

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université 8 Mai 1945 – Guelma
Faculté des Sciences et de la Technologie
Département de Génie Electrotechnique et Automatique

Réf...../2022



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du **diplôme de MASTER Académique**

Domaine : Sciences et Technologie

Filière : Electrotechnique

Spécialité : Réseaux électriques

Par :

Touahria fayssal

Kemedji feriel

Thème

Modélisation de l'hystérésis dans les matériaux magnétiques

Soutenu publiquement, le 18 juin 2022 devant le jury composé de :

M. Fraga Chams-Eddine	Professeur	Univ. Guelma	Président/Examinateur
Mme. Geroui Assia	MAA	Univ. Guelma	Examinateur
M. Ladjimi A. Aziz	Professeur	Univ. Guelma	Encadreur

Année Universitaire : 2021/2022

REMERCIEMENTS

On remercie dieu le tout puissant de nous avoir donné la santé et la volonté d'entamer et de terminer ce projet de fin d'étude

Tout d'abord, ce travail ne serait pas aussi riche et n'aurait pas pu avoir le jour sans l'aide et l'encadrement de **Pr. Ladjimi A. Aziz**, on le remercie pour la qualité de son encadrement exceptionnelle, pour sa patience et sa disponibilité durant notre préparation de ce mémoire.

Notre remerciement s'adresse aussi au **Dr. Dafri Mourad** pour son aide pratique et son soutien morale et ses encouragements.

Nos remerciements vivement l'ensemble des membres du jury, qui ont accepté de juger et de porter des critiques constructives à nos travaux.

Nous tenons tout particulièrement à remercier les enseignants du **département de Génie Électrotechnique et Automatique**, ainsi que tous les enseignants qui ont contribué à notre formation.

Enfin, nous tenons à dédier ce travail à nos familles pour leurs encouragements, nos collègues, nos amis.

Liste des figures

Figure 1.1. Moment magnétique atomique	9
Figure 1.2. Configuration des moments magnétiques dans les corps ferro, antiferro et ferrimagnétique.....	10
Figure 1.3. Organisation de l'échantillon ferromagnétique en domaines.....	10
Figure 1.4. Structure en domaines d'un monocristal de fer [4].....	11
Figure 1.5. Orientation des moments magnétiques dans l'axe facile aimantation sous l'action de l'énergie d'anisotropie	12
Figure 1.6. Echantillon initialement désaimanté, les points figurent des défauts, correspondance dans le plan (M, H).12	12
Figure 1.7. Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage.....	13
Figure 1.8. Zone de disparition de parois.....	13
Figure 1.9. Zone de rotation des moments.....	13
Figure 1.10. Retour au zéro de l'excitation.....	14
Figure 1.11. Passage par H_c	14
Figure 1.12. Disparition des parois avant saturation basse	15
Figure 1.13. Zone de rotation des moments (branche descendante du cycle majeur).....	15
Figure 1.14. Cycle majeur	15
Figure 1.15. Cycle d'hystérésis statique [6]	16
Figure 1.16. Schéma du banc expérimental [8]	16
Figure 2.1. Points particuliers sur la boucle d'hystérésis pour la détermination des paramètres du JA [6].....	22
Figure 2.2. Méthode itérative pour calculer les paramètres du modèle de JA.....	22
Figure 2.3. Cycle élémentaire.....	26
Figure 2.4. Plan de Preisach.....	26
Figure 2.5. Le triangle de Preisach correspondant à la courbe de première aimantation	27
Figure 2.5. Le triangle de Preisach correspondant à la branche descendante du cycle majeur	28
Figure 2.6. Le triangle de Preisach correspondant à la branche ascendante	29
Figure 3.1. Organigramme de calcul du modèle.....	31
Figure 3.2. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Potter	31
Figure 3.3. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Preisach.....	32
Figure 3.4. Organigramme de calcul du cycle d'hystérésis par le modèle de Preisach	32
Figure 3.5. Organigramme de calcul du cycle d'hystérésis par le modèle de JA	33
Figure 3.6. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de JA	34
Figure 3.5. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour le modèle de Preisach	35
Figure 3.6. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour le modèle de JA	36

Figure 3.7. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour les trois modèles.....	36
Figure 3.8. Champ magnétique d'excitation pour la génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs.....	37
Figure 3.9. Génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs par le modèle de Preisach	38
Figure 3.10. Génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs par le modèle de JA	38
Figure 3.11. Comparaisons des résultats théoriques (cycles mineurs)	39
Figure3.12. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de JA ..	39
Figure3.13. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de Potter.....	40
Figure 3.14. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de Preisach.....	40

Sommaire

Introduction générale.....	7
Chapitre1	
1. Notions de Magnétisme.....	9
1.1. Les matériaux magnétiques.....	9
1.1.1. Echelle atomique.....	9
1.1.2. Echelle microscopique.....	9
1.1.3. Echelle macroscopique.....	10
1.2. Processus d'aimantation.....	12
1.3. Classification des matériaux ferromagnétiques.....	15
1.3.1. Matériaux ferromagnétiques doux	15
1.3.2. Matériaux ferromagnétiques durs.....	15
1.4. Pertes magnétiques.....	16
1.4.1. Pertes par courant de Foucault.....	16
1.4.2. Pertes par hystérésis.....	16
1.4.3. Pertes supplémentaires.....	17
1.5. Mesure du phénomène.....	17
1.5.1. Principe de la mesure.....	17
1.5.2. Banc Expérimental.....	17
Conclusion.....	18
Chapitre2	
2.1. Introduction.....	20
2.2. Modèle de Potter.....	20
2.3. Modèle de Jiles-Atherton.....	20
2.3.1. Détermination des paramètres du modèle de JA.....	22
2.3.1.1. Détermination de M_s	22
2.3.1.2. Détermination du paramètre k	22
2.3.1.3. Détermination du paramètre c	23
2.3.1.4. Détermination du paramètre α	23
2.3.1.5. Détermination du paramètre a	24
2.3.2 Identification des paramètres de JA.....	24
2.4. Le modèle classique de Preisach.....	25

2.4.1. Définition du modèle.....	25
2.4.2. Interprétation géométrique.....	26
2.4.3. Détermination de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$	27
2.4.3.1. Expression de la courbe de l'aimantation à partir de la fonction de student [8].....	27
Chapitre3	
3.1. Simulation numérique de l'hystérésis magnétique.....	31
3.1.1. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Potter.....	31
3.1.2. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Preisach.....	32
3.1.3. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Jiles-Atherton.....	33
3.2. Comparaison entre les trois modèles.....	34
3.2.1. Procédures d'identification.....	34
3.2.1.1. Paramètres du modèle de Potter.....	34
3.2.1.2. Identification des paramètres de la fonction de Student.....	34
3.2.1.3. Identification des paramètres du modèle de JA.....	34
3.2.3. Génération des cycles mineurs.....	37
3.2.4. Etude de l'aspect calcul numérique.....	39
Conclusion.....	41
Conclusion générale.....	42
Références bibliographique.....	43

Introduction générale

Les matériaux magnétiques jouent un rôle important dans l'amélioration des performances des systèmes électromagnétiques. Ces matériaux ont un cœur battant, qui est l'hystérésis magnétique. Ce dernier est affecté par plusieurs contraintes telles que : la fréquence, la température et la forme du champ d'excitation appliqué. C'est pour cette raison que de nombreux mathématiciens et physiciens sont intéressés au développement des outils qui sont capables de décrire correctement le phénomène d'hystérésis.

Dans ce travail, trois principaux objectifs étaient fixés à savoir :

- 1- Recherche bibliographique sur les matériaux magnétique
- 2- Modélisation et simulation de l'hystérésis par trois types de modèles
- 3- Comparaison entre les types de modèles.

Pour atteindre les objectifs de ce travail, notre mémoire est divisé en trois chapitres :

Nous présentons dans le premier chapitre, un rappel concernant les matériaux magnétiques, suivit d'une description détaillée du processus d'aimantation, ainsi que le montage utilisé pour les mesurer.

Le chapitre deux concerne la présentation de trois types de modèles d'hystérésis scalaires

Le troisième chapitre est consacré à la mise en œuvre des trois modèles ainsi que la comparaison entre eux

Chapitre 1
Généralités sur les matériaux
magnétique

1. Notions de Magnétisme

Le comportement des matériaux magnétiques est généralement analysé à partir des grandeurs macroscopiques, du champ magnétique auquel ils sont exposés et de l'aimantation qui en résulte. Le rapport entre ces deux grandeurs caractérise l'hystérésis du matériau. Ce phénomène complexe se produit à diverses échelles à retenir [1][2].

1.1. Les matériaux magnétiques

1.1.1. Echelle atomique

Chaque atome possède un moment atomique, contribution d'un moment orbital et d'un moment de spin.

- ✓ Le moment de spin d'un atome résulte de la rotation de ses électrons sur eux-mêmes.
- ✓ Le moment magnétique orbital d'un atome isolé résulte de la rotation de ces électrons autour du noyau.
- ✓ Le moment magnétique total d'un atome est la somme vectorielle de ses deux moments magnétiques atomiques.

$$\vec{m} = \vec{m}_o + \vec{m}_s \quad (1.1)$$

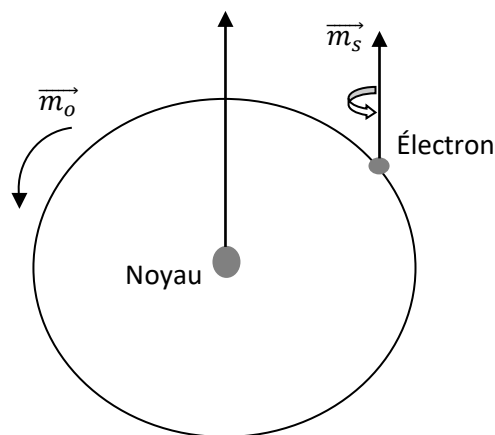


Figure 1.1. Moment magnétique atomique

1.1.2. Echelle microscopique

A l'échelle microscopique, un solide est constitué de groupements d'atomes interagissant et organisés en réseau cristallin. Trois comportements, représentés sur la figure 1.2, sont possibles suivant l'interaction entre atomes adjacents :

Le corps est dit ferromagnétique si tous les moments magnétiques sont alignés parallèlement les uns aux autres, même en l'absence d'un champ externe (Figure 1.2.a).

Le moment magnétique s'accumule dans deux sous-réseaux antiparallèles, mais reste parallèle l'un à l'autre dans chaque sous-réseau. Le moment magnétique résultant est très petit ou nul. Un tel corps est appelé antiferromagnétisme (Figure 1.2.b).

Chapitre1 Généralité sur les matériaux magnétiques

Les moments magnétiques sont placés dans le sous-réseau, mais les moments dans une direction sont différents des moments dans la direction opposée. Par conséquent, le moment total n'est pas nul. Un tel corps est appelé ferrimagnétisme (Figure 1.2.c).

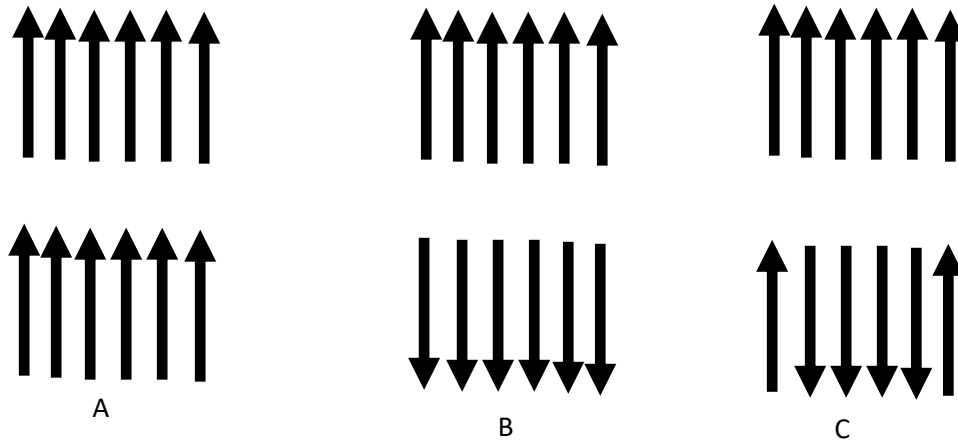


Figure 1.2. Configuration des moments magnétiques dans les corps ferro, antiferro et ferrimagnétique

Ces trois processus résultent du comportement collectif des moments magnétiques associés à l'énergie d'échange. Cela est dû au fort couplage entre les moments magnétiques de spin dû au partage d'électrons entre atomes adjacents. Cette interaction fonctionne sur de courtes distances. Aussi appelée interaction d'échange.

L'aimantation \vec{M} d'un corps est par définition le moment magnétique total par unité de volume (équation 1.2). Cette grandeur vectorielle caractérise l'ordre des moments dans le corps. Elle est exprimée en A/m dans le système international.

$$\vec{M} = \frac{\sum_i^n \vec{m}_i}{V} \quad (1.2)$$

1.1.3. Echelle macroscopique

En 1907. P. Weiss a imaginé un arrangement en domaines (Figure 1.3) dans la matière ferromagnétique pour lever l'incompatibilité entre l'existence de moments atomiques ordonnés et la possibilité d'un état désaimanté. Nous allons énoncer les différentes énergies qui font apparaître ces domaines [3].

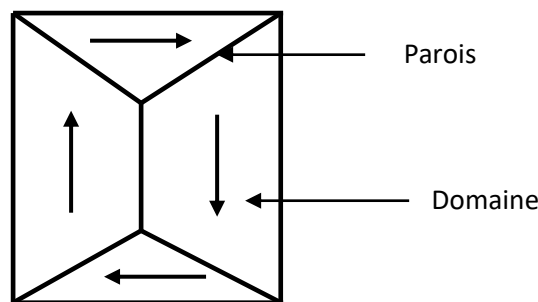


Figure 1.3. Organisation de l'échantillon ferromagnétique en domaines

✚ L'énergie d'échange

C'est l'énergie qui existe en raison de l'interaction des atomes. L'énergie d'échange est liée à la direction du moment magnétique de chaque atome. Il est minimisé lorsque les moments magnétiques de deux atomes adjacents sont orientés dans la même direction et parallèlement.

✚ L'énergie magnétostatique

Il s'agit d'une énergie proportionnelle à l'éloignement des pôles magnétiques. Les moments atomiques étant alignés de manière parallèle et pointant dans la même direction, chaque domaine possède une aimantation et donc un pôle nord et un pôle sud. Par la création de domaines, le système de moment réduit son énergie magnétostatique.

L'énergie est proportionnelle à la distance du pôle magnétique. Comme les moments atomiques sont alignés parallèlement et orientés dans la même direction, chaque domaine est magnétisé et possède donc des pôles nord et sud. En créant un domaine, le système de moment réduit son énergie magnétostatique [4].

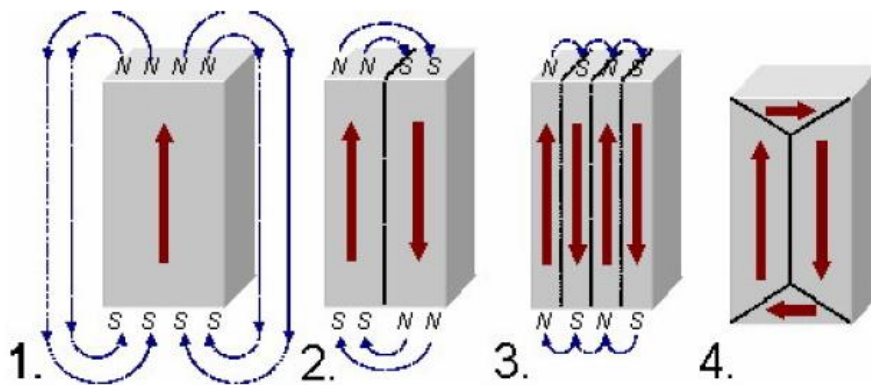


Figure 1.4. Structure en domaines d'un monocristal de fer [4]

Etape 1 : Faible énergie d'échange. Il y a trop d'énergie magnétostatique.

Étapes 2 et 3 : Création d'un domaine de réduction d'énergie statique. D'autre part, il augmente l'énergie d'échange.

Etape 4 : Création de domaines dits de fermeture pour annuler l'énergie magnétostatique. Lorsque l'état d'énergie minimale est atteint, le processus de création de domaine s'arrête.

✚ L'énergie d'anisotropie

Les atomes dans les matériaux magnétiques sont disposés dans une structure spécifique. Les moments magnétiques ont tendance à s'orienter sur les axes de la structure, qu'on appelle alors « axes faciles d'aimantation ». L'énergie nécessaire pour sortir un moment magnétique d'un axe facile.

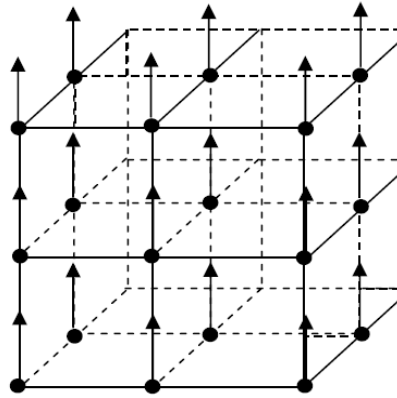


Figure 1.5. Orientation des moments magnétiques dans l'axe facile aimantation sous l'action de l'énergie d'anisotropie

La formation de domaines au sein du système des moments résulte de la compétition entre ces trois types d'énergies, qui vise à minimiser l'énergie totale du système afin d'atteindre un état atomique stable.

Entre chacun de ces domaines, il existe une zone de transition nommée « les parois de Bloch ». On distingue :

- Les parois à 180° qui séparent deux domaines de Weiss, et l'angle de la direction d'aimantation est 180° .
- Les parois à 90° qui séparent deux domaines, et l'angle de la direction d'aimantation est 90° .

⚡ L'énergie Zeeman

Lorsqu'un champ magnétique est appliqué à un monocristal, une énergie supplémentaire appelée énergie de Zeeman s'ajoute à l'énergie interne. Cette énergie a pour effet d'aligner l'aimantation avec le champ extérieur [3].

1.2. Processus d'aimantation (cycle d'hystérésis)

Considérons un échantillon ferromagnétique initialement désaimanté. Ce matériau présente des défauts dans son réseau cristallin (Figure 1.6).

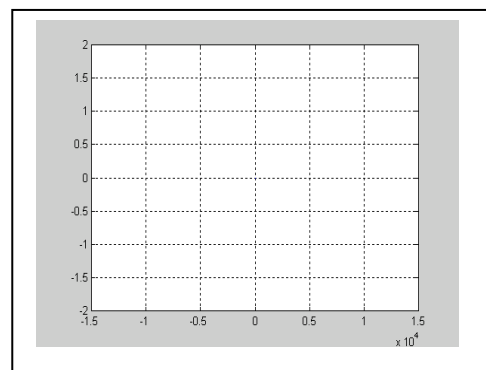
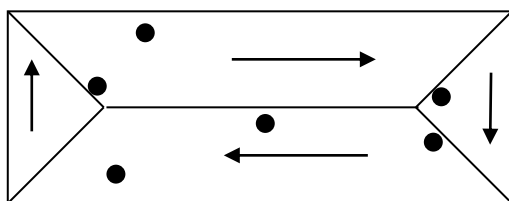


Figure 1.6. Echantillon initialement désaimanté, les points figurent des défauts, correspondance dans le plan (M, H)

Lors de l'aimantation de cet échantillon, trois processus différents peuvent se succéder, selon l'amplitude de l'excitation externe appliquée.



Chapitre1 Généralité sur les matériaux magnétiques

✚ Pour les faibles valeurs de l'excitation

Le déplacement des parois par le champ appliqué, entraîne la croissance des domaines dont l'aimantation a une direction proche de celle du champ appliqué. Cela se fait au détriment des autres domaines (Figure 1.). Le déplacement des parois s'arrête lorsqu'ils rencontrent les défauts du matériau.

Ce processus est réversible, tant que les parois ne rencontrent pas d'obstacle. Aucune perte magnétique ne se produit [3].

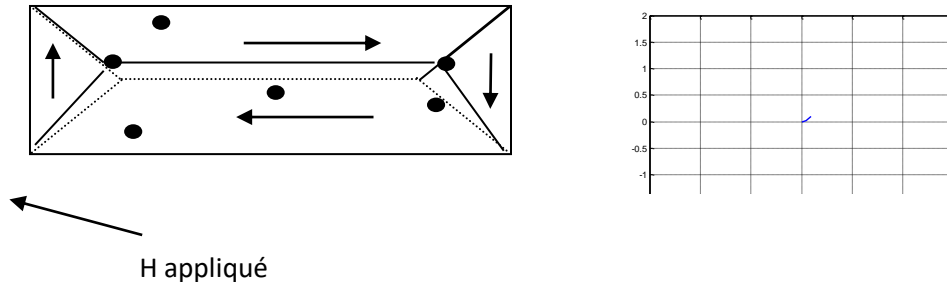


Figure 1.7. Déplacement des parois jusqu'à des zones de blocage

✚ Pour les valeurs intermédiaires de l'excitation

Pour ces valeurs de l'excitation, les parois continuent leurs déplacements jusqu'à ce que tout le volume de l'échantillon soit occupé par le domaine dont l'aimantation a le sens le plus proche de l'excitation imposée. La perte électromagnétique est la plus élevée dans cette zone.

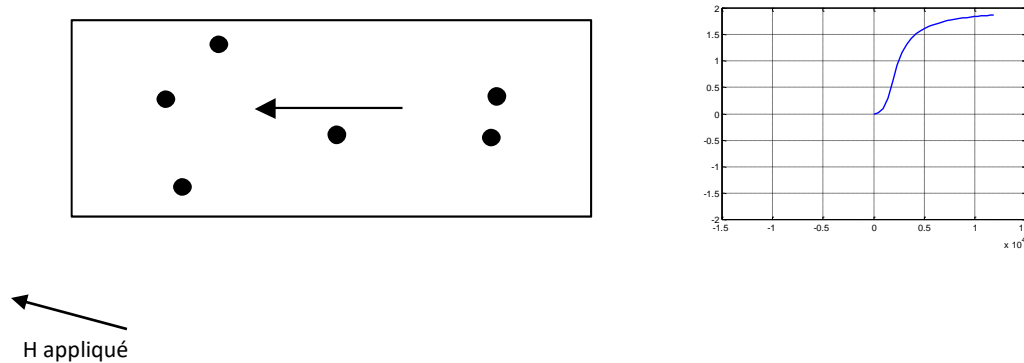


Figure 1.8. Zone de disparition de parois

✚ Pour les fortes valeurs de l'excitation

Le processus final qui a lieu est réversible, il s'agit de la rotation des moments. Si l'échantillon est mono-domaine, sa direction d'aimantation n'est pas nécessairement la direction de l'excitation appliquée. Pour aligner les moments, il faut vaincre l'énergie d'anisotropie cristalline [3].

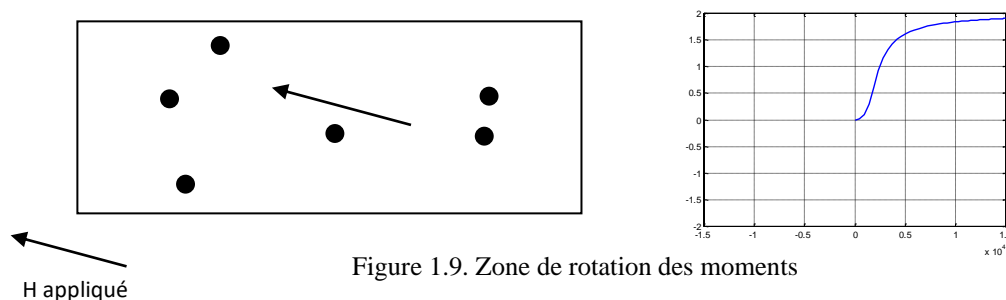


Figure 1.9. Zone de rotation des moments

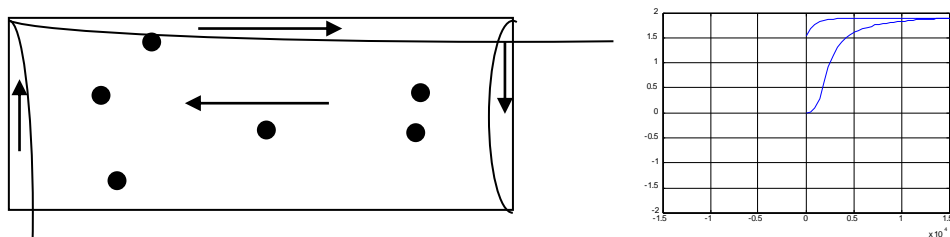
Chapitre 1 Généralité sur les matériaux magnétiques

À ce stade, nous avons atteint l'aimantation à saturation de l'échantillon. C'est une propriété essentielle et fondamentale du matériau. Cela dépend de la température.

A ce niveau, nous avons décrit la courbe de première d'aimantation. L'échantillon est aimanté et fortement saturé en haute. En réduisant l'excitation puis en l'inversant, on peut représenter la branche descendante du cycle majeur.

Branche descendante du cycle majeur

A ce stade, l'irréversibilité du phénomène apparaît. En fait, le passage par zéro de l'excitation se produit lorsque chaque moment atomique revient dans la direction de leur axe de facile aimantation et la réapparition de domaines. Ensuite, nous atteignons l'aimantation rémanente (notée M_r) (Figure 1.10).



Les étapes suivantes du parcours du cycle d'hystérésis majeur sont obtenues en imposant une excitation de même direction mais de sens contraire.

Comme précédemment, les parois vont se déplacer et s'accrocher aux défauts, puis se décrocher en avançant de nouveau. La valeur de l'excitation (Figure 1.11), sur le cycle majeur, pour laquelle l'aimantation passe par zéro est appelée excitation coercitive (notée H_c).

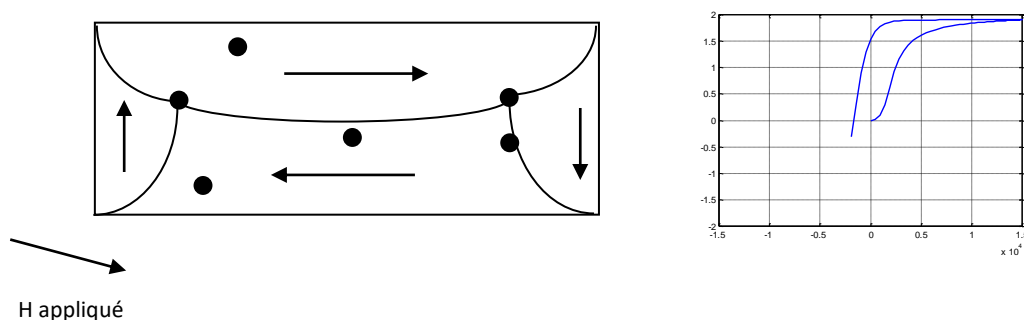


Figure 1.11. Passage par H_c

Les parois se déplacent dans la direction opposée à la zone de haute saturation mentionnée ci-dessus jusqu'à ce qu'ils disparaissent à nouveau (Figure 1.12).

Enfin, la dernière étape est à nouveau la rotation du moment. Cette nouvelle étape place l'échantillon dans un état de saturation basse (Figure 1.13)

Chapitre1 Généralité sur les matériaux magnétiques

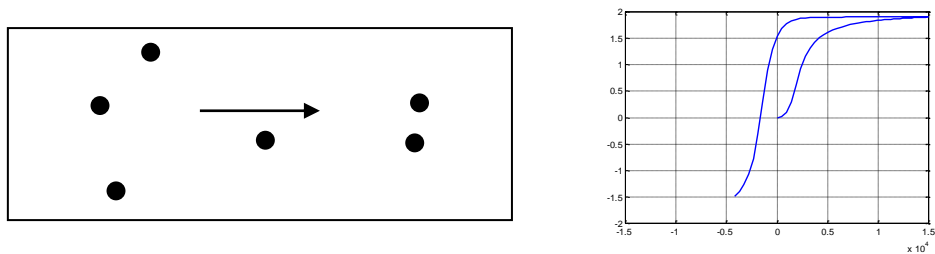


Figure 1.12. Disparition des parois avant saturation basse

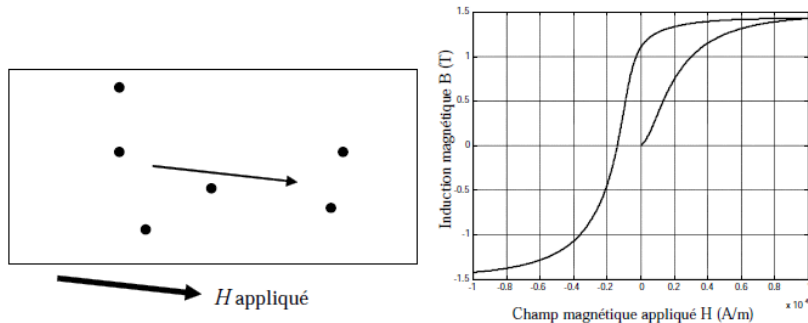


Figure 1.13. Zone de rotation des moments (branche descendante du cycle majeur)

A partir de cet état de saturation, au fur et à mesure que l'excitation augmente, une branche croissante du cycle d'hystérésis s'effectue. Il ferme le cycle majeur [3]. Cette branche est parfaitement symétrique par rapport à la branche descendante (Figure 1.14).

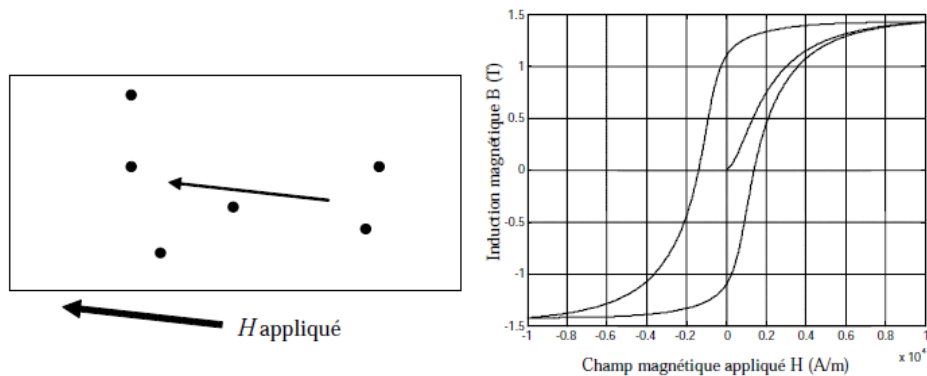


Figure 1.14. Cycle majeur

1.3. Classification des matériaux ferromagnétiques

Compte tenu du cycle d'hystérésis, les matériaux ferromagnétiques peuvent être divisés en deux catégories :

1. Matériaux ferromagnétiques doux :

- B_r plutôt élevée
- H_c plutôt faible
- Surface du cycle d'hystérésis faible.

2. Matériaux ferromagnétiques durs :

- B_r plutôt faible
- H_c plutôt élevée

-Surface du cycle d'hystérésis élevée

1.4. Pertes magnétiques

Lorsqu'un système à base de matériaux magnétiques soumis à un champ d'excitation variable, il est le siège d'une dissipation des pertes appelées pertes magnétiques ou pertes fer [5].

Dans la littérature, nous rencontrons les pertes magnétiques en trois types :

- Pertes par courant de Foucault,
- Pertes par hystérésis
- Pertes anormales

1.4.1. Pertes par courant de Foucault

Une variation de flux magnétique induit une tension. Par conséquent, lorsqu'on utilise un matériau magnétique conducteur dans une application c'est-à-dire, la variation de flux produits des courants de circulation au sein du matériau, proportionnel à la tension induite. La circulation de ces courants induits non désirés provoque un échauffement et donc des pertes qu'on appelle alors pertes par courants de Foucault. Une approche pour le calcul de ces pertes est donnée par [6] :

$$P_c = \frac{\sigma d^2 \omega^2}{24} B_m^2 \left(\frac{W}{m^3} \right) \quad (1.3)$$

Avec d est l'épaisseur de la plaque, ω est la pulsation, σ est la conductivité de la plaque et B_m est l'induction maximale.

1.4.2. Pertes par hystérésis

Les pertes par hystérésis sont associées au mouvement et à la rotation des domaines magnétiques, et dépendent également de la composition et de la taille des grains du matériau.

La figure 1.15 montre une courbe $B(H)$ obtenue expérimentalement lorsqu'un matériau ferromagnétique est soumis à un champ magnétique de basse fréquence ($f=0.5$ Hz) d'intensité H . Dans ces résultats, une basse fréquence est utilisée pour s'assurer que les pertes par courants de Foucault sont négligeables et que seuls les phénomènes d'hystérésis magnétique sont présents.

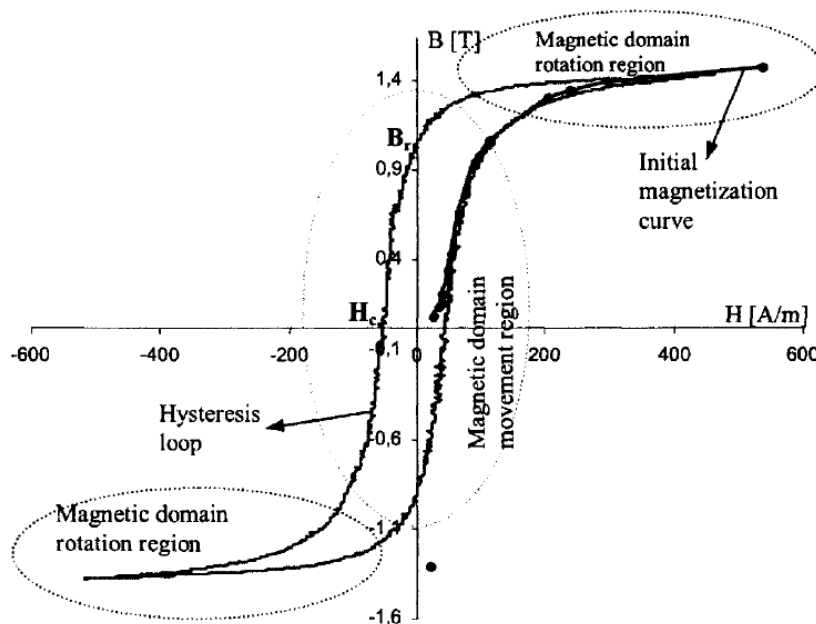


Figure 1.15. Cycle d'hystérésis statique [6]

Chapitre1 Généralité sur les matériaux magnétiques

On montre que, sur un cycle complet, l'énergie qui doit fournir le milieu extérieur pour parcourir un cycle d'hystérésis au sein du matériau, vaut par unité de volume (J/m^3) :

$$W = \oint H dB \quad (1.3)$$

Ce travail est converti en chaleur par l'effet d'aimantation, représente les pertes totales volumiques par cycle. On en déduit également que la puissance moyenne totale dissipée (W/m^3) par le processus d'hystérésis sous l'action d'un champ extérieur périodique de fréquence f est :

$$P_h = f \int H dB \quad (1.4)$$

1.4.3. Pertes supplémentaires

Elles trouvent leur origine au comportement macroscopique à grande échelle de la répartition en domaine magnétiques [7].

Une approximation des pertes supplémentaires est donnée par :

$$P_s = k_s (f B_m)^{\frac{3}{2}} \quad (1.5)$$

Où k_s est le facteur d'anomalie des pertes (le rapport des pertes dynamiques totales aux pertes par courant induit).

1.5. Mesure du phénomène

1.5.1. Principe de la mesure

Supposons un échantillon de matériau ferromagnétique fermé sur lui-même (par exemple de forme torique). On place deux bobines autour de cet échantillon (Figure 1.16).

Les diverses grandeurs qui nous intéressent sont liées par des relations que nous allons discuter. En ce qui concerne le courant, avec une approximation du théorème d'Ampère, en considérant que la ligne de parcours moyen du flux est de longueur l , on peut écrire l'équation (1.6).

$$H(t) = \frac{n_1}{l} I(t) \quad (1.6)$$

Dans cette équation n_1 est le nombre de spires de la bobine d'excitation.

A propos de la tension, celle-ci est due à la variation de flux.

$$U(t) = n_2 \frac{d\varphi(t)}{dt} \quad (1.7)$$

Où n_2 est le nombre de spires de la bobine secondaire. Cette équation dans laquelle apparait le flux φ permet d'obtenir l'induction à partir de l'équation (1.8).

$$U(t) = n_2 S \frac{dB(t)}{dt} \quad (1.8)$$

Dans cette équation S représente la surface de passage du flux, c'est à dire, à basse fréquence la surface du tore.

Nous pouvons donc calculer l'induction et l'excitation à partir de grandeurs électriques mesurables très simplement. Le courant permet de ce montage de déterminer l'excitation (équation (1.6)). La tension permet de déterminer l'induction (équation (1.9)).

$$B(T) = \frac{1}{n_2 S} \int U(t) dt \quad (1.9)$$

1.5.2. Banc Expérimental

Le banc expérimental d'essai que nous avons disposons dans notre laboratoire est constitué de plusieurs appareils pour la mesure et le contrôle. Nous avons choisi la méthode de caractérisation basée sur l'étude d'un échantillon torique supportant un bobinage primaire et un bobinage

Chapitre1 Généralité sur les matériaux magnétiques

secondaire. Un système d'alimentation permet d'imposer des formes d'onde sinusoïdales de courant ou de tension au primaire. Ainsi, l'excitation $H(t)$ est déterminée à partir de l'équation (1.6) et l'induction $B(t)$ à partir de l'équation (1.9). L'acquisition de ces grandeurs s'effectue via un oscilloscope numérique à mémoire. Les données sont ensuite transférées à un PC pour le traitement [8].

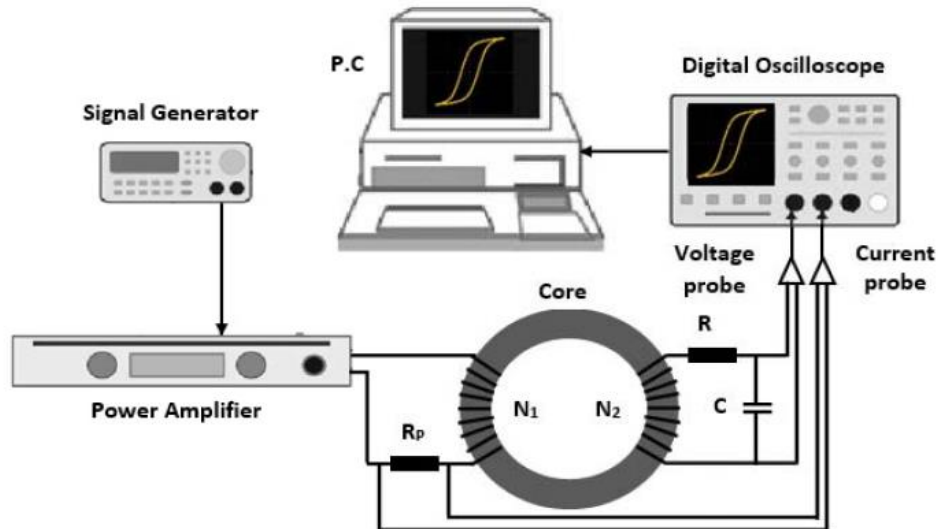


Figure 1.16. Schéma du banc expérimental [8]

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons expliqué les origines du phénomène d'hystérésis magnétique, la variété et la complexité des processus conduisant à ce phénomène. Nous avons mis en évidence les différents paramètres qui caractérisent la forme du cycle d'hystérésis magnétique, les énergies mises en jeu, et qui expliquent les pertes par hystérésis.

La mesure étant une place importante pour l'étude du phénomène objet de notre étude, nous avons aussi évoqué quelques notions de principe de mesure.

Chapitre2

Les modèles statiques d'hystérésis

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

2.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous abordons la description de trois types de modèles décrivant le phénomène d'hystérésis :

- Le modèle analytique de Potter
- Le modèle physique de Jiles-Atherton
- Le modèle mathématique de Preisach

2.2. Modèle de Potter

Le cycle d'hystérésis développé par Potter dans [9-10] est déterminé par (2.1). Pour décrire ce modèle, nous avons besoin des valeurs expérimentales de l'aimantation à saturation M_s , l'aimantation rémanente M_r , du champ magnétique de saturation H_s et du champ coercitif H_c .

$$\mathbf{M}(\mathbf{H}, \alpha) = M_s \left[\text{sign}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh \left(\frac{H_c - \mathbf{H} \text{sign}(\alpha)}{H_c} \tanh^{-1} \left(\frac{M_r}{M_s} \right) \right) \right] \right] \quad (2.1)$$

Avec :

α Vaut ± 1 sur le cycle majeur. Il est redéfini par (2.2) à chaque point de renversement caractérisé par H^* et α^* .

$$\alpha^* = - \frac{2 \text{sign}(\alpha) - \alpha \left[1 + \tanh \left(\left(1 - \text{sign}(\alpha) \frac{H^*}{H_c} \right) \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right) \right]}{1 + \tanh \left(\left(1 + \text{sign}(\alpha) \frac{H^*}{H_c} \right) \tanh^{-1} \frac{M_r}{M_s} \right)} \quad (2.2)$$

L'aimantation \mathbf{M} sera alors calculé en fonction de \mathbf{H} et de α^* . Il est positif lorsque \mathbf{H} est croissant et négatif si \mathbf{H} est décroissant tel que $|\alpha| \leq 1$.

Ensuite, l'aimantation \mathbf{M} est calculée en fonction de \mathbf{H} et α^* . Celle-ci devient positive lorsque \mathbf{H} augmente et devient négative lorsque \mathbf{H} diminue de sorte que $|\alpha| \leq 1$.

2.3. Modèle de Jiles-Atherton

Dans le modèle original de Jiles Atherton (JA) [11], l'aimantation \mathbf{M} est décomposée en deux composantes. La première est la composante réversible (M_{rev}) et la seconde est la composante irréversible M_{irr} , qui correspondent respectivement aux déformations réversible et irréversible du domaine magnétique (voir Figure 8.3). La liaison entre ces deux composantes et l'aimantation anhystérique M_{an} (non hystérique) est basée sur des considérations physiques du processus d'aimantation [6].

2.3.1. Equations du modèle

Les équations du modèle de JA sont :

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (2.3)$$

$$M_{rev} = c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.4)$$

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

$$M_{an} = M_s \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \frac{a}{H_e} \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta} \quad (2.6)$$

Où a, c, k et Ms sont des paramètres déterminés à partir du cycle d'hystérésis expérimental ; δ est un facteur qui prend la valeur +1 pour $\Delta H > 0$ et -1 pour $\Delta H < 0$. H_e Est appelé champ effectif ou champ moyen de Weiss, et est la somme du champ externe (appliqué) H et du champ moléculaire, c'est-à-dire :

$$H_e = H + \alpha M \quad (2.7)$$

Où α est le facteur de couplage entre moment magnétique, qui doit être déterminé expérimentalement.

Nous allons présenter une procédure comment obtenir B à partir du champ magnétique, mais nous devons d'abord manipuler les équations JA pour obtenir une équation différentielle en termes de dM/dH . Substituons l'équation (2.4) dans (2.3) :

$$M = M_{irr} + c(M_{an} - M_{irr}) \quad (2.8)$$

Ensuite, cette dernière équation est dérivée par H :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (2.9)$$

Cette section décrit les termes $\frac{dM_{an}}{dH}$ et $\frac{dM}{dH}$

- Le terme $\frac{dM_{an}}{dH}$

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH}$$

Mais, d'après l'équation (2.7)

$$\frac{dH_e}{dH} = 1 + \alpha \frac{dM}{dH}$$

Et alors :

$$\frac{dM_{an}}{dH} = \frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.10)$$

- Le terme $\frac{dM_{irr}}{dH}$

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \quad (2.11)$$

En remplaçant maintenant les équations. (2.10) et (2.11) dans (2.9) donne :

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) + c \left[\frac{dM_{an}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) - \frac{dM_{irr}}{dH_e} \left(1 + \alpha \frac{dM}{dH} \right) \right] \quad (2.12)$$

Et, isoler $\frac{dM}{dH}$

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e} + c\frac{dM_{an}}{dH_e}}{1-\alpha c\frac{dM_{an}}{dH_e} - \alpha(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e}} \quad (2.13)$$

Il s'agit de l'équation différentielle du modèle de Jiles-Atherton $M(H)$ direct.

Avec :

- L'expression $\frac{dM_{irr}}{dH_e}$ est donnée par (2.6)
- L'expression $\frac{dM_{an}}{dH_e}$ est donnée par l'équation (2.14)

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_s}{a} \left[1 - \coth^2 \frac{H_e}{a} + \left(\frac{a}{H_e} \right)^2 \right] \quad (2.14)$$

Une autre relation importante est obtenue à partir de la substitution de l'équation (2.3) dans l'équation (2.8) [8] :

$$M_{irr} = \frac{M - cM_{an}}{1 - c} \quad (2.15)$$

La solution de (2.13) est nécessaire pour générer le cycle d'hystérésis. L'utilisation d'un tel algorithme pour déterminer le cycle d'hystérésis nécessite la connaissance des différents paramètres M_s , K , a , c , α et a .

2.3.1. Détermination des paramètres du modèle de JA

La génération du cycle d'hystérésis suppose une connaissance exacte des paramètres du matériau. Il faut alors les déterminer à partir de quelques points de mesures.

La première étape consiste à convertir le cycle $B(H)$ en cycle $M(H)$ en utilisant la formule $B = \mu_0 H + \mu_0 M$. L'étape suivante consiste à identifier les différentes variables associées à chaque point du cycle d'hystérésis, comme le montre la Figure 2.1.

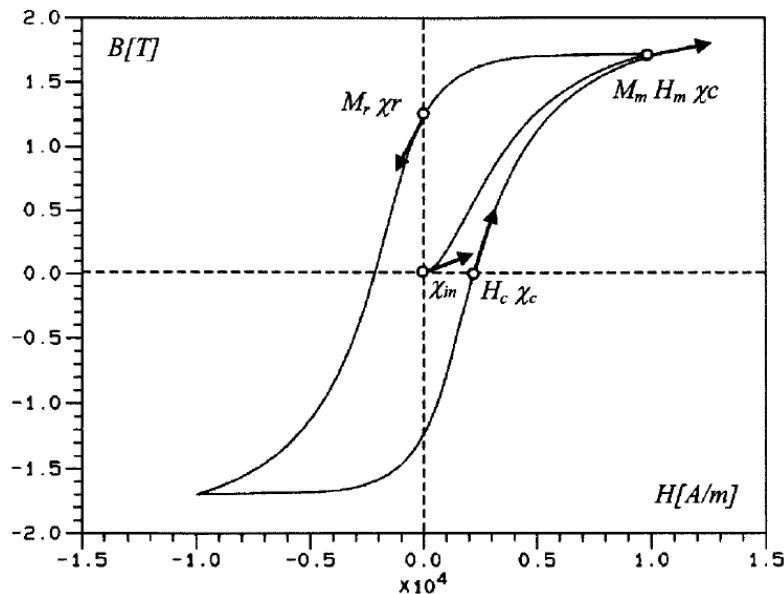


Figure 2.1. Points particuliers sur la boucle d'hystérésis pour la détermination des paramètres du JA [6]

Dans cette figure, les variables X sont des susceptibilités différentielles, c'est-à-dire $\chi = \frac{dM}{dH}$.

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

2.3.1.1. Détermination de M_s

C'est le paramètre le plus facile à identifier. Le plus souvent spécifié par le fabricant. Sinon, il suffit d'appliquer un champ magnétique suffisamment élevé puis de mesurer l'aimantation à saturation correspondante.

2.3.1.2. Détermination du paramètre k

De l'équation (2.6)

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta}$$

Et en utilisant

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \frac{dH_e}{dH}$$

Nous obtenons, d'après Ivanyi :

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} \quad (2.16)$$

Rappelant l'équation (2.9)

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right)$$

Remplaçant ensuite l'expression. (2.16) Avec la formule ci-dessus

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)(M_{an} - M_{irr})}{k\delta - \alpha(M_{an} - M_{irr})} + c \frac{dM_{an}}{dH} \quad (2.17)$$

Le paramètre k est déterminé à partir de la susceptibilité magnétique χ_c au champ magnétique coercitif H_c . Notez que dans ce cas $\delta = +1$.

$$\chi_c = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_c} = \frac{(1-c)[M_{an}(H_c) - M_{irr}]}{k - \alpha[M_{an}(H_c) - M_{irr}]} + c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \quad (2.18)$$

Puisque l'aimantation M est nulle au champ coercitif, l'équation (2.15) devient

$$M_{irr} = \frac{cM_{an}}{1-c} \quad (2.18)$$

En combinant (2.18) et (2.17) on obtient :

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left[\alpha + \frac{1-c}{\chi_c - c \frac{dM_{an}(H_c)}{dH}} \right] \quad (2.19)$$

2.3.1.3. Détermination du paramètre c

L'aimantation réversible due au déplacement réversible de la paroi est déterminée par le paramètre c . Celle-ci est définie selon (2.20) comme le rapport de la sensibilité initiale du matériau χ_{in} à sa sensibilité initiale anhystérétique χ_{an} . L'hypothèse du calcul est que la dérivée de l'aimantation irréversible pour le champ magnétique autour de l'origine est nulle.

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

$$c = \frac{\left(\frac{dM}{dH}\right)_{M=0}^{H=0}}{\left(\frac{dM_{an}}{dH}\right)_{M=0}^{H=0}} = \frac{\chi_{in}}{\chi_{an}} = \frac{3a}{M_s} \chi_{in} \quad (2.20)$$

2.3.1.4. Détermination du paramètre α

Ce paramètre est obtenu en utilisant l'aimantation rémanente M_r de la figure 2.1. A ce point $\delta = 1$, et le champ H est nul. Si $M = M_r$, alors l'équation. (2.15) est

$$M_{irr} = \frac{M_r - cM_{an}(M_r)}{1-c} \quad (2.21)$$

Similaire à la détermination du paramètre k , la susceptibilité magnétique χ_r pour l'aimantation rémanente est décrite comme suit.

$$\chi_r = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{M = M_r} = \frac{(1-c)[M_{an}(M_r) - M_{irr}]}{-k - \alpha[M_{an}(M_r) - M_{irr}]} + c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH} \quad (2.22)$$

En utilisant l'équation (2.21) avec l'équation (2.22), on obtient :

$$M_r = M_{an}(M_r) + \frac{k}{\frac{\alpha}{(1-c)} + \frac{1}{\chi_r - c \frac{dM_{an}(M_r)}{dH}}} \quad (2.23)$$

Si nous connaissons a , k et c , nous pouvons calculer α à partir de l'équation (2.23).

2.3.1.5. Détermination du paramètre a

Pour $M = M_m$, l'équation (2.15) est :

$$M_{irr} = \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{1-c} \quad (2.24)$$

Le paramètre a est obtenu à partir des données à l'extrémité de la boucle d'hystérésis, en supposant qu'à des niveaux de saturation élevés, les susceptibilités hystérétique et anhystérétique sont égales, soit [6] :

$$\left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_m} = \left. \frac{dM_{an}}{dH} \right|_{H = H_m}$$

Dans le cas de l'équation (2.24), la relation d'équivalence avec l'équation (2.18) est la suivante.

$$\chi_m = \left. \frac{dM}{dH} \right|_{H = H_m} = \frac{(1-c) \left[M_{an}(M_m) - \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{1-c} \right]}{k - \alpha \left[M_{an}(M_m) - \frac{M_m - cM_{an}(M_m)}{1-c} \right]} + c \chi_m \quad (2.25)$$

Après quelques opérations algébriques, M_m s'écrit :

$$M_m = M_{an}(H_m) - \frac{(1-c)k\chi_m}{\alpha\chi_m + 1} \quad (2.26)$$

2.3.2 Identification des paramètres de JA

Certains paramètres sont implicitement représentés par d'autres, des calculs numériques itératifs sont donc nécessaires pour les extraire. JA a donc développé un algorithme qui définit ces paramètres à partir des points de mesure. L'organigramme de la figure (2.2) montre différentes étapes pour déterminer les paramètres du modèle [12].

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

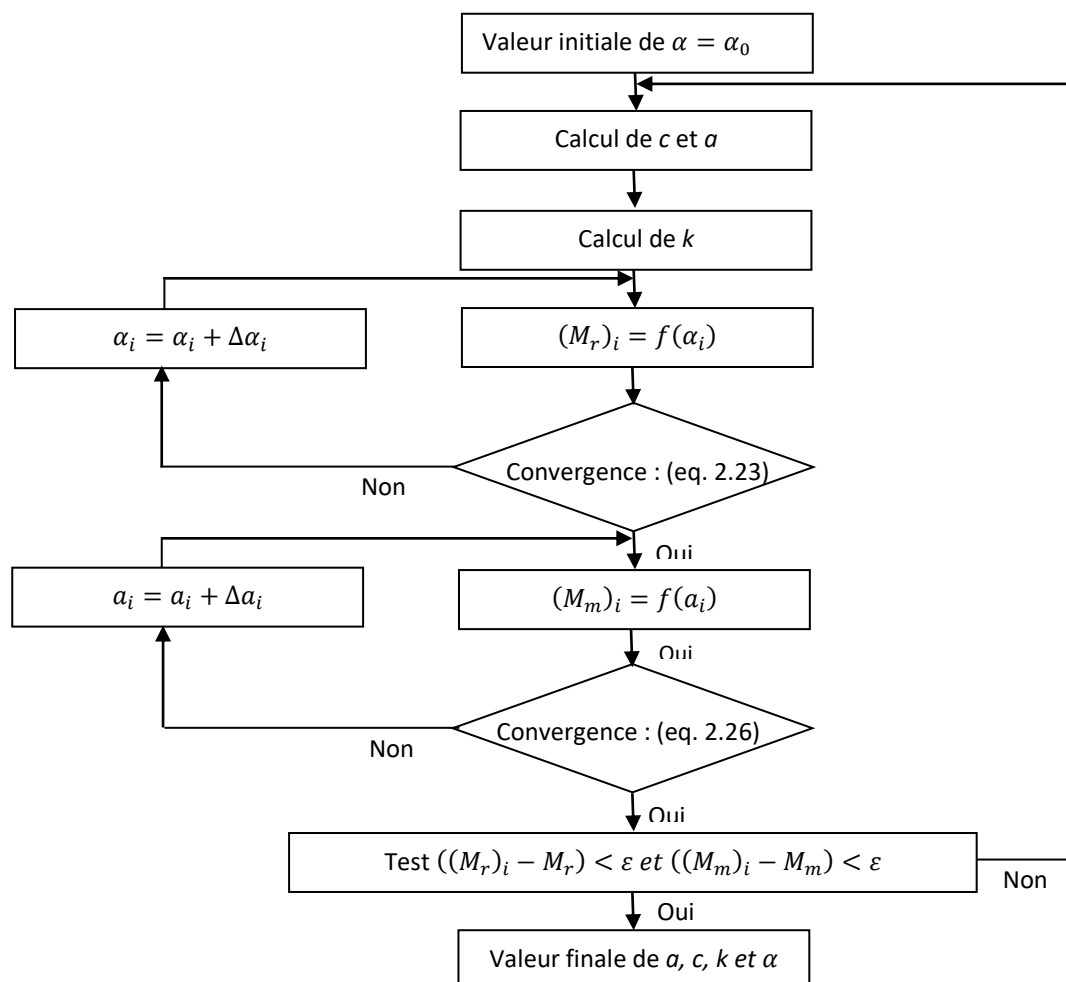


Figure. 2.2. Méthode itérative pour calculer les paramètres du modèle de JA

Cependant, cette méthode est numériquement très instable et peut conduire à des solutions non physiques. Pour éviter ce problème, le chapitre 3 propose une autre méthode. C'est la méthode PSO

2.4. Le modèle classique de Preisach

L'un des modèles les plus couramment utilisés pour représenter l'hystérésis des matériaux magnétiques est sans doute le modèle proposé par le physicien allemand Preisach dans les années 1930 [13], [14]. Son approche purement intuitive est basée sur l'observation du mécanisme d'aimantation.

2.4.1. Définition du modèle

Dans ce modèle, l'état magnétique du matériau à un instant donné est représenté par un ensemble d'entités magnétiques ayant deux états possibles ($M=+1$ ou $M=-1$) régies par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine. Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement haut α et bas β , avec $\beta \leq \alpha$, pour lesquels il y a transition irréversible de l'état bas ($M=-1$) vers l'état haut ($M=+1$) ou inversement. Un tel cycle élémentaire est représenté sur la figure 2.3.

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

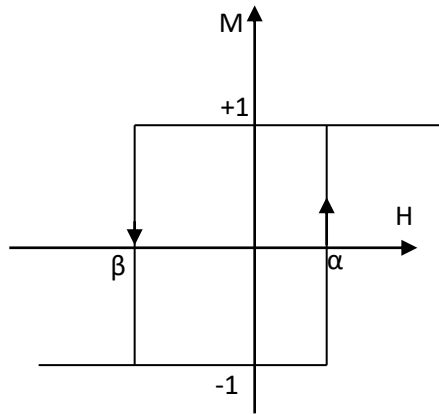


Figure 2.3. Cycle élémentaire

Le calcul de l'aimantation d'un matériau est basé sur la distribution statistique des cycles élémentaires où les variables sont α et β . Soit $\rho(\alpha, \beta)$ cette fonction de distribution. Ceci est également connu sous le nom de densité de Preisach. L'aimantation $M(t)$, résultant de l'application du champ $H(t)$ à l'instant t , s'écrit dans le formalisme donné par Preisach :

$$M(t) = \iint \rho(\alpha, \beta) \varphi_{\alpha\beta}[H(T)] d\alpha d\beta \quad (2.27)$$

Avec :

- $\rho(\alpha, \beta)$ la densité de Preisach,
- $\varphi_{\alpha\beta}[H(T)]$ L'opérateur associé à la particule admettant pour champs de basculement α et β , valant (+1) dans l'état positif et (-1) dans l'état négatif,

2.4.2. Interprétation géométrique

La densité de Preisach $\rho(\alpha, \beta)$ caractérise le matériau. Nous avons vu qu'elle n'est définie que pour $\alpha \geq \beta$. De plus, pour une certaine valeur du champ H_s , le matériau est saturé et tous les opérateurs du modèle ont la même aimantation (+1 ou -1 suivant le signe de H_s). Ainsi, la densité de Preisach présente les propriétés suivantes :

- Elle est définie dans le domaine $S = \{\alpha \geq \beta, \beta \geq -H_s, \alpha \leq H_s\}$
- Le cycle majeur étant symétrique, la densité est symétrique par rapport à la droite $\alpha = \beta$.
- Le cycle majeur étant fermé, la densité est bornée.

Le domaine S représente un triangle dans le plan cartésien $(\alpha\beta)$ appelé plan de Preisach (figure 2.4).

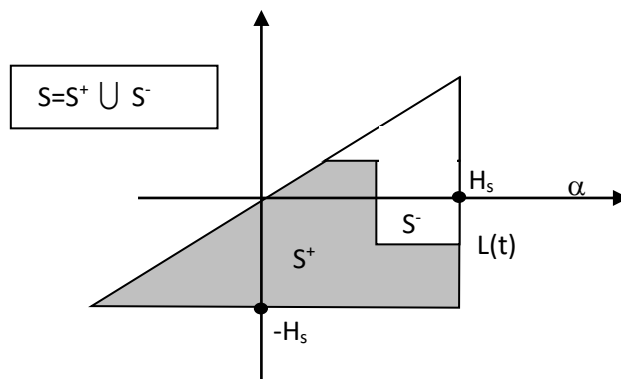


Figure 2.4. Plan de Preisach

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

S est subdivisé en deux parties dont la forme dépend du temps :

- $S^+(t)$ contient tous les opérateurs $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}$ dans l'état +1,
- $S^-(t)$ contient tous les opérateurs $\hat{\gamma}_{\alpha\beta}$ dans l'état -1.

La relation (2.27) peut alors s'écrire

$$M(t) = \iint_{S^+(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{S^-(t)} \rho(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad (2.28)$$

Il apparaît clairement que l'aimantation $M(t)$ dépend uniquement de la répartition du domaine S , et plus précisément de la frontière $L(t)$, séparant les domaines $S^+(t)$ et $S^-(t)$. Cette frontière contient l'histoire du matériau et évolue avec les variations de champ.

2.4.3. Détermination de la fonction de distribution $\rho(\alpha, \beta)$

Une définition complète du modèle de Preisach nécessite une connaissance préalable de la fonction de distribution de Preisach. Il est nécessaire de calculer l'aimantation finale de l'échantillon ferromagnétique décrit en (2.28). Deux lignes de recherche ont été poursuivies pour le déterminer. Le premier est à partir d'un seul ou d'une série de cycles expérimentaux, et le second est d'essayer l'approche à travers des formules analytiques. Dans notre travail, l'intérêt a été porté sur la l'approche analytique et précisément la fonction de student proposée dans [Mourad]. Elle est donnée par l'expression suivante :

$$\rho(\alpha, \beta) = k a \sqrt{a} \left(a + \left(\frac{a}{H_c} - b \right)^2 \right)^{-3/2} \left(a + \left(\frac{a}{H_c} + b \right)^2 \right)^{-3/2} \quad (2.29)$$

Avec :

H_c : champ coercitif

K : paramètre de régulation

$a \in \mathbb{R}_+^*$

$b \in \left[\frac{H_c}{H_s}, \frac{H_s}{H_c} \right]$

2.4.3.1. Expression de la courbe de l'aimantation à partir de la fonction de student [8]

L'association de la fonction de distribution de student (2.29) avec la formulation du modèle de Preisach (2.28) donne l'expression (2.30).

$$M(t) = M(t-1) \pm 2 \iint_{\Delta} \frac{k a \sqrt{a}}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b \right)^2 \right]^{3/2} \left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right)^2 \right]^{3/2}} d\alpha d\beta \quad (2.30)$$

- **Expression mathématique de la courbe de première aimantation**

La courbe de première aimantation est dérivée de l'état démagnétisé d'un échantillon ferromagnétique exposé à un champ magnétique à gradient de zéro pouvant atteindre un champ magnétique saturé (Figure 2.5). La formulation mathématique, correspondante à cette courbe est donnée par l'expression (23.1)

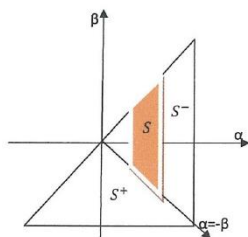


Figure 2.5. Le triangle de Preisach correspondant à la courbe de première aimantation

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

$$M(t) = M(t-1) + 2 \int_{H(t-1)}^{H(t)} \left[\frac{k\sqrt{a}}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b \right)^2 \right]^{3/2}} \left[\frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right) \right)^2}} - \frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-\alpha}{H_c} + b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-\alpha}{H_c} + b \right) \right)^2}} \right] \right] d\alpha \quad (2.31)$$

b. Expression mathématique de la branche descendante du cycle majeur :

La branche descendante du cycle majeur est obtenue par application d'un champ décroissant allant jusqu' à $-H_s$, à partir de l'état saturé de l'échantillon lorsque toute la surface du triangle de Preisach est égale à S_+ est l'histoire du matériau est réduite au champ de saturation $+H_s$ au niveau des maxima et à $-H_s$ à celui des minima (Figure 2.6). Ainsi on décrit l'expression de l'aimantation de la branche descendante par [8] :

$$M(t) = M(t-1) + 2 \int_{H(t-1)}^{H(t)} \left[\frac{k\sqrt{a}H_c}{\left[a + \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right)^2 \right]^{3/2}} \left[\frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{H_s}{H_c} - b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{H_s}{H_c} - b \right) \right)^2}} - \frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right) \right)^2}} \right] \right] d\beta \quad (2.32)$$

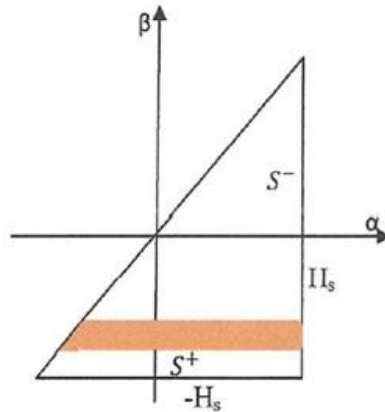


Figure 2.5. Le triangle de Preisach correspondant à la branche descendante du cycle majeur

b. Expression mathématique de la branche ascendante du cycle majeur

Premièrement, la surface totale du plan de Preisach est égale à la surface S^- . Un champ magnétique croissant de manière monotone est appliqué et la zone S_+ augmente progressivement (Fig. 2.6), et l'équation finale de l'aimantation de cette branche est donnée par l'équation (2.33) :

$$M(t) = M(t-1) + 2 \int_{H(t-1)}^{H(t)} \left[\frac{k\sqrt{a}H_c}{\left[a + \left(\frac{\alpha}{H_c} - b \right)^2 \right]^{3/2}} \left[\frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right) \right)^2}} - \frac{\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-H_s}{H_c} + b \right)}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{-H_s}{H_c} + b \right) \right)^2}} \right] \right] d\beta \quad (2.33)$$

Chapitre2 : les modelés statiques d'hystérésis

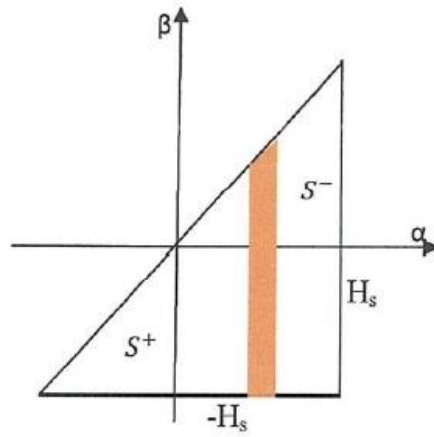


Figure 2.6. Le triangle de Preisach correspondant à la branche ascendante.

Chapitre3

Mise en œuvre des modèles statiques d'hystérésis

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

3.1. Simulation numérique de l'hystérésis magnétique

3.1.1. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Potter

Les différentes étapes pour la construction du cycle d'hystérésis seront représentées par l'organigramme ci-dessous, à partir duquel on peut réaliser un programme sous environnement Matlab, permet de générer des cycles d'hystérésis.

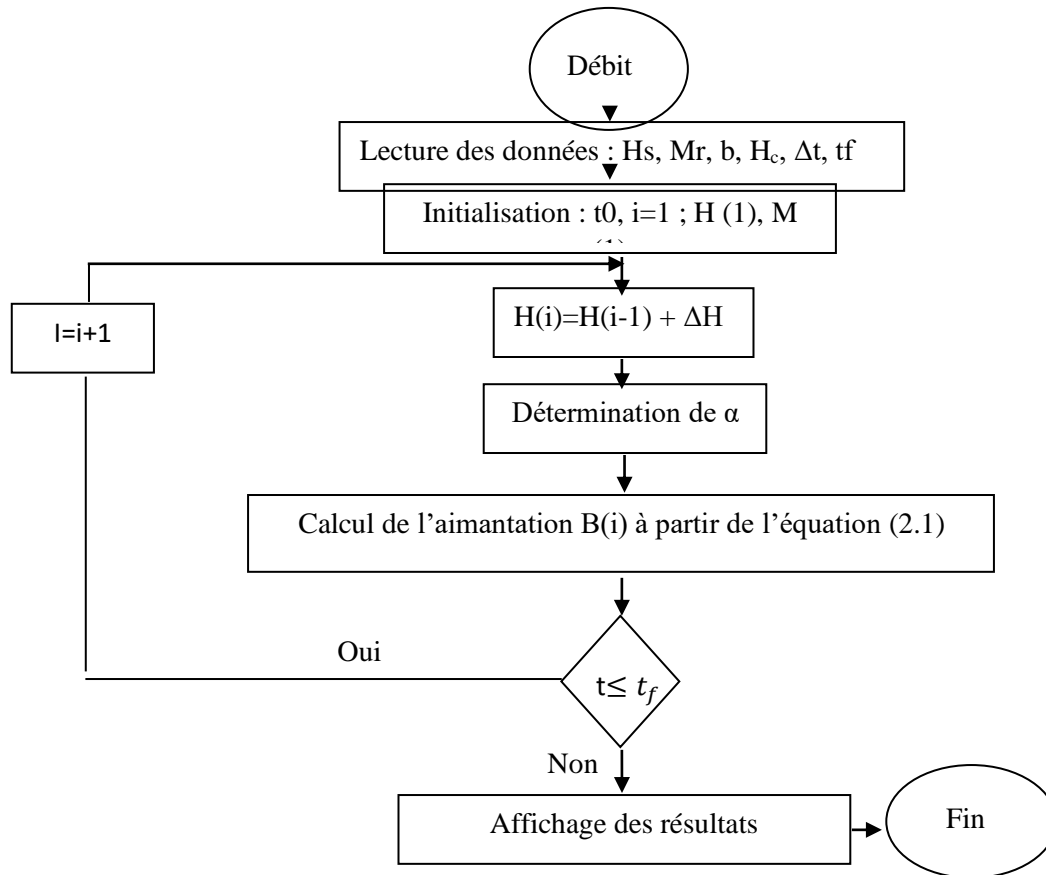


Figure 3.1. Organigramme de calcul du modèle

Le programme que nous avons développé permet de générer des cycles d'hystérésis. La figure 3.2 représente le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique pour une excitation sinusoïdale. Les paramètres du modèle sont : $B_s = 1.9T$, $B_r = 1.3T$, $H_c = 1000 A/m$ et $H_s = 5000A/m$ [10].

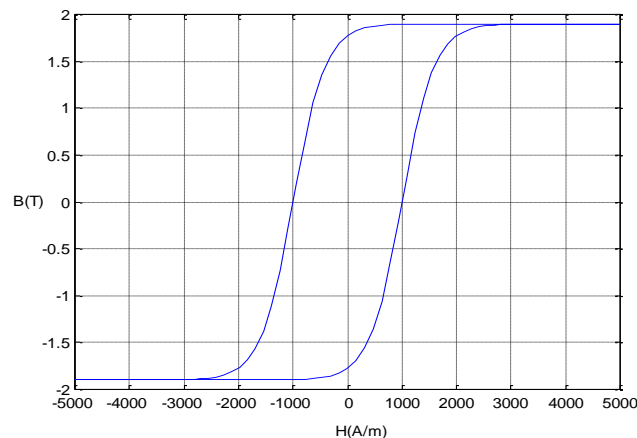


Figure 3.2. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Potter

3.1.2. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Preisach

Les différentes étapes de construction du cycle d'hystérésis sont représentées dans l'organigramme suivant. À partir de cet organigramme, on peut réaliser un programme sous environnement Matlab, permet de générer des cycles d'hystérésis (Figure 3.4).

Le cycle d'hystérésis de la figure 3.3 est obtenu sous l'effet d'un champ d'excitation sinusoïdale. Les paramètres du modèle sont : $a=0.095$, $b=1.035$, $k=4.8841$ et $H_c=135.5A/m$ [8]

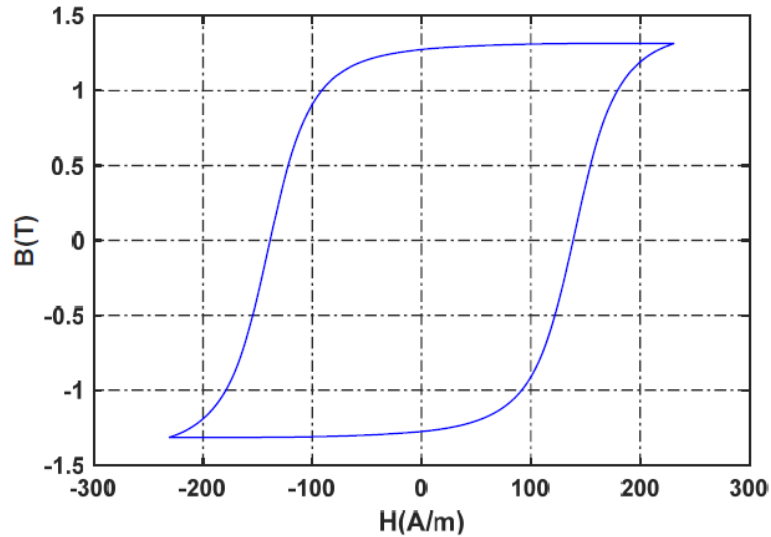


Figure 3.3. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Preisach

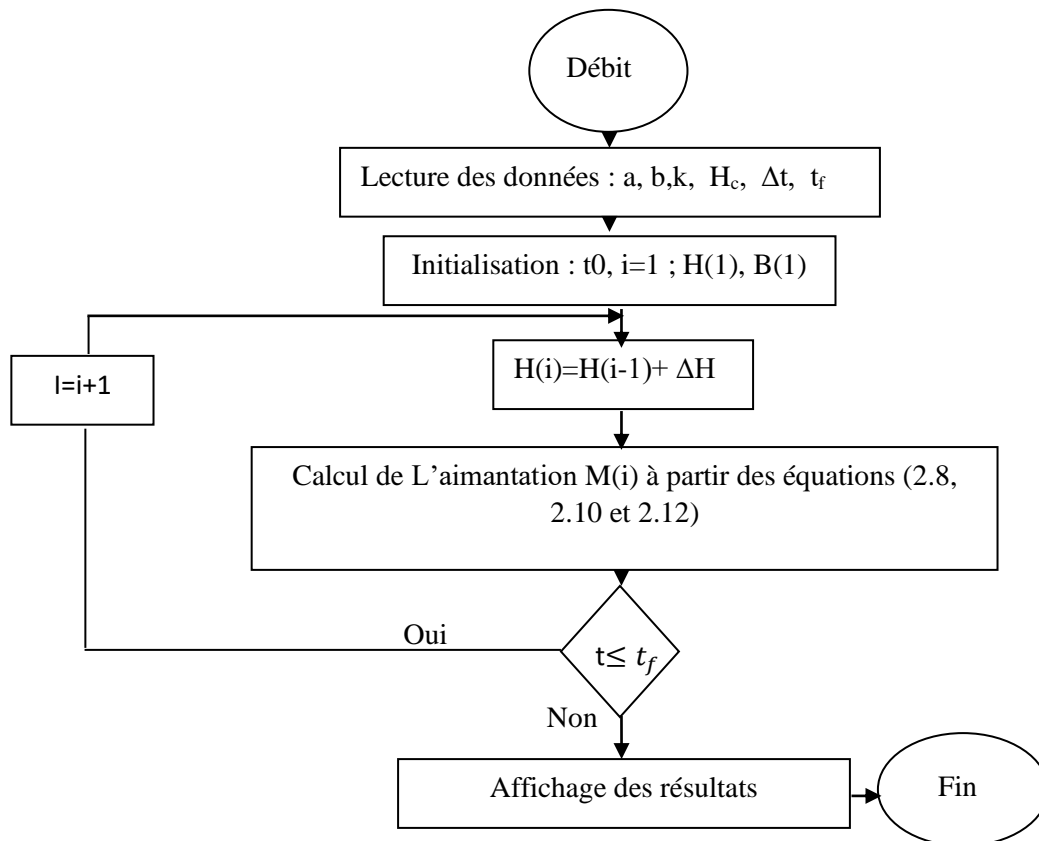


Figure 3.4. Organigramme de calcul du cycle d'hystérésis par le modèle de Preisach

3.1.3. Simulation numérique de l'hystérésis par le modèle de Jiles-Atherton

L'organigramme de la figure 3.5 résume les différentes étapes pour la construction du cycle statique du modèle de Jiles-Atherton. A l'aide de cet organigramme on peut réaliser un programme de calcul sous environnement Matlab qui permet de générer des cycles d'hystérésis, ce programme est basé sur la méthode d'Euler pour la résolution de l'équation différentielle donnant l'aimantation globale du matériau. La figure (3.6) montre le cycle majeur du phénomène d'hystérésis généré par le modèle de JA pour $M_s = 3.034 \cdot 10^6 A/m$, $k = 62.48 A/m$, $a = 112.52 A/m$, $c = 0.483$ et $\alpha = 1.05 \cdot 10^{-4}$.

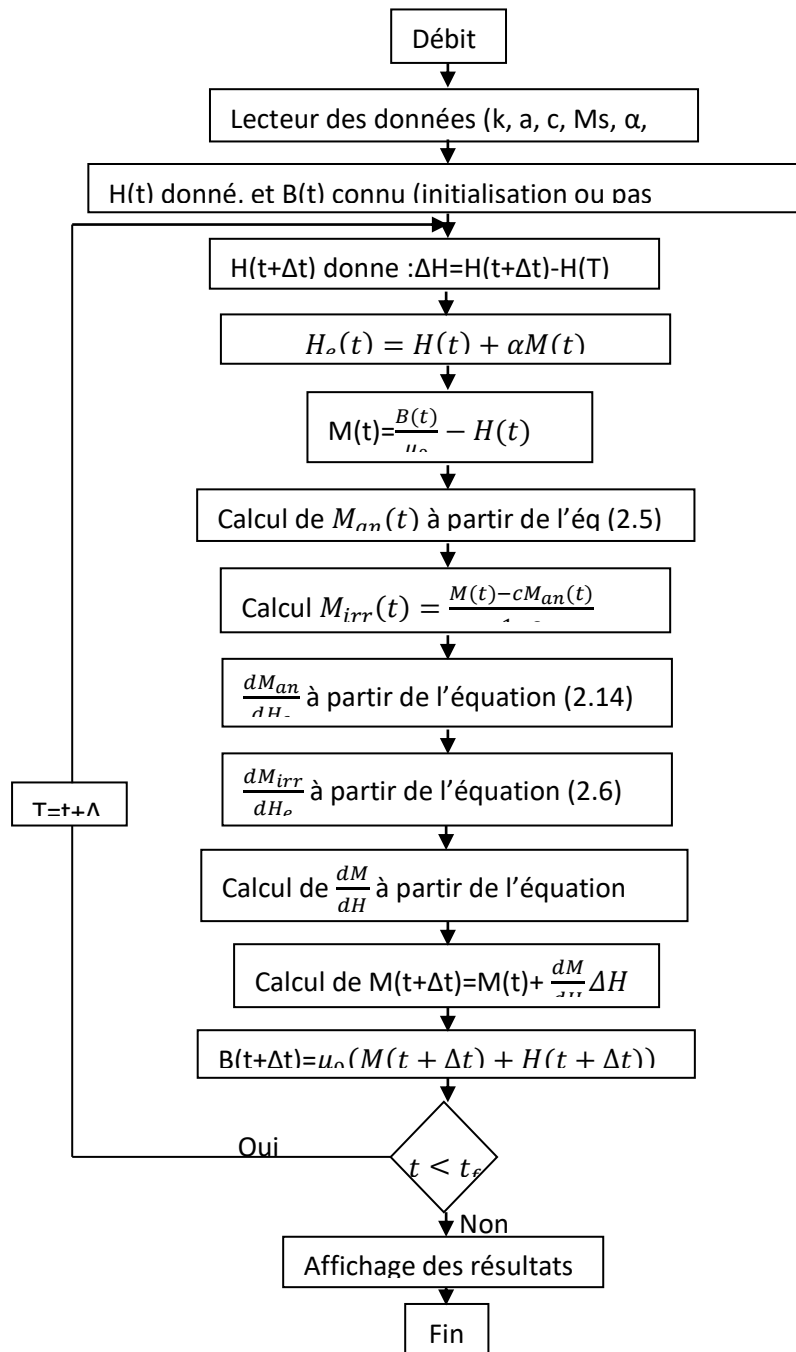


Figure 3.5. Organigramme de calcul du cycle d'hystérésis par le modèle de JA

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

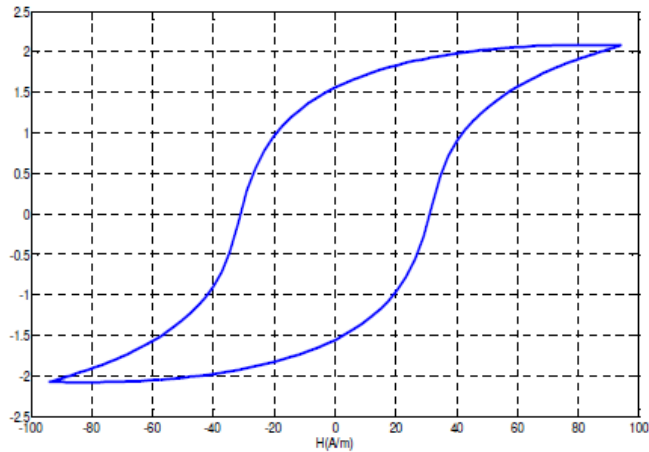


Figure 3.6. Cycle d'hystérésis généré par le modèle de JA

3.2. Comparaison entre les trois modèles

Les grandeurs physiques caractérisant l'échantillon test sont regroupées dans le tableau 3.1

Matériau	Résistivité ($\Omega.m$)	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)	La fréquence (Hz)
Fesi	100	4800	10

3.2.1. Procédures d'identification

3.2.1.1. Paramètres du modèle de Potter

La détermination du paramètre du modèle de Potter la mesure de l'aimantation à saturation, l'aimantation rémanente et le champ coercitif.

Les paramètres du modèle de Potter pour simuler le cycle d'hystérésis de l'échantillon test sont : $H_c = 113A/m$, $B_r = 1.6T$ et $B_s = 2.26T$.

3.2.1.2. Identification des paramètres de la fonction de Student

L'identification des paramètres de la fonction de student nécessite la mesure de l'aimantation à saturation M_s et du champ coercitif H_c . Le facteur k peut être déduit en ajustant le niveau de saturation du cycle simulé par rapport au cycle mesuré. Le paramètre b peut être déterminé en ajustant la valeur du champ coercitif du cycle simulée par rapport au champ coercitif du cycle mesuré. Ainsi que, le paramètre a peut-être déterminé sur l'une des branches du cycle majeur ; dans ce cas, une simple méthode d'optimisation peut résoudre le problème [8].

Les paramètres de la fonction de Lorentz modifiés pour simuler le cycle d'hystérésis de l'échantillon test sont : $a=1.05$ $b=1$ et $k=669.66$.

3.2.1.3. Identification des paramètres du modèle de JA

A partir de données expérimentales relatives à un cycle d'hystérésis, nous appliquons une méthode d'optimisation dite Optimisation par essais particule (PSO) [15], le principe de cette méthode et l'algorithme utilisée pour identifier les paramètres du modèle de JA est bien expliqué dans [16].

Les paramètres du modèle de JA pour simuler le cycle d'hystérésis de l'échantillon test sont : $M_s=3120000 A/m$, $a=78 A/m$, $k=190 A/m$, $c=0.7$ et $\alpha=0.00008$.

Les courbes données dans les figures 3.4, 3.5 et 3.6 représentent la confrontation entre le cycle d'hystérésis mesurées et les cycles d'hystérésis générés par les trois modèles.

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

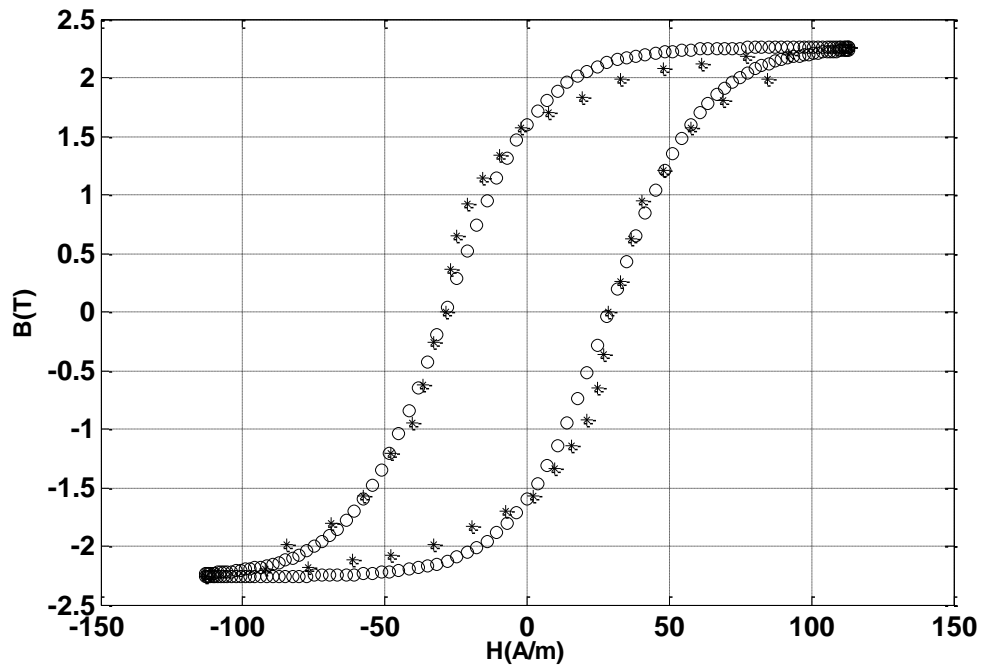


Figure 3.4. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour le modèle de Potter

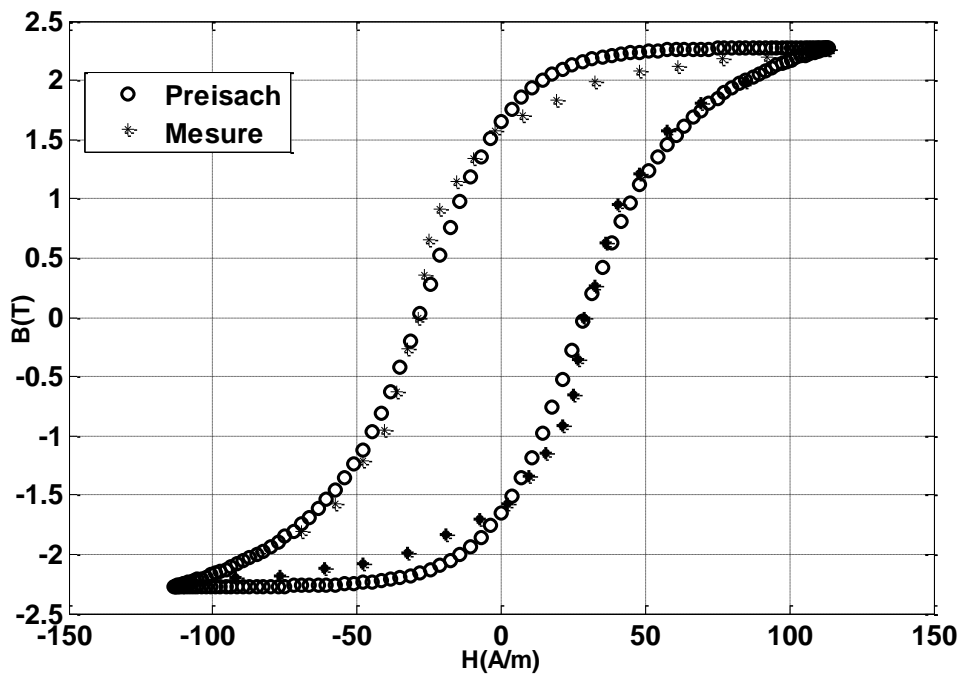


Figure 3.5. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour le modèle de Preisach

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

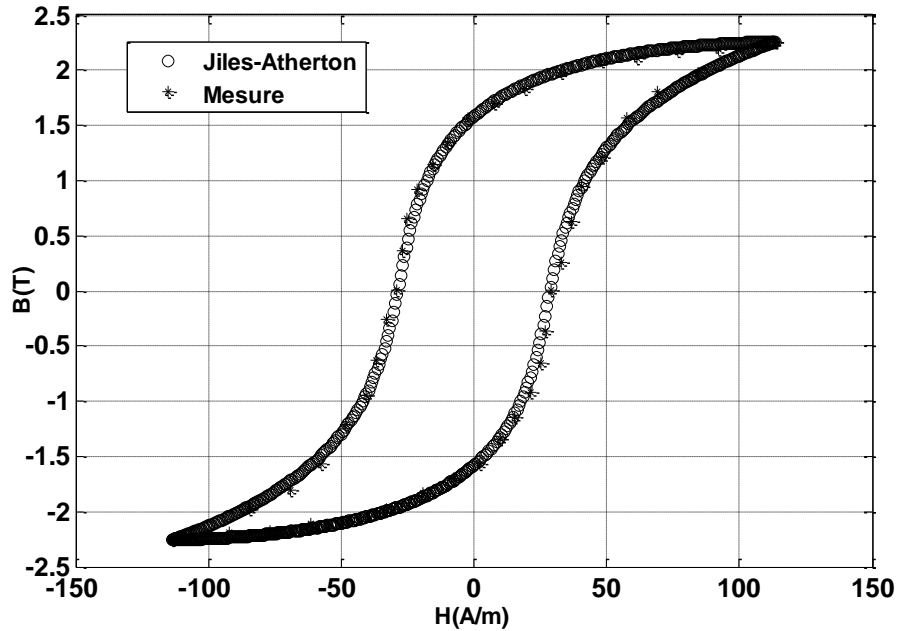


Figure 3.6. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour le modèle de JA

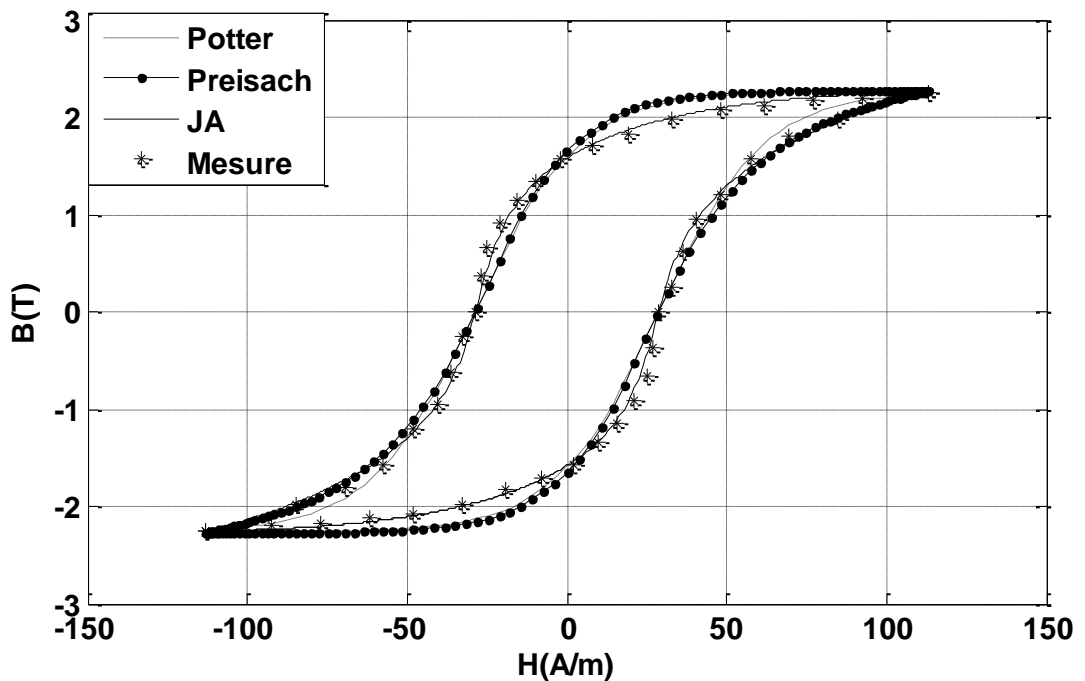


Figure 3.7. Comparaison des cycles expérimentaux et calculés pour les trois modèles

La figure 3.7 montre une bonne correspondance entre le cycle d'hystérésis calculé par le modèle de Jiles-Atherton et le cycle mesuré, par contre nous avons observé une certaine différence entre les cycles simulés par les deux autres modèles (Potter et Preisach) et le cycle mesuré.

Cette différence due à la nature analytique du modèle de Potter et l'utilisation d'une fonction analytique de la distribution de Preisach, mais nous pouvons améliorer ce résultat pour le modèle de Preisach par l'utilisation d'une fonction de distribution de Preisach de type numérique tel que la fonction d'Everett [19].

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

3.2.3. Génération des cycles mineurs

La génération des cycles mineurs a été effectuée en exploitant les trois modèles d'hystérésis lorsque le matériau est excité par une excitation dont la forme est représentée sur la figure 3.8. Les résultats fournis par les trois modèles sont donnés par les figures 3.9, 3.10 et 3.11.

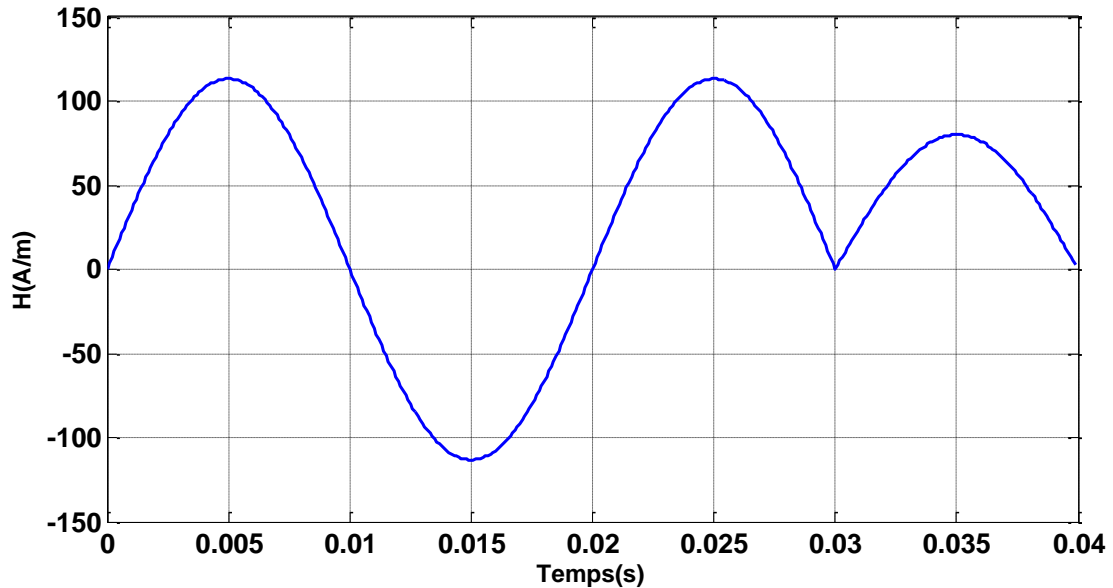


Figure 3.8. Champ magnétique d'excitation pour la génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs

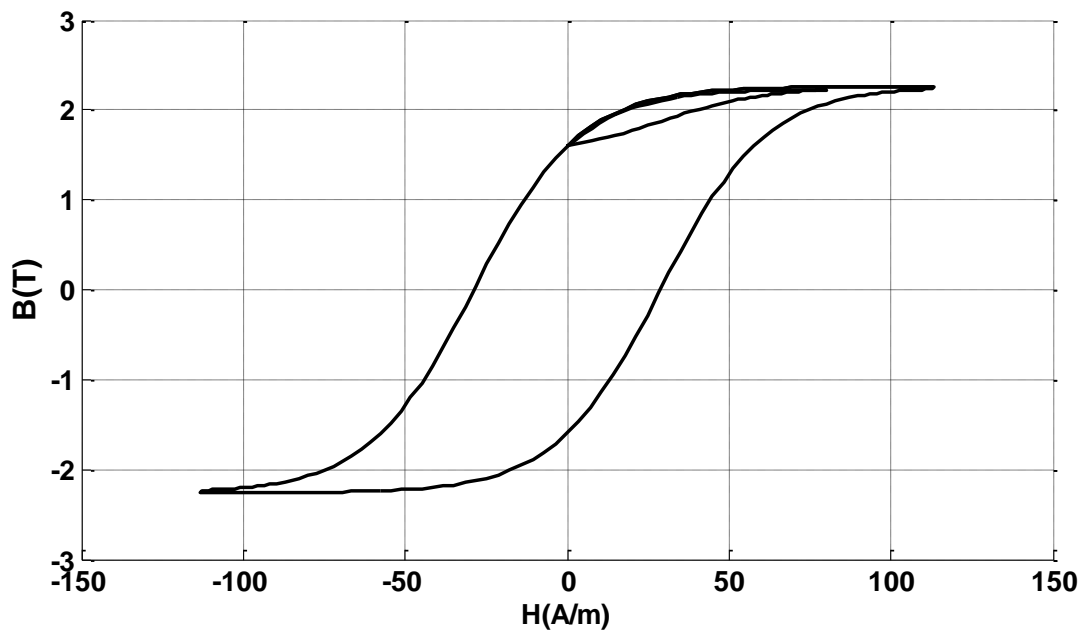


Figure 3.8. Génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs par le modèle de Potter

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

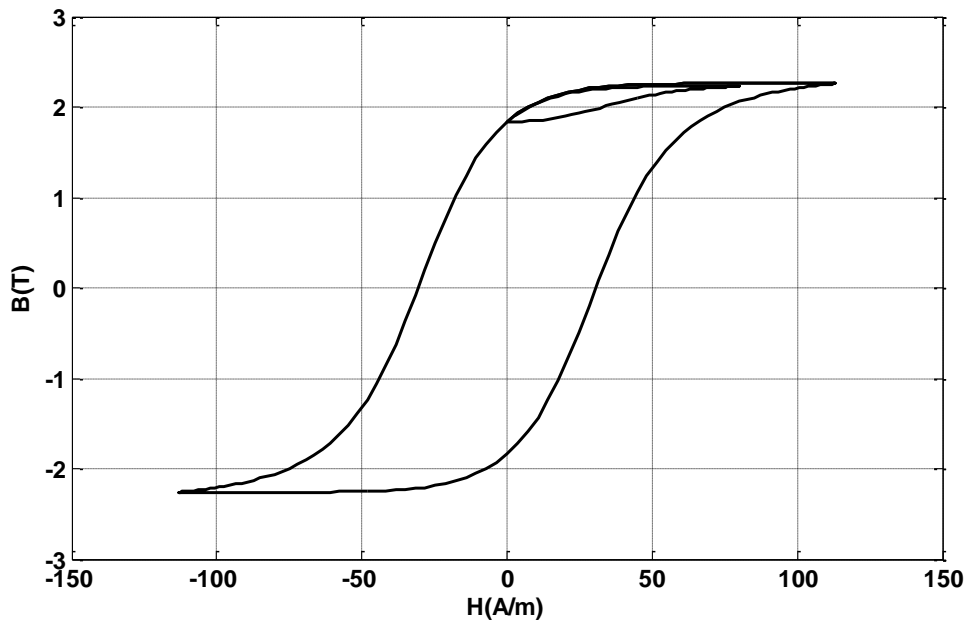


Figure 3.9. Génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs par le modèle de Preisach

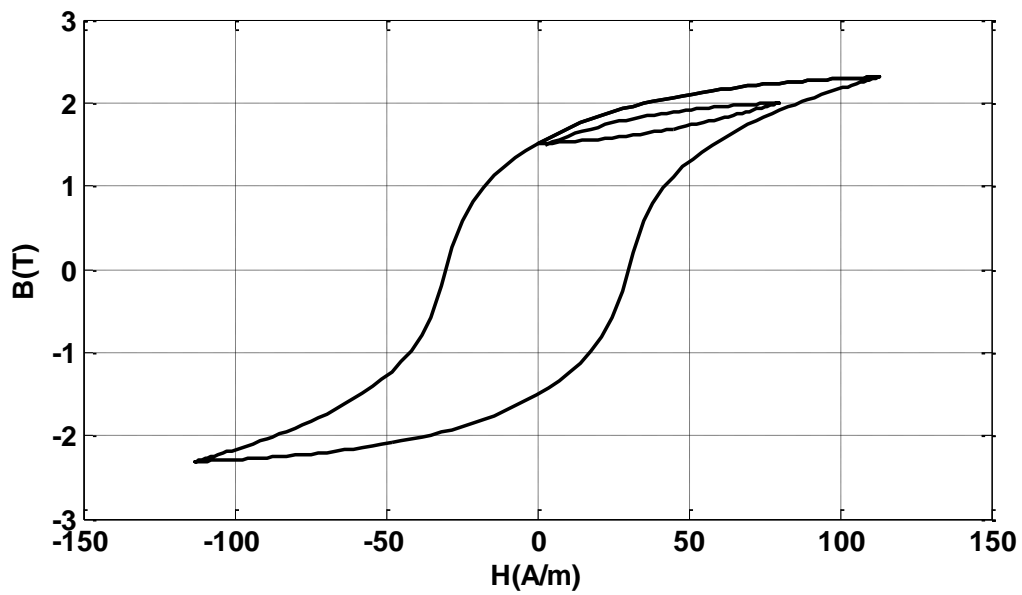


Figure 3.10. Génération des cycles d'hystérésis avec des cycles mineurs par le modèle de JA

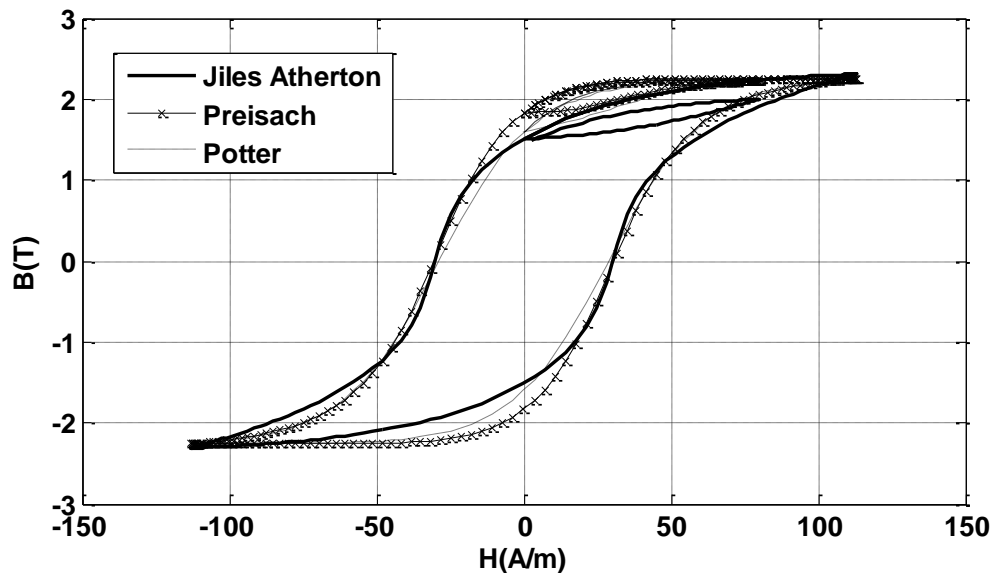


Figure 3.11. Comparaisons des résultats théoriques (cycles mineurs)

Lors de la génération des cycles mineurs, une petite différence apparaît entre les réponses des trois modèles, tels que : Preisach, Potter et Jiles-Atherton (Figure 2.35). Nous constatons que le modèle de Preisach est assez précis dans la restitution des cycles mineurs par rapport aux deux autres, ainsi que le modèle de de Jiles-Atherton donne un comportement non physique lors de la fermeture des cycles mineurs.

3.2.4. Étude de l'aspect calcul numérique

Le modèle de Jiles-Atherton sensible au pas de calcul, en effet, l'utilisation d'un pas de calcul Δ très élevé peut conduire à des déformations non physiques des cycles d'hystérésis (100 points figure 2.12). Par exemple, nous observons sur la figure 2.12 les résultats de trois simulations, un ΔH pour 100 points par période, un ΔH pour 200 points et un ΔH pour 400 points. Il apparaît que la surface du cycle augmente avec le pas de calcul ΔH , un ΔH pour 100 points par période conduire à des déformations non physiques du cycle. Ainsi, il existe un pas de calcul ΔH minimal à partir duquel les cycles d'hystérésis simulés ne se déforment plus. Notre calcul a montré qu'un pas de calcul permettant l'obtention de 400 points par cycle est nécessaire pour avoir un bon compromis entre la précision et les temps de calcul dans cette étude. En revanche, les modèles de Preisach et Potter ne sont pas aussi sensibles au pas de calcul comme le montrent les figures 2.13 et 2.14.

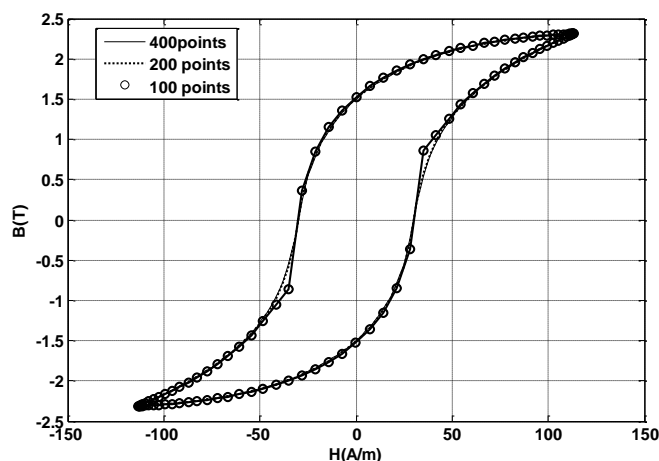


Figure3.12. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de JA

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

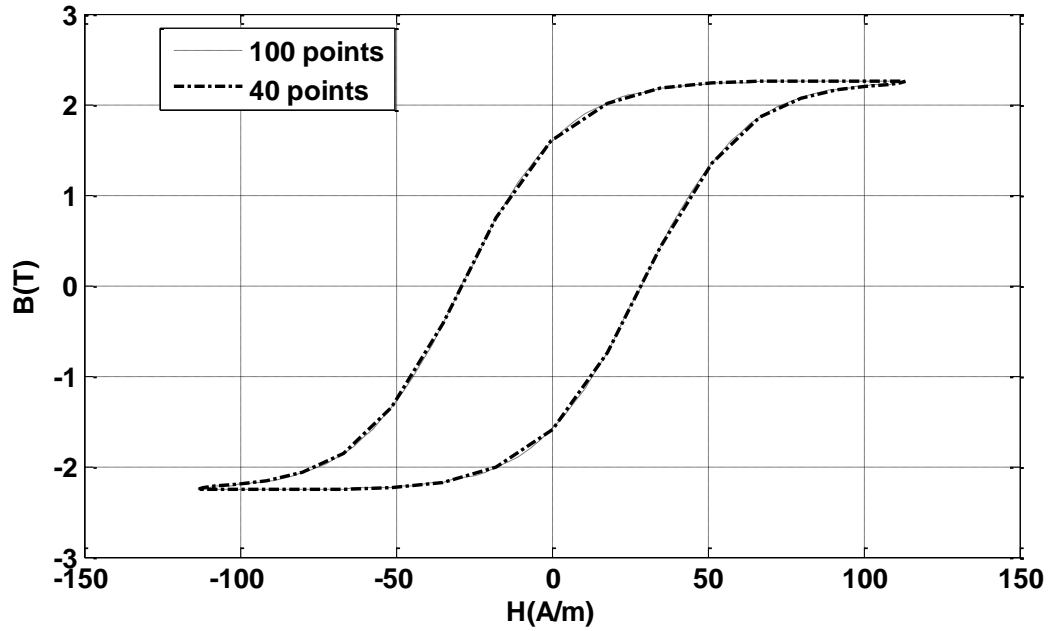


Figure 3.13. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de Potter

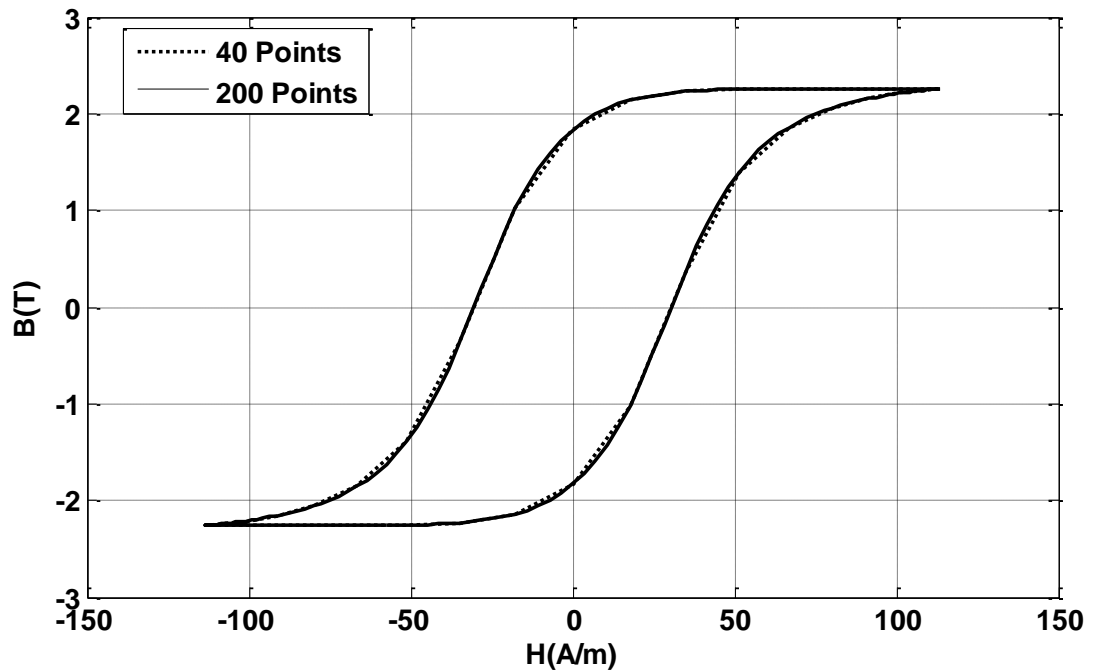


Figure 3.14. Cycles d'hystérésis calculés par des pas de calcul donnant 40 points et 200 points pour le modèle de Preisach

D'après cette étude, les principaux résultats de la comparaison entre les trois modèles d'hystérésis sont résumés dans le tableau 3.2.

Chapitre3 : Mise en œuvre de modèles statiques d'hystérésis

Tableau 3.2. Résumé des résultats de comparaison

	Potter	Preisach	Jiles-Atherton
Identification	3 paramètres simples à calculé	3 paramètres simples à calculé	Procédure d'optimisation pour 5 paramètres
Cycles majeurs	Bons résultats	Bons résultats	Très bons résultats
Cycles mineurs	Fermeture des cycles mineurs	Fermeture des cycles mineurs	Non fermeture des cycles mineurs
Aspect numérique	Nécessite 40 points par cycle mais rapide -simple à implanter numériquement	Nécessite 40 points par cycle mais plus « Gourmand » en temps de calcul -Implantation non aisée	Nécessite 100 points par cycle mais rapide -simple à implanter numériquement

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons comparé trois modèles d'hystérésis parmi les plus couramment rencontrés dans la littérature spécialisée en génie électrique : Le modèle analytique de Potter, le modèle mathématique de Preisach et le modèle physique de Jiles-Atherton. Nous constatons que les résultats du modèle de Jiles-Atherton sont plus précis pour la génération du cycle majeur. Néanmoins, son inconvénient majeur est le problème de non fermeture des cycles mineurs. Nous constatons aussi que les deux modèles Preisach et celui de Potter donne les mêmes résultats.

Conclusion générale

Le travail entrepris dans le cadre de travail a été orienté vers la modélisation du cycle d'hystérésis dans les matériaux magnétiques.

Dans une première étape, est la mise en œuvre de trois modèles d'hystérésis Potter, Preisach et Jiles Atherton par l'écriture de trois programmes informatiques permettant la régénération du cycle d'hystérésis de matériaux magnétiques pour différents champs d'excitations (cycle majeur et cycle mineur).

Dans la seconde étape, nous avons comparé trois modèles parmi les plus couramment rencontrés dans la littérature spécialisée en génie électrique : Le modèle analytique de Potter, le modèle mathématique de Preisach et le modèle physique de Jiles-Atherton.

La comparaison sur un matériau F_{eSi} montré que les résultats, dans le cas d'une excitation sinusoïdale (cycle majeur), pouvaient être très proches en termes de prédiction de cycles. Toutefois, une meilleure précision a été constatée dans le cas du modèle de Jiles-Atherton pour les cycles majeurs. Cet avantage disparaît lorsqu'on utilise les modèles dans le cas des cycles mineurs.

Références bibliographiques

- [1] F. Robert, "Matériaux d'électrotechniques", Traite d'électricité, Volume II, Presses polytechniques Romandes. Troisième édition 1989.
- [2] P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique", Paris Hèmes, 1997.
- [3] Y. Bernard, "Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant compte du phénomène d'hystérésis. Extensions du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ", Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 2000.
- [4] Maxime Dubois « Chapitre 3 Matériaux de l'électrotechnique », Cours IGEE-403-2006.
- [5] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 24, No. 1, pp. 621-630, 1988.
- [6] JOAO Pedro A, Bastos Nelson Sadowski, "Electromagnetic Modeling by finite element methods, ISBN: 0-8247-4269-9, 2003.
- [7] MIOUAT Azouz, "Identification-optimisation paramétrique et Quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux, Mémoire de Master, Université de Batna-2006.
- [8] Dafri Mourad, « Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques sous effets des contraintes thermique et fréquentielle », thèse de doctorat Université de 8 Mai 1945 Guelma, 2021.
- [9] Potter, Sehmilian, « Self consistently computed magnetization patters in thin magnetic recording media », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 7, N^o. 4, pp 873-879, 1971.
- [10] y. Ouled Amour, « 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 Univ. Nantes, 2000.
- [11] Jiles, Atherton, « Ferromagnetic hysteresis », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 19, N^o. 5, pp 2183-2184, 1983.
- [12]] Jiles, Atherton, « Theory of ferromagnetic hysteresis », Journal of Magnetism and magnetic materials Vol. 61, pp 48-60, 1986.
- [13] D. Issak. Mayergoyz, « Mathematical models of hysteresis », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 22, N^o. 5, pp 603-608, 1986.
- [14] R. Eberhart and J. Kennedy, "A new optimizer using particle swarm theory," *MHS'95. Proceedings of the Sixth International Symposium on Micro Machine and Human Science*, 1995, pp. 39-43, doi: 10.1109/MHS.1995.494215.
- [15] R. Marion, R. Scorretti, N. Siauve, M. Raulet and L. Krahenbuhl, "Identification of Jiles–Atherton Model Parameters Using Particle Swarm Optimization," in *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 44, no. 6, pp. 894-897, June 2008, doi: 10.1109/TMAG.2007.914867.
- [16] A. Benabou, "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul par éléments finis", Thèse de doctorat, Univ. Lille1, 2002.