les moments des atomes sont orientés dans le même sens dans un domaine magnétique, de ce fait une aimantation apparaît à l'intérieur du domaine, mais elle ne se manifeste pas à l'échelle macroscopique à cause de l'orientation différente des domaines

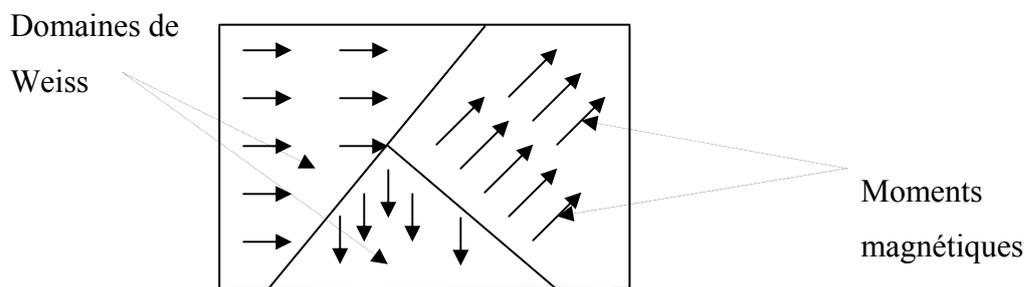


Figure 7 : Illustration des domaines de Weiss

Pour aligner ces moments il faut appliquer un champ extérieur H_{ext} important compte tenu de l'agitation thermique, ce qui amène le physicien Paul Weiss à suggérer l'existence d'un champ moléculaire proportionnel à l'aimantation appelé aussi champ de Weiss noté H_W et a comme relation :

$$\vec{H}_W = \lambda \vec{M} , \text{ avec } \lambda \text{ désigne une constante de proportionnalité}$$

Donc chaque atome est soumis à la superposition des deux champs (extérieur et H_W) donnant un champ effectif noté H_{eff} qui s'exprime par :

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \lambda \vec{M} \quad (I.37)$$

Avec cette configuration de champ effectif appliqué sur chaque atome, Paul Weiss a apporté une correction à la théorie de Langevin. La polarisation s'écrit alors dans le cadre de cette correction comme suite

$$J = \mu_0 Nm \left(\coth x - \frac{1}{x} \right), \quad x = \frac{mB}{kT} = \frac{\mu_0 m H}{kT} = \frac{\mu_0 m (H_{ext} + \lambda M)}{kT} \quad (I.38)$$

On pose $a = \frac{kT}{\mu_0 m}$

On aura :

$$J = \mu_0 Nm \left(\coth \left(\frac{H_{ext} + \lambda M}{a} \right) - \frac{a}{H_{ext} + \lambda M} \right) \quad (I.39)$$

I.6.2 Comportement thermique des ferromagnétiques [3]

Afin de mieux comprendre le comportement thermique des ferromagnétiques on s'intéresse à leur aimantation ou leur polarisation.

Si on reste dans le cadre de la théorie de Langevin et la correction de Weiss

On a :

$$J = \mu_0 Nm L(x) = J_0 L(x), \quad (I.40)$$

Avec $J_0 = \mu_0 Nm$ représente la polarisation à saturation

$$\frac{J}{J_0} = L(x) = L \left(\frac{\mu_0 Nm (H_{ext} + \lambda M)}{kT} \right) \quad (I.41)$$

On pose

$$\alpha = \frac{\mu_0 m (H_{ext} + \lambda M)}{kT} = \frac{m(\mu_0 H_{ext} + \lambda \mu_0 M)}{kT} \quad (I.42)$$

$$\alpha = \frac{m(B + \lambda J)}{kT} \quad (I.43)$$

On aura deux équations pour la polarisation :

$$\begin{cases} \frac{J}{J_0} = L(\alpha) \dots\dots (*) \\ \frac{J}{J_0} = \frac{kT}{m\lambda J_0} \alpha - \frac{B}{\lambda J_0} \dots\dots (**) \end{cases} \quad (I.44)$$

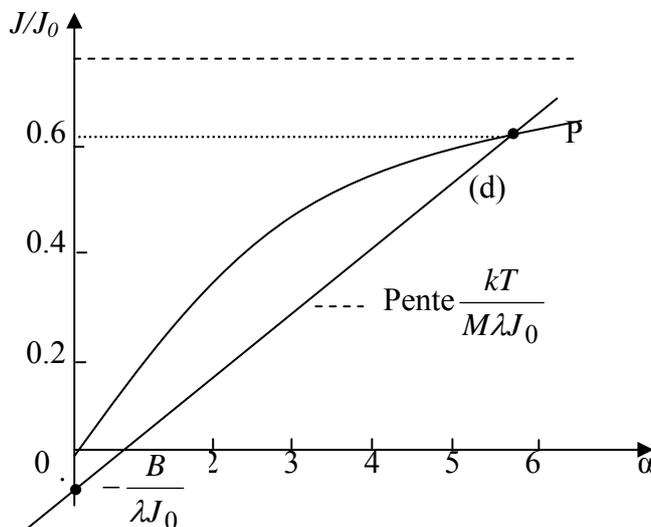


Figure 8 : Résolution graphique de l'aimantation relative J/J_0

L'intersection entre les courbes des deux équations nous donne un point P et si $B=0$ L'aimantation sera uniquement fonction de la température. Pour des températures très basses le point P se situe à des valeurs grandes de α , et pour des températures élevées la pente $\frac{kT}{m\lambda J_0}$ de la droite (d) augmente et l'aimantation diminue lentement dans un premier temps puis rapidement jusqu'à son annulation. Elle passe par un minimum qui correspond à la température de curie au delà de laquelle les propriétés ferromagnétique disparaissent, la substance aura alors un comportement paramagnétique, cependant, pour garder l'aimantation il faut appliquer un champ B, la polarisation qui résulte est régie par la loi de Curie Weiss :

$$J = \frac{C}{T - T_C} B \quad (I.45)$$

C : Constante de Curie

T_C : Température de Curie

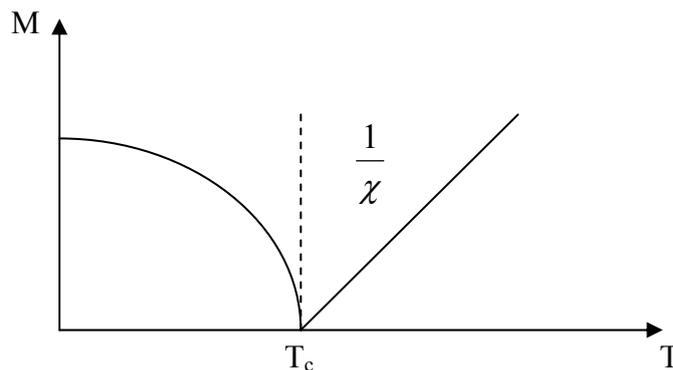


Figure 8 : Courbe d'aimantation en fonction de la température

I.7 Nature des matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques se divisent en deux grandes familles :

I.7.1 Les ferromagnétiques durs

Ce sont des matériaux à large cycle d'hystérésis caractérisés par une aimantation rémanente, ils sont destinés en général à la fabrication des aimants permanents utilisés dans les machines électriques tournantes, les haut-parleurs et les supports d'enregistrement : bandes et disques magnétiques

I.7.2 Les ferromagnétiques doux

C'est des matériaux à cycle d'hystérésis très mince (moins de pertes par hystérésis) et à faible aimantation rémanente, les matériaux présentant ces caractéristiques sont : le Fer, le Nickel, le Cobalt, et leurs alliages.

Ces matériaux à l'état pur n'offrent pas un grand intérêt à leur exploitation, souvent on a recours à leurs alliages ou bien on leurs ajoute des additifs comme le silicium.

I.8 Les alliages magnétique

I.8.1 Les alliages FeNi

Ils constituent une partie des alliages magnétiques doux grâce à leurs constantes électromagnétiques ($K_1, \lambda_{100}, \lambda_{111}$) favorables à des applications dans des systèmes électromagnétiques où le rendement est primordial devant les autres caractéristiques.

Les performances de ces alliages sont attribuées à leur structure cubique à faces centrées (CFC) où le pourcentage de nickel varie entre 25 et 35%, dans cette structure le FeNi a une grande malléabilité, il est facile à laminier jusqu'à des épaisseurs très faibles qui peuvent atteindre $25\mu\text{m}$, il est utilisé dans différents appareils comme les transformateurs de signaux, les capteurs les disjoncteurs... etc.

I.8.2 Les alliages FeCo

Pour répondre aux besoins de miniaturisation et la diminution de l'encombrement dans les systèmes électromagnétiques, les alliages FeCo offrent une grande possibilité d'exploitation dans ce sens. En effet de nombreux domaines tel que l'aéronautique, la technologie embarquée...etc. l'utilisation de FeCo diminue considérablement le poids des dispositifs électromagnétiques, impact direct sur la réduction de l'énergie stockée.

Les biens faits du cobalt dans les matériaux sont nombreux, on peut citer comme exemple :

- L'augmentation de l'aimantation à saturation (2.4T à 20°C) pour 35% en poids de Co, ce qui permet la réduction du volume des machines électriques

- Une croissance de la magnétostriction (contraintes internes et externes), exploité dans un fonctionnement en capteur

- Une température de Curie très élevée, elle peut atteindre 1040°C avec 94% Co, possibilité d'usage dans des milieux à très haute température.

I.8.3 Les alliages FeSi

L'addition de silicium au fer pur améliore certaines propriétés magnétiques selon le taux de silicium. Les avantages apportés par le Si dans le fer sont :

- L'augmentation de la résistivité électrique et par conséquent les pertes par courant de Foucault diminuent.

-L'augmentation de la perméabilité magnétique.

-La diminution de champ coercitif par suite les pertes par hystérésis

Les paramètres influencés défavorablement par l'ajout de silicium sont : l'induction à saturation qui chute légèrement et la température de curie qui chute aussi légèrement.

Les alliages FeSi sont élaborés sous forme de tôles aussi minces que possible, leurs utilisation en paquet dans les circuits magnétiques exige une bonne isolation, elle est souvent réalisée par oxydation dans des fours à haute température et à atmosphère contrôlée. Un autre type d'isolation se fait par application de couches très minces de vernis qui sèche rapidement au four.

II.1 Introduction :

Actuellement dans le monde vu la rude concurrence qui subsiste entre les producteurs, dans la course à l'acquisition du matériau magnétique le plus performant (ie possédant une induction à saturation élevée et une perméabilité relative μ_r élevé). L'utilisation de tels matériaux dans les différentes applications (transformateur, moteur, etc...) ferait en sorte que ces machines électriques seront moins volumineuses (un volume petit), avec un rendement élevé. Si l'on ajoute à cela des propriétés thermiques et mécaniques améliorées, ceci fera que la qualité des équipements conçus avec ces matériaux serait inégalable, il faudrait juste que leur utilisation soit optimale.

II.2. Tôles FeSi à grains non orientés

Les alliages FeSi actuels en tôles à grains non orientés contiennent de 0,1% à 3,2% de silicium. L'ensemble des considérations techniques (niveau des pertes, facilité de découpe...) ou économiques à conduit à proposer, suivant l'application, deux classe de tôles de compositions voisines, mais de présentation sensiblement différente.

II.2.1 Tôles semi-finies

Elles sont livrées à l'utilisateur à l'état non traité. Ces tôles correspondent souvent à des nuances moins chargées en silicium et dans des épaisseurs plus fortes. Elles sont utilisées principalement dans les petits moteurs à fonctionnement intermittent (électroménager, accessoires d'automobiles).

Ces tôles après découpage en pièces doivent être recuites par l'utilisateur dans des chaudières à 780 °C-800 °C pendant 5 à 10 minutes. Ce recuit se termine sous atmosphère oxydante (20% H₂ + 80% N₂ saturée en eau à 35 °C) qui développe un film d'oxyde suffisant pour isoler les tôles entre elles.

Les tableaux suivants nous donnent quelques caractéristiques normalisées et généralisées de ces tôles [6].

Tableau 1 - Caractéristiques magnétiques normalisées de quelques tôles électriques non orientées [6]					
Qualité	Épaisseur (mm)	Pertes garanties ($W \cdot kg^{-1}$)	Induction minimale pour		Application principale
			2500 $A \cdot m^{-1}$	10000 $A \cdot m^{-1}$	
Fully process	0,35	2,5	1,49	1,71	Grosses machines tournantes
	0,50	2,70	1,49	1,71	Moteurs de grosse et moyenne puissance
	0,65	6,00	1,54	1,75	Moteurs de moyenne et faible puissance
Semi process	0,50	3,90	1,54	1,75	Moteurs de moyenne puissance
	0,65	10,00	1,58	1,79	Petits moteurs, électroménagers

Tableau 2 - Caractéristiques générales des tôles FeSi non orientées [6]								
Teneur en silicium (ou Si + Al)	polarisation à saturation	Champ coercitif	polarisation pour $H = 2500 A \cdot m^{-1}$	Pertes pour $d = 0,5 mm$		Propriétés mécaniques		Applications
				(%)	(T)	($W \cdot kg^{-1}$)	($W \cdot kg^{-1}$)	
1	2,12	60 à 100	1,51	2,60	6,00	340	35	Petits moteurs, relais, etc.
2	2,04	40 à 80	1,49	1,70	4,00	420	30	Moteurs, appareillages divers, etc.
3	2,02	20 à 50	1,48	1,35	3,10	500	23	Grosses machines tournantes, transformateurs, etc.

(1) R : résistance mécanique à la traction A : allongement à la rupture.

II.2.2 Tôles finies

Elles sont livrées à l'utilisateur prêtes à l'emploi. Elles possèdent toutes leurs caractéristiques magnétiques et il n'est pas nécessaire de les soumettre à un traitement thermique après découpage chez le constructeur de machines électriques. Elles ont été également revêtues d'une fine couche isolante sur chaque face.

Le type d'isolant et son épaisseur dépendent de la machine à construire, le tableau suivant nous donne les principaux types d'isolants pour ces tôles :

Nature	Épaisseur (µm)	Fonction principale
Vernis synthétique	1 à 2	isolation + amélioration de la découpe
Phosphatation	1 à 2	isolation + tenue en température
Vernis synthétique + charges minérales	4 à 7	haute isolation

II.2.3 Fabrication des tôles électriques non orientées

L'évolution des techniques utilisées dans l'aciérie (élaboration à l'oxygène, traitement du métal liquide sous vide ...) a eue un effet très bénéfique pour la fabrication des tôles électriques en général et pour les non orientées en particulier. Le laminage à froid permet d'avoir des tôles avec une grande régularité au niveau de l'épaisseur, et un excellent état de surface qui permettent d'obtenir de bons coefficients de remplissage des circuits magnétiques, mais, ce mode de fabrication conduit à une légère anisotropie des caractéristiques magnétiques qui dépend principalement du taux de réduction au dernier laminage.

II.2.4 Fonctionnement des tôles non orientées

L'utilisation des tôles non orientées est essentiellement faite dans les machines tournantes, où l'aimantation du matériau n'est pas toujours colinéaire au champ d'excitation. Les pertes sont alors plus complexes à analyser, on les décompose parfois en deux fractions équivalentes [6]

- les pertes alternatives habituelles
- les pertes harmoniques dues aux harmoniques de la machine

II.3 Tôles magnétiques FeSi à grains orientés

II.3.1 Généralités

Dans les tôles FeSi non orientées, premièrement l'orientation des grains, issus de la recristallisation primaire, est quelconque, d'autre part, la teneur en silicium varie de 0,1 à 3,2 %. La situation est complètement différente dans les FeSi à grains orientés :

- la teneur en silicium est toujours voisine de 3 %;
- l'orientation des grains obtenus par recristallisation secondaire est très marquée.

Les tôles FeSi à grains orientés sont réparties en deux catégories

- les tôles conventionnelles
- les tôles à haute perméabilité

II.3.2 Tôles à grains orientés conventionnelles

Les tôles à grains orientés sont employées dans la construction des transformateurs où leurs excellentes qualités magnétiques dans le sens du laminage peuvent être utilisées au mieux. Par contre on évite, de faire circuler le flux dans la direction transverse qui présente des propriétés moins avantageuses (les pertes sont 2 à 4 fois plus importantes dans cette direction là).

La fabrication de ces produits relève ainsi d'une métallurgie difficile à toutes les étapes, nous donnant dans ce qui suit le tableau du processus de fabrication de ces tôles.

Tableau 4 - Processus de fabrication des tôles FeSi à grains orientés [6]	
Tôle conventionnelle	Tôle à haute perméabilité
Élaboration (Si = 3,2 %, C = 0,03 %)	Élaboration (avec traitement sous vide) (Si = 3 %, C = 0,07 %)
Laminage à chaud à 2 mm, après réchauffage à 1 350 °C	Laminage à chaud à 2 mm, après réchauffage à 1 400 °C
Recuit de normalisation	Recuit de normalisation
Laminage à froid (réduction 60 %)	Laminage à froid (réduction 85 %)
Recuit à 900 °C	
Laminage à froid (réduction 50 %)	
Décarburation (N ₂ + H ₂ humide) à 800 °C	Décarburation (N ₂ + H ₂ humide) à 800 °C
Enduction de MgO et recuit à 1 170 °C sous H ₂	Enduction de MgO et recuit à 1 170 °C sous H ₂
Planage + traitement du revêtement	Planage + traitement du revêtement

II.3.3 Tôles à grains orientés à haute perméabilité

À la suite de travaux réalisés par les japonais aux années 60, on a réussi à mieux contrôler l'inhibition de la recristallisation primaire en associant, des inhibiteurs. Il en résulte une recristallisation secondaire à plus gros grains, mais aussi, à plus faible désorientation entre grains conduisant à une induction pour un champ de $800 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ plus élevée, donc une perméabilité également élevée, et des pertes plus faibles surtout aux fortes inductions auxquelles travaillent les gros transformateurs.

II.3.4 Caractéristiques générales des tôles FeSi à grains orientés

L'essentiel des caractéristiques magnétiques des tôles est rapporté dans le tableau qui suit [6]:

Tôle à grains orientés	Épaisseur (mm)	Champ coercitif ($A \cdot m^{-1}$)	Polarisation pour $H = 800 A \cdot m^{-1}$ (T)	Pertes ($W \cdot kg^{-1}$)
conventionnelle	0,35	8 à 10	1,78	1,03
	0,28	8 à 10	1,82	0,86
	0,23	8 à 10	1,80	0,80
à haute perméabilité	0,30	6 à 8	1,92	0,82
	0,23	6 à 8	1,90	0,74

II.4. Tôles en faibles épaisseurs

Pour augmenter la puissance massique des machines embarquées, on travaille à 400 Hz. L'épaisseur de peau, pour un FeSi à 3 % Si vaut alors $d = 0,12$ mm, ce qui implique de réduire l'épaisseur des tôles au voisinage de cette valeur. On a alors mis au point, pour ce type d'application, des tôles de faibles épaisseurs : 0,15 à 0,05 mm. Le développement des alimentations électroniques et l'accroissement des fréquences de fonctionnement ouvrent un champ nouveau à ces produits. Ils sont cependant limités à de petits circuits (masse inférieure à 10 kg) souvent en bande enroulée.

II.5 Propriétés thermiques et mécaniques des tôles

Les tôles magnétiques employées dans la conception des transformateurs et des machines électriques, ont des propriétés thermiques et mécaniques, dont le concepteur devrait avoir une parfaite connaissance. C'est vrai que les caractéristiques magnétiques font de ces matériaux une composante essentielle de ces équipements. N'empêche, que l'utilisation de tôles magnétiques trop cassantes ou qui ne facilitent pas la dissipation de la chaleur est impossible.

On caractérise la tenue mécanique par la résistance en flexion du matériau, exprimée en Pascal (Newton par mètre carré). Habituellement, on impose des contraintes mécaniques inférieures au tiers de la valeur maximale. Ceci dans le but de limiter la fatigue du matériau et de garantir la fiabilité de l'équipement.

En ce qui concerne la conductivité thermique, celle-ci est d'autant plus importante qu'elle permet d'évacuer la chaleur produite par les pertes fer et joules du transformateur ou de la machine électrique.

II.6 Dispositifs pour la caractérisation des tôles magnétiques

Les méthodes et les dispositifs utilisés dans la caractérisation magnétique des tôles sont très variés, ils se différencient essentiellement par le mode d'excitation, la géométrie et la forme des échantillons à tester.

En régime d'excitation par champ unidirectionnel, les dispositifs utilisés sont des circuits magnétiques normalisés sous forme de cadre ; cadre Epstein et cadre à bande unique. Dans le cas où l'excitation est à champ tournant, les cadres ne sont soumis à aucune normalisation ce qui justifie leur diversité en forme d'échantillon.

II.6.2 Caractérisation en régime unidirectionnel

Pour ce régime les deux cadres utilisés sont le cadre Epstein et le cadre à une bande, les échantillons utilisés dans ce type de caractérisation sont généralement des tôles à grains orientés. Pour les tôles à grains non orientés les prélèvements s'effectuent parallèlement à la direction de laminage sur une moitié des éprouvettes et perpendiculairement sur l'autre moitié.

II.6.2.1 Le cadre Epstein

Le cadre Epstein est le plus ancien des cadres utilisés dans la caractérisation des tôles magnétiques, il existe deux types de ce cadre

a) Grand Epstein (50 cm)

Il est utilisé généralement pour tester les tôles non orientées ou faiblement orientées dont une moitié est coupée parallèlement à la direction de laminage et une autre moitié perpendiculairement.

Les dimensions des échantillons sont les suivantes

- Longueur $500\text{mm} \pm 0.5\text{mm}$
- Largeur $30\text{mm} \pm 0.2\text{mm}$

b) Petit Epstein (25 cm)

C'est une version améliorée du grand cadre, il est généralement utilisé pour tester les tôles orientées, il est composé de quatre solénoïdes dans lesquels sont introduites les bandes constituant l'échantillon test, de façon à former un circuit magnétique fermé d'une longueur utile fixée

conventionnellement 0.94m, une description plus détaillée du cadrer sur lequel on a effectué nos essais est présenté plus loin

II.6.2.2 Le cadre à bande unique [2] [6] [7]

La méthode de mesure à l'aide du cadre à bande unique est une méthode complémentaire à celle du cadre Epstein qui constitue la seule méthode de référence. Comme son nom l'indique l'échantillon de mesure dans ce type de cadre est constitué d'une seule tôle de forme rectangulaire ou carrée et de dimensions normalisées ($300 \times 300 \text{mm}^2$, $500 \times 500 \text{mm}^2$), cette tôle est placée à l'intérieur de deux enroulements :

- un enroulement primaire extérieur d'aimantation.
- un enroulement secondaire intérieur de tension.

Le circuit magnétique du cadre est constitué de deux culasses identiques dont l'une est mobile (Figure 1), elles sont construites en matériau de grande perméabilité comme le fer silicium de bonne qualité ou en alliage fer nickel, elles doivent être aussi feuilletées pour permettre une utilisation dynamique.

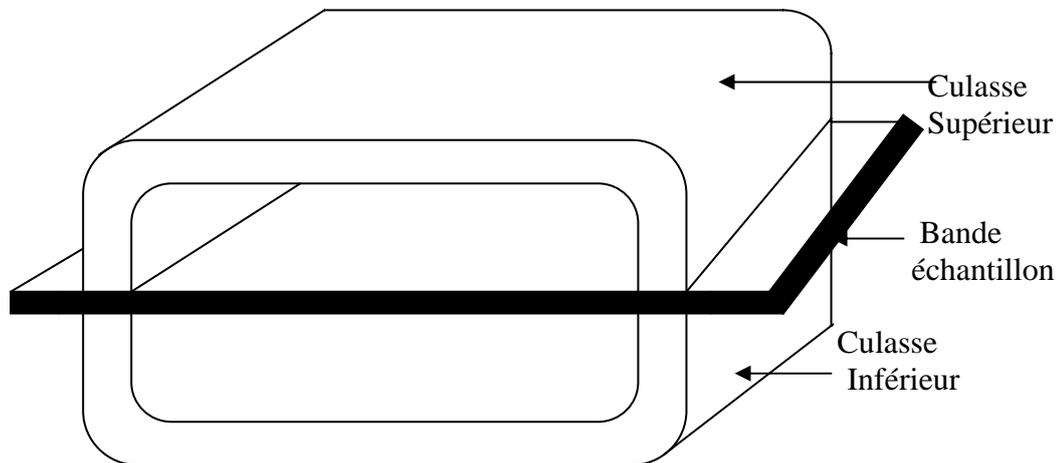


Figure1 : Schéma de principe d'un cadre à bande unique

II.6.3 Caractérisation en champ tournant

En champ tournant plusieurs cadres ont été développés pour l'étude de comportement magnétique des tôles soumises à des inductions à deux dimensions. Parmi ces cadres on trouve :

- Cadre à échantillon hexagonal

- Cadre à échantillon carré
- Cadre à échantillon circulaire

Ces dispositifs se distinguent par la forme de l'échantillon et le mode de création du champ tournant

II.6.3.1 Cadre à échantillon hexagonal [7]

Ce dispositif a été conçu dans le but de caractériser des tôles soumises à des magnétisation dans des directions aléatoires. Il est constitué de six pôles sur lesquelles on enroule six bobines excitées par trois phases de courant, son circuit magnétique comporte six culasses d'un diamètre de 68 cm construites par des tôles FeSi à grains orientés (Figure 2)

Le prélèvement du champ de l'échantillon est obtenu par deux bobines fixes au centre de ce dernier et l'induction est obtenue via quatre aiguilles mises en contact directe avec l'échantillon. Les avantages que présente ce cadre sont le nombre important d'information sur l'échantillon et les inductions très élevées qu'on peut atteindre ($B > 1.2T$). Néanmoins, ses inconvénients sont nombreux on peut citer :

- La difficulté de réaliser des échantillons hexagonaux.
- Son système d'alimentation est très complexe.
- Il est encombrant.

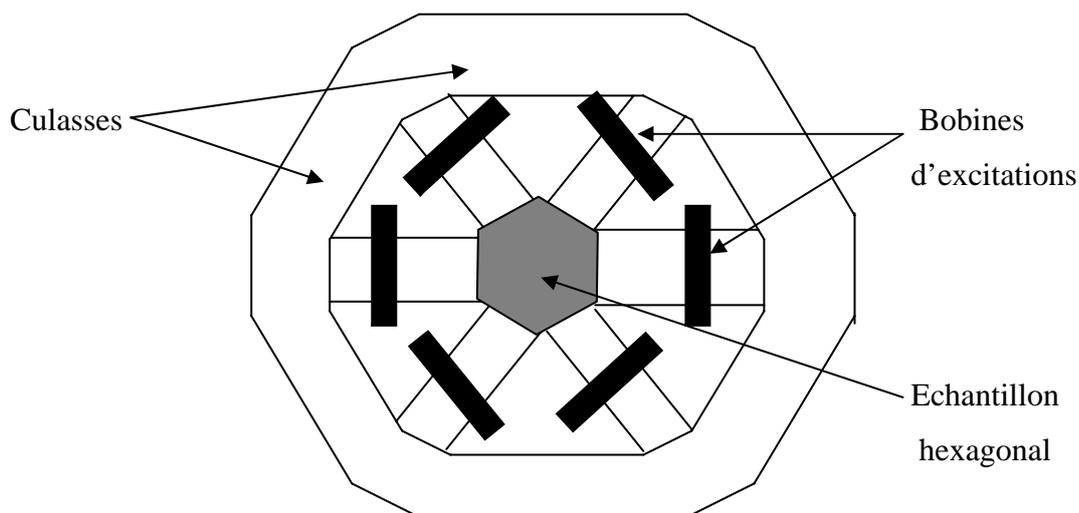


Figure 2 Cadre champ tournant à échantillon hexagonal

II.6.3.2 Cadre à échantillon circulaire [7]

Ce dispositif est conçu dans le même but que celui du cadre à échantillon hexagonal, son circuit magnétique est formé de culasses et de pièces rapportées qui assure la fermeture du flux. L'échantillon circulaire d'un diamètre de 90 mm est placé au centre de circuit magnétique feuilleté en tôles fer silicium à grains orientés afin de maintenir une induction homogène dans l'échantillon et les pièces rapportées.

L'avantage de ce cadre est dans sa grande zone de mesure et ses inconvénients sont :

- La difficulté de réalisation
- Champ d'une mauvaise homogénéité dans l'échantillon.

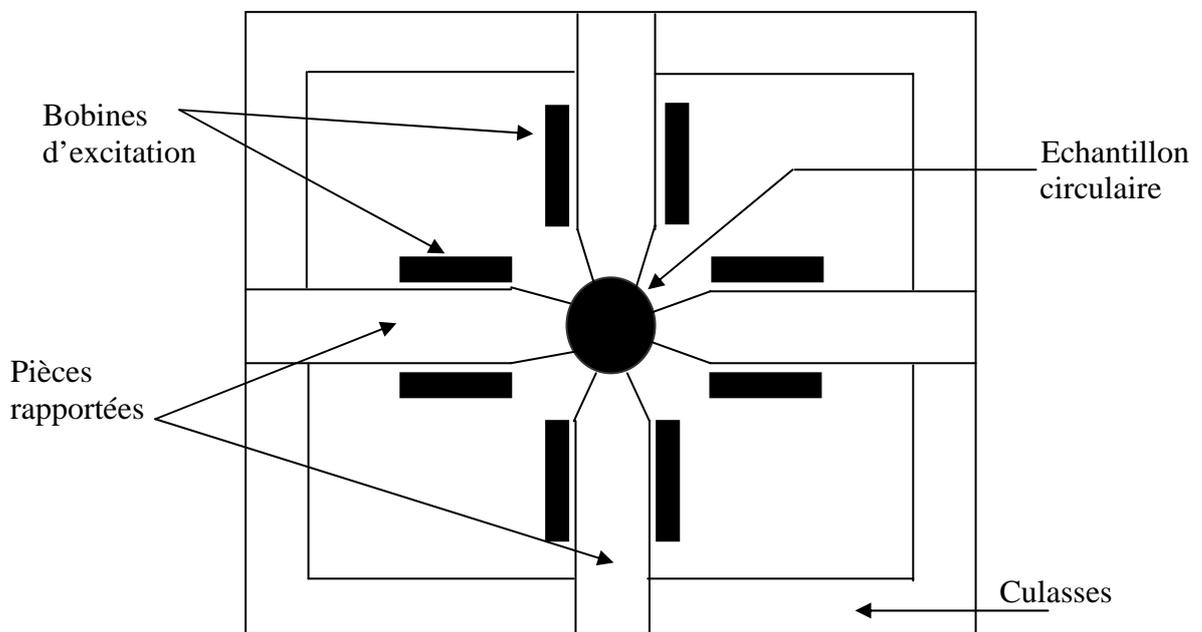


Figure3 : Schéma de principe d'un cadre à échantillon circulaire

II.6.3.3 Cadre à échantillon carré [7]

Toujours dans le souci d'améliorer les bancs de caractérisation, un autre type de dispositif est développé par le laboratoire d'électrotechnique de Grenoble, son échantillon teste de forme carrée de $80 \times 80 \text{ mm}^2$ est placé au milieu de deux circuit magnétiques perpendiculaires formés de culasses et de pièces rapportées qui assure la fermeture du flux (figure 4).

a) Avantages

- Géométrie simple
- Alimentation biphasée
- Moins encombrant

b) Inconvénients

- Les niveaux d'induction ne sont pas très élevés
- La zone de mesure est petite ($20 \times 20 \text{mm}^2$)

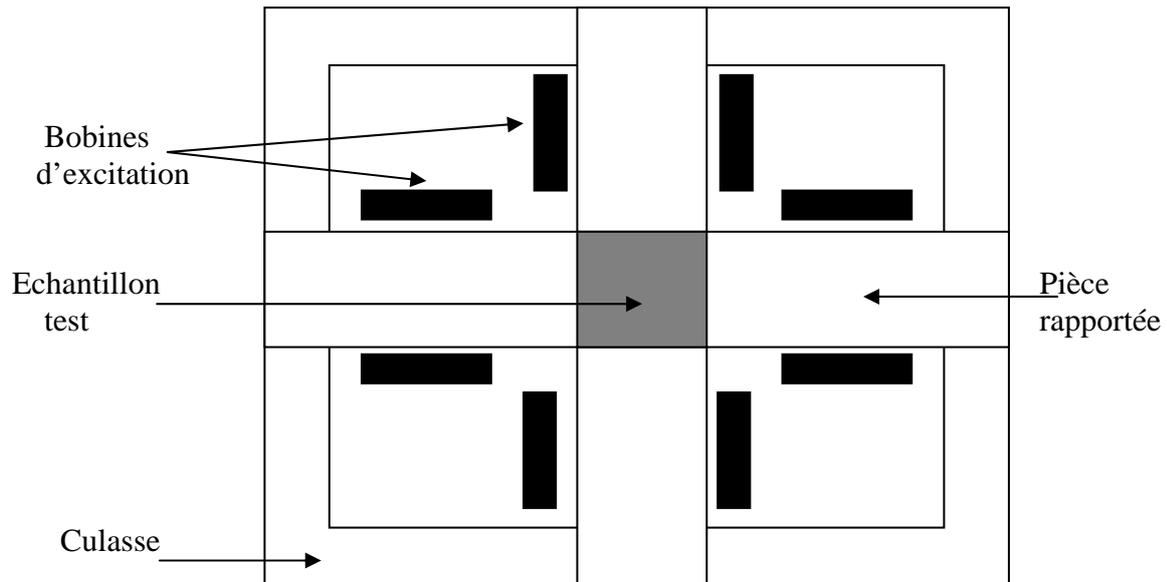


Figure 4 : Schéma représentatif en 2D d'un cadre à échantillon carré

III.1 Champs tournants

Le circuit magnétique joue un rôle très important dans les machines électriques à partir d'un circuit magnétique amélioré, la machine peut être plus puissante, plus fiable ou encore construite à moindre coût pour des performances données.

III.1.1 Les différentes méthodes de création de champs tournants

a. Le stator d'une machine tournante

La création d'un champ magnétique tournant est souvent effectuée en utilisant le stator de machines électriques triphasées ou monophasées. Il est alimenté soit par le secteur via un des transformateurs à rapport variable permettant de modifier les valeurs du champ, ou via un alternateur à vitesse variable entraîné par une machine à courant continu. (le réglage du champ est obtenu par variation de l'intensité d'excitation).

Pour illustrer ce phénomène on considère l'exemple de trois enroulements géométriquement décalés de 120° , alimentés chacun par une des phases d'un réseau triphasé alternatif. Figure 1

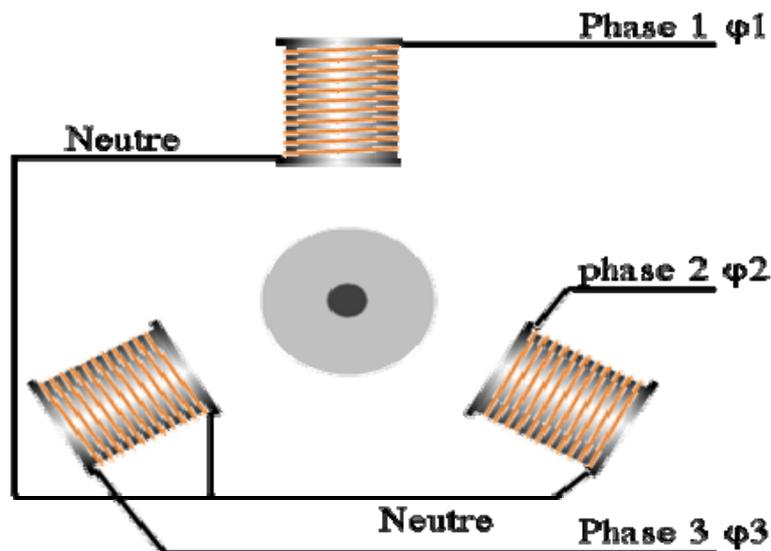


Figure1 : Illustration d'un bobinage triphasé [8]

Les enroulements sont parcourus par des courants alternatifs présentant le même décalage électrique, et chacun produit un champ magnétique alternatif sinusoïdal.

-une aiguille aimantée, placée au centre est entraînée en rotation ; il y'a donc bien création d'un champ tournant.

-En inversant deux des trois fils de l'alimentation, l'aiguille tourne en sens inverse.

b. Induction induite par des courants biphasés

Cette méthode se pratique en circuit fermé utilisant des culasses pour canaliser le flux. On peut vérifier aisément que lorsque deux bobines perpendiculaires excitées par des courants d'amplitudes égales et diphasés de 90° l'un par rapport à l'autre dans le temps (figure 2), elles produisent un champ magnétique en leur centre [9]

Les champs produits par les deux bobines sont :

$$\bar{H}_1 = H_m \cos(\omega t) \quad (\text{III.1})$$

$$\bar{H}_2 = H_m \cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) = H_m \sin(\omega t) \quad (\text{III.2})$$

H_m : Amplitude du champ magnétique

ω : Pulsation des courants d'excitation

Le champ complexe total au centre est:

$$\bar{H} = H_1 + jH_2 = H_m e^{j\omega t} \quad (\text{III.3})$$

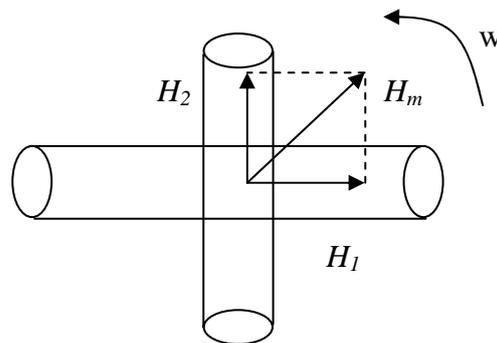


Figure2 : Deux bobines perpendiculaires excitées par deux courants biphasés

Ce qui représente un champ magnétique tournant

On peut citer aussi deux autres méthodes de création de champ tournant à savoir les bobines d'Helmholtz et la rotation d'un échantillon sous un champ constant.

III.1.2 La présence de champ tournant [10]

Le phénomène du champ tournant est illustré par un exemple simple. Soit un noyau ferromagnétique isolant dans le référentiel (o, x, y, z) (figure 3). Pour plus de simplicité ce noyau est supposé isotrope infiniment étendu dans les directions ox et oy , et compris entre les plans $Z=-e/2$ et $Z=e/2$, il est soumis à un champ d'excitation d'origine externe, parallèle à oz sinusoïdale et glissant dans la direction ox , et indépendant de y et z .

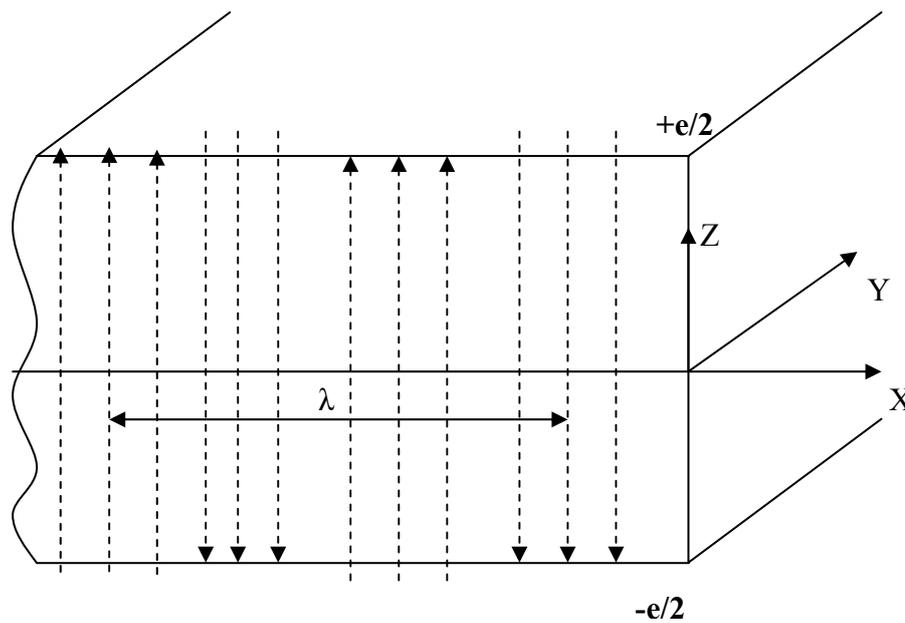


Figure 3 : Noyau ferromagnétique et son champ d'excitation glissant

$$\vec{H} = H_z e^{j(\omega t - k x)} \tag{III.4}$$

ω désigne la pulsation

k : le module du vecteur d'onde de l'excitation

$$k = 2\pi/\lambda$$

λ : Longueur d'onde

On s'intéresse maintenant à l'induction $B(x,z,t)$ dans le noyau ferromagnétique tel que la longueur d'onde est inférieure à l'épaisseur e ($\lambda < e$). La figure 4 représente l'allure des lignes d'induction à l'instant t . Comme il s'agit d'un champ glissant. On voit qu'en dehors de la zone centrale où il n'existe aucune aimantation le matériau voit essentiellement un champ tournant de type elliptique.

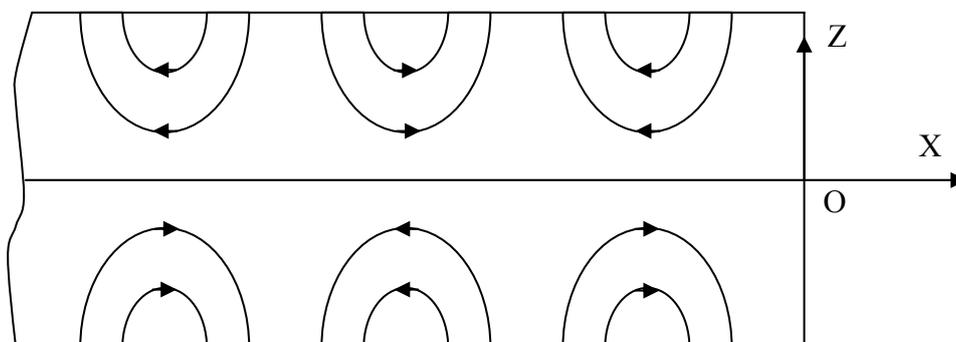


Figure 4 : Allure des lignes d'induction dans le noyau

Bien entendu la composante B_z est prédominante près de la surface du noyau et la composante B_x devient de plus en plus importante quand on s'enfonce vers la zone centrale du noyau

Enfin il faut souligner le fait que dans cet exemple le noyau possède une géométrie particulièrement simple. Ce sont les conditions d'excitation, notamment le champ d'excitation glissant, qui associées à la condition géométrique $\lambda \ll e$, qui entraînent l'apparition de champs tournants.

III.1.3 Champ tournant dans les moteurs et les alternateurs [10]

La figure 5 représente le circuit magnétique des machines sur laquelle on peut voir la répartition du flux d'induction magnétique à un instant donné.

La répartition correspond à une situation normale de fonctionnement. On distingue deux régions où le champ est reparti et disposé différemment :

-première région (A) le champ d'induction est radial.

-deuxième région (B) le champ d'induction est tangentiel et plus intense que celui de la première région.

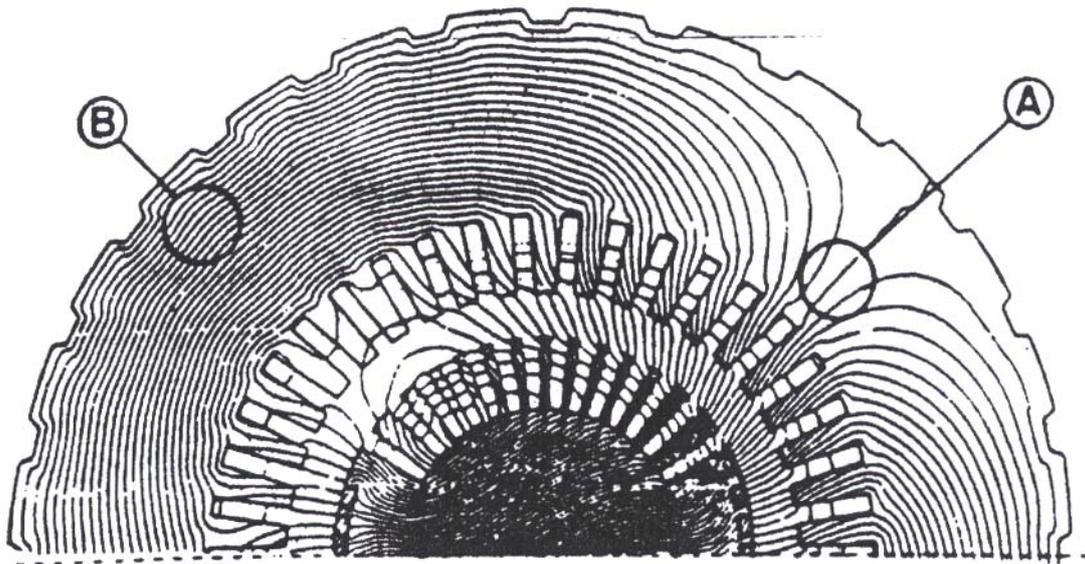


Figure 5 : Répartition du flux d'induction magnétique à un instant donné dans un turboalternateur [10]

III.1.4 L'anisotropie des tôles [10]

Toutes les tôles magnétiques qu'on utilise en construction électrique sont plus au moins anisotropes. Leurs propriétés magnétiques varient avec l'orientation de l'induction magnétique dans le plan de la tôle. La direction de laminage constitue presque toujours, mais pas obligatoirement, une direction de facile aimantation. Dans cette direction la perméabilité magnétique est supérieure à celle existante dans toutes les autres directions. Corrélativement les pertes totales sont minimales dans la

direction de laminage. C'est particulièrement marqué dans les tôles FeSi à grains orientés, mais c'est également vrai pour les tôles dites à grains non orientés, ce qui signifie que même les tôles non orientées sont en réalité partiellement orientées.

Les constructeurs électriciens qui utilisent des tôles à grains non orientés, en fabrication de moteurs ou divers circuits, considèrent généralement l'anisotropie comme un défaut.

Cette anisotropie est habituellement évaluée à partir des propriétés magnétiques mesurées dans la direction de laminage (en sens longitudinal) et dans la direction perpendiculaire (en sens transversal). Il est courant par exemple qu'un fournisseur garantisse une anisotropie des pertes

spécifiques à 1,5T et 50 Hz inférieure à 15% ce qui signifie : $p = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} \leq 15\%$ [10] W_1 et W_2

désignent respectivement les pertes spécifiques mesurées respectivement en sens longitudinal et en sens transversal.

Il faut pouvoir déterminer les propriétés de la tôle dans n'importe quelle direction, ce qui n'est pas envisageable à l'aide du cadre Epstein parce que ce dernier fonctionne avec un champ unidirectionnel.

III.2 Pertes magnétiques [2] [11]

En construction électrique la majorité des matériaux magnétiques doux employés sont des métaux, donc de bons conducteurs de l'électricité. Du ce fait, en régime d'induction variable, ils seront le siège de courants induits. Ces derniers ont une très grande importance pratique car ils font obstacle à la pénétration du flux magnétique et génèrent ainsi des pertes, d'où la raison qui a fait qu'on n'utilise jamais ces métaux conducteurs sous une forme massive, mais plutôt sous forme de tôles minces ou de rubans qu'on empile, ce qui a pour effet de limiter les courants induits.

III.2.1 Expression générale des pertes d'énergie

En régime alternatif, soit un système composé d'une tôle ferromagnétique conductrice d'épaisseur e , soumise à un champ d'excitation H parallèle au plan de la tôle. Il est facile de démontrer à partir des équations de Maxwell (et on admettra ici) que l'énergie fournie par le milieu extérieur à chaque instant est représenté par le flux rentrant du vecteur de Poynting P , à travers la surface (s) du système de volume v [2].

Par définition :

$$P = E \times H \quad (III.5)$$

L'énergie fournie vaut :

$$\oint\oint_s (E \times H) ds = \iiint_v j E dv + \iiint_v H \frac{\partial B}{\partial t} dv + \iiint_v \vec{E} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} dv \quad (\text{III.6})$$

Dans les expressions précédentes, E désigne le champ électrique induit, J le vecteur densité de courant et B l'induction magnétique. Au second membre de (III.6) le produit scalaire $J.E$ désigne la puissance joule volumique associée localement aux courants induits, et $H \frac{\partial B}{\partial t}$ désigne la puissance fournie pour modifier l'aimantation locale.

En régime alternatif, on s'intéresse au bilan énergétique sur une période T . La puissance moyenne fournie à l'échantillon en l'absence des pertes diélectriques vaut.

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T \left[- \oint\oint_s (E \times H) ds \right] dt \quad (\text{III.7})$$

$$P = \frac{1}{T} \left[\int_0^T \iiint_v j E dv dt + \int_0^T \iiint_v H dB dv \right] \quad (\text{III.8})$$

L'expression (III.8) représente ce qu'on appelle une décomposition des pertes. La première intégrale représente les pertes joule dues aux courants induits, et la seconde intégrale les pertes par hystérésis. Du fait que les vecteurs J , E et B qui interviennent dans la matière sont des grandeurs locales interdépendantes, et inaccessibles directement ce qui rend l'utilisation de la décomposition des pertes inutilisable en pratique.

Le cycle $B(H)$ est caractéristique du chaque du matériau. Il varie avec de nombreux paramètres, particulièrement avec la vitesse de déplacement des parois et donc avec la fréquence. La connaissance de B nous ne permettra pas de connaître $\frac{\partial B}{\partial t}$ qui est à l'origine du champ électromoteur E et des courants induits, donc l'évaluation des pertes ne peut se faire qu'à partir de l'équation (III.7)

Soit une tôle magnétique de grandes dimensions dans un référentiel rectangulaire (O, XYZ) , comprise entre les plans $x=e/2$ et $x=-e/2$, soumise à un champ d'excitation H_y , appliqué parallèlement à OY

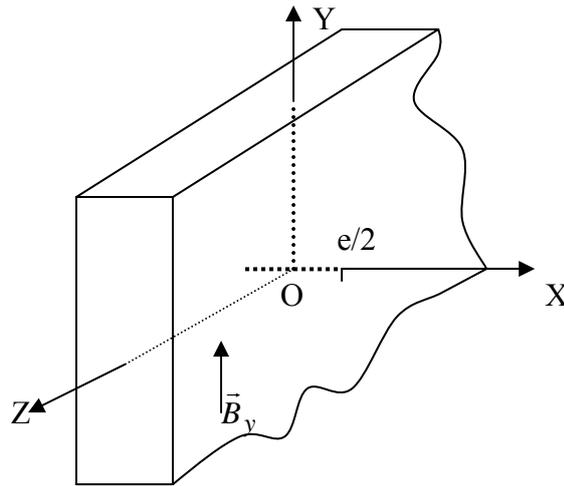


Figure 6 : Disposition utilisée pour calculer l'onde plane $\vec{B}_y(x,t)$

Par raisons de symétrie, B n'a qu'une composante parallèle à OY.

$$B = B_y(x, t) \tag{III.9}$$

Par conséquent, l'existence de la loi de l'induction de Faraday entraîne.

$$E = E_z(x, t) \tag{III.10}$$

Le calcul du champ électrique à la surface de la tôle s'obtient en appliquant la loi de l'induction à un circuit fermé rectangulaire (abcd) dessiné dans un plan (ox, oy) fig. 6

La loi d'induction s'écrit compte tenu du parcours choisi comme suit

$$-2lE_z\left(\frac{e}{2}, t\right) = -el \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{e} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} B_y(x, t) dx \right] \tag{III.11}$$

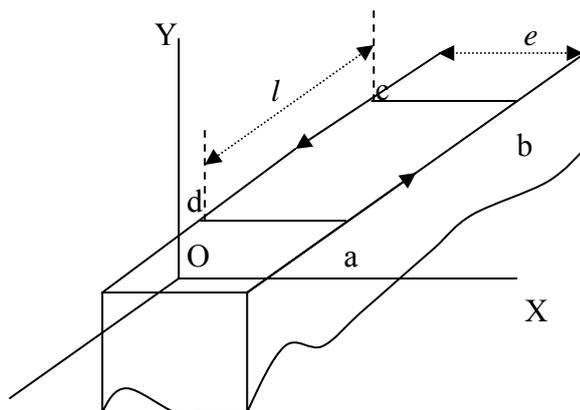


Figure 7 : Configuration pour le calcul du champ électrique

Le terme entre crochets n'est en fait que l'induction moyenne dans la tôle à chaque instant notée $\overline{B}(t)$.

D'où :

$$E_z\left(\frac{e}{2}, t\right) = \frac{e}{2} \frac{d}{dt} \left(\overline{B}(t) \right) \quad (\text{III.12})$$

Donc le vecteur de Poynting n'a qu'une seule composante P_x à la surface de la tôle ($x=e/2$), qui vaut

$$P_x = -E_z H_y = -\frac{e}{2} H \frac{d\overline{B}}{dt} \quad (\text{III.13})$$

Pour une surface de tôle unité, soit un volume e de matière le flux de vecteur de Poynting entrant par les deux faces vaut à chaque instant.

$$eH \frac{d\overline{B}}{dt}$$

Ainsi sur un cycle le travail fournit par le milieu extérieur par unité de volume de matière est :

$$W = P_t = \oint H d\overline{B} \quad (\text{III.14})$$

Ce travail représente les pertes totales volumiques par cycle.

Donc pour l'évaluation des pertes dans un matériau magnétique, il suffit donc de déterminer l'aire de son cycle d'hystérésis. On peut choisir indifféremment le cycle $B(H)$ ou $J(H)$ puisqu'ils sont de surfaces égales (J étant la polarisation).

III.2.2. Les pertes classiques par courants induits dans une tôle.

Sachant que les matériaux magnétiques conducteurs sont le siège de courants induits en régime dynamique. Dans un milieu de conductivité σ , la fraction des pertes totales correspondant aux courants induits s'écrit.

$$P_j = \frac{1}{T} \int_0^T \left(\iiint_v \sigma \times E^2 dv \right) dt \quad (\text{III.15})$$

Comme nous l'avons déjà expliqué auparavant, nous ne savons pas calculer le champ électrique local E , dans le cas général, l'approche « classique » consiste à imaginer que B est uniforme dans la tôle et cela à chaque instant, sinusoïdal et parallèle à OY [2].

$$B = \hat{B} e^{j\omega t} \quad (\text{III.16})$$

Ce qui suppose une tôle d'épaisseur faible ou au plus égale à δ .

δ est l'épaisseur de la peau qui vaut :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu \cdot \sigma \cdot \omega}} \quad (\text{III.17})$$

A partir de la loi de l'induction de Faraday, on calcule alors $E_z(x, t)$.

$$E_z = j\omega x \hat{B} e^{j\omega t} \quad (\text{III.18})$$

Pour une surface unité de tôle l'énergie joule moyenne dissipée vaut :

$$W_j = \frac{\sigma \cdot \omega^2 \hat{B}^2}{2} \int_{-\frac{e}{2}}^{\frac{e}{2}} x^2 dx$$

$$W_j = \frac{\sigma \cdot \omega^2 \hat{B}^2 e^3}{24} \quad (\text{III.19})$$

La densité volumique des pertes joule est donc.

$$P_j = \frac{W_j}{e} = \frac{\sigma \cdot \omega^2 \hat{B}^2 e^2}{24} \quad (\text{III.20})$$

III.2.3 Variation des pertes totales avec la fréquence.

Sachant que le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur du matériau, c'est-à-dire à la fois

- l'induction moyenne. $\bar{B}(H)$
- les pertes totales P_t

Néanmoins, il faut bien sur que le cycle d'hystérésis dynamique soit déterminé dans les conditions réelles d'utilisation, la plupart du temps à $\bar{B}(t)$ sinusoïdale.

Dans tous les matériaux, les pertes spécifiques par cycle pour une induction crête donnée, augmentent d'une manière très significative avec la fréquence, c'est-à-dire que la largeur du cycle d'hystérésis dynamique augmente avec la fréquence.

III.2.4 Une subdivision classique : la séparation des pertes.

En construction électrique, les pertes constituent un paramètre très important. En posant.

$$P_t = P_h + P_j + P_{an}$$

La séparation des pertes correspond à une subdivision en pertes statiques d'une part et pertes dynamiques d'autre part.

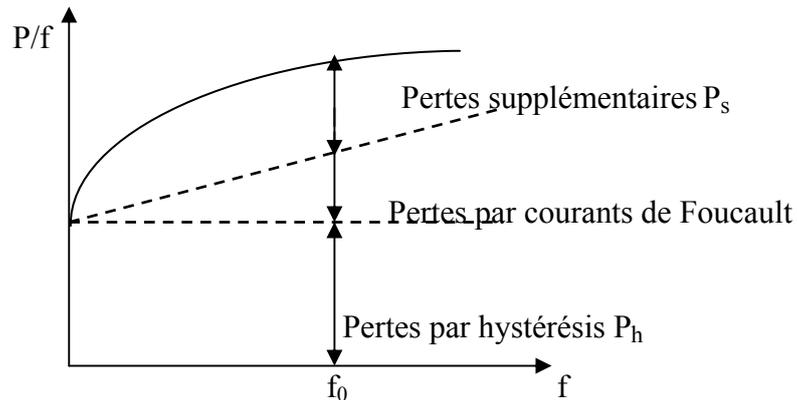


Figure 8 : *Décomposition des pertes totales par cycle*

a. Pertes statiques ou pertes par hystérésis : P_h

Elles sont mesurables en traçant un cycle à fréquence aussi réduite que possible. Les pertes par hystérésis sont proportionnelles à la fréquence f . Dans la variation P_t/f (f) la part due à l'hystérésis est alors une constante.

b. Pertes classiques par courants induits : P_j

Elles sont calculables facilement à partir de la géométrie de l'échantillon et varient proportionnellement au carré de la fréquence, ce qui fait que leurs contributions est proportionnelle à f dans la variation P_t/f (f). Toutefois elles ne constituent qu'une fraction des pertes dynamiques.

c. Le reste des pertes dynamiques : P_{an}

Il n'est ni proportionnel à la fréquence f ni à son carré, et bien souvent elles sont de même ordre de grandeur que les deux termes aux fréquences industrielles. Les auteurs les appellent les pertes supplémentaires P_s , ou bien les pertes anormales.

Remarque :

Cette décomposition trouve une justification dans les échelles distinctes des différents processus physiques mis en jeu. L'hystérésis a son origine dans les processus d'aimantation discontinus à une échelle inférieure à l'épaisseur de parois. Les pertes classiques dépendent de la géométrie de l'échantillon, et l'ultime terme de la répartition en domaines.

III.2.5 Expression des pertes volumiques en milieu bidimensionnel

Les expressions établies précédemment sont directement utilisables. On choisit souvent de travailler en référentiel cartésien (O, X, Y) où les axes se confondent avec les directions de facile et de difficile aimantation dans la tôle. Chaque vecteur magnétique possède au moins deux composantes. Alors on dispose d'au moins deux expressions équivalentes donnant les pertes totales en régime périodique :

$$P_{t,v} = \frac{1}{T} \int_0^T \left[- \oint_S (E \times H_s) ds \right] dt \quad (\text{III.21})$$

Avec T désignant la période, S la surface et v le volume de l'échantillon. E et H_s désignent respectivement le champ électrique et le champ magnétique d'excitation régnant à la surface de l'échantillon à l'instant t. Le champ E résultant de la loi l'induction de Faraday, on établit aisément l'équivalence de (III.7) avec l'expression suivante donnant les pertes volumiques par cycle [2] :

$$p_t = \oint_{\text{cycle}} H_s d\bar{B} = \oint_{\text{cycle}} H_s d\bar{J} \quad (\text{III.22})$$

Où \bar{B} et \bar{J} désignent les valeurs moyennes de B et J, moyennes établies à chaque instant dans l'épaisseur de l'échantillon, et directement accessibles à la mesure. Avec B et J respectivement l'induction et la polarisation magnétique.

III.2.6 Caractères spécifiques aux pertes en champ tournants

L'aimantation en champ tournant désigne un régime dynamique où le champ d'excitation H (t) impose en chaque point de la tôle aux deux composantes J_x et J_y de la polarisation magnétique de satisfaire à une relation de la forme :

$$\begin{aligned} J_x &= \hat{J} \cos wt \\ J_y &= \hat{J} \sin wt \end{aligned} \quad (\text{III.23})$$

IV.1 Introduction

Dans la construction industrielle des machines électriques, la bonne connaissance des caractéristiques magnétiques et mécaniques des tôles utilisées pour la construction des circuits magnétiques ; est indispensable pour le constructeur. Afin de vérifier que la tôle utilisée dans la production est conforme à la norme en vigueur, le constructeur doit veiller à ce que le produit dont il dispose obéisse à cette norme, en procédant à des tests qui vont lui permettre de dire si cette tôle est utilisable ou non. Un des dispositifs de caractérisation des tôles magnétiques le plus connu est le cadre d'Epstein. En ce qui nous concerne, nous avons procédé au niveau du laboratoire de l'entreprise ELECTRO-INDUSTRIE d'Azazga à des tests sur deux échantillons de tôles à grains non orientés de propriétés magnétiques différentes.

IV.2 Banc de mesure

Le banc de mesure est composé essentiellement de deux parties, à savoir le cadre d'Epstein et d'un appareil Vittener constitué de trois étages (ou compartiment) que nous décrirons ci-dessous avec plus de détail.

IV.2.1 Cadre d'Epstein

Le cadre d'Epstein est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé pour caractériser les tôles magnétiques (figure 1 et 2). Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, etc....).

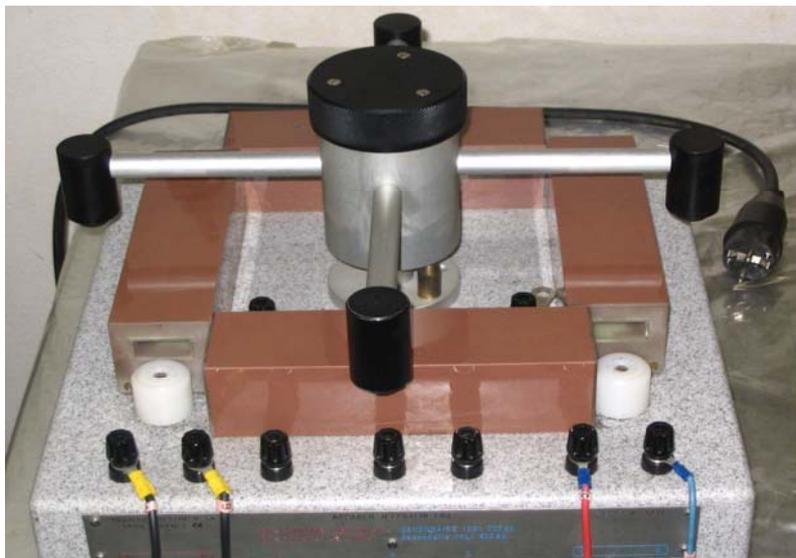


Figure1 : Photo du cadre Epstein

IV.21.1 Constitution du cadre

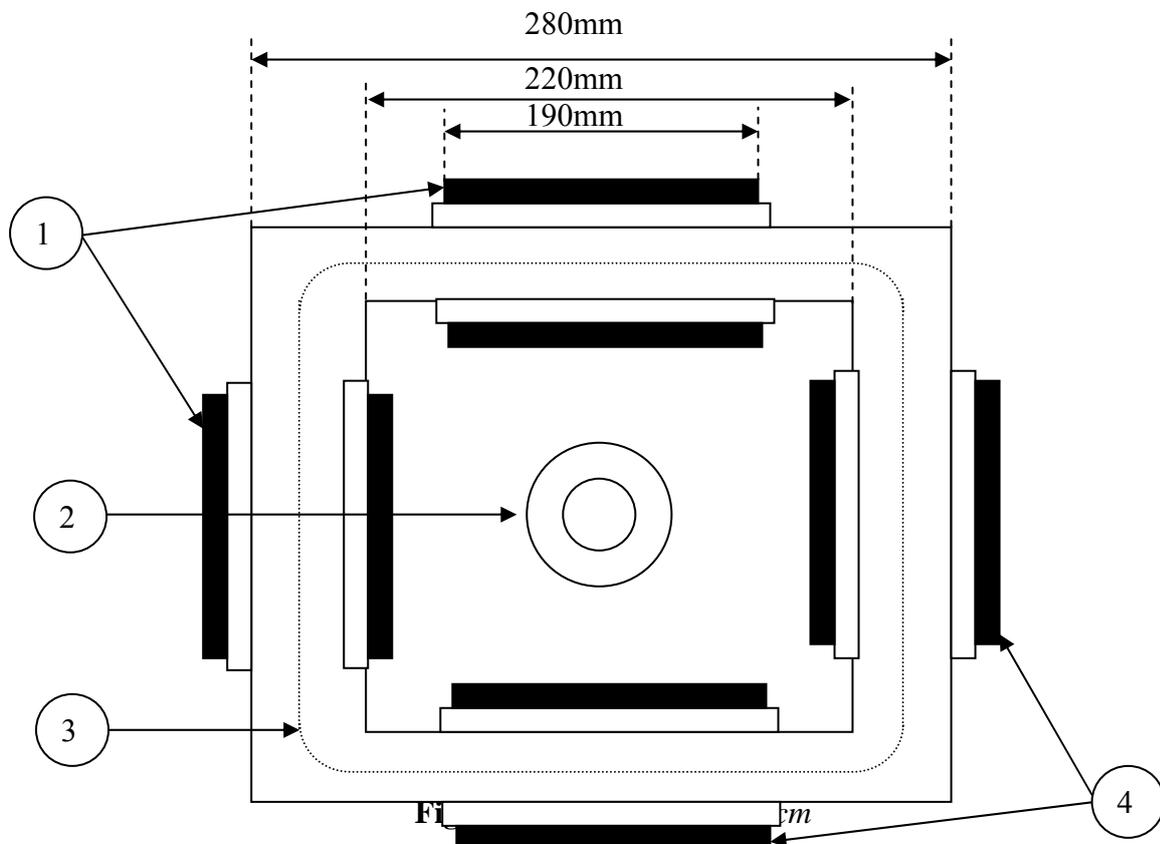
Le cadre d'Epstein se compose de :

a) Quatre bobines dans les quelles s'introduisent les bandes d'essais de sorte à former un circuit magnétique.

Elles sont fixées sur une plaque de fond isolante de façon à former un cadre carré. Chaque deux bobines connectées en série forment un enroulement primaire et secondaire.

b) Deux bobines de compensations, dont le primaire est placé en série avec celui du cadre, alors que le secondaire est monté en opposition (sens inverse de bobinage) avec celui du cadre.

c) Un noyau magnétique est constitué de N bandes rectangulaires (éprouvettes) (N est multiple de 4 et au moins égale à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant 280×30mm. Les N bandes sont assemblées en un circuit carré de telle sorte que le périmètre moyen vaut exactement 1m. Les bandes sont découpées aux cotes précises et sans bavures dans la tôle qu'il s'agit d'évaluer, soit parallèlement à la direction de laminage s'il s'agit d'une tôle à grains orientés, soit pour moitié seulement dans la direction de laminage et pour moitié dans la direction transversale s'il s'agit d'une tôle à grains non orientés. Les bandes sont ensuite assemblées selon la disposition indiquée sur la figure 3, en les glissant dans les fourreaux.



1. Bobines de l'enroulement primaire
2. Bobine de compensation du flux dans l'air
3. Ligne utile du circuit magnétique
4. Bobines de l'enroulement secondaire

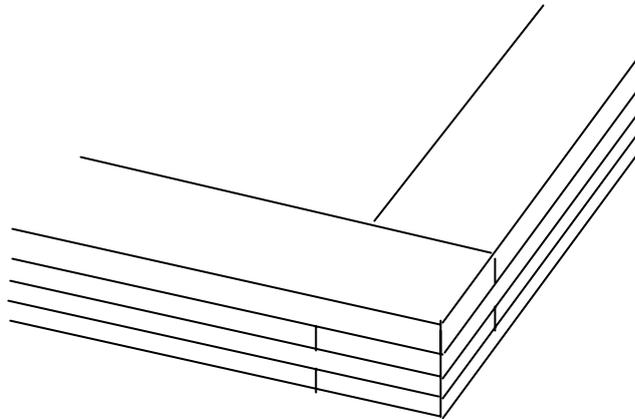


Figure3 : *Joints à recouvrement dans les coins de circuit Epstein*

d) Un dispositif de fixation (support) : une table sur laquelle est fixé le cadre pour le maintenir immobile.

IV.2.1.2 Principe de fonctionnement

Le cadre d'Epstein fonctionne comme un transformateur à vide, dont excite le bobinage primaire avec un courant alternatif et on récolte une tension au secondaire.

IV.2.1.3 Avantages et Inconvénients

a) L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, facile à réaliser.

b) - Le premier inconvénient du cadre c'est que dans les coins, il n'y a plus d'enroulement et une épaisseur double de manière comparative au circuit torique.

- Le deuxième inconvénient est le cisailage des tôles qui introduit des contraintes locales et dégradent les performances magnétiques de la tôle.

IV.3 Appareil Vittener

Celui-ci est constitué de trois compartiments essentiels dont on cite le générateur, l'analyseur et en ce qui concerne le dernier compartiment c'est un PC muni d'un logiciel. Dans ce qui suit nous présenterons tous les renseignements nécessaires pour l'utilisateur afin de mieux cerner l'appareil en de son utilisation optimale.

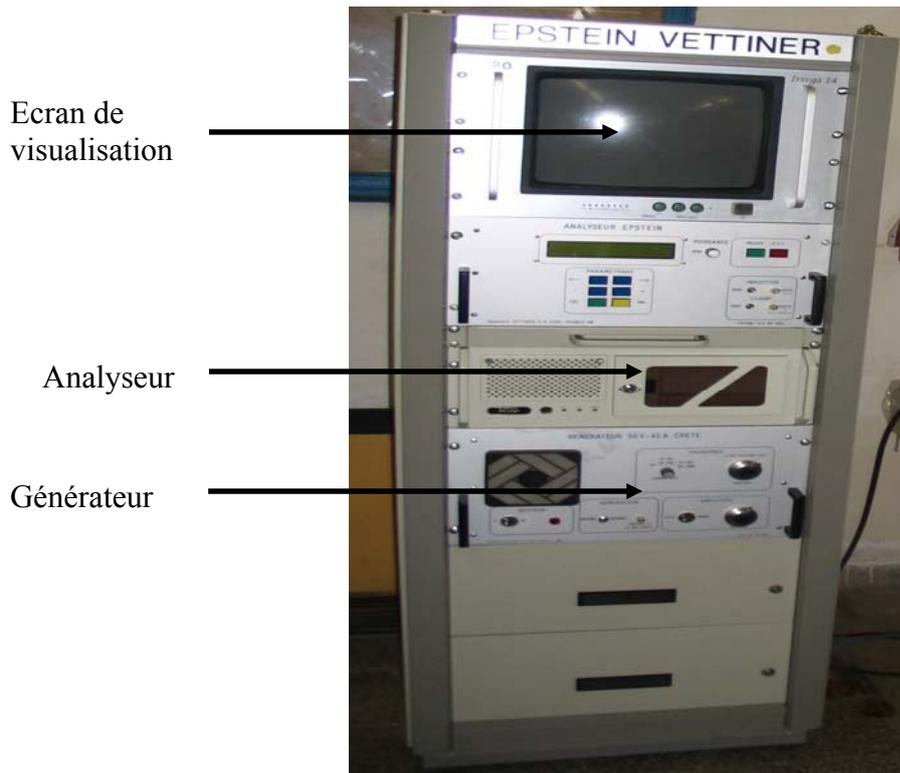


Photo de l'appareil Vettiner

IV.3.1 Premier compartiment

Ce compartiment est tout simplement un générateur (50V - 40A crête), qui fait office d'alimentation pour les bobines primaires du cadre d'Epstein.

IV.3.1.1 Eléments du procédé de fonctionnement

- Amplificateur de puissance piloté par un oscillateur à fréquence variable.
- Tension programmable.
- Contre réaction externe appliquée au secondaire du cadre.

IV.3.1.2 Caractéristiques électriques

- Puissance nominale : 2 k VA
- Courant maximal : 40 A crête
- Tension de sortie : 0 /50 V eff
- Résistance interne : 20 m Ω
- Fréquence : 20-200 Hz /100-1000 Hz
- Forme d'onde : Sinusoïdale
- Alimentation : 220 V ,50 Hz – 2.5 k VA

IV.3.2 Deuxième compartiment

Ce compartiment représente, ce qu'on appelle communément l'analyseur qui est un organe très important, constituant cet appareil et qui joue un rôle capital dans le traitement des données.

IV.3.2.1 définition

L'analyseur est un coffret de mesures regroupant entre autre, les mesures de champ, de l'induction et des pertes (puissance). La lecture des résultats s'effectue directement sur un afficheur LCD grand format (250 x 38 mm).

Le champ (**H**) est déterminé à l'aide d'un Ampèremètre de champ mesurant le courant crête circulant dans l'enroulement primaire N1 du capteur de mesure (cadre d'Epstein) grâce à l'utilisation de transducteur de précision à effet Hall. Il permet ainsi de déterminer la perméabilité relative des tôles.

L'induction magnétique (**B**) est déterminée à l'aide d'un voltmètre de flux intégrateur de tension aux bornes de l'enroulement secondaire N2 du capteur de mesure (cadre d'Epstein).

Les pertes totales spécifiques (**Ps**) sont déterminées à l'aide d'un wattmètre numérique à haute sensibilité fonctionnant en particulier à $\cos\varphi = 0.01$

IV.3.2.2 Caractéristiques électriques

Mesures de champ (**H**) :

- Sensibilités : 999.9 A/m – 9.999 k A/m – 99.99 k A/m
- Gammes de courant : 1 – 4 – 10 – 40 – 100 A
- H crête = $(\hat{I} \times N) / L_m$
- L_m longueur du circuit magnétique
- Etalonnage : avec $N = 700$ spires, $L_m = 0.94m$

Mesures d'induction (**B**) :

- Lecture : 2.500 Tesla
- Fréquence de la tension U : $20 < F < 2000$ Hz. forme d'onde quelconque.

Mesures des pertes spécifiques

- Calibre tension : 40 – 100 – 400 – 1000 Volts crête.
- Calibre intensité : 1 - 4 – 10 - 40 A.
- Puissance : 0.2 à 200 W.
- Affichage numérique : 2000 à 5000 points suivant les calibres.
- Précision des mesure H, B et Ps : 0.5 %

IV.3.3 Troisième compartiment

C'est un PC, doté d'un logiciel de calcul spécialement conçu pour exécuter tous les calculs nécessaires et il nous permet d'avoir les courbes de tous les paramètres déjà cités. Ceci d'une part, d'autre part, l'écran de ce PC est un moyen pour nous de voir en temps réel l'évolution des différentes grandeurs, le clavier nous sert pour insérer les données utiles à la mesure.

IV.4 Procédure de mesure

La procédure de mesure est constituée de plusieurs étapes distinctes qu'il est nécessaire, voir indispensable, de suivre dans un ordre donné, afin de mieux exécuter les essais et bien sur de ne pas faire d'erreurs qui vont fausser les résultats. Dans ce qui suit nous allons citer ces différentes étapes avec beaucoup plus de détail et d'explications.

IV.4.1 Différentes étapes

IV.4.1.1 Choix des éprouvettes

Le choix s'effectue suivant l'utilisation à savoir si c'est une tôle destinée pour la construction soit d'un transformateur ou bien pour un moteur qui est notre cas, aussi le nombre des éprouvettes qui vont constituer le circuit magnétique selon l'épaisseur de l'échantillon. En ce qui nous concerne nous avons pris deux échantillons de tôle isolée qui sont :

- Echantillon A (la M 800-50 A) : constitué de 16 éprouvettes.
- Echantillon B (la M 530-50 A) : constitué de 20 éprouvettes.

Dans la désignation précédente nous donnons ci-dessous, toutes les significations de tous les paramètres constituant cette désignation.

Le **M** à pour signification : le matériau est magnétique.

Le **800** est le centuple des pertes spécifiques (en Watts/kg).

Le **50** est le centuple de l'épaisseur (en mm).

Le **A** à pour signification : la tôle est isolée.

IV.4.1.2 La pesée

Elle consiste à faire passer l'échantillon sur une balance de précision, qui nous permettra d'avoir une valeur aussi précise que possible soit elle. Cette dernière représente la masse pesée qu'on note M_p , elle est donnée en gramme.

Pour l'échantillon A la masse pesée est $M_p = 1031.6g$

Pour l'échantillon B la masse pesée est $M_p = 1291.6g$

Après avoir procédé à la pesée des deux échantillons A et B, cette donnée nous permettra de calculer dans l'étape qui suit, la masse et la section active

IV.4.1.3 Calcul de la masse active

Elle est notée Ma et donnée par la formule suivante :

$$Ma = \frac{0.94}{4L} Mp \text{ [g]} \quad (\text{IV.1})$$

Où

0.94 [m] : Est la longueur moyenne du circuit magnétique notée L_m

L : Est la longueur de l'éprouvette (avec $L = 280$ mm).

Mp : C'est la masse pesée (en gramme).

En effectuant les calculs, nous obtenons les résultats suivants

- Pour l'échantillon A $Ma = 865.8g$
- Pour l'échantillon B $Ma = 1084.02g$

IV.4.1.4 Calcul de la section active

A partir des relations de la masse et du volume de l'échantillon ci-après :

$$Ma = \rho.V \quad (\text{IV.2})$$

$$V = SL \quad (\text{IV.3})$$

Nous obtenons la formule avec laquelle on pourrait calculer la section active (ou utile)

$$S = \frac{Ma}{\rho.L}$$

Egalement, après le calcul avec la formule précédente nous aurons pour :

$$\text{L'échantillon A} \quad S = 1.18cm^2$$

$$\text{L'échantillon B} \quad S = 1.4976cm^2$$

Finalement, suite aux calculs fait précédemment, nous ferons en sorte que les résultats trouvés seront consignés dans le tableau récapitulatif suivant.

	Echantillon A	Echantillon B
Masse pesée M_p (g)	1031.6	1291.6
Masse active M_a (g)	865.8	1084.02
Section utile S (cm ²)	1.18	1.4976

Tableau récapitulatif des résultats

IV.4.1.5 Construction du circuit magnétique

La construction du circuit magnétique obéi à une façon stricte d'empilement des éprouvettes, qu'il faut bien respecter, faute de quoi ce circuit ne sera pas homogène et induira des erreurs. Cette méthode de construction consiste à introduire deux éprouvettes de sens longitudinal puis deux autres de sens transversal et ainsi de suite jusqu'à l'épuisement de l'échantillon et ceci bien évidemment en se référant à la manière d'empilement citée précédemment

IV.4.1.6 Introduction de données dans l'analyseur

En plus des données déjà calculées à savoir la masse pesée, la masse active et la section active, nous ajouterons à cela une désignation pour chacun des deux échantillons afin de les distinguer. Les valeurs de la température, de l'induction maximale ainsi que le nombre de points de mesure seront ajoutés. Ceci est valable pour les deux modes opératoires (c'est-à-dire automatique ou manuel). Afin d'être sur de ne pas avoir fait d'erreurs, il est très commode de procéder de manière élaborée en suivant l'ordre d'introduction des données. Cet ordre est présenté ci-dessous en quelques points :

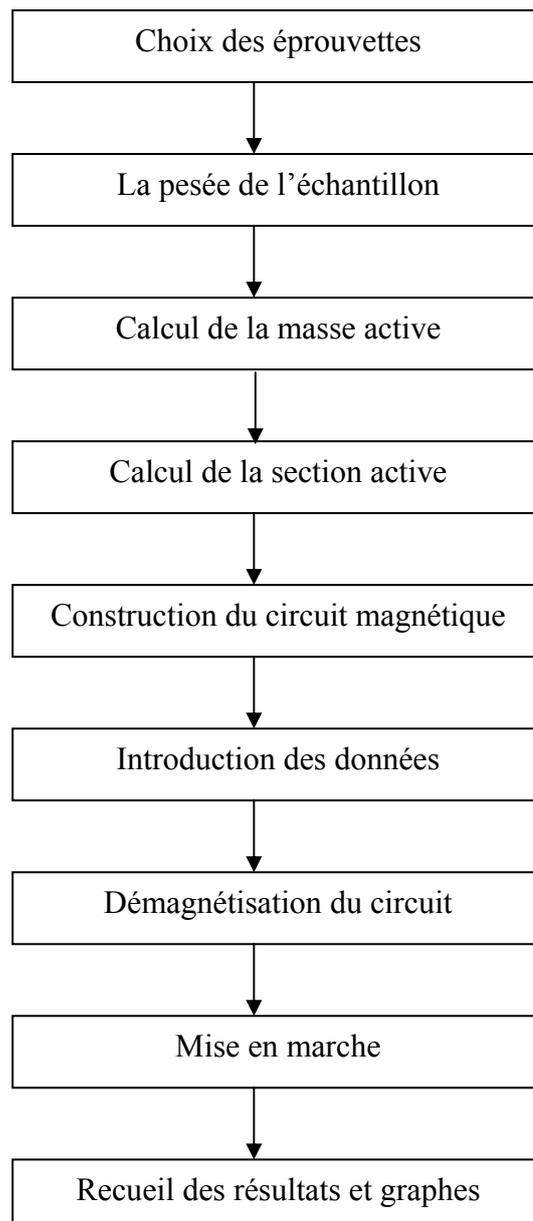
- Désignation de l'échantillon (c'est-à-dire lui donner un nom).
- Valeur de la masse active.
- Valeur de la section utile.
- La température en (C°)
- L'induction maximale.
- Le nombre de points de mesure.

Après l'introduction des données, on effectue la démagnétisation du circuit magnétique, cette procédure prend par défaut dix points. Après la sauvegarde, la mise en marche peut être enclenchée en s'assurant que tout est en place.

IV.4.1.7 Acquisition des résultats

Le temps d'exécution de l'analyseur passé, nous pouvons recevoir les résultats sous forme de tableaux des grandeurs comme l'induction magnétique \mathbf{B} , les pertes spécifiques \mathbf{Ps} , la puissance apparente \mathbf{Ss} , la perméabilité relative μ_r et le champ magnétique \mathbf{H} . On pourrait aussi, si le besoin l'exige, avoir les courbes de toutes les grandeurs précédentes en fonction du champ magnétique \mathbf{H} .

Pour récapituler toutes les modalités à suivre afin de réaliser la mesure, on a schématisé toute la procédure sous forme d'un organigramme.



IV.5 Résultats et discussion

Les résultats obtenus sont donnés sous forme de tableaux (tableau 1 et 2) et de courbes, sur les tableaux on peut lire les valeurs de l'induction magnétique, la perméabilité relative et les valeurs du champ d'excitation qui leurs correspondent

Pour la tôle M800-50A l'induction maximale obtenue est de 2.124T sous un champ de 11450A/m et la perméabilité relative maximale vaut 5534, elle est atteinte sous une excitation de 155.3 A/m, pour la tôle M530-50A, l'induction maximale a chuté à 1.807T sous un champ de 10390A/m, la valeur de la perméabilité relative maximale est de 4811, obtenue sous un champ de 152.5A/m

On peut lire également les valeurs des pertes spécifiques qui sont proportionnelles au champ d'excitation dans les deux types des tôles.

Sur les courbes on voit clairement le comportement des propriétés magnétiques des tôles, on s'intéresse particulièrement à la variation de l'induction et de la perméabilité magnétique relative en fonction du champ d'excitation, grandeurs qui nous intéressent beaucoup plus pour la caractérisation de ces tôles.

Sur la courbe de première aimantation on voit que l'application d'un champ magnétique régulièrement croissant provoque l'apparition d'une induction magnétique $B(H)$ croissante jusqu'à une valeur maximale qui correspond à l'état de saturation. Cette courbe est caractérisée par 3 régions :

-Une région linéaire où les champs sont faibles, on dit qu'on est dans le domaine d'aimantation initiale, cela s'explique par le fait que les domaines magnétiques dont l'aimantation spontanée est voisine de la direction du champ appliqué sont plus au moins rigides et leurs volume augmente au détriment des autres domaines. La déformation et le déplacement des parois sont très petits ils n'affectent pas la structure en domaines, la suppression du champ d'excitation permet de revenir à l'aimantation initiale, pour cela elle est qualifiée d'aimantation réversible.

-Une région non linéaire de champs moyens où le mécanisme de déplacement et de déformation des parois de Bloch s'effectue sur de grandes distances, dans cette partie l'aimantation est irréversible, le processus de déplacement des parois est terminé.

-Une région dite proche de la saturation où les champs sont forts, dans cette partie les parois de Bloch ont disparu, l'échantillon forme alors un seul domaine d'une aimantation à nouveau réversible mais cette fois à cause de la rotation du vecteur aimantation qui se rapproche progressivement de la direction du champ d'excitation.

Quand à la courbe de perméabilité relative on peut distinguer deux régions ; une région linéaire de perméabilité relative proportionnelle au champ d'excitation et croissante jusqu'à une valeur maximale, une région non linéaire de perméabilité décroissante de manière exponentielle.

Pour la courbe des pertes spécifiques la variation de ces dernières est donnée en fonction de l'induction, elle suit une lois parabolique ce qui confirme la théorie (les pertes spécifiques à une fréquence fixe sont proportionnelles au carré de l'induction).

IV.6 Conclusion

Les résultats obtenus avec le cadre Epstein sont assez précis grâce aux appareils d'analyse et de mesure, leurs classe est de 0.5%

En comparant les deux types de tôles on peut dégager un critère de choix qui répond mieux aux conditions d'exploitation. Si par exemple on cherche un matériau à grande induction la tôle à considérer est celle de type M800-50A, mais celle-ci n'est employée que pour des petites machines à fin de gagner en poids des tôles dans le but de réduire les pertes spécifiques, par contre si la machine est grande la tôle la mieux adaptée est la M530-50A pour les mêmes raisons.

Valeurs expérimentales pour la tôle M800-50A

B [T]	H [A/m]	Ps [W/Kg]	Ss [VA/Kg]	μ_r
2,124	11450	7,63	248,5	147,6
2,076	9250	4,41	192,6	178,6
2,032	7208	6,62	147,2	224,3
1,986	5609	6,42	109,6	281,8
1,94	4260	6,02	79,57	362,4
1,894	3153	5,95	55,83	480,8
1,85	2240	5,64	38,79	657,2
1,807	1605	5,38	27,16	895,9
1,763	1144	5,1	19,27	1226
1,72	836	4,83	14,25	1637
1,678	622,7	4,541	11,27	2144
1,653	488,8	4,29	9,25	2662
1,593	402,7	4,054	7,904	3148
1,549	341,1	3,825	6,934	3614
1,506	299,9	3,616	6,226	3996
1,463	267,5	3,421	5,642	4352
1,421	244,6	3,236	5,213	4623
1,379	224,4	3,051	4,79	4890
1,337	209,3	2,89	4,443	5083
1,294	196	2,717	4,211	5254
1,251	185,7	2,562	3,929	5361
1,207	175,5	2,409	3,647	5473
1,165	168,1	2,267	3,411	5515
1,122	161,4	2,128	3,19	5532
1,08	155,3	1,995	2,977	5534
1,038	149,5	1,867	2,777	5525
0,995	144,4	1,744	2,587	5483
0,952	140,4	1,626	2,42	5396
0,909	135,9	1,51	2,249	5323
0,866	131,7	1,399	2,085	5233
0,823	127,8	1,221	1,933	5125
0,78	124	1,188	1,786	5006
0,738	120,4	1,086	1,678	4878
0,695	116,8	0,9914	1,537	4735
0,652	112,9	0,8982	1,399	4596
0,609	109,6	0,8096	1,272	4422
0,566	105,8	0,7227	1,145	4257
0,523	102,4	0,6407	1,028	4064
0,48	98,7	0,5597	0,9124	3870
0,438	95,3	0,4849	0,8067	3657
0,395	91,9	0,4131	0,7046	3420
0,353	88,3	0,3453	0,6085	3181
0,31	84,3	0,2804	0,5299	2926
0,267	80,2	0,221	0,4345	2649
0,225	75,8	0,1666	0,3465	2362
0,182	70,9	0,118	0,2666	2043
0,138	64,5	0,0753	0,1905	1703
0,096	56,5	0,0418	0,1235	1352
0,053	45	0,018	0,06449	937,2
0,01	27,7	0,0042	0,01921	287,3
0	2,1	0,0002	0,000016	0

Tableau 1 Résultats expérimentaux de la tôle M800-50A

Valeurs expérimentales pour la tôle M530-50A

B [T]	H [A/m]	Ps [W/Kg]	Ss [VA/Kg]	μ_r
1.807	10390	8,062	220,7	138,4
1,767	8160	7,776	167,5	172,3
1,731	6293	7,001	126,1	218,9
1,692	4782	6,771	91,66	281,6
1,655	3524	6,622	65,18	373,7
1,618	2541	6,187	45,76	506,7
1,58	1785	5,908	31,69	704,4
1,543	1264	5,62	22,49	971,4
1,506	922	5,34	17,17	1300
1,471	702,7	5,052	13,05	1666
1,434	555,2	4,786	10,64	2055
1,398	454,1	4,537	9,01	2450
1,361	382,8	4,297	7,854	2829
1,324	330,5	4,071	6,957	3188
1,287	292,2	3,858	6,271	3505
1,25	263,4	3,66	5,745	3676
1,214	241,7	3,47	5,305	3897
1,177	222,4	3,286	4,894	4211
1,141	207,5	3,115	4,56	4376
1,104	194,3	2,946	4,238	4522
1,068	183,7	2,785	3,95	4626
1,032	175,1	2,63	3,705	4690
0,995	166,3	2,477	3,449	4761
0,959	159,2	2,331	3,233	4794
0,922	152,5	2,183	3,079	4811
0,885	147	2,047	2,875	4791
0,848	142,1	1,914	2,68	4749
0,812	138,9	1,79	2,512	4652
0,776	134,1	1,666	2,331	4605
0,739	130,4	1,547	2,169	4510
0,702	127,1	1,433	2,014	4395
0,665	123,2	1,32	1,859	4295
0,628	119,9	1,212	1,715	4168
0,592	117	1,108	1,579	4026
0,555	113,5	1,007	1,445	3891
0,518	110,4	0,9074	1,346	3734
0,481	107,6	0,8148	1,218	3557
0,445	104,1	0,7232	1,092	3402
0,408	100,7	0,6345	0,9695	3224
0,371	97,5	0,5503	0,8565	3028
0,335	94,3	0,471	0,7489	2827
0,298	91	0,395	0,6472	2606
0,262	87,2	0,3226	0,5482	2391
0,225	83,5	0,2563	0,456	2144
0,188	79,4	0,1936	0,3765	1884
0,151	74,5	0,1378	0,2876	1613
0,15	68,7	0,08994	0,2082	1332
0,078	60,7	0,05046	0,1354	1023
0,041	49,1	0,02195	0,0715	664,5
0,004	31,3	0,00535	0,02223	101,7
0	1,7	0,00009	0,000009	0

Tableau 2 Résultats expérimentaux de la tôle M530-50A

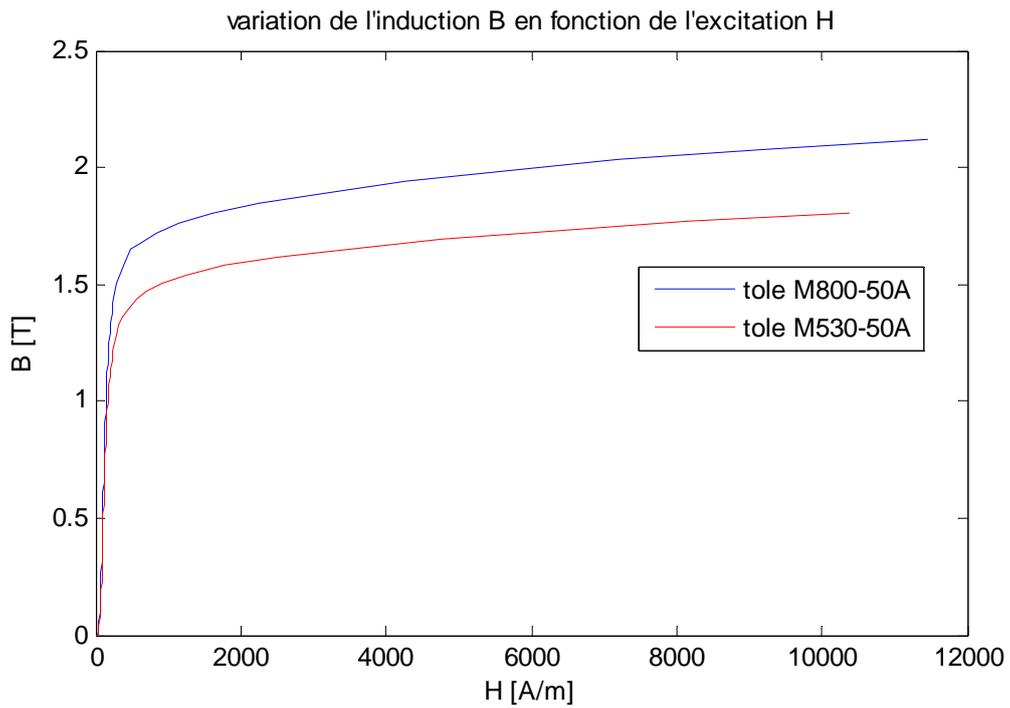


Figure 4 : *Courbes de première aimantation*

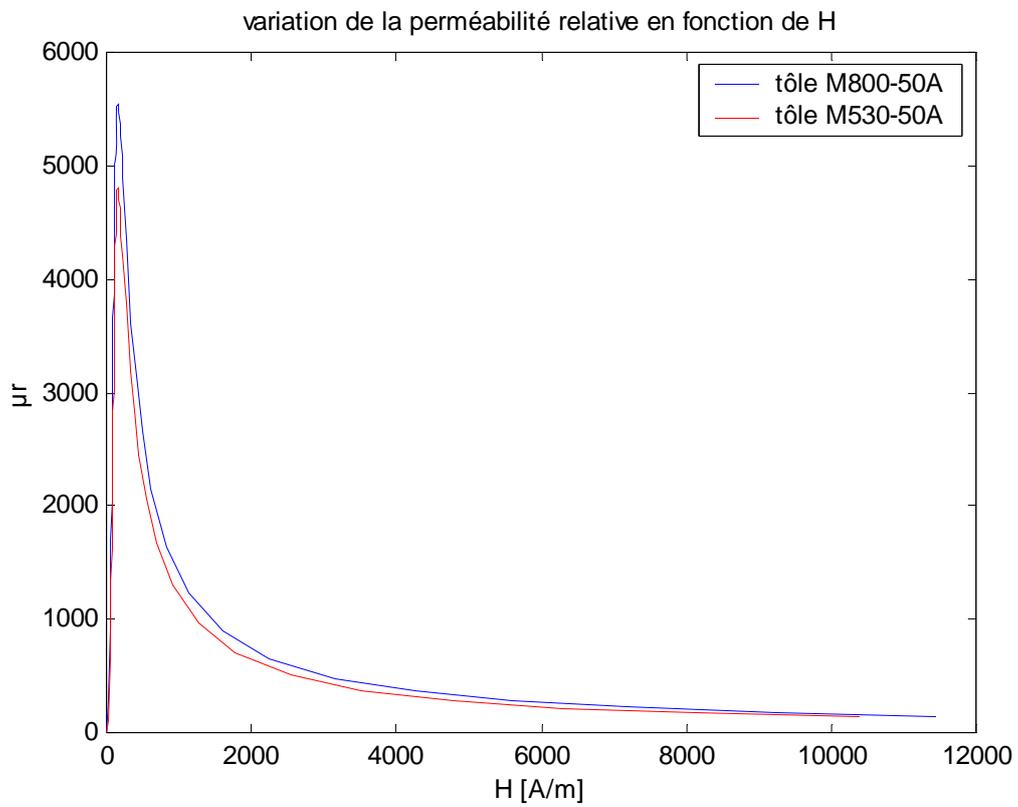


Figure 5 : *courbes de la perméabilité magnétique relative*

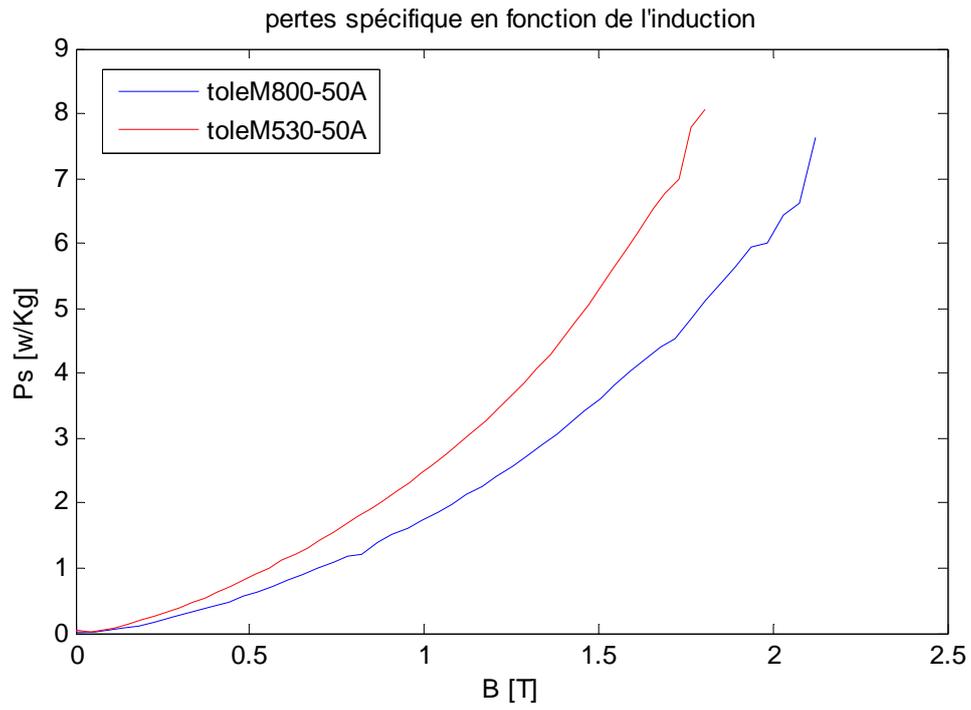


Figure 6 : courbes des pertes spécifiques

V .1 Introduction

Le calcul des machines électriques tournantes et plus particulièrement la détermination du champ magnétique dans les différentes parties de leur circuit magnétique se fait à l'aide des tables de magnétisation. Ces dernières sont présentées sous forme de tableaux dont les valeurs de l'induction et le champ magnétique sont obtenues à partir des courbes de première aimantation des tôles magnétiques utilisées dans les machines électriques. Pour remplacer ces tableaux, des modèles mathématiques qui décrivent la courbe de première aimantation (l'induction magnétique en fonction de l'excitation) ont été proposés.

V. 2 les différents modèles proposés

Pour représenter la courbe de première aimantation, un grand nombre de modèles est proposé dans la littérature.

V.2 .1 Le modèle polynomial

L'approximation du phénomène d'hystérésis par des séries polynomiales a fait l'objet de plusieurs recherches et ceci dans le but de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques.

Ainsi, la relation entre l'induction magnétique B et le champ H est donnée par :

$$B = K \cdot H^n \quad (V.1)$$

Avec K et n , paramètres caractérisant le matériau magnétique. Ils sont déterminés à partir de la courbe de première aimantation (pour des matériaux ferromagnétiques, « n » à pour valeurs : $5 \leq n \leq 14$).

Ce modèle permet de décrire le comportement magnétique non linéaire ainsi que le phénomène de saturation [12]

V.2.2 Le modèle de Frolich

Ce modèle est également une approximation de la relation entre l'induction magnétique B et le champ H , qui est donnée par l'expression [12]:

$$B = \frac{H}{\alpha + \beta|H|} \quad (V.2)$$

Où α et β caractérisent le matériau étudié.

V.2.3 Le modèle de Preisach [11] [12]

La courbe de première aimantation est obtenue en appliquant un champ d'excitation croissant à un matériau ferromagnétique préalablement désaimanté. La formulation mathématique correspondante à cette courbe est déduite de la formulation mathématique du phénomène d'Hystérésis tel que l'on a :

$$M_i(t) = M_{i-1}(t) + 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t_i)} \left\{ \frac{Ka^2}{\left(a + \left(\frac{\alpha}{H_c} b \right)^2 \right)} \int_{-\alpha}^{+\alpha} \frac{d\beta}{\left(a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right)^2 \right)} \right\} d\alpha \quad (\text{V.3})$$

M_{i-1} est l'aimantation à l'instant précédent.

α et β sont appelés champs de basculement ou de commutation tel que $\alpha \geq \beta$.

H_c est le champ coercitif et K un coefficient de régulation ou constante de normalisation.

a et b sont des paramètres d'ajustement qui permettent l'augmentation de la précision du modèle.

$$\text{Avec } a \in R_+^* \text{ et } b \in \left[1, \frac{H_s}{H_c} \right]$$

H_s champ à la saturation.

V.2.4 Modèle de type Langevin [13]

$$\begin{aligned} B &= \mu_0 H + C_1 \arctg(C_2 \mu_0 H) \\ C_1 &= \frac{2}{\pi} b_{sat} \\ C_2 &= \frac{\mu_{ri} - 1}{C_1} \end{aligned} \quad (\text{V.4})$$

C_1 : Constante qui tient compte de la saturation

C_2 : Constante qui tient compte de la perméabilité magnétique

μ_{ri} : Perméabilité initiale

V.3 Application du modèle aux résultats obtenus lors des essais

Dans ce qui suit on s'intéresse uniquement au dernier modèle. Son application aux résultats expérimentaux sous environnement MATLAB nous a permis de tracer les courbes de première

aimantation pour les deux types de tôles avec des valeurs différentes de perméabilité relative, cette dernière et comme on a pu le constater est un paramètre très influant sur l'allure de la courbe de première aimantation.

Pour mieux approcher les résultats expérimentaux, il est nécessaire de remplacer la perméabilité initiale dans le model proposé par la perméabilité maximale du matériau utilisé.

La constante C_2 s'écrit alors comme suite

$$C_2 = \frac{\mu_{r \max} - 1}{C_1}$$

Pour valider le modèle théorique nous avons tracé la courbe expérimentale et les courbes théoriques sur un même graphe en considérant différentes perméabilités magnétiques relatives.

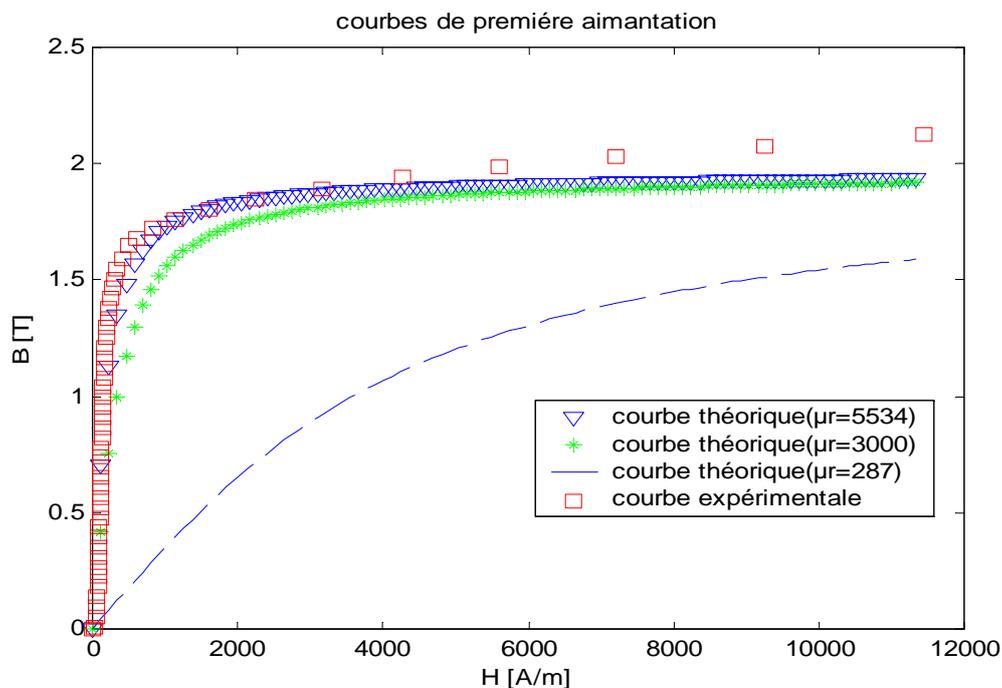


Figure1 : Courbes de première aimantation obtenues pour la tôle M800-50A

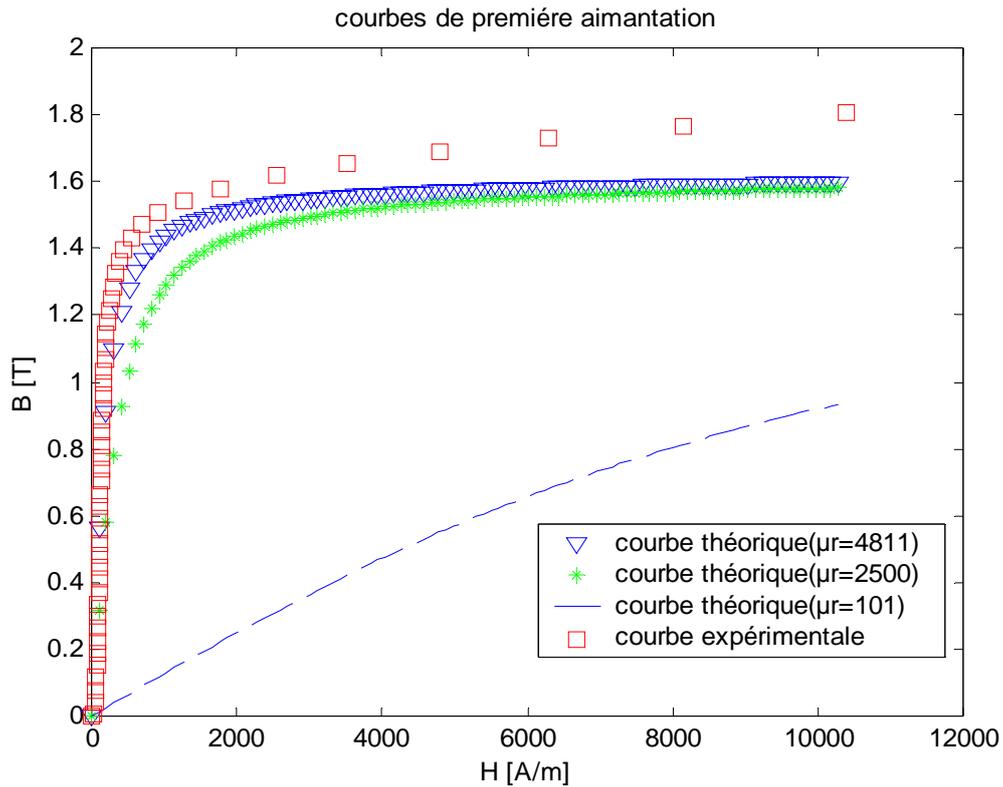


Figure2 : Courbes de première aimantation obtenues pour la tôle M530-50A

Comparaison

On procède à la comparaison entre la courbe expérimentale et les courbes théoriques obtenues à différentes perméabilités relatives, on constate une nette amélioration de l'allure de la courbe de première aimantation, elle est plus appréciable dans la zone des champs faibles et la zone d'approche à la saturation tant que la perméabilité relative est maximale. Ceci nous a permis d'approcher au mieux les résultats expérimentaux en considérant une perméabilité maximale qui est de 5534 pour la tôle M800-50A et de 4811 pour la M350-50A

Vu les résultats satisfaisants obtenus avec ces valeurs de la perméabilité relative, nous pourrions dire que le modèle est en adéquation avec l'objectif recherché.

V.4. Intégration du modèle dans le calcul du circuit magnétique du moteur

Le but recherché dans cette partie est la déduction de l'intensité du champ magnétique pour les différentes inductions magnétiques permises dans toutes les différentes zones du circuit magnétique. Cette opération est très délicate du fait de la non linéarité du modèle utilisé.

V.4.1. Hypothèse simplificatrice [6]

Dans la pratique la différence entre l'induction et la polarisation est négligeable pour des champs faibles généralement inférieur à 5000 A/m. [t-ing]. Ce qui est acceptable dans notre cas, car lors de leur fonctionnement dans les petits moteurs, les tôles magnétiques ne sont soumises qu'à des champs inférieurs à 5000 A/m.

V.4.2. Vérification de l'hypothèse

Les résultats obtenus dans le cadre de cette hypothèse sont les suivants :

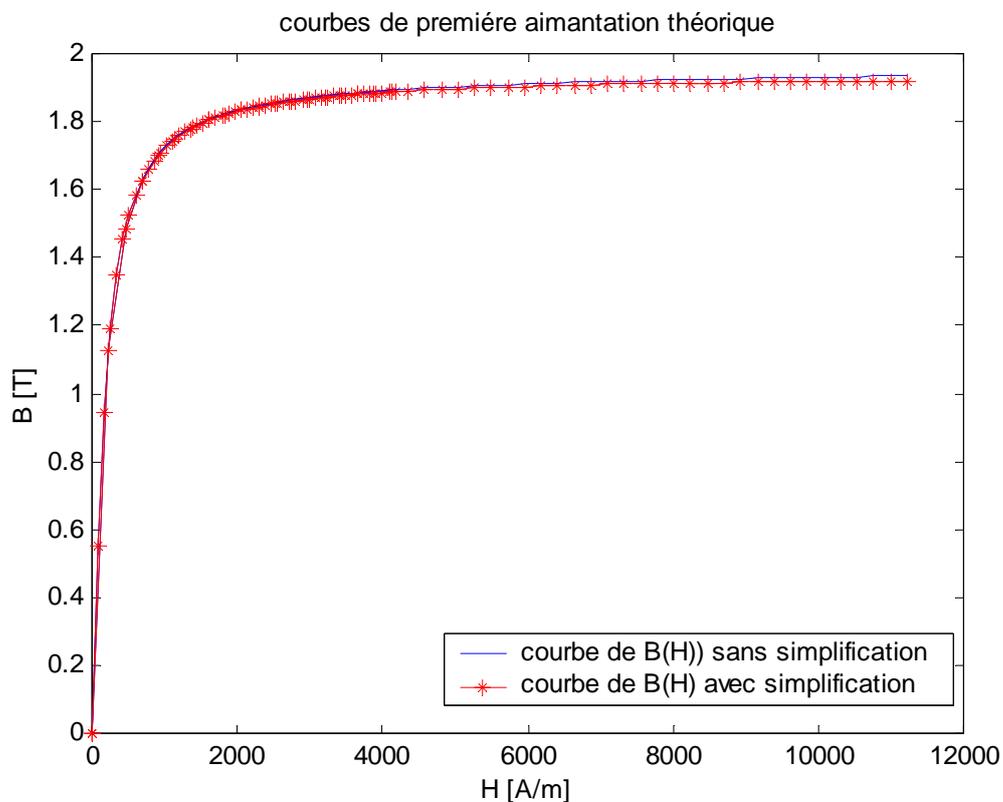


Figure 3: Validation de l'hypothèse simplificatrice

V.5 Conclusion :

Effectivement comme on peut le remarquer sur la figure 2, la contribution de la quantité $\mu_0 H$ est insignifiante, les résultats obtenus avec et sans l'apport de $\mu_0 H$ à l'induction magnétique sont les mêmes, donc l'hypothèse est vérifiée .

Dans le cadre de cette hypothèse le modèle devient :

$$B(H) = C_1 \operatorname{arctg}(C_2 \mu_0 H) \quad (\text{V.5})$$

De l'équation (4) on déduit l'expression du champ magnétique H :

$$H(B) = \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{B}{C_1}\right)}{C_2 \mu_0} \quad (\text{V.6})$$

VI.1 Introduction

Le but recherché dans tous calcul de circuit des machines électriques tournantes est de déterminer la force magnétomotrice (fmm) et le courant magnétisant (I_m) nécessaire pour crée dans l'entrefer un flux d'une valeur bien définie. Le principe du calcul est basé sur la loi générale de la circulation du champ magnétique.

Le circuit magnétique à calculer est celui d'un moteur asynchrone triphasé fabriqué à l'entreprise ELECTRO-INDUSTRIES D'AZAZGA avec la tôle M800-50A ayant les données principales suivantes :

$P_n = 5.5$ KW : Puissance nominale

$l_i = 110$ mm: longueur du paquet de tôle

$D_1 = 129.56$ mm : Diamètre intérieur du stator

$D_{ext1} = 200$ mm : Diamètre extérieur du stator

$D_{ext2} = 128.16$: Diamètre extérieur du rotor

$2p = 4$: Nombre de pôles

$z_1 = 36$: Nombre d'encoches statorique

$z_2 = 28$: Nombre d'encoches rotorique

$U = 380$ V : Tension d'alimentation (couplage triangle)

$I_n = 11.7$ A : Courant nominale absorbé

$n_2 = 44$: Nombre de conducteur

$bf_1 = 3.93$ mm : Largeur de la fente statorique

$bf_2 = 1.2$ mm : Largeur de la fente rotorique

$bz_1 = 5.36$ mm : Largeur de la dent statorique

$bz_2 = 7.04$ mm : Largeur de la dent rotorique

$hz_1 = 16.29$ mm : Hauteur de la dent statorique

$hz_2 = 22.09$ mm : Hauteur de la dent rotorique

$hc_1 = 18.92$ mm : Hauteur du dos statorique

$hc_2 = 22.79$ mm : Hauteur du dos rotorique

$den_2 = 2.94$ mm : Diamètre de la partie supérieur de l'encoche rotorique

VI.2 Calcul de circuit magnétique

VI.2.1 Première méthode de calcul

Dans ce premier calcul on exploitera les tables de magnétisation établies avec des tôles anciennes pour déterminer le champ magnétique dans les différentes parties du circuit magnétique.

VI.2.1.1 Calcul des paramètres de l'enroulement

-Nombre d'encoche par pole et par phase

$$q_1 = \frac{Z_1}{2 \times P \times m_1}$$

-Angle électrique entre deux encoches voisines

$$\gamma = \frac{P \times 360}{Z_1}$$

-Zone de phase (Angle électrique occupée par une phase sous un pole)

$$\alpha = q_1 \times \gamma$$

-Coefficient de l'enroulement

$$K_{en1} = K_{r1} \times K_{d1} \times K_{ob}$$

$$K_{r1} = \sin \frac{\beta \times \pi}{2}$$

$$\beta = \frac{Y}{\tau}$$

$$K_{d1} = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2 \times m_1}\right)}{q_1 \sin\left(\frac{\pi}{2 \times q_1 \times m_1}\right)}$$

K_{r1} : Coefficient de raccourcissement

K_{d1} : Coefficient de distribution

K_{ob} : Coefficient d'obliquité (il vaut 1 pour des encoches non inclinés)

β : Pas relatif d'enroulement

τ : Pas d'enroulement [14]

VI.2.1.2 Calcul des forces magnétomotrices

Loi d'Ampère

$$\oint H dl = \sum I = 2F_\delta + 2F_{Z_1} + 2F_{Z_2} + F_{C_1} + F_{C_2}$$

a. Calcul de la fmm de l'entrefer

$$F_{\delta} = 0.8 \times B_{\delta} \times \delta \times K_{\delta} \times 10^3 \text{ [A]}$$

a.1 L'induction dans l'entrefer [14]

$$n_1 = \frac{E_1}{4.44 \times f \times K_1 \times a \times c \times l \times B_{\delta}}$$

$$n_2 = \frac{2 \times n_1 \times m}{Z_1} \Rightarrow n_1 = \frac{n_2 \times Z_1}{2 \times m}$$

n_1 : Nombre de spire en série par phase ($n_1=264$)

n_2 : Nombre de conducteur en série par encoche ($n_2=44$)

a : Facteur de remplissage ($a=0.7$)

$$c = \frac{\pi \times D_1 \times 10^{-3}}{2P} = 0.1017m : \text{ Pas polaire}$$

l : Longueur du paquet de tôles ($l=0.11m$)

K_1 : Coefficient de bobinage ($K_1=0.96$)

f : Fréquence ($f=50\text{Hz}$)

Z_1 : Nombre d'encoche du stator ($Z_1=36$)

m : Nombre de phase ($m=3$)

E_1 : Fem à vide

D'autre part on a :

$$E_1 = K_e U \text{ avec } U=380 \text{ V}$$

$K_e=0.95$: Coefficient de tension

$$B_{\delta} = \frac{E_1}{4.44 \times f \times K_1 \times a \times c \times l \times n_1}$$

a.2 Epaisseur de l'entrefer

$$\delta = 0.5(D_1 - D_{ext2})$$

D_1 : Diamètre intérieur du stator

D_{ext2} : Diamètre extérieur du rotor

a.3 Coefficient de Carter

Il tien compte de l'influence des dents du rotor et du stator sur la réluctance de l'entrefer

$$K_{\delta} = K_{\delta_1} \times K_{\delta_2}$$

$$K_{\delta_1} = 1 + \frac{b_{f1}}{t_1 - b_{f1} + \frac{5 \times \delta \times t_1}{b_{f1}}}$$

$$t_1 = \frac{\pi \times D_1}{Z_1}$$

b_{f1} : Largeur de la fente statorique

t_1 : Pas dentaire statorique

$$K_{\delta_2} = 1 + \frac{b_{f2}}{t_2 - b_{f2} + \frac{5 \times \delta \times t_2}{b_{f2}}}$$

$$t_2 = \frac{\pi \times D_{ext2}}{Z_2}$$

Z_2 : Nombre d'encoche du rotor

t_2 : Pas dentaire rotorique

b. Calcul de la Fmm dans la dent statorique

$$F_{Z_1} = H_{Z_1} \times h_{Z_1}$$

H_{Z_1} : Intensité du champ dans la dent statorique

h_{Z_1} : Hauteur de la dent statorique

b.1 Induction dans la dent statorique

$$B_{Z_1} = \frac{B_{\delta} \times t_1}{K_{fer} \times b_{Z_1}}$$

$$b_{Z_1} = \frac{t_1 \times B_{\delta}}{K_{fer} \times B_{Z_1 \max}}$$

$B_{Z_1 \max} = (1.7 \div 1.9) \text{T}$: Induction maximale dans la dent statorique

K_{fer} : Coefficient d'empilage des tôles qui depend de type d'isolation, il vaut 0.98 pour une isolation par vernis et 0.96 pour une isolation par oxydation.

L'intensité du champ dans la dent statorique est à lire sur le tableau de magnétisation (voir Tableau TM.1)

c. Calcul de la Fmm dans la dent rotorique

$$F_{Z_2} = H_{Z_2} (h_{Z_2} - 0.4 \times den_2)$$

H_{Z_2} : Intensité du champ dans la dent rotorique

h_{Z_2} : Hauteur de la dent rotorique

den_2 : Diamètre de la partie supérieur de l'encoche rotorique

c.1 Induction dans la dent rotorique

$$B_{Z_2} = \frac{t_2 \times B_\delta}{K_{fer} \times b_{Z_2}}$$

$$b_{Z_2} = \frac{t_2 \times B_\delta}{K_{fer} \times B_{Z_2\max}}$$

$B_{Z_2\max} = (1.55 \div 1.8) \text{T}$: Induction maximale dans la dent rotorique

L'intensité du champ dans la dent rotorique est à lire sur le tableau de magnétisation (voir Tableau TM.1)

d. Calcul de la Fmm dans le dos statorique

$$F_{C_1} = H_{C_1} \times L_{C_1}$$

$$L_{C_1} = \frac{\pi}{2P} (D_{ext1} - h_{C_1})$$

d.1 Induction dans le dos statorique

$$B_{C_1} = \frac{0.5 \times \alpha_i \times c \times 10^3 \times B_\delta}{K_{fer} \times h_{C_1}}$$

L'intensité du champ dans la culasse est à lire sur le tableau de magnétisation (voir Tableau TM.2)

e. Calcul de la Fmm dans le dos rotorique

$$F_{C_2} = L_{C_2} \times H_{C_2}$$

$$L_{C_2} = \frac{\pi}{2P} (D_2 - 2h_{Z_2} - h_{C_2}) + h_{C_2}$$

L_{C_2} : Longueur moyenne d'une ligne du champ dans le dos rotorique

H_{C_2} : Intensité du champ dans la dos rotorique

e.1 Induction dans le dos rotorique

$$B_{C_2} = \frac{0.5 \times \alpha_i \times c' \times B_\delta}{K_{fer} \times h_{C_2}}$$

$$c' = \frac{\pi \times D_{ext2}}{2P}$$

c' : Pas polaire rotorique

L'intensité du champ dans la culasse rotorique est à lire sur le tableau de magnétisation (voir Tableau TM.2)

VI.2.1.3 Calcul du courant magnétisant

$$I_m = \frac{P \sum F_i}{0.9 \times m_1 \times W_1 \times K_{en1}}$$

$$W_1 = \frac{P \times q_1 \times U_{en1}}{a_1} : \text{Nombre de spires d'une voie parallèle}$$

$a_1=2$: Nombre de voix en parallèles

$U_{en1}=44$: Nombre de conducteurs par encoche

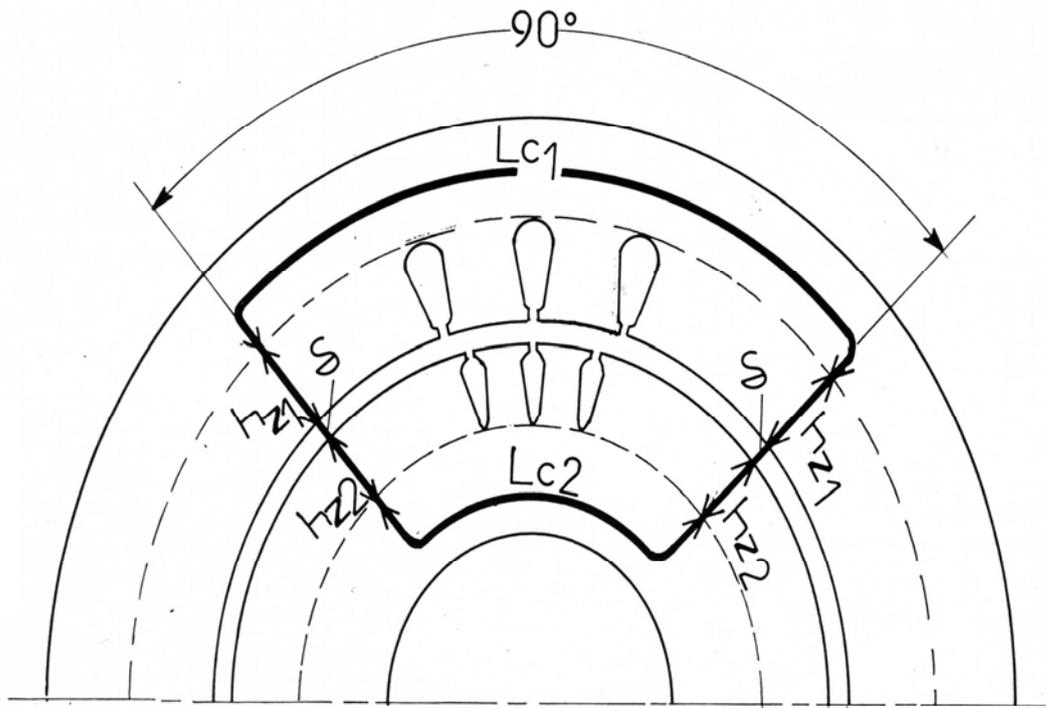


Figure 1 Schéma d'in circuit magnétique d'un moteur asynchrone

Les résultats obtenus dans ce calcul sont présentés dans le tableau suivant :

Grandeurs calculées	Valeurs	Unité
q_1	3	Encoches/pole/phase
γ	20	Degré
α	60	Degré
K_{en1}	0.9019	-
B_δ	0.819	Tesla
δ	0.7	mm
K_δ	1.248	-
F_δ	572.4	A
t_1	11.3	mm
t_2	14.37	mm
B_{Z1}	1.76	Tesla
H_{Z1}	1360	A/m
F_{Z1}	22.15	A
B_{Z2}	1.7	Tesla
H_{Z2}	1150	A/m
F_{Z2}	24	A
B_{C1}	1.43	Tesla
H_{C1}	430	A/m
F_{C1}	61.12	A
B_{C2}	1.18	Tesla
H_{C2}	258	A/m
F_{C2}	18.555	A
W_1	132	Spire /voie parallèle
$\sum I$	1320	A
I_m	8.21	A

Tableau 1 : Résultats du calcul à l'aide des tables de magnétisation

VI.2.2 Deuxième méthode de calcul

On refait le même travail mais cette fois l'intensité du champ magnétique est déterminée sur la courbe de première aimantation relevée expérimentalement.

Dans le tableau suivant on se contentera de noter uniquement les grandeurs qui changent en changeant la méthode du calcul.

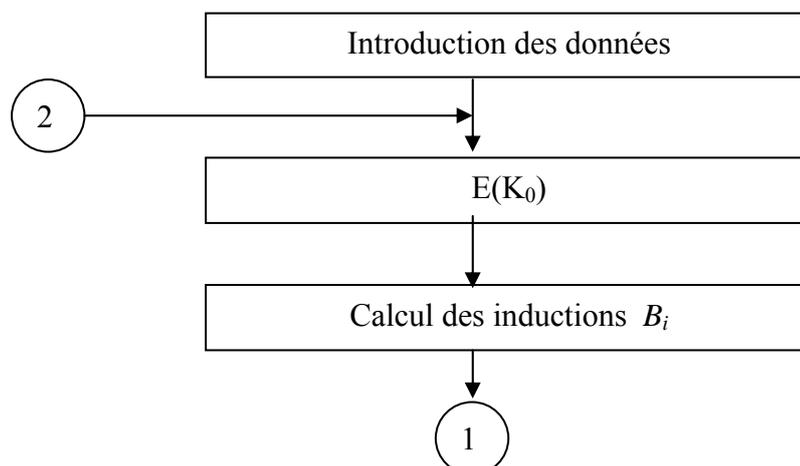
Grandeurs calculées	Valeurs	Unité
H_{Z1}	1144	A/m
F_{Z1}	18.63	A
H_{Z2}	750	A/m
F_{Z2}	15	A
H_{C1}	250	A/m
F_{C1}	38	A
H_{C2}	175	A /m
F_{C2}	12	A
$\sum I$	1265	A
I_m	7.87	A

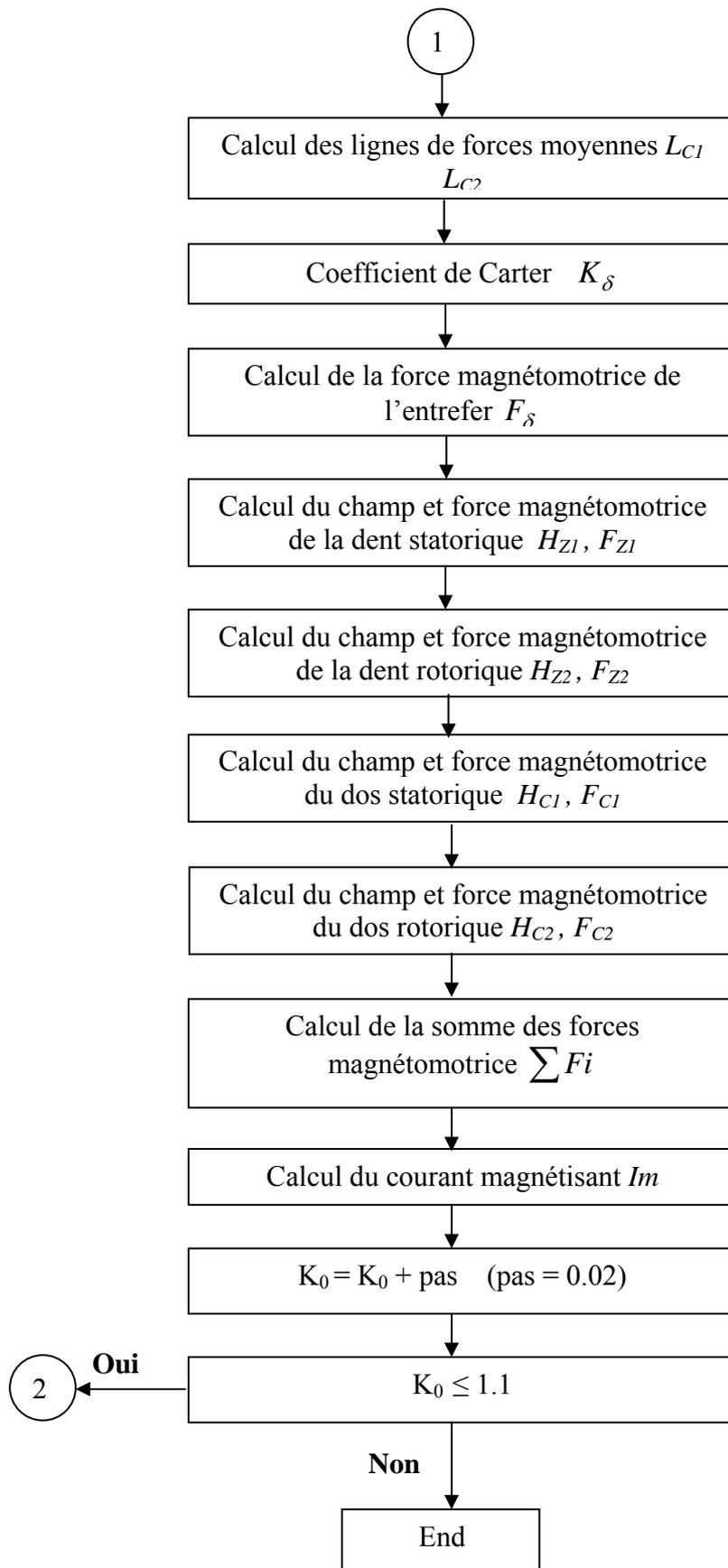
Tableau2 : Résultats du calcul à l'aide de la courbe expérimentale

VI.2.3 Troisième méthode de calcul

Dans cette partie le calcul se fait à différentes valeurs de la Fem induite à vide avec l'intégration du modèle théorique, pour se faire on a établi un programme informatique à l'aide du logiciel MATLAB.

Organigramme





Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau suivant.

E_1 (V)	$B\delta$ (T)	B_{Z_1} (T)	B_{Z_2} (T)	B_{C_1} (T)	B_{C_2} (T)	H_{Z_1} A/m	H_{Z_2} A/m	H_{C_1} A/m	H_{C_2} A/m	$\sum I$ A	I_m A
324.9	0.737	1.586	1.536	1.293	1.062	603	523	307	206	1133	7.051
332	0.753	1.621	1.570	1.322	1.086	673	575	325	214	1163	7.241
339	0.769	1.656	1.604	1.351	1.110	761	637	343	223	1195	7.438
346	0.786	1.692	1.638	1.379	1.133	873	713	364	232	1228	7.645
353	0.802	1.727	1.672	1.408	1.157	1021	807	387	241	1264	7.867
361	0.818	1.762	1.706	1.437	1.180	1228	929	412	251	1303	8.110
368	0.835	1.797	1.740	1.466	1.204	1536	1092	440	262	1348	8.387
375	0.851	1833	1.775	1.494	1.228	2047	1321	471	273	1402	8.726
382	0.868	1.868	1.809	1.523	1.251	3058	1670	506	285	1478	9.201
389	0.884	1.903	1.843	1.552	1.275	6027	2264	547	297	1630	10.14

Tableau 3 : Résultats obtenus en utilisant le modèle théorique

Les résultats précédents nous ont permis de tracer les courbes des différentes inductions dans le circuit magnétique ainsi que la courbe à vide $E=f(I)$, elles sont représentées ci-dessous

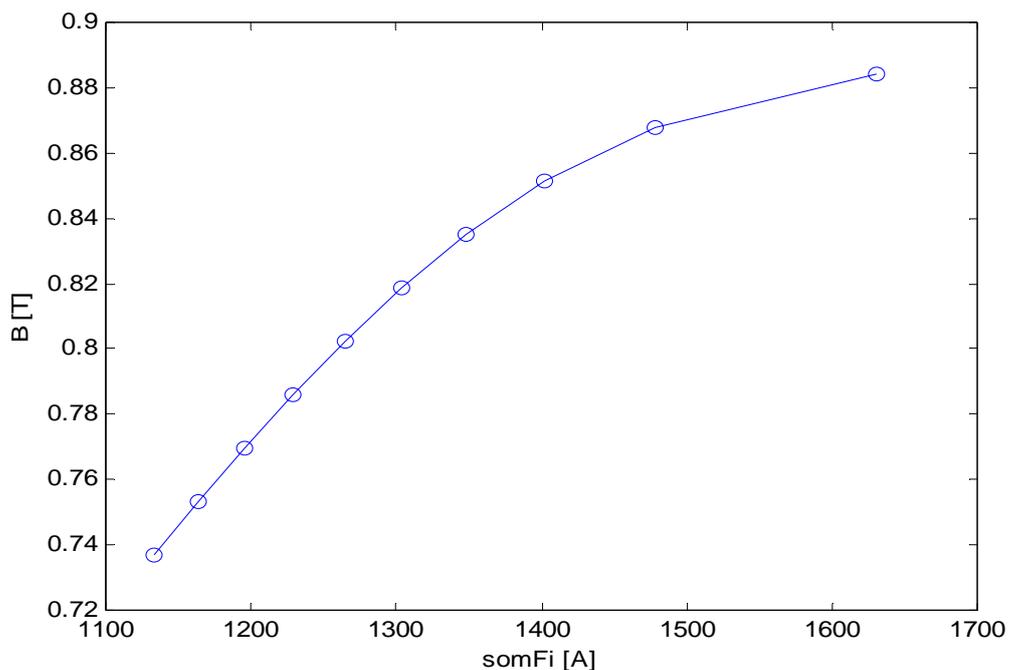


Figure 1 : Variation de l'induction dans l'entrefer en fonction de la Fmm totale

Sur la figure1 on peut voir le comportement de l'induction dans l'entrefer à différentes valeurs de la force magnétomotrice, ces valeurs sont obtenues pour des tensions à vide qui varient autour du point de fonctionnement

L'induction maximale obtenue est de 0.884 T, elle n'est permise que pour une tension à vide supérieure à la tension nominale ce qui entraînera la saturation du circuit magnétique. C'est un fonctionnement défavorable car le champ magnétique sera plus important et l'induction augmentera d'un taux très faible en outre les pertes magnétiques seront plus importantes.

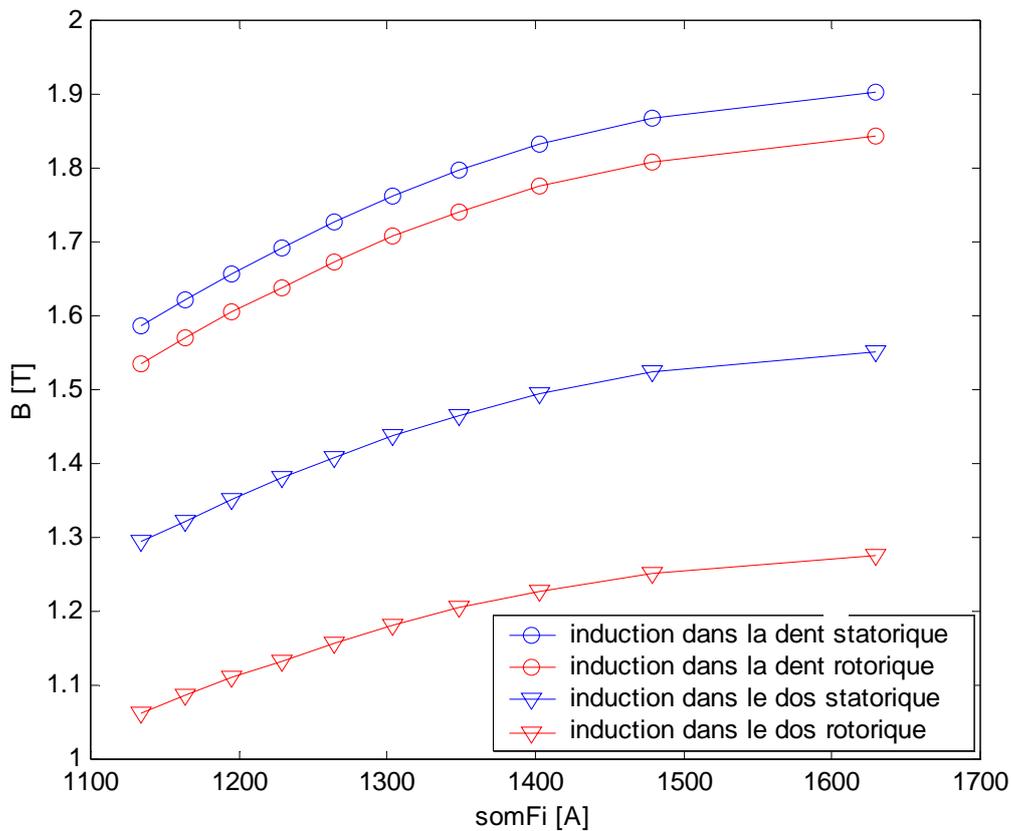


Figure2 : Variation de l'induction dans les dents

La figure 2 montre les courbes de l'induction magnétique au niveau des parties principales du circuit magnétique (les dents et dos statoriques, les dents et dos rotoriques), elle nous permet de voir l'influence de toutes les Fmm sur l'évolution de l'induction dans ces parties. La différence entre les inductions au stator et celles du rotor s'expliquent du fait que le stator est sollicité en premier par l'excitation qui diminue en parcourant le stator et l'entrefer pour atteindre le rotor. La différence entre l'induction de la dent et le dos statorique ou rotorique trouve son origine dans la proportionnalité inverse qui lie l'induction à la surface. Etant donné que la surface des dos est supérieure à celles des dents, il est évident de voir les inductions dans les dos inférieures à celles des dents de la machine.

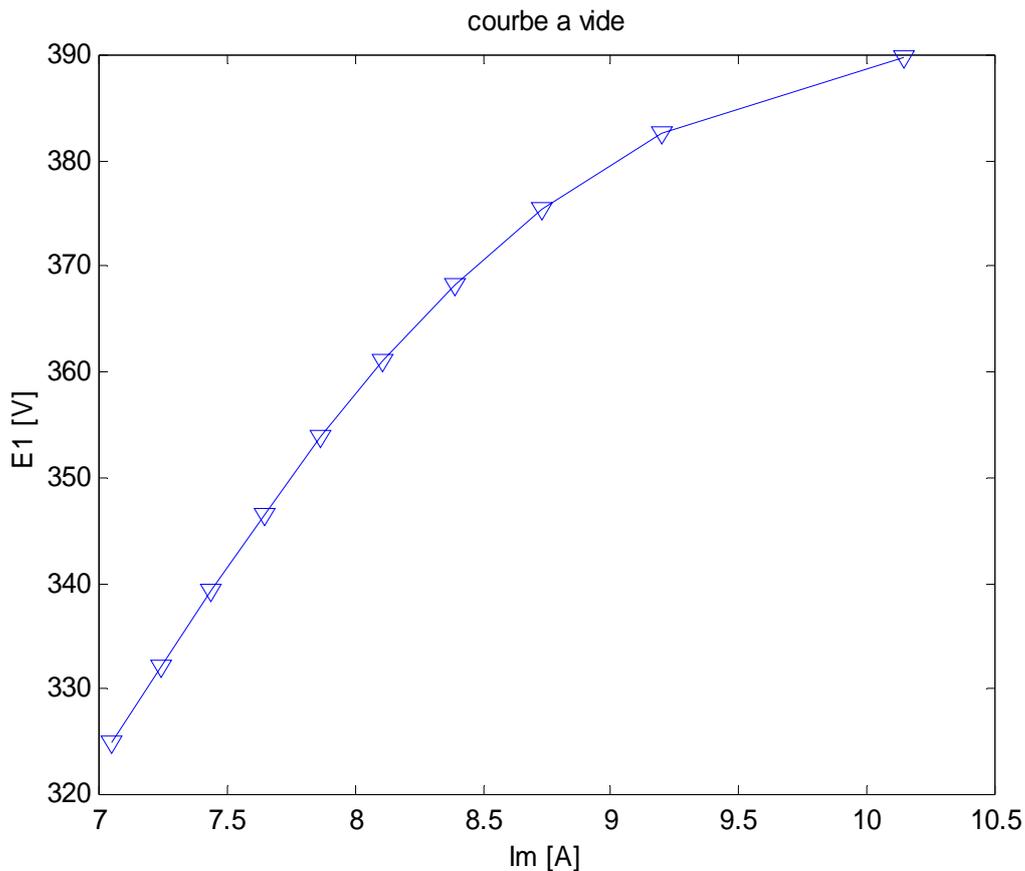


Figure 3 : Courbe de fonctionnement à vide

La figure 3 illustre la variation du courant absorbé à vide, on voit bien qu'il est proportionnel à la Fem induite sur une grande partie de la courbe puis atteint une phase de saturation. Pour avoir une bonne magnétisation du circuit magnétique il est nécessaire d'appliquer une tension élevée qui induira une Fem également élevée mais cela entraînera des pertes ferromagnétiques développées au stator plus élevées étant donné que dans un fonctionnement à fréquence fixe les pertes fer statoriques sont proportionnelles au carré de la Fem induite.

Dans le tableau 4 une récapitulation des résultats théoriques et ceux obtenus à l'aide des tables de magnétisation est présentée afin de les comparer

Grandeurs calculées	A partir des tables de magnétisation	A partir de modèle théorique
H_{Z1}	1360	1228
F_{Z1}	22.15	20
H_{Z2}	1150	929
F_{Z2}	24	19.43
H_{C1}	430	412
F_{C1}	61.12	58.6
H_{C2}	258	251
F_{C2}	18.555	17.82
$\sum I$	1320	1303
I_m	8.21	8.11

Tableau 4 : Résultats obtenus avec les deux méthodes (la première et la troisième) pour le point de fonctionnement nominal

La comparaison entre les champs relevés des tables de magnétisation et ceux calculés à l'aide du modèle théorique, nous a permis de constater que les deux résultats sont pratiquement identiques. Néanmoins, on a pu relevé une légère différence des champs surtout au niveau des dents. Cependant la finalité des deux calculs (calcul de la somme des Fmm et du courant magnétisant) nous donne satisfaction du fait de la similitude des résultats. Donc, nous pouvons dire que le modèle choisi répond de manière satisfaisante aux exigences de calcul et constitue de ce fait une alternative intéressante aux tables de magnétisation habituellement utilisées dans le calcul des circuits magnétiques des machines électriques tournantes.

Conclusion générale

A travers ce mémoire, nous avons caractérisé un matériau magnétique doux sous forme de tôles magnétiques fer-silicium à grains non orientés. Les tests ont été effectués sur deux échantillons connus sur leur noms industriel M800-50A et M530-50A. Cette caractérisation est faite essentiellement pour voir le comportement magnétique de ce matériau, à savoir l'évolution de l'induction magnétique et la perméabilité relative en fonction du champ d'excitation, qui nous ont été très utiles pour la modélisation de la courbe de première aimantation, avec le modèle choisi.

L'intégration de ce dernier dans le calcul du circuit magnétique des machines électriques à rendu possible la substitution des tables de magnétisation.

En conclusion, on peut dire que le modèle adopté à donner lieu à de bon résultats. Cependant, des lacunes ont été enregistrées.

On ose espérer, que les insuffisances qui ont été soulevées, seront comblées par les promotion à venir, en approfondissant la recherche dans la même optique.

Bibliographie

- [1] **P. ROBERT** « *Matériaux d'électrotechnique* » Edition DUNOD , Paris, 1979
- [2] **P. BRISSONNEAU** « *Magnétisme et matériaux magnétiques* » Edition Hermès, Paris,1997
- [3] **A. K.LEBOUC** « *Matériaux magnétiques en génie électrique1* » Edition ,LAVOISIER ,2006
- [4] **M. Dubois** « *Matériaux d'électrotechnique* » 2006
- [5] **Z. OUDNI** « Régulation par la température de chauffage par induction d'une plaque ferromagnétique »
Thèse magister, université tizi ouzou 2007
- [6] **Techniques de l'ingénieur**
- [7] **H. BOUKHALIFA & K. BENANTAR** « *Etude et réalisation d'un cadre champ tournant pour la caractérisation des tôles magnétiques* »,thèse ingénieur,école militaire polytechnique,2000
- [8] www.champ_tournant.htm
- [9] **A.V. VORST** « *Électromagnétisme, champ et circuit* »De boeck & larcier s.a ,1994
- [10] **S. ZOUZOU** « *Contribution à l'étude des pertes magnétiques en champ tournant* »
Thèse doctorale (institut National Polytechnique de Grenoble), 1991
- [11] **A. MIOUAT** « Identification –Optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux »
Thèse magister ,université de Batna, 2006
- [12] **K. NADJET** « *Modélisation de l'hystérésis magnétique en vue son intégration dans un code de calcul du champ électromagnétique* » Thèse magister , université de Batna ,2006
- [13] **L.KRAHENBUHL, O.FABREGUE, S.WANSER, M.DE SUSAN DIAS ET A.NICOLAS** « *surface impedance, BIEM et FEM coupled with 1D non linear solution to solve 3D High frequency eddy current problems*» IEEE Transactions on magnetic, vol 33, n°.2,pp. 1167- 1172, March 1997.
- [14] **R.MERLET** «*Technologie d'électricité générale et professionnelle TOME 3*» Edition DUNOD paris, 1966.

B[T]	0.00	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09
	H[A/cm]									
0.4	1.24	1.27	1.30	1.33	1.36	1.38	1.41	1.44	1.47	1.50
0.5	1.54	1.57	1.60	1.64	1.67	1.71	1.74	1.77	1.80	1.84
0.6	1.88	1.91	1.94	1.98	2.01	2.05	2.08	2.12	2.16	2.20
0.7	2.23	2.26	2.29	2.33	2.36	2.40	2.43	2.47	2.50	2.53
0.8	2.56	2.59	2.62	2.65	2.68	2.71	2.74	2.77	2.80	2.83
0.9	2.86	2.90	2.93	2.97	3.01	3.04	3.08	3.12	3.16	3.20
1.0	3.24	3.29	3.33	3.38	3.42	3.46	3.50	3.55	3.60	3.65
1.1	3.70	3.75	3.80	3.85	3.91	3.96	4.01	4.06	4.11	4.17
1.2	4.24	4.30	4.36	4.42	4.48	4.55	4.61	4.67	4.73	4.79
1.3	4.86	4.95	5.04	5.14	5.24	5.33	5.63	5.74	5.84	5.85
1.4	5.86	5.98	6.10	6.22	6.34	6.46	6.58	6.70	6.83	6.96
1.5	7.09	7.22	7.35	7.49	7.63	7.77	7.91	8.05	8.20	8.35
1.6	8.50	8.78	9.06	9.34	9.62	9.90	10.20	10.50	10.80	11.10
1.7	11.50	11.80	12.20	12.50	12.90	13.30	13.60	14.00	14.40	14.80
1.8	15.20	15.70	16.20	16.70	17.20	17.70	18.30	18.90	19.50	20.10
1.9	20.70	21.60	22.50	23.40	24.80	25.20	26.40	27.60	28.90	30.20
2.0	31.50	33.20	35.00	36.80	38.60	40.40	42.60	44.80	47.00	49.20
2.1	51.40	54.40	57.40	60.50	63.60	66.70	71.20	75.70	80.20	84.70
2.2	89.20	94.30	99.4	104.6	109.8	115.0	120.0	126.0	132.0	138.0
2.3	144.0	151.0	158.0	165.0	172.0	180.0	188.0	196.0	205.0	214.0

Tableau TM1 : table de magnétisation des dents

B[T]	0.00	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09
	H[A/cm]									
0.4	0.52	0.53	0.54	0.55	0.56	0.58	0.59	0.60	0.61	0.62
0.5	0.64	0.65	0.66	0.67	0.69	0.71	0.72	0.74	0.76	0.78
0.6	0.80	0.81	0.83	0.85	0.87	0.89	0.91	0.93	0.95	0.97
0.7	1.00	1.02	1.04	1.06	1.08	1.11	1.13	1.15	1.18	1.21
0.8	1.24	1.28	1.29	1.32	1.35	1.38	1.40	1.43	1.46	1.49
0.9	1.52	1.55	1.58	1.61	1.64	1.68	1.71	1.74	1.77	1.81
1.0	1.85	1.88	1.91	1.95	1.99	2.03	2.06	2.09	2.13	2.17
1.1	2.21	2.25	2.29	2.33	2.37	2.41	2.45	2.49	2.53	2.57
1.2	2.62	2.67	2.73	2.77	2.83	2.89	2.95	3.01	3.07	3.13
1.3	3.20	3.27	3.34	3.41	3.49	3.57	3.65	3.73	3.82	3.91
1.4	4.00	4.10	4.20	4.30	4.40	4.50	4.64	4.78	4.92	5.06
1.5	5.20	5.42	5.64	5.86	6.08	6.30	6.54	6.78	7.02	7.26
1.6	7.50	7.88	8.26	8.64	9.02	9.40	9.82	10.20	10.70	11.10
1.7	11.5	12.20	12.90	13.60	14.30	15.00	16.00	17.00	18.00	19.00
1.8	20.00	21.60	23.20	24.90	26.50	28.10	29.60	31.10	32.70	34.20
1.9	35.70	38.00	40.30	42.60	44.90	47.20	49.30	51.40	53.50	55.60
2.0	57.70	60.00	63.00	66.00	70.00	74.00	79.00	84.00	90.00	97.00

Tableau TM2 : table de magnétisation des dos