

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieure et de la Recherche Scientifique
Université Mohammed Seddik Benyahia Jijel



Faculté des Sciences et de la Technologie

Département d'Electrotechnique

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du diplôme de Master 2

Spécialité : Electrotechnique

Option : Electrotechnique Industrielle

Thème

Méthodes d'identification préliminaires des paramètres de Jiles-Atherton

Présenté par :

Boukemma abdelheq

Dirigé par :

M^{me}:Dounia Amieur-Sedira

Promotion 2020

Université Mohamed Seddik Ben Yahia – Jijel

Remerciements

Tout d'abord, louange à « ALLAH » qui nous a guidé sur le droit chemin tout au long du travail et nous a inspiré les bons et les justes réflexes. Sans sa miséricorde, ce travail n'aura pas abouti.

*Nous tenons à exprimer mes remerciements et notre gratitude à M^{me} **Amiour-Sedira Dounia**, pour tous ses efforts, ses conseils, son soutien moral et scientifique nous a permis de mener à terme ce travail.*

Nos vifs remerciements vont également aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce travail.

nos vifs remerciements vont également à l'ensemble des enseignants du département de Génie Electrique de l'université Mohamed Seddik ben Yahia de Jijel, pour la formation qu'ils nous ont assuré au long de notre cursus universitaire et tous ceux à qui nous devons notre formation.

Pour terminer, nous tenons à remercier tous nos collègues et nos amis pour leur soutien moral et à tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à :

Mes parents, qui ont su me motiver afin de réussir dans ma vie, qui ont consacré leur vie en pour mon bonheur et mon bien être.

Mes sœurs et frères, mes amis qui ont toujours été d'un grand appui pour moi.

*Mon encadreur Madame, **Amiour-Sedira Dounia** qui m'a été d'une grande aide durant la réalisation de ce mémoire.*

Mes enseignants, mes amis et mes collègues durant les cinq années de ma formation

Enfin, tous ceux qui ont participé de près ou de loin à l'élaboration de ce travail.



Sommaire

Introduction générale	1
-----------------------------	---

Chapitre I

Matériaux magnétiques

I.1. Introduction	3
I.2. Définitions	3
I.2.1 Matériaux Magnétiques	3
I.2.2 L'induction l'aimantation et la polarisation magnétique.....	3
I.2.3 La perméabilité magnétique	4
I.2.4 La susceptibilité magnétique :	4
I.3 L'aimantation à l'échelle atomique	4
I.4 L'aimantation à l'échelle microscopique	5
I.4.1 Courbe de 1ère aimantation	5
I.4.2 Origine des domaines	6
I.4.2.1 Energie d'anisotropie magnétocristaline	6
I.4.2.2 Energie magnétostatique.....	6
I.4.2.3 Energie d'échange	7
I.4.2.4 Energie magnétostrictive	7
I.5 L'aimantation à l'échelle macroscopique.....	7
I.5.1 Domaines magnétiques.....	7
I.5.2 Cycles d'hystérésis	8
I.6 Types des matériaux magnétiques	8
I.6.1 Matériaux Diamagnétiques.....	9
I.6.2 Matériaux Paramagnétiques	9

I.6.3 Matériaux antiferromagnétiques.....	10
I.6.4 Matériaux ferrimagnétiques.....	11
I.6.5 Matériaux ferromagnétiques.....	11
I.7 Classification des matériaux ferromagnétiques.....	12
I.7.1 Matériaux doux.....	12
I.7.2 Matériaux durs.....	13
I.8 Conclusion.....	13

Chapitre II

Modèle de Jiles-Atherton

II.1 Introduction.....	14
II.2 Définitions.....	14
II.3 Aimantation du modèle de Jiles -Atherton.....	14
II.3.1 Aimantation Anhystérétique.....	15
II.3.2 Aimantation irréversible.....	16
II.3.3 Aimantation réversible.....	16
II.3.4 Aimantation totale.....	16
II.3.5 Algorithme de résolution de l'équation de J-A.....	16
II.4 Influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis.....	18
II.4.1 Effet du paramètre k	19
II.4.2 Effet du paramètre α	19
II.4.3 Effet du paramètre a	20
II.4.4 Effet du paramètre c	21
II.5 Conclusion.....	22

Chapitre III

Identification des paramètres de Jiles-Atherton

III.1 Introduction.....	24
III.2 Procédures d'identification	24
III.2.1 Première méthode d'identification.....	24
III.2.2 Deuxième méthode d'identification.....	24
III.2.3 Méthode proposée	25
III.3 Expression des paramètres	25
III.3.1 Détermination de l'aimantation à saturation M_s	26
III.3.2 Détermination du paramètre c	26
III.3.3 Détermination du paramètre a	26
III.3.4 Détermination du paramètre k	27
III.4 Résultats de simulation	27
III.4.1 Application sur un cycle de référence.....	27
III.4.2 Application sur un cycle expérimental	28
III.4.3 Identification des paramètres du matériau sans prise en compte de l'aire de l'hystérésis.....	29
III.4.4 Identification des paramètres du matériau avec prise en compte de l'aire de l'hystérésis	30
III.5 Conclusion	32
Conclusion générale.....	33

Liste des Tableaux

Tableau I.1 : Exemples des matériaux diamagnétiques et leurs susceptibilités.....	9
Tableau I.2 : Exemples des matériaux paramagnétiques et leurs susceptibilités.....	10
Tableau I.3 : Susceptibilité à température ambiante de quelques éléments purs paramagnétiques.....	10
Tableau III.1 : Paramètres identifiés et paramètres de la référence.....	27
Tableau III.2 : Points caractéristiques du cycle de la référence et du cycle modélisé.....	28
Tableau III.3 : Points de mesures et susceptibilités magnétiques.....	29
Tableau III.4 : Paramètres identifiés sans prise en compte de l'aire d'hystérésis.....	29
Tableau III.5 : paramètres obtenu.....	30
Tableau III.6 : Points caractéristiques du cycle expérimental et des cycles modélisés..	31

Liste des Figures

Figure I.1: Mouvement d'un électron dans un atome.....	4
Figure I.2 : Processus d'aimantation d'un corps ferromagnétique	5
Figure I.3 : Décomposition de la courbe de première aimantation.....	6
Figure I.4 : a) Domaines magnétiques, b) Changement d'orientation des moments magnétiques à travers une paroi de Bloch.....	7
Figure I.5 : Cycle d'hystérésis	8
Figure I.6 : Matériaux diamagnétiques	9
Figure I.7 : Matériaux paramagnétiques.....	9
Figure I.8 : Matériaux antiferromagnétiques.....	10
Figure I.9 : Matériaux ferrimagnétiques	11
Figure I.10 : Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau ferromagnétique.....	11
Figure I.11 : a) Variation de l'aimantation et b) La susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux ferromagnétiques.....	12
Figure I.12 : Classement des matériaux magnétiques.....	12
Figure II.1: Implémentation numérique du modèle de J-A.....	17
Figure II.2 : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériaux doux : $k = 500$, $c = 0,1$, $\alpha = 0,001$, $a = 1000$, $H_s = 5000$ A/m, $B_s = 1.8$ (T).....	18
Figure II.3 : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériaux dur $k = 2000$, $c = 0,1$, $\alpha = 0,001$, $a = 1000$, $H_s = 5000$ A/m, $B_s = 1.8$ (T).....	18
Figure II.4 : L'effet du paramètre k sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : pour $k = 500$ A/m, cas (b) : Pour $k = 1000$ A/m, cas (c) : Pour $k = 1500$ A/m, cas (d) : Pour $k = 2000$ A/m.....	19
Figure II.5 : L'effet du paramètre α sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : Pour $\alpha = 0,001$,	

cas (b) : Pour $\alpha = 0,002$, cas (c) : Pour $\alpha = 0,0014$, cas (d) : Pour $\alpha = 0,0016$).....	20
Figure II.6 : L'effet du paramètre a sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : Pour a = 1000 A/m, cas (b) : Pour a = 1500 A/m, cas (c) : Pour a = 2000, cas (d) : Pour a = 2500)....	21
Figure II.7 : L'effet du paramètre c sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : Pour c = 0.3, cas (b) : Pour c = 0.5, cas (c) : Pour c = 0,65 cas (d) : Pour c = 0,8).....	22
Figure III.1 Courbe d'hystérésis avec les susceptibilités différentielles utilisées pour la détermination des paramètres.....	26
Figure III.2 Cycle de référence et cycle modélisé.....	28
Figure III.3 Courbes expérimentales du cycle d'hystérésis et de la première aimantation.....	29
Figure III.4 : Cycle mesuré et cycle modélisé.....	30
Figure III.5 : Courbe d'hystérésis expérimentale et courbes modélisées.....	31

Introduction générale

Introduction générale

Les dispositifs électromagnétiques représentent l'essence de l'industrie mondiale. Les innovations techniques et technologiques exigent des conditions de fonctionnement optimisées, afin de relever le défi exigé par les utilisateurs au niveau de la quantité et de la qualité. Pour cela, avant de passer à la phase de production de tout dispositif électromagnétique, il est primordial de construire une modélisation numérique robuste basée sur le comportement du matériau magnétique. Dans la littérature, plusieurs modèles ont été proposés et étudiés dans de grandes applications des matériaux. Ils peuvent être scindés en deux familles, la première est analytique elle offre une implémentation confortable en code éléments finis, mais toujours limité à une magnétisation faible ou élevée de la description du comportement. La deuxième famille est basée sur des considérations physiques, ceux-ci sont considérés comme les modèles les plus robustes et les plus fiables pouvant être appliqués sur des matériaux magnétiques doux et durs.

Le modèle de Jiles-Atherton [1] est l'un des modèles physiques les plus répandu et le plus complet actuellement. En effet, il peut être utilisé pour la représentation du comportement magnétique des matériaux sous différentes conditions de fonctionnement statique, dynamique, thermique et magnétostrictif. Cependant, son application n'est possible que si on passe par un processus d'identification de ses paramètres. Cette tâche est très complexe en raison la forte dépendance des paramètres les uns aux autres. Le premier travail réalisé dans ce sujet est basée sur une procédure itérative [2]. Elle conduit à une bonne approximation des valeurs des paramètres, mais présente souvent des problèmes de convergence et peut engendrer une instabilité numérique. La deuxième méthode a été proposé dans [3], c'est une méthode d'identification préliminaire des paramètres bien plus simple, qui est basée sur un calcul analytique, les résultats obtenus peuvent être utilisés pour définir l'intervalle des paramètres, afin de procéder après à une optimisation par des méthodes d'optimisation stochastique comme les algorithmes génériques et les réseaux de neurones. Il en résulte une solution précise en un temps très court.

L'objectif de ce travail de fin d'étude est de proposer une amélioration de la deuxième méthode proposée dans [3] afin de permettre une meilleure estimation préliminaire des paramètres de Jiles-Atherton.

Le mémoire développé comporte trois chapitres :

Dans le premier chapitre nous présentons des notions de base sur le comportement physique des matériaux magnétiques à l'échelle atomique, l'échelle microscopique et l'échelle macroscopique. Nous décrivons le processus d'aimantation des matériaux ferromagnétiques et brièvement les matériaux usuels utilisés actuellement dans l'industrie.

Le deuxième chapitre est divisé en deux parties, la première est consacrée à la description de l'origine physique du modèle d'hystérésis statique de Jiles-Atherton et du développement des équations qui le régissent. Dans la deuxième partie, nous mettons en évidence les résultats obtenus lors de l'implémentation du modèle de J-A dans un code de calcul dans le logiciel Matlab et les résultats de l'effet de la variation des paramètres sur l'allure de la courbe d'hystérésis.

Deux volets sont abordés dans le troisième chapitre, le premier traite la méthode d'identification présentée dans [3] et la contribution que nous avons apportée. Dans le deuxième volet nous procédons à la validation de la procédure proposée en comparant les courbes modélisées par des courbes de mesures.

Chapitre I

Matériaux magnétiques

I.1. Introduction

L'intérêt des hommes pour le magnétisme date de l'antiquité. On ne sait pas si c'est en Grèce, en Egypte, en Amérique centrale ou en Chine que fut les premières découvertes de ce phénomène.

Le premier pionnier du magnétisme moderne fût William Gilbert (1544-1603) [4]. Depuis le 18^{ème} siècle plusieurs physiciens se sont succédé pour améliorer les recherches et établir des lois facilitant la compréhension de ce phénomène. Parmi ceux qui ont réussi à inscrire leur nom dans l'histoire on peut citer J. C. Maxwell, H. Oersted, M. Faraday, A.M. Ampère, P.S Laplace, P. Curie, Lorentz, Weiss et L. Néel. Les études effectuées commencent par la compréhension du phénomène à l'échelle atomique du matériau et se terminent à l'échelle macroscopique.

Ce premier chapitre est consacré à la présentation de quelques définitions des différentes grandeurs liées au phénomène d'aimantation, l'origine du magnétisme et le processus d'aimantation d'un matériau ferromagnétique seront très bien décrit en détail. A la fin du chapitre on va aborder les différents types de matériaux magnétiques, leurs classifications et leur domaine d'application dans l'industrie.

I.2. Définitions

I.2.1 Matériaux Magnétiques

Soumises à une induction magnétique, certaines substances se mettent à produire elle-même, dans le volume qu'elles occupent et à l'extérieur une induction magnétique. On dit qu'elles s'aimantent ou se polarisent magnétiquement, il s'agit d'une propriété générale de la matière, toute fois cette propriété ne se manifeste très visiblement que dans certains matériaux appelés matériaux magnétiques.

I.2.2 L'induction l'aimantation et la polarisation magnétique

L'induction est une grandeur très importante en magnétisme. Dans un matériau magnétique elle est exprimée par [5] :

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0 H + J \quad (I.1)$$

Où μ_0 : est la perméabilité du vide et égale : $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7} \text{ H/m}$

M : est l'aimantation magnétique qui est donnée par l'expression :

$$M = \frac{dm}{dv} \quad (I.2)$$

Où $d\mathbf{m}$ est le moment magnétique contenu dans le volume élémentaire dv .

\mathbf{J} : est la polarisation magnétique, qui est donnée par :

$$\mathbf{J} = \mu_0 \cdot \mathbf{M} \quad (\text{I.3})$$

I.2.3 La perméabilité magnétique

On appelle perméabilité magnétique absolue μ la grandeur :

$$\mu = \mu_0 + \chi = \mu_0(1 + \chi_r) \quad [\text{H/m}] \quad (\text{I.4})$$

La perméabilité magnétique relative μ_r est définie par :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (\text{I.5})$$

I.2.4 La susceptibilité magnétique :

On appelle susceptibilité magnétique absolue χ , le rapport :

$$\chi = \frac{\mathbf{J}}{\mathbf{H}} \quad (\text{I.6})$$

I.3 L'aimantation à l'échelle atomique

Les électrons dans un atome ont deux mouvements régis par les lois de la physique quantique.

- **Mouvement de spin** : C'est la rotation de l'électron e^- sur lui-même, qui provoque un moment magnétique de spin \mathbf{M}_s .
- **Mouvement orbital** : C'est la rotation de l'électron e^- , charge électrique négative autour du noyau et qui induit un moment magnétique orbital \mathbf{M}_o .

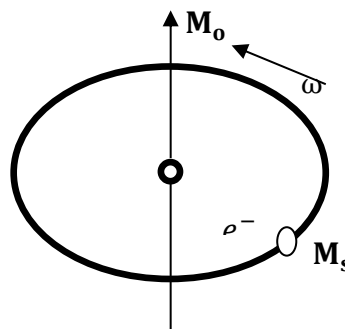


Figure I.1 Mouvement d'un électron dans un atome.

Dans un atome, les différents moments magnétiques se composent pour donner un moment magnétique atomique \mathbf{M}_a .

$$\mathbf{M}_a = \sum \mathbf{M}_s + \mathbf{M}_o \quad (\text{I.7})$$

I.4 L'aimantation à l'échelle microscopique

I.4.1 Courbe de 1^{ère} aimantation

On distingue trois phases de première aimantation d'un matériau ferromagnétique.

- **Champ d'excitation faible :** L'induction obtenue est très faible, cette zone est appelée zone de Rayleigh, elle est caractérisée par un très faible déplacement de paroi, ce processus est réversible.
- **Champ intermédiaire :** La présence de défauts dans le corps comme les joints de grain ou les impuretés empêche l'avancement des parois, donc une énergie plus grande doit être dépensée pour qu'elles puissent franchir ces obstacles. Le changement d'aimantation qui en résulte est brutal et irréversible.
- **Champ fort :** Les moments quittent progressivement la direction de facile aimantation la plus favorable pour se rapprocher de la direction du champ appliqué en luttant contre les forces d'anisotropie magnéto cristallin. Ce dernier processus décrit la rotation des moments qui est un mécanisme réversible.

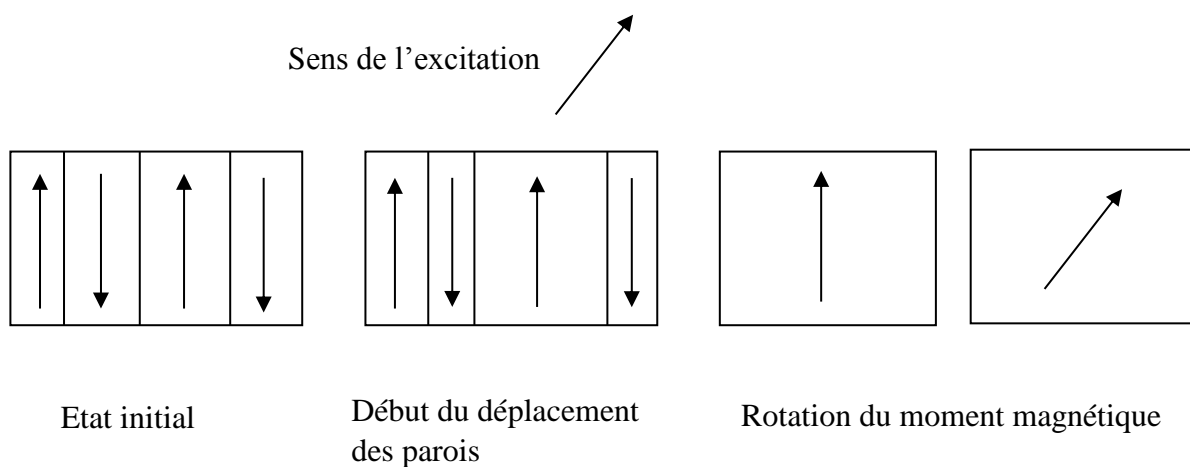


Figure I.2 Processus d'aimantation d'un corps ferromagnétique.

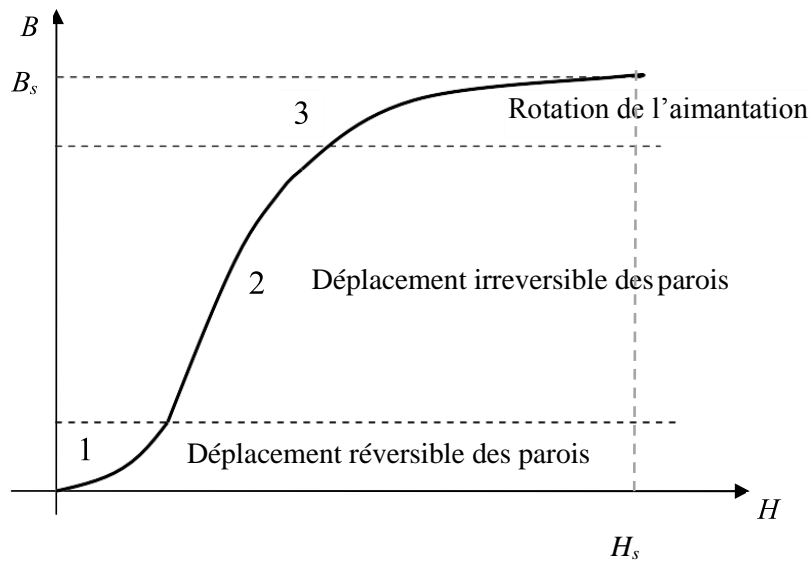


Figure I.3 Décomposition de la courbe de première aimantation [5].

I.4.2 Origine des domaines

L'existence des domaines s'explique par l'établissement d'un état dans lequel la somme des énergies créées par ce phénomène est minimale (L.D. Landau et E. Lifshitz, 1931) [7].

L'énergie interne associée à la structure des domaines, W_{im} comprend 4 termes [8] :

$$W_{im} = W_{an} + W_{ms} + W_{ec} + W_{mt} \quad (\text{I.8})$$

Avec : W_{an} l'énergie d'anisotropie, W_{ms} l'énergie magnétostatique, W_{ec} l'énergie d'échange et W_{mt} l'énergie magnétostrictive.

I.4.2.1 Energie d'anisotropie magnéto cristalline

Les moments magnétiques ont des directions préférentielles selon lesquelles ils s'orientent, ces axes sont appelés axes de facile aimantation. Plus les moments sont proches de ces axes plus l'énergie magnéto cristalline est faible. Dans le fer par exemple l'énergie W_{an} est minimale selon la direction $\langle 100 \rangle$.

I.4.2.2 Energie magnéto statique

Un matériau de dimension finie, ayant une polarisation \mathbf{J} voit apparaître dans son volume un champ démagnétisant H_d dont la direction est opposée à celle de \mathbf{J} . La source de création de ce champ est l'énergie magnéto statique, elle a pour but de diviser le cristal en domaines

I.4.2.3 Energie d'échange

Cette énergie résulte de l'interaction des moments magnétiques. Elle passe par un minimum lorsqu'ils sont parallèles [7].

I.4.2.4 Energie magnétostrictive

La magnétostriction est une variation dimensionnelle liée à la polarisation. C'est l'énergie élastique associée aux déformations et contraintes ayant pour origine la magnétostriction [8].

I.5 L'aimantation à l'échelle macroscopique

I.5.1 Domaines magnétiques

En 1907 P. Weiss émet l'hypothèse que les matériaux ferromagnétiques se divisent en régions très petite qu'on appelle « **domaines magnétiques** » ou « **domaine de Weiss** » (ils peuvent mesurer jusqu'à 1 mm). Dans chaque domaine la direction des moments magnétiques est uniforme, il est aimanté à saturation. Les domaines adjacents ont des orientations qui s'opposent de telle sorte que l'aimantation macroscopique du matériau est nulle. L'observation directe de ces domaines n'a pu être réalisée qu'en 1931 par F.H. Bitter.

Les domaines sont séparés par des zones de transition appelées « parois de Bloch » (1932), l'orientation des moments magnétiques atomiques d'un domaine à l'autre s'effectue progressivement.

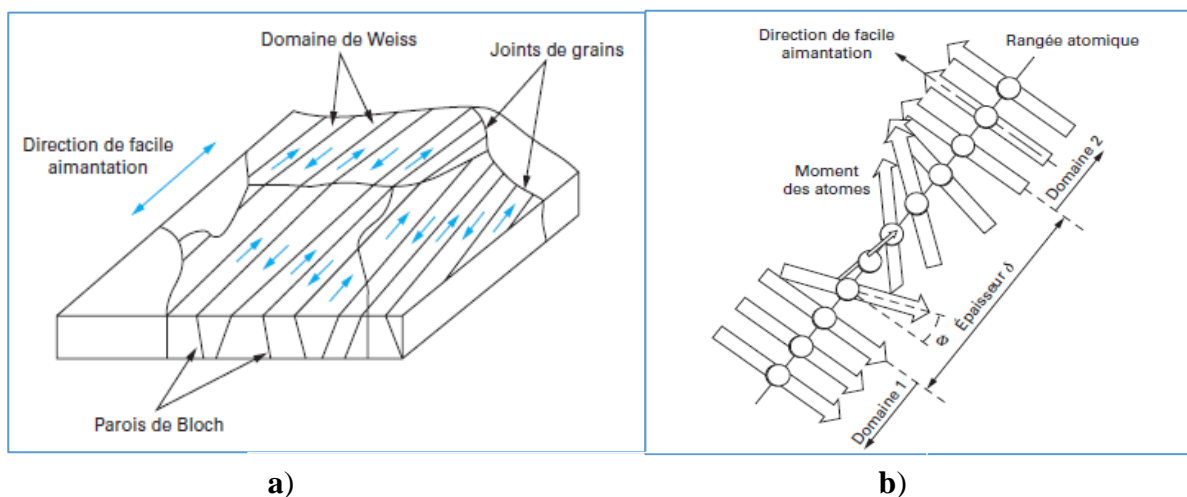


Figure I.4 a) Domaines magnétiques, b) Changement d'orientation des moments magnétiques à travers une paroi de Bloch [6].

I.5.2 Cycles d'hystérésis

Si on fait décroître l'excitation de sa valeur maximale à sa valeur opposée, on remarque que le chemin suivi par la courbe $B(H)$ ne passe pas par la courbe de première aimantation. Pour une période totale du champ d'excitation, l'induction $B(H)$ décrit un cycle d'hystérésis ; L'aire du cycle correspond à l'énergie qui est dissipée lors du déplacement et de déformation des parois de Bloch.

Un cycle d'hystérésis est caractérisé par :

- L'induction à saturation B_s .
- L'induction rémanente B_r , induction pour laquelle le champ est nul.
- Le champ coercitif H_c , le champ magnétique nécessaire pour annuler l'aimantation à partir d'un état saturé.
- Le point de fermeture du cycle, caractérisé par H_f et M_f au-delà de H_f la variation de l'aimantation du corps est uniquement basée sur des effets réversible.

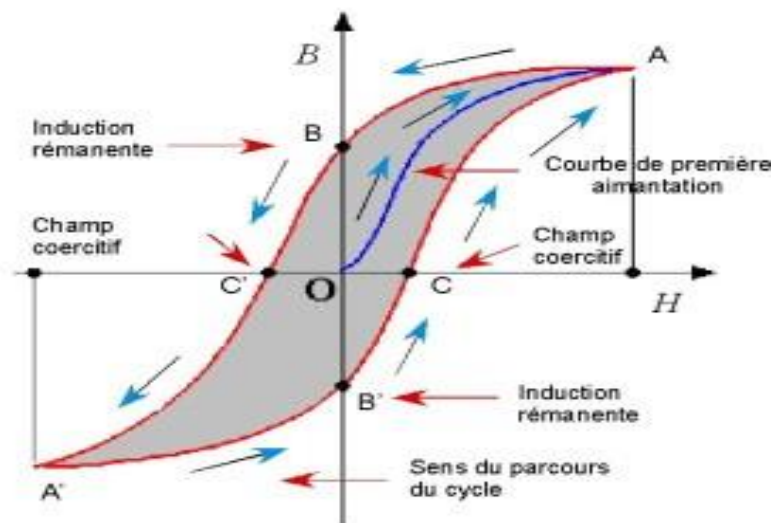


Figure I.5 Cycle d'hystérésis [9]

I.6 Types des matériaux magnétiques

On distingue cinq comportements des matériaux magnétiques, diamagnétiques, paramagnétiques, antiferromagnétiques, ferrimagnétiques et ferromagnétiques.

I.6.1 Matériaux Diamagnétiques

Dans ce type de matériaux, la susceptibilité est négative, indépendante de la température et de l'ordre de 10^{-5} , initialement ce type de matériau ne présente aucun moment magnétique

permanent. Les électrons plongés dans un champ magnétique vont sous l'action de la loi de Lenz générer un flux opposé à la variation de flux occasionnée par l'application du champ appliqué [10].

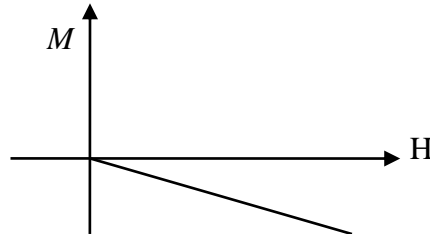


Figure I.6 Matériau diamagnétique.

Matière	χ_r	Matière	χ_r
Si	$-1.2 \cdot 10^{-6}$	Se	$-4.0 \cdot 10^{-6}$
Cu	$-1.08 \cdot 10^{-6}$	Ag	$-2.4 \cdot 10^{-6}$
Zn	$-1.9 \cdot 10^{-6}$	Pb	$-1.4 \cdot 10^{-6}$
Ge	$-1.5 \cdot 10^{-6}$	Al_2O_3	$-3.5 \cdot 10^{-6}$

Tableau I.1 Exemples des matériaux diamagnétiques et leurs susceptibilités.

I.6.2 Matériaux Paramagnétiques

Ces matériaux possèdent un moment magnétique permanent, ils sont caractérisés par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude (10^{-6} à 10^{-2}) et inversement proportionnelle à la température. Il n'y a aucun comportement collectif entre les moments magnétiques.

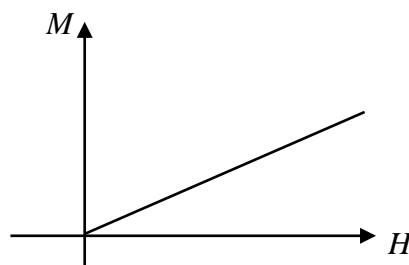


Figure I.7 Matériaux paramagnétiques.

Matière	χ_r	Matière	χ_r
Na	$8.6 \cdot 10^{-6}$	Pt	$1.2 \cdot 10^{-6}$
Al	$7.7 \cdot 10^{-6}$	U	$3.3 \cdot 10^{-6}$
Mn	$1.2 \cdot 10^{-6}$	C_{60}	$0.75 \cdot 10^{-6}$
Ta	$1.1 \cdot 10^{-6}$	Fe_3C^*	$3.7 \cdot 10^{-6}$
W	$3.5 \cdot 10^{-6}$	Fe_{γ}^*	$2.5 \cdot 10^{-6}$

Tableau I.2 Exemples des matériaux paramagnétiques et leurs susceptibilités.

Élément	Al	Ba	Ca	Cs	Hf	Ir	K	La	Li	Mo	Na	Nb	Os	Pt	Pd
$10^6 \chi_p$	21	6,6	20	5,2	70	38	5,8	66	14	105	8,5	232	15	278	815
Élément	Rb	Re	Rh	Ru	Sc	Sr	Th	Ti	U α	V	W	Y	Yb	Zr	Ta
$10^6 \chi_p$	38	97	170	65	263	34	79	180	404	370	78	120	126	108	177

Tableau I.3 Susceptibilité à température ambiante de quelques éléments purs paramagnétiques [10].

I.6.3 Matériaux antiferromagnétiques

Dans ce type de matériaux les atomes portent des moments magnétiques permanents, ils sont caractérisés par une susceptibilité positive faible et les moments magnétiques sont fortement liés. Le matériau est constitué de deux sous-réseaux dont l'aimantation est égale et opposée. C'est un arrangement antiparallèle des moments (Figure I.8.a) [10].

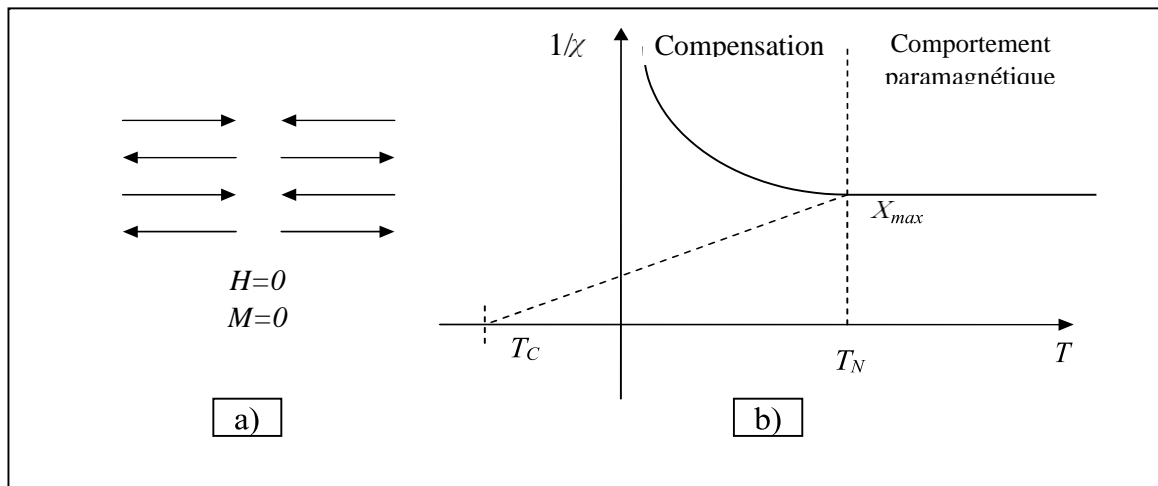


Figure I.8 Matériau antiferromagnétique

a) Configuration des moments magnétiques, b) Variation de la susceptibilité avec la température.

I.6.4 Matériaux ferrimagnétiques

Comme les matériaux antiferromagnétiques, ils sont organisés en deux sous réseaux de direction antagoniste à la différence que les aimantations spontanées dans chaque réseau sont inégales. L'aimantation totale n'est pas nulle (Figure I.9).

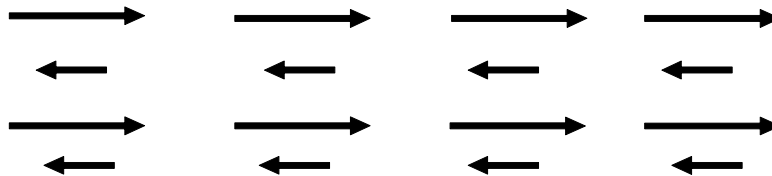


Figure I.9 Matériaux ferrimagnétiques

I.6.5 Matériaux ferromagnétiques

Dans ces matériaux la susceptibilité est très élevée elle peut atteindre $+10^6$. Les moments magnétiques sont alignés parallèlement les uns aux autres (Figure I.10). Les matériaux ferromagnétiques présentent une aimantation spontanée même en champ nul, cette caractéristique les favorise énormément pour plusieurs applications industrielles. Les matériaux ferromagnétiques deviennent paramagnétiques au-dessus d'une certaine température appelée température de Curie T_c .

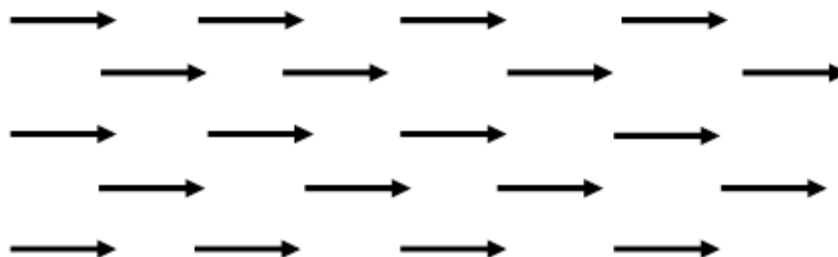


Figure I.10 Représentation schématique de l'alignement des moments magnétiques dans un matériau Ferromagnétique.

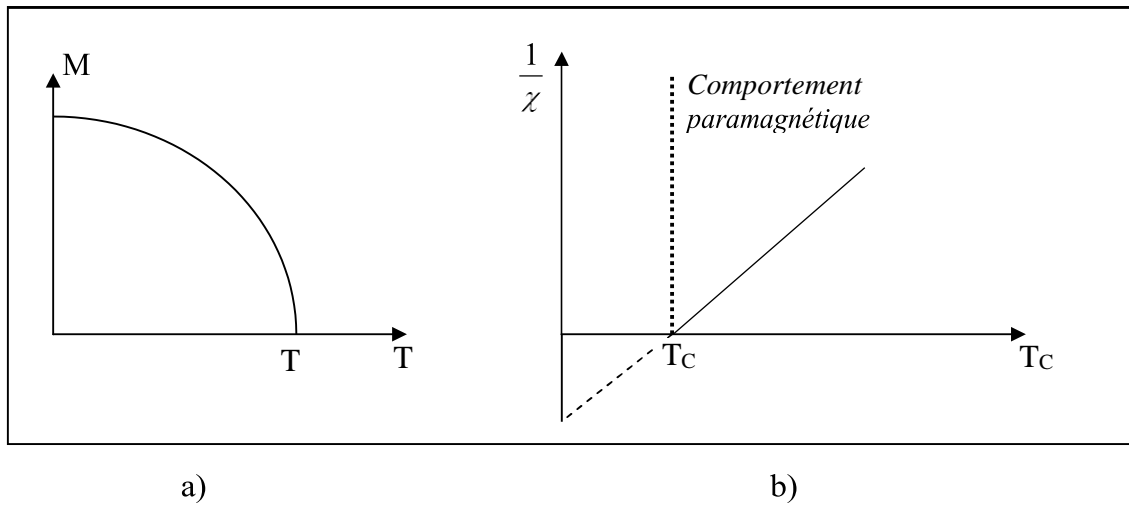


Figure I.11 a) Variation de l'aimantation et b) la susceptibilité en fonction de la température dans les matériaux ferromagnétiques.

I.7 Classification des matériaux ferromagnétiques

La figure ci-dessous présente le classement des matériaux magnétiques comme suit :

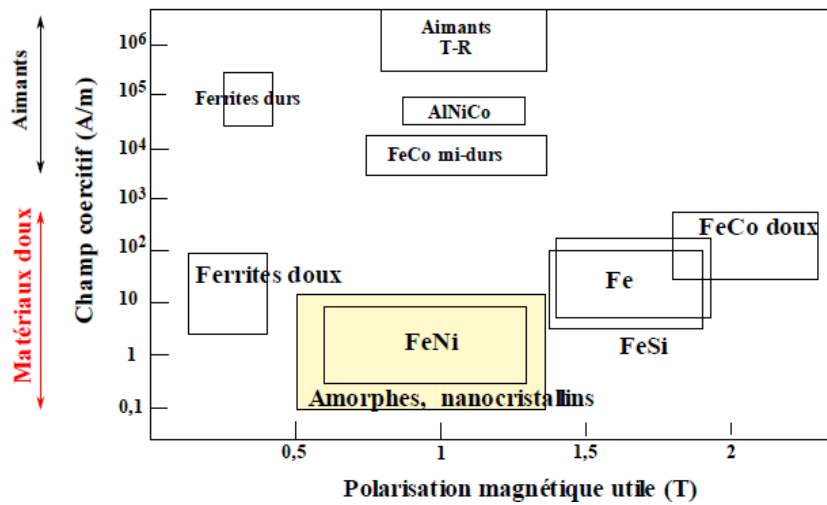


Figure I.12 : Classement des matériaux magnétiques [11]

La distinction entre un matériau doux et dur se fait avec le champ coercitif H_c .

I.7.1 Matériaux doux

- Un champ coercitif $H_c < 100 \text{ A/m}$.
- Faible induction rémanente.
- Une surface du cycle d'hystérésis étroite.
- Une perméabilité relative supérieure à 10^3 .

Les matériaux doux les plus usuels sont :

- Le fer silicium.
- Le fer Nickel.
- Les ferrites (NiFe₂O₄) doux.

On les trouve essentiellement dans :

- Les bobines des moteurs.
- Les alternateurs.
- Les transformateurs.

I.7.2 Matériaux durs

Ils sont caractérisés par :

- Une forte induction rémanente.
- Un champ coercitif très élevé et supérieur à 10^4 .
- Une large surface du cycle d'hystérésis.

Les principaux matériaux durs sont :

- Le fer cobalt dur.
- Les ferrites durs.
- Les aimants terres rares.

Ils sont utilisés pour fabriquer les aimants permanents.

Remarque : Les matériaux dont le champ coercitif est situé entre 10^2 et 10^4 sont appelés matériaux mi-durs.

I.8 Conclusion

Il est clair que l'étude des phénomènes d'aimantation ne peut être comprise que si on l'aborde à l'échelle atomique ou nous avons pu comprendre l'origine du moment magnétique. A l'échelle intermédiaire, l'étude des types de matériaux magnétiques nous a permis de constater l'importance de deux d'entre eux, les matériaux ferrimagnétiques et les matériaux ferromagnétiques à cause de l'existence d'une aimantation spontanée en champ nul, les mettant ainsi au premier plan dans plusieurs applications en électrotechnique. La théorie de

Weiss, enleva l'ambiguïté entre l'existence d'un état ordonné des moments magnétiques et l'absence de champ magnétique, en proposant que les matériaux ferromagnétiques soient divisés en domaines sous l'effet de plusieurs énergies. A l'échelle macroscopique on a pu remarquer que soumis à un champ magnétique, un matériau ferromagnétique acquiert une aimantation qui a la forme d'un cycle d'hystérésis. Ce cycle a une très grande importance pour la classification des matériaux, en effet on a pu voir qu'on peut distinguer, les matériaux doux et les matériaux durs, chacun à ses applications propres à lui.

Chapitre II
Modèle de Jiles-Atherton

II.1 Introduction

Pour permettre une analyse précise des dispositifs électromagnétiques, l'intégration de la courbe de première aimantation n'est pas suffisante pour la prise en compte du comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques. En effet l'introduction du comportement hystérétique de ces matériaux donne un résultat très satisfaisant. A cet effet plusieurs modèles ont été développés au cours de ces dernières années pour permettre de décrire la courbe $B(H)$ ou $M(H)$ d'un matériau ferromagnétique. Les plus connus sont le modèle de Rayleigh, le modèle de Potter, le modèle de Fröhlich, le modèle de Preisach [12] et le modèle de Jiles-Atherton. Chacun de ces modèles présente des caractéristiques très différentes des autres, les trois premiers sont des modèles analytiques dont l'utilisation est très limitée. Le modèle de Preisach est un modèle mathématiques qui a prouvé sa robustesse dans plusieurs travaux de recherches, enfin le modèle de Jiles-Atherton est caractérisé par son aspect physique, depuis son apparition il a pu être développé pour la prise en compte de l'effet dynamique, de l'effet thermique et de l'effet magnétostrictif des matériaux ferromagnétiques.

L'objectif de ce deuxième chapitre, est de donner un bref aperçu sur le modèle de Jiles -Atherton, son origine physique en présentant les trois lois d'aimantation qui permettent de reproduire les courbes $B(H)$, la description de ses paramètres et leur influence dans la représentation du cycle d'hystérésis.

II.2 Définitions

Le modèle de Jiles-Atherton est un modèle qui décrit l'origine du phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétiques à partir d'une approche physique [1], basée sur des considérations physiques liées aux déplacements des parois. Son expression mathématique dépend de cinq paramètres qui sont très important pour la description du cycle d'hystérésis.

II.3 Aimantation du modèle de Jiles -Atherton

L'aimantation totale dans ce modèle est basée sur trois aimantations, l'aimantation anhystérétique, l'aimantation irréversible et l'aimantation réversible.

II.3.1 Aimantation Anhystérétique

Dans un matériau paramagnétique et en l'absence d'un champ d'excitation appliqué, la direction des moments magnétiques est aléatoire, son aimantation est nulle.

Lorsqu'on applique un champ d'excitation, les moments magnétiques tendent à s'orienter dans la même direction que le champ mais ce mécanisme est perturbé par l'agitation thermique : L'expression de l'aimantation M est donnée par la loi de Langevin qui est décrite comme suit [13]:

$$M_{an}(H_e) = M_{sat} \left[\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right] \quad (II.1)$$

$$\text{Avec :} \quad a = \frac{kT}{\mu_0 m} \quad (II.2)$$

Où : $k = 1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ désigne la constante de Boltzman.

T : La température en degré Kelvin.

μ_0 : La perméabilité du vide.

m : Le moment magnétique.

M_{sat} : L'aimantation à saturation.

$$\mathfrak{L}(x) = \coth(x) - \frac{1}{x} \quad (II.3)$$

Pour l'application de cette loi dans les matériaux ferromagnétiques. Weiss proposa d'ajouter au champ d'excitation figurant dans l'équation (II.1) un champ d'interaction, prenant ainsi en compte le couplage intense qui existe entre les moments magnétiques. Il s'agit du champ moléculaire qui est donné par l'expression :

$$H_m = \alpha M \quad (II.4)$$

Ou α est un paramètre de couplage inter-domaines.

L'équation de Langevin modifiée par la théorie de Weiss décrit l'aimantation anhystérétique qui représente l'état de l'énergie magnétique minimal d'un matériau ferromagnétique, c-à-d sans hystérésis par :

$$M = M_{an}(H) = M_{sat} \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right) \quad (II.5)$$

Le champ H_e qui représente le champ effectif est donné par l'équation :

$$H_e = H + \alpha M \quad (II.6)$$

La dérivée de l'aimantation anhystérétique par rapport au champ effectif s'écrit :

$$\frac{dM_{an}}{dH_e} = \frac{M_{sat}}{a} \left[1 - \coth^2\left(\frac{H_e}{a}\right) + \left(\frac{a}{H_e}\right)^2 \right] \quad (II.7)$$

II.3.2 Aimantation irréversible

C'est une composante qui trouve son origine dans le phénomène d'accrochage des parois lors du déplacement brusque de celles-ci sous l'action du champ extérieur [1]. L'aimantation irréversible est donnée par l'expression :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta} \quad (II.8)$$

La constante k est liée aux pertes par hystérésis. Le paramètre δ prend la valeur +1 quand $\frac{dH}{dt} > 0$ et la valeur -1 quand $\frac{dH}{dt} < 0$.

II.3.3 Aimantation réversible

C'est une composante qui est liée à la déformation des parois sur les sites d'accrochage. Jiles et Atherton montrent que l'aimantation réversible est proportionnelle à la différence ($M_{an} - M_{irr}$) :

$$M_{rev} = c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (II.9)$$

Où c est un coefficient de réversibilité [13], $c \in [0,1]$.

II.3.4 Aimantation totale

L'aimantation totale est la somme des composantes réversible et irréversible :

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (II.10)$$

En remplaçant l'équation (II.7) dans l'expression de l'aimantation totale équation (II.8), nous pouvons écrire :

$$M = M_{irr} + c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (II.11)$$

Par conséquent, la formulation différentielle de l'aimantation s'écrit [13]:

$$\frac{dM}{dH} = \frac{(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_e} + c\frac{dM_{an}}{dH_e}}{1 - \alpha c\frac{dM_{an}}{dH_c} - \alpha(1-c)\frac{dM_{irr}}{dH_c}} \quad (II.12)$$

II.3.5 Algorithme de résolution de l'équation de J-A

La figure (II.1) résume la procédure de calcul de l'induction B(t) à partir d'un champ magnétique H(t) en résolvant l'équation $\frac{dM}{dH}$.

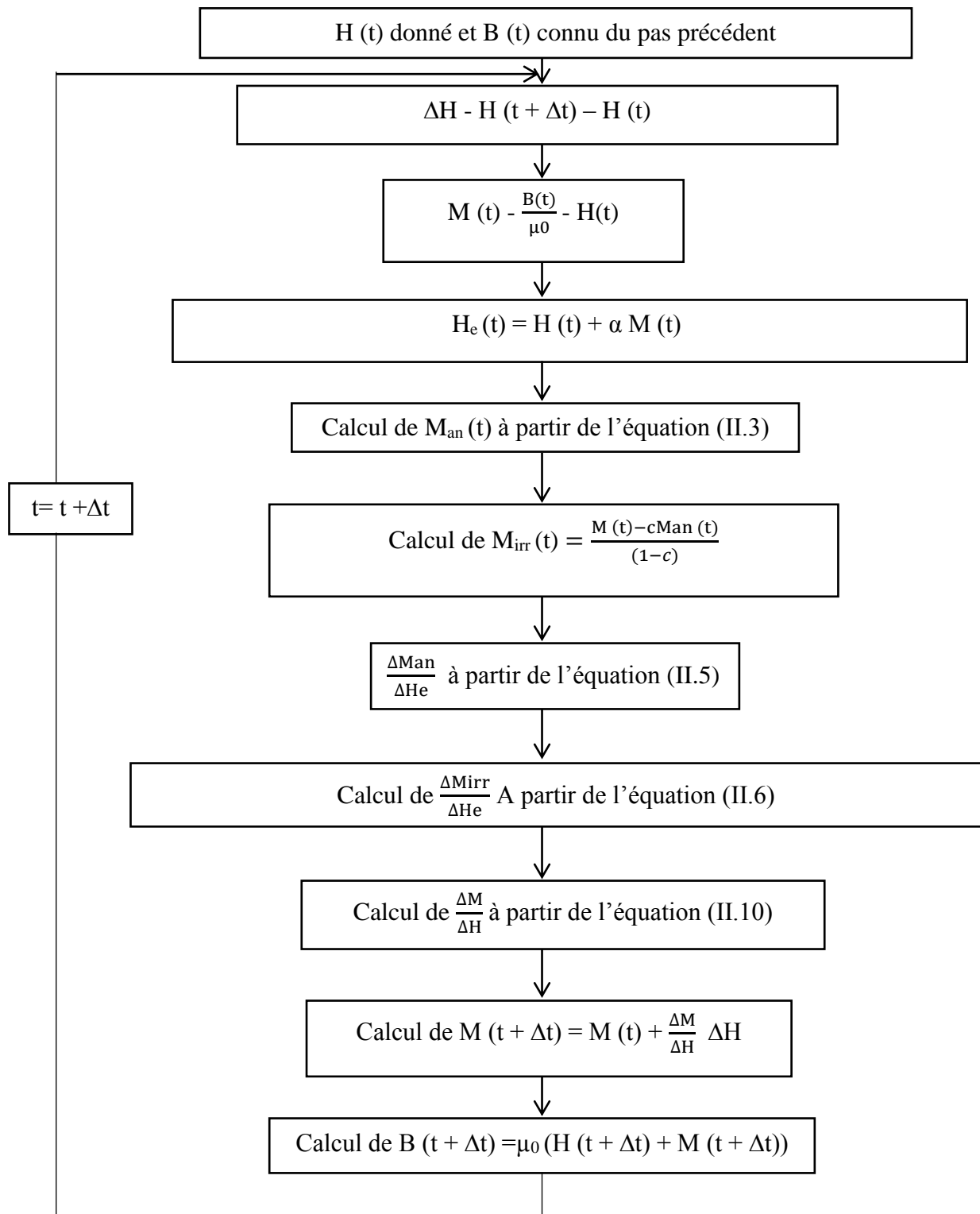


Figure II.1 Implémentation numérique du modèle de J-A [3].

Les figures (II.2) et (II.3) montrent les courbes d'hystérésis obtenues par l'application de l'algorithme de la figure (II.1) pour un matériau doux et un matériau dur respectivement.

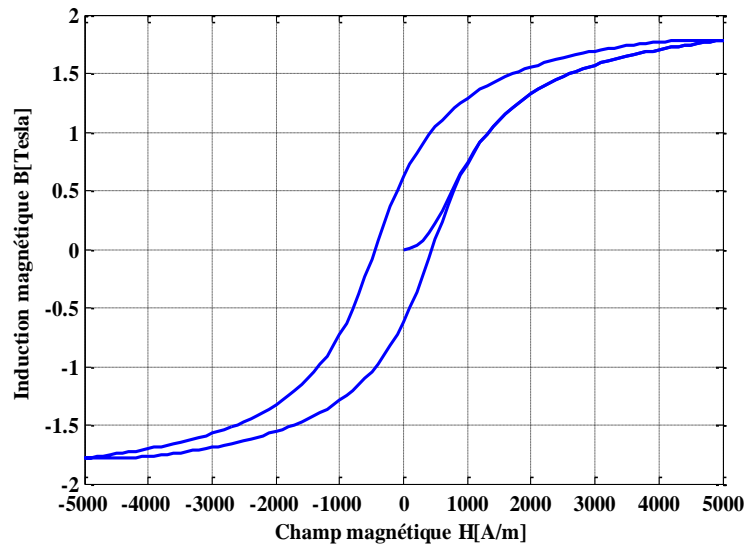


Figure II.2 : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériaux doux : $k = 500$ A/m, $c = 0,1$, $\alpha = 0,001$, $a = 1000$ A/m, $H_s = 5000$ A/m,

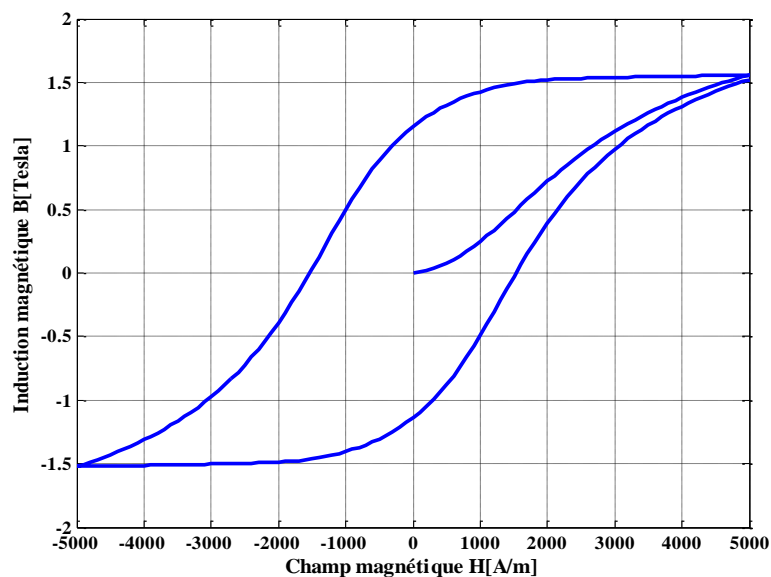


Figure II.3 : Cycle d'hystérésis du modèle Jiles –Atherton pour matériaux dur: $k = 2000$ A/m, $c = 0,1$, $\alpha = 0,001$, $a = 1000$ A/m, $H_s = 5000$ A/m, $B_s = 1.8$ (Tesla).

II.4 Influence des paramètres sur le cycle d'hystérésis

Il est bien clair que l'application du modèle de J-A repose sur la connaissance des cinq paramètres qui le caractérisent M_s , k , c , α , et a .

Dans la partie qui suit nous allons voir l'effet de chaque paramètre sur l'allure du cycle d'hystérésis.

II.4.1 Effet du paramètre k

D'après la figure (II.4), le paramètre k influence directement sur la largeur du cycle, on voit qu'il agit fortement sur le champ coercitif et l'induction rémanente. Une valeur croissante décroît légèrement l'induction maximale. Pour les matériaux doux la valeur du paramètre k est toujours proche de champ coercitif H_c .

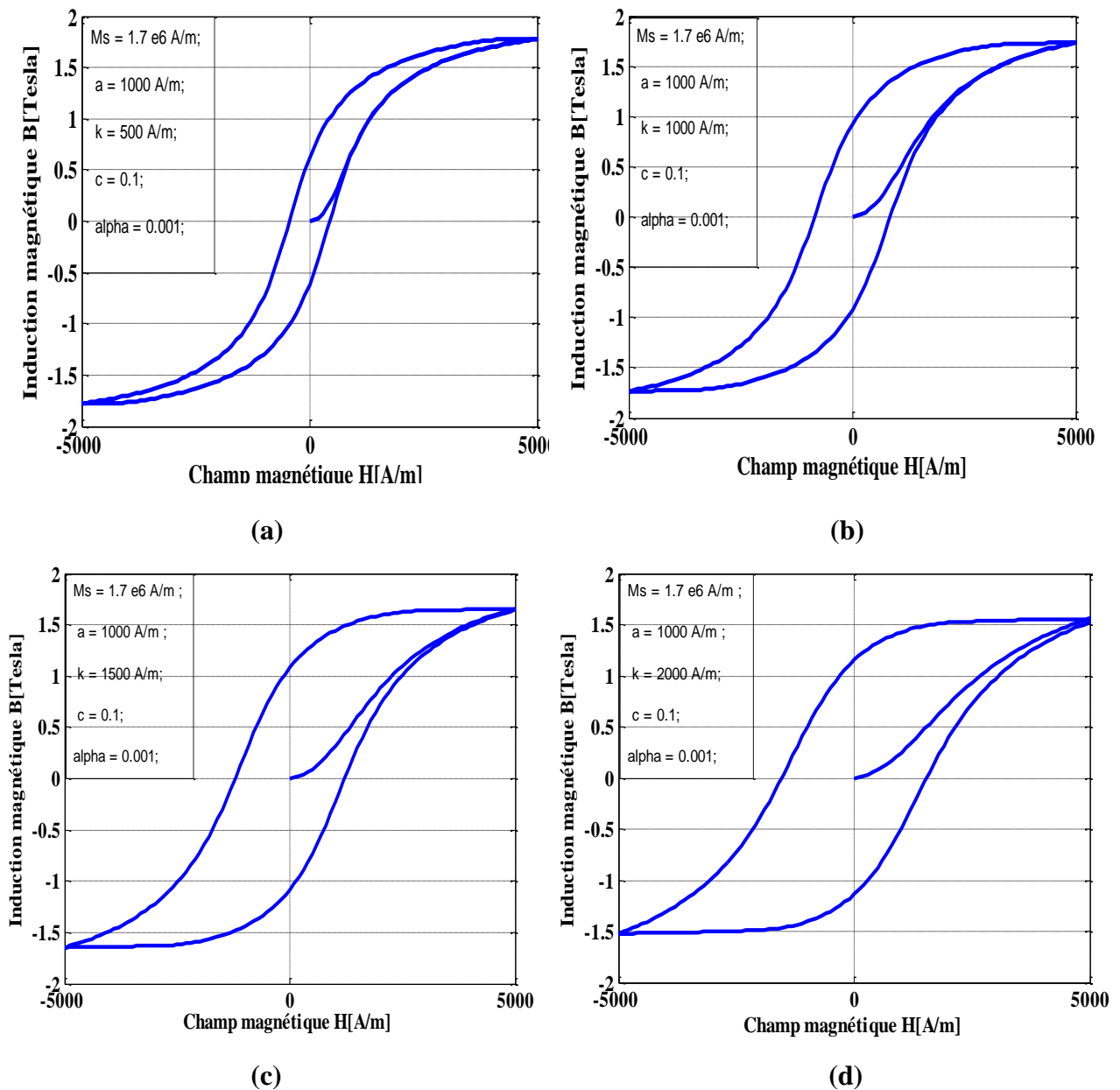


Figure II.4 : L'effet du paramètre k sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : pour $k = 500 \text{ A/m}$, cas (b) : pour $k = 1000 \text{ A/m}$, cas (c) : pour $k = 1500 \text{ A/m}$, cas (d) : pour $k = 2000 \text{ A/m}$).

II.4.2 Effet du paramètre α

Une valeur croissante de ce paramètre rend la pente de la courbe anhystérétique et la courbe de l'aimantation totale plus raide. Ce paramètre influe essentiellement sur la valeur de l'induction rémanente, figure (II.5).

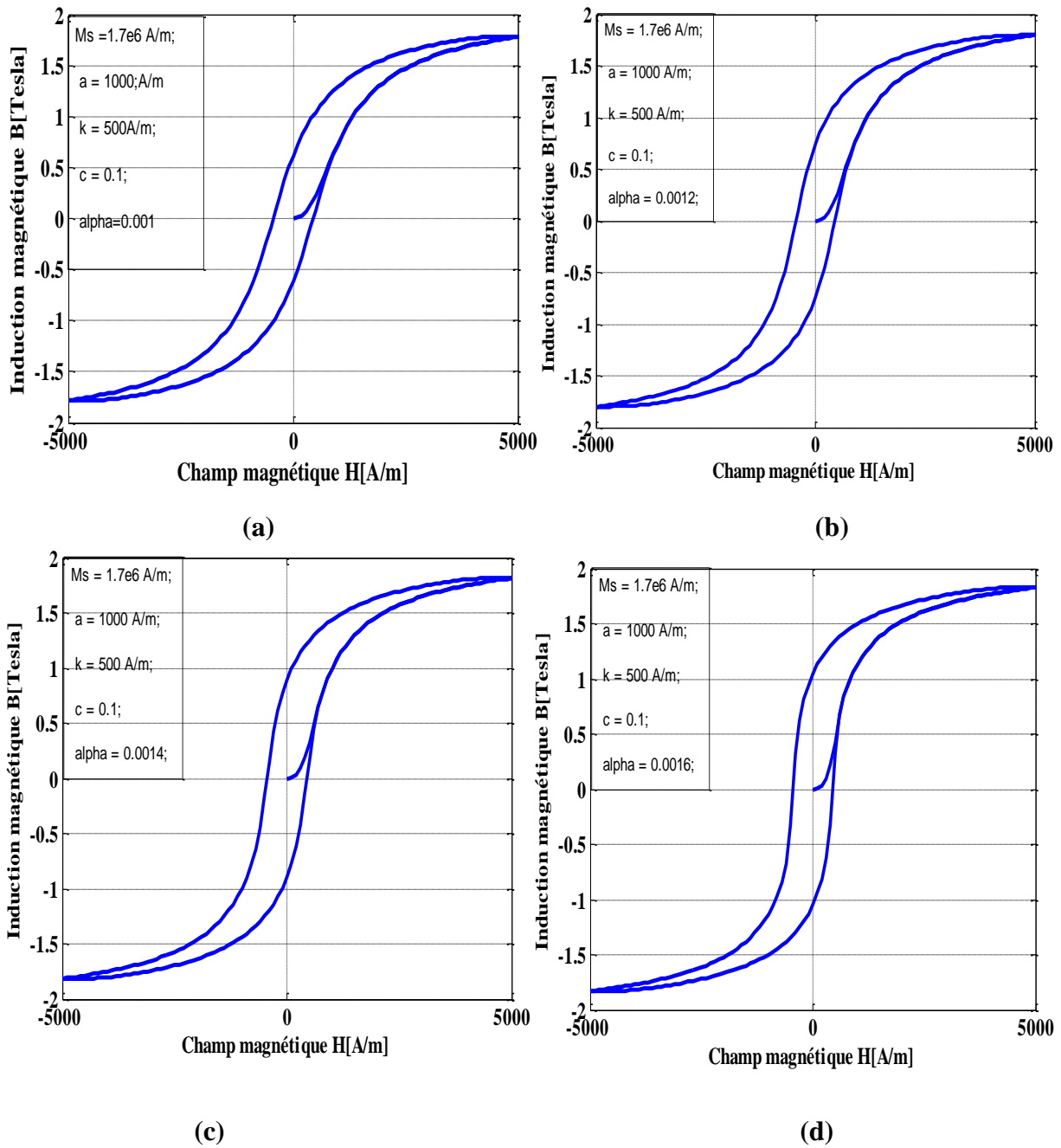


Figure II.5 : L'effet du paramètre α sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : pour $\alpha = 0,001$, cas (b) : pour $\alpha = 0,0012$, cas (c) : pour $\alpha = 0,0014$, cas (d) : pour $\alpha = 0,0016$).

II.4.3 Effet du paramètre a

La figure (II.6) montre que l'accroissement de ce paramètre aboutit à la réduction de l'induction rémanente et l'induction maximale. L'allure du cycle change énormément.

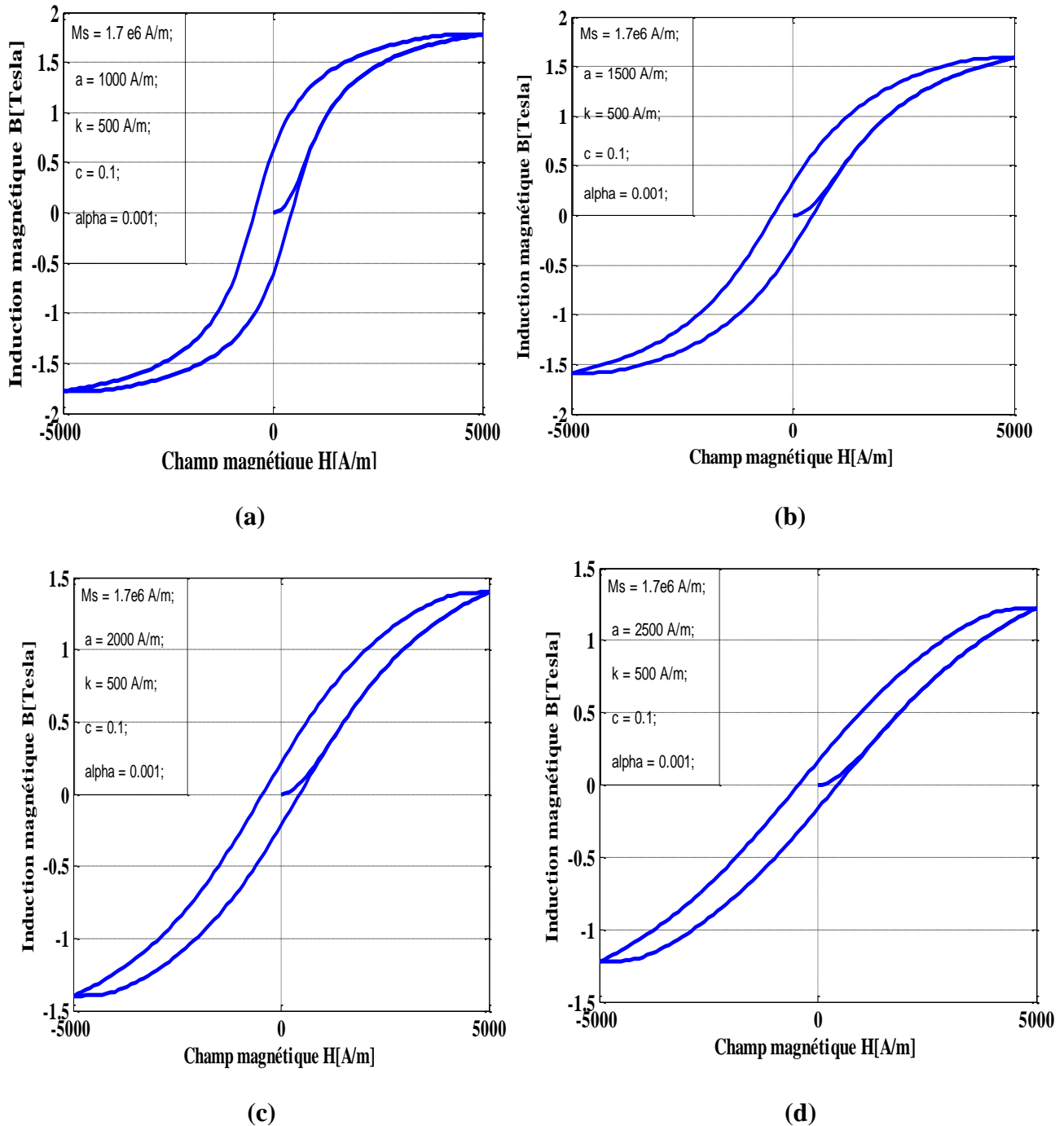


Figure II.6 : L'effet du paramètre a sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : pour $a = 1000$ A/m, cas (b) : pour $a = 1500$ A/m, cas (c) : pour $a = 2000$, cas (d) : pour $a = 2500$).

II.4.4 Effet du paramètre c

Le paramètre c modifie la courbe de première aimantation qui est lié à l'aimantation réversible.

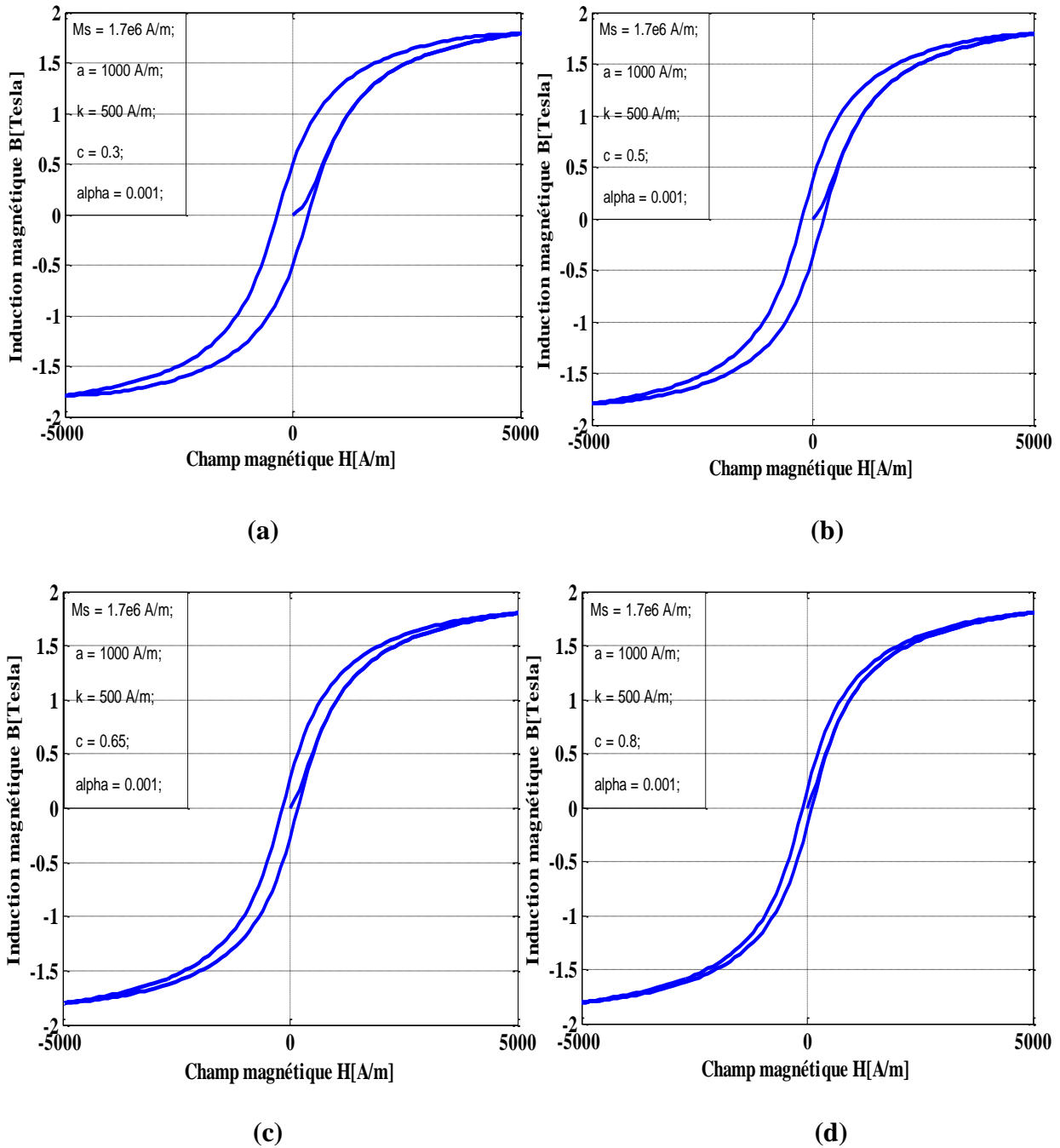


Figure II.7 : L'effet du paramètre c sur le cycle d'hystérésis (cas (a) : pour $c = 0.3$, cas (b) : pour $c = 0.5$, cas (c) : pour $c = 0,65$ cas (d) : pour $c = 0,8$).

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le modèle d'hystérésis magnétique de Jiles-Atherton., qui décrit le phénomène d'hystérésis du point de vue mathématique et physique, il est valable pour les matériaux doux et les matériaux durs, en régime statique ou en dynamique [11], il est aussi caractérisé par sa grande simplicité de mise en œuvre. Néanmoins il présente deux inconvénients, le premier se trouve aux points maximaux du cycle d'hystérésis, en effet lors de la diminution du champ magnétique le modèle peut générer des susceptibilités négatives représentant ainsi un comportement non physique du matériau [3]. Son deuxième plus grand inconvénient est que les cycles mineurs non centrés ne sont pas très bien restitués.

Ce modèle dépend de cinq paramètres qui comme nous l'avons vu jouent un très grand rôle dans la représentation du comportement magnétique du matériau. Le choix de ces paramètres est lié à la méthode d'identification choisie pour les estimer.

Chapitre III

Identification des paramètres

de Jiles-Atherton

III.1 Introduction

Lors de notre recherche bibliographique, pour le choix d'une méthode permettant une identification préliminaire des cinq paramètres de Jiles-Atherton, deux travaux ont capté notre attention. Le premier travail et le plus ancien a été effectué dans [2], il est basé sur une méthode itérative qui peut conduire quelques fois à des solutions instables. Le deuxième travail [3] que nous avons choisi est moins compliqué son principe repose sur un calcul analytique.

Le but de ce chapitre est de présenter les deux méthodes citées plus haut, puis la contribution que nous avons introduite et qui permet une meilleure estimation des paramètres M_s , k , α , c , et a du modèle de Jiles-Atherton. Des résultats de simulations avec Matlab seront présentés dans les deux cas et comparés avec des mesures expérimentales.

III.2 Procédures d'identification

III.2.1 Première méthode d'identification

Cette méthode consiste à donner une valeur arbitraire du paramètre α , et de calculer les autres paramètres jusqu'à ce que la convergence soit atteinte. L'algorithme ci-dessous résume cette procédure.

- 1- Choix arbitraire du paramètre α
- 2- Calcul de a_i
- 3- Calcul de c_i
- 4- Calcul de k_i
- 6- Retour en 2. Jusqu'à la convergence de la procédure

Cette méthode peut être instable et peut donner des valeurs non physiques des paramètres [3].

III.2.2 Deuxième méthode d'identification

La procédure proposée dans [3] consiste à fixer la variation du paramètre α dans un intervalle d'existence de la solution et de calculer les autres paramètres pour chaque valeur de α_i , le choix du meilleur ensemble de paramètres est celui qui satisfait la fonction objectif :

$$F_{obj1} = \frac{\sum_{i=1}^N [(B_{sim}^i - B_{mes}^i)]^2}{N} \quad (III.1)$$

Où $B_{mes}(H)$ et $B_{sim}(H)$ sont respectivement l'induction expérimental et l'induction simulée et N représente le nombre de points de mesure. La procédure d'identification proposée est la suivante :

- 1- Choix systématique de α_i Dans l'intervalle $[\alpha_{in}, \alpha_{fin}]$ par pas $\delta\alpha$,
- 2- Calcul de a_i
- 3- Calcul de c_i
- 4- Calcul de k_i
- 5- Calcul de la fonction objectif F_{obj}^i
- 6- Retour en 1. jusqu'à $\alpha_{in} = \alpha_{fin}$

Détermination de $(\alpha_j, a_j, c_j, k_j)$ par $F_{obj}^i = \min (F_{obj}^i)$

III.2.3 Méthode proposée

La méthode que nous proposons consiste à rajouter à la fonction objective qui est donnée par l'équation (III.1), l'aire du cycle d'hystérésis. Cette nouvelle fonction objective est formulée comme suit :

$$F_{obj2} = \frac{abs(Aire_{sim} - Aire_{mes})}{Aire_{mes}} \quad (III.2)$$

On aura pour objectif dans notre travail d'effectuer une identification avec la deuxième méthode ensuite de refaire le même travail en d'introduisant notre contribution.

III.3 Expression des paramètres

Pour appliquer cette procédure d'identification pour les deux méthodes, nous aurons besoin de la susceptibilité différentielles initiale x'_{in} , de la susceptibilité anhystérétique x'_{an} , de la susceptibilité x'_c au point coercitif H_c , et des coordonnées au point de saturation du cycle H_s et M_s , figure (III.1).

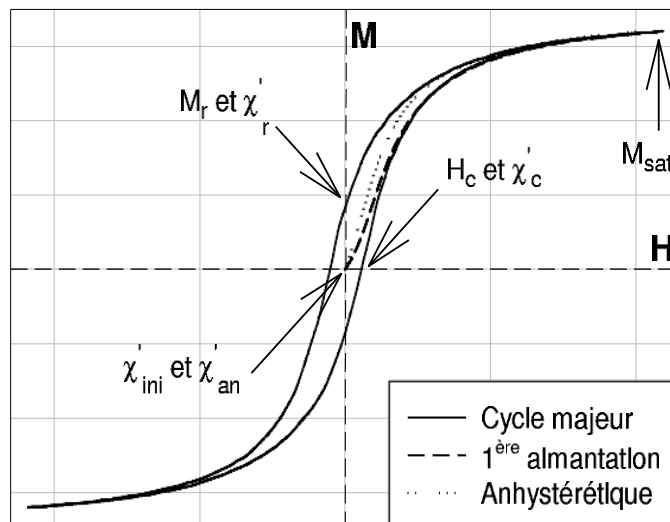


Figure III.1 : Courbe d’hystérésis avec les susceptibilités différentielles utilisées pour la détermination des paramètres [3].

III.3.1 Détermination de l’aimantation à saturation M_s

C’est probablement le paramètre le plus simple à identifier. Il suffit d’appliquer un champ magnétique suffisamment élevé et de mesurer ensuite l’aimantation de saturation M_s , correspondante. La valeur de M_s est prise directement du cycle mesuré.

III.3.2 Détermination du paramètre c

La composante réversible de l’aimantation due aux déplacements réversible des parois est déterminée à l’aide du paramètre c . il est défini par :

$$c = \left(\frac{3a}{M_s}\right) x'_{ini} \tag{III.3}$$

III.3.3 Détermination du paramètre a

Jiles a démontré que les deux paramètres a et α ne peuvent être défini que l’un en fonction de l’autre à partir de la susceptibilité x'_{an} . Cette dernière est définie comme étant la limite de la dérivée de M_{an} quand le champ H et l’aimantation total M tendent vers zéro.

$$x'_{an} = \lim_{H, M \rightarrow 0} \left(\frac{dM_{an}}{dH}\right) = \frac{M_s}{3a - \alpha M_s} \tag{III.4}$$

On peut déduire que :

$$a = \frac{M_s}{3} \left(\frac{1}{x'_{an}} + \alpha\right) \tag{III.5}$$

III.3.4 Détermination du paramètre k

L'expression du paramètre k est donnée par :

$$k = \frac{M_{an}(H_c)}{1-c} \left[\alpha + \left(\frac{1}{1-c} \right) x'_c - \left(\frac{c}{1-c} \right) \frac{dM_{an}(H_c)}{dH} \right]^{-1} \quad (\text{III.6})$$

III.4 Résultats de simulation

III.4.1 Application sur un cycle de référence

Pour valider notre code de calcul nous avons appliqué la procédure décrite dans le cas précédent pour identifier les paramètres déjà connus d'un cycle d'hystérésis obtenu de la référence [2]. Nous avons relevé les susceptibilités de la même référence. Sachant que le paramètre α est égal à 0.001, nous avons choisi un intervalle compris entre 10^{-4} et 10^{-2} .

	Paramètres de la référence [2]	Paramètres identifiés
M_s	$1.7 * 10^6$	$1.7 * 10^6$
a	1000	$1.0138 * 10^3$
k	500	520.2873
α	0.001	0.001
c	0.1	0.1143

Tableau III.1 : Paramètres identifiés et paramètres de la référence [2]

A partir du tableau III.1 on peut remarquer que les paramètres obtenus se rapprochent considérablement aux paramètres de la référence [2]. Ce constat est vérifié aussi à travers les courbes des cycles d'hystérésis de la figure III.1 ou la différence entre les deux n'est presque pas remarquable et du tableau III.2 qui donne les points caractéristiques de chaque cycle d'hystérésis.

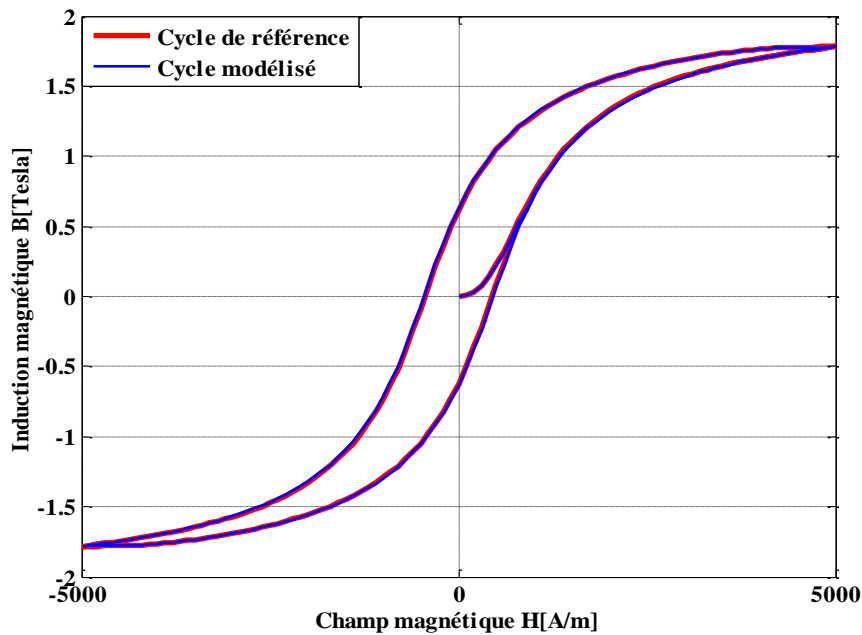


Figure III.2 : Cycle de référence et cycle modélisé

	B_{\max} (Tesla)	H_{\max} (A/m)	B_r (tesla)	H_c (A/m)
Cycle de la référence [2]	1.781	4900	0.6164	430
Cycle modélisé	1.775	4900	0.614	450

Tableau III.2 : Points caractéristiques du cycle de la référence [2] et du cycle modélisé

Cette première démarche de notre travail nous a permis de vérifier l'efficacité et la validité de notre code de calcul.

III.4.2 Application sur un cycle expérimental

Nous avons appliqué la méthode de la référence [3] et celle que nous avons proposé, pour l'identification préliminaire des paramètres d'un cycle expérimental. Avant d'effectuer cette démarche, nous avons relevé le point d'aimantation à saturation M_s , le champ coercitif H_c et calculer les susceptibilités nécessaires, ces données seront les mêmes pour les deux cas étudiés.

Les courbes de mesure utilisées sont représentées sur les figures (III.3.a) et (III.3.b).

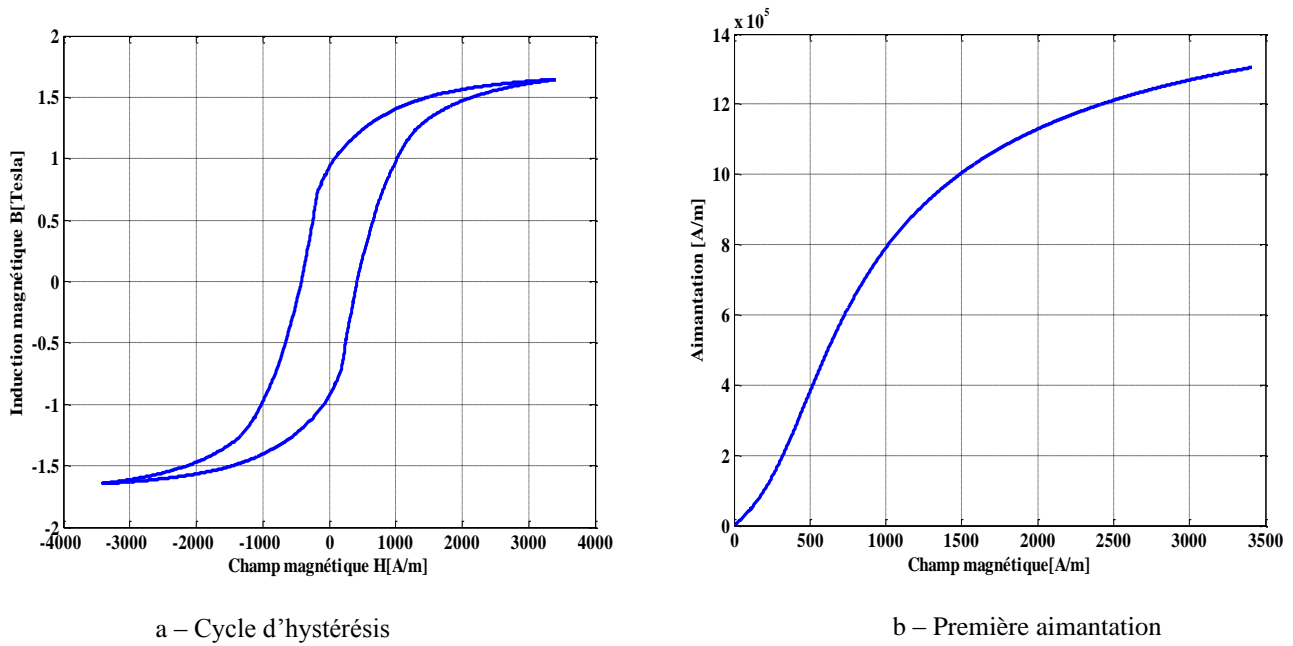


Figure III.3 : Courbes expérimentales du cycle d’hystérésis et de la première aimantation.

III.4.3 Identification des paramètres du matériau sans prise en compte de l’aire de l’hystérésis

Le tableau (III.3) regroupe les grandeurs nécessaires pour calculer les paramètres de Jiles-Atherton.

Aimantation à saturation M_s (A/m)	Champ Coercitif H_c (A/m)	Susceptibilité anhystérique χ_{an}	Susceptibilité maximale χ_c	Susceptibilité initiale χ_{in}
$1.305 \cdot 10^6$	417	1387.15	2094.556	413.72

Tableau III.3 : Points de mesures et susceptibilités magnétiques.

Dans le tableau (III.4) nous avons résumé les paramètres identifiés.

M_s	A (A/m)	K (A/m)	α	c
$1.61 \cdot 10^6$	1138.2	2346	0.0014	0.8775

Tableau III.4 : Paramètres identifiés sans prise en compte de l’aire d’hystérésis.

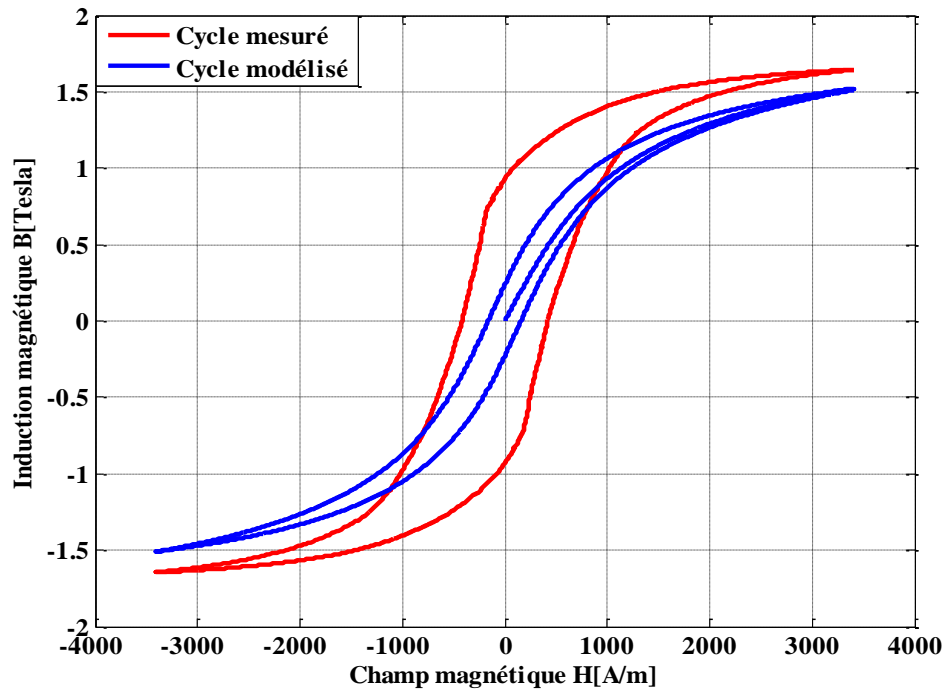


Figure III.4 : Cycle mesuré et cycle modélisé.

A partir de la figure III.4, nous pouvons remarquer l'écart bien évident entre le cycle mesuré et le cycle modélisé avec les paramètres identifiés. Au niveau des points maximaux des deux courbes, les valeurs de l'induction ne sont pas proches, il y a aussi un très grand écart entre les valeurs du champ coercitif et de l'induction rémanente.

III.4.4 Identification des paramètres du matériau avec prise en compte de l'aire de l'hystérésis

Dans le tableau (III.5) nous présentons les nouveaux paramètres obtenus, suite à l'introduction de l'aire du cycle d'hystérésis dans le calcul de la fonction objective.

M_s	a	k	α	c
$1.61 \cdot 10^6$	923.5510	972.7516	0.001	0.7120

Tableau III.5 : paramètres obtenu.

La validation de la méthode proposée avec les données expérimentales est présentée dans la figure (III.5) et le tableau (III.6).

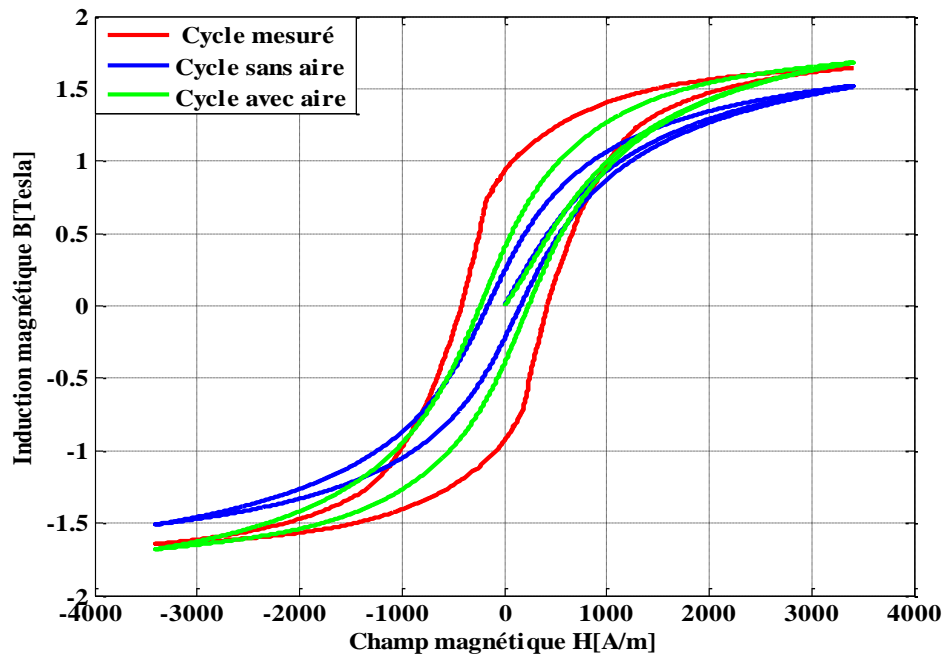


Figure III.5 : Courbe d'hystérésis expérimentale et courbes modélisées.

	B_{\max} (Tesla)	H_{\max} (A/m)	B_r (tesla)	H_c (A/m)
Cycle mesuré	1.646	3414	0.9337	417
Cycle sans prise en compte de l'aire	1.585	3412	0.356	236.9
Cycle avec prise en compte de l'aire	1.631	3413	0.6016	437.9

Tableau III.6 : Points caractéristiques du cycle expérimental et des cycles modélisés.

On peut remarquer de la figure III.5 que la courbe obtenue en rajoutant la fonction objective de l'équation (III.2) se rapproche mieux du cycle d'hystérésis expérimental. Ceci est confirmé dans le tableau III.6. L'induction maximale obtenue par les paramètres identifiés en suivant l'approche proposée est très correcte par rapport à celle du cycle de mesure. Pour les valeurs du champ coercitif et de l'induction rémanente, elles se rapprochent mieux de celle expérimentale que celle identifiée par la première approche.

III.5 Conclusion

Le jeu de paramètres obtenu va permettre une meilleure estimation de l'intervalle qui doit être choisi lors de l'application d'une méthode stochastique pour l'optimisation. En s'inspirant bien sûr de l'étude effectuée au chapitre II, sur l'effet de chaque paramètre sur l'allure du cycle d'hystérésis. Par exemple dans le cas que nous avons présenté, pour élargir le cycle d'hystérésis et par conséquent augmenter la valeur du champ coercitif on peut augmenter le paramètre k . Pour le choix du nombre d'intervalles de α on s'est inspiré des travaux effectués dans [3]. Cette étude préliminaire est essentielle afin de gagner surtout en temps de calcul.

Conclusion Générale

Conclusion générale

La recherche des paramètres optimaux pour une bonne représentation des cycles mesurés, est une tâche indispensable pour une prise en compte précise du comportement magnétique des matériaux, lors de la modélisation des dispositifs électrotechniques.

Les méthodes stochastiques d'optimisation requièrent la connaissance au préalable des intervalles d'existence de la solution. Dans le cas du modèle de Jiles -Atherton ces intervalles sont très difficile à mettre à cause de la dépendance de ses paramètres les uns aux autres. Un choix non étudié de ces intervalles peut conduire à des solutions erronées ou à des solutions non physiques.

Pour déterminer le rôle des cinq paramètres qui décrivent le modèle de Jiles – Atherton, nous avons présenté dans une première étape les résultats de simulation du modèle d'hystérésis choisi, en l'implémentant dans un code Matlab pour un matériau doux et un matériau dur, les résultats que nous avons obtenus sont identiques à ceux de la littérature [2], ceci nous a permis de valider notre code de calcul. Dans une seconde étape nous avons tracé les courbes des cycles $B(H)$ concordants à la variation d'un seul paramètre à la fois, suite à cette étude nous avons pu constater l'importance de chacun d'eux sur l'allure du cycle d'hystérésis, cette première étude est très importante car elle permet de corriger chaque paramètre après une identification préliminaire. Une petite recherche bibliographique nous a orienté vers une méthode d'identification qui est très simple et basée sur la variation d'un seul paramètre [3], dans la troisième étape de notre travail nous avons procédé à l'application de cette méthode et validé notre code de calcul en comparant le cycle modélisé avec un cycle de référence dont les paramètres ont été relevé de la référence [3], les cycles d'hystérésis obtenus concordent parfaitement, ceci est tout à fait logique étant donné que connaissant déjà la solution nous avons choisi l'intervalle convenant à la solution du paramètre α . Puis nous

avons appliqué cette méthode et la méthode que nous avons proposée et qui est basée sur l'introduction dans la fonction objective de l'aire de l'hystérésis, à un cycle mesuré. En effet, les résultats montrent que le cycle obtenu par notre méthode se rapproche mieux au cycle expérimental que celui présenté dans la référence [3].

En conclusion, les paramètres résultants de cette étude peuvent être d'un très grand secours pour le choix des intervalles lors de l'application d'une méthode d'optimisation tels que les algorithmes génétiques ou les réseaux de neurones. Ceci est à prévoir comme perspectives pour compléter notre travail.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] D.C Jiles and D. L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis ," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 61, Issue 1-2, pp. 48-60, September, 1986.
- [2] D.C Jiles and D. L Atherton, J. B. Thoelke, and M. K. Devin "Numerical determination of hystérésis paramètres for the modeling of magnetic properties using the theory of ferromagnetic hystérésis," IEE Transaction on magnetics, Vol 28, No 1, 27-35, January, 1992.
- [3] A. Benabou, "Contribution à la caractérisation et à la modélisation de matériaux magnétiques en vue d'une implantation dans un code de calcul de champ ," thèse de doctorat, Université de Lille 1, 2002.
- [4] https://fr.wikipedia.org/wiki/Histoire_du_magnétisme.
- [5] M. Hendis, F. Hamata, ' Etude Comparative entre modèles d'hystérésis', Mémoire d'ingénieur d'état, Université Mohammed Sédik ben Yahia Jijel, 2006.
- [6] O. Waeckerlé. « Matériaux magnétiques doux cristallins-Magnétisme et métallurgie appliquée ». Techniques de l'ingénieur. D2121, p (1-26). 2012.
- [7] G. Lacroux. « Les aimants permanents ». Techniques et documentation. Lavoisier, 1989, p376.
- [8] P. Robert, « Matériaux d'électrotechnique », Traité d'électricité, vol. II, Presses polytechniques Romandes, Troisième édition.
- [9] <http://restauration-sonore.over-blog.com/2017/12/l-enregistrement-magnetique-du-son-version-2017.html>.
- [10] O. Geoffroy. « Physique des matériaux magnétiques ». Techniques de l'ingénieur. D2080, p (1-20). 2012.
- [11] P. Brissonneau, « Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique », Edition Hermès, Paris, France, 1997.
- [12] A. Miouat, « Identification-optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux, » Mémoire de Magister, Université de Batna, 2006.
- [13] O. Harrouche, Ch. Diafi, « Etude du modèle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques », Mémoire de Master, Université Mohammed Boudiaf-M'sila, 2019.