

**UNIVERSITE KASDI-MERBAH-Ouargla**

**Faculté des Mathématiques et des Sciences de la Matière**

**Département de Physique**



**Mémoire de MASTER académique**

**Domaine Science de la matière**

**Filière Physique**

**Spécialité Physique des matériaux**

**Présenté par :**

**BADDOOU MOHAMMED ABBAS**

**KERFOUH ABDERRAZAK**

**Thème**

**LES PERTES MAGNETIQUES DANS  
LES MATERIAUX MAGNETIQUES  
DOUX A BASE DE FER**

**Soutenu publiquement : le 22/09/2020**

**Devant le jury :**

<b>M.</b>	<b>BENTOUILA OMAR</b>	<b>MCA</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>M.</b>	<b>MANSRI ABDELAMEK</b>	<b>MCB</b>	<b>UKM Ouargla</b>
<b>M.</b>	<b>GHERBI IBRAHIM</b>	<b>MAA</b>	<b>UKM Ouargla</b>

**Année universitaire 2019/2020**

# *Dédicace*

*Je voudrais dédier ce modeste travail,  
À mes très chers parents qui m'ont beaucoup  
soutenu et encouragé durant toute ma vie.*

*À mes frères.*

*À mes chers amis.*

*Et à tous ceux qui me sont chers qui ont nous aider de  
loin et de près.*

*Abbas et Abdou*

# **Remerciement**

*Au terme de cette étude, nous tenons à remercier ALLAH – tout puissant- qui nous a donné le courage, la volonté, et le pouvoir d'aller jusqu'au bout et de ramener ce modeste travail à son point ultime.*

*Nous tenons tout d'abord à remercier très chaleureusement M. Mansri abdelmalek, notre encadreur, pour avoir accepté de diriger notre travail, pour ses précieux conseils, pour son esprit et sa disponibilité.*

*Nous tenons à remercier DR BENTOUILA OMAR de l'Université de KASDI Merbah Ouargla d'avoir bien voulu présider ce jury.*

*Nous tenons à remercier GHERBI IBRAHIM de l'Université de KASDI Merbah Ouargla, d'avoir accepté d'examiner mon mémoire.*

*On ne peut s'arrêter là, sans évoquer tout le corps enseignants du département des sciences de la matière, puisque grâce à eux nous n'avons eu aucune difficulté à combler nos lacunes théoriques et à satisfaire notre curiosité scientifique.*

*Nous remercions également à toutes les personnes du Département Physique.*

*Enfin, à ceux qui ont contribué et collaboré de près ou de loin à l'élaboration de cette étude.*

## Résumé

Dans ce travail, nous avons étudié les pertes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques à base de fer. Le dépouillement des cycles d'hystérésis a été réalisé pour trois types d'échantillons (Fe pur, FeSi à grains non orientés et FeSi à grains orientés) à différentes inductions de travail  $B_{\max}$  et à différentes fréquences de travail  $f$ . Ainsi, nous avons tenté de qualifier nos matériaux en fonction de leur utilisation industrielle. Les résultats montrent que ces matériaux présentent chacun dans son domaine d'utilisation de quelques bonnes propriétés de pertes et de perméabilité. D'une part, les courants de Foucault, véritable problème croissent avec la fréquence. D'autre part la chute de coercivité est réalisée du fait de l'anisotropie uniaxiale induite par traitement thermique et de la réduction de la magnétostriction.

Nous avons utilisé le fluxmètre pour estimer les propriétés magnétiques de ces matériaux, pour préciser les principales caractéristiques des paramètres macroscopiques définis dans un cycle d'hystérésis tels que la courbe de première aimantation, de l'hystérésis magnétique et surtout les pertes magnétiques, le dépouillement des cycles d'hystérésis pour les trois types d'échantillons le Fer pur, le Fer-silicium à grain orienté FeSi GO et FeSi à grain non orienté FeSi NO. À différentes inductions de travail  $B_{\max}$  et à haute et basse fréquences de travail  $f$ . Les cycles d'hystérésis ne sont pas une empreinte finale pour les échantillons mais sont fonction des paramètres cités, en plus d'autres effets, étudiés par ailleurs.

**Les mots clés** : matériaux ferromagnétiques, pertes, fréquence, aimantation, hystérésis, courants de Foucault, déplacement de parois.

## **Summary**

In this work, we studied the magnetic losses involved in ferromagnetic materials based on iron. Hysteresis cycle analysis was performed for three types of samples (pure Fe, unoriented grain FeSi and grain oriented FeSi) at different working inductions  $B_{\max}$  and at different working frequencies  $f$ . Thus, we have tried to qualify our materials according to their industrial use. The results show that these materials each have in their field of use some good loss and permeability properties. On the one hand, eddy currents, a real problem, increase with frequency. On the other hand, the drop in coercivity is achieved due to the uniaxial anisotropy induced by heat treatment and the reduction of magnetostriction.

We used the fluxmeter to estimate the magnetic properties of these materials, to specify the main characteristics of the macroscopic parameters defined in a hysteresis cycle such as the curve of the first magnetization, the magnetic hysteresis and especially the magnetic losses, the stripping hysteresis cycles for the three types of samples: pure iron, grain iron-silicon oriented FeSi GO and non-oriented FeSi FeSi NO. At different working inductions  $B_{\max}$  and at high and low working frequencies  $f$ . Hysteresis cycles are not a final fingerprint for the samples but are a function of the parameters cited, in addition to other effects, studied elsewhere.

## ملخص

في هذا العمل، درسنا الضياعات المغناطيسية في المواد المغناطيسية ذات أساس حديدي. تم عد دورات الهيستيرييسيس لثلاثة أنواع من العينات (الحديد النقي، سبكية FeSi ذات عزوم مغناطيسية موجهة و سبيكة ذات عزوم غير الموجهة) في حقلول تحريض عمل مختلفة Bmax وعلى ترددات عمل مختلفة f. وبالتالي، حاولنا تأهيل موادنا وفقاً لاستخدامها الصناعي. أظهرت النتائج أن هذه المواد لكل منها في مجال استخدامها بعض خصائص الضياعات والنفاذية الجيدة. من ناحية أخرى، التيارات فوكو، تزداد مع التردد. من ناحية أخرى، يتم تحقيق الانخفاض في الإكراه بسبب التباين أحادي المحور الناجم عن المعالجة الحرارية وتقليل التضيق المغناطيسي.

استخدمنا مقياس التدفق لتحديد الخصائص المغناطيسية لهذه المواد، و لتحديد الخصائص الرئيسية للمعلومات العيانية المحددة في دورة الهيستيرية مثل منحنى المغنطة الأولى، والهيستيرية المغناطيسي وخاصة الضياعات المغناطيسية، و عد دورات الهيستيرية للأنواع الثلاثة من العينات: الحديد النقي، والحديد والسليكون ذات العزوم المغناطيسية الموجهة FeSi GO و FeSi NO و غير الموجهة. في تحريضات عمل مختلفة Bmax وفي ترددات العمل العالية والمنخفضة f. دورات الهيستيرييسيس ليست بصمة نهائية للعينات ولكنها دالة للمعلومات المذكورة، بالإضافة إلى التأثيرات الأخرى، التي تمت دراستها في مكان آخر.

## Liste des figures

Figures	Titre	Page
I.1	Représentation atomique	5
I.2	Moment magnétique atomique orbital	6
I.3	Mouvement de spin	6
.		7
I.4	Variation de la perméabilité en fonction du champ magnétique H dans le cas de l'alliage FeSi 3%	8
I.5	Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique, $J_{ij}$ représente l'intégrale d'échange.	9
I.6	Classification magnétique des matériaux	10
I.7	Antiferromagnétisme	11
I.8	Ferrimagnétisme	11
I.9	Ferromagnétisme	12
I.10	Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique	13
I.11	La paroi de Bloch	13
I.12	Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique	14
I.13	courbe de première aimantation(OA) d'un matériau ferromagnétique et cycle d'hystérésis (ABCDEFA) de ce matériau	15
I.14	Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{max}=0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas)	16
I.15	Cycle d'hystérésis d'un aimant permanent en Ferrite de Strontium	17
I.16	Evolution de la densité d'énergie des aimants au XXème siècle	18
I.17	Aire d'un cycle d'hystérésis FeSi à 1Hz - 0.72 T	19
I.18	Courants de Foucault dans un bloc de matériau massif (gauche), et dans un matériau feuilleté (droite)	20
I.19	Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante	22
I.20	Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante	23
I.21	Les deux structures cristallographiques du fer ( $Fe \alpha$ et $Fe \gamma$ )	24
I.22	Laminage à chaud des brames de métal	25
I.23	Direction idéale des grains cristallins dans une tôle GO	26
II.1	Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois	30
II.2	Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à $180^\circ$	31

II.3	Courants de Foucault dans un noyau magnétique	33
III.1	Le tore	38
III.2	Cadre Epstein.	39
III.3	Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.	39
III.4	Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein : a) cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage, b) cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.	40
III.5	Schéma des dispositifs de mesure.	41
III.6	Vue générale du fluxmètre	42
III.7	Représentation des directions de facile aimantation	43
III.8	Forme des échantillons.	44
IV.1	Courbes de variation des inductions maximales $B_m$ en fonction des champs d'excitation maximales $H_m$ du FeSi GO à différentes fréquences (6, 21 et 49 Hz)	46
IV.2	Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence $f = 50$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions maximales ( $B_{max}=0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$ Teslas).	47
IV.3	Cycles d'hystérésis du Fer pur à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{max}=0.20, 0.35, 0.5, 0.75, 1.00$ Teslas).	48
IV.4	Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence $f=6$ Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{max}=0.35, 0.5, 0.75, 1.00$ Teslas)	48
IV.5	Cycles d'hystérésis du FeSi NO pour différentes valeurs de la fréquence ( $f=20, 50, 100$ Hertz) à la même valeur de l'induction ( $B_{max}=1.5$ Teslas)	49
IV.6	Variation des pertes avec l'induction dans un matériau à des fréquences (42-58-78-100 Hertz)	50
IV.7	Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi GO à des inductions $B_{max}$ (0.60, 1.20 et 1.50 T).	51

## Liste de tableaux

Tableaux	Titre	Page
I-1	Exemple de caractéristique de quelques matériaux doux non-orientés (*ordre de grandeurs).	17
III-1	Les différents échantillons étudiés	38

## Liste des symboles

Le symbole	Signification
$M_o$	Moment magnétique orbital.
$m$	Nombre quantique magnétique associé à l'électron.
$\mu_B$	Magnéton de Bohr.
$M_S$	Moment magnétique de spin.
$\mu_0$	Perméabilité dans le vide.
$\mu_r$	Perméabilité relative.
$B$	Champ magnétique d'induction.
$B_S$	Champ magnétique d'induction à saturation.
$B_r$	Champ d'induction rémanente.
$H$	Champ magnétique d'excitation.
$H_S$	Champ magnétique d'excitation à saturation.
$H_C$	Champ coercitif.
$H_{app}$	Champ magnétique d'excitation appliqué.
$W_{ij}$	L'énergie d'échange entre les atomes i et j.
$J_{ij}$	l'intégrale d'échange entre les atomes i et j.
$S_i$	Moments cinétiques de spin $S_i$ .
$M$	Aimantation magnétique.
$M_S$	Aimantation à saturation.
$M_r$	Aimantation rémanente.
$T_C$	Température de Curie.
$T_N$	Température de Néel.
$J$	Polarisation magnétique.
$J_S$	Polarisation magnétique à saturation.
$U_m$	Energie magnétostatique de couplage avec le milieu extérieur.
$P_t$	les pertes totales.
$P_h$	Pertes par hystérésis.
$P_j$	Pertes par courants induits.
$P_S, P_{an}$	Pertes supplémentaires, Pertes anormale.
$e$	L'épaisseur de la tôle.
$\delta$	L'épaisseur de peau.
$K_1$	Constante d'anisotropie magnétocristalline.



$l$	Magnétostriction.
$\rho$	Résistivité.
$P$	Vecteur de Poynting.
$j$	Vecteur densité de courant.
$E$	Le champ électromoteur induit.
$W$	Le travail fourni par le milieu extérieur.
$\sigma$	La conductivité.
$E_{\theta}$	Le module du champ tangentiel.
$\omega$	L'amplitude.
$L(x)$	la fonction de Langevin.
$J$	nombre quantique.
$B_J(x)$	La fonction de Brillouin.
$X$	La susceptibilité magnétique

## Table des matières

Résume .....	III
Liste des figures .....	V
Liste de tableaux.....	VI
Liste des symboles .....	VII
Introduction générale.....	1
Chapitre I.....	4
I.1. Introduction.....	5
I.2. Origine microscopique du magnétisme .....	5
I.2.1. Moments magnétiques.....	6
I.3. Grandeurs magnétiques .....	7
I.3.1. perméabilité magnétique.....	7
I.4. Matériaux magnétiques.....	9
I.4.1. Comportement magnétiques des matériaux.....	9
I.5. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis .....	14
I.5.1. La courbe de première aimantation.....	14
I.5.2. L'hystérésis.....	15
I.6. Classement des matériaux ferromagnétiques .....	17
I.6.1. Les matériaux magnétiques durs .....	17
I.6.2. Les matériaux magnétiques semi-dur .....	19
I.6.3. Les matériaux magnétiques doux.....	19
I.7. Historique du fer.....	21
I.7. 1. Les alliages cristallins à base de fer : fer-silicium.....	21
I.7.2. Intérêt et utilisation des tôles d'acier ferromagnétiques dans le domaine du génie électrique .....	21
I.7.3. Effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer .....	22
I.7.4. Les tôles Fe Si à grains non orientés (NO) : .....	24
I.7. 5. Les tôles Fe-Si à grains orientés (GO).....	25
Chapitre II .....	27
II.1. Introduction .....	28
II.2. Calcul des pertes.....	28
II.2.1. Variation des pertes totales avec la fréquence.....	28
II.2.2. Les pertes en régime statique .....	30
II.2.3. Les pertes par dynamique de parois.....	31
II.2.4. Les pertes par courant de Foucault.....	32

<b>Chapitre III</b> .....	<b>34</b>
<b>III.1. Introduction</b> .....	<b>35</b>
<b>III.1.1. But du fluxmètre</b> .....	<b>36</b>
<b>III.1.2. Présentation du circuit magnétique</b> .....	<b>36</b>
<b>III.1.3. Choix du matériau</b> .....	<b>41</b>
<b>III.2. Description de l'appareillage fluxmétrique</b> .....	<b>41</b>
<b>III.2.1. Les différents éléments du fluxmètre</b> .....	<b>42</b>
<b>III.2.2. Echantillons</b> .....	<b>42</b>
<b>III.2.3. Les formes des échantillons</b> .....	<b>44</b>
<b>Chapitre IV</b> .....	<b>45</b>
<b>V.1. Introduction</b> .....	<b>46</b>
<b>IV.2. Processus d'aimantation</b> .....	<b>46</b>
<b>IV.2.1. La courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis</b> .....	<b>46</b>
<b>IV.2.2. Le cycle d'hystérésis</b> .....	<b>47</b>
<b>IV.3. Les pertes</b> .....	<b>49</b>
<b>IV.3.1. Pertes en fonction de B</b> .....	<b>49</b>
<b>IV.3.2. Variation des pertes avec la fréquence</b> .....	<b>50</b>
<b>Conclusion générale</b> .....	<b>52</b>
<b>Références</b> .....	<b>53</b>

# **Introduction générale**

La mesure des propriétés magnétiques et la compréhension physique des processus d'aimantation est une activité stimulée par l'apparition de matériaux nouveaux à faibles pertes et bonne tenue en fréquence.

En général, les matériaux doux les plus faciles à aimanter sont les matériaux les plus purs. Tout défaut, comme la présence d'une contrainte locale, ou celle d'une impureté microscopique représente une perturbation qui constitue soit un point d'ancrage, soit un obstacle aux déplacements de parois. La poursuite du processus d'aimantation ne peut être alors obtenue qu'au prix d'un accroissement du champ d'excitation.

Les matériaux magnétiques sont actuellement au cœur du développement scientifique et technologique moderne. Leur utilisation est étendue à travers les champs d'application les plus innovateurs à savoir, l'énergie électrique, télécommunication...

Depuis longtemps, les systèmes électromagnétiques sont omniprésents dans les milieux industriel et domestique. Ces systèmes, notamment les moteurs, transformateurs, et inductances sont basés sur un transfert d'énergie magnétique. Le circuit magnétique, présent dans ces systèmes, est au cœur de la conversion énergétique et doit être optimisé pour obtenir une conversion énergétique efficace. Outre les effets de forme du circuit magnétique, la maîtrise de l'efficacité énergétique passe par l'utilisation de matériaux magnétiques performants et par une connaissance approfondie de leur comportement, notamment sous contraintes élevées comme les températures et fréquences élevées que l'on rencontre de plus en plus aujourd'hui dans divers dispositifs. Pour ces matériaux ferromagnétiques, il est donc nécessaire de disposer de modèles de comportement hystérétique en régimes statiques et dynamiques quelconques (permanents et transitoires) afin d'optimiser le fonctionnement des systèmes électromagnétiques, et en particulier, pour prédire les formes d'ondes et surtout les pertes.

Un grand nombre de matériaux sont disponibles aujourd'hui. Ils présentent des performances, avantages, contraintes d'utilisation, domaines d'application, et comportements en température très divers.

## **Introduction generale**

---

Pour cela, on exige de ces matériaux certaines caractéristiques que nous allons établir au travers de l'exemple de l'alternateur en régime sinusoïdal, la tension crête disponible aux bornes de chaque enroulement s'écrit :  $\hat{e} = 2\pi f n S B$  où  $f$  est la fréquence de la tension, proportionnelle à la vitesse de rotation du rotor,  $n$  le nombre de spires de l'enroulement,  $S$  la section d'une spire et  $B$  l'induction crête vue par un enroulement. Pour optimiser le rapport tension fournie/volume de la machine, on cherchera donc à maximiser le paramètre  $B$ . Ceci explique que l'on doive s'intéresser en premier lieu aux matériaux à forte induction, donc essentiellement au matériau à base de fer, porteur du plus grand moment magnétique. D'autre part, la transformation de l'énergie mécanique en énergie électrique s'accompagne de pertes que l'on s'efforce de minimiser.

Les pertes, d'origines diverses, incluent la dissipation d'énergie dans le matériau magnétique lors de l'aimantation. Cette contribution liée à la fréquence, est négligeable dans le cas d'un gros alternateur producteur d'énergie, mais devient plus importante pour les moteurs électriques qui, souvent sont alimentés par l'intermédiaire de convertisseurs statiques (hacheurs, onduleurs,...) travaillent dans des conditions difficiles.

Les propriétés de pertes apparaît ici en premier plan, et motive les nombreuses recherches sur l'élaboration des matériaux à hautes induction (High B) et à faible dissipation. L'étude proposée a pour but d'établir le lien entre les mécanismes fondamentaux gouvernant les variations d'aimantation et les propriétés macroscopiques associées. Plus, particulièrement, l'accent sera mis sur les pertes magnétiques. L'origine des pertes étant rappelées dans ce qui suit, nous nous limiterons ici à les lier aux courants induits qui se développent dans le matériau afin de minimiser les variations de flux auxquels il est soumis (loi de Lenz) : un morceau de cuivre plongé dans un champ magnétique variable s'échauffera par simple effet Joule sous l'effet des courants internes liés à ce phénomène. Le cas d'un ferromagnétique est plus complexe car, plongé dans un champ magnétique variable, il va lui-même induire une aimantation variable et générer en son sein des variations de flux bien supérieures aux variations de champs appliqués. Les courants induits auront deux conséquences immédiates néfastes tendant à retarder l'établissement du flux dans le matériau et dissiper de l'énergie par effet Joule. Dans ce travail, nous aborderons les processus magnétiques siégeant dans les matériaux ferromagnétiques afin de préciser les principales caractéristiques de la première aimantation, de l'hystérésis magnétique ainsi que des paramètres macroscopiques définis dans un cycle d'hystérésis, tels que l'induction à saturation, la coercivité, la perméabilité et le comportement

## **Introduction generale**

---

en fréquence. Ceci nous amène à une deuxième étape qui concerne l'évaluation des pertes et leur signification physique. Dans un chapitre destiné à la qualification de nos matériaux basée sur leur utilisation à basse fréquence (fer pur et fer-silicium). Ces matériaux présentent dans son domaine d'utilisation de bonnes propriétés de pertes et de perméabilité. Ces matériaux sont étudiés principalement grâce au fluxmètre à haute résolution spécialement conçu pour analyser le comportement des matériaux doux avec une précision nécessaire à ce genre d'étude. Pour enfin démontrer à travers notre étude les principales réalisations expérimentales à l'étude d'aimantation des pertes.

# **Chapitre I**

## **Introduction au magnétisme et matériaux magnétiques**

## I.1. Introduction.

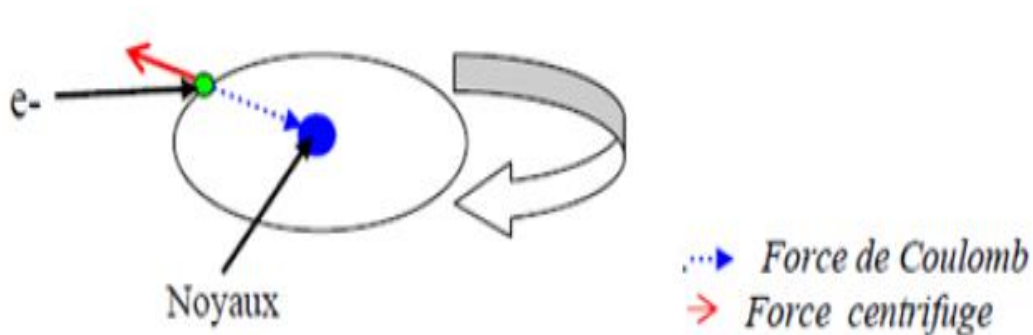
Ce chapitre présente les bases nécessaires à l'étude des matériaux ferromagnétiques doux. Afin de faciliter la reconnaissance du magnétisme macroscopique, nous avons jugé utile de commencer par un rappel du vocabulaire le plus usuel utilisé pour décrire les phénomènes électromagnétiques et les processus d'aimantations.

Après avoir rappelé les principales notions du magnétisme à différentes échelles, les différentes catégories de matériaux, en particulier ferromagnétiques doux sont présentées.

Il existe dans les matériaux magnétiques des atomes constitutifs porteurs de moments, et que ces moments s'ordonnaient spontanément pour constituer des domaines élémentaires. Il nous faut comprendre maintenant comment une telle structure rend compte à l'échelle macroscopique, des lois d'aimantation observées.

## I.2. Origine microscopique du magnétisme

Du point de vue microscopique, une tôle est constituée d'atomes ; ces atomes possèdent un noyau et un certain nombre d'électrons satellites. La charge équivalente de ce noyau est une charge positive, celle des électrons est négative. Les électrons dotés d'énergie tournent autour du noyau. Cette rotation donne naissance à une force centrifuge qui tend à éloigner les électrons du noyau, mais en fait ils ne peuvent s'en éloigner car la force de Coulomb (liant deux charges électriques) les retient et s'oppose à cette force centrifuge comme illustré e dans la figure (I.1). La rotation des électrons autour du noyau de l'atome montre le mouvement d'une charge électrique et se traduit par la naissance d'un courant électrique [1].



**Figure I.1:** Représentation atomique.



### I.2.1. Moments magnétiques

A partir de la figure (I-1), on peut définir deux notions élémentaires qui sont le moment orbital et le moment de spin, [2].

#### I.2.1.a-Moment orbital

L'électron (charge  $e$ ) décrit une orbite circulaire à raison de  $n$  rotations par seconde. Il est donc équivalent à un courant ( $i$ ). Ce courant, circulant dans une spire confondue avec l'orbite comme illustré dans la figure (I-2), crée d'après la loi d'Ampère, un moment magnétique orbital ( $\vec{M}_o$ ) :

$$\vec{M}_o = \pi r^2 i \vec{n}. \quad \text{I.1}$$

Où  $r$  est le rayon de l'orbite et  $\vec{n}$  est la normale orientée à la surface de la spire. Ce moment est quantifié et doit être un multiple du Magnéton de Bohr ( $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{A.m}^2$ ).



Figure I.2: Moment magnétique atomique orbital.

#### I.2.1.b- Moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne aussi sur lui-même c'est-à-dire spin (figure (I-3)) et présente donc un moment magnétique dit moment de spin ( $\vec{m}_s$ ). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons et n'est autre que le magnéton de Bohr défini précédemment.

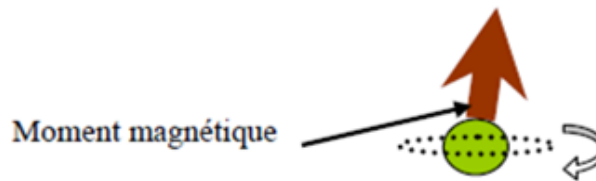


Figure I.3: Mouvement de spin.

#### I.2.1.c- Moment magnétique total

Enfin, le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spin de ses électrons périphériques. La norme de ce moment peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\mathbf{m} = \mathbf{J}_g \mathbf{g} \mathbf{L} \mathbf{m}_s \quad \text{I.2}$$

Où  $J_g$  est un nombre quantique et  $g_L$  est le facteur de Landé. Chaque atome porte un certain moment magnétique qui dépend de sa configuration électronique. Notamment, des atomes avec des couches complètes ont un moment magnétique nul, car la somme de tous les moments cinétiques s'annule. Cependant, certains atomes sont caractérisés par des couches électroniques incomplètes contenant des électrons non-appariés. Il en résulte un moment magnétique permanent non nul.

### I.3. Grandeurs magnétiques

Dans le vide, la relation linéaire  $B = \mu_0 H$  lie les grandeurs vectorielles champ d'induction magnétique  $B$  et champ d'excitation magnétique  $H$  avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide. Dans la matière, une nouvelle grandeur vectorielle, l'aimantation  $M$ , apparaît pour traduire la réaction du milieu au champ électromagnétique. Ce comportement macroscopique résulte d'un comportement magnétique collectif au niveau atomique. Ainsi, de la même manière qu'un courant électrique circulant dans une spire produit un moment magnétique, le mouvement des électrons autour du noyau crée un moment magnétique appelé moment orbital. En plus de ce moment magnétique orbital, chaque électron porte un moment magnétique intrinsèque appelé moment magnétique de spin. Le moment magnétique total d'un atome est simplement la somme vectorielle des moments magnétiques orbital et de spin de chaque électron. A l'échelle macroscopique, l'aimantation  $M$  du matériau est donnée par :

$$M = \frac{\partial M}{\partial v} \quad \text{I.3}$$

où  $M$  est la somme des moments magnétiques atomiques et  $\partial v$  l'élément de volume considéré. Ainsi, l'aimantation  $M$  est introduite dans l'équation qui lie les grandeurs  $B$  et  $H$  de la manière suivante :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad \text{I.4}$$

On définit aussi la polarisation du matériau par  $\mathbf{J} = \mu_0 \mathbf{M}$  et la susceptibilité magnétique  $\chi$  qui lie le champ  $H$  avec l'aimantation  $M$  par  $M = \chi H$ . On a alors :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \quad \text{I.5}$$

#### I.3.1. perméabilité magnétique

Par définition, la perméabilité magnétique  $\mu$  est égale pour les matériaux isotropes, au quotient  $B / H$ . C'est un critère de qualité pour les substances qui s'aimantent facilement. La perméabilité relative  $\mu_r$  est plus utilisée

$$\mu_r = \mu/\mu_0 = 1 + \chi \quad \text{I-6}$$

où  $\mu_0$  est la perméabilité du vide.

Dans un milieu magnétique, le champ magnétique  $B$ , l'excitation magnétique  $H$  et l'aimantation  $M$ , sont liés par l'une des équations de Maxwell (dans le système des unités internationales).

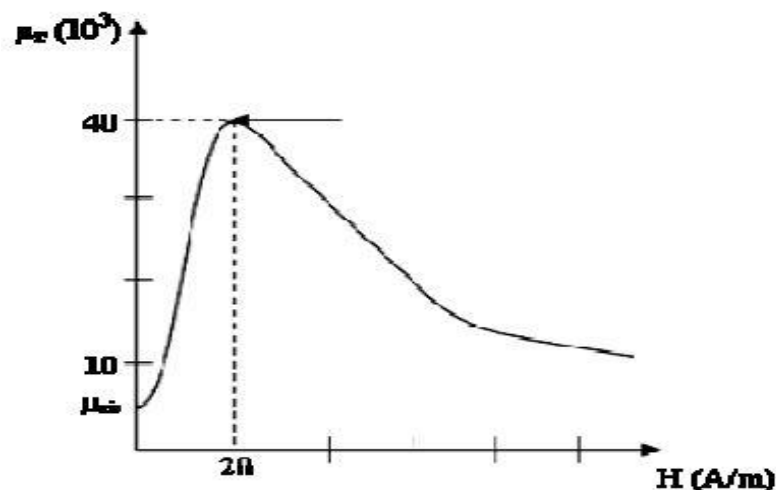
$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad \text{I-7}$$

Dans certains matériaux, la relation entre  $H$  et  $M$  est linéaire,  $M = \chi H$ , ce qui permet d'écrire en utilisant (I-6)

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H}, \quad \text{I-8}$$

$\chi$  est la susceptibilité magnétique du matériau. Le comportement de l'aimantation dépend alors de la nature des matériaux, par exemple les matériaux paramagnétiques ( $\mu_r \geq 1$ ), les matériaux diamagnétiques ( $\mu_r \leq 1$ ). Pour les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques, il en va tout à fait différemment. La relation entre le champ magnétique et l'aimantation devient non linéaire et ( $\mu_r \gg 1$  pour les matériaux ferromagnétiques).

Dans la courbe de perméabilité relative,  $\mu_r$  part pour  $H = 0$  d'une valeur  $\mu_{rin}$  (perméabilité initiale), croît très vite avec  $H$ , passe par un maximum et décroît ensuite lentement pour tendre vers l'unité aux grandes valeurs de  $H$  (saturation), (Figure I.5). En général  $\mu_{rin}$  est d'autant plus élevée que le corps ferromagnétique est chimiquement pur [3].



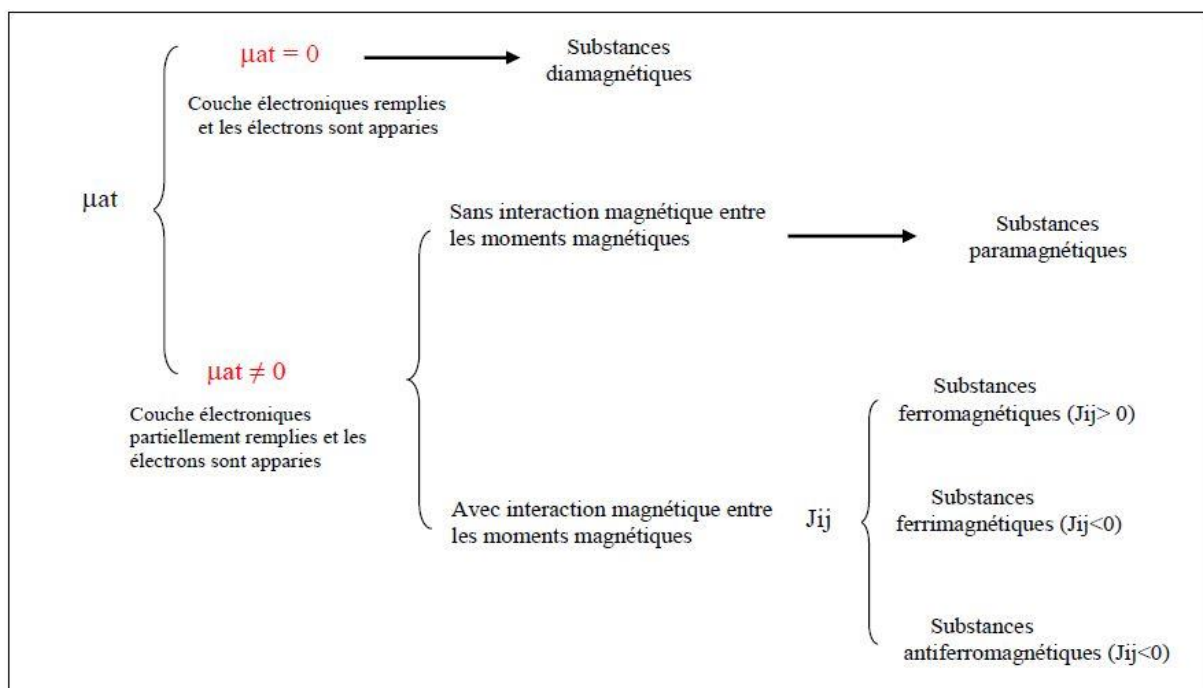
**Figure I.4 :** Variation de la perméabilité magnétique  $\mu_r$  en fonction du champ magnétique  $H$  dans le cas de l'alliage FeSi 3%.

## I.4. Matériaux magnétiques

### I.4.1. Comportement magnétiques des matériaux

Comme nous avons vus l'origine du magnétisme se trouve, donc, dans le mouvement orbital et de spin des électrons et dans la façon dont les moments correspondants interagissent entre eux [4-5]. La meilleure façon de classer les matériaux du point de vue magnétique est de considérer la valeur de leur moment magnétique atomique. Les matériaux qui ont un moment magnétique non nul peut être classés en fonction de l'interaction qui existe ou qui n'existe pas entre les moments magnétiques atomiques (figure-I.5).

Les matériaux paramagnétiques sont ceux qui ne présentent aucune interaction magnétique collective et ne sont pas magnétiquement ordonnés [5]. Les matériaux ferromagnétiques, antiferromagnétiques ou ferrimagnétiques présentent un ordre magnétique à longue distance en dessous d'une certaine température critique [6].



**Figure – I.5 :** Classification des matériaux en fonction de leur comportement magnétique,  $J_{ij}$  représente l'intégrale d'échange.

Les matériaux ferromagnétiques et ferrimagnétiques sont généralement ceux que nous considérons comme étant magnétiques (se comportant comme le fer, ils peuvent présenter une aimantation macroscopique). Les trois autres catégories sont si faiblement magnétiques qu'elles sont généralement considérées comme des "non magnétiques".

### I.4.1.a- Diamagnétisme

On appelle diamagnétiques les substances qui présentent une aimantation  $M$  proportionnelle au champ  $H$  dans lequel elles sont placées et de sens opposé à celui-ci. Comme il est illustré dans la figure (I.6). La susceptibilité de ces corps est négative et faible, de l'ordre de  $10^{-6}$ , c'est-à-dire que la substance s'aimante en sens inverse du champ magnétisant.

Exemple de susceptibilité d'Eau  $-0.72 \cdot 10^{-6}$ .

On retrouve parmi les corps diamagnétiques des gaz, des solides, des liquides, des métalloïdes (autre que l'Oxygène), des métaux, (Or, Argent, Mercure, Cuivre et Plomb), des sels et presque toutes les substances organiques (Benzène, Naphtalène, etc.), [2].

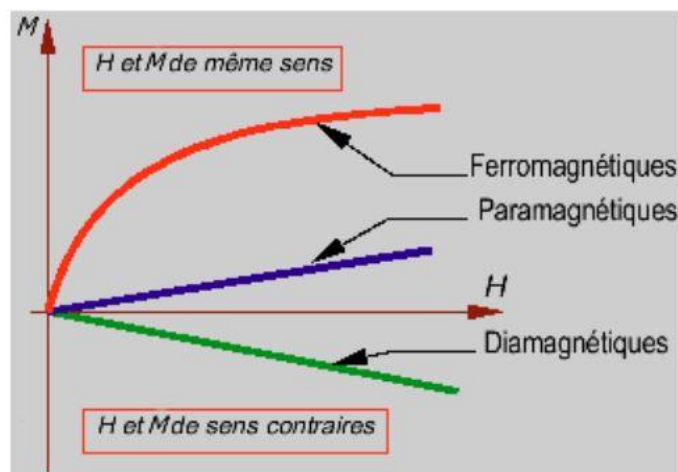


Figure-I.6 : Classification magnétique des matériaux.

### I.4.1.b- Paramagnétisme

On appelle paramagnétiques les substances qui présentent une aimantation  $M$  proportionnelle au champ  $H$  dans lequel elles sont placées et de même sens que lui. Pour ces substances,  $\chi$  est positive et faible et de l'ordre de  $(10^{-6})$  (figure (1-6)).

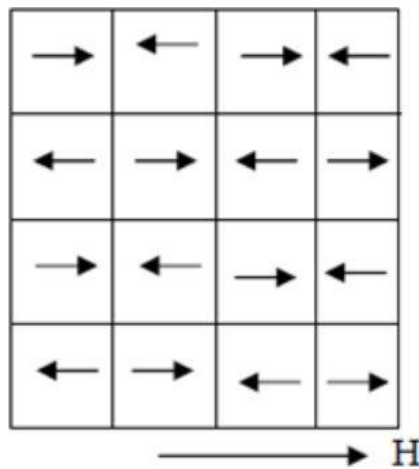
Exemple de susceptibilité de : Air  $\chi = +3.8 \cdot 10^{-7}$  et de Oxygène  $\chi = +2.0 \cdot 10^{-5}$ .

On retrouve parmi les substances paramagnétiques l'acide nitrique, l'ozone et un grand nombre de métaux (Platine, Palladium, Potassium, ...) ainsi que les éléments de la famille des terres rares.

### I.4.1.c- Antiferromagnétisme

Pour les substances antiferromagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont orientés deux à deux en sens contraire ; l'aimantation de l'ensemble est alors nulle (figure (1-7)). Dans un champ magnétique, il se produit une légère aimantation comme

celle des paramagnétiques. On trouve parmi les corps antiferromagnétiques le Chrome, l'Oxyde de Fer «FeO», le Fluorure de Manganèse «MnF<sub>2</sub>» et le Sulfure de Manganèse «MnS», [2].

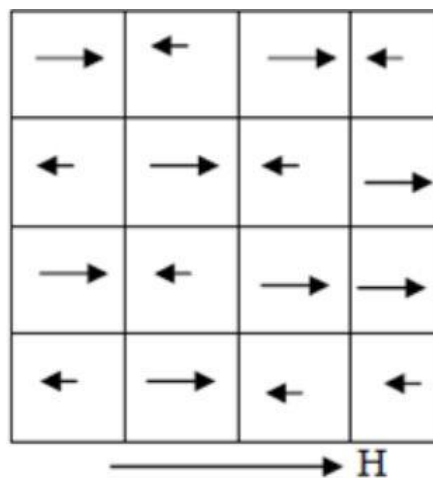


**Figure-I.7:** Antiferromagnétisme.

#### I.4.1.d- Ferrimagnétisme

Pour les substances ferrimagnétiques, les moments magnétiques des ions du réseau cristallin sont opposés et parallèles, mais ils sont inégaux donc le moment magnétique de l'ensemble est non nul, comme illustré dans la figure (1-8), c'est le cas des composés de ferrites qui sont très intéressants en électrotechnique, parce qu'ils sont pratiquement isolants. Lorsqu'ils sont placés dans un champ, ils sont aimantés à saturation et d'une manière spontanée. L'aimantation à saturation est plus faible que dans les substances ferromagnétiques.

La forme générale de ces corps  $X.Fe_3.O_4$  où X représente un ou plusieurs métaux bivalents (Cuivre, Zinc, Nickel, Manganèse, ...), [2].

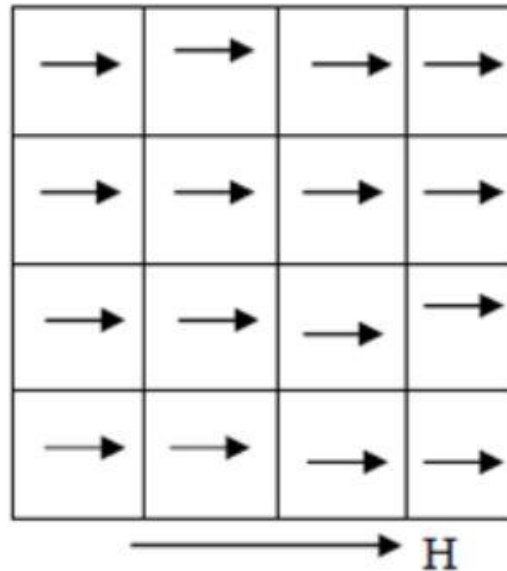


**Figure-I.8:** Ferrimagnétisme.

### I.4.1.e- Ferromagnétisme

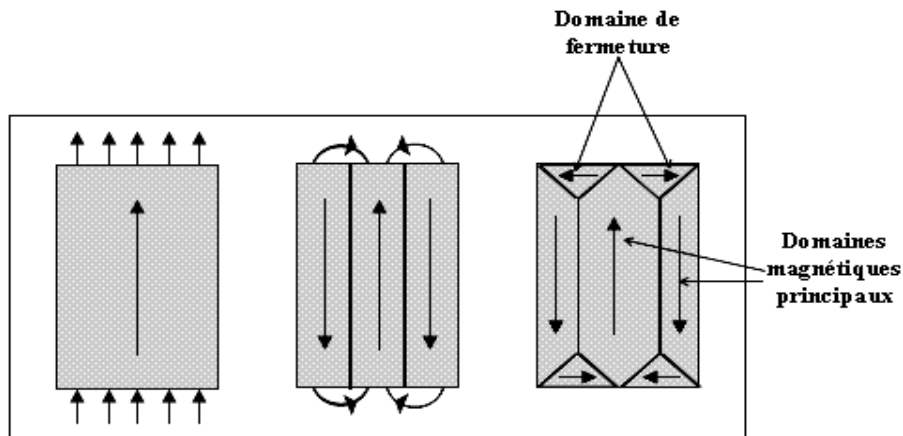
On appelle ferromagnétiques les substances susceptibles d'acquérir une aimantation considérable, beaucoup plus forte que pour les diamagnétique et les paramagnétiques. Les principales substances ferromagnétiques sont le Fer, le Nickel, le Cobalt, le Gadolinium, leurs alliages et certains de leurs composés. Les substances ferromagnétiques présentent une aimantation élevée, de plus elle n'est pas totalement proportionnelle au champ magnétisant comme pour le cas des autres substances. Elle croît et tend vers une limite dite aimantation de saturation, lorsque le champ  $H$  est suffisant comme illustré dans la figure (1-9).

L'aimantation n'est pas une fonction du champ agissant uniquement, mais elle dépend aussi du passé de l'échantillon, ou des traitements magnétiques, mécaniques et thermiques qu'a subi l'échantillon, [2].



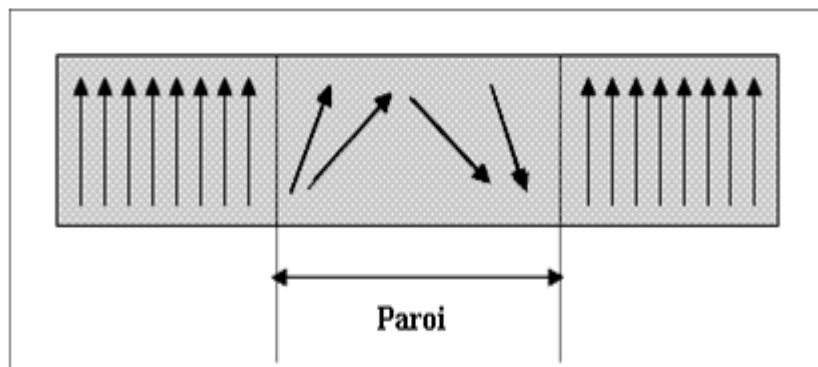
**Figure-I.9 :** Ferromagnétisme.

Dans les matériaux ferromagnétiques, les moments magnétiques ont la même direction, même en absence de champ appliqué. Mais comment expliquons-nous la nécessité d'un champ extérieur pour aimanter un ferromagnétique si ce dernier possède sa propre aimantation ? La réponse a été formulée par Pierre Weiss en 1907. En effet, les moments magnétiques de chaque matériau se regroupent dans des volumes qui s'appellent "domaines", selon leurs différentes orientations (figure I-10). Les domaines possédant une orientation aléatoire annulent le champ macroscopique.



**Figure I.10 :** Configuration en domaines dans le matériau ferromagnétique.

Les domaines de Weiss sont séparés entre eux par des parois. On peut donc imaginer une subdivision de ces domaines et l'apparition de parois (figure I-11). Cela fait appel à une énergie compensant celle qui devrait être à l'extérieur si tous les moments étaient alignés.



**Figure I.11 :** La paroi de Bloch.

Les parois ont une épaisseur de l'ordre de quelques centaines d'Angström. A l'intérieur de la paroi, le changement d'orientation de l'aimantation se fait quasi continûment. Les moments des différents domaines étant dirigés dans toutes les directions, l'aimantation macroscopique globale est alors nulle [7], ceci malgré l'aimantation spontanée à saturation de chaque domaine pris séparément. Pour obtenir une aimantation macroscopique, un champ appliqué est alors indispensable.

En effet, sous un champ magnétique, tous les domaines dont l'orientation est proche de celle du champ se trouvent favorisés énergiquement : leurs parois se déplacent, les domaines orientés dans le sens du champ croissent au détriment des autres. En outre, les moments des autres domaines tentent de s'orienter dans la même direction que le champ appliqué. Ces phénomènes contribuent à l'aimantation macroscopique du matériau, ceci dans le même sens



que le champ excitant. Si on augmente davantage ce dernier, la substance tend alors vers un domaine unique, et l'aimantation tend à la saturation.

## I.5. Mécanisme d'aimantation et cycle d'hystérésis

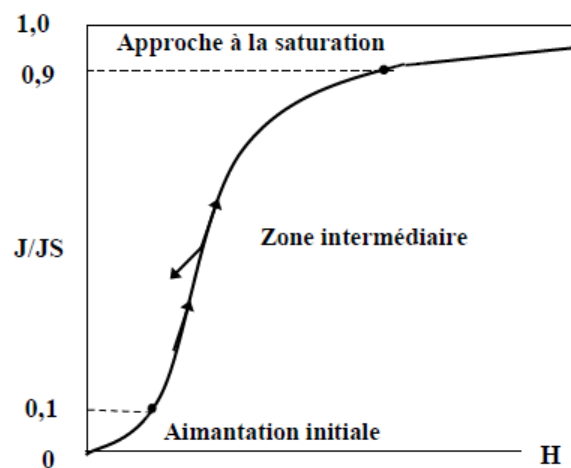
Pour illustrer les phénomènes, nous considérons un monocristal ferromagnétique dont l'orientation moyenne des domaines est globalement nulle en l'absence de champ magnétique extérieur  $H$  (figure 1-13).

### I.5.1. La courbe de première aimantation

A partir d'un état désaimanté ( $B = 0$ ) l'application d'un champ magnétique d'excitation régulièrement croissant provoque l'apparition d'une induction magnétique  $B(H)$  (figure I-12). L'énergie de couplage avec le milieu extérieur, comprend en effet le terme supplémentaire d'origine magnétostatique :

$$U_m = - J \cdot H \quad \text{I-9}$$

( $J$  la polarisation magnétique) qui favorise la croissance en volume des domaines favorablement orientés. L'induction magnétique maximale,  $B_S$ , dite à saturation, correspond à un alignement parfait de tous les moments atomiques sur le champ appliqué. C'est une grandeur limite, caractéristique intrinsèque du matériau ferro ou ferrimagnétique. Nous verrons ultérieurement qu'on ne l'observe qu'en champ d'excitation très intense.



**Figure I-12 :** Courbe de première aimantation d'un matériau ferromagnétique.

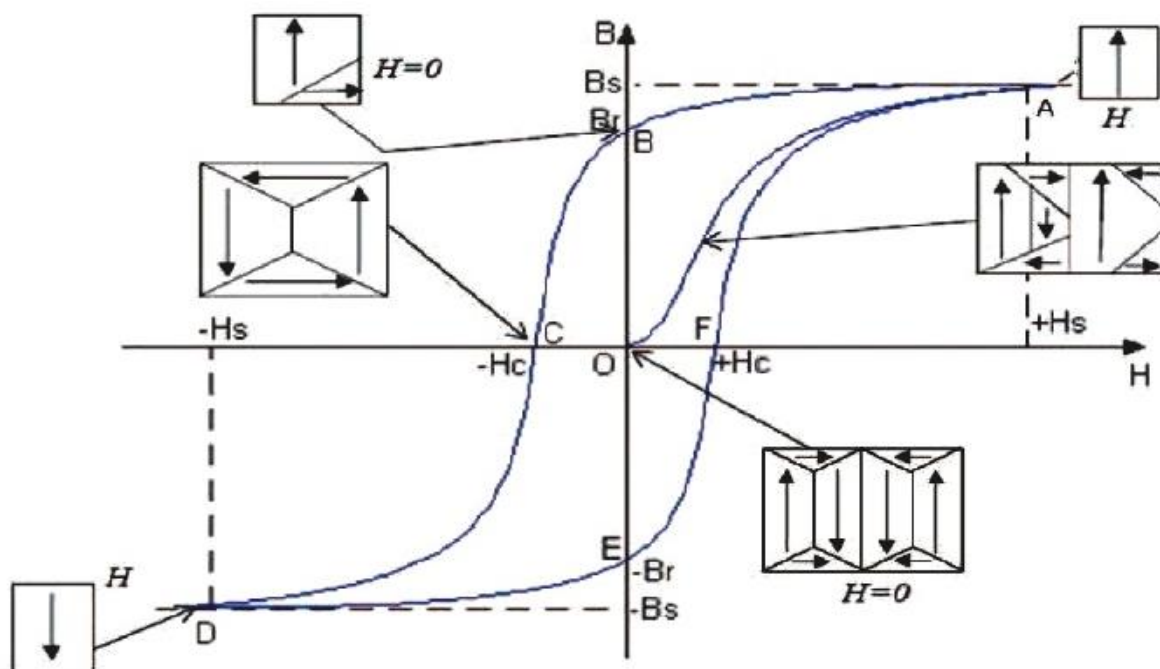
L'arrangement des moments en domaines varie tout au long de la courbe d'aimantation. Pour en rendre compte, il est commode de diviser arbitrairement et de façon très artificielle cette courbe en trois parties correspondant chacune à des processus d'aimantation distincts.

C'est l'arrangement en domaines qui est caractéristique de chaque partie, et par conséquent la plage de variation de l'aimantation, même si on met en avant, la plupart du temps, le niveau d'excitation utilisé pour l'obtenir.

### I.5.2. L'hystérésis

Après avoir la courbe de première aimantation, et lorsque l'intensité du champ  $\mathbf{H}$  diminue pour atteindre une valeur nulle, les domaines magnétiques ont tendance à réapparaître (courbe AB, figure 1-13) toutefois, puisque le déplacement des parois de Bloch n'est pas instantané à cause de l'anisotropie magnétique ; une induction non nulle  $\mathbf{B}_r$  se manifeste dans le matériau (point B, figure 1-13). Cette valeur  $\mathbf{B}_r$  est appelée induction rémanente. Il faut en fait appliquer un champ magnétique de sens opposé à celui du champ de la première aimantation pour que l'induction soit nulle (courbe BC, figure 1-13).

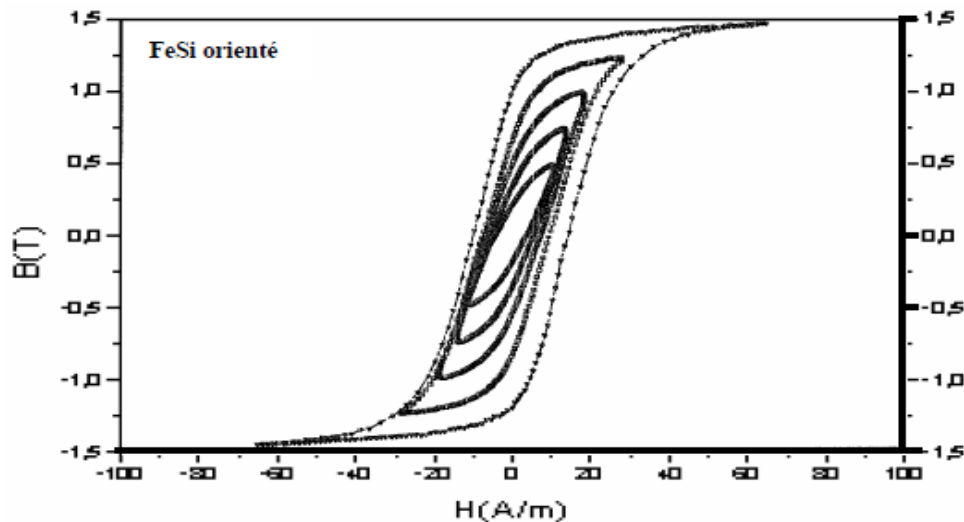
La valeur  $\mathbf{H}_c$  du champ qui engendre cette induction nulle correspond au champ coercitif (point C, figure 1-13). Lorsque l'intensité du champ  $\mathbf{H}$  croît, l'induction atteint de nouveau la valeur maximale  $\mathbf{B}_s$  (courbe CD, figure 1-13). Enfin, lorsqu'on change le sens du champ et qu'on fait varier son intensité ; on obtient la courbe DEFA (figure 1-13). La courbe d'aimantation ainsi obtenue est une boucle d'hystérésis ou cycle d'hystérésis (ABCDEFA) dont les paramètres caractéristiques sont les grandeurs  $\mathbf{B}_s$ ,  $\mathbf{B}_r$  et  $\mathbf{H}_c$ .



**Figure I-13 :** courbe de première aimantation(OA) d'un matériau ferromagnétique et cycle d'hystérésis (ABCDEFA) de ce matériau.

La forme de ce cycle dépend de la nature du matériau, des processus d'aimantation et d'induction et de la géométrie de l'échantillon. Enfin, ce cycle se déforme en fonction des conditions de flux et de fréquence (figure 1-13). L'hystérésis observée en régime quasi-statique (i.e. fréquence très faible tendant vers 0) est appelée hystérésis statique ; elle dépend de la géométrie (en particulier de la pente caractéristique de la courbe anhystérétique), mais surtout de la qualité et de l'histoire du matériau.

Les déformations caractéristiques des cycles, observées en régime dynamique, sont regroupées dans un terme générique l'hystérésis dynamique. Cette dernière est essentiellement due aux processus d'aimantation et de diffusion et dépend donc fortement de la géométrie et des variations de champ. La première hystérésis est à rapprocher des pertes dites quasi-statiques, quant à l'hystérésis dynamique, elle donne lieu aux autres pertes induites dynamiquement [8].



**Figure I-14 :** Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{max}=0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$  Teslas)[9].

L'aire du cycle d'hystérésis représente l'énergie dépensée, par unité de volume du matériau, pour réorienter les moments magnétiques des domaines et déplacer les parois de Bloch, au cours d'un cycle complet de variation de champ magnétique extérieur. Cette énergie se dissipe sous forme de chaleur, [10].

### I.5.2.a- Types du cycle d'hystérésis

Les principaux types du cycle d'hystérésis sont cycle majeur, et cycle mineur.

#### - Cycle majeur

Ce cycle est obtenu en faisant varier le champ magnétique d'une valeur suffisamment élevée pour que le matériau soit saturé jusqu'à la saturation opposée du matériau. Tout point  $(H, M)$  à l'intérieur du cycle majeur est un état possible du matériau. Le comportement d'un

matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courante de  $\mathbf{H}$  mais aussi de l'histoire du matériau, [11].

### - Cycle mineur

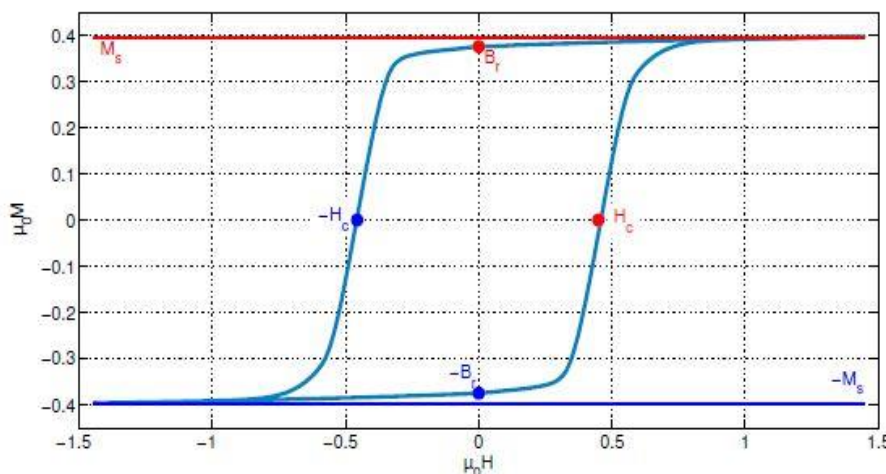
Un cycle d'hystérésis mineur est un cycle d'hystérésis avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation. Un cycle d'hystérésis mineur avec un seul saut d'aimantation est dû soit au changement d'une configuration des parois à une autre configuration, soit au déplacement d'une paroi entre deux entres de piégeage. A l'aide de cycles mineurs, on peut étudier le retournement d'une petite partie de la particule sans faire intervenir la complexité de la particule entière, [12].

## I.6. Classement des matériaux ferromagnétiques

### I.6.1. Les matériaux magnétiques durs

Les matériaux magnétiques durs sont utilisés pour la fabrication d'aimants permanents et appartiennent à la famille des substances ferromagnétiques qui ont une aimantation résultante non nulle à température ambiante. Il est difficile de les désaimanter sauf si on les expose à un champ magnétique très fort dans le sens inverse de l'aimantation ou bien si on les chauffe jusqu'à la température de Curie  $T_c$ .

Les principales caractéristiques de ces matériaux sont l'induction rémanente  $B_r$ , qui est l'induction à champ magnétique nul, le champ coercitif  $H_c$  et l'aimantation à saturation  $M_s$ , qui représente l'aimantation maximale que le matériau est capable d'atteindre (la figure I-15).

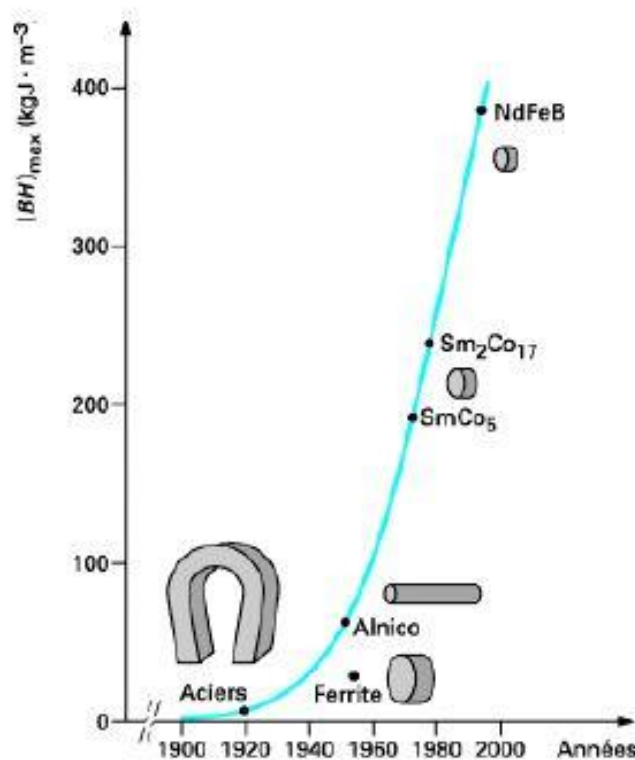


**Figure 1.15** : Cycle d'hystérésis d'un aimant permanent en Ferrite de Strontium

Dans plusieurs applications, un aimant permanent pourrait être la meilleure solution quand nous avons besoin d'une source de champ magnétique continu. Aujourd'hui, les applications aimants permanents se sont multipliées ; à la maison, dans l'industrie automobile,

spatiale et l'aéronautique. Leur plus grand marché est celui des hauts parleurs magnétiques. Un nouveau marché en expansion est celui des machines électriques pour la traction automobile. Ce nouveau marché a mis en place un nouveau cahier des charges sur les caractéristiques demandées des aimants permanents. En effet, une application pareille nécessite d'abord des aimants puissants ( $B_r$  important), un champ coercitif très élevé pour éviter qu'il se désaimante sous l'effet d'un fort champ magnétique circulant dans la machine. Il faut aussi qu'ils aient une température de Curie assez élevée pour supporter les températures élevées.

Les premiers aimants qui ont été créés sont les aimants en acier au carbone en forme de fer à cheval. 100 ans après, des aimants à base d'Aluminium, Nickel et Cobalt connus sous le nom d'Alnico qui sont largement plus performants que les aimants de fer sont apparus. Quelques temps après, les aimants en ferrite voient le jour avec des propriétés nettement supérieures à celles des aimants en aciers. Pendant les années 70 et jusqu'à ce jour, les aimants les plus puissants qui ont été découverts, (figure 1-16), leur composition est basée sur les terres rares, à base de Samarium (Sm) et les plus puissants à base de Néodyme (Nd) La composition la plus répandue est celle du  $Nd_2Fe_{14}B$  ou NdFeB, donc ils ont un prix très élevé par rapport aux autres aimants. Étant donné que le marché des terres rares est monopolisé par la Chine, les recherches aujourd'hui sont dirigées vers la création d'aimant sans terre rare.



**Figure 1.16** : Evolution de la densité d'énergie des aimants au XX<sup>ème</sup> siècle [13].

### I.6.2. Les matériaux magnétiques semi-dur

On appelle semi dur les matériaux dont le champ coercitif est compris entre 1000 et 10000 A/m. Cette classification relativement vague reflète le peu d'intérêt applicatif de ces matériaux. Ils sont utilisés essentiellement dans les antivols magnétiques d'es activables. Leurs principales avantage est de pouvoir être facilement aimanté et désaimanté tout en étant capable de garder une rémanence appréciable. Autrefois, ils ont été utilisés dans les moteurs à hystérésis. Elles sont généralement des alliages à base de Fer et de Cobalt. Souvent les semi dur d'aujourd'hui étaient les durs d'hier.

### I.6.3. Les matériaux magnétiques doux

Les matériaux ferromagnétiques doux peuvent avoir une aimantation rémanente très faible à température ambiante. A haute température, la substance ferromagnétique devient paramagnétique et au-delà de la température de Curie, la substance a une aimantation très faible. Contrairement au matériau dur, les matériaux doux sont faciles aimanter et à désaimanter, en effet leur champ coercitif est très faible comparé à celui des matériaux durs.

La caractéristique la plus importante d'un matériau doux est sa perméabilité  $\mu$ , cette grandeur dépend de la susceptibilité magnétique (eq.(I-6)) qui varie en fonction de la température (Théorie de Weiss). La polarisation à saturation  $J_s$  est également une grandeur importante pour les matériaux doux mais aussi les pertes magnétiques qui représentent l'aire de la courbe  $B(H)$ . Les pertes magnétiques dépendent principalement de la composition du matériau, de sa microstructure, du niveau d'induction et de la fréquence.

$$\text{Pertes} = \int Hdb$$

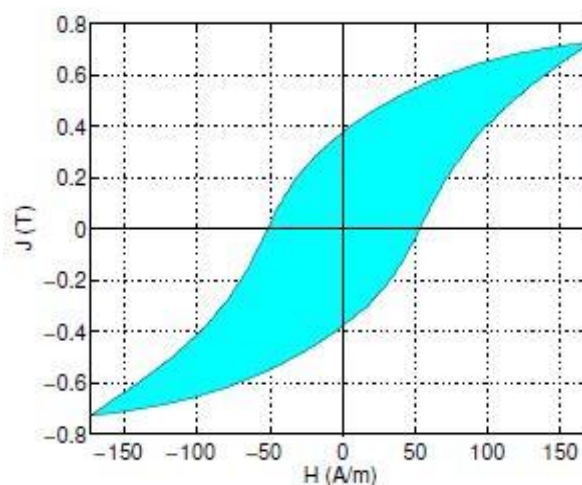
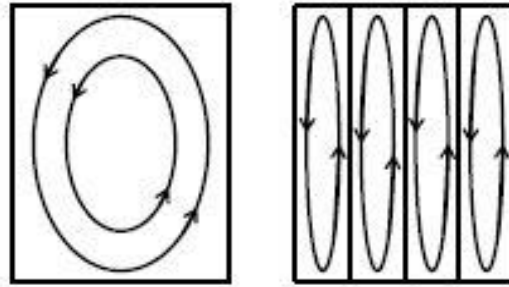


Figure 1.17– Aire d'un cycle d'hystérésis FeSi à 1Hz - 0.72 T

L'utilité de ces matériaux est principalement la canalisation et la multiplication du flux magnétique. Ils sont utilisés majoritairement dans les transformateurs, les générateurs et les moteurs électriques sous une forme feuilletée pour minimiser les pertes magnétiques par courants de Foucault [14, 15, 16], (figure 1-18), les tôles empilées sont isolées entre elles afin de réduire la circulation du courant induit entre elle et ainsi de réduire les pertes par courant de Foucault. Les tôles laminées existent principalement en alliage de fer. Il existe aussi sous des formes massives principalement en ferrites, la plupart du temps en petites pièces.



**Figure 1.18** : Courants de Foucault dans un bloc de matériau massif (gauche), et dans un matériau feuilleté (droite).

Dans les premières applications, les matériaux utilisés étaient des tôles de fer ou de fer à faible pourcentage de carbone. Le fer pur possède une perméabilité élevée ( $\mu_r = 5000$ ) mais par la suite les chercheurs se sont rendu compte que cette composition présente des pertes par courant de Foucault très élevés à cause de leur conductivité électrique élevée ( $10^7 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$  à température ambiante). C'est une des raisons pour laquelle le fer a été allié avec le Silicium : 3% de Silicium multiplie la conductivité du fer par 4. L'autre principale raison est d'améliorer les caractéristiques mécaniques (augmenter l'élasticité et diminuer la plasticité) mais cela au prix d'une induction à saturation légèrement plus faible.

**Tableau 1.1**– Exemple de caractéristique de quelques matériaux doux non-orientés (\*ordre de grandeurs).

Matériaux	Perméabilité relative $\mu_r^*$	$J_s$	Champ coercitif $H_c^*$	Conductivité $\sigma$
Fer	5000	2.15 T	80 A/m	$9.93 \cdot 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$
FeSi 3%	8000	2 T	56 A/m	$2 \cdot 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$
FeCo 50%	5700	2.35 T	86 A/m	$10 \cdot 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$
FeNi 50%	70000	1.5 T	4 A/m	$0.7 \cdot 10^6 \text{ S}\cdot\text{m}^{-1}$



## I.7. Historique du fer

Le fer pur est à priori un matériau de choix. Il possède une induction à Saturation de 2,15T à la température ambiante, une température de Curie élevée 770 et une structure cristalline de symétrie cubique. Cependant sa résistivité électrique à Température ambiante est trop faible ( $\approx 10^{-7} \Omega \text{ m}$ ). Son utilisation donnerait lieu à Pertes par courants de Foucault excessives. De plus, le fer pur, trop mou, ne peut se quelques pourcentages de silicium afin d'améliorer ses qualités.

### I.7. 1. Les alliages cristallins à base de fer : fer-silicium

Les matériaux possédant une forte aimantation, tels que le fer pur intéressent les électrotechniciens pour leur pouvoir canalisateur de flux magnétique. Mais un handicap majeur dû à leur faible résistivité (de l'ordre  $10^{-7} \Omega \cdot \text{m}$ ) à température ambiante empêche leur utilisation à l'état pur. Afin de tendre vers un matériau idéal, les métallurgistes nous proposent une gamme d'alliages dont, nous citerons les plus utilisés [17].

La découverte des aciers au silicium est généralement attribuée à Hadfield (Sheffield, GB, 1882) qui les avait obtenus par hasard et remarqué leur grande dureté, mais il a fallu encore attendre une vingtaine d'années pour que leur potentiel magnétique soit révélé. Les premiers aciers au silicium industriels ont vu le jour en 1903 en Allemagne et tout de suite après aux Etats-Unis. Le nouveau matériau représentait alors un tel progrès sur les aciers au carbone existant qu'il s'est rapidement imposé dans toute la construction électrique. Et les recherches industrielles pour l'amélioration des tôles fer-silicium ont commencé. Elles se poursuivent encore aujourd'hui.

### I.7.2. Intérêt et utilisation des tôles d'acier ferromagnétiques dans le domaine du génie électrique

Les matériaux ferromagnétiques doux tels que les alliages de fer-silicium sont utilisés pour la construction des circuits magnétiques des machines électriques permettant la génération, la transmission et l'utilisation de l'énergie électrique dans un domaine fréquentiel de l'ordre de la centaine de Hertz. Ces machines électriques vont du simple moteur de presse-agrumes aux énormes alternateurs convertissant l'énergie dans les centrales électriques, en passant par les moteurs à courant continu (ventilateurs, moteurs d'outillage à main) ou par les transformateurs (alimentation d'appareillages ménagers, transformateurs EDF). L'ampleur de l'utilisation des tôles magnétiques, quelques 200000 tonnes/an, justifie les nombreuses recherches entreprises sur ces matériaux. Ces recherches portent sur l'amélioration de leurs

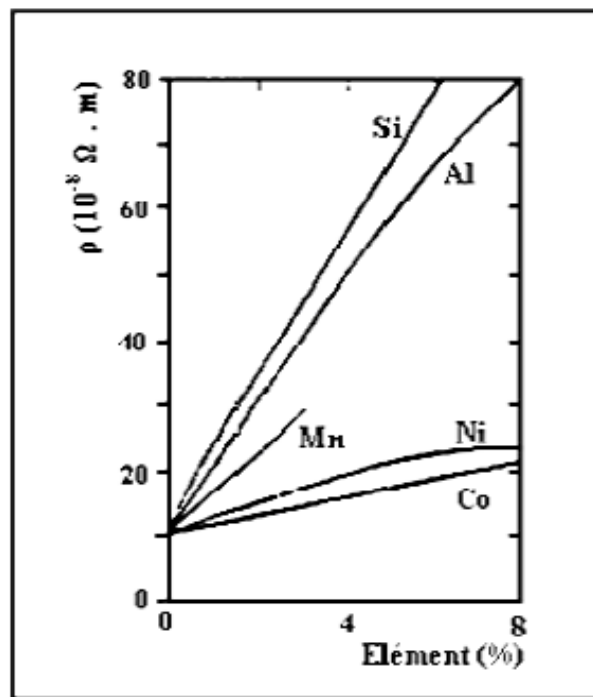


caractéristiques électromagnétiques, mécaniques et thermiques, mais aussi sur la modélisation de leur comportement à des fins de simulation numérique. Ces simulations sont utilisées dans ce domaine comme dans tant d'autres pour la compréhension et la conception des machines en limitant les développements expérimentaux.[18]

### I.7.3. Effet de l'addition de silicium sur les propriétés électromagnétiques (et autres) de fer

La présence d'atomes de silicium (Si) dans le fer augmente considérablement sa résistivité, comme le montre la figure I-19. Cette augmentation diminue les pertes dues aux courants de Foucault. Cependant l'addition de silicium ne peut franchir un pourcentage (3 à 4%) imposé par des contraintes technologiques (Laminoir à froid).

De plus, les caractéristiques mécaniques du matériau se trouvent améliorées au fur et à mesure que le pourcentage de silicium augmente. L'addition de silicium fait croître la dureté des matériaux et améliore leur résistance mécanique à la traction.



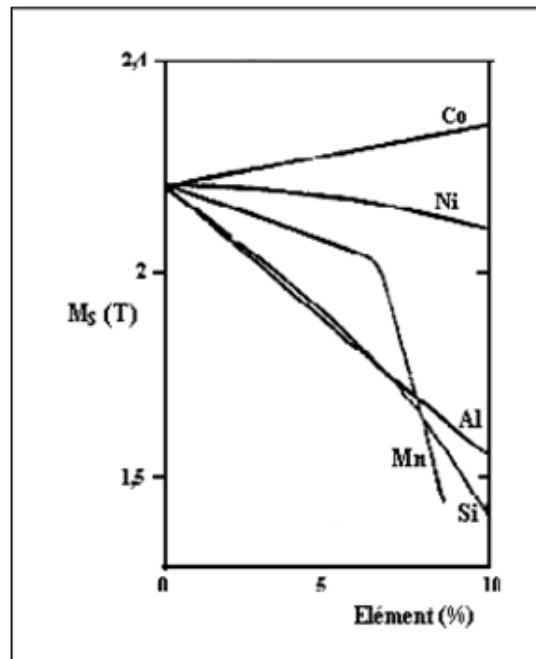
**Figure I-19:** Résistivité électrique de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [19,20]

Le côté négatif de l'ajout de silicium (ou autres matériaux) réside dans la détérioration de la principale propriété magnétique, l'aimantation à saturation qui se trouve réduite (figure I-21). Un compromis s'impose en conséquence entre les avantages et les inconvénients de l'addition de Silicium (ou autre type). L'addition de Silicium n'est pas seul responsable de la

dégradation des propriétés des matériaux magnétiques. La nature et la concentration des impuretés influent considérablement sur les pertes [17]. Des études ont montré que le soufre et l'oxygène sont plus nocifs que l'azote. Il est donc indispensable de préparer un acier d'une grande pureté durant son processus de traitement.

L'augmentation de la température peut réduire également les pertes par hystérésis. Par contre, cette augmentation réduit l'induction  $B$  liée à la réduction de l'aimantation à saturation  $M_s$ . Ceci est vrai quand  $H$  est au-delà d'une valeur donnée. Au-dessous de cette valeur,  $B$  devient proportionnel à la température.

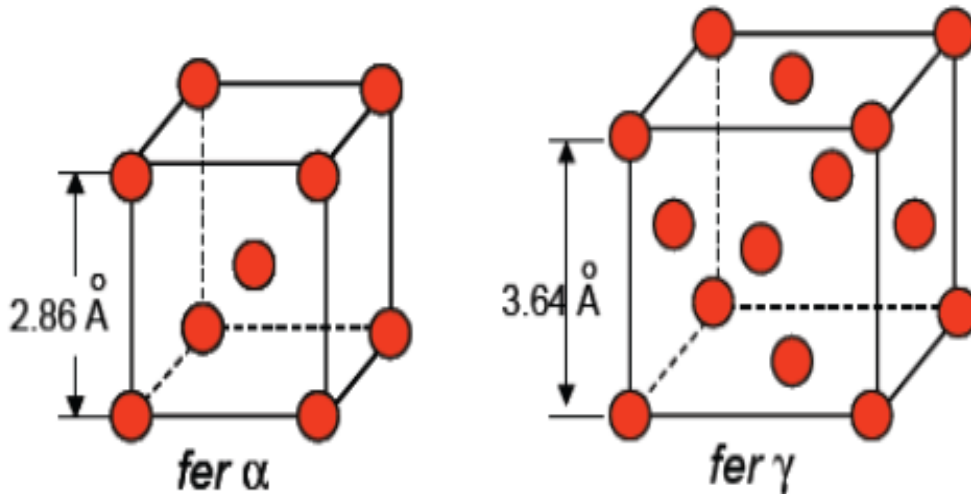
D'autres études ont contredit le résultat précédent, leurs conclusions étant que la proportionnalité entre l'induction et la température n'obéit pas à une loi déterminée (variation aléatoire). Toutefois, il y a toute une "gamme" de paramètres qui agissent sur les propriétés magnétiques, tels que l'induction, la fréquence, la forme de la tôle, etc...



**Figure I-20:** Aimantation à saturation de différents alliages à base de fer en fonction du pourcentage en éléments à température ambiante [19, 20].

Le fer pur a un comportement cristallographique compliqué, puisqu'il change de structure cristalline entre 910 et 1400°C. Il passe de l'état cubique centré (ferrite ou  $Fe \alpha$ ) à l'état cubique à faces centrées (austénite ou  $Fe \gamma$ ). L'addition de silicium augmente la stabilité de la phase  $\alpha$  alors que d'autres impuretés comme le carbone provoquent l'effet inverse. Pour une concentration pondérale en silicium suffisante (Taux de Si > 2,4 % et taux de C < 0,05%),

le changement de phase  $\alpha \rightleftharpoons \gamma$  disparaît. Le fait que le métal conserve sa structure (quelle que soit la température facilite les traitements thermiques de l'alliage, (figure I-21).



**Figure I-21:** Les deux structures cristallographiques du fer (Fe  $\alpha$  et Fe  $\gamma$ ).

#### I.7.4. Les tôles Fe Si à grains non orientés (NO) :

Ces tôles ont longtemps été fabriquées par laminage à chaud. Depuis les années 60, on utilise le laminage à froid qui donne des produits de meilleure qualité pour un coût inférieur. L'épaisseur des tôles varie de 1 mm environ pour les qualités "bas de gamme" à 0,35 mm pour les meilleures qualités. Le produit fini est revêtu d'une très mince couche d'isolant minéral ou organique.

#### Propriétés

Il existe un large éventail de qualités qui diffèrent par :

- La teneur en silicium toujours inférieure à 3,5% limite au-delà de laquelle on ne peut plus laminier à froid.
- Le taux d'aluminium voisin de 0,3%.
- La teneur en impuretés (montant, nature, forme physique), qui traduit surtout les possibilités de l'aciérie, pour les qualités les plus performantes il faut pousser très loin l'épuration de la fonte.
- La cristallisation : d'une part les joints de grains provoquent par effet magnétostatique l'ancrage des parois de Bloch il est donc préférable d'avoir des cristaux d'assez grande taille pour diminuer l'importance des joints de grains.

D'autre part, les orientations des cristaux ne sont jamais exactement au hasard, à cause des opérations successives de laminage et de recuit.

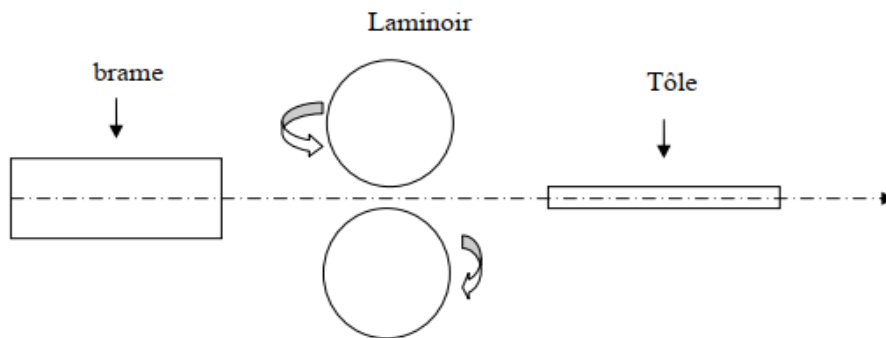


Figure I-22 : Laminage à chaud des brames de métal

### I.7. 5. Les tôles Fe-Si à grains orientés (GO)

La métallurgie des tôles GO est basée sur une texture en grains fortement orientée : la texture *de Gosse*. Le cisaillement induit par le laminage provoque dans la structure cubique centrée des glissements le long des plans atomiques de plus haute densité. On obtient ainsi une texture (110) [001] dite "cube sur l'arête", caractérisée par un axe de facile aimantation dans le plan de la tôle et le plus voisin possible de la direction de laminage.

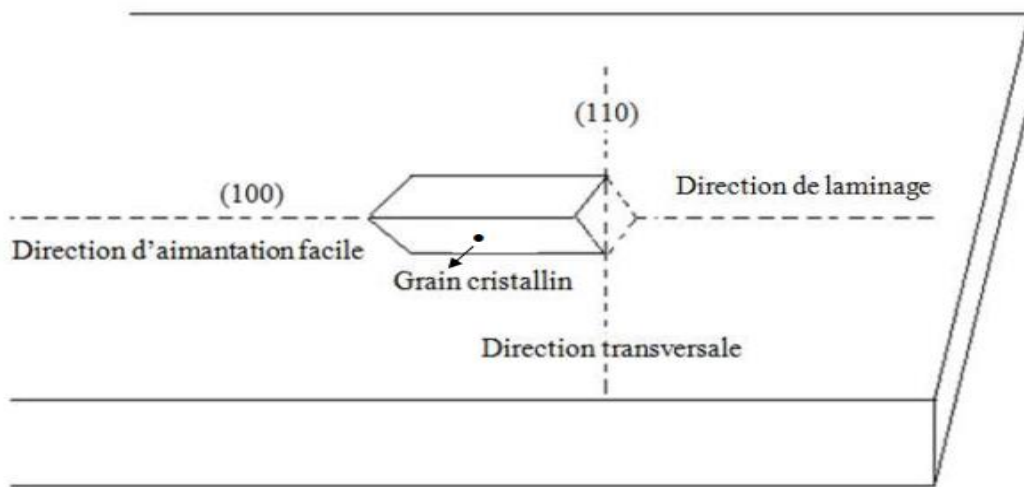
Dans la situation idéale, les axes [001] et [110] sont respectivement parallèles aux directions de laminage (DL) et transverse (DT). Des désorientations de quelques degrés subsistent en pratique. Un recuit de recristallisation secondaire provoque un accroissement de la taille des grains par croissance sélective anormale de certains d'entre eux. On élabore les tôles GO "classiques", d'épaisseur 0,23 à 0,30 mm, par une coulée continue et une série de laminages à chaud et de recuits. L'étape finale est un revêtement par une solution phosphatase.

Les tôles à haute perméabilité ("Hi-B"), d'épaisseur 0,23 à 0,30 mm, sont obtenues par un laminage à froid vers 250°C, unique mais très énergétique, avec un taux de réduction supérieur à 80%. Après recristallisation secondaire, la taille des grains peut atteindre 30 mm. La tôle reçoit finalement un enduit phosphatant contenant de la silice sous forme colloïdale. Au-delà de sa fonction protectrice et isolante, on verra plus loin que ce revêtement joue un rôle important dans les propriétés magnétiques.

#### Propriétés

- Elles possèdent une légère texture qui dépend aussi des impuretés qui jouent un rôle déterminant dans les processus de recristallisation.

- Dans ces tôles, les cristaux qui sont très gros et bien visibles ont pratiquement tous les mêmes orientations.
- La structure en domaines comprend de nombreuses parois de Bloch à  $180^\circ$  sensiblement parallèles à la direction de laminage ce qui entraîne des mécanismes d'aimantation facile et de faibles pertes.
- Toutes les tôles GO, sur le marché, quelque soit le fabricant ont la même composition : du fer 3 à 3,2% de Si et le moins possible d'impuretés résiduelles.
- Avec moins de silicium, on aurait une résistivité plus faible et par conséquent de moins bonnes performances magnétiques



**Figure I-23:** Direction idéale des grains cristallins dans une tôle GO

## **Chapitre II**

### **Les pertes magnétiques**

## II.1. Introduction

Tout système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation extérieur variable, subit des pertes énergétiques appelées pertes fer. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes : les pertes par hystérésis (déplacement de parois) et les pertes par courants de Foucault. Il faut toutefois noter que les pertes ont souvent la même origine, à savoir des courants induits mais à des échelles différentes (microscopique et macroscopique). En effet, les déplacements de parois entraînent l'apparition de courants induits microscopiques localisés alors que les courants de Foucault sont plutôt liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique. On travaillera par la suite avec l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  liée à l'aimantation  $\mathbf{M}$  par l'équation.

$$B = \chi_0 (H + M) \quad \text{II-1}$$

## II.2. Calcul des pertes

### II.2.1. Variation des pertes totales avec la fréquence

Le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, c'est-à-dire à la fois:

-l'induction moyenne  $\mathbf{B}(\mathbf{H})$ ,

-et les pertes totales  $\mathbf{P}_t$ .

Mais il faut bien sûr que le cycle d'hystérésis soit déterminé dans les conditions réelles d'utilisation, la plupart du temps à  $\mathbf{B}(t)$  sinusoïdal.

Les pertes totales dans les tôles

Pour simplifier, en régime alternatif, soit un système constitué d'une tôle ferromagnétique et conductrice, d'épaisseur  $e$ , soumise à un champ d'excitation  $\mathbf{H}$  parallèle au plan de la tôle, on démontre à partir des équations de Maxwell (en admettant ici) que l'énergie fournie par le milieu extérieur à chaque instant est représentée par le flux rentrant du vecteur de Poynting  $\mathbf{P}$ , à travers la surface ( $S$ ) du système de volume  $v$ . Par définition :

$$\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad \text{II-2}$$

L'énergie fournie vaut

$$\iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s} = \iiint_{(v)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(v)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv \quad \text{II-3}$$

Dans ces deux expressions,  $\mathbf{E}$  est le champ électromoteur induit,  $\mathbf{j}$  le vecteur densité de courant et  $\mathbf{B}$  l'induction magnétique ; au second membre de cette dernière expression, le produit scalaire  $\mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$  désigne la puissance joule volumique associée localement aux courants induits, et  $\mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t)$  désigne la puissance volumique fournie pour modifier l'aimantation locale. En divisant par la période, on obtient la puissance moyenne fournie à l'échantillon :

$$P = (1/T) \int [\iint_{(S)} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot d\mathbf{s}] = \int [\iiint_{(v)} \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dv + \iiint_{(v)} \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) \, dv] \quad \text{II-4}$$

Cette expression constitue la décomposition des pertes ; la première intégrale représente les pertes joule dues aux courants induits, et la seconde intégrale les pertes par hystérésis. Cette décomposition est purement théorique, inutilisable en pratique car  $\mathbf{j}$ ,  $\mathbf{B}$  et  $\mathbf{E}$  sont des grandeurs locales interdépendantes, et inaccessible directement. On est amené à recourir à la première intégrale ; ainsi sans entrer dans le détail, 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 :

$e\mathbf{H}(d\mathbf{B}/dt)$  et sur un cycle complet, le milieu extérieur fournit, par unité de volume de matière, le travail :

$$W = P_t = \int_{(\text{cycle})} \mathbf{H} d\mathbf{B} \quad \text{II-5}$$

Pour évaluer les 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 le cycle  $J(H)$  puisqu'ils sont de surfaces égales. La relation précédente a été obtenue avec des conditions de symétrie qui s'applique à une tôle mais le résultat ne dépend pas de la forme de l'échantillon.

Le paramètre qui va servir comme base essentielle de l'étude, sera la qualité d'énergie dissipée par cycle d'hystérésis. Ce paramètre est accessible expérimentalement. Et la théorie après quelques hypothèses supplémentaires, calculable, ce qui nous amène à chercher une expression analytique pour la grandeur  $P/f$ , où  $P$  est la puissance dissipée moyenne, et  $f$  la fréquence de répétition de notre cycle d'hystérésis.  $P/f$  représente alors l'énergie



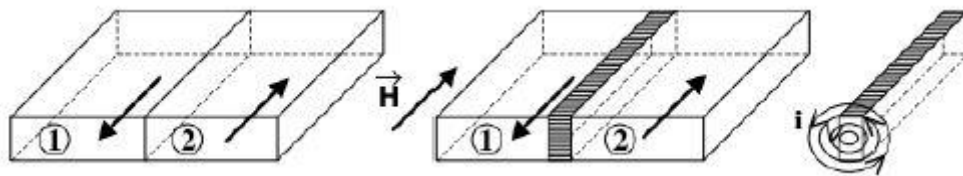
électromagnétique transformée en chaleur au cours d'un cycle. Cette grandeur est proportionnelle à la surface d'un cycle représenté dans le schéma ( $H, B(H)$ ) : un élément  $dB * (H_a - H_{decr})$  représente une partie de la surface ainsi que l'énergie dissipée par un ensemble de moments dipolaires atomiques  $dJ$  [21].

### II.2.2. Les pertes en régime statique

On parle du régime statique en absence de phénomènes dynamiques qui sont dus à l'apparition des courants de Foucault lorsque le matériau est soumis à une excitation fortement variable dans le temps. Les pertes par hystérésis sont donc uniquement liées aux propriétés physiques du matériau et à sa géométrie. Le phénomène d'hystérésis peut être expliqué par la présence d'impuretés et de défauts au sein du matériau magnétique et par l'existence d'un champ de blocage  $H_b$  qui est la composition d'un champ démagnétisant dû à la présence des dipôles magnétiques voisins et le champ extérieur. Ce dernier s'oppose au champ extérieur et c'est ainsi qu'apparaît le retard de l'aimantation  $M$  par rapport au champ magnétique  $H$  [22].

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

Les déplacements réversibles puis irréversibles et discontinus de parois d'un site d'accrochage à un autre (sauts de Barkhausen), Ceux-ci engendrent donc des pertes ayant pour origine le développement de courants induits microscopiques localisés (Figure II-1) qui entraînent des variations de flux locales.



**Figure II.1** : Apparition de courants induits locaux lors du déplacement de parois [23].

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

II.2.3. Les pertes par dynamique de parois

Lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ extérieur, celui-ci subit un freinage visqueux dont l'origine est l'apparition de courants induits au voisinage des parois en mouvement au sein de la matière aimantée. Afin de comprendre la dynamique de parois, H.J. Williams avait mis au point une excellente technique d'observation des domaines et des parois de Bloch par la méthode de Bitter. Il considère des circuits fermés découpés dans des monocristaux à 180°, en alliage Fe-Si (Figure II-2) [1,2].

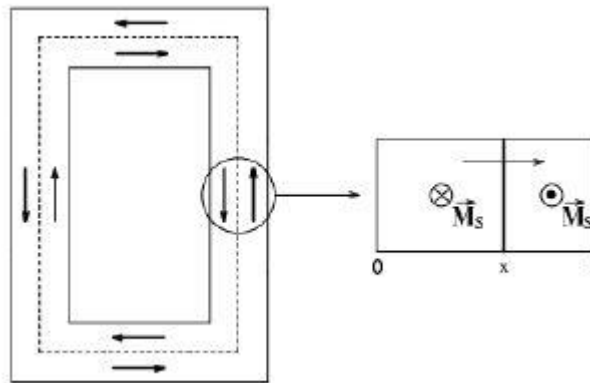


Figure II-2 : Courants de Foucault au voisinage des parois de Bloch à 180°.

La dynamique de cette paroi est régie par l'équation suivante :

$$\frac{dx}{dt} = \eta [H_{surf}(t) - H_0] \quad \text{Si } H_{surf} > H_0$$

$$\frac{dx}{dt} = \eta [H_{surf}(t) - H_0] \quad \text{Si } H_{surf} < H_0 \tag{II -6}$$

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

Le coefficient de mobilité  $\eta$ , qu'on peut assimiler au facteur d'amortissement dû aux courants induits, est donné par :

$$\eta = \frac{1}{2\mu_0 M_s \sigma G e} \tag{II-7}$$

Où  $\sigma$  est la conductivité électrique et  $G$  est une constante de valeur 0,1356. La variation temporelle de l'aimantation totale dans le cadre de largeur  $l$  est proportionnel à la variation temporelle du déplacement (équation II -6) de la paroi :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{2M_s}{l} \frac{d\chi}{dt} \quad \text{II-8}$$

Dans le cas d'une paroi de Bloch évoluant au sein d'un matériau composé de plusieurs domaines de Weiss, on peut généraliser le modèle d'une paroi isolée donné par l'équation (II -6) à une paroi subissant l'influence des autres parois qui constituent le matériau magnétique. D'où l'équation régissant le déplacement d'une telle paroi:

$$\frac{d\chi}{dt} = \eta [H(t) - H_b] \quad \text{II-9}$$

Le champ seuil  $H_0$  de l'équation (II -6) est remplacé par le champ de blocage  $H_b$ . Le champ  $H(t)$  agissant localement sur la paroi vérifie l'équation :

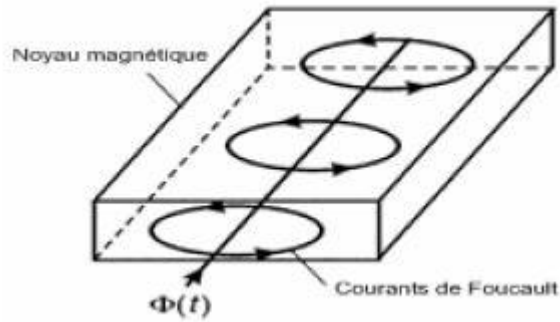
$$H(t) = H_{surf}(t) - H_i(t)$$

$$H(t) > H_b(\chi, t) \quad \text{II-10}$$

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

#### II.2.4. Les pertes par courant de Foucault

En régime dynamique, en plus des pertes qui trouvent leurs origines dans le processus statique et les courants induits microscopiques, il existe aussi des courants macroscopiques qui se développent dans l'ensemble du système et directement liés à la conductivité du matériau considéré. En régime d'induction variable, le matériau magnétique est le siège de courants induits qui circulent autour des lignes de flux magnétique. La circulation de ces courants qui se fait selon des sections droites dans le noyau (Figure II-3) s'oppose à la pénétration du flux et génère des pertes appelées pertes par courants de Foucault.



**Figure II-3** : Courants de Foucault dans un noyau magnétique.

L'utilisation de matériaux magnétiques à résistivité très élevée, permet de réduire les pertes par courants de Foucault. Pour les matériaux ferromagnétiques l'addition de quelques pourcentages de Silicium ou de Nickel est efficace pour obtenir une augmentation de la résistivité électrique du métal. Aussi l'utilisation de ces matériaux sous forme de tôles minces a pour effet de limiter les courants induits macroscopiques dans le matériau [24].

## **Chapitre III**

### **Mesures magnétiques au moyen d'un fluxmètre**

### III.1. Introduction

Il existe de nombreuses méthodes pour obtenir le cycle d'hystérésis d'un matériau magnétique. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories principales. Dans la première catégorie, on trouve les méthodes basées sur la force exercée sur un matériau magnétique placé dans un gradient de champ. Les appareillages utilisant ces méthodes, appelées balances de Faraday, sont précis et sensibles, mais très délicats à utiliser. Ils sont réservés à l'usage des laboratoires spécialisés, plus particulièrement des matériaux faiblement magnétiques. Dans la deuxième catégorie, on trouve les méthodes basées sur la loi de l'induction, de loin les plus nombreuses. Il s'agit dans ce cas de mesurer la variation de flux issue de l'échantillon à tester, ce qui est obtenu en mesurant la tension induite dans une bobine de lecture. Deux types de dispositifs sont plus particulièrement utilisés : les magnétomètres à échantillons vibrants (**VSM**) et les hystérésismètres à induction.

#### - Les Hystérésismètres

Les hystérésismètres plus simples et moins coûteux sont basés sur la lecture des variations du flux dans le matériau provoquées par une excitation **H** dépendant du temps. Deux méthodes sont utilisées :

- Les hystérésigraphes : qui donnent les cycles statiques où le champ d'excitation varie continûment.
- Les traceurs de cycles qui eux donnent les cycles dynamiques où le champ est généralement sinusoïdal.

Ces deux méthodes sont bien adaptées pour les mesures sur des tores, dont la géométrie permet d'affranchir les effets démagnétisants, mais présente l'inconvénient d'avoir autant de bobinage primaire et secondaire que l'échantillon à tester.

#### - les magnétomètres

- **Teslamètre à effet hall** : le générateur à effet hall fournit le moyen le plus employé pour la mesure des inductions.

- **R.M.N (Résonance Magnétique Nucléaire)** : procédé très précis de la mesure des inductions magnétiques, ramené à une mesure de fréquence (domaine de laboratoire).

- **Balance de Faraday**: mesure de la force sur un échantillon aimanté et placé dans un gradient de champ. Ce dispositif est mal adapté pour des faibles coercitivités.

- **AFGM (Alternating Field Gradient Magnetometer)** : variante moderne de la balance de

Faraday, mesure à l'aide d'un bimorphe piézoélectrique la force sur un échantillon aimanté et placé dans un radiant alternatif, mesure en température, n'accepte que des échantillons de masse faible.

- **SCQUID (Super Conducting Quantum Interference Device)** : le plus sensible des dispositifs, l'échantillon aimanté est placé entre deux bobines, d'où une variation de flux est détectée par une jonction supraconductrice.

- **VSM (Vibrating Sample Magnetometer)**: l'échantillon aimanté vibre devant des bobines de lecture.

### III.1.1. But du fluxmètre

Un matériau doux idéal est celui qui peut acquérir une polarisation magnétique de très grand module, disons plusieurs Teslas, dans un champ d'excitation très réduit.. Il possède donc ce qu'on appelle communément une très grande perméabilité. En outre, et c'est une qualité secondaire, ce matériau idéal n'aurait aucune perte en fonctionnement dynamique. Malgré les progrès considérables réalisés depuis les débuts de la construction électrique, progrès qui se poursuivent d'ailleurs sans relâche, les matériaux doux utilisés en construction électrique sont encore loin de satisfaire cet idéal. Leurs caractéristiques précises intéressent en particulier les constructeurs, puisqu'elles jouent un rôle déterminant dans les performances des machines électriques. D'ailleurs ces matériaux magnétiques sont commercialisés avec des spécifications garanties. Dans ce présent chapitre nous exposerons quelques méthodes et approches de caractérisation des matériaux magnétiques doux, à savoir la mesure des grandeurs magnétiques et la quantification des pertes en se basant essentiellement sur la technique du fluxmètre.

### III.1.2. Présentation du circuit magnétique

#### III.1.2.a. Le tore : un circuit fermé privilégié

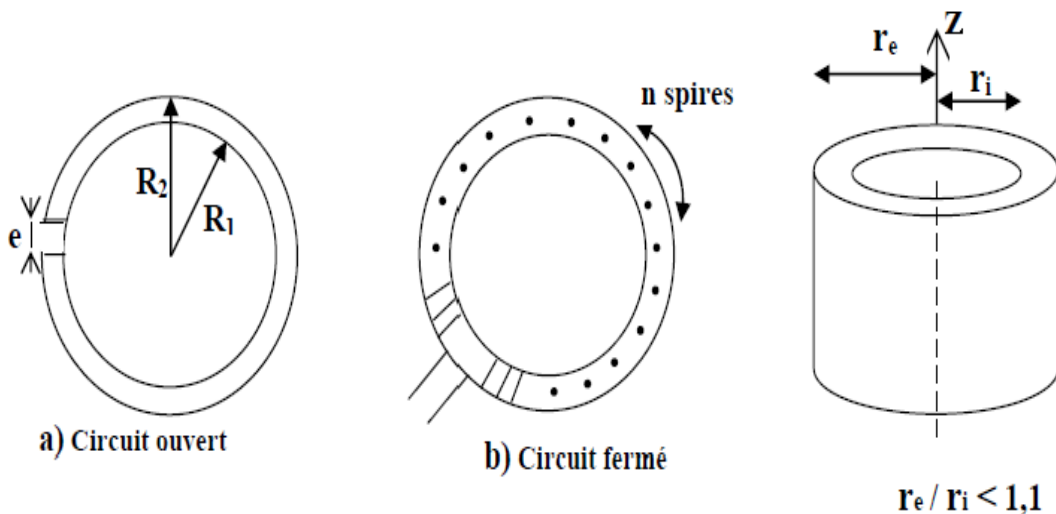
Toute mesure de caractéristiques d'un matériau doux nécessite impérativement l'utilisation d'un circuit magnétique fermé. Cette obligation vient du fait que, dans tout circuit ouvert, l'échantillon est soumis à un champ démagnétisant interne, indésirable car beaucoup trop important, et le plus souvent inhomogène. Pour tout matériau homogène et isotrope, l'utilisation d'un échantillon sous forme de tore s'impose naturellement en raison de sa symétrie axiale (figure III-1). Le tore est généralement pourvu de deux enroulements régulièrement répartis sur sa circonférence :

- Un bobinage d'excitation : comportant  $N_1$  spires, qualifié d'enroulement primaire et parcouru par un courant d'excitation  $I_1$ . Le champ appliqué en un point situé à la distance  $r$  de l'axe

tangentiel déduit du théorème d'Ampère, son module varie donc comme  $1/r$  entre le rayon intérieur  $r_i$  et le rayon extérieur  $r_e$  du tore. Pour limiter ces variations on opère généralement sur tores relativement minces :  $r_e / r_i < 1,1$ .

- Un bobinage de mesure de flux d'induction : traversant une section droite du tore, est généralement situé au plus près du matériau. Il comporte  $N_2$  spires et on l'appelle enroulement secondaire.

- Le noyau torique : Si la réalisation des bobines se heurte, à un certain nombre de difficultés, la construction du noyau torique proprement dit n'est jamais facile. Nécessairement utilisés en régime dynamique sous forme de tôles et de rubans minces, les matériaux doux métalliques sont systématiquement anisotropes en raison du principe même de leur fabrication par laminage [24] -.



$$e \ll 1, \quad l = \frac{2\pi (R_1 + R_2)}{2}$$



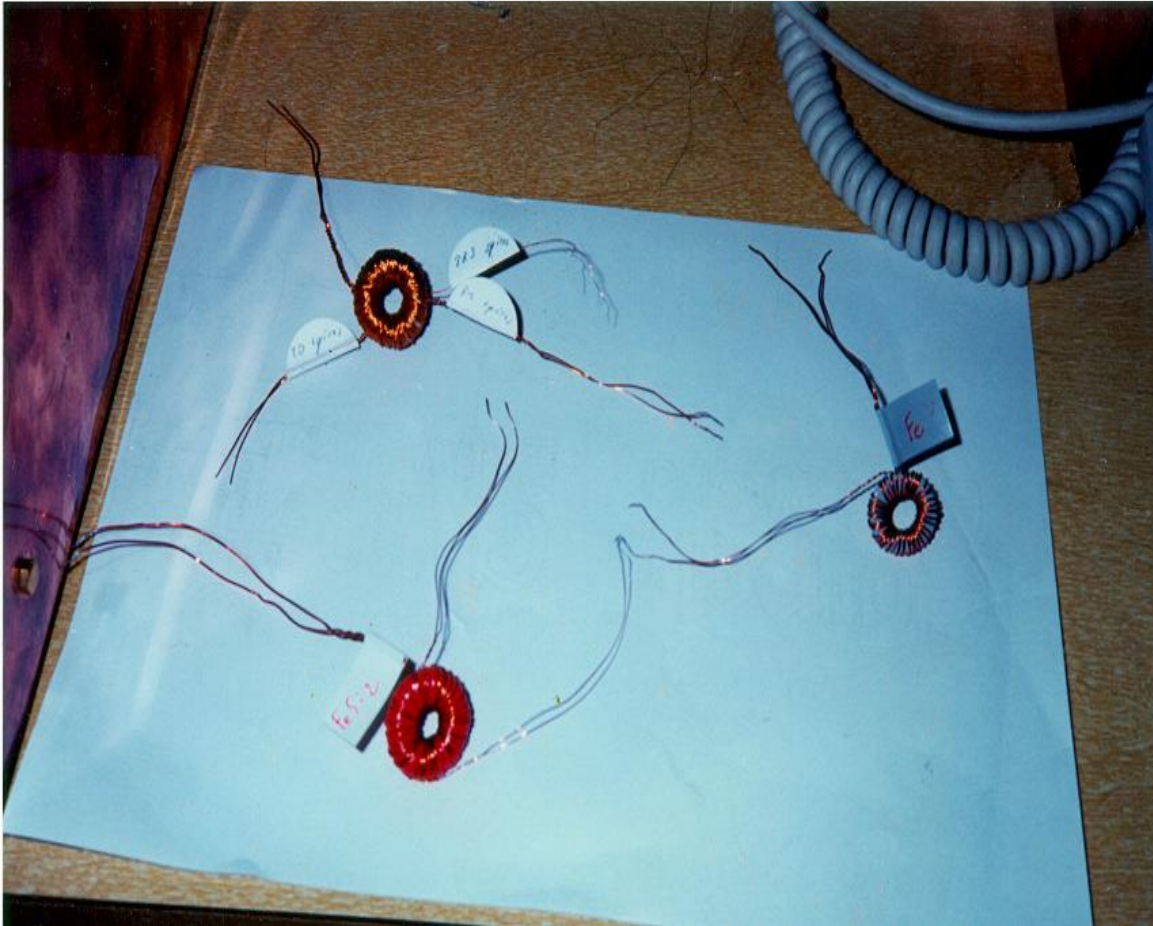


Figure III.1 : Le tore.

### III.1.2.b. Le cadre Epstein

C'est un circuit fermé démontable, de forme carrée, utilisé dans le monde entier pour caractériser les tôles magnétiques (figure III.2). Sa construction a été soigneusement codifiée par de nombreux organismes de normalisation (CEI, AFNOR, etc....).

Le noyau magnétique est constitué de  $N$  bandes rectangulaires ( $N$  étant multiple de 4 et au moins égal à 16). Les dimensions recommandées pour chaque bande étant  $280 \times 30 \text{ mm}^2$ , on utilise environ **0,5 kg** de matière par noyau magnétique. Les  $N$  bandes sont assemblées en un circuit carré, avec des joints à recouvrement (figure III-3), 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 travers s'il s'agit d'une tôle ordinaire.

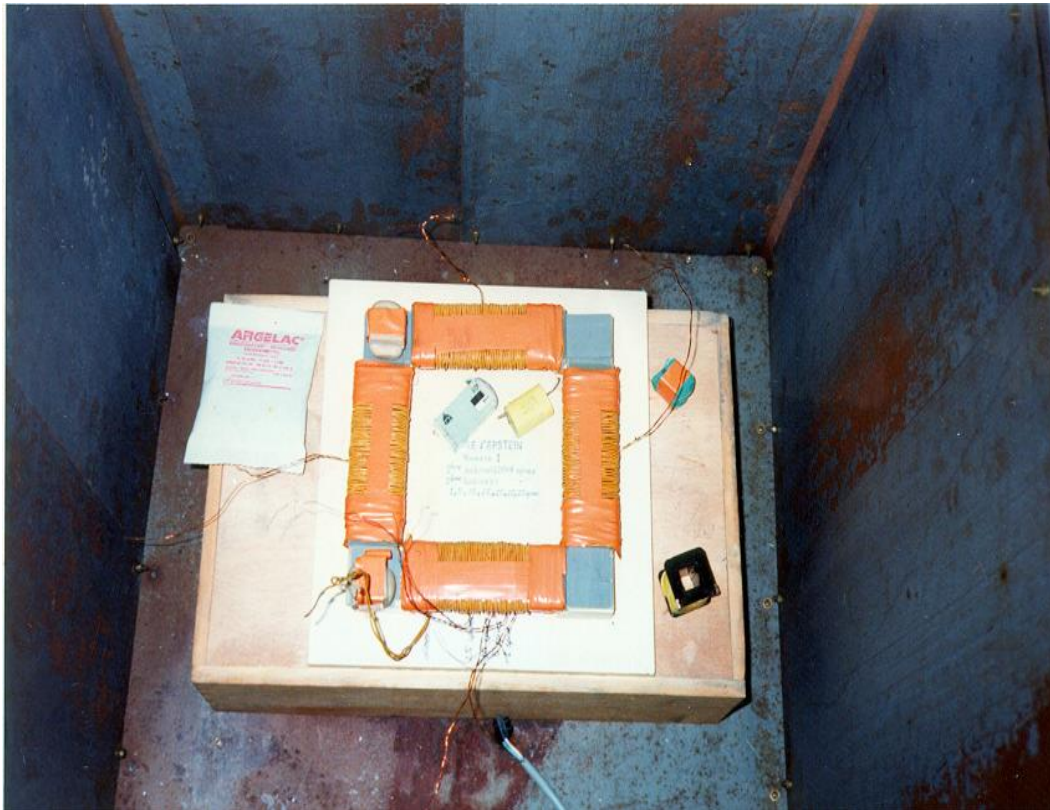


Figure III.2 : Cadre Epstein.

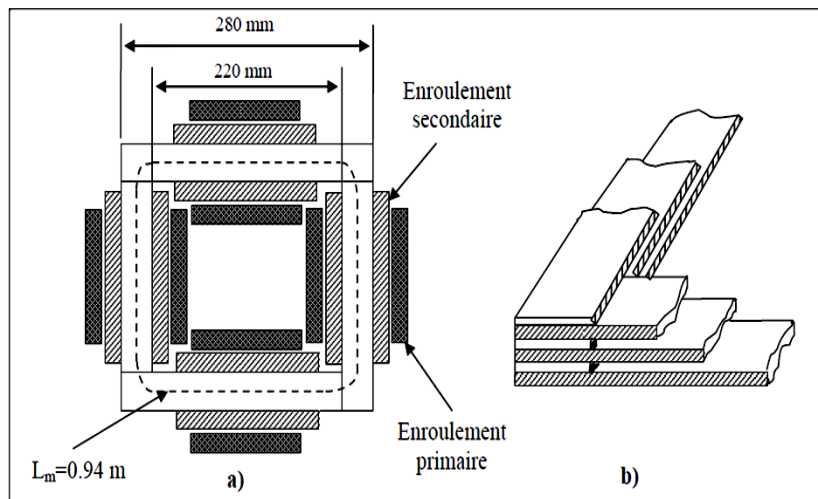
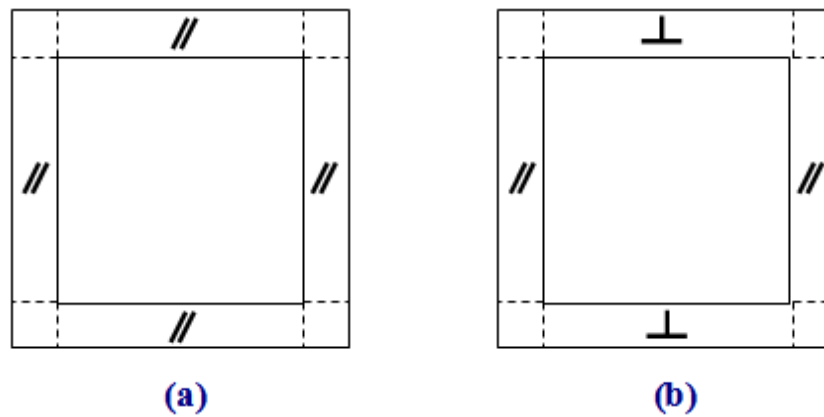


Figure III.3 : Cadre Epstein, a) dimensions, b) Joints à recouvrements réalisés dans un coin de circuit Epstein.

Les N bandes sont ensuite assemblés avec des joints à recouvrement selon la disposition indiquée sur la figure III-4, en les glissant dans des fourreaux qui supportent les bobinages fixes d'excitation et de mesure.



- Figure III.4 :** Mode d'assemblage de N bandes unitaires en circuit Epstein :
- cas d'un échantillon de tôles à grains orientés. Les mesures s'effectuent parallèlement à la direction de laminage,
  - cas d'un échantillon de tôles non orientées constitué pour moitié de bandes découpées suivant la direction de laminage et pour moitié suivant la direction travers.

L'avantage primordial du circuit Epstein réside dans le fait qu'il s'agit d'un circuit démontable, qu'un technicien bien entraîné peut mettre en place en quelques minutes. Par contre on a perdu beaucoup de la simplicité qu'on avait rencontrée précédemment dans le cas du circuit torique. Dans les coins, il n'y a plus d'enroulements et une épaisseur double de matière. En outre le passage du flux d'induction d'une bande à ses voisines s'effectue nécessairement à travers le revêtement isolant de la tôle. Pour traiter en pratique ce système comme un circuit homogène, on a établi par des mesures comparatives soignées autour de  $B = 1,5 \text{ T}$ , qu'il se comportait comme un circuit fermé ayant pour section la section moyenne d'un côté (c'est à dire la section de  $N/4$  bandes) et pour longueur ce qu'on appelle la longueur conventionnelle du circuit,  $l_m$  établie à  $l_m = 0,94 \text{ m}$ .

Enfin, dernier inconvénient du système, malgré tous les soins apportés au découpage des bandes relativement étroites (30 mm), le cisailage introduit des contraintes locales qui dégradent les performances magnétiques de la tôle de départ, dans une proportion mal connue. Les promoteurs du cadre Epstein avaient donc prévu d'effectuer systématiquement après découpage un traitement thermique des bandes échantillons, à haute température et en atmosphère convenable, pour effacer les contraintes de cisailage. Ces recuits ont été abandonnés par la plupart des constructeurs électriciens ; il existe dans le commerce certaines qualités de tôles qui ne les supportent pas. La solution moderne consiste à abandonner le circuit Epstein et le remplacer par une bande-échantillon unique de dimensions suffisantes pour qu'on puisse négliger les effets du cisailage [24]

### III.1.3. Choix du matériau

La quantité  $\mu_r$  est en fait très dépendante de l'induction  $B_m$  à laquelle travaille le matériau et se dégrade rapidement à partir d'une certaine valeur appelée coude de saturation égale à **1.7 Tesla** pour le fer. On dimensionne le circuit magnétique de sorte que le matériau travaille à une valeur voisine de 1.7 T, ce qui garantit un  $\mu_r$  de l'ordre de 2000 pour les tôles classiques. En plus de l'utilisation d'un circuit fermé, il sera en fer.

### III.2. Description de l'appareillage fluxmétrique

Pour observer expérimentalement la dynamique des parois dans un ferromagnétique on a choisi un dispositif de mesure des cycles d'hystérésis à fréquence et amplitude variables.

On a branché un circuit magnétique comme un transformateur, en prenant les valeurs de  $H(t)$  du côté primaire et  $B(t)$  du côté secondaire simultanément. Le signal que l'on choisit triangulaire, ceci afin d'avoir une variation temporelle du champ appliqué constante, est fourni par un générateur de fonctions à fréquence et amplitude variable. Ces deux grandeurs seront nos paramètres principaux. Suit un amplificateur linéaire de puissance, et deux résistances mises en série avec le bobinage primaire de l'échantillon. Les résistances ont deux fonctions : d'abord elles servent à lier les grandeurs  $I_{prim}(t)$  et  $U_{prim}(t)$  de la façon la plus proche d'une dépendance linéaire possible. Ensuite  $R_{shn}$  sert aussi à mesurer le courant primaire.

Du côté secondaire on trouve une chaîne d'amplificateurs, représentée par un seul dans le schéma. Comme il s'agit d'une tension induite, celle-ci est proportionnelle à la variation temporelle de l'induction dans le ferromagnétique. On a donc mis un intégrateur RC avant d'arriver à la carte d'acquisition. L'intégrateur avait une constante de temps assez grande pour être suffisamment linéaire dans le domaine des fréquences appliquées, les deux signaux  $H(t)$  et  $B(t)$  sont enregistrés simultanément par une carte A/D connectée à un ordinateur, qui enregistre environ 150 points par cycle. Ces données ont après été enregistrées sous forme de fichiers de texte sous DOS.

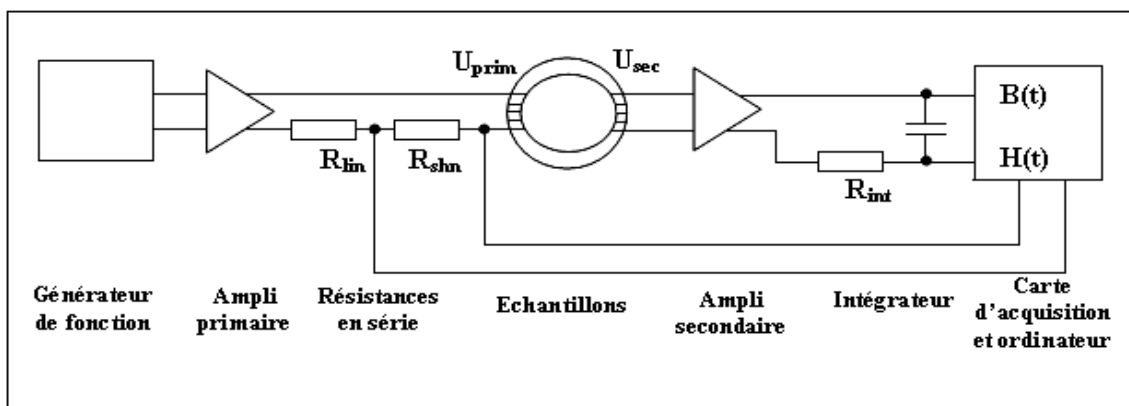


Figure III.5 : Schéma des dispositifs de mesure.



Une vue générale de notre fluxmètre est illustrée sur la figure III-6 ci-dessous.



**Figure III.6 :** Vue générale du fluxmètre.

### III.2.1. Les différents éléments du fluxmètre

#### - Le générateur de fonction

Pour assurer une induction  $\mathbf{B}(t)$  sinusoïdale il suffit d'alimenter l'enroulement primaire par un générateur de force électromotrice sinusoïdale à la fréquence désirée, et impédance interne négligeable.

#### - Chaîne d'acquisition numérique

Les signaux  $\mathbf{H}(t)$  et  $\mathbf{B}(t)$  sont enregistrés numériquement par une carte 8 bits environ 150 fois par cycle, cette procédure est répétée dix fois, et l'ordinateur calcule une moyenne de chaque ensemble de dix mesures correspondantes, ainsi que la surface du cycle. Cette dernière est proportionnelle à l'énergie dissipée par les courants induits au cours d'un cycle.

### III.2.2. Echantillons

On utilise trois échantillons différents, dont les paramètres sont :

Tableau III-1. Les différents échantillons étudiés.

L'échantillon	Fe pur	FeSi non orienté	FeSi orienté
Longueur moyenne du circuit	47,1 mm	55,2 mm	472 mm (cadre Epstein)
Section droite	7,40 mm <sup>2</sup>	2,80 mm <sup>2</sup>	8,52 mm <sup>2</sup>
Nombre de spires primaire	40	34	4*120
Nombre de spires secondaire	40	34	10
Résistivité du matériau	0,13*10 <sup>-6</sup> ohm*m	0,48 *10 <sup>-6</sup> ohm*m	0,48*10 <sup>-6</sup> ohm*m
Aimantation a saturation	2,10 Tesla	1,94 Tesla	1,94 Tesla

Les premiers deux échantillons sont des matériaux utilisés dans des moteurs. Metallurgiquement on n'a pas orienté les directions de facile aimantation des grains (régions cristallisées uniformément), car dans les moteurs les directions d'aimantation changent avec la position angulaire du noyau magnétique. Le pourcentage d'atomes qui participent à l'aimantation est alors très inférieur à celui du troisième échantillon : il s'agit d'un matériau de transformateur, dont tous les grains présentent une direction de facile aimantation parallèle à une direction macroscopique imposée (figure III-7).

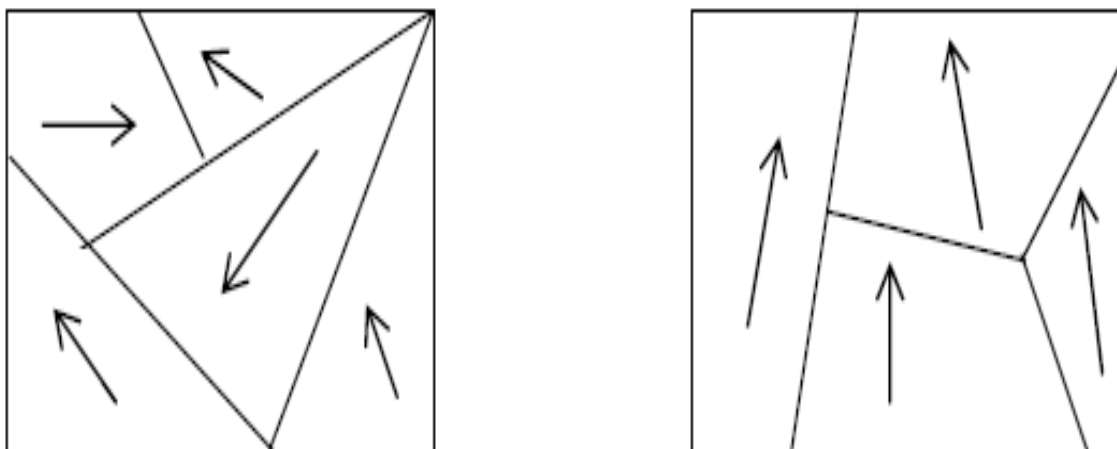
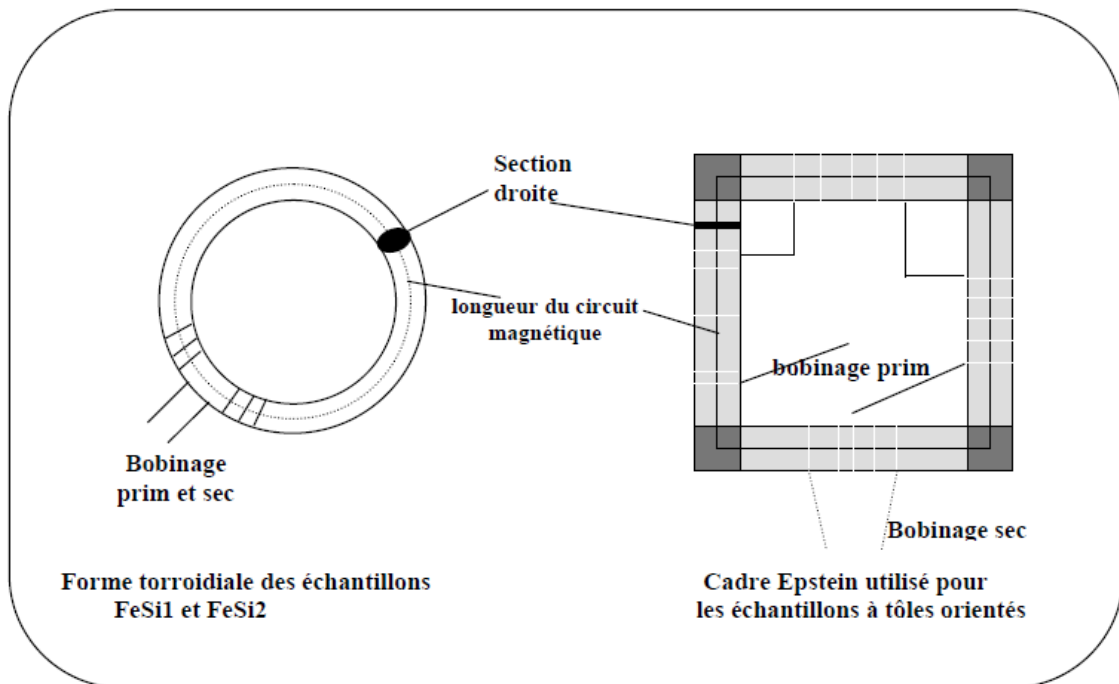


Figure III.7: Représentation des directions de facile aimantation.

### III.2.3. Les formes des échantillons

La forme des échantillons était les suivantes (figure III-8)



**Figure III.8:** Forme des échantillons.

## **Chapitre IV**

### **RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSIONS**



## V.1. Introduction

Les composants magnétiques, inductances et transformateurs sont conçus pour fonctionner à une fréquence généralement comprise entre quelques dizaines de hertz et quelques MHz. Suivant les applications, leur circuit magnétique est réalisé avec des matériaux ferromagnétiques très divers (FeSi, FeCo, MnZn,...).

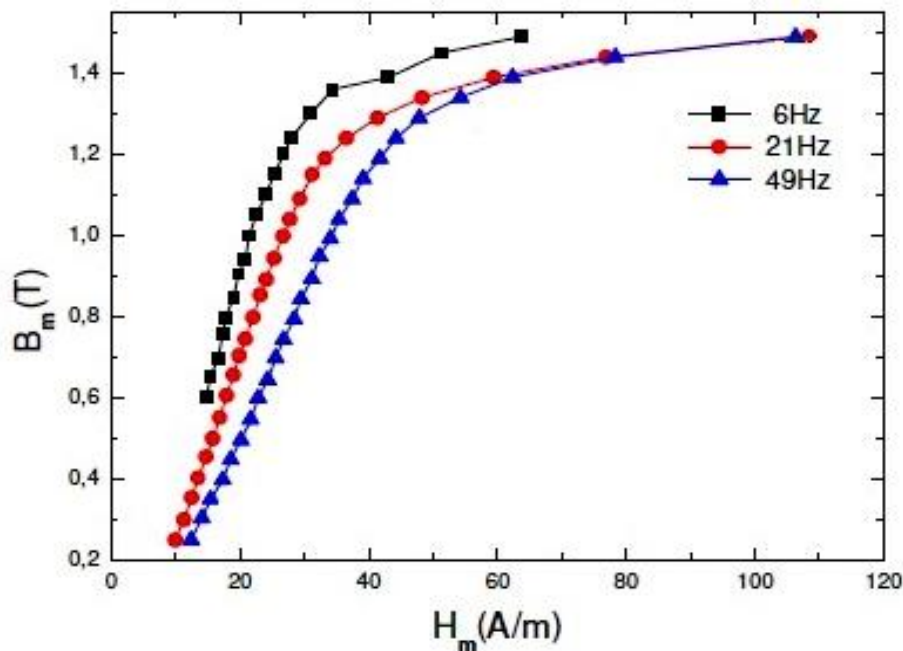
Dans notre étude on utilise 3 échantillons différents : Fe (fer pur à grains non orientés), FeSi NO (fer silicium à grains non orientés), FeSi GO (fer silicium à grains orientés).

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, les propriétés des matériaux ferromagnétiques sont sensibles aux variations de fréquences, ce qui peut induire une modification des performances du composant. Pour quantifier cette influence, nous allons étudier les changements des formes des courbes de première aimantation, des cycles d'hystérésis et surtout les courbes des pertes.

## IV.2. Processus d'aimantation

### IV.2.1. La courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis

La figure IV-1 représente les courbes de variation des inductions maximales  $B_m$  en fonction des champs d'excitation maximales  $H_m$  du FeSi GO à différentes fréquences. Chaque courbe représente l'ensemble des cycles à différentes fréquences.



**Figure V.1** : Courbes de variation des inductions maximales  $B_m$  en fonction des champs d'excitation maximales  $H_m$  du FeSi GO à différentes fréquences (6, 21 et 49 Hz).

Nous constatons une augmentation des valeurs de l'induction à mesure que les valeurs d'excitation augmentent.

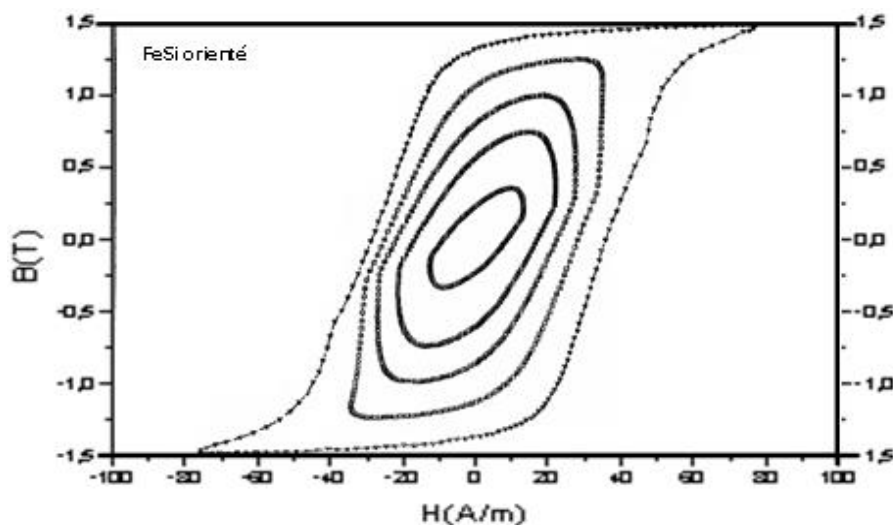
### IV.2.2. Le cycle d'hystérésis

Sans rappeler les conditions expérimentales mentionnées au chapitre I, l'intérêt de présenter les cycles d'hystérésis des trois échantillons étudiés est justifié par l'analyse qualitative de leur forme à différentes valeurs d'induction  $B_{\max}$  et à différentes fréquence de travail.

#### IV.2.2.a- Changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de l'induction maximale dans une même fréquence

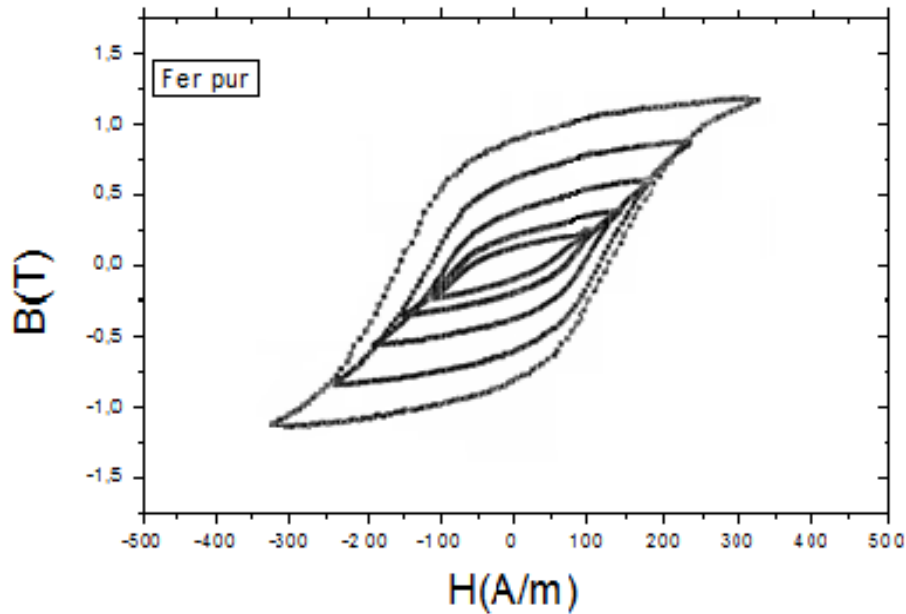
Le cycle d'hystérésis dynamique contient toutes les informations nécessaires à un utilisateur éventuel du matériau, c'est à dire, l'induction moyenne  $B(H)$  et les pertes totales  $P_t$ . Le but de cette étude est à voir le changement de la forme du cycle d'hystérésis lorsqu'on change le  $B_{\max}$  (à une fréquence donnée) dans le même matériau.

La figure IV-2, montrent le changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de l'induction maximale à la fréquence ( $f = 50$  Hertz) pour le FeSi GO. On remarque le changement de l'air du cycle avec l'augmentation de la valeur de l'induction maximale

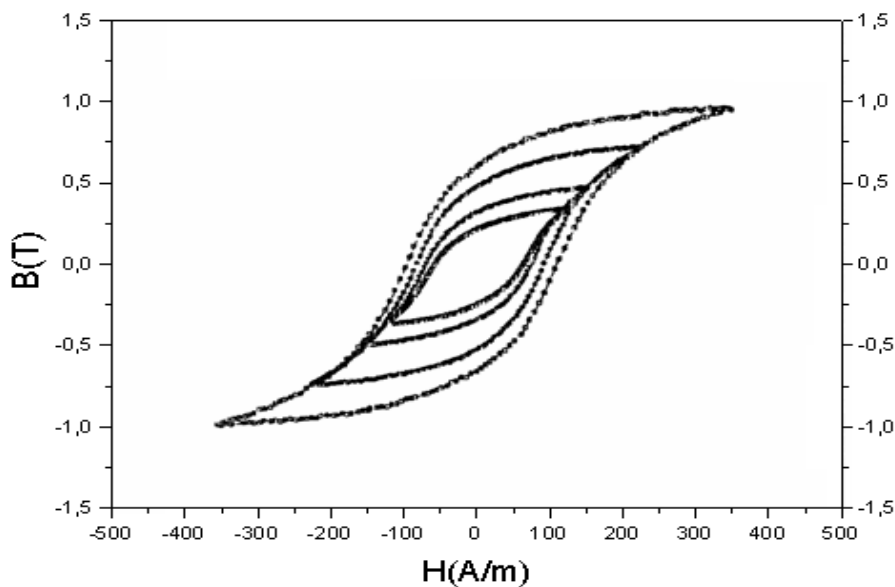


**Figure IV-2.** Cycles d'hystérésis du FeSi GO à la fréquence  $f = 50$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions maximales ( $B_{\max} = 0.35, 0.75, 1.0, 1.25, 1.50$  Teslas).

Nous avons également tracé des cycles d'hystérésis majeur et mineur à la fréquence ( $f = 6$  Hertz), pour le fer pur et le FeSi NO (figures IV-3 et IV-4), et comme nous l'avons vu dans le premier chapitre le cycle majeur est obtenu en faisant varier le champ magnétique d'une valeur suffisamment élevée (pour que le matériau soit saturé ou presque), le cycle mineur est un cycle d'hystérésis avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation.



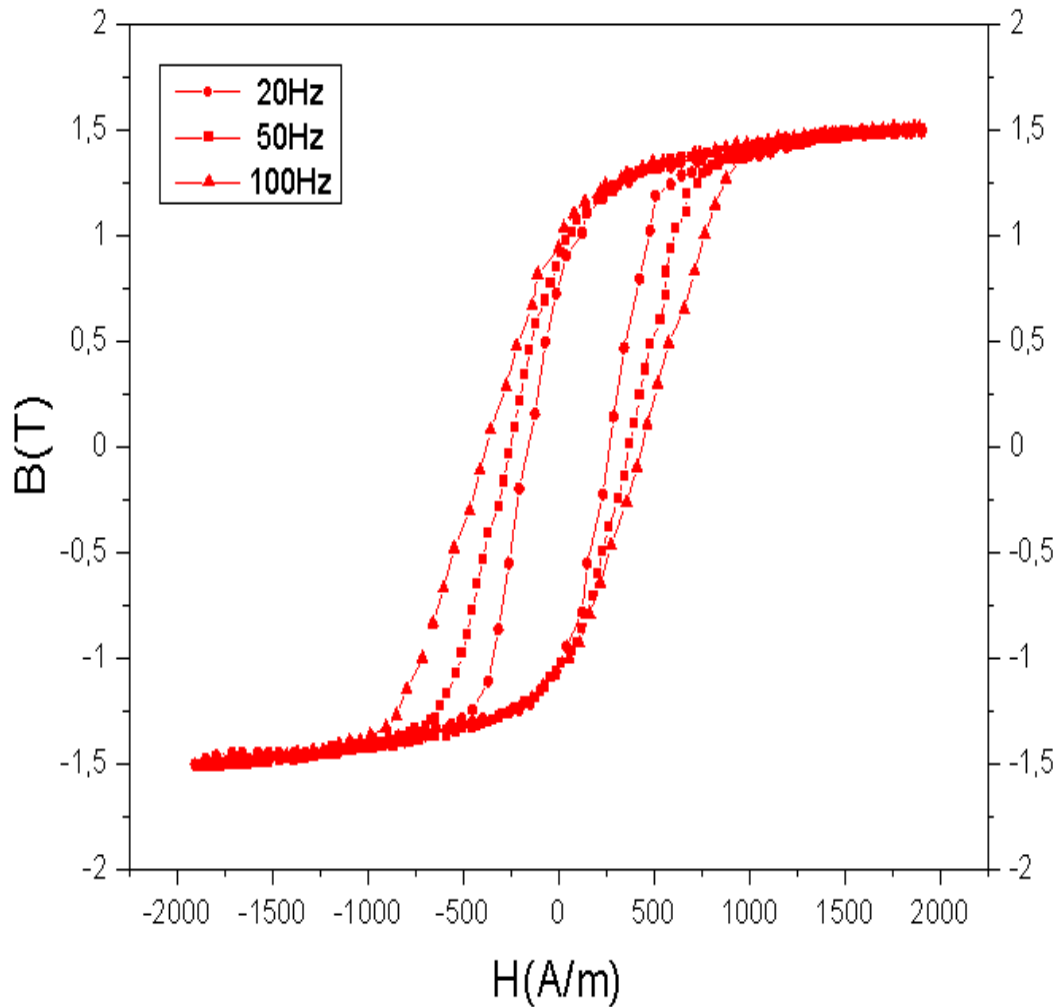
**Figure IV-3.** Cycles d'hystérésis du Fer pur à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.20, 0.35, 0.5, 0.75, 1.00$  Teslas).



**Figure IV-4.** Cycles d'hystérésis du FeSi NO à la fréquence  $f=6$  Hz pour des différentes valeurs d'inductions ( $B_{\max}=0.35, 0.5, 0.75, 1.00$  Teslas).

#### IV.2.2.b- Cycle d'hystérésis à différentes valeurs de fréquences dans une même valeur d'induction maximale

La figure (IV-5) suivante montre le changement de la forme du cycle d'hystérésis avec la valeur de la fréquence ( $f=20, 50, 100$  Hertz) pour une valeur de l'induction  $B_{\max}=1,5$  T dans le cas du FeSi non orienté. On observe le même comportement que pour le FeSi orienté.



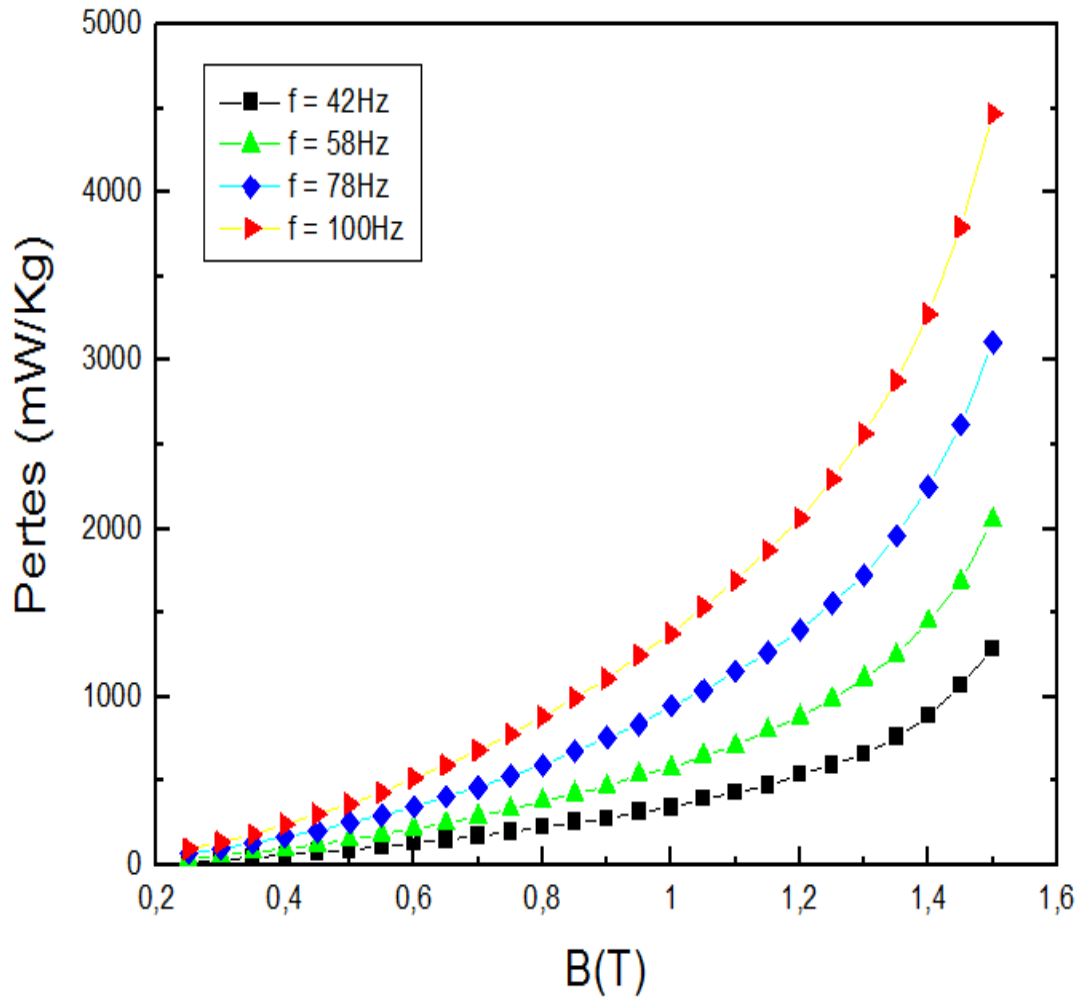
**Figure IV-5.** Cycles d'hystérésis du FeSi NO pour différentes valeurs de la fréquence ( $f=20, 50, 100$  Hertz) à la même valeur de l'induction ( $B_{\max}=1.5$  Teslas)

### IV.3. Les pertes

Il faut mesurer une série de cycles pour évaluer les paramètres expérimentaux donnant l'induction moyenne,  $B(H)$  et  $P_t$ .

#### IV.3.1. Pertes en fonction de $B$

Les variations des pertes volumiques en fonction de l'amplitude de l'induction sont représentées sur la figure IV-6 pour des fréquences allant de **42 Hz** à **100 Hz**. L'évaluation des pertes est immédiatement estimée par l'aire du cycle et intégrée pour chaque valeur de  $B_{\max}$ ,  $f$  et  $H_{\max}$ . Un programme de calcul donne en **mW/Kg** les valeurs de Pertes.



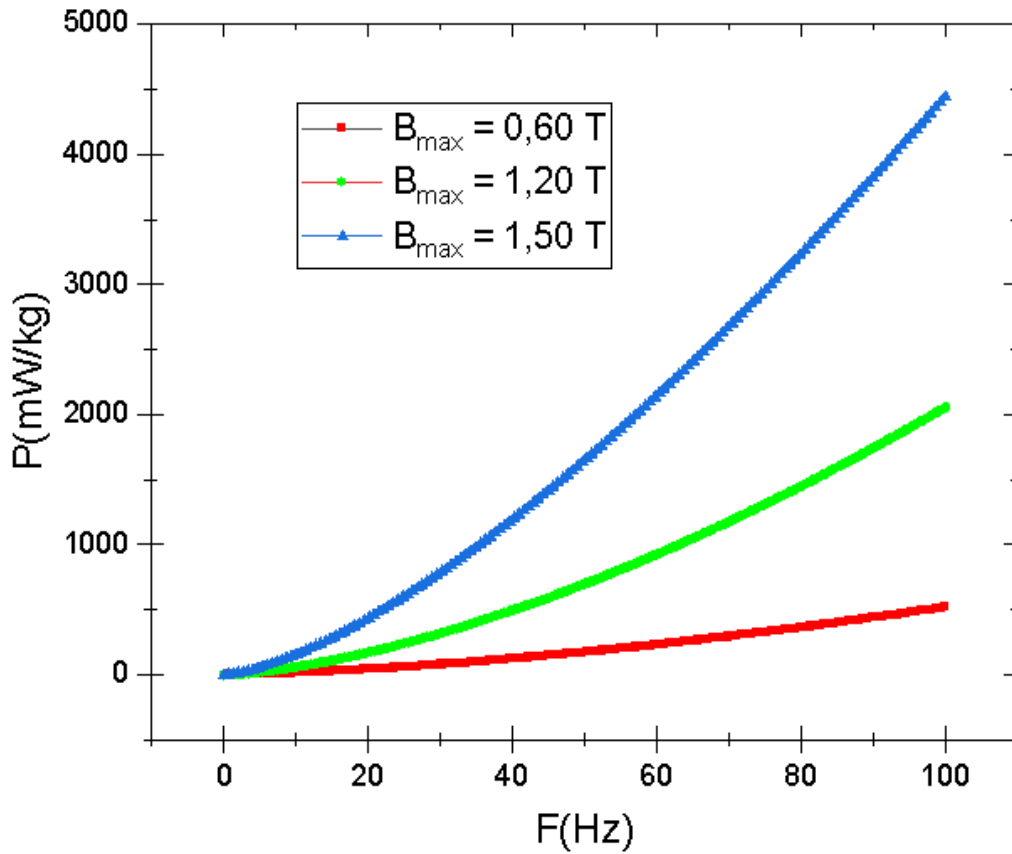
2

**Figure IV-6.** Variation des pertes avec l'induction dans un matériau à des fréquences (42-58-78-100 Hertz).

Les pertes magnétiques augmentent avec l'élévation de l'induction et de la fréquence, ce qui est traduit par l'augmentation de la surface du cycle d'hystérésis.

### IV.3.2. Variation des pertes avec la fréquence

Nous avons tracé la courbe (figures IV-7) qui représentent la variation des pertes avec la fréquence. L'évaluation des pertes est immédiatement estimée par l'aire du cycle et intégrée pour chaque valeur de  $B_{max}$ ,  $f$  et  $H_{max}$ . Un programme de calcul donne en (mW/kg) les valeurs de Pertes. Les figures donnent l'allure générale de la variation  $P(f)$  qui est non linéaire en  $f$ .



**Figure IV-7.** Variation des pertes avec la fréquence dans un matériau FeSi GO à des inductions  $B_{\max}$  (0.60, 1.20 et 1.50 T).

On remarque un très bon accord entre les courbes de la figure IV-6 et les courbes de la figure IV-7 : les pertes magnétiques augmentent avec l'élévation de l'induction et de la fréquence.

## Conclusion générale

Dans cette étude consacrée aux “ Les pertes magnétiques dans les matériaux magnétiques doux à base de fer (Fe et FeSi) “. Nous avons tenté d'évaluer les propriétés magnétiques de ces matériaux destinés à l'électrotechnique, afin de préciser les principales caractéristiques des paramètres macroscopiques définis dans un cycle d'hystérésis tels que la courbe de première aimantation, de l'hystérésis magnétique et surtout les pertes magnétiques, le dépouillement des cycles d'hystérésis pour les trois types d'échantillons (Fe pur, FeSi à grains non orientés et FeSi à grains orientés) à différentes inductions de travail  $B_{\max}$  et à différentes fréquences de travail  $f$ .

Dans cette étude nous avons accompli deux tâches principales. Nous avons identifié et optimisé les paramètres du processus d'aimantation (la courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis). Nous avons aussi quantifié les pertes magnétiques pour différentes fréquences et différentes induction en régime d'induction sinusoïdale. Pour accomplir ces tâches, nous avons effectué une étude bibliographique approfondie pour mieux cerner les phénomènes magnétiques dans les matériaux et le comportement des matériaux dans un champ magnétique. Pour observer expérimentalement la dynamique des parois dans un ferromagnétique on a choisi un dispositif de mesure des cycles d'hystérésis à fréquence et amplitude variables.

La diversité des comportements des pertes dans ces ferromagnétiques s'explique par le rôle du silicium, d'abord qui, en concentration croissante, apporte de la résistivité au matériau dont l'effet est d'augmenter la perméabilité (adoucissement magnétique) et de réduire les courants de Foucault tout en réduisant par substitution au fer l'induction moyenne., ensuite, la structure magnétique ( le FeSi à grains orientés ou non orientés), la quantité du silicium (de 3 à 4%), diminue la valeur des pertes de ces matériaux.

La validation des tests des mesures sur des échantillons sous forme de couronnes (toroïdes) et de plaquettes de tôles minces de Fe et de FeSi. Ces tests ont été comparés à des valeurs de références.

Cette étude, sans être exhaustive a été l'occasion de faire l'état des lieux sur les processus macroscopiques d'aimantation. Elle nous a permis de mieux appréhender les aspects techniques difficiles d'une mise au point d'une expérience de ce niveau.

En perspective, des observations magnéto-optiques par Effet Kerr permettent de caractériser la structure en domaines en régime d'aimantation statique et dynamique pour les fréquences considérés.

Ces tests ont été comparés à des valeurs de références.

## Références

- [1]-D. Benjamin,  
"Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques : du global vers le local ",  
Mémoire de Magister, Université Claude Bernard – Lyon, 2003.
- [2]- Mlle. Amel BELKEBIR,  
"Modélisation Identification Paramétrique de L'hystérésis Magnétique",  
Mémoire de Magister, Université de Batna, Novembre 2006.
- [3]-J. P. Faroux et J. Renault,  
"electromagnétisme2, Equations de Maxwell et Phénomènes d'Induction",  
Édition Dunod, Paris, 1998.
- [4] - K. H. J. Buschow, F. R. de Boer,  
Physics of magnetism and magnetic materials,  
Editeur, Kluwer Academic Publishers, 2004, ISBN: 0-306-47421-2
- [5] - E. du Trémolet de Lacheisserie,  
*Magnétisme I – Fondements*,  
Editeur, Presses Universitaires de Grenoble, 1999, ISBN : 2-7061-0831-2
- [6] - C. Kittel  
Introduction to the solid state physics, Fourth edition,  
Editeur, John Wiley & Sons, Inc, 1971, ISBN: 978-0471111818
- [7] - H. Gie, J.P. Sarmant,  
Electromagnétisme volume 2 Technique et documentation Lavoisier.
- [8] - O.DEBLECKER,  
"Contribution à la modélisation des champs magnétiques dans les systèmes comportant  
des milieux non linéaires et hystérétique ",  
Thèse de Doctorat en Sciences Appliquées, Faculté Polytechnique de Mons, Belgique  
Mars 2001.
- [9] - A-M. MANSRI,  
"Processus Macroscopique d'Aimantation (Perte et Perméabilité) dans les matériaux  
magnétiques doux".  
Mémoire de Magister, Université BADJI Mokhtar -Annaba, Juin 2006.
- [10] - J.P. Bailon, J. M. Dorlot,  
"Des Matériaux", Presse Internationale Polytechnique, Troisième édition, Canada 2000.
- [11] - H. Cramer,  
"A moving Preisach vector hysteresis model for magnetic recording media",  
Journal of Magnetic Materials, Vol. 88, pp.194 -204, 1990.
- [12] - W . W ernsdorfer,  
"Magnétométrie à micro-squid pour l'étude de particules ferromagnétiques isolées aux  
échelles submicroniques",  
Université Joseph Fourier -Grenoble, Thèse de Doctorat, Mars 1996.



- [13] Jacques DEGAUQUE. Matériaux a propriétés magnétiques dures : matériaux industriels. Techniques de l'ingénieur Matériaux magnétiques, base documentaire : TIB537DUO.(ref. article : m4601), 2015. Mat dur
- [14] Giorgio Bertotti, editor. Hystérésis in Magnétisme. Electromagnétisme. Académique Press, San Diego, 1998.
- [15] B.D. Cullity and C.D. Graham. Introduction to Magnetic Materials. Wiley, 2011.
- [16] A. Kedous-Lebouc. Matériaux magnétiques en génie électrique. Number vol. 1 in Matériaux magnétiques en génie électrique. Hermès science pub l., 2006.
- [17]- J.C. Bavay ; J. Verdun : Alliages Fer-Silicium Technique de l'ingénieur 1-14 : D2110 ; 1-18 D2111 ; 1-6 : D2112.
- [18] - J. Degauque. Les pertes d'energie dans les ferromagn\_étiques m\_etalliques doux : origines physiques. M\_emoires et \_ Etudes Scienti\_ques de M\_etallurgie, IV :5{23,1985.
- [19] R.H. Pry, J. Appl. Phys., **30**, p.189.
- [20] R.C.Hal : J. Appl. Phys., **31**, p.1037.
- [21] -Abdelkader Benabou,  
 "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétique en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ"  
 Université Lille 1, Thèse de doctorat, 12 Décembre 2002.
- [22] -A. K. Lebouc, "Matériaux magnétiques en génie électrique 1 ", *Lavoisier*,2006.
- [23] Y. Ouled Amor, "Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en Vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction", Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur de Nantes, Juin 2000. Pry et bean
- [24] -P. Brissonneau, « Magnétisme et matériaux de l'électrotechnique », Hermès 1997.



