



République Algérienne Démocratique
et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la
Recherche Scientifique

Université Amar Thelidji-Laghouat

FACULTE: Technologie

DEPARTEMENT: Electrotechnique

MEMOIRE DE MASTER

Présenté par: Houmia Hamza

DOMAINE: Science Technologie

FILIERE: Électrotechnique

OPTION: Électrotechnique Industrielle

Thème

**Simulation de l'hystérésis magnétique par le modèle
de Jiles-Atherton**

Jury de soutenance:

Nom et prénom	Grade	Qualité
Birame M'hamed	MCA	Président
Boufligha Messaoud	MCB	Encadreur
Hadjadj Marouane	MCB	Examineur

Promotion : 2021/2022

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Remerciements

Avant tout, je remercie le Allah de m'avoir aidé à réaliser ce présent travail.

A travers ce modeste travail, je tiens à remercier vivement mon encadreur :

McB Boufligha Messaoud pour l'intéressante documentation qu'il a mit à ma disposition, pour ses conseils précieux durant l'étude et la réalisation de ce projet.

Mes remerciements les plus vifs s'adressent aussi aux membres de jury d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer ce travail.

Pour finir, je tiens à remercier ma famille et mes parents en particulier pour m'avoir permis de poursuivre mes études et pour leurs soutiens.

Sommaire	
Liste des figures	
Introduction générale.....	1
CHAPITRE I : Magnétisme et matériaux ferromagnétiques	
I.1 Introduction	5
I.2 Etat magnétique de la matière.....	5
I.2.1 Magnétisme à l'échelle atomique	5
I.2.1.1 Structure atomique.....	5
I.2.1.2 Moment magnétique	6
I.2.1.3 Moment magnétique orbital.....	7
I.2.1.4 Moment magnétique de spin	8
I.2.1.5 Moments magnétiques totaux	8
I.2.2 Aimantation.....	9
I.3 Classification des matériaux magnétiques.....	10
I.3.1 Matériaux diamagnétiques.....	10
I.3.2 Matériaux paramagnétiques.....	10
I.3.3 Matériaux ferrimagnétiques.....	11
I.3.4 Matériaux antiferromagnétiques.....	12
I.3.5 Matériaux ferromagnétiques.....	12
I.4 Réponse des matériaux magnétiques à un champ extérieur.....	13
I.5 Propriétés qualitatives des matériaux ferromagnétiques.....	14
I.6 Catégories et caractéristiques des matériaux ferromagnétiques.....	14
I.6.1 Caractéristiques des matériaux ferromagnétiques doux.....	14
I.6.2 Caractéristiques des matériaux ferromagnétiques durs	15
I.7. Energies dans un matériau ferromagnétique.....	15
I.7.1 Energie d'échange	16
I.7.2 Energie d'anisotropie magnéto-cristalline.....	16
I.7.3 Energie magnétostatique.....	16
I.7.4 Energie due au champ extérieur.....	17
I.8 Minimisation de l'énergie totale et formation des domaines.....	17
I.9 Paroi entre domaines.....	18
I.10 Mouvement des parois de domaines.....	18

I.11 Ancrage des parois lors de leurs mouvements aléatoires	18
I.12 Mécanismes d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques.....	19
I.13 Conclusion.....	21

Chapitre II : Pertes et modèles d'hystérésis

II.1 Introduction.....	23
II .2 Pertes dans la matière.....	23
II.3 Généralités sur le calcul direct des pertes.....	24
II .4 Cycle d'hystérésis.....	25
II .5 Comportement statique et dynamique.....	26
II.6 Modèles d'hystérésis.....	26
II.6.1 Introduction.....	26
II.6.2 modèles Statiques.....	27
II.6.2.1 Modèle d'Hystérésis de Rayleigh.....	27
II.6.2.2 Modèle de Rivas.....	28
II.6.2.3 Modèle de Frolich.....	29
II.6.2.4 Modèle polynomial.....	30
II.6.2.5 Modèle fractionnel.....	31
II.6.2.6 Modèle de Jiles-atherton.....	32
II.6.3 Modèles dynamiques.....	32
II.6.3.1 Introduction.....	32
II.6.3.2 Modèle de Preisach.....	32
I.6.3.3 Modèle de Jiles-Szczyglowski.....	33
II.7 Conclusion.....	34

Chapitre III : Formulation et analyse du modèle de Jiles-Atherton

III.1 Introduction.....	38
III.2. Théorie de Langevin pour le paramagnétisme.....	38
III. 3 Correction de Weiss pour les matériaux ferromagnétiques.....	39
III.4 Formulation du modèle de Jiles-Atherton.....	40
III.4.1 Energie associée à la mobilité des parois.....	40
III.4.2 Composantes de l'aimantation.....	41
III.4.3 Bilan énergétique.....	42
III.4.4 Aimantation irréversible.....	42
III.4.5 Aimantation réversible.....	43
III.4.6 Aimantation totale	43
III.5 Organigramme de résolution.....	44
III.6 Résultats de simulation.....	45
III.6.1 Evolution du champ appliqué en fonction du temps	45

III.6.2 Evolution de l'aimantation anhystérique.....	45
III.6.3 Evolution de l'aimantation irréversible.....	46
III.6.4 Evolution de l'aimantation réversible.....	46
III.6.5 Evolution de l'aimantation totale.....	47
III.7 Effets des paramètres sur le cycle d'hystérésis.....	47
III.7.1 Effet du paramètre K.....	47
III.7.2 Effet de paramètre a	48
III.7.3 Effet du paramètre c	48
III.7.4 Effet du paramètre α	49
III.7.5 Effet de l'aimantation à saturation M_s	50
III.8. Conclusion.....	50
Conclusion générale.....	52
Bibliographie.....	54
Annexe.A.....	56

Liste des figures

Fig I.1 Structure atomique	5
Fig I.2 Moment magnétique dipolaire	6
Fig I.3 Moment magnétique ampérien.....	7
Fig I.4 illustration du mouvement orbital d'un électron	7
Fig I.5 illustration du mouvement d'un électron autour de lui-même	8
Fig I.6 Couplage paramagnétique.....	11
Fig I.7 Couplage ferrimagnétique	11
Fig I.8 Couplage antiferromagnétique	12
Fig I.9 Couplage ferromagnétique	13
Fig I.10 aimantation des principaux matériaux magnétiques.....	13
Fig I.11 illustration de l'interaction d'échange entre deux atomes adjacents.....	16
Fig I.12 illustration de l'interaction d'échange entre deux atomes adjacents.....	17
Fig I.13 Evolution des domaines de weiss sous l'action du champ magnétique	17
Fig I.14 Aspect de la répartition en domaines.....	17
Fig I.15 Exemple de paroi entre deux domaines de weiss	18
Fig I.16 illustration du phénomène d'ancrage de la paroi lors du son déplacement	19
Fig I.17 Courbe d'aimantation d'une substance ferromagnétique	19
Fig I.18 Illustration de phénomène d'accrochage d'une paroi rigide avec deux	21
Fig II.1 Représentation des courants induits microscopiques.....	23
Fig II.2 Représentation des courants induit macroscopiques.....	23
Fig II.3 Exemple de Cycle d'hystérésis	26
Fig II.4 Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation (Rayleigh)	28
Fig II.5 Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rivas	29
Fig II.6 Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Frôlich.....	30
Fig II.7 Illustration du cycle élémentaire et du triangle de Preisach.....	33
Fig III.1 Organigramme de simulation du modèle de J-A.....	44
Fig III.2 Evolution du champ appliqué en fonction du temps	45
Fig III.3 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué	45
Fig III.4 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliquée.....	46
Fig III.5 Evolution de l'aimantation réversible en fonction de champ appliqué.....	46
Fig III.6 Evolution de l'aimantation totale en fonction du champ appliqué	47

Fig III.7 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre k	47
Fig III.8 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre a	48
Fig III.9 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre c	49
Fig III.10 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre α	49
Fig III.11 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs de l'aimantation M_s	50

Introduction générale

Introduction générale

Les machines électriques tournantes et les transformateurs sont des systèmes électromagnétiques prépondérants dans le milieu industriel. Les matériaux ferromagnétiques avec lesquels les circuits magnétiques de ces dispositifs sont fabriqués sont en formes de tôles ou rubans. Ils sont le siège de la conversion énergétique. L'efficacité de cette conversion exige une bonne étude de processus de magnétisation engendrant des pertes. On distingue deux phénomènes physiques à l'origine de ces pertes: les pertes par hystérésis et les pertes par courants de Foucault. Ces pertes sont appelées aussi pertes fer. Ils englobent généralement toutes les pertes intervenant dans les pièces ferromagnétiques des dispositifs électrotechniques.

La puissance dissipée dans les circuits magnétiques des machines électriques fait l'objet de beaucoup de recherches. Elle est difficile à prédire à cause de la complexité des phénomènes mis en jeu tel que la non linéarité, l'anisotropie et l'hystérésis. Un autre obstacle qui apparaît est la représentation des phénomènes microscopiques comme le mouvement des parois et la rotation des moments magnétiques.

Pour analyser les pertes magnétiques, plusieurs méthodes sont utilisées: les méthodes empiriques, le principe de séparation des pertes et les modèles d'hystérésis. Ces derniers sont préférables plutôt que d'avoir une expression directe des pertes. Plusieurs modèles d'hystérésis ont été développés tels que les modèles statiques et dynamiques.

Le phénomène de l'hystérésis est mal connu et toujours un sujet d'actualité. En effet, l'objectif de ce travail est de simuler le comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques en utilisant le modèle de Jiles-Atherthon. Ces derniers ont proposé un modèle physique basé sur des considérations physiques introduisant des mécanismes liés au comportement de ces matériaux à travers des paramètres. Ce modèle repose sur la décomposition de l'aimantation en deux composantes réversible et irréversible. Il est décrit par cinq paramètres. Pour atteindre cet objectif et après une introduction générale ce manuscrit est reparti en trois chapitres

Au premier chapitre, nous allons présenter une analyse microscopique pour préciser l'origine physique du magnétisme et décrire l'état magnétique de la matière. Puis, on a présentons les différentes classes des matériaux magnétiques et nous comparons la réponse de ces matériaux à l'application d'un champ extérieur. Nous portons une attention aux matériaux ferromagnétiques doux et durs. Nous rappelons leurs propriétés qualitatives et leurs caractéristiques.

Au deuxième chapitre, nous allons essayons dans un premier temps de présenter les principales pertes qui se manifestent dans les matériaux ferromagnétiques, puis nous présentons les méthodes directes de calcul des pertes. La dernière partie de ce chapitre est réservée à un rappel de quelques modèles d'hystérésis statiques et dynamiques.

Au troisième chapitre, nous essayons de présenter le fondement théorique menant à l'établissement et la formulation du modèle de Jiles-Atherton. En utilisant ce modèle et en se basant sur des paramètres types connus d'un matériau ferromagnétique nous procédons à la simulation de ce modèle. Nous étudions l'effet des différents paramètres décrivant ce modèle sur la forme du cycle d'hystérésis. Pour achever nos simulations, un programme Matlab sera élaboré.

Enfin, ce travail est clôturé avec une conclusion et une suggestion des perspectives.

Chapitre I

Magnétisme et matériaux ferromagnétiques

I.1 Introduction

Afin de comprendre les phénomènes magnétiques dans les matériaux ferromagnétiques, on va présenter l'analyse microscopique pour préciser l'origine physique du magnétisme et décrire l'état magnétique de la matière. Puis, nous présentons les différentes classes des matériaux magnétiques et nous comparons la réponse de ces matériaux à l'application d'un champ extérieur.

Nous portons une attention aux matériaux ferromagnétiques doux et durs. Nous rappelons leurs propriétés qualitatives et leurs caractéristiques.

I.2 Etat magnétique de la matière

Pour comprendre l'état magnétique d'un matériau, il est nécessaire de remonter à l'échelle atomique.

I.2.1 Le magnétisme à l'échelle atomique

I.2.1.1 Structure atomique

Toute substance matérielle est formée d'un ensemble d'atomes. Chaque atome est composé d'un noyau autour duquel tourne un certain nombre d'électrons (**Fig.I.1**).

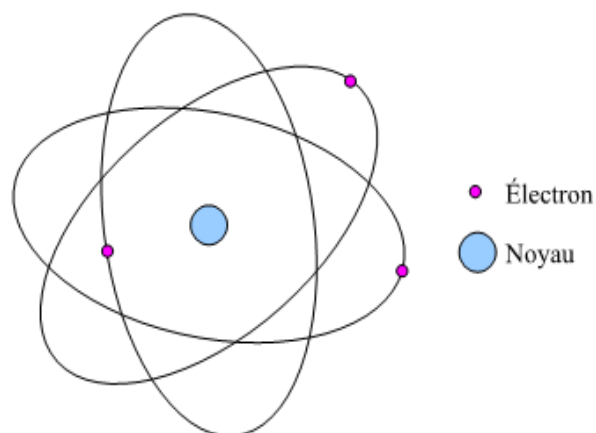


Fig.I.1 Structure atomique

I.2.1.2 Moment magnétique

L'élément essentiel du magnétisme est le moment magnétique. Deux approches sont à envisager [1,2].

- **L'approche coulombienne**

Un dipôle magnétique est constitué de deux charges magnétiques fictives de signes opposées séparées par une distance l , (**Fig.I.2**). Le moment magnétique associé à ce dipôle porte le nom de moment magnétique dipolaire μ_m^{dip} défini par

$$\mu_m^{\text{dip}} = lq_m \quad (\text{I.1})$$



Fig.I.2 Moment magnétique dipolaire

- **L'approche ampérienne**

Le courant ampérien est un petit courant circulaire censé d'exister à l'échelle atomique. Il résulte du mouvement de l'électron autour du noyau (**Fig.I.3**). Le moment magnétique associé porte le nom de moment magnétique ampérien μ_m^{am} défini par la relation suivante

$$\mu_m^{\text{am}} = iA \quad (\text{I.2})$$

Ou A est la surface délimitée par le courant circulaire i .

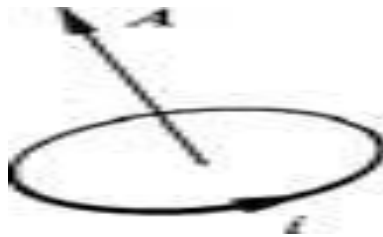


Fig.I.3 Moment magnétique ampérien

I.2.1.3 Moment magnétique orbital

La théorie atomique a montré que les dipôles magnétiques dans un matériau proviennent du moment orbital associé avec le mouvement des électrons. En effet, un électron de charge $(-e)$ et de masse (m_e) en mouvement autour du noyau avec une vitesse v suivant une orbite de Bohr de rayon (r) donne naissance à un moment magnétique orbital orientée perpendiculairement au plan de l'orbite. (**Fig.I.4**). Un moment cinétique orbital est associé à ce moment magnétique, orienté suivant la direction opposée du moment magnétique orbital.

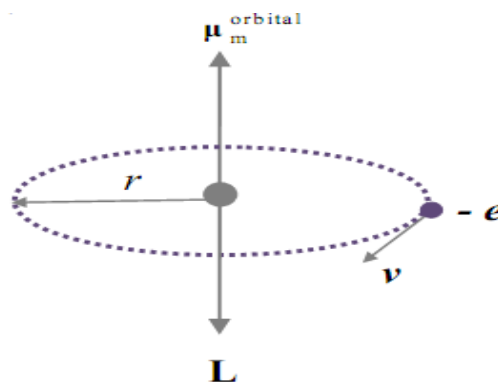


Fig.I.4 illustration du mouvement orbital d'un électron

Sachant que $A = \pi r^2$ et $i = -e \left(\frac{\omega}{2\pi} \right)$ ou ω est la fréquence angulaire de l'électron, le moment magnétique orbital peut être écrit comme suit

$$\mu_m^{\text{orbital}} = -\frac{e\omega}{2\pi} \pi r^2 = -\frac{e}{2m_e} L = -\gamma L \quad (\text{I.3})$$

Où γ est le facteur gyromagnétique qui représente la fréquence du mouvement orbital de l'électron et L est le moment orbital.

I.2.1.4 Moment magnétique de spin

En tournant autour de lui-même, l'électron crée un moment cinétique de spin qui peut prendre deux valeurs distinctes selon le sens de rotation comme il est illustré par (Fig.I.5). Le moment magnétique de spin μ_m^{spin} est associé avec la rotation de l'électron autour de son axe. [2]



Fig.I.5 illustration du mouvement d'un électron autour de lui-même.

Le moment cinétique de spin S est associé au moment magnétique de spin μ_m^{spin} orienté dans la direction opposée.

I.2.1.5 Moments magnétiques totaux

Le moment magnétique atomique total est la somme des deux moments magnétiques orbitaux et de ceux produit par le spin. Les moments de spins se couplent entre eux pour donner le moment de spin total

$$S = \sum_i s_i \quad (\text{I.4})$$

Il est de même pour les moments orbitaux, ils se couplent pour donner le moment orbital total

$$L = \sum_i l_i \quad (\text{I.5})$$

Les moments totaux orbitaux L et de spin S se couplent entre eux pour donner un moment cinétique total J de la façon suivante

$$J = |L + S| \quad (\text{I.6})$$

$$J = |L - S| \quad (\text{I.7})$$

A partir du moment cinétique total J on obtient facilement le moment magnétique de l'atome exprimé de la façon suivante

$$\mu_m = \frac{-g\mu_B}{\hbar} J \quad (\text{I.8})$$

Où g est le facteur de Lande. Le magnéton de Bohr μ_B est défini comme l'amplitude du moment magnétique pour un électron en mouvement sur une orbite. Il est donné par

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (\text{I.9})$$

Où \hbar est la constante de Planck.

I.2.2 Aimantation

Le moment résultant dans un élément de volume ΔV comportant N atomes de moments magnétiques μ_i peut être écrit sous la forme suivante

$$\mu_m = \sum_{i=1}^N \mu_i \quad (\text{I.10})$$

l'aimantation M est définie par

$$M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \mu_i \right) \quad (\text{I.11})$$

La valeur moyenne de l'aimantation est définie lorsque la somme est considérée sur le volume entier de l'échantillon. Cependant, lorsque la somme est effectuée seulement sur les moments dans l'élément de volume l'aimantation M caractérisée par la densité volumique des moments magnétiques.

I.3 Classification des matériaux magnétiques

Lorsque les atomes s'assemblent, les moments magnétiques de chacun d'eux interagissent plus ou moins entre eux. Cela permet de classer les matériaux magnétiques comme suit [3,4,5]

I.3.1 Matériaux diamagnétiques

Le diamagnétisme est une propriété fondamentale de la matière généralement faible. Les substances diamagnétiques sont composées d'atomes qui n'ont pas de moments magnétiques permanents. L'intensité de la magnétisation induite est dans la direction opposée du champ appliqué. Ce phénomène est réversible puisque lorsque le champ disparaît, l'action disparaît. Les matériaux diamagnétiques (Cu, Au, Si, Ge...) sont caractérisés par une susceptibilité négative de l'ordre de -10^{-6} à -10^{-5} .

I.3.2 Matériaux paramagnétiques

Dans ces matériaux, les moments individuels ne sont pas ordonnés magnétiquement et l'aimantation est nulle lorsque le champ est supprimé (Fig.I.6)

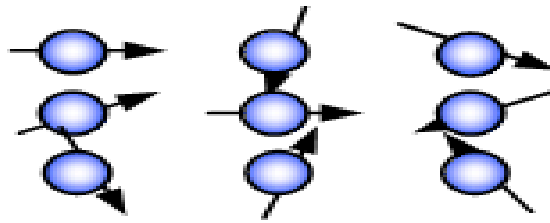


Fig.I.6 Couplage paramagnétique

En présence d'un champ, il y'a un alignement partiel des moments magnétiques atomiques dans la direction du champ magnétique. Les matériaux paramagnétiques (Al, Mg,..) ont une susceptibilité positive de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-3} . Le paramagnétisme est un phénomène faible et réversible, mais qui tend à renforcer l'action du champ inducteur. L'agitation thermique désoriente les dipôles magnétiques élémentaires.

I.3.3 Matériaux ferrimagnétiques

Les matériaux ferrimagnétiques présentent différents sous-réseaux dont les aimantations sont antagonistes et la compensation n'est pas totale de sorte qu'une aimantation spontanée subsiste (**Fig.I.7**). Le moment magnétique net n'est pas nul lorsque le champ externe est nul. Le comportement ferrimagnétiques à donné son nom à la grande classe des ferrites, constitués des oxydes magnétiques tels que, Feo, Mno...

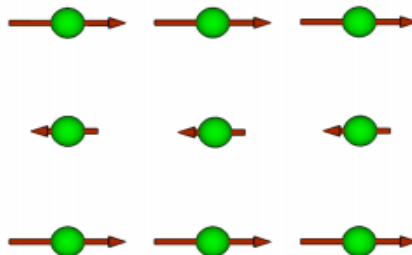


Fig.I.7 Couplage ferrimagnétique

I.3.4 Matériaux antiferromagnétiques

La structure cristalline d'un matériau antiferromagnétique conduit à la subdivision des moments magnétiques en deux réseaux de moments magnétiques, de directions opposées et d'amplitudes identiques (**Fig.I.8**).

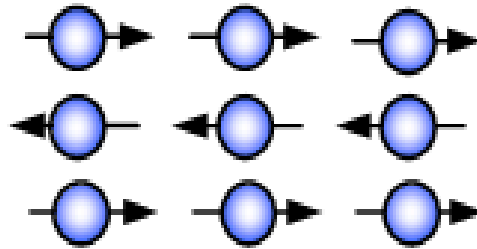


Fig.I.8 Couplage antiferromagnétique

La résultante de ces moments à l'échelle du matériau est donc nulle : les moments se compensent. Globalement, le matériau antiferromagnétique présente une polarisation spontanée nulle.

I.3.5 Matériaux ferromagnétiques

Dans les matériaux ferromagnétiques, les moments magnétiques de chaque atome s'alignent spontanément dans des régions appelées domaines, même en absence du champ externe. Le moment magnétique résultant est nul parce que les différents domaines ont des orientations différentes et leurs effets s'annulent.

C'est le cas de certains ions des métaux de transitions (Fe, Co, Ni). Ces derniers présentent des distances interatomiques suffisamment petites pour que ceux-ci interagissent. L'ordre magnétique est issu de la compétition entre deux énergies: l'énergie d'échange et l'énergie de l'agitation thermique. (**Fig.I.9**), illustre le couplage des moments magnétiques.

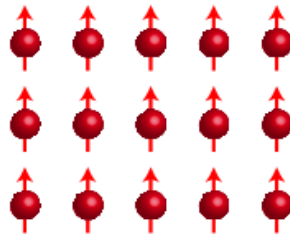


Fig.I.9 Couplage ferromagnétique

Tous les corps ferromagnétiques deviennent paramagnétiques au-dessus de la température de Curie.

I.4 Réponse des matériaux magnétiques à un champ extérieur

La réponse d'un matériau à l'application d'un champ magnétique extérieur H_{ext} conduit à la relation suivante

$$M = \chi H_{\text{ext}} \quad (\text{I.16})$$

Où χ est la susceptibilité magnétique [3,6]. Elle est définie comme le coefficient de proportionnalité entre l'aimantation M et le champ appliqué.

(Fig.I.10) représente l'évolution de l'aimantation des principaux matériaux magnétiques en réponse à l'application d'un champ extérieur.

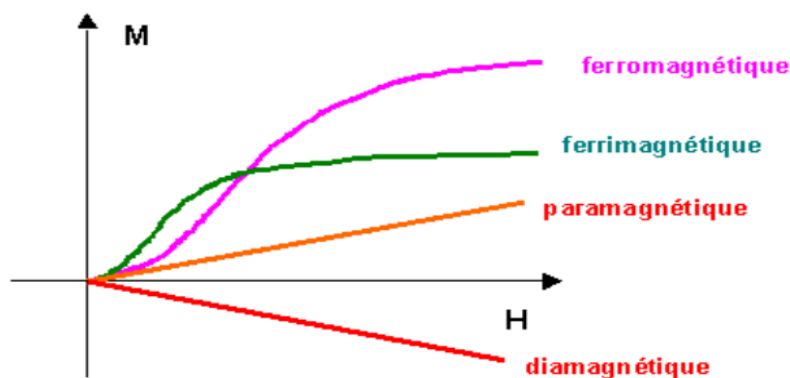


Fig.I.10 aimantation des principaux matériaux magnétiques en réponse à l'application d'un champ extérieur

I.5 Propriétés qualitatives des matériaux ferromagnétiques

- Les matériaux ferromagnétiques ont un comportement plus complexe que celles des diamagnétiques et des paramagnétiques.
- Ils peuvent présenter une aimantation spontanée en absence du champ appliqué
- Les phénomènes d'aimantation liés à ces matériaux sont d'un ordre de grandeur plus élevé que pour les matériaux paramagnétiques et diamagnétiques.
- Ils présentent un cycle d'hystérésis.
- Le comportement des matériaux ferromagnétiques dépend de la température. Leur aimantation globale tend à diminuer lorsque la température s'approche de la température de curie.
- La forme des matériaux ferromagnétiques a une grande influence sur leur comportement.

I.6 Catégories et caractéristiques des matériaux ferromagnétiques

Les matériaux ferromagnétiques sont classés en deux catégories selon leur coercivité.[7,8,9].

- Les matériaux doux
- Les matériaux durs (aimants permanents)

I.6.1 caractéristiques des matériaux ferromagnétiques doux

- Ils s'aimantent et se désaimantent facilement.
- Ils ont une perméabilité, une induction et une aimantation rémanente élevées. Cependant, ils possèdent un champ coercitif faible.

En plus du Fer pur du nickel et du cobalt, ils existent d'autres matériaux ferromagnétiques sous formes d'alliages.

*** Alliage Fe-3%Si**

Le Fer pur présente des propriétés magnétiques, mais il ne peut être directement utilisé pour la conception des dispositifs électrotechniques à cause des pertes élevées. Pour une diminution de ces derniers, le fer est feuilleté et utilisé en ajoutant du silicium.

***Alliages Fe-Ni**

Connue sous le nom de "permalloy" et utilisé sur une large gamme de composition en Ni. Une grande quantité en Ni permet d'avoir une perméabilité élevée, tandis que une faible quantité entraîne une forte résistivité.

***Alliages FeCo**

Ils représentent des matériaux ferromagnétiques doux de haute technologie. Leurs développements restent confinés dans des applications de miniaturisation des circuits magnétiques,

I.6.2 Caractéristiques des matériaux ferromagnétiques durs

- Ils s'agissent des aimants qui demeurent aimantés.
- Ils sont caractérisés par un champ coercitif élevé et une aimantation rémanente faible.

Parmi ces matériaux typiques, on peut citer les alliages ALNICO, les ferrites dures, Pt-Co, SmCo, Néodyme- Fer- Bore

I.7 Energies dans un matériau ferromagnétique

Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, les énergies qui interviennent sont :

I.7.1 Energie d'échange

C'est une énergie du type microscopique, qui résulte de la mise en commun partielle des trajectoires d'un électron périphérique entre deux atomes voisins. La valeur de cette énergie est égale à l'énergie qu'il faudrait fournir pour rompre cette situation. Cette énergie d'échange a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome dans le cas ferromagnétique. (**Fig I.11**) illustre l'interaction des moments magnétiques de deux atomes adjacents.

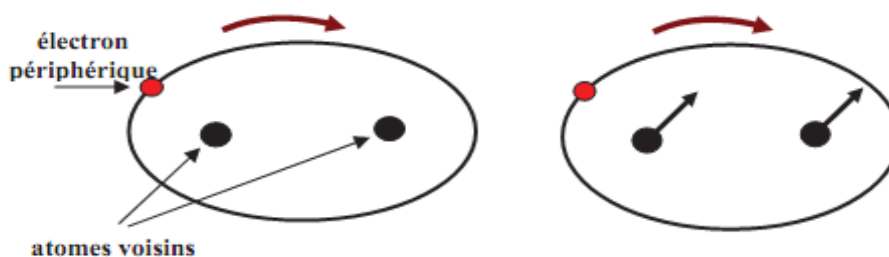


Fig.I.11 illustration de l'interaction d'échange entre deux atomes adjacents

I.7.2 Energie d'anisotropie magnéto-cristalline

L'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline représente l'énergie à fournir pour faire tourner l'ensemble des moments magnétiques suivant une direction donnée à partir de la direction de facile aimantation. Lorsqu'on applique un champ d'excitation dans la direction de facile aimantation, l'énergie à fournir est faible car la direction du champ d'excitation est la même que celle des moments magnétiques microscopiques. Par contre, si l'on excite le matériau avec un champ d'excitation autre que la direction de facile aimantation, l'énergie à fournir est plus importante.

I.7.3 Energie magnétostatique

C'est l'énergie correspondant à l'action sur chaque atome des champs magnétiques créés par tous les atomes voisins (**Fig.I.12**)



Fig.I.12 Illustration d'énergie magnétostatique

I.7.4 Energie due au champ extérieur

L'application d'un champ magnétique extérieur H se traduit par l'introduction d'une nouvelle énergie qui modifie l'état d'équilibre énergétique du matériau pour créer une nouvelle configuration en domaines.

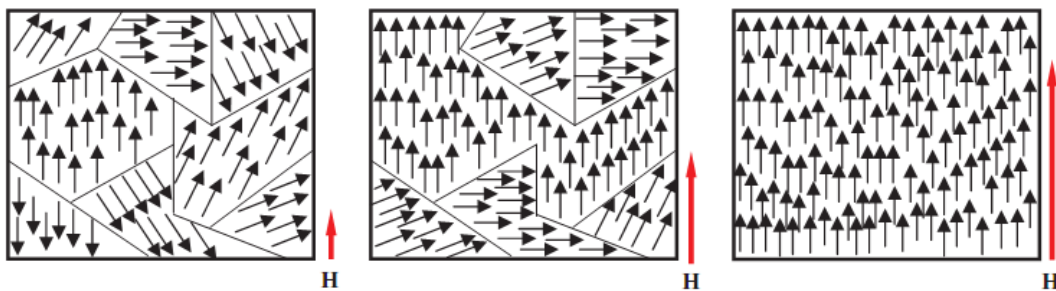


Fig.I.13. Evolution des domaines de Weiss sous l'action du champ magnétique

I.8 Minimisation de l'énergie totale et formation des domaines

Un compromis entre ces énergies à savoir, les énergies d'échange, d'anisotropie, magnétostatique et celle due au champ extérieur favorise une répartition en domaines illustrée par (Fig 14)

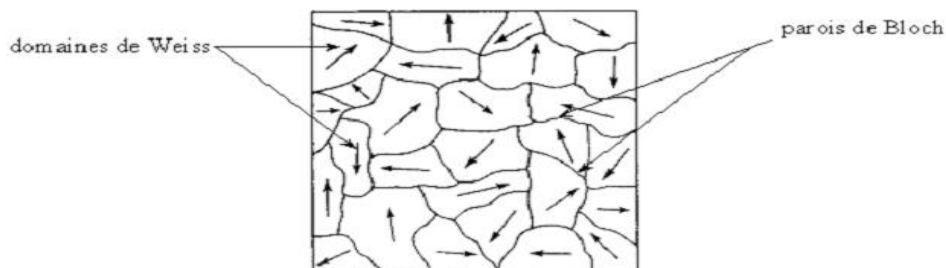


Fig.I.14 Aspect de la répartition en domaines

I.9 Paroi entre domaines

Dans le processus d'aimantation, la plupart des actions sont générées par l'expansion des domaines qui se produisent par le déplacement des parois. La paroi est une transition entre deux domaines comme le montre (Fig I.15). Ils existent généralement les parois de Bloch (a) et de Néel (b).

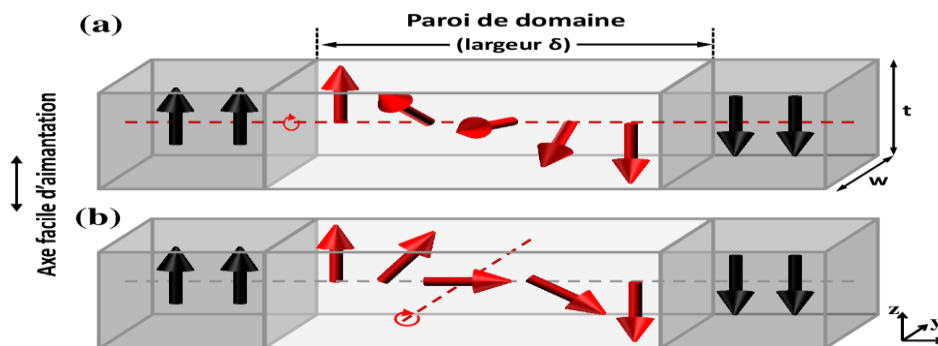


Fig I.15 Exemple de paroi entre deux domaines de weiss

I.10 Mouvement des parois de domaines

Lorsqu'on applique un champ extérieur, il peut rompre l'équilibre des parois. Les moments qui peuvent répondre plus facilement sont ceux qui sont dans les parois. Les domaines croissent favorablement en produisant un effet similaire au mouvement des parois. Si on applique un champ extérieur dans la direction de l'un des domaines adjacents à la paroi, le champ externe casse l'équilibre en faveur de la direction du champ appliqué. Les moments des parois tournent légèrement au fur et à mesure que le champ augmente.

I.11 Ancrage des parois lors de leurs mouvements aléatoires

Le phénomène d'ancrage des parois est un phénomène aléatoire. Il contribue bien au processus d'aimantation des matériaux ferromagnétiques. (Fig.II.16)

illustre le phénomène d'ancrage d'une paroi en mouvement entre deux domaines magnétiques

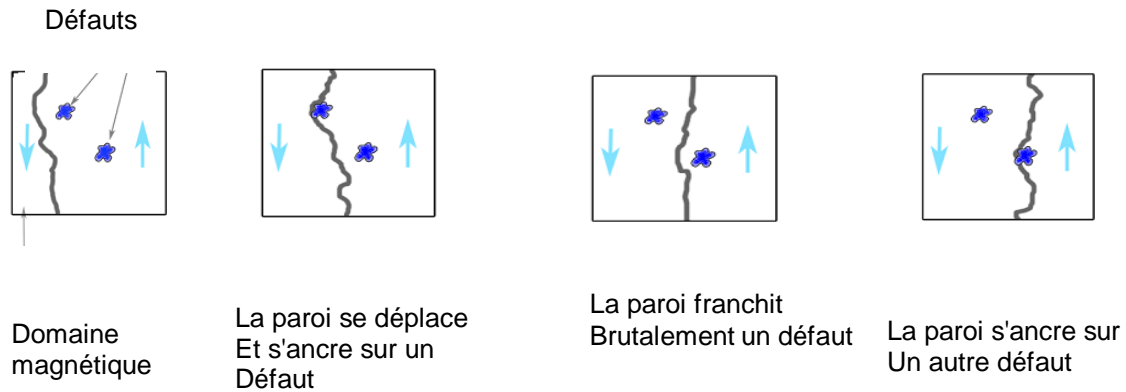


Fig. I.16 illustration du phénomène d'ancrage de la paroi lors du son déplacement

I.12 Mécanismes d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques

On peut distinguer trois mécanismes d'aimantation magnétique [10], qui se produisent successivement en fonction de l'intensité du champ appliquée. La courbe d'aimantation représentée par (Fig.I.17) peut être interprétée selon les trois régions, 1, 2, et 3

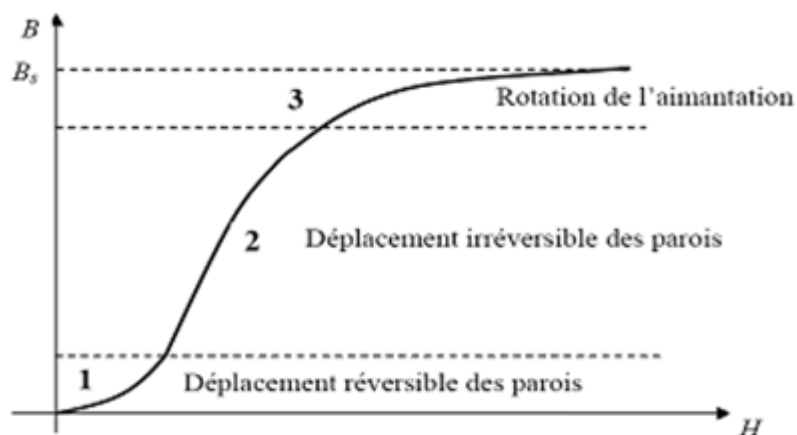


Fig.I .17 Courbe d'aimantation d'une substance ferromagnétique

Le premier mécanisme d'aimantation (région A)

Le premier mécanisme qui se produit aux bas champs, est le mouvement élastique des parois entre domaines (**Fig.I.18**). Le volume des domaines favorablement orientés par rapport à la direction du champ augmente au dépend des domaines orientés suivant la direction opposée. Le mouvement des parois cause une augmentation de l'énergie totale du système. Si cette énergie ne permet pas de franchir la barrière de potentiel créé par un défaut ou est ancré la paroi ou bien si les parois ne rencontrent pas des obstacles lors de leurs déplacements, ce processus est réversible et le système retourne naturellement à l'état initial une fois le champ est annulé.

- **Le deuxième mécanisme d'aimantation (région B)**

Le second mécanisme d'aimantation qui se produit aux champs moyens est le mouvement irréversible des parois des domaines. Il permet le franchissement de certaines barrières de potentiel. Lors de retrait de champ magnétique, on ne retrouve pas la même répartition des domaines. Il existe un nouvel état métastable qui explique l'apparition d'une aimantation moyenne non nulle sous champ nul. Dans cette région, les parois continuent leurs déplacements et chaque domaine dont les moments magnétiques sont orientés dans la même direction que le champ appliqué augmente également de volume.

- **Le troisième mécanisme d'aimantation (région C)**

Le troisième mécanisme d'aimantation se produit aux champs élevés. Le matériau ne comporte que des domaines possédant une composante alignée avec les directions d'aimantation facile des cristaux les plus proches de la direction du champ. L'augmentation du champ magnétique appliqué cause alors une rotation de l'orientation de l'aimantation à l'intérieur des domaines pour s'aligner avec le champ magnétique appliqué.

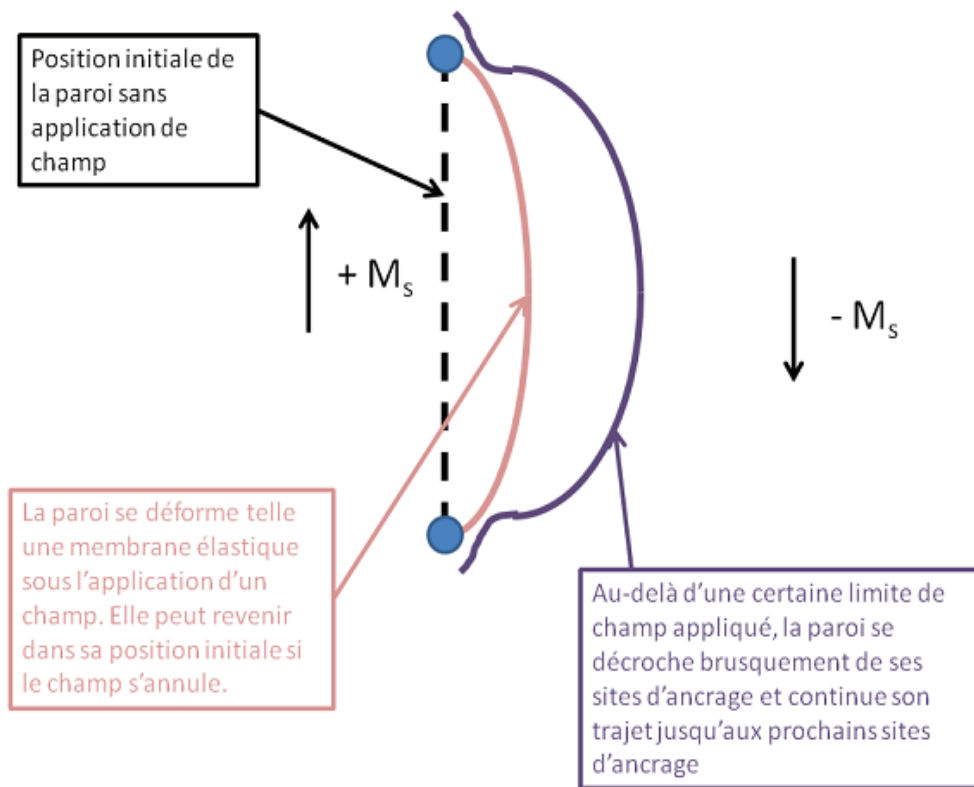


Fig.I.18 illustration de phénomène d'accrochage d'une paroi rigide avec deux défauts

I.13 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné les éléments nécessaires à la compréhension de l'origine physique du magnétisme et la description de l'état magnétique de la matière. En se basant sur le mécanisme de distribution des moments magnétiques une classification des matériaux magnétiques a été présentée suivi d'une comparaison de la réponse de ces matériaux à l'application d'un champ extérieur. L'importance a été donnée aux matériaux ferromagnétiques. Nous avons rappelé les propriétés qualitatives de ces matériaux ferromagnétiques et comparé les caractéristiques des matériaux doux et durs. La dernière partie a été l'objet d'un rappel du processus et des mécanismes d'aimantation dans les matériaux ferromagnétiques

Chapitre II : **Pertes et modèles d'hystérésis**

II.1 Introduction

Les matériaux ferromagnétiques sont souvent utilisées sous forme de tôles dans les machines électriques statiques ou tournantes. Ces matériaux sont le siège des pertes magnétiques. Des approches sont utilisées pour analyser ces pertes tels que les méthodes empiriques, le principe de la séparation des pertes et les modèles hystérétiques. Nous essayons dans un premier temps dans ce chapitre de présenter les principales pertes qui se manifestent dans les matériaux ferromagnétiques, puis nous présentons les méthodes directes de calcul des pertes. La dernière partie de ce chapitre est réservée à un rappel de quelques modèles d'hystérésis statiques et dynamiques.

II.2 Pertes dans la matière

Chaque matériau magnétique soumis à un champ extérieur, subit des pertes fer [12]. On distingue deux phénomènes physiques principaux à l'origine de ces pertes. Les pertes dus aux déplacements des parois entraînent des courants induits microscopiques localisés (**Fig.II.1**).

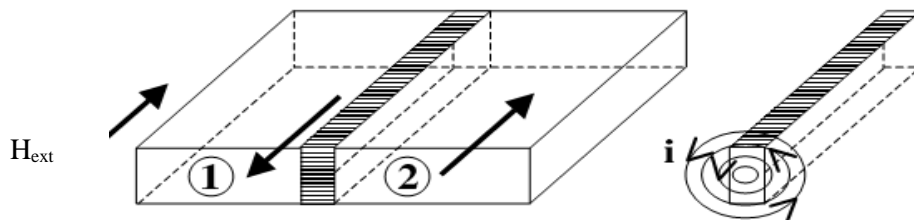


Fig. II.1 Représentation des courants induits microscopiques autour d'une paroi en mouvement

Et les pertes dus aux courants de Foucault qui sont liés au fonctionnement en régime dynamique et se développent à l'échelle macroscopique (**Fig.II.2**)

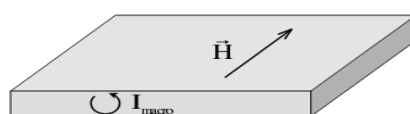


Fig.II.2 Représentation des courants induit macroscopiques dans la section droite d'une tôle ferromagnétique

II.3 Généralités sur le calcul direct des pertes

Steinmetz fut le premier à établir un modèle de pertes fer. Ce modèle simple établi une dépendance entre les pertes fer, l'amplitude B du champ magnétique et la fréquence f selon la relation suivante

$$P_{fer} = C \cdot f^\alpha \cdot B_{max} \quad (\text{II.1})$$

Où C , α , sont des coefficients empiriques à déterminer et B_{max} est l'induction maximale.

Jordan différençia en 1924 les pertes par hystérésis des pertes par courant de Foucault comme suit

$$P_{fer} = K_h \cdot f \cdot B_{max}^2 + K_f \cdot f^2 \cdot B_{max}^2 \quad (\text{II.2})$$

Pry et Beam allèrent plus loin dans les années 50 en caractérisant les pertes dites par excès, apparaissant à hautes fréquences, en introduisant alors un facteur correctif η_e

$$P_{fer} = K_h \cdot f \cdot B_{max}^2 + \eta_e \cdot K_f \cdot f^2 \cdot B_{max}^2 \quad (\text{II.3})$$

Dans les années 80 ,Bertotti identifia les pertes par excès de manière plus précise ,à partir des équations de Pry et Bem, il sépara alors les pertes en trois contributions, donnant une place entière aux pertes par excès dues aux courant induits microscopiques selon la relation suivante

$$P_{fer} = P_h + P_f + P_e = K_h \cdot f^\alpha \cdot B_{max}^2 + K_f \cdot f^2 \cdot B_{max}^2 + K_e \cdot f^{3/2} \cdot B_{max}^{3/2} \quad (\text{II.4})$$

Tous ces modèles nécessitent une série de mesures et d'études pour être modélisés et pour en calculer les différents coefficients. Ce sont donc des modèles expérimentaux mais à forte considération physique. Ils ont l'avantage d'être analytiques ou scalaires. Cependant, ils nécessitent un grand nombre de

mesures de caractérisation et ne tiennent pas compte de l'effet de peau.

En conclusion, ces modèles sont très efficaces pour un pré-dimensionnement pour des fréquences inférieures au kilo-Hertz. Le problème principal de ces modèles est le manque de flexibilité quant à la nature de la forme d'onde de B qui est supposée sinusoïdale, ce qui n'est pas le cas dans une machine électrique.

Bertotti fut néanmoins essayé de tenir compte de la nature de la forme d'onde de B en introduisant la masse volumique du matériau, son volume, la période du signal sinusoïdale B . Les pertes évoluent énormément selon la nature du signal B . En effet, avec un B non sinusoïdale, il apparaît dans le cycle d'hystérésis principal des cycles dites mineurs causés par les écarts ΔB .

En effet, c'est au-delà de ce niveau de fréquence que les pertes par courants de Foucault deviennent prépondérantes dans les tôles de machines. Or c'est la partie des pertes totales la moins précisément modélisée. C'est pourquoi une modélisation plus complexe mais plus précise est nécessaire pour augmenter la validité des modèles des pertes. Une des solutions possibles est de chercher à reconstituer le cycle d'hystérésis plutôt que d'avoir une expression directe des pertes.

II.4 Cycle d'hystérésis

Le cycle d'hystérésis est obtenu par le tracé de la fonction $B(H)$ ou B et H sont théoriquement liés par la relation simple suivante

$$B = \mu H \quad (\text{II.5})$$

Cependant, souvent on représente M en fonction de H . Le champ appliqué varie entre deux valeurs extrêmes $-H_m$ et $+H_m$ [13]. La variation de l'aimantation n'est plus réversible est décrit un cycle d'hystérésis (**Fig.II.3**). A partir de ce tracé on peut définir les paramètres suivants

- Le champ coercitif H_c champ pour lequel l'aimantation s'annule,

- L'induction(ou l'aimantation) rémanente B_r ou M_r , (induction ou aimantation) pour lesquelles le champ est nul.

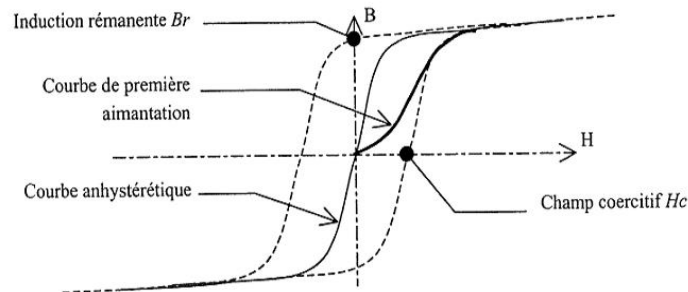


Fig.II.3 Exemple de Cycle d'hystérésis

II .5 Comportement statique et dynamique

En régime statique le comportement est lié aux propriétés physiques du matériau et de sa géométrie. On constate qu'en excitation à fréquence faible pour la même amplitude du champ H la forme du cycle n'évolue plus, on dit que le matériau est dans un état quasi statique. A l'origine de l'énergie dissipée, on trouve les courants induits microscopiques. Ces courants ont pour origine la variation du flux magnétique crée par le déplacement des parois .Ces courants sont peu dépendant de la fréquence d'excitation pare ce que la vitesse propre des parois est imposée par la structure.

Quand on augmente la fréquence, avec la même amplitude du champ le cycle est plus large qu'en régime statique, donc l'énergie dissipée augmente. Cette augmentation est due à la contribution des courants induits macroscopiques.

II.6 Modèles d'hystérésis

II.6.1 Introduction

Pour la représentation de l'hystérésis magnétique, ils y a plusieurs modèles proposées dans la littérature [14]. Certain sont purement mathématiques,

d'autres sont phénoménologiques, dont l'état magnétique est caractérisé par un vecteur d'état contenant toute l'information relative à l'histoire du champ (modèle de Preisach) et peu sont basés sur des considérations physiques, tel que l'état magnétique est caractérisé par le sens de variation du champ appliqué (modèle de Jiles-Atherton). En on peut aussi distinguer la classification suivante:

- ❖ Les modèles statiques, qui supposent que le champ appliqué varie infiniment lentement.
- ❖ Les modèles dynamiques, qui permettant de rendre compte de la vitesse de variation du champ appliqué sur l'allure des cycles d'hystérésis.

II.6.2 Modèles Statiques

II.6.2.1 Modèle d'Hystérésis de Rayleigh

Cet ancien modèle est développé par le physicien, **Rayleigh** (1842-1919) qui a remarqué que, dans la région à faible champ magnétique sur la courbe de première aimantation, la perméabilité magnétique peut être représentée par les deux premiers termes d'un polynôme de puissance croissant

$$\mu(H) = \frac{dB}{dH} \mu_{in} + \eta H \quad (\text{II.6})$$

L'équation ci-dessus résulte d'une relation entre l'intensité de champ magnétique \mathbf{H} et la densité du flux \mathbf{B} , pour la partie initiale de la courbe d'aimantation. L'intégrale de l'équation (II.6) nous donne :

$$\mathbf{B} = \mu_{in} \mathbf{H} + \frac{1}{2} \eta \mathbf{H}^2 \quad (\text{II.7})$$

Le premier terme $\mu_{in} \mathbf{H}$ représente la composante réversible, alors que le deuxième terme $\frac{1}{2} \eta \mathbf{H}^2$ décrit le changement irréversible de l'induction magnétique. Avec μ_{in} est la perméabilité initiale et η la constante de Rayleigh.

$$\eta = \frac{2B_r}{H^2_{max}} \quad (\text{II.8})$$

$$\mu_{in} = \frac{B_{max}}{H_{max}} = -\eta H_{max} \tag{II.9}$$

H_{max} , B_{max} sont respectivement le champ magnétique maximal appliqué et l'induction maximale résultante, B_r représente l'induction rémanente. Ainsi, par l'application d'une excitation périodique $H(t)$, l'induction magnétique est de faible amplitude variant entre $\pm B_{max}$, en se déplaçant le long du cycle d'hystérésis de Rayleigh telle qu'il est représenté sur (Fig.II.4). La branche ascendante du cycle d'hystérésis est de la forme suivante :

$$B = \mu_{in}(H + H_{max}) + \frac{\eta}{2}(H + H_{max})^2 - B_{max} \tag{II.10}$$

Tandis que la branche descendante est donnée par :

$$B = \mu_{in}(H - H_{max}) - \frac{\eta}{2}(H - H_{max})^2 + B_{max} \tag{II.11}$$

L'inconvénient majeur de ce modèle est sa limitation aux champs faibles ce qui ne permet pas une description de la saturation.

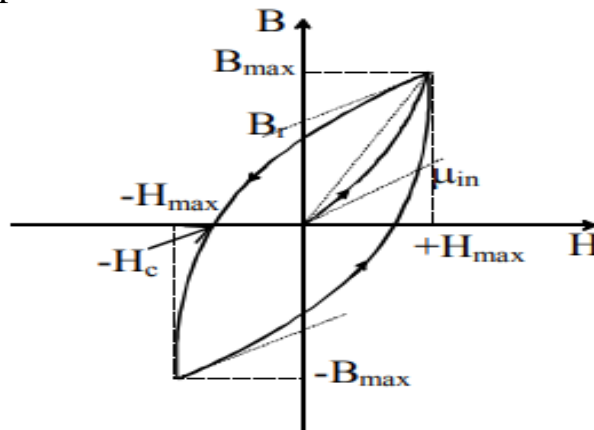


Fig II.4 Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation (Rayleigh)

II.6.2.2 modèle de Rivas

Le modèle de Rivas donne une approximation de l'hystérésis à partir d'une fonction rationnelle de type :

$$M = \frac{a_0 + a_1 + a_2 H^2}{1 + b_1 H + b_2 H^2} \tag{II.12}$$

Ce modèle décrit la courbe de première aimantation à partir de deux approximations. Une approximation à partir de la loi de Rayleigh pour les faibles champs d'excitations et une approche de saturation pour les champs

élevés. Le cycle majeur d'hystérésis est représenté à partir de deux fonctions auxiliaires f_1 et f_2 de telle sorte que les branches ascendante B_a et la branche descendante B_d s'expriment respectivement comme su

$$\begin{cases} B_a = f_1 - f_2 \\ B_d = f_1 + f_2 \end{cases} \quad (\text{II.13})$$

(Fig.II.5) représente le cycle d'hystérésis ainsi que les fonctions auxiliaires pour $B_s = 1.9$ T et $B_r = 1.5$ T. En revanche, ce modèle ne permet pas de décrire les cycles mineurs indispensables pour le calcul des pertes dans les matériaux ferromagnétiques

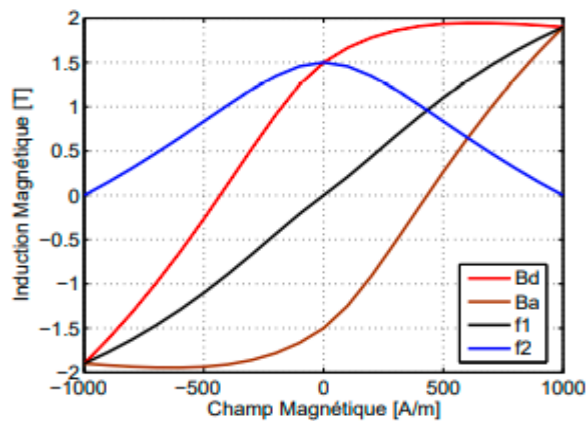


Fig. II.5 Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rivas

II.6.2.3 Modèle de Frolich

Ce modèle est également une approximation de la relation entre l'induction magnétique B et le champ H , permettant la description de la courbe de première aimantation uniquement :

$$B = \frac{H}{\alpha + \beta|H|} \quad (\text{II.14})$$

Où α et β caractérisant le matériau étudié. Les travaux de recherches cités dans la littérature, ont amélioré le modèle en subdivisant la caractéristique en deux parties, la première est définie lorsque $B \leq B_s$ et la seconde lorsque $B \geq B_s$, tel que l'on a :

$$B = \frac{H}{a_1 + b_1|H|} \quad (\text{II.15})$$

$$B = B_s + \frac{H - H_s}{a^2 + b^2 |H - H_s|} \quad (\text{II.16})$$

En introduisant le champ coercitif H_c , l'expression du modèle respectivement sur la courbe montante et sur la courbe descendante du cycle majeure sera donnée par :

$$B = \frac{H - H_c}{\alpha + \beta |H - H_c|} \quad (\text{II.17})$$

$$B = \frac{H + H_c}{\alpha + \beta |H + H_c|} \quad (\text{II.18})$$

Le paramètre β est défini au point $(B_s, H \rightarrow \infty)$ par :

$$B_s = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{(H + H_c)}{\alpha + \beta |H + H_c|} = \frac{1}{\beta} \Rightarrow \beta = \frac{1}{B_s} \quad (\text{II.19})$$

Quand au paramètres α , il est défini au point $(B_r, H \rightarrow 0)$ par :

$$B_r = \lim_{H \rightarrow \infty} \frac{(H + H_c)}{\alpha + \beta |H + H_c|} = \frac{H_c}{\alpha + \beta H_c} \Rightarrow \alpha = H_c \left[\frac{1}{B_r} - \frac{1}{B_s} \right] \quad (\text{II.20})$$

Les modèles de type Frolich permettent d'avoir une approximation du phénomène de saturation ainsi qu'une représentation du cycle majeur, mais ne peuvent décrire certains phénomènes physiques liés au processus d'aimantation (les cycles mineurs) associés à l'hystérésis magnétique.

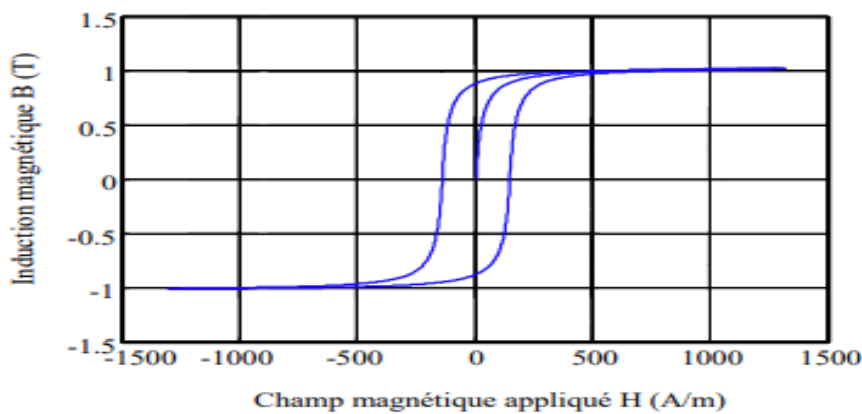


Fig. II.6 Cycle d'hystérésis généré par le modèle de Frôlich

II.6.2.4 Modèle polynomial

L'approximation du phénomène par des séries polynomiales a fait l'objet de

plusieurs recherches dans le but de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques. Ainsi, la relation entre l'induction magnétique B et le champ H est donnée par :

$$B = kH^{1/n} \quad (\text{II.21})$$

Avec K et n , paramètres caractérisant le matériau magnétique. Ils sont déterminés à partir de la courbe de première aimantation (pour des matériaux ferromagnétiques, « n » a pour valeurs : $(5 \leq n \leq 14)$). Ce modèle permet de décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques ainsi que le phénomène de saturation, seulement il est limité à la courbe de première aimantation.

II.6.2.5 Modèle fractionnel

De nombreux auteurs ont proposé une formulation empirique du type modèle fractionnel pour rendre compte de l'approche à la saturation [14]. L'équation suivante montre l'approximation du phénomène d'hystérésis en termes fractionnel $1/H^i$, $i = 1 \dots n$

$$B = \mu_0 M_s \left[1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \dots \dots \frac{z}{H^i} \right] + \mu_0 H \quad (\text{II.22})$$

L'évolution de l'aimantation M en fonction du champ est obtenue en associant le modèle à la loi du comportement du matériau magnétique :

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (\text{II.23})$$

Ce qui permet d'obtenir :

$$M = M_s \left[1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \frac{c}{H^3} \dots \dots \frac{z}{H^i} \right] \quad (\text{II.24})$$

Une nouvelle formulation du modèle est obtenue avec les travaux de Dionne, Weiss et Allen :

$$M = M_s \left[1 - \frac{a}{(H+H_n \pm H_c)} - \frac{b}{(H-H_k)} - \dots \right] \quad (\text{II.25})$$

Avec

H_c : Le champ coercitif.

H_k : Le champ d'anisotropie.

H_n : Le champ supplémentaire.

Les valeurs $\pm H_c$ sont appliquées respectivement sur les branches montante et descendante du cycle d'hystérésis. Les paramètres a et b sont déterminés aux

points ($M=0$, $H = -H_c$), et

($M = M_r$, $H = 0$) tel que l'on a :

$$M(H = -H_c) = M_s \left[1 - \frac{a}{H_n} - \frac{b}{(-H_c + H_k)^2} \right] = 0 \quad (\text{II.26})$$

$$M(H = 0) = M_s \left[1 - \frac{a}{H_n + H_c} - \frac{b}{(H_k)^2} \right] = M_r \quad (\text{II.27})$$

Ainsi, la détermination des paramètres a et b dépend des valeurs de H_c, H_n, H_k

II.6.2.6 Modèle de jiles-atherton

Le modèle de Jiles-Atherton (1986) est un modèle de base physique comportant les différents mécanismes du processus d'aimantation. Jiles et Atherton ont basé leur modèle sur celui de Langevin. Ils décomposent l'aimantation en deux composantes, l'une réversible et l'autre irréversible. Ce modèle sera l'objet d'une description détaillée en chapitre 3.

II.6.3 Modèles dynamiques

II.6.3.1 Introduction

Contrairement aux modèles statiques présentés précédemment où la fréquence du champ d'excitation est faible et l'échantillon a suffisamment de temps pour régir à l'excitation, les modèles dynamiques suivantes tiennent compte de cette fréquence.

II.6.3.2 Modèle de Preisach

Le modèle de Preisach est un modèle d'hystérésis phénoménologique proposé en 1935, pour décrire le phénomène d'hystérésis dans les matériaux ferromagnétique doux et durs. Ce modèle est basé sur la compréhension du mécanisme d'aimantation.

L'idée fondamentale de ce modèle est de considérer le matériau magnétique comme un ensemble d'un très grand nombre de particules élémentaire ayant deux états magnétiques possibles : soit $M = -1$ ou $M = +1$.

On affecte à chacune de ces particules, un cycle d'hystérésis élémentaire de forme rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine, défini par une fonction $\varphi_{\alpha\beta} = \pm 1$

Ces cycles élémentaires sont caractérisés par les champs α et β (avec $\alpha \geq \beta$) appelés champs de basculement ou de commutation. (Fig. II.9.a).

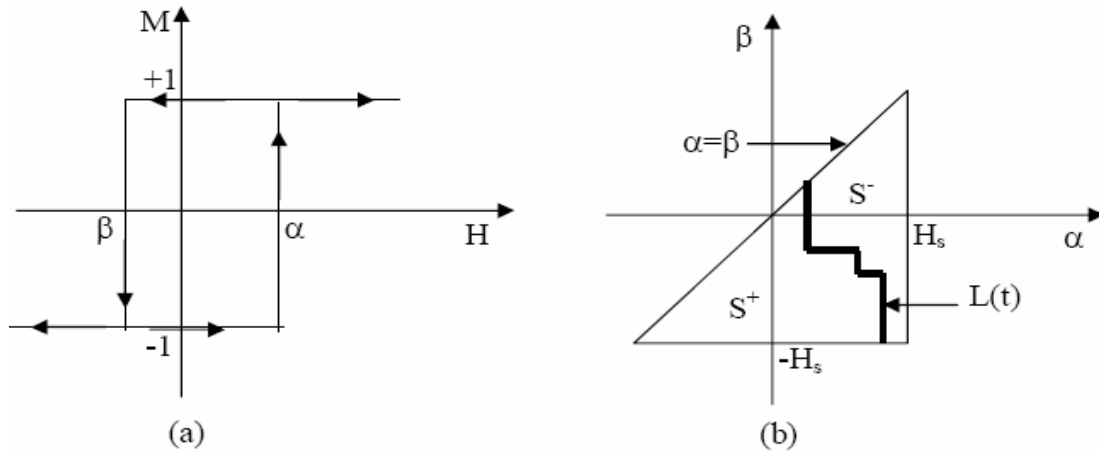


Fig. II.7 Illustration du cycle élémentaire et du triangle de Preisach

Le calcul de l'aimantation repose sur une distribution statique des particules élémentaires, dont les variables sont les champs de commutation α et β .

Soit $\rho(\alpha, \beta)$, cette fonction de distribution appelée aussi densité de Preisach. Elle est indépendante de l'état magnétique du matériau.

L'aimantation $M(t)$ résultant de l'application du champ H à l'instant t s'écrit dans la formulation de Preisach :

$$M(t) = \iint \rho(\alpha, \beta) \varphi_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \tag{II.28}$$

Où :

$\rho(\alpha, \beta)$: La densité de Preisach

$\varphi_{\alpha\beta}[H(t)]$: représente l'opérateur associé à l'hystéron élémentaire, $\varphi_{\alpha\beta}[H(t)] = \pm 1$

I.6.3.3 Modèle de Jiles-Szczyglowski

Ce modèle est la version dynamique du modèle de Jiles-Atherton. Il a été

développé par J.Szczyglowski .le modèle consiste à compléter la définition du champ effectif défini en chapitre 3 par la superposition d'un champ d'amortissement dynamique comme suit

$$H_{eff} = H + \alpha M + \beta \partial_t M \quad (\text{II.29})$$

II.7 Conclusion

Nous avons rappelé les pertes dans les matériaux ferromagnétiques ainsi que les principales méthodes de leurs calculs directs. Tenant compte des contraintes que présentent les méthodes ci-dessus, ainsi que celui de la séparation des pertes. Les modèles d'hystérésis qui ont été rappelés dans la dernière partie de ce chapitre s'avèrent les mieux adaptés pour une description et une analyse de comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques. Nous focalisons sur le modèle de Jiles-Atherton qui sera formulé au prochain chapitre.

Chapitre III :
Formulation et analyse du modèle de Jiles-
Atherton

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous essayons de présenter le fondement théorique menant à l'établissement et la formulation du modèle de Jiles-Atherton. Ensuite nous procédons à la simulation de différentes composantes de l'aimantation en utilisant des paramètres connus. Nous terminons par l'étude de l'effet de ces paramètres sur la forme de l'allure du cycle d'hystérésis ou de l'aimantation en fonction du champ appliqué. Les simulations sont effectuées en développant un programme Matlab .

III.2. Théorie de Langevin pour le paramagnétisme [14]

Considérons une substance paramagnétique contenant des atomes magnétiques dont le moment m est libre de s'orienter dans n'importe quelle direction. En l'absence de champ magnétique, les atomes pointent aléatoirement dans toutes les directions. Dans ce cas, la résultante macroscopique de l'aimantation est nulle. Lorsque l'on applique un champ magnétique, les moments ont tendance à s'orienter parallèlement à ce dernier, et si rien ne vient s'opposer à cet effet, le système acquiert une forte aimantation c'est ce qui se passe à température nulle. En revanche, à température finie, l'agitation thermique qui est de l'ordre de kT , où k est la constante de Boltzmann et T est la température est suffisante pour rendre la distribution des moments atomiques presque aléatoire. Seule une très faible aimantation parallèle au champ magnétique. Dans ce cas le nombre de molécules ayant une énergie est donné par :

$$dn = n_0 \exp\left(\frac{w}{kT}\right) dw \quad (\text{III.1})$$

Où n_0 est une constante et w est l'énergie due à un moment magnétique soumis au champ appliqué. En utilisant l'équation (III.1) nous obtenons :

$$dn = n_0 \exp\left(\frac{mH \cos \theta}{kT}\right) d(mH \cos \theta) \quad (\text{III.2})$$

Le nombre total des molécules N est obtenu, en intégrant l'équation (III.2) sur l'intervalle de $[0 \text{ à } \pi]$.

$$N = n_0 \exp\left(\frac{mH \cos \theta}{kT}\right) mH \sin \theta d\theta \quad (\text{III.3})$$

La magnétisation nette M de l'échantillon est donnée par la résultante de tous les

moments magnétiques le long de la direction de H:

$$\left\{ \begin{aligned} M &= \int_0^\pi m \cos \theta dn \\ &= \frac{N \int_0^\pi m \cos \theta dn}{\int_0^\pi dn} \\ &= \frac{N \int_0^\pi m \cos \theta n_0 \exp\left(\frac{mH \cos \theta}{kT}\right) mH \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi n_0 \exp\left(\frac{mH \cos \theta}{kT}\right) mH \sin \theta d\theta} \\ &= Nm \left(\coth \lambda - \frac{1}{\lambda} \right) \\ &= M_s \mathcal{L}(\lambda) \end{aligned} \right. \quad (\text{III.4})$$

Avec $\lambda = \frac{mH}{kT}$

Où $\mathcal{L}(\lambda)$ est la fonction de Langevin.

D'une manière générale l'équation (III.4) peut être donnée sous la forme suivante :

$$M = M_s \left(\coth \frac{H}{a} - \frac{a}{H} \right) \quad (\text{III.5})$$

Avec : $a = \frac{kT}{\mu_0 m}$, est un facteur caractérisant la variation de l'aimantation anhystérique.

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

T : La température.

μ_0 : La perméabilité du vide.

m : moment magnétique

Dans le cas des matériaux ferromagnétiques une correction est nécessaire.

III. 3 Correction de Weiss pour les matériaux ferromagnétiques

Pour expliquer le ferromagnétisme, Weiss proposa en 1906 le modèle de champ moléculaire, qui fut à l'origine de progrès considérables en magnétisme. Ce modèle consiste à considérer l'interaction entre les moments magnétiques. Ces interactions engendrent un champ d'interaction moléculaire appelé H_m . Weiss considère que tous les moments sont identiques dans ce cas l'expression donnant ce champ est :

$$H_m = \alpha M \quad (\text{III.6})$$

Ou α est le facteur de correction de Weiss ou le coefficient du champ moléculaire représentant le couplage entre moments magnétiques. Il en déduit donc que le champ effectif appliqué sur l'électron peut s'écrire :

$$H_e = H + \alpha M \quad (\text{III.7})$$

Dans ce cas, la caractéristique magnétique anhystérétique du matériau ferromagnétique décrite par la théorie de Langevin est corrigée par la théorie de Weiss et donnée par :

$$M_{an} = M_s \left(\coth \left(\frac{H + \alpha M}{\alpha} \right) - \frac{\alpha}{H + \alpha M} \right) \quad (\text{III.8})$$

III.4 Formulation du modèle de Jiles-Atherton

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. Cette description est basée sur des considérations énergétiques liées aux déplacements des parois au sein du système magnétique. Il permet la représentation de la courbe d'hystérésis $M(H)$ en utilisant les cinq paramètres qui décrivent ce modèle et qui dépendent des caractéristiques magnétiques du matériau.

III.4.1 Energie associée à la mobilité des parois [14]

Considérant deux domaines formant une paroi à 180° et de surface S , l'orientation des domaines est parallèle au champ extérieur appliqué, H . Si dx est le déplacement de la paroi due à l'action du champ magnétique, alors la densité d'énergie résultante de ce déplacement est :

$$dw = \mu_0 H dx \quad (\text{III.9})$$

Supposant que ε_π est l'énergie moyenne par site d'épinglage pour un arrangement des parois à 180° . Si le long de la distance dx , les parois tournent d'un angle φ , la variation de l'énergie d'épinglage prend la forme :

$$\varepsilon_p = \frac{\varepsilon_\pi(1 - \cos \varphi)}{2} \quad (\text{III.10})$$

Si l'angle $\varphi = 180^\circ$, l'énergie d'épinglage d'un site unitaire est de valeur ε_π , si $\varphi = 90^\circ$ cette énergie prend la valeur $\varepsilon_p = \varepsilon_\pi / 2$, alors que lorsque $\varphi = 0$ l'énergie d'épinglage est nulle c'est à dire qu'il n'y a plus de paroi. Dans le cas où il existe n sites d'épinglage par unité de volume, les pertes d'énergie de la paroi par unité de volume sont donnés par

$$dw = \mu_0 n \varepsilon_\pi S dx \quad (\text{III.11})$$

Sachant que la variation de l'aimantation due aux parois entre domaines est :

$$dM = 2M_s S dx \quad (\text{III.12})$$

Alors, il vient que la variation de la densité d'énergie sera exprimée par :

$$dw = \frac{\mu_0 n \varepsilon_\pi}{2M_s} dM \quad (\text{III.13})$$

Mettant $k = \frac{n \varepsilon_p}{2M_s}$ et sachant que l'aimantation est fonction du champ appliqué, les pertes d'énergie par unité de volume générées par le déplacement des parois peuvent être exprimées par :

$$dw = \mu_0 k \delta \frac{dM}{dH} dH \quad (\text{III.14})$$

Où k est le coefficient d'épinglage représentant la densité des sites d'épinglage et caractérisant la largeur du cycle, et δ un paramètre directionnel peut prendre la valeur (+1) pour H croissant $\frac{dH}{dt} > 0$, et la valeur (-1) pour H décroissant $\frac{dH}{dt} < 0$

III.4.2 Composantes de l'aimantation

Jiles et Atherton [14,15,16] proposent de revenir à la physique microscopique des parois magnétiques en présence des défauts. Ils supposent que l'aimantation totale M du matériau est décomposée en deux termes

$$M = M_{rev} + M_{irr} \quad (\text{III.15})$$

La composante réversible, M_{rev} et la composante irréversible, M_{irr}

La composante réversible représente la translation réversible des parois et la rotation réversible des domaines. Par contre la composante irréversible représente le déplacement irréversible des parois et des domaines magnétiques. La source de la composante irréversible est le déplacement irréversible des parois et des domaines magnétiques représentant les pertes d'énergie par hystérésis dans le matériau. Cette composante peut être déterminée à partir de l'équilibre énergétique pendant le processus d'aimantation comme suit : Au cours de processus d'aimantation et en absence des pertes par hystérésis, la variation de l'énergie magnétique doit être égale à l'énergie totale fournie. La caractéristique de l'aimantation suit la courbe $M_{an}(H)$.

III.4.3 Bilan énergétique

Le bilan énergétique est exprimée par

$$\mu_0 \int M_{an}(H)dH = \mu_0 \int M(H)dH \quad (III.16)$$

En présence de l'hystérésis due au déplacement des parois, l'équilibre énergétique sera exprimé par

$$\mu_0 \int M_{an}(H)dH = \mu_0 \int M(H)dH + \mu_0 \int k\delta \frac{dM}{dH} dH \quad (III.17)$$

à partir de l'équation (III.17) on peut écrire la relation suivante

$$M_{an} = M + k\delta \frac{dM}{dH} \quad (III.18)$$

III.4.4 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. L'aimantation irréversible est donnée par l'expression :

$$\frac{dM_{irr}}{dH_e} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta} \quad (III.19)$$

En tenant compte de l'interaction entre les domaines magnétiques selon le champ effectif, et à partir de l'équation (III.18) on peut écrire :

$$M_{an}(H_e) = M_{irr} + k\delta \frac{dM_{irr}}{dH_e} \quad (III.20)$$

En utilisant la relation suivante

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH_e} \cdot \frac{dH_e}{dH} \quad (III.21)$$

La composante irréversible peut être déterminée par la solution de l'équation différentielle suivante

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an}(H_e) - M_{irr}}{k\delta - \alpha(M_{an}(H_e) - M_{irr})} \quad (III.22)$$

III.4.5 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 ($M_{an} - M_{irr}$) :

$$M_{rev} = c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (III.23)$$

Où c 'est le facteur de réversibilité caractérisant la composante réversible de l'aimantation.

III.4.6 Aimantation totale

L'expression de l'aimantation totale est donnée par:

$$M = M_{irr} + c(M_{an}(H_e) - M_{irr}) \quad (III.24)$$

III.5 Organigramme de résolution

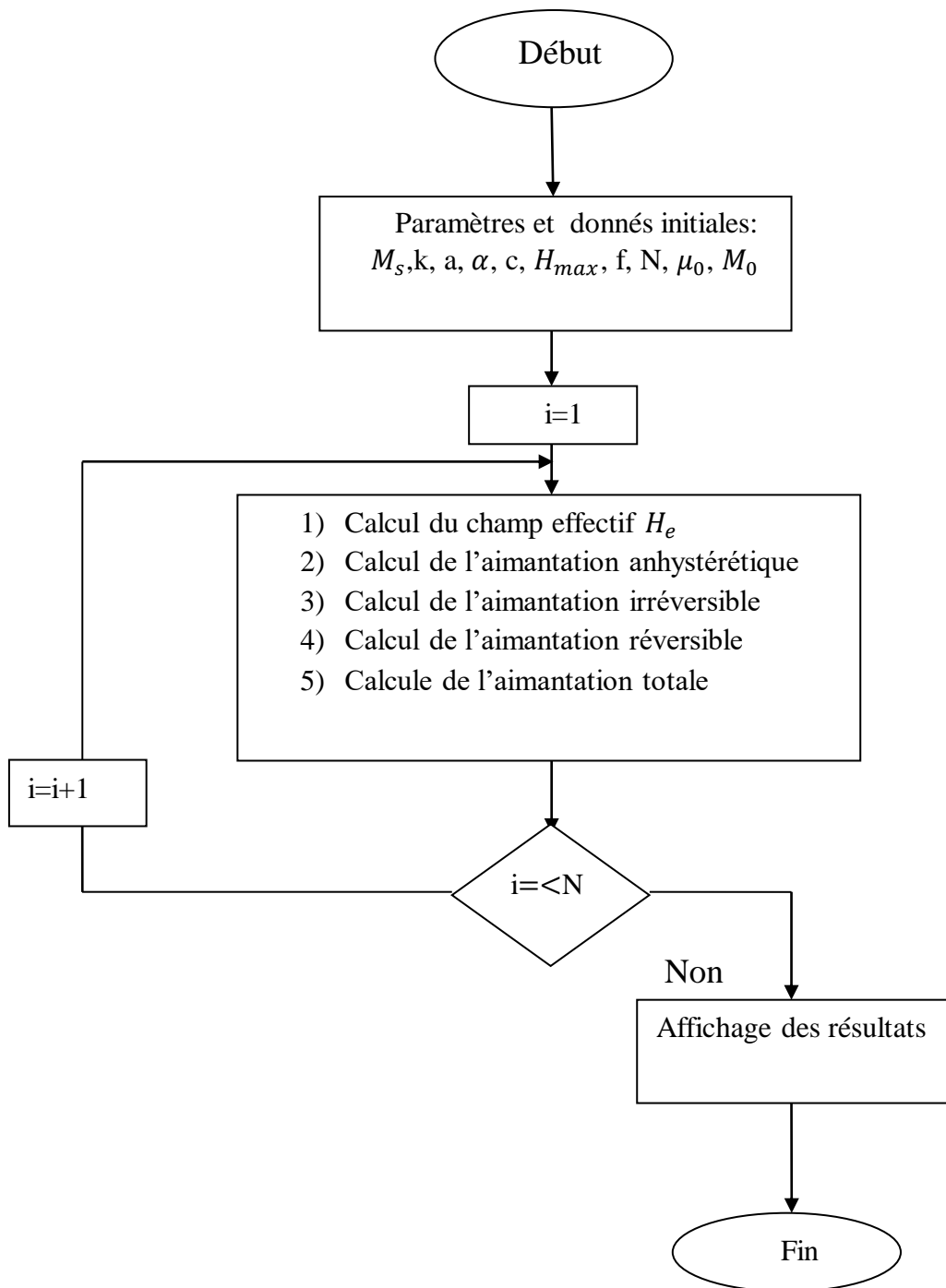


Fig III.1 : Organigramme de simulation du modèle de J-A

Nous essayons de résoudre numériquement l'équation (III.22) qui nous fournit M_{irr} et ensuite M_{rev} et l'aimantation M en fonction de champ appliqué selon l'organigramme donné par (Fig.III.1).

III.6 Résultats de simulation

En utilisant les paramètres et les données initiales suivantes $M_s=1.7 \cdot 10^6$ A/m $a=1200$ A/m, $k=2100$ A/m, $\alpha=0.002$, $c=0.1$, et de fréquence $f=50$ Hz, $H_{max} = 10000$ A/m et pour un nombre d'itération $N=2000$, nous avons abouti aux résultats suivants

III.6.1 Evolution du champ appliqué en fonction du temps

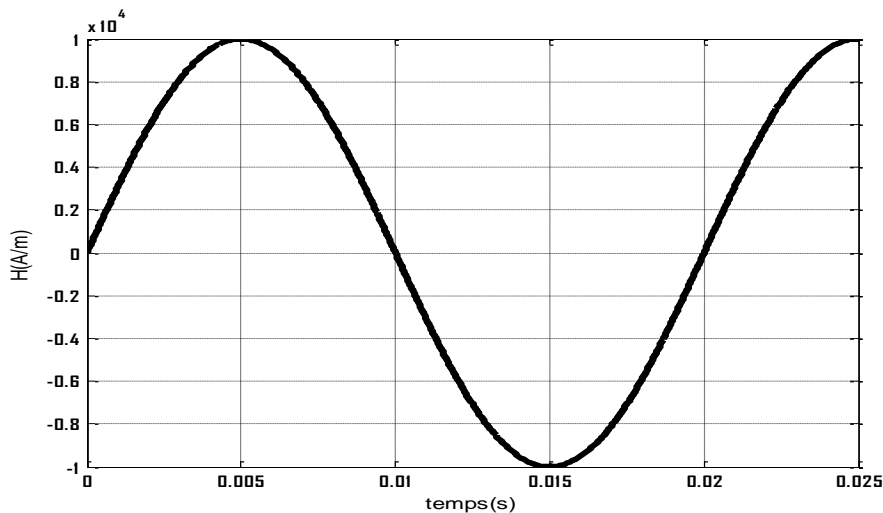


Fig.III.2 Evolution du champ appliqué en fonction du temps

III.6.2 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué

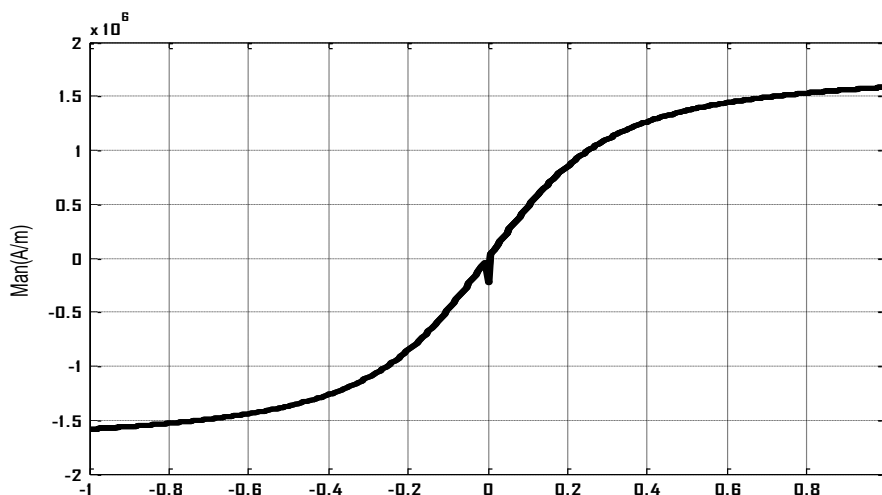


Fig.III.3 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué

III.6.3 Evolution de l'aimantation irréversible

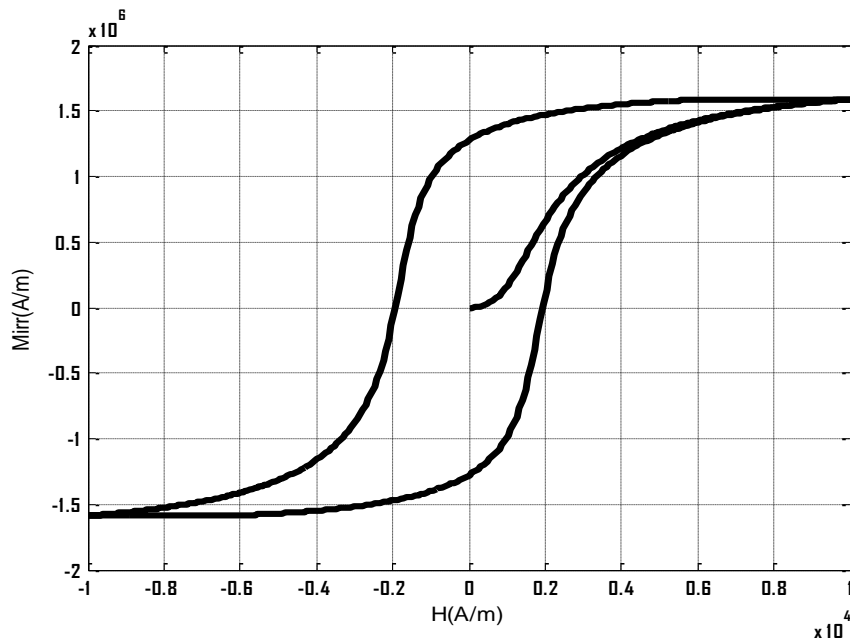


Fig.III.4 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué

III.6.4 Evolution de l'aimantation réversible

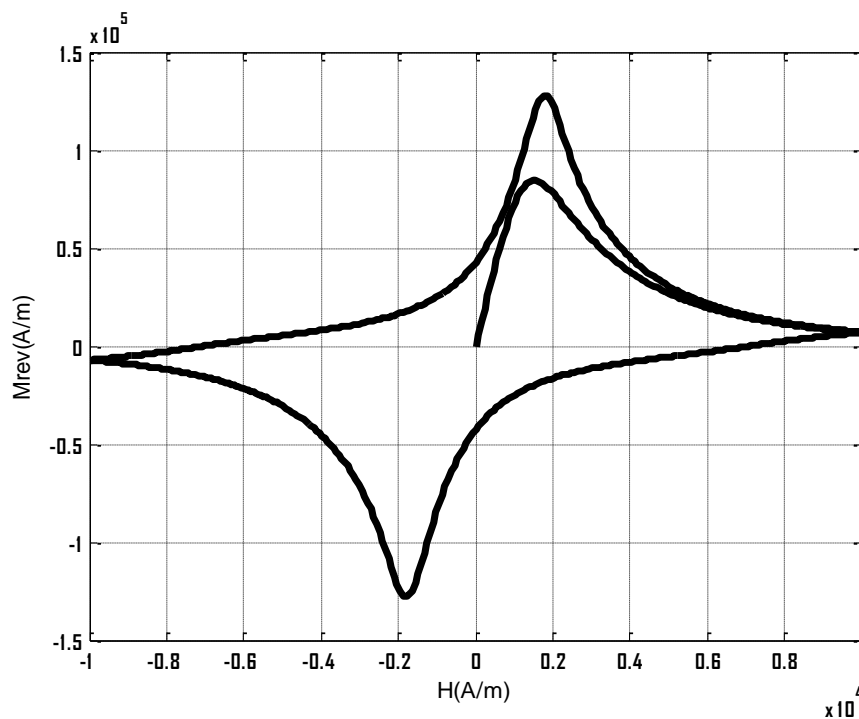


Fig.III.5 Evolution de l'aimantation réversible en fonction de champ appliqué

III.6.5 Evolution de l'aimantation totale

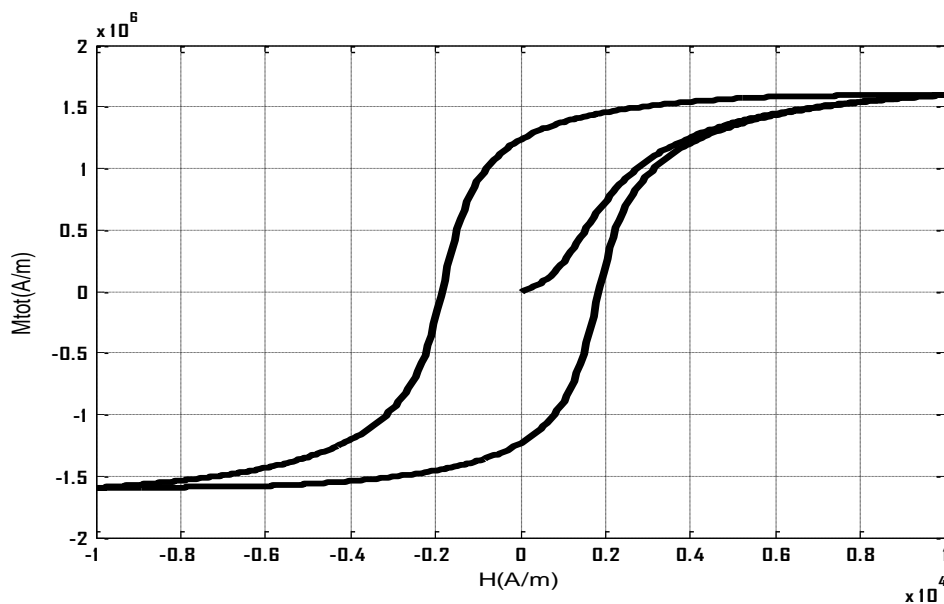


Fig.III.6 Evolution de l'aimantation totale en fonction de champ appliqué

III.7 Effets des paramètres sur le cycle d'hystérésis

Pour avoir l'effet des paramètres décrivant le modèle de Jiles-Atherton sur l'allure du cycle d'hystérésis (aimantation totale en fonction du champ appliqué), nous varions chaque paramètre et en fixant les autres [15,16].

III.7.1 Effet du paramètre K

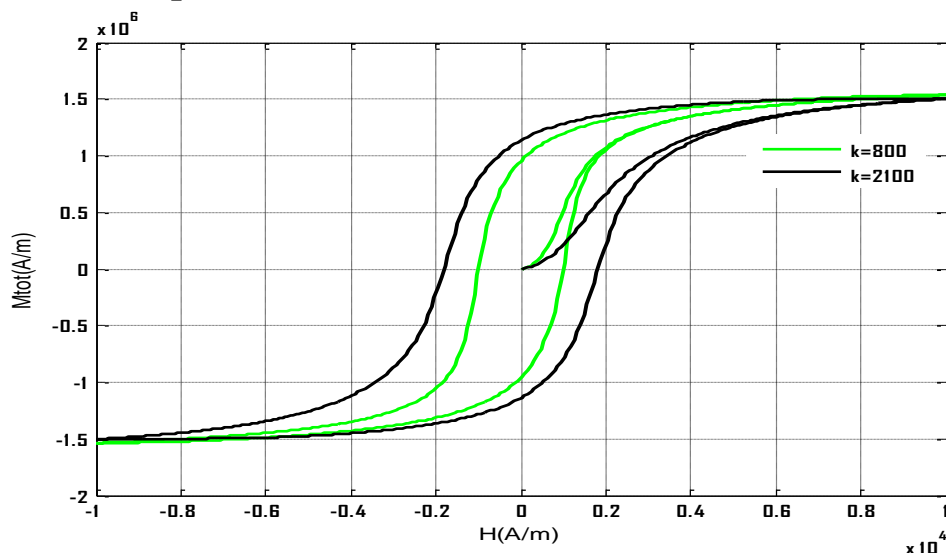


Fig.III.7 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre k

Selon (**Fig.III.7**) le paramètre k a une influence directe sur la largeur du cycle d'hystérésis, donc il ya une augmentation du champ coercitif H_c et de l'aimantation rémanente M_r . Son effet sur l'aimantation maximale qui diminue est à signaler en particulier lorsque k augmente.

III.7.2 Effet de paramètre a

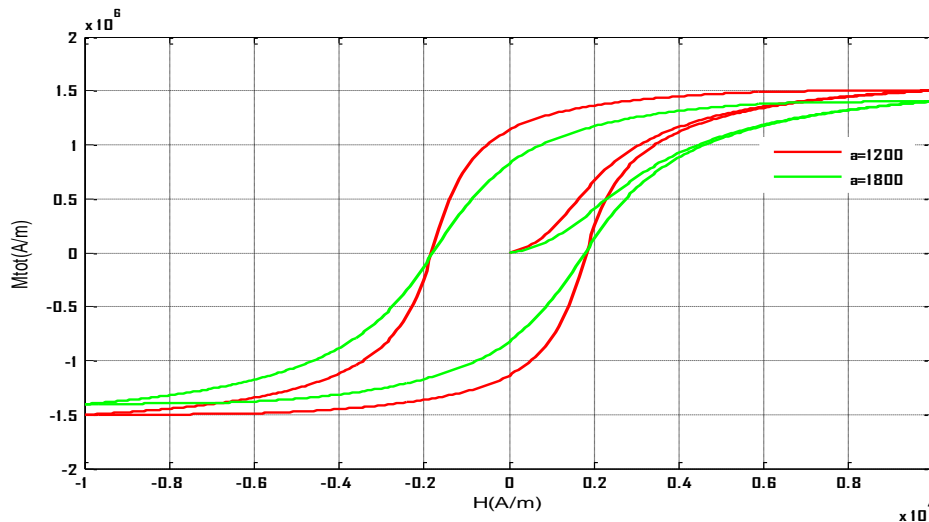


Fig.III.8 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre a

Ce paramètre caractérise la variation de l'aimantation anhystérétique. Son effet sur le cycle d'hystérésis est montré sur (**Fig.III.8**). On remarque qu'une augmentation du paramètre a se traduit par une diminution de l'aimantation maximale, de l'aimantation rémanente. Cela signifie que le paramètre a détermine le degré d'inclinaison du cycle et par conséquent le degré de saturation.

III.7.3 Effet du paramètre c

(**Fig.III.9**) montre l'effet du paramètre c sur le cycle d'hystérésis. Une augmentation de ce paramètre mène à une légère augmentation de l'aimantation maximale et une légère diminution de l'aimantation rémanente et du champ coercitif. Cela peut être expliqué par le taux faible que représente l'aimantation réversible par rapport à l'aimantation irréversible.

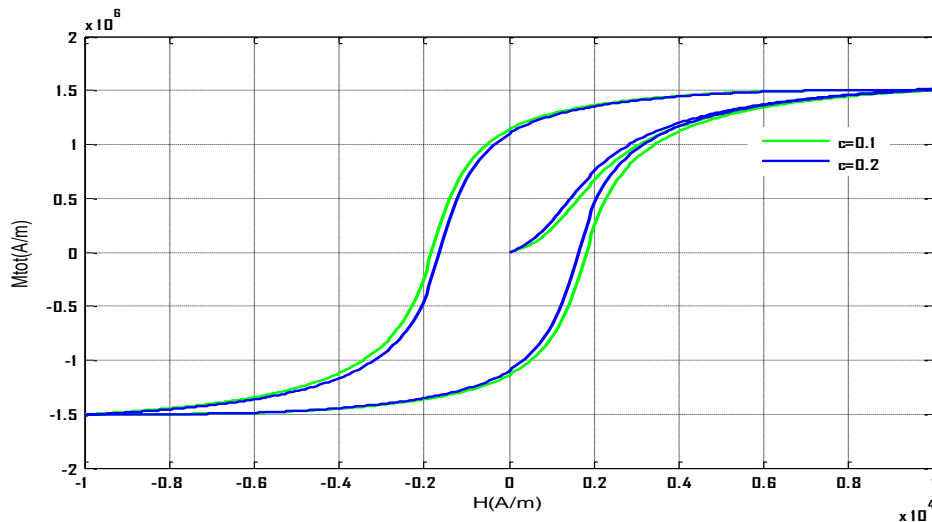


Fig.III.9 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre c

III.7.4 Effet du paramètre α

L'effet du paramètre α sur le cycle d'hystérésis est montré (Fig.III.10). Pour une légère augmentation de α , on remarque une augmentation de l'aimantation maximale et du champ coercitif, ainsi qu'une augmentation importante de l'aimantation rémanente.

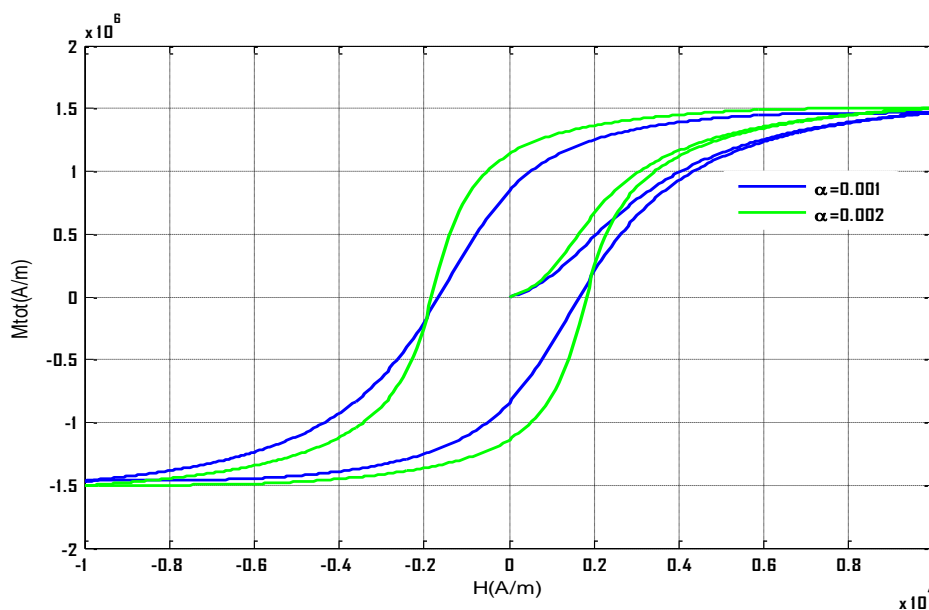


Fig.III.10 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs du paramètre α

III.7.5 Effet de l'aimantation à saturation M_s

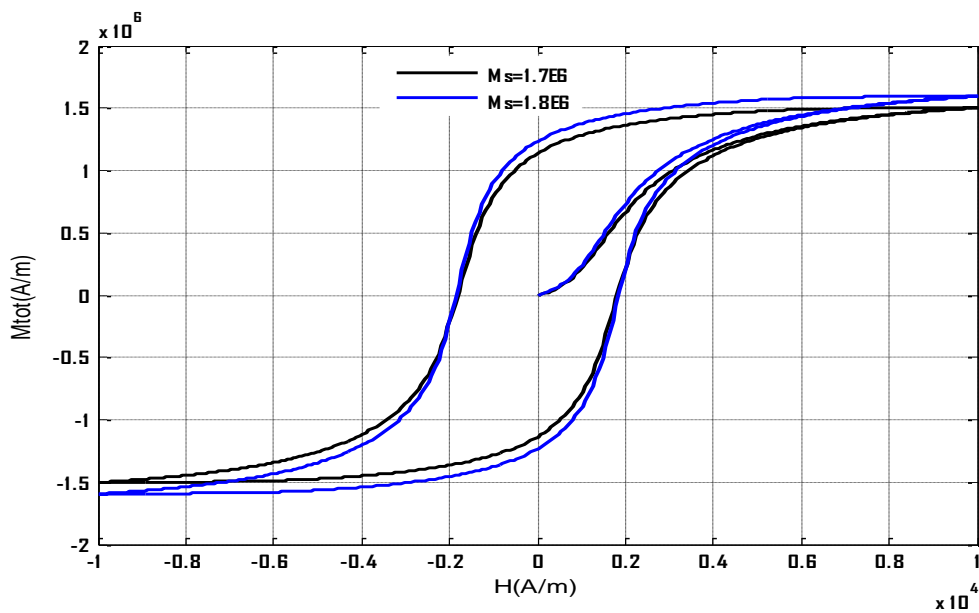


Fig.III.11 Allure du cycle d'hystérésis pour différents valeurs de l'aimantation à saturation M_s

L'effet de l'aimantation à saturation est illustré sur (**Fig.III.11**). Une diminution de la saturation entraîne une diminution de l'aimantation rémanente. Enfin, pour un aperçu sur l'influence des paramètres ci-dessus sur les composantes de l'aimantation et l'aimantation anhystérétique voir (**Annexe.A**)

III.8. Conclusion

Notre choix s'est fixé sur le modèle de Jiles-Atherton qui est l'un des modèles récents utilisés pour la modélisation du comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques. La simulation des différentes composantes de l'aimantation et de l'aimantation anhystérétique et l'analyse des effets des paramètres décrivant le modèle précédent sur le cycle d'hystérésis a montré une grande sensibilité à la variation de ces paramètres.

Conclusion générale

Conclusion générale

La représentation du comportement hystérétique des matériaux ferromagnétiques est d'une importance considérable. Plusieurs modèles d'hystérésis sont rencontrés en littérature. Ces modèles présentent des avantages et des inconvénients lors de leurs implémentations. Notre choix a été pointé sur le modèle de Jiles-Atherton. Ce modèle est décrit par des paramètres tels que, l'aimantation à saturation, le coefficient de réversibilité, le facteur ou coefficient de champ moléculaire, le coefficient d'épinglage. Il est basé sur des considérations physiques. Dans ce modèle, l'aimantation a deux composantes : une irréversible et l'autre réversible. Après une étude détaillée menant à la formulation de ce modèle, nous avons procédé à la représentation des différentes composantes de l'aimantation et du cycle d'hystérésis et à l'étude de l'effet des paramètres cités auparavant sur la forme de ce cycle. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux de la littérature. La sensibilité des paramètres ci-dessus à la variation de la forme de cycle d'hystérésis est à signaler.

Le modèle de Jiles-Atherton est actuellement le plus sollicité par la communauté scientifique. Cependant, la difficulté à son implémentation est l'identification de ces paramètres. De plus, son extension à l'introduction des effets de la température et la magnétostriction est plus que nécessaire en particuliers dans le cas des matériaux pour l'électrotechnique.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] **P.Robert**, Matériaux électrotechniques, volume II, presse polytechniques
- [2]**P.Brissonneau**, Magnétisme et matériaux magnétiques
Romandes 3^{ème} édition, 1989.
- [3]**F.Djerfaf**, Caractérisation large bande diélectrique et magnétique des couches minces et de substrats, thèse de doctorat, université de Sétif, pp.4-12, 2012.
- [4]**S.Mohamed**, Imagerie magnéto-optique du retournement de l'aimantation dans les couches minces de $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.3}$, thèse, université de Caen, pp.11-15,2007.
- [5] **B.D.Cullity, C.D.Graham**, Introduction to magnetic materials, IEEE Press. Second edition, 2009
- [6] **E. du Trémolet de Lacheisserie**, Magnétisme: I-fondement, éditeur, presses universitaires de Grenoble, 1999.
- [7]**G.Lacroux**, Les aimants permanents, édition techniques et documentation, Lavoisier, Paris, France, 1989.
- [8]**F.Mazaleyrat**, Introduction à la physique des matériaux magnétiques, I.U.F des maîtres, Créteil, pp.51-67,2006.
- [9]**R.Lebourgeois ,F.Nguyen Van Dau**, Matériaux magnétiques pour l'électronique, l'actualité chimique, pp.84-87 ,2002.
- [10]**R.Ramarotafika**, Modélisation stochastique de la variabilité des propriétés magnétiques des matériaux ferromagnétiques: application sur des stators de machine électriques, thèse, institut de technologie de paris, pp.19-20,2012
- [11] **A.BUI Anh Tuan**, Caractérisation et modélisation du comportement des matériaux magnétiques doux sous contrainte thermique, thèse, université Claude Bernard de Lyon, pp.18-20,2006.
- [12] **A.Benabou**, Contribution à la caractérisation et à la modélisation des matériaux magnétiques en vue d'une implémentation dans un code de calcul du champ, thèse, université de Lille, pp.30-35,2002
- [13] **M.Verite**, Etude de dépôts de ferrites pour dispositif intégrés micro-ondes non réciproques, thèse, université de Limoges, pp.23-24,2002
- [14]**M.Hamimid**, Modèles de l'hystérésis magnétique et leurs implémentations par la méthode de volumes finis dans les dispositifs électromagnétiques, thèse doctorat, université de Biskra, pp.31-48,2011
- [15] **T.Fateh,B.Salim**, Modélisation de l'hystérésis dans un dispositif ferromagnétique par la

méthode des volumes finies utilisant le modèle de Jiles- Atherton, mémoire, université de M'sila, pp.40-47,2006

[16] B. Abdelhak, Méthodes d'identification préliminaires des paramétrés de Jiles-Atherton, mémoire, université de Jijel,pp. 18-2,2020.

Annexe.A

Annexe.A

A.1 Effet du paramètre K sur l'aimantation anhystérétique, M_{an}

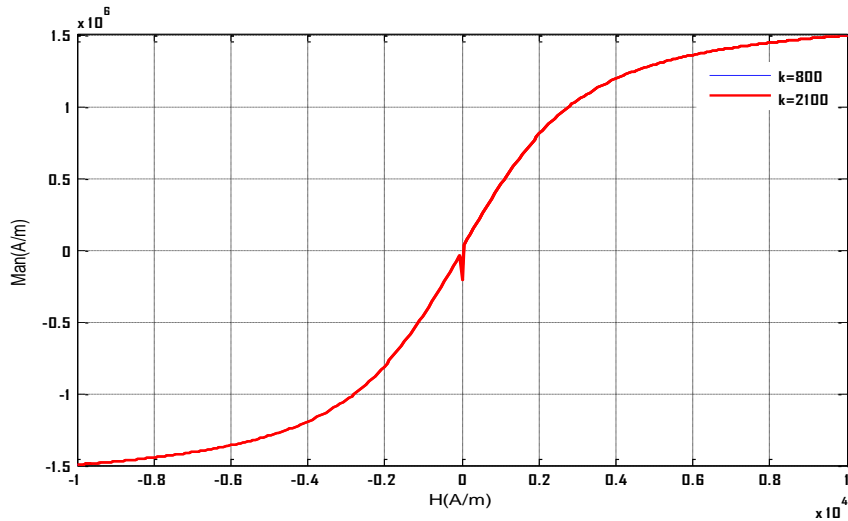


Fig.A.1 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre k

A.2 Effet du paramètre k sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

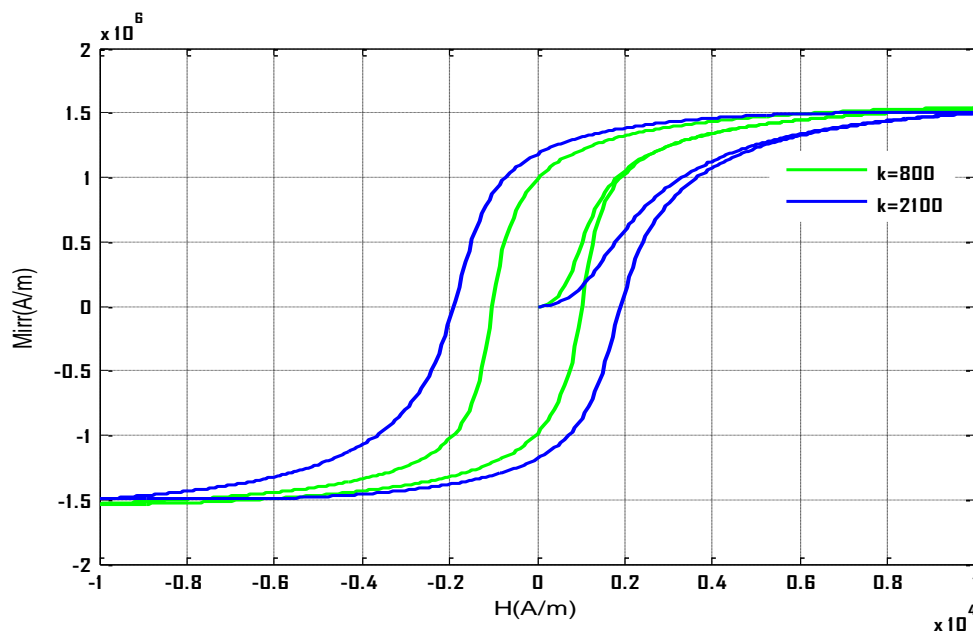


Fig.A.2 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre k

A.3 Effet du paramètre k sur l'aimantation réversible, M_{rev}

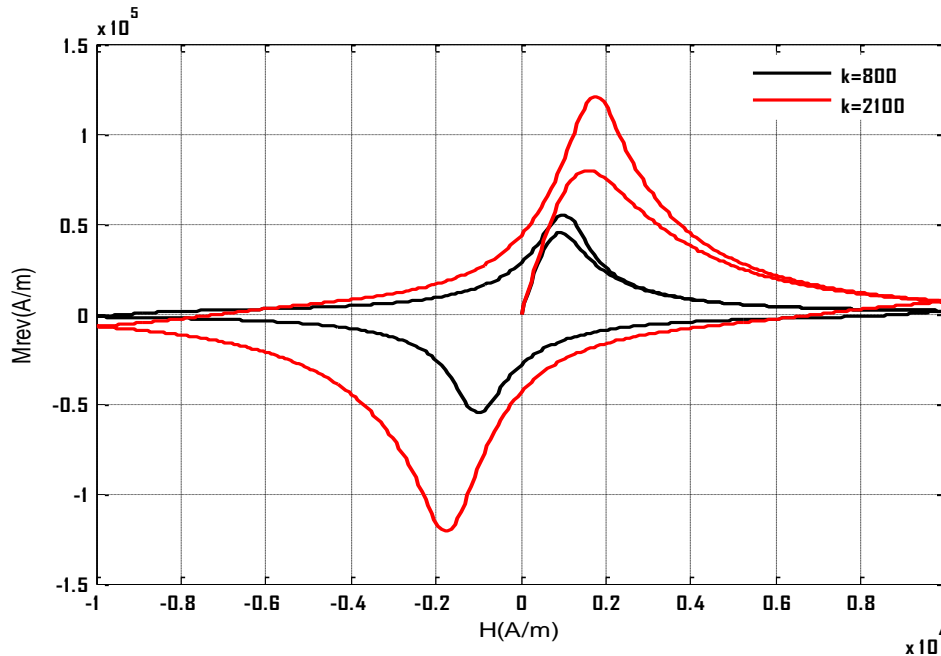


Fig.A.3 Evolution de l'aimantation réversible en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs du paramètre k

A.4 Effet de paramètre a sur l'aimantation anhystérétique M_{an}

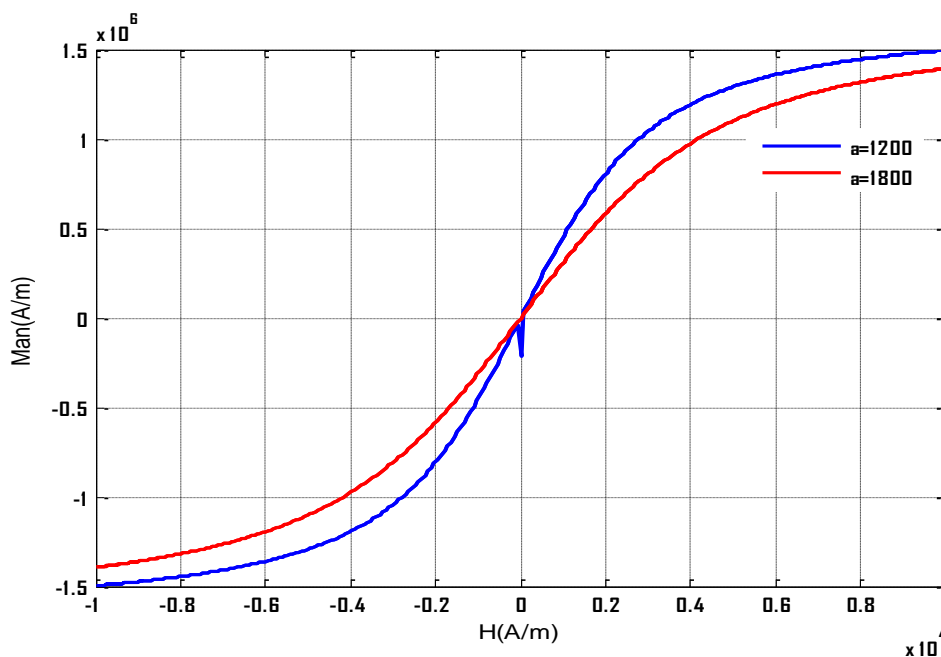


Fig.A.4 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs du paramètre a

A.5 Effet de paramètre a sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

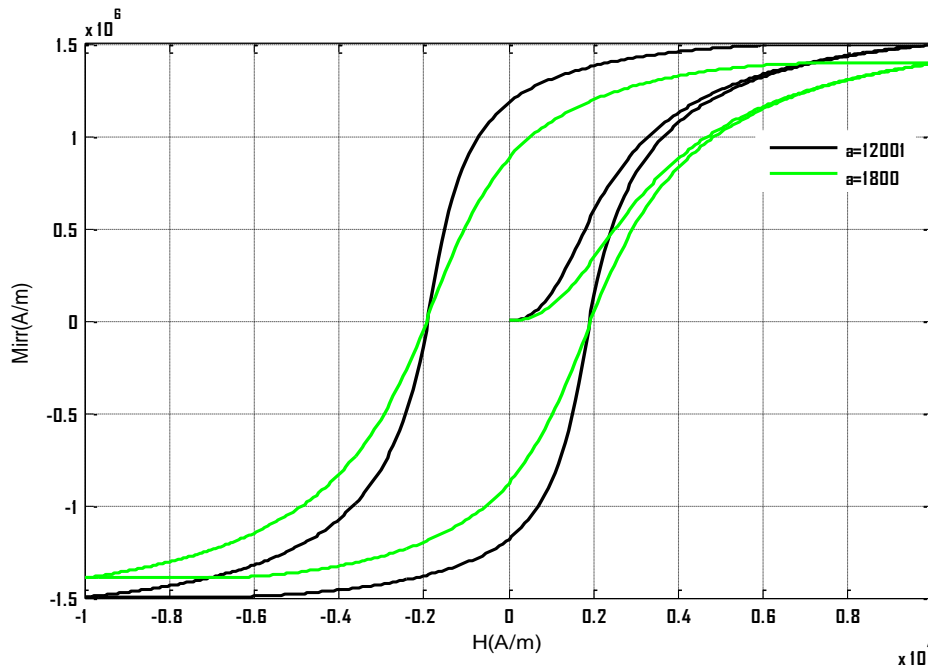


Fig.A.5 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre a

A.6 Effet de paramètre a sur l'aimantation réversible, M_{rev}

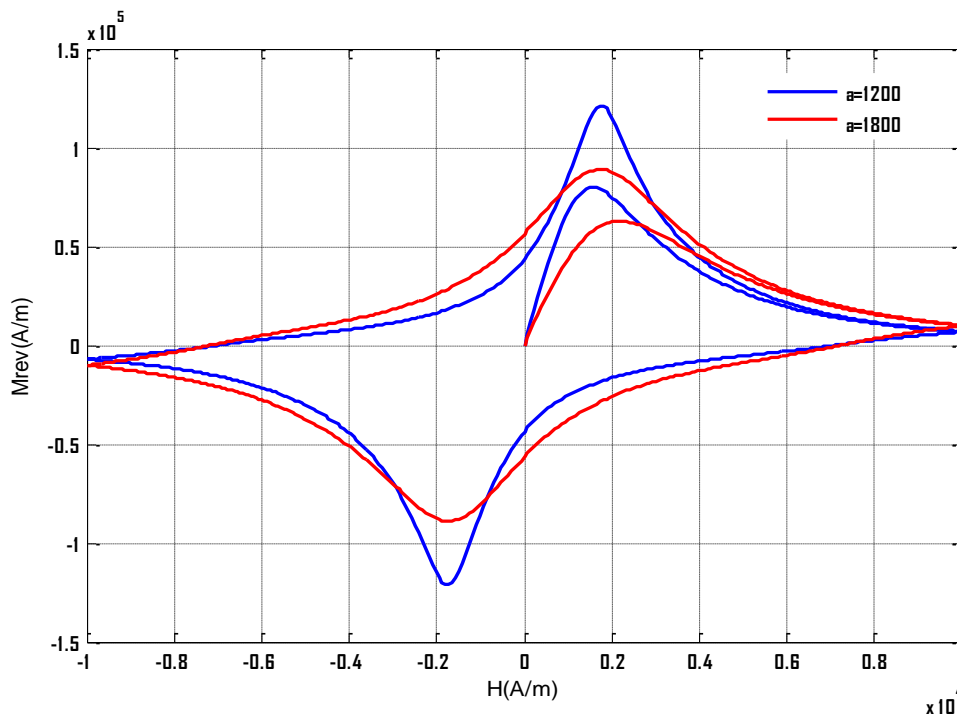


Fig.A.6 Evolution de l'aimantation réversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre a

A.7 Effet du paramètre c sur l'aimantation anhystérétique, M_{an}

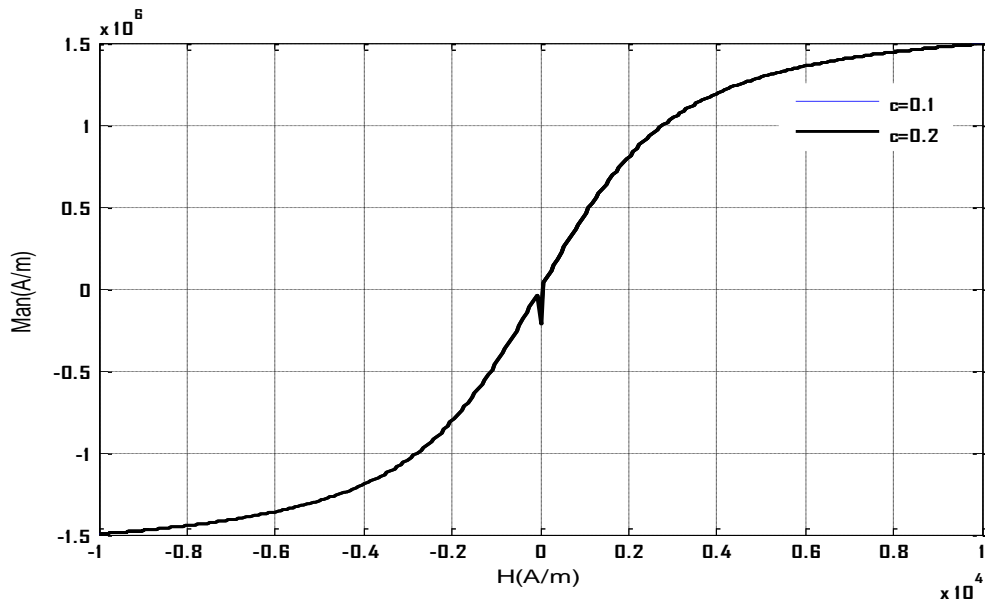


Fig.A.7 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre c

A.8 Effet du paramètre c sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

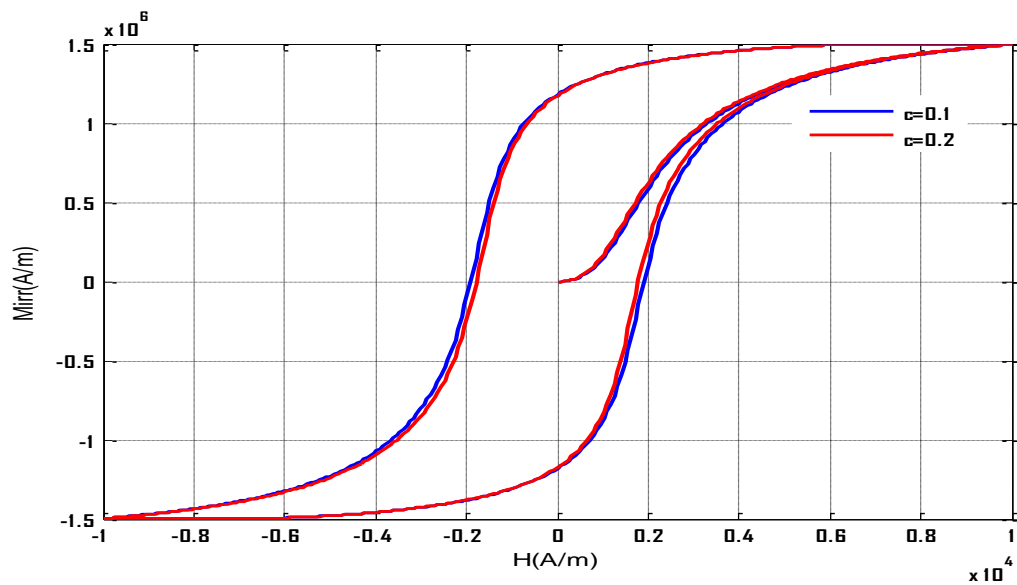


Fig.A.7 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre c

A.8 Effet du paramètre c sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

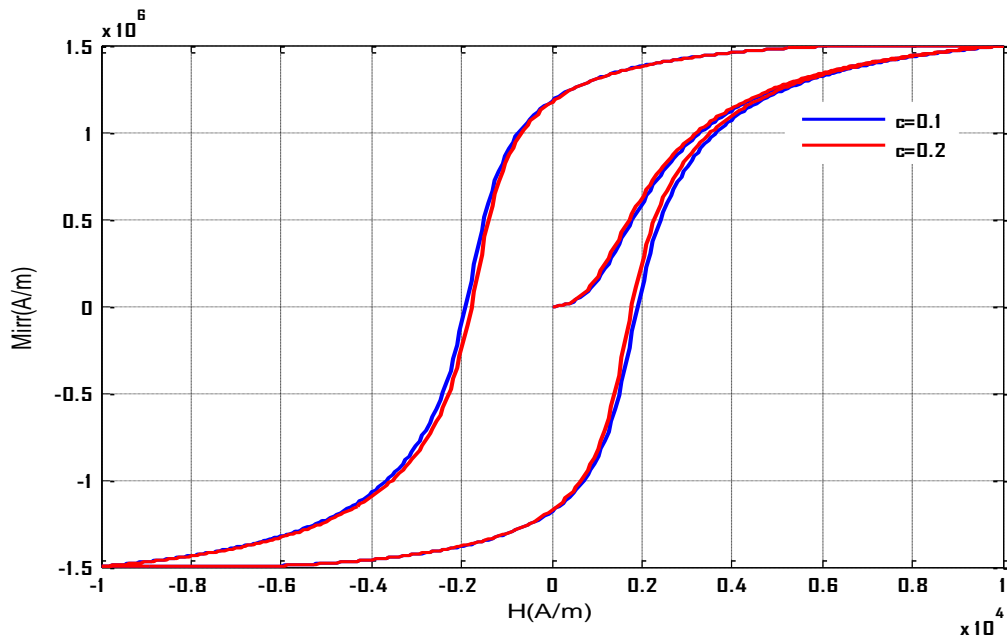


Fig.A.8 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre c

A.9 Effet du paramètre c sur l'aimantation réversible, M_{rev}

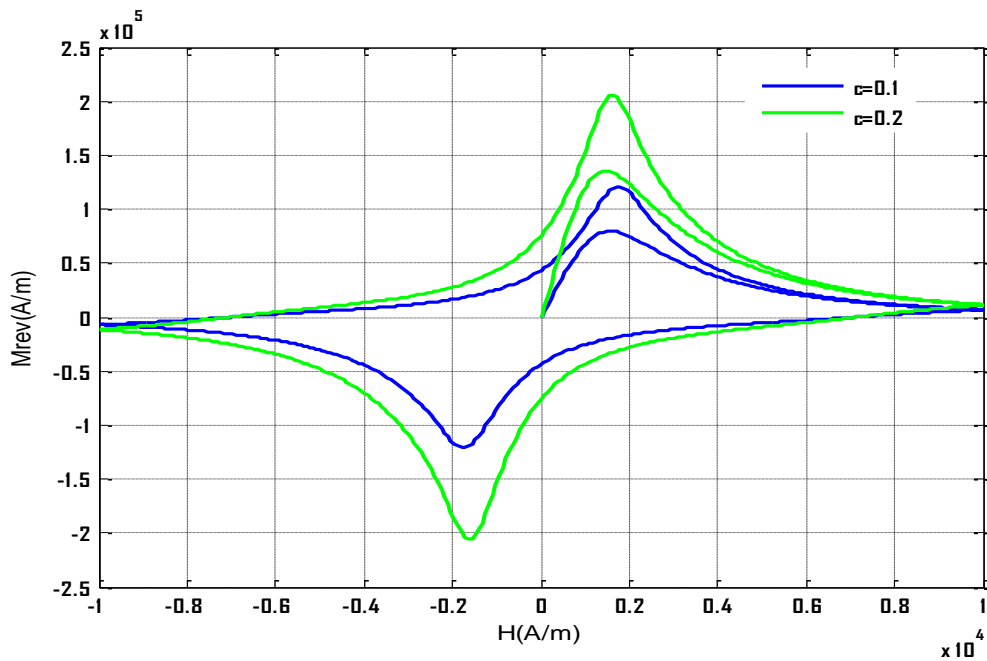


Fig.A.9 Evolution de l'aimantation réversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre c

A.10 Effet du paramètre α sur l'aimantation anhystérétique, M_{an}

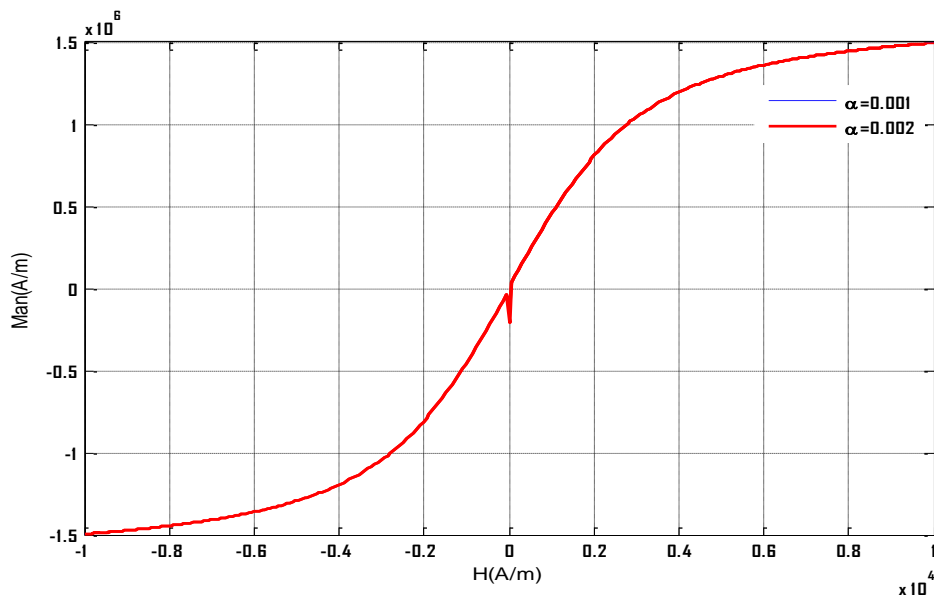


Fig.A.10 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre α

A.11 Effet du paramètre α sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

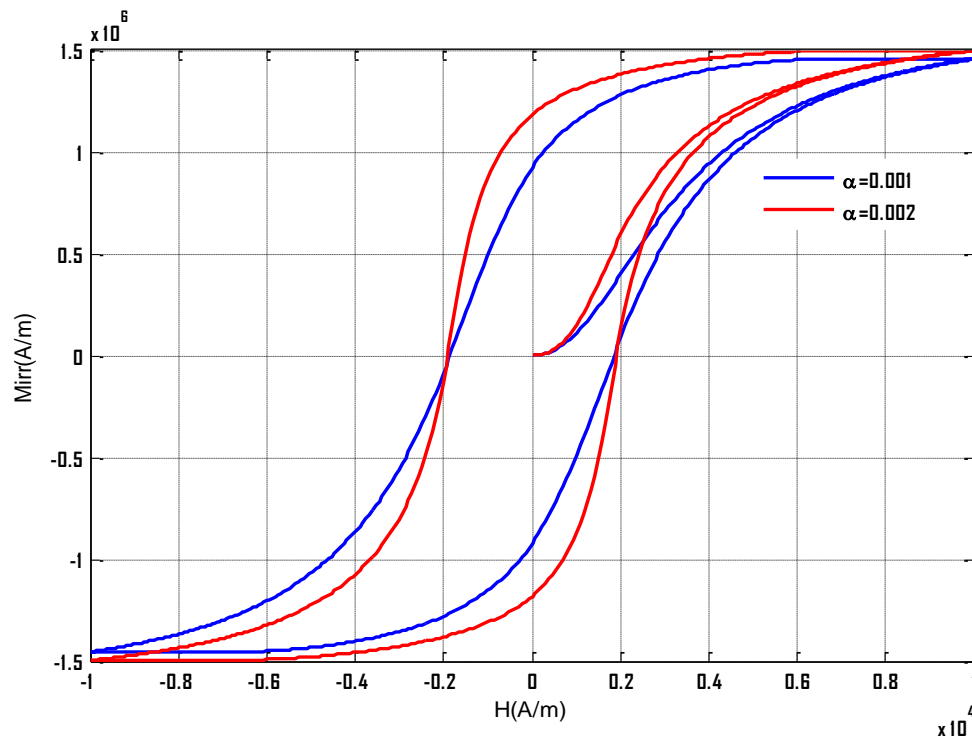


Fig.A.11 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre α

A.12 Effet du paramètre α sur l'aimantation réversible, M_{rev}

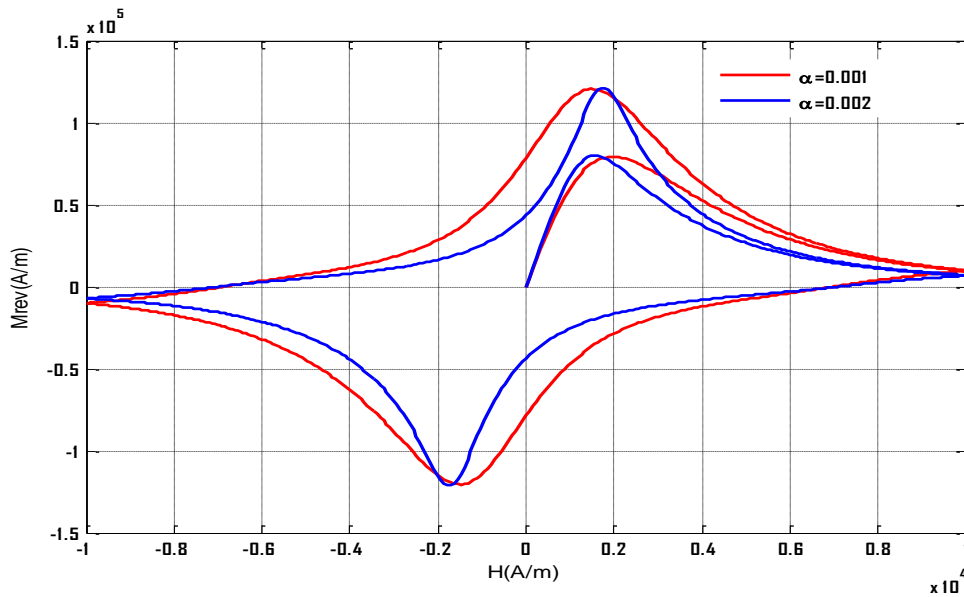


Fig.A.12 Evolution de l'aimantation réversible en fonction du champ appliqué pour différents valeurs du paramètre α

A.13 Effet de l'aimantation à saturation M_s sur l'aimantation anhystérétique, M_{an}

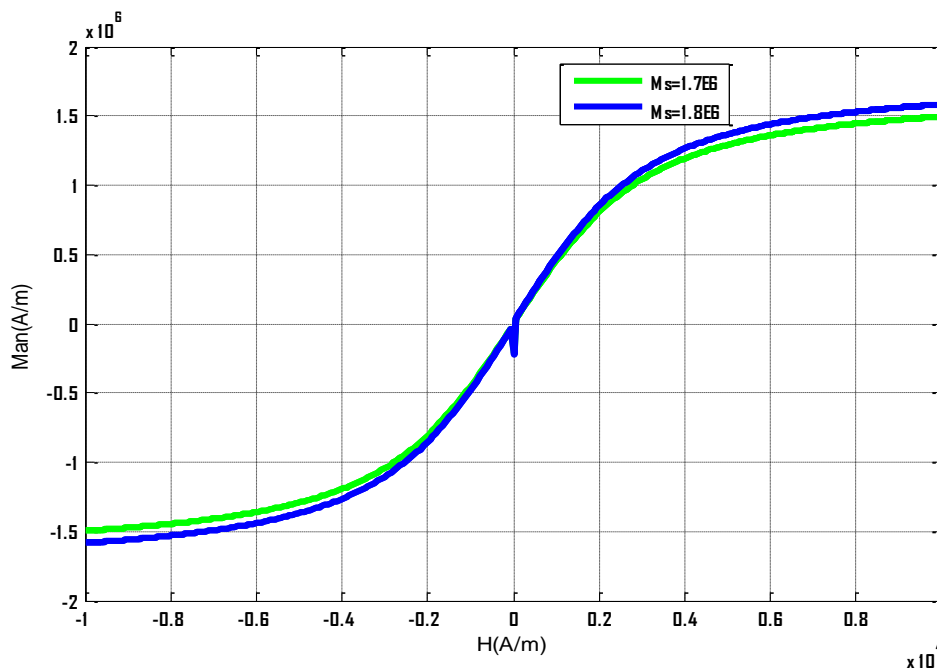


Fig.A.13 Evolution de l'aimantation anhystérétique en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs de l'aimantation à saturation M_s

A.14 Effet de l'aimantation à saturation M_s sur l'aimantation irréversible, M_{irr}

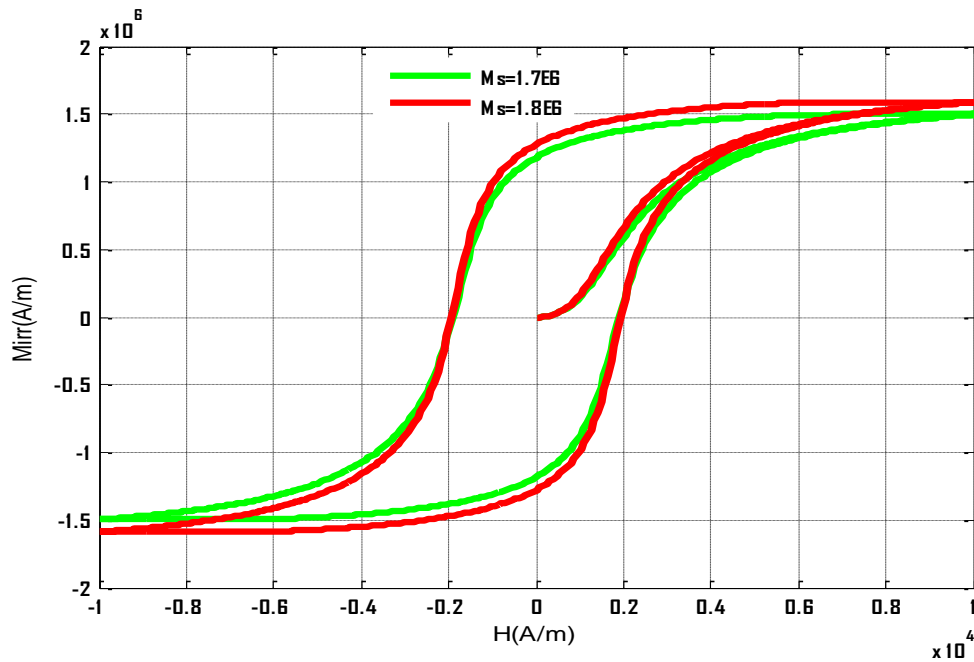


Fig.A.14 Evolution de l'aimantation irréversible en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs de l'aimantation à saturation M_s

A.15 Effet de l'aimantation à saturation M_s sur l'aimantation réversible M_{rev}

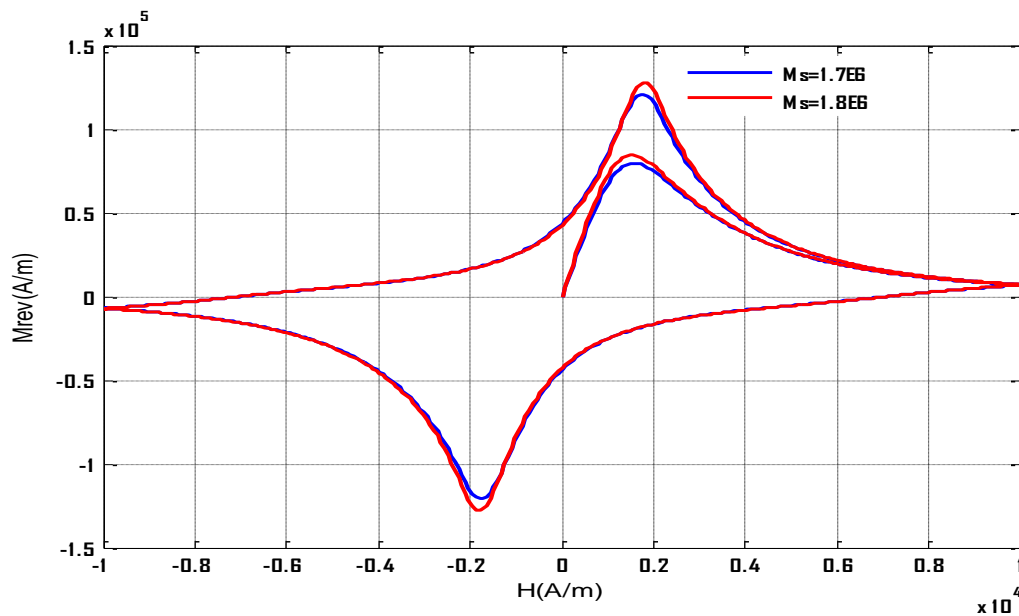


Fig.A.15 Evolution de l'aimantation réversible en fonction du champ appliqué pour différentes valeurs de l'aimantation à saturation M_s