

**UNIVERSITE DE SAAD DAHLED DE BLIDA**

**Faculté des Sciences de l'Ingénieur**  
Département d'Electronique

# **MEMOIRE DE MAGISTER**

Spécialité : Signaux et Systèmes

## **UTILISATION ET APPLICATION DE MODELE DE PREISACH DANS LE TRAITEMENT DES RESULTATS OBTENUS PAR LE CYCLE D'HYSTERESIS**

Par

**Zahra Billal**

Devant le jury composé de

Mr. A. GUESSOUM	Professeur, U. de Blida	Président
Mr. S. Boukraa	Professeur, U. de Blida	Examineur
Mr. R. Draï	Directeur de Recherche, CSC	Examineur
Mr. M. ZERGOUG	Maître de Recherche, CSC	Rapporteur

Blida, Septembre 2008

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au laboratoire d'électronique et d'électrotechnique du Centre de Recherches Scientifiques et Techniques en Soudage et Contrôle C.S.C. Je remercie Mr. ZERGOUG maître de recherche et responsable de ce laboratoire de m'avoir permis de travailler au sein de son équipe, et qui me fit bénéficier de son expérience en assurant le suivi de mon travail. Merci Mr. Zergoug de m'avoir supporté et soutenu pendant cette long période.

Je tien à exprimer mes sincère remerciements et mon profonde gratitude à Mr. GUESSOUM Professeur. U de Blida qui a énormément aidé pour que ce travail puisse s'achever et qui ma fait l'honneur de présider ledit jury.

J'exprime également mes sincère remerciements aux membres de jury : à M. BOUKRAA Professeur. U de Blida et à M. DRAI Maître de recherche. CSC, que me fait l'honneur d'avoir accepté de faire partie de jury en tant qu'examineurs.

J'adresse également mes remerciements à Mr. Benchercheli soit convaincus de ma reconnaissance pour avoir accepté de faire partie du jury en tant qu'examineurs.

Je souhaite vivement associer à ces remerciements tous mes collègues du laboratoire, leurs compétences dans le domaine de l'électronique et de l'électrotechnique m'ont beaucoup aidé à mener à bien ces travaux de recherche.

Enfin, je ne saurais oublier dans mes remerciements tous mes collègues et mes amis en particulier M. Hamza, B. Omar, A. Mahfoud et M. Adnane.

Pour terminer, merci a ma famille.

## **ABSTRACT:**

Knowing that, the scalar analytical model of « Preisach » is based on two fundamental concepts, that is to say: The elementary magnetic entity known as “hysterons” and the density function of the hysterons distribution known as the distribution function. We will try to model the phenomenon of the hysteresis loop of ferrous materials by using this tool. For that, we used the modified Lorentz distribution function as a statistical distribution of hysterons. Thereafter, several approaches of optimization were used to evaluate the model’s parameters; What entails a palpable improvement of performances of the chosen model, The numerical results obtained are compared with experimental results for the validation of the model.

## ملخص:

يعتمد النموذج التحليلي لـ "Preisach" على مبدئين اساسيين و هما : الوحدة المغناطيسية العنصرية والتي تسمى "hytéron" والدالة التوزيعية "la fonction de distribution". في هذه الدراسة نقوم بتمثيل عددي لظاهرة فيزيائية نجدها في الأجسام المغناطيسية والتي تسمى " le phénomène d'hystérésis" بواسطة "le modèle de preisach". دالة التوزيع المستعملة في هذه الدراسة هي دالة "Lorentz modifiée". تقييم و تحسين وسائط دالة التوزيع سيتم وفق بعض طرق التحسين. النتائج الرقمية المتحصل عليها سنقوم بمقارنتها مع النتائج المتحصل عليها تجريبيا وذلك من اجل اثبات نتائج النموذج.

## RÉSUMÉ

Le modèle analytique scalaire de Preisach est fondé sur deux notions fondamentales, à savoir : L'entité magnétique élémentaire dite "Hystérons" et la fonction densité de répartition des hystérons dite "fonction de distribution". Dans la présente étude, nous allons essayer de modéliser le phénomène du cycle d'hystérésis des matériaux ferreux en utilisant le modèle de Preisach. Pour cela, nous avons utilisé la fonction de distribution de Lorentz modifiée en guise d'une distribution statistique des hystérons. Par la suite, Plusieurs approches d'optimisation ont été abordées pour l'évaluation des paramètres du modèle. Ce qui nous a donné à une amélioration palpable des performances du modèle choisi. Pour la validation du modèle, les résultats de modélisation seront comparés avec ceux Obtenus expérimentalement.

## TABLE DES MATIERS

RESUME	
REMERCIEMENTS	
TABLE DES MATIERES	
LISTE DES ILLUSTRATIONS GRAPHIQUES ET TABLEAUX	
INTRODUCTION GENERALE.....	11
1. GENERALITES SUR LE MAGNETISME.....	14
1.1.introduction.....	14
1.2.les propriétés magnétiques .....	14
1.2.1.le moment orbital .....	15
1.2.2.le moment de spin .....	15
1.2.3.le moment magnétique total.....	15
1.3. Application de magnétisme.....	16
1.4.classification magnétique des matériaux.....	17
1.4.1. diamagnétisme .....	17
1.4.2. paramagnétisme.....	17
1.4.3. ferromagnétisme .....	18
1.5. Comportement magnétique des matériau ferromagnétiques.....	19
1.5.1. les domaines de Weiss .....	19
1.5.2. les parois de Bloch.....	20
1.5.2.1. origine des domaines .....	20
1.5.2.2 types des parois .....	21
1.5.2.3. caractéristiques des parois.....	22
1.6. Le ferromagnétisme a différentes échelles.....	22
1.6.1. l'échelle atomique .....	22
1.6.2. a l'échelle cristalline.....	22
1.6.3. a l'échelle du grain.....	23
1.6.4. un modèle physique simple.....	23
1.7.conclusion.....	25
2. BRUIT DE BARKHAUSEN ET CYCLE D'HYSTERESIS	
2.1. historique.....	26
2.2. introduction .....	26
2.3.expérience de Barkhausen .....	27
2.4.la discontinuité du processus d'aimantation .....	28
2.5.mesure de bruit de Barkhausen .....	28
2.6. Equipements et paramètres de mesure.....	29

2.6.1. excitation magnétique.....	29
2.6.2. l'acquisition du signal $B_n$ .....	31
2.7 le cycle d'hystérésis .....	31
2.7.1. définition.....	31
2.7.2. analyse .....	32
2.7.3. types de cycle d'hystérésis.....	32
2.7.3.1. cycle majeur .....	32
2.7.3.2. cycle mineur.....	33
2.7.4. Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation.....	33
2.7.4.1. Courbe de première aimantation.....	33
2.7.4.2. le cycle d' hystérésis.....	33
2.8. les modèles d'hystérésis.....	35
2.8.1. les modèles analytiques.....	36
2.8.1.1. le modèle de Rayleigh.....	36
2.8.1.2. le modèle polynomiale.....	38
2.8.2. les modèles de type Langevin.....	39
2.9. conclusion .....	40
3. LE MODÈLE SCALAIRE STATIQUE DE PREISACH .....	41
3.1. Introduction.....	41
3.2. Le concept de kranosel'skii.....	41
3.3. L'opérateur d'hystérésis élémentaire (hystéron).....	42
3.4. Le plan de preisach.....	45
3.5. Application au calcul de l'hystérésis magnétique.....	45
3.6. Principe de discrétisation de l'hystérésis.....	47
3.7. Modèle analytique scalaire de preisach.....	48
3.7.1. Calcul de variation de l'aimantation.....	51
3.8. propriété du modèle de preisach.....	53
3.9. conclusion.....	54
4. IDENTIFICATION DE LA FOCTION DE DISTRIBUTION D PREISACH .....	55
4.1. introduction.....	55
4.2. détermination de fonction de preisach.....	56
4.2.1. les distributions de type lorentziennes.....	56
4.2.1.1. Identification des paramètres de la fonction de distribution .....	56
4.2.1.2. simulation et résultats.....	57
4.2.2. Les distributions de type lorentziennes modifiée.....	59
4.2.2.1. Organigramme de résolution.....	59
4.2.2.2. Résultats de la simulation.....	61
4.2.2.3. Effet des différents paramètres.....	62
4.2.2.3. a. effet de paramètre c.....	62
4.2.2.3. b. effet de paramètre b.....	64
4.2.3. Les distributions de type gaussiennes.....	65
4.3. Conclusion.....	67

## 5. IDENTIFICATION - OPTIMISATION PARAMETRIQUE ET RESULTATS

5.1. Introduction.....	68
5.2. Approche expérimental.....	68
5.2.1. Échantillon A.....	68
5.2.2. Échantillon B.....	69
5.2.3. Échantillon C.....	70
5.3 Méthodes d'Optimisation et identification utilisés.....	71
5.3.1. Méthode des Moindres Carrés.....	72
5.3.2. Méthode de la Plus Grande Pente.....	73
5.4. Optimisation et d'identification des paramètres.....	74
5.4.1. Procédure d'optimisation par la MMC.....	74
5.4.1.1 Application de l'algorithme de <i>Levenberg-Marquardt</i> .....	74
5.4.1.2 Application de la fonction FSOLVE .....	75
5.4.2. Procédure d'optimisation par la méthode de Gradient.....	76
5.5. Résultats de l'optimisation.....	78
5.5.1. Résultats d'optimisation par MMC (algorithme de L.M) .....	78
5.5.2. Résultats d'optimisation par MMC (fonction Fsolve).....	80
5.5.3. Résultats d'optimisation par la méthode de gradient.....	82
5.6. Analyse des résultats.....	83
5.7. Interprétation et commentaire.....	84
5.8. Conclusion.....	85
CONCLUSION.....	86
REFERENCES.....	88
APPENDICE A.....	91
APPENDICE B.....	92

## LISTE DES ILLUSTRATIONS, GRAPHIQUES ET TABLEAUX

Figure 1.1	Moments magnétiques atomiques orbital et de spin	14
Figure 1.2	Variation de l'induction en fonction du champ magnétique.	19
Figure 1.3	Présentation des types de parois.	21
Figure 1.4	Présentation d'une paroi de Bloch à 180°.	2
Figure 1.5	Le ferromagnétisme à différentes échelles.	24
Figure 2.1	Expérience de Barkhausen.	27
Figure 2.2	Exemple de schéma de principe de la mesure du bruit de Barkhausen.	29
Figure 2.3	Description complète de processus d'aimantation.	30
Figure 2.4	Description partielle de processus d'aimantation (Agitation magnétique au centre du cycle d'hystérésis)	30
Figure 2.5	comparaison de niveau de bruit Barkhausen.	31
Figure 2.6	courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis.	34
Figure 2.7	Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh.	37
Figure 2.8	courbe de première aimantation générée par le modèle polynomial.	38
Figure 2.9	courbe de première aimantation générée par le modèle de Langevin.	39
Figure 3.1	Boucle "rectangulaire" élémentaire d'hystérésis.	42
Figure 3.2	Opérateur d'hystérésis élémentaire	43
Figure 3.3	un exemple d'entrée et de sortie donne par l'opérateur.	44
Figure 3.4	Représentation de l'hystéron à l'aide d'un point de pant de Preisach ( $\alpha, \beta$ ).	45
Figure 3.5	cycle élémentaire d'hystérésis magnétique associé à l'hystéron	46
Figure 3.6	Le triangle de Preisach et ses frontières.	47
Figure 3.7	principe de discrétisation de cycle d'hystérésis.	47
Figure 3.8	représentation d'un système hystérétique à l'aide de trois hystéron.	48

Figure 3.9	discrétisation grossière d'un système hystérétique.	48
Figure 3.10	connexion parallèle d'hystérons.	49
Figure 3.11	Surface représentant l'aimantation entre les instants : $t(i-1)$ et $t(0)$	51
Figure 3.12	Surface représentant la variation de l'aimantation entre les instants : $t(i)$ et $t(0)$ .	52
Figure 3.13	Surface représentant la variation de l'aimantation entre les instants: $t(i-1)$ et $t(i)$ .	52
Figure 4.1	Représentation de la variation de l'aimantation sur le triangle de Preisach.	57
Figure 4.2	Cycle d'hystérésis expérimental et cycle simulé obtenu à l'aide d'une distribution de type Lorentziennes.	58
Figure 4.3	Allure de la fonction de distribution Lorentziennes	58
Figure 4.4	Organigramme de simulation de modèle de Preisach	60
Figure 4.5	Courbe de $H$ en fonction de temps	61
Figure 4.6	Courbe de $B$ en fonction de temps	61
Figure 4.7	Cycle d'hystérésis de modèle de Preisach obtenu par la distribution de Lorentziennes modifiée	61
Figure 4.8	Allure de la fonction de distribution Lorentziennes modifiée	62
Figure 4.9	Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution de Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ , $H_c=1000A/m$ , $c=0.1$ , $b=1$ ).	62
Figure 4.10	Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ , $H_c=2000A/m$ , $c=1$ , $b=1$ ).	63
Figure 4.11	Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ , $H_c=2000A/m$ , $c=5$ , $b=1$ ).	63
Figure 4.12	Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ , $H_c=2000A/m$ , $c=1$ , $b=2$ ).	64
Figure 4.13	Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ , $H_c=2000A/m$ , $c=1$ , $b=3.5$ ).	65
Figure 4.14	Représentation spatiale d'une distribution de type Gaussienne	66
Figure 4.15	Courbe de cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Gaussienne	67

Figure 5.1	Cycle d'hystérésis réalisé sur l'échantillon A.	69
Figure 5.2	présentation de l'échantillon B	69
Figure 5.3	Cycle d'hystérésis réalisé sur l'échantillon B.	70
Figure 5.4	Cycle d'hystérésis réalisé sur l'échantillon C.	71
Figure 5.5	Organigramme d'identification des paramètres du modèle de Preisach par la MMC (algorithme de L.M).	75
Figure 5.6	Organigramme d'identification des paramètres Par MMC (fonction FSOLVE).	76
Figure 5.7	Organigramme d'identification des paramètres du modèle de Preisach par la méthode de la Plus Grande Pente.	77
Figure 5.8	Comparaison des cycles expérimental et simulé (Échantillon A).	78
Figure 5.9	Comparaison des cycles expérimental et simulé (Échantillon B).	78
Figure 5.10	Comparaison des cycles expérimental et simulé (Echantillon c).	79
Figure 5.11	Comparaison des cycles expérimental et simulé (Échantillon A).	80
Figure 5.12	Comparaison des cycles expérimental et simulé (échantillon B).	80
Figure 5.13	Comparaison des cycles expérimental et simulé (Echantillon c).	81
Figure 5.14	Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode de gradient (échantillon A).	82
Figure 5.15	Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode de gradient (échantillon B).	82
Figure 5.16	Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode gradient (Echantillon c).	83
Tableau 5.1	Paramètres optimal obtenus par MMC (algorithme de L.M)	78
Tableau 5.2	Paramètres optimal obtenus par MMC (fonction Fsolve)	79
Tableau 5.3	Paramètres optimal obtenus par la méthode de gradient	81
Tableau 5.4	Comparaison entre le cycle mesuré et le cycle simulé aux points de références.	84

## INTRODUCTION GENERALE

L'intérêt porté aux phénomènes magnétiques n'a cessé de croître depuis les premiers travaux de Pierre Curie à la fin du dix neuvième siècle. Les chimistes et les métallurgistes, depuis cette époque, ont découvert de nombreuses applications pratiques tels que, la préparation des matériaux pour aimants, des tôles au silicium à grains orientés et des ferrites, dont on connaît l'intérêt capital en électronique. Mais également, grâce aux méthodes magnétiques, les chimistes ont donné un grand essor à l'étude des réactions à l'état solide et à la préparation de nombreux nouveaux corps. Ces nouveaux matériaux magnétiques ont permis à des physiciens tels que Weiss et Néel de créer de nouvelles théories ou de les développer [1].

On sait que, du point de vue magnétique, on peut classer les corps en trois groupes : les diamagnétiques, les paramagnétiques et les ferromagnétiques. Lorsqu'on soumet un matériau ferromagnétique à un champ magnétique alternatif extérieur, sa réponse peut être décrite par une courbe appelée boucle d'hystérésis. L'hystérésis est au coeur du comportement magnétique des matériaux. La diversité des conditions de fonctionnement des systèmes demande une connaissance approfondie de l'aspect phénoménologique de l'hystérésis car il peut guider ou modifier leur comportement magnétique. L'intérêt porté à l'hystérésis n'est pas dû seulement à une exigence technologique mais aussi au besoin de compréhension du mécanisme physique responsable de ce phénomène. C'est pour cette raison que de nombreux mathématiciens et physiciens se sont intéressés au développement des outils capables de décrire correctement le phénomène [2].

L'usage de plus en plus courant de logiciels de calcul dans la conception impose de coupler les approches numériques à des modélisations exactes du phénomène d'hystérésis. En effet, une modélisation basée uniquement sur les seules équations de Maxwell s'avère souvent incomplète et doit être associée à des relations traduisant le comportement hystérétique des matériaux en présence (risque de négliger des phénomènes associés à l'hystérésis telles l'aimantation rémanente et les pertes par hystérésis).

La présente étude initiée au sein du CSC (*Centre de Recherche Scientifiques et Techniques en Soudage et Contrôle*) concerne l'étude, l'utilisation et l'application du modèle scalaire de Preisach pour le traitement des résultats obtenus par le cycle d'hystérésis, là où certaines questions sont à discuter :

- Est-ce que le modèle de Preisach représente correctement le phénomène de cycle d'hystérésis ?
- Qu'elles sont les avantages et les inconvénients du modèle de Preisach ?
- Comment résoudre le problème du modèle de Preisach ?

C'est dans ce cadre que s'inscrit la problématique de ce travail. Pour répondre aux ces questions, nous nous sommes fixés trois grands axes de travail à savoir :

- Recherche bibliographique sur les matériaux magnétiques, leur caractérisation ainsi que la modélisation de l'hystérésis magnétique.
- Modélisation et simulation de l'hystérésis magnétique à l'aide du modèle de Preisach.
- Identification et optimisation des paramètres du modèle par différentes approches.

Et par conséquent, ce mémoire sera structuré en cinq chapitres :

Le premier chapitre est consacré à l'étude des propriétés magnétiques des matériaux, l'origine du magnétisme, ses applications et la classification des matériaux de point de vue magnétique.

Dans le deuxième chapitre on présentera l'expérience de Barkhausen et les paramètres de mesure de signal de BN. On s'intéressera particulièrement au processus d'aimantation et au phénomène de l'hystérésis (caractéristique des matériaux ferromagnétiques). À la fin du chapitre, on présentera les principaux modèles analytiques traitant du phénomène de l'hystérésis magnétique.

Le troisième chapitre sera consacré à la description du modèle scalaire statique de Preisach. On introduira entre autres les notions d'hystérons et de fonction de distribution caractéristiques du modèle. Nous exposerons le formalisme mathématique de KRANOSSEL'SKII et nous décrirons l'approche géométrique à l'aide du plan de Preisach qui relie la variation du champ

excitateur à la variation de l'aimantation. Nous aborderons aussi le principe de discrétisation de l'hystérésis et en fin nous introduisons le modèle analytique de Preisach ainsi que ses principales propriétés.

Le modèle du Preisach est basé sur une distribution statistique des hystérons. Ce chapitre est consacré à l'exposé des différentes fonctions de distribution que nous avons utilisés pour la reproduction de comportement hystérétique des matériaux ferreux, les résultats associés pour chaque fonction ainsi que l'effet de variation des différents paramètres.

Dans le dernier chapitre, Nous avons essayé de valider les résultats du modèle pour des mesures expérimentales de cycle d'hystérésis sur des échantillons ferromagnétiques soumis à différents type de traitement (contrainte mécanique, défaut macroscopique...etc.), pour cela nous avons étudié certaines méthodes d'identification et d'optimisation, tel : la méthode de Moindres Carrés et la méthode de la Plus Grande Pente (Gradient). On terminera par une conclusion, là où on essayera de mettre en relief l'importance et l'intérêt de l'identification des paramètres pour la reconstitution du cycle d'hystérésis et l'encadrement du cycle expérimentale, qui sera suivie d'une énumération des perspectives pour la continuité de ce travail.

## CHAPITRE 1 GENERALITES SUR LE MAGNETISME

### 1.1 Introduction

De nos jours, l'intérêt des matériaux magnétiques n'a pas cessé de croître à cause de leur importance et de leur utilisation massive dans plusieurs technologies, les industries du génie électrique et de l'électronique en sont les principales utilisatrices.

Il est alors impératif de connaître les caractéristiques physiques et de comprendre le comportement magnétique de ces matériaux.

L'explication, la maîtrise et la modélisation de l'ensemble des phénomènes liés au magnétisme restent toujours d'actualité.

Ce chapitre est consacré à l'étude des propriétés magnétiques des matériaux ainsi que la classification de ces derniers de point de vue magnétique et en particulier le comportement magnétique des matériaux dits ferromagnétiques.

### 1.2 Les propriétés magnétiques [1]

Les propriétés magnétiques d'un matériau sont attribuables au spin des électrons et au moment orbital autour du noyau. Étant donné qu'une charge électrique en mouvement engendre un champ magnétique autour d'elle même, les électrons qui tournent sur eux mêmes (spin) et autour du noyau (orbite) forment de petits dipôles magnétiques, ces dipôles peuvent réagir à l'application d'un champ magnétique extérieur. (Figure1.1)

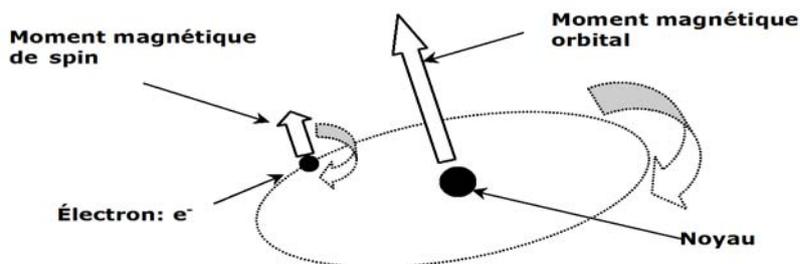


Figure 1.1 : Moments magnétiques atomiques orbital et de spin.

### 1.2.1 Le moment orbital

L'électron (charge  $e$ ) décrit une orbite circulaire à raison de  $f$  rotations par seconde. Il est donc équivalent à un courant qui peut s'écrire sous la forme :

$$i = -e.f \quad 1.1$$

Ce courant circulant dans une spire confondue avec l'orbite, crée d'après la loi d'Ampère un moment magnétique :

$$\mu_l = \pi.r^2.i.\vec{n} \quad 1.2$$

Où  $n$  : normale orienter à la surface de spire,

$r$  : rayon de l'orbite.

Le moment  $\mu_l$  est appelé le moment orbital.

### 1.2.2 Le moment de spin

De plus, nous savons que l'électron tourne sur lui-même (spin) et présente donc un moment magnétique dit moment de spin ( $\mu_s$ ). Ce dernier est une propriété purement quantique des électrons et n'autre que le magnéton de Bohr :

$$\mu_b = e.h / 4.m.\pi = 9,274.10^{-24} A.m^2$$

Où :

$e$  : charge de l'électron ( $-1.0607.10^{-19}$  c),

$m$  : masse de l'électron ( $9,107.10^{-31}$  kg),

$h$  : constante de Planck ( $6,62.10^{-34}$  J.S).

### 1.2.3 Le moment magnétique total

Le moment magnétique total de l'atome est la somme des moments orbitaux et des moments de spins des électrons périphériques.

Tous d'abord il est nécessaire de présenter les différentes relations décrivant un matériau magnétique, soumis à un champ magnétique extérieur ( $\vec{H}$ ).

Sous l'action d'un champ d'excitation  $\vec{H}$ , il va se produire une influence du milieu qui va se superposer au champ d'excitation pour produire le champ d'induction, on définit cette réaction à l'aide du vecteur d'aimantation  $\vec{M}$ .

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad 1.3$$

Où :  $\mu_0$  est la perméabilité magnétique du vide ( $4\pi \cdot 10^{-7}$  v.s /A.m).

De plus par définition, un matériau magnétique placé dans un champ magnétique acquiert un vecteur d'aimantation  $\vec{M}$  qui est proportionnel au champ d'excitation tel que :

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H}$$

Où :  $\chi$  est la susceptibilité magnétique du matériau.

Donc d'après (3) on a :  $\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \cdot \vec{H}$

D'où : 
$$\vec{B} = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot \vec{H} \quad 1.4$$

Où :

$\mu_r$  : La perméabilité magnétique relative du matériau.

Donc à partir de ce paramètre on peut définir les grands groupes des matériaux magnétiques.

### 1.3 Application du magnétisme

D'une façon générale, les applications du magnétisme se répartissent pour l'essentiel dans trois grands domaines, [21] :

- L'énergie : sa production (générateurs), son transport (transformateurs) et son utilisation (moteurs, actionneurs...).
- Les télécommunications (radiodiffusion, télévision, téléphonie...).
- L'information (lecteur, écriture, support d'enregistrement (bandes et disques magnétiques), capteurs).

## 1.4 Classification magnétique des matériaux

La susceptibilité magnétique  $\chi_T = (\partial M / \partial H)$ , exprime la réponse d'un milieu sous l'action d'un champ extérieur  $\vec{H}$ . La mesure de la susceptibilité permet de déterminer le type du matériau.

### 1.4.1 Diamagnétisme

Ce type de magnétisme est caractérisé par une susceptibilité négative de faible amplitude. Le diamagnétisme est dû à un mouvement orbital des électrons, provoqué par le champ magnétique appliqué. Ce mouvement peut être assimilé à un courant microscopique dont le comportement serait comparable à celui induit dans un solénoïde. En vertu de la loi de Lenz, le courant induit s'oppose au champ qui le produit, ce qui est en accord avec le fait que  $\chi_T$  est négatif, le cas des gaz rares, certains métaux et un nombre de composés organiques.

Le diamagnétisme provient de la tendance des charges électriques, quels que soient leurs signes à protéger partiellement l'intérieur de l'élément qu'elles entourent (effet écran), tout se passe comme si sous l'influence de ce champ, les charges créaient un champ magnétique induit qui s'oppose au champ appliqué  $H$ . La susceptibilité est dans ce cas très faible, négatif et indépendant de la température. Ce phénomène apparaît dans tous les matériaux.

### 1.4.2 Paramagnétisme

On appelle paramagnétisme l'ensemble des propriétés magnétiques de certaines substances dont les atomes (ions) possédant un moment magnétique constant indépendant du champ magnétique extérieur, caractérisé par une susceptibilité relative positive, de faible amplitude. On les rencontre dans les substances dont les atomes possèdent un moment magnétique permanent, lorsque ces moments ne sont pas couplés les uns aux autres.

C'est un magnétisme non coopératif, il ne fait pas appel aux interactions d'échanges, les matériaux qui relèvent de ce modèle n'ont pas d'aimantation spontanée, l'orientation des moments magnétiques est aléatoire ce qui donne un moment résultant nul. Sous un champ magnétique extérieur, les corps paramagnétiques possèdent une aimantation non nulle, la susceptibilité est positive et inversement proportionnelle à la température absolue.

### 1.4.3 Ferromagnétisme

Ce type de magnétisme est caractérisé par une susceptibilité positive avec une amplitude importante. Un matériau Ferromagnétique peut faire apparaître une induction très importante pour des faibles valeurs du champ d'excitation extérieur. Un corps ferromagnétique a un moment magnétique spontané à l'échelle microscopique, les spins électroniques sont arrangés de façons régulières. Le ferromagnétisme est dû à l'existence d'interactions internes entre les moments magnétiques qui tendent à aligner les spins. On observe en effet que les moments atomiques sont bien alignés dans des zones appelées domaines magnétiques de Weiss.

Les structures des domaines sont souvent bien plus compliquées, mais le modèle à quatre domaines permet de décrire un cristal de matériaux ferromagnétique désaimanté, il est très utilisé pour expliquer de manière qualitative les phénomènes de magnétisation à l'échelle microscopique.

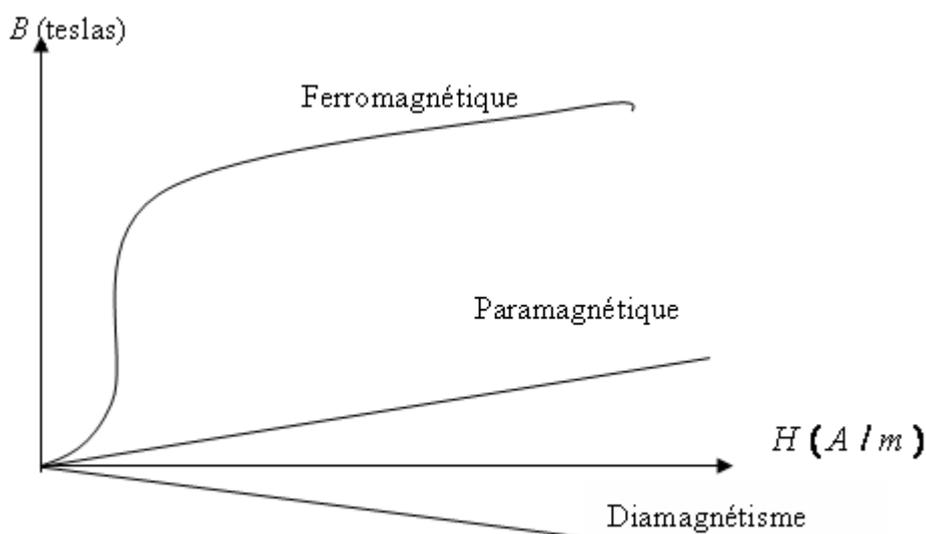


Figure 1.2 : Variation de l'induction en fonction du champ magnétique.

## 1.5 Comportement magnétique des matériaux ferromagnétiques [2]

### 1.5.1 Les domaines de Weiss

Pierre Weiss a émis en 1907 l'hypothèse des domaines magnétiques aimantés à saturation qui permettent de mesurer un moment global en un champ nul. La mise en évidence des domaines a été d'abord indirecte (bruit de Barkhausen 1919), puis directe (observation par décoration par une poudre magnétique) Bitter 1931 et Harnos et Thiessen. Puis l'article de Landau et Lifshitz en 1935 qui jette les bases de la théorie des domaines. [3].

L'organisation des atomes pour un matériau obéit au principe général suivant : « Tout système physique se place, s'il est permis, dans un état correspondant à une énergie minimale ». L'organisation d'un matériau ferromagnétique monocristallin se constitue en domaines qui correspondent à la minimisation des énergies suivantes :

#### 1.5.1.1 L'énergie d'échange

Energie 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. Elle a tendance à aligner les moments magnétiques microscopiques de chaque atome.

#### 1.5.1.2 L'énergie d'anisotropie cristalline

À l'état solide le fer, le cobalt et le nickel (qui sont les principaux éléments des matériaux magnétiques doux) cristallisent respectivement dans les systèmes : cubique centré, hexagonal et cubique faces centrées. Prenons le cas d'un matériau qui cristalliserait selon le système cubique centré. Comme on vient de le voir précédemment les moments magnétiques microscopiques ont tendance à s'aligner, en raison de l'énergie d'échange qui règne entre les différents atomes, ainsi : La distance entre deux atomes voisins dépend de leur position relative dans le réseau cristallin. L'énergie d'échange sera donc fonction de la direction. Ainsi, il existera des directions d'orientations privilégiées de ces moments. L'énergie d'anisotropie représente l'énergie à fournir pour faire tourner l'ensemble de ces moments dans une direction donnée.

### 1.5.1.3 L'énergie magnéto élastique

L'énergie d'échange a pour origine la mise en commun d'un (ou plusieurs) électrons entre deux atomes voisins et par conséquence l'alignement des moments magnétiques microscopiques de ces deux atomes voisins. Ainsi, dans une tôle ferromagnétique, en raison de la structure cristalline des atomes, la distance entre chaque atome est régulière, la mise en commun d'électrons se fera toujours de façon préférentielle entre les atomes les plus proches physiquement. Seule une contrainte mécanique peut modifier la distance séparant deux atomes, et par là même la mise en commun d'électrons [1]. Le changement de la distance entre atomes modifie l'état d'énergie et l'anisotropie. L'énergie magnéto élastique correspond à l'énergie mécanique qu'il a fallu fournir au matériau pour modifier les mises en commun d'électrons.

### 1.5.1.4 L'énergie magnétostatique

Cette énergie correspond à l'action sur chaque atome des champs magnétiques créés par tous les atomes voisins. La minimisation naturelle de la somme de ces différentes énergies à l'intérieur de la matière a pour conséquence l'apparition des domaines magnétiques élémentaires appelés «domaines de Weiss». Pierre Weiss (1907), montra qu'un corps aimanté est divisé en domaines à l'intérieur des quels les moments magnétiques sont ordonnés [4]. Au sein de ces domaines, l'aimantation est orientée suivant des directions imposées par la minimisation des différentes énergies. Elles seront majoritairement voisines des directions de facile aimantation. En l'absence de champ appliqué et de toute autre contrainte, pour un matériau préalablement désaimanté, il y a équipartition du volume des domaines entre les diverses directions d'aimantation facile et l'aimantation macroscopique résultante est alors nulle.

## 1.5.2 Les parois de Bloch [2]

### 1.5.2.1 Origine des domaines

La séparation des différents domaines magnétiques élémentaires «domaines de Weiss» étudiés précédemment est matérialisée par ce que l'on appelle les parois de Bloch.

Ces parois correspondent à une zone magnétique où l'aimantation passe d'une direction à une autre. La répartition des domaines correspond à un état d'énergie minimale.

### 1.5.2.2 Types des parois

- Les parois à  $180^\circ$  séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à  $180^\circ$ .
- Les parois à  $90^\circ$  séparent deux domaines de Weiss dont l'angle de la direction d'aimantation est à  $90^\circ$ .

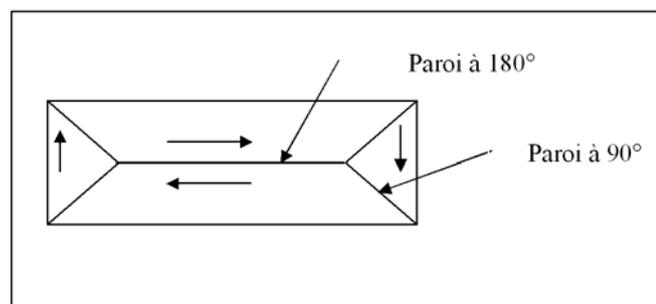


Figure1.3 : Présentation des types de parois

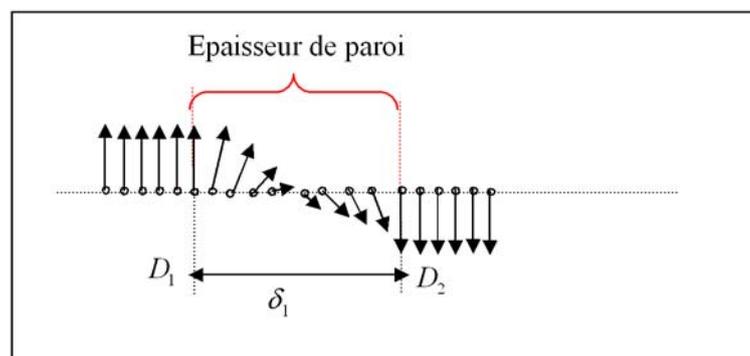


Figure 1.4 : Présentation d'une paroi de Bloch à  $180^\circ$ .

### 1.5.2.3 Caractéristiques des parois

Si  $a$  est la distance inter atomique, et  $n$  le nombre de moments magnétiques dans la paroi d'épaisseur  $\delta$ . [5]

- Energie de la paroi:

$$W_{ech} = \frac{1}{2} E \cdot m_i^2 \frac{\pi^2}{n} \quad 1.5$$

- Epaisseur de la paroi

$$\delta = na \quad 1.6$$

$n$  : Le nombre des moments magnétique.

$a$  : La distance inter atomique.

## 1.6 Le ferromagnétisme a différentes échelles

Comme illustre la (figure 1.5) on peut caractériser le ferromagnétisme à quatre échelles différentes [6].

### 1.6.1 A l'échelle atomique

Un matériau ferromagnétique se distingue par l'existence d'un fort moment magnétique atomique permanent

### 1.6.2 A l'échelle cristalline

L'énergie responsable de l'orientation de l'aimantation le long de certaines directions cristallographiques est appelée « énergie d'anisotropie magnéto cristallin » elle est minimale dans la direction de facile aimantation (axes qui consomment une énergie d'anisotropie minimum) dans le cas d'une symétrie cubique, les axes de facile aimantation sont les arêtes c'est à dire les directions [001], [100], [010], alors que le diagonale [111] est de difficile aimantation.

### 1.6.3 A l'échelle du grain

L'énergie magnétostatique, directement liée à la densité de charge, à la surface du matériau impose une structure macroscopique (multi domaines) les régions où l'aimantation est constante sont appelées « domaines de Weiss », ces domaines sont séparées par des parois appelées « parois de Bloch », deux types de parois existent :

- Parois de Bloch à  $180^\circ$  : séparé deux domaines d'aimantation anti-parallèles.
- Parois de Bloch à  $90^\circ$  : séparé deux domaines d'aimantation à  $90^\circ$  l'une de l'autre.

### 1.7.4 Un modèle physique simple

Pour mieux comprendre la microstructure magnétique d'un matériau ferromagnétique à l'état désaimanté un modèle physique simple nommé « modèle à quatre domaines » traduit les différentes propriétés d'une substance ferromagnétique.

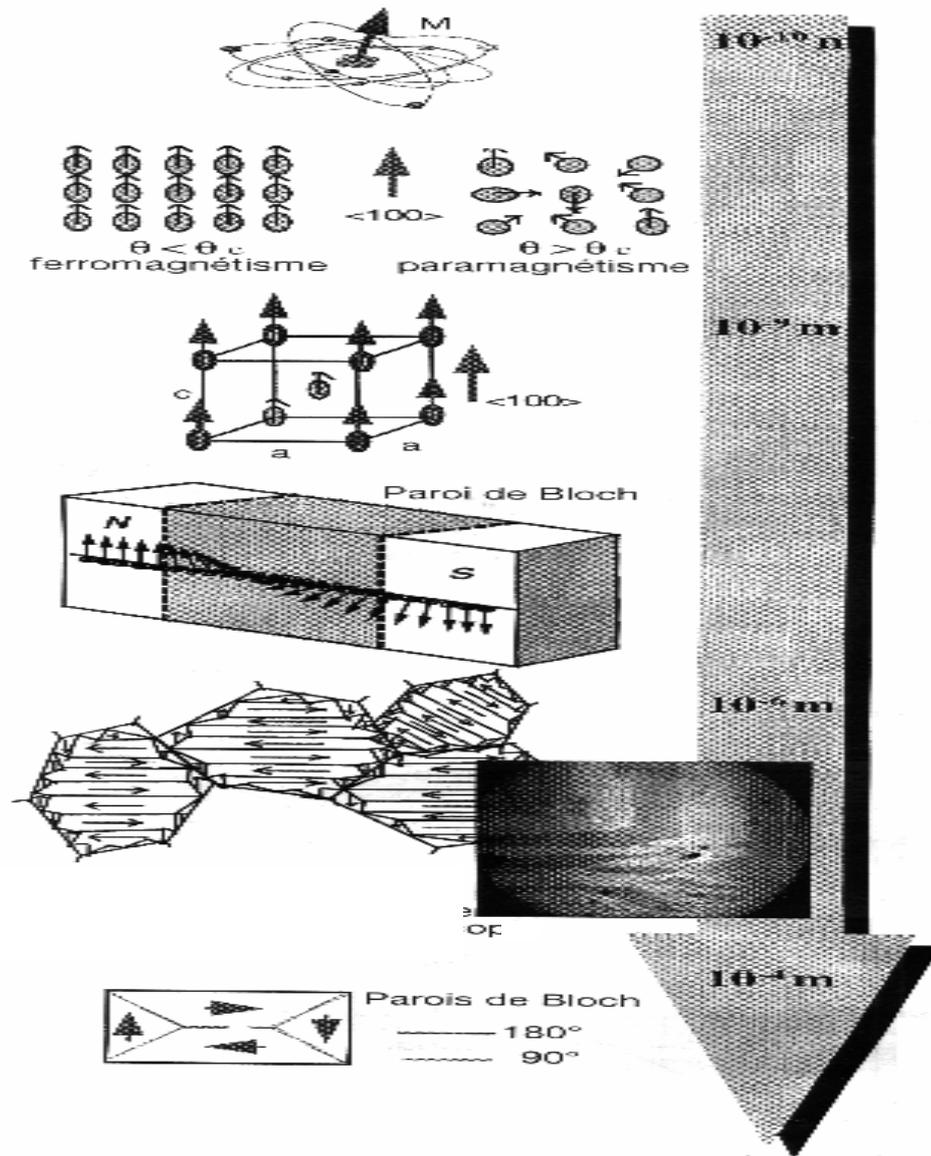


Figure 1.5 : Le ferromagnétisme à différentes échelles.

### 1.8 Conclusion

Le magnétisme du matériau est la conséquence des mouvements des électrons gravitant autour de noyau des atomes de ce matériau, en l'absence du champ magnétique exciteur, les moments magnétiques atomiques sont localement orientés dans une même direction, chaque région où les moments ont la même orientation est un domaine magnétique (domaine de Weiss), la zone de transition entre deux domaines est une paroi de Bloch. En l'absence de champ magnétique exciteur, la somme vectorielle des moments magnétiques est nulle. Mais en présence d'un champ exciteur il y a déplacement des parois de Bloch et croisement des domaines les mieux orientés au détriment des autres. La saturation est atteinte lorsque le monocristal (ou grain) est constitué d'un seul domaine orienté dans le sens du champ exciteur.

## **CHAPITRE2 BRUIT DE BARKHAUSEN ET CYCLE D'HYSTERESIS**

### 2.1 Historique

Depuis les premières études menées par Pierre Curie en 1895 visant à comprendre les propriétés magnétiques de la matière, d'autres travaux de recherche sont entrepris par des scientifiques dans l'étude du magnétisme.

En 1905, Langevin introduisit le concept du moment magnétique atomique permettant ainsi de comprendre certaines propriétés magnétiques des matériaux, mais il a fallu attendre la théorie de Weiss. Heinrich George Barkhausen a mis en évidence la discontinuité du processus d'aimantation sous la forme d'un bruit audible, l'expérience de Barkhausen a permis de vérifier indirectement l'existence des domaines de Weiss.

Par la suite, à partir de 1928, Heisenberg par la théorie quantique a expliqué l'énergie d'échange entre deux atomes voisins ; la minimisation de cette énergie qui donne lieu à la formation des domaines a été mathématiquement posée par Landau et Lifshitz en 1935.

La transition entre deux domaines ne peut se faire brusquement, Félix Block en 1932 a expliqué la structure des zones de transition entre deux domaines adjacents par des parois qui portent son nom.

### 2.2 Introduction

La découverte de l'effet de Barkhausen a montré l'existence des domaines de Weiss. Une relation directe existe entre le mouvement de la paroi et cet effet. L'effet de Barkhausen fournit beaucoup d'informations quantitatives quant à l'interprétation microscopique de l'hystérésis magnétique. Dans cette partie, nous commencerons par la présentation du dispositif historique de la mise en évidence

du bruit de Barkhausen ainsi que la mesure du signal de BN. On s'intéressera aussi au processus d'aimantation et au phénomène de l'hystérésis (caractéristique des matériaux ferromagnétiques). À la fin du chapitre, on présentera d'une manière brève les principaux modèles analytiques traitant le phénomène de l'hystérésis magnétique.

### 2.3 Expérience de Barkhausen [6]

Un aimant tourne lentement, induisant dans un barreau ferromagnétique un renversement de Polarisation selon un mouvement périodique, la période est de 1s environ, un enroulement capte les variations de flux magnétique dans le barreau, qui sont transmises après amplification à un haut parleur.

Normalement aucun son audible ne devrait être émis, or à chaque renversement de la polarisation un bruit rappelant l'écoulement de petits grains dans un récipient, se fait entendre, ce phénomène démontre que sous l'effet d'un champ extérieure suffisamment important La polarisation ne se fait pas de façon continue, mais par petits sauts successifs:

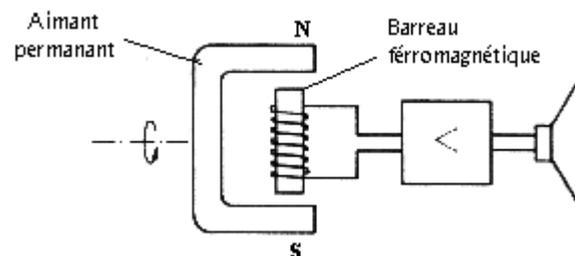


Figure 2.1 : Expérience de Barkhausen

Afin d'expliquer ce caractère, il faut imaginer l'interaction des microstructures cristallines et magnétiques. Le cristal peut contenir un grand nombre d'imperfections, précipités, lacunes, dislocations et joint de grains, pour généraliser tout ce qui peut altérer la perfection du réseau cristallin. En arrivant sur un défaut, la paroi va se bloquer et rester encrée, si le champ appliqué augmente la paroi va se détacher brusquement pour aller vers un nouveau défaut. La capacité que possèdent les défauts à bloquer une paroi dépend de

leur nature et de l'énergie d'interaction qui existe entre eux et la paroi. Le mouvement brusque de la paroi se traduit par une impulsion Barkhausen.

#### 2.4 La discontinuité du processus d'aimantation

Si on applique un champ magnétique exciteur sur un matériau ferromagnétique, la microstructure magnétique de ce dernier se modifie, les domaines dont l'aimantation est proche au sens du champ appliqué vont grandir aux dépens des domaines voisins, cette modification de la microstructure magnétique se traduit par le déplacement des parois de Bloch [7] ; [8].

Sur leurs trajets les parois rencontrent toutes les imperfections présentes dans le cristal, telles que les lacunes, précipités, et les dislocations. Tous ces défauts vont agir comme des points d'encrage qui stoppent le déplacement des parois. Si le champ appliqué augmente encore l'énergie apportée est suffisamment importante pour provoquer le décrochage de la paroi qui se déplace brusquement vers les autres défauts [9].

La discontinuité de déplacement des parois dépend de la nature et de la taille de ces défauts par exemple un atome de carbone, en solution solide dans le fer ne présentera pas la même force d'encrage pour une paroi d'un autre élément. Il est en générale admis que les encrages les plus puissants sont donnés par les défauts de taille équivalente à l'épaisseur d'une paroi de Bloch [9].

#### 2.5 Mesure de bruit de Barkhausen

Chaque saut d'une paroi de Bloch induit une perturbation électromagnétique. Une bobine (Sonde) judicieusement placée et orientée sur le matériau permet de transformer les variations de flux induit par la perturbation en des impulsions de tension. Chaque événement de Barkhausen dans le matériau induit une impulsion de tension aux bornes de la bobine réceptrice. La somme de tous ces événements forment ce qu'on appelle « bruit de Barkhausen » dont l'intensité dépend du champ appliqué et de capacité des défauts.

## 2.6 Equipements et paramètres de mesure [31]

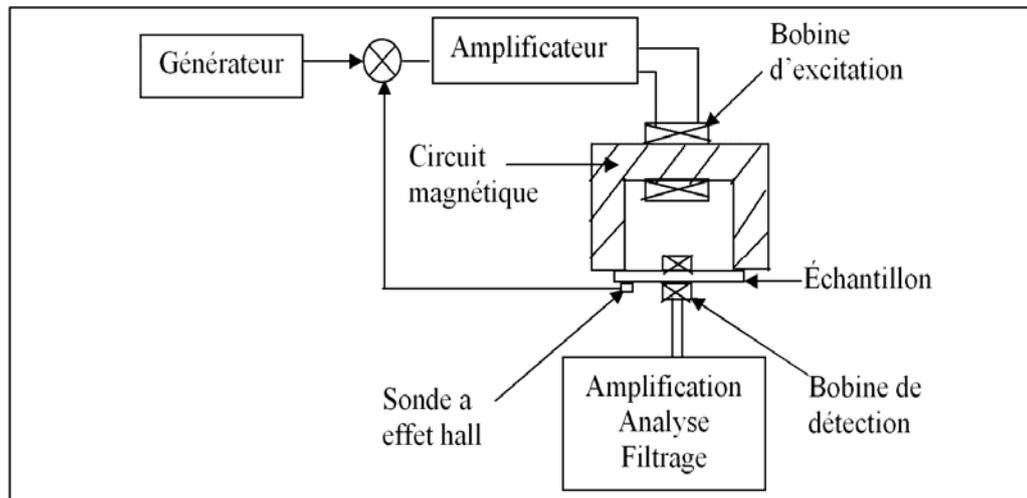


Figure2.2: schéma de principe de la mesure du bruit de Barkhausen

Avec le développement des techniques de contrôle non destructif, l'utilisation de la mesure Par le bruit de Barkhausen a pris une place de plus en plus importante pour la caractérisation des matériaux [6].

La mesure de bruit BN nécessite un appareillage comportant deux parties :

- L'excitation magnétique
- L'acquisition du signal BN

### 2.6.1 Excitation magnétique

L'excitation magnétique de la pièce à contrôler est assurée par un électroaimant, sa forme dépend de la géométrie de la pièce à contrôler, il peut être avec ou sans noyau magnétique.

La bobine excitatrice est alimenté par un courant variable fournie par un amplificateur de puissance, un champ intense est nécessaire pour magnétiser la pièce de manière suffisant, l'utilisation de noyau nous a permet d'amplifier et de focaliser le champ magnétique.

L'excitation magnétique conditionne fortement la qualité de la mesure de bruit BN. Les principaux paramètres sont les suivantes :

### 2.6.1.1 Amplitude de champ magnétique

L'amplitude de champ magnétique conditionne la partie de cycle d'hystérésis étudié dans le matériau. Pour cela nous avons effectué deux opérations :

- De saturation à saturation pour décrire tout le phénomène de processus d'aimantation (Figure 2.3).
- Balayer la zone de capture de façon à obtenir un niveau moyen de l'effet BN (Figure 2.4).

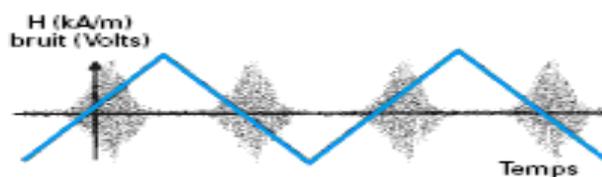


Figure 2.3 : Description complète de processus d'aimantation



Figure 2.4 : Description partielle de processus d'aimantation  
(Agitation magnétique au centre du cycle d'hystérésis)

### 2.6.1.2 fréquences de magnétisation

A cause de phénomène de peau, La fréquence de champ d'excitation limite le volume pris en compte dans la matière. Dans le cas d'une magnétisation locale (par électroaimant) la pénétration de la magnétisation est limitée en profondeur, c'est-à-dire que le volume pris en compte dépend de la géométrie de l'inducteur et des caractéristiques du courant d'excitation en amplitude et en fréquence.

### 2.6.1.3 forme de champ appliqué

Le cas idéal est l'application d'un champ à vitesse constante, car le niveau de bruit BN dépend à chaque instant de la vitesse d'application de champ.

L'expérience montre que cette condition fournit une parfaite reproductibilité et permet de connaître la position de signal BN en fonction de l'excitation magnétique (capture).

En Comparant l'évolution du signal BN dans le cas d'un signal d'excitation triangulaire et dans le cas d'application d'un signal sinusoïdal, (Figure 2.5). On remarque que l'agitation avec un signal triangulaire donne une bonne reproductibilité (bruit de BN) car la vitesse d'application de champ est constante, alors qu'avec un signal sinusoïdal, le niveau de bruit, est quasiment nul pendant les crêtes de sinus car le champ presque ne varie pas à ces moments.

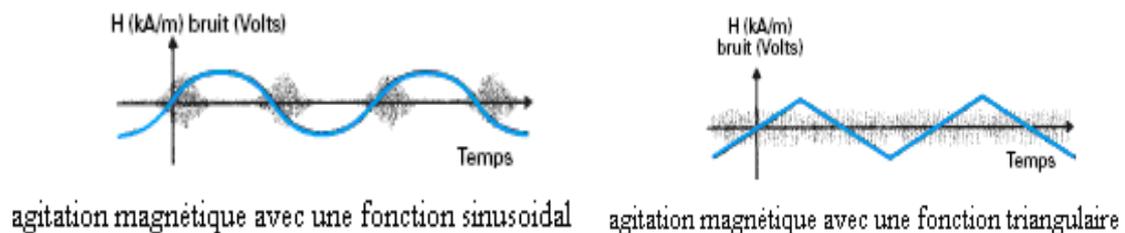


Figure2.5 : comparaison de niveau de bruit Barkhausen.

### 2.6.2 L'acquisition du signal BN

L'acquisition de bruit est assurée par un enroulement récepteur, le signal mesuré est de très faible amplitude. Il est d'abord pré-amplifié. Le bruit BN couvre une large gamme de fréquence, il faut prévoir un filtre passe bande et ce pour éliminer les parasites hautes fréquences et pour s'affranchir des variations lentes du flux magnétique à travers la section de la sonde réceptrice.

## 2.7 Le cycle d'hystérésis :

### 2.7.1 Définition :

Le cycle d'hystérésis est la courbe de réponse des matériaux magnétiques, à travers laquelle, ils gardent la mémoire de tous leurs états d'aimantation antérieurs par l'intermédiaire des domaines élémentaire. J.A.Ewing

a montré ce comportement spécifique dans le cas du fer et qu'il l'a appelé hystérésis qui signifie retard de l'effet sur la cause (ici l'aimantation et le champ appliqué) [23].

Le cycle d'hystérésis d'un matériau ferromagnétique dépend de la mobilité des parois de Bloch. Il est fonction des énergies magnétiques et de champ appliqué. Donc il peut être considéré comme une caractéristique de matériau. Dans tous les cas un modèle mathématique bien détaillé est nécessaire.

L'hystérésis est le retard à la désaimantation et le dédoublement de la caractéristique  $B(H)$  de matériau magnétique.

La courbe de première aimantation et le cycle d'hystérésis (Figure 2.6) sont deux propriétés importantes des substances ferromagnétiques. En effet, la plupart des applications technologiques sont basées sur l'existence de ce cycle.

### 2.7.2 Analyse

L'allure de la courbe dépend du matériau utilisé, des dimensions de l'échantillon et des caractéristiques des bobines employées. Elle présente plusieurs zones distinctes :

- Zone linéaire : Dans cette zone  $B=\mu.H$  avec  $\mu$  constante.
- Saturation de milieu ferromagnétique : Lorsque  $H$  devient trop grand,  $B$  ne varie presque plus, et le matériau est saturé ( $B$  tend vers la valeur de saturation  $B_s$ ). On a toujours  $B=\mu.H$  mais  $\mu$  n'est plus constante.
- Induction rémanente  $B_r$  : c'est l'induction qui subsiste lorsque  $H=0$ .
- Champ coercitive : Excitation nécessaire pour annuler l'induction rémanente  $B_r$

### 2.7.3 Types de cycles d'hystérésis

Les principaux types de cycle d'hystérésis sont : cycle majeur et cycle mineur.

#### 2.7.3.1 Cycle majeur

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

possible du matériau. Le comportement du matériau dépend ainsi non seulement de la valeur courante de  $H$  mais aussi de l'histoire du matériau [10].

### 2.7.3.2 Cycle mineur

Un cycle d'hystérésis mineur est un cycle avec un champ appliqué maximal qui est inférieur au champ de saturation. Un cycle d'hystérésis mineur avec un seul saut d'aimantation est dû soit au changement d'une configuration des parois à une autre configuration, soit au déplacement d'une paroi entre deux centres de piégeage. A l'aide de cycle mineur on peut étudier le retournement d'une petite partie de la particule sans faire intervenir la complexité de la particule entière, [10].

### 2.7.4 Cycle d'hystérésis et courbe de première aimantation [32]:

#### 2.7.4.1 Courbe de première aimantation :

Prenons un morceau de fer poly cristallin dans son état naturel, il est désaimanté, lorsqu' une excitation est appliquée à ce matériau la configuration en domaines va évoluer de façon à s'orienter dans le sens de champ appliqué :

-Pour des valeurs faible de champ appliqué : les domaines dont l'aimantation est proche par rapport au champ extérieur vont croître au détriment d'autres moins bien orientés (processus réversible).

-Pour des valeurs de champ plus élevés : les phénomènes s'amplifient et deviennent irréversible, cette étape intervient jusqu'à la disparition complète des domaines défavorablement orientées.

-Pour des valeurs de champ appliqué encore plus élevé : l'aimantation dans le cristal va quitter, une direction de facile aimantation pour s'orienter dans le sens de champ .la saturation magnétique est alors atteinte.

#### 2.7.4.2 Le cycle d'hystérésis

En faisant décroître le champ appliqué à partir de la saturation magnétique, les phénomènes inverses à ceux décrit pour la courbe de première aimantation vont se produire :

-Le retour de l'aimantation vers une direction de facile aimantation.

-La création de nouveaux domaines et de domaines de fermeture (germination).  
Cependant pour une valeur de champ appliqué nulle, l'état désaimanté n'est pas obtenue, il subsiste une induction rémanente  $B_r$ . Pour trouver un matériau globalement désaimanté il est nécessaire d'appliquer un champ extérieur négatif c'est le champ coercitif  $H_c$ , cette grandeur dépend très fortement de la mobilité des parois de Bloch.

-L'ensemble de ces propriétés traduit le phénomène d'hystérésis, le cycle hystérésis s'obtient en ramenant un matériau de saturation à saturation en sens inverse.

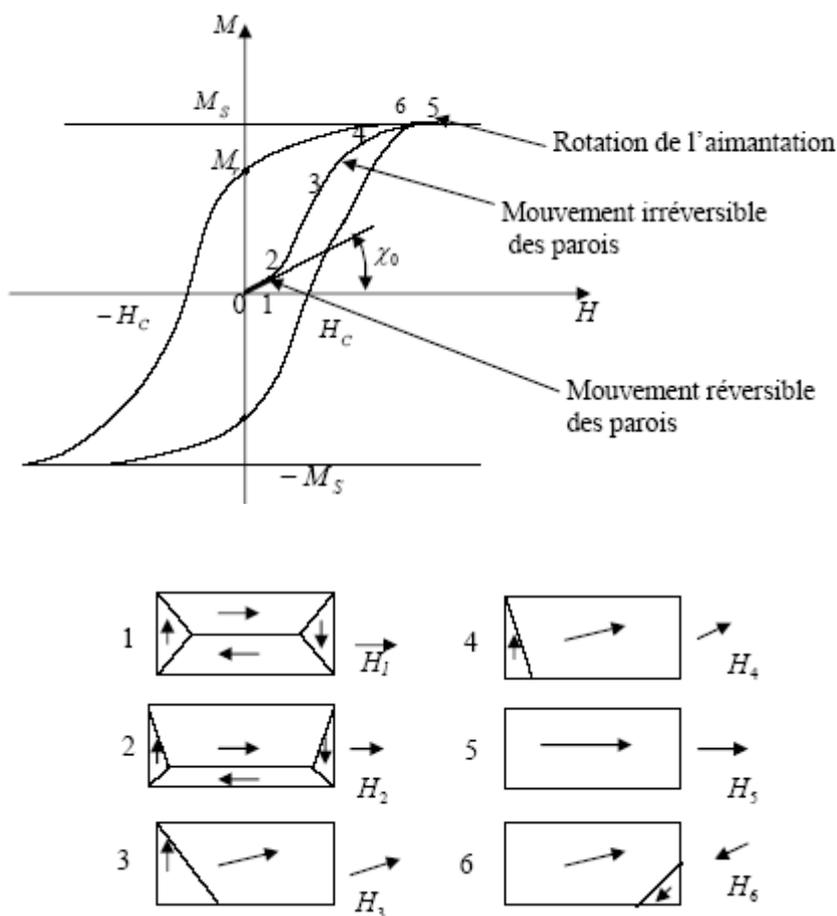


Figure 2.6 : courbe de première aimantation et cycle d'hystérésis.

#### 2.7.4.2.a Stade 1

Les domaines de Weiss principaux les mieux orientés par rapport à la direction du champ d'excitation magnétique (vertical ascendant dans le cas du dessin) grandissent au détriment des autres. Cette modification de la

microstructure magnétique s'effectue par des mouvements de parois de Bloch à 180°.

#### 2.7.4.2.b Stade 2

Il correspond à la disparition des domaines de fermeture. Cette partie s'accompagne principalement de mouvements de parois de Bloch à 90°. A la fin du stade 2, chaque cristal est un mono domaine magnétique orienté dans la direction de magnétisation.

#### 2.7.4.2.c Stade 3

Il correspond à la saturation magnétique sous l'effet de l'excitation magnétique croissante, les moments magnétiques atomiques vont progressivement quitter les directions cristallines de facile aimantation pour s'aligner dans la direction de magnétisation. C'est un phénomène continu qui nécessite un très fort champ pour être complet (saturation magnétique).

### 2.8 Les modèles d'hystérésis : [11]

Les différents modèles rencontrés dans la littérature ont pour objectif principal d'approcher mathématiquement le phénomène de l'hystérésis ou du moins, sa courbe représentative. Les difficultés majeures de l'interprétation du phénomène résultent du fait que celui-ci n'est pas une propriété physique du matériau mais faisant intervenir et à différentes échelles plusieurs paramètres. L'expérience met en particulier en évidence l'effet de paramètres tels : la fréquence, la température, l'intensité du champ d'excitation, ...etc. Les principales grandeurs représentant l'hystérésis sont ( $H$ ) et ( $M$ ) qui sont par nature des grandeurs vectorielles. Toutes les représentations doivent alors normalement générer des grandeurs vectorielles. Cependant, plusieurs approches théoriques et méthodes de mesure sont basées sur une représentation scalaire qui donne les composantes ( $M$ ) ou ( $B$ ) en fonction du module de champ ( $H$ ). La description scalaire du phénomène peut être satisfaisante dans plusieurs cas d'étude même si l'échantillon présente une direction d'aimantation privilégiée. Le phénomène d'hystérésis est décrit à travers une aimantation globale observée dans l'intégralité de la pièce. Dans ces conditions, le matériau apparaît comme étant homogène et la relation entre l'aimantation et le champ magnétique peut être déterminée sans se soucier des comportements plus complexes des domaines à

l'échelle microscopique. On peut considérer aussi dans ce cas que, le champ et l'aimantation sont dans la même direction et peuvent être traités comme des grandeurs scalaires.

La détermination de la loi de variation  $M(H)$  peut laisser croire que le comportement magnétique du matériau a été complètement identifié. Mais malheureusement, pour un point de fonctionnement dans le plan  $(H- M)$ , une infinité de solutions de parcours de champ peut être envisagée pour l'atteindre, sauf si une donnée supplémentaire comme l'histoire du matériau est ajoutée au problème. Donc, l'état magnétique d'un matériau peut être correctement défini non seulement à travers la connaissance de l'état de ces domaines magnétiques sous l'effet d'un champ  $(H)$  et pour une valeur de  $(M)$ , mais aussi par l'histoire du matériau qui décrit son état présent et qui définit son état futur s'il y a évolution du champ d'excitation.

Nous présentons par la suite quelques modèles d'hystérésis analytiques et de type Langevin. Le modèle de type Preisach sera abordé en détail dans le prochain chapitre.

### 2.8.1 Les modèles analytiques

Les modèles les plus simples pour décrire le comportement non linéaire des matériaux ferromagnétiques sont généralement des modèles analytiques. Ils se caractérisent par la description du phénomène par des formulations mathématiques généralement empiriques, ces modèles ne permettent pas de décrire tous les aspects du phénomène d'hystérésis (ils ne tiennent pas compte de l'histoire ou de l'état d'aimantation initiale du matériau). Parmi ces modèles, nous citerons:

#### 2.8.1.1 Le modèle de Rayleigh

Le modèle de Rayleigh est le plus ancien des modèles analytiques, il a été développé par Lord Rayleigh (1842-1919) [11] [12]. Ce modèle est limité aux faibles valeurs du champ d'excitation. Il ne peut décrire le phénomène de saturation et suppose que la perméabilité magnétique sur la courbe de première aimantation peut être représentée par les deux premiers termes d'un polynôme de puissances croissantes :

$$\mu(H) = \mu_{ini} + \eta H \quad 2.1$$

Avec :

$\mu_{ini}$  : Perméabilité initiale.

$\eta$  : La constante de rayleigh.

L'induction magnétique peut se mettre sous la forme :

$$B = \mu_{ini}H + \frac{1}{2}\eta H^2 \quad 2.2$$

Sous l'effet d'un champ d'excitation sinusoïdale d'une amplitude  $H_{max}$ , l'induction magnétique  $B$  variant entre  $(-B_{max})$  est décrites par :

- Si  $H$  est croissant :

$$B = (\mu_{ini} + \eta H_{max})H + \frac{\eta}{2}(H^2 - H_{max}^2) \quad 2.3$$

- Si  $H$  est décroissant :

$$B = (\mu_{ini} + \eta H_{max})H - \frac{\eta}{2}(H^2 - H_{max}^2) \quad 2.4$$

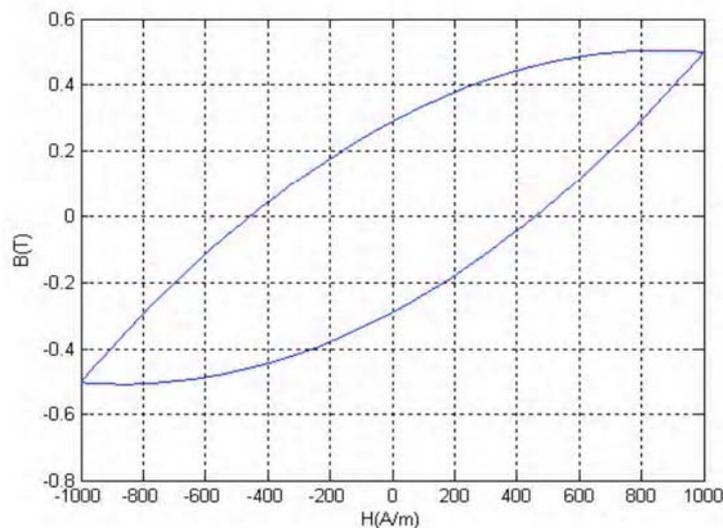


Figure2.7 : Le cycle d'hystérésis généré par le modèle de Rayleigh.

### 2.8.1.2 Le modèle polynomiale

Pour décrire le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétiques, l'approximation du phénomène par des séries polynomiales a fait l'objet de quelques recherches depuis 50 ans. La forme générale de la relation donnant l'induction magnétique  $B$  en fonction du champ  $H$  est:

$$B = KH^{\frac{1}{n}} \quad 2.5$$

Chaque matériau est caractérisé par des valeurs particulières des constantes  $K$  et  $n$  pouvant être déterminées à partir de la courbe de première aimantation. Par exemple, pour les matériaux ferromagnétiques  $n$  est définie tel que :  $5 < n < 14$ .

Ce type de modèle ne permet pas de décrire le cycle d'hystérésis avec ses branches montantes et descendantes mais seulement la courbe de première aimantation voir figure ci-dessous.

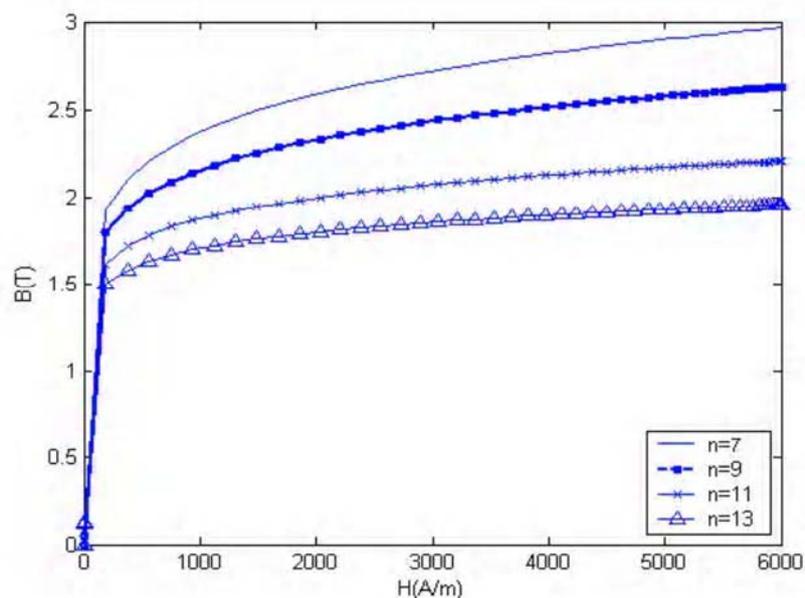


Figure 2.8 : courbe de première aimantation générée par le modèle Polynomial  $K=1$  et  $n=7, 9, 11, 13$ .

### 2.8.2 Les modèles de type Langevin

Ces modèles reposent essentiellement sur la théorie de Langevin relative au calcul de l'aimantation des microstructures d'un matériau ferromagnétique en prenant en compte l'énergie des moments magnétiques. Les travaux les plus importants de modélisation sont attribués à *Jiles* [23].

L'équation donnant l'aimantation d'un matériau dont les moments sont parallèles au champ d'excitation est :

$$M = M_s L(\lambda) \quad 2.6$$

Avec :

$$M_s = N m$$

$m$  : moment magnétique d'un électron.

$N$  : nombre de particules.

$$\lambda = \mu_0 m H / K T .$$

$K$  : constante de Boltzmann.

$T$  : température en degré Kelvin.

La fonction de Langevin est définie par :  $L(\lambda) = \coth(\lambda) - 1/\lambda$

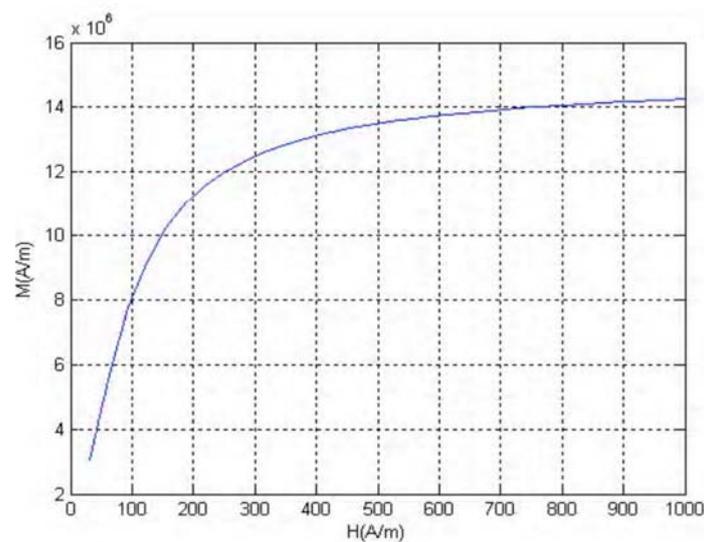


Figure 2.9: courbe de première aimantation générée par le modèle de Langevin A/m avec:  $M_s = 15 \cdot 10^6$  A/m avec  $K T / m \mu_0 = 50$

## 2.9 Conclusion

Le phénomène de l'hystérésis joue un rôle très important dans l'étude de comportement des dispositifs et des systèmes magnétiques. La complexité de ce phénomène (le comportement magnétique non linéaire des matériaux ferromagnétique) a donné naissance à la proposition de plusieurs modèles magnétiques.

## **CHAPITRE3 ETUDE DE MODELE DE PREISACH**

### 3.1 Introduction

Les observations expérimentales montrent que l'hystérésis est un phénomène résultant de l'action combinée de plusieurs entités interactives identiques. Par exemple, dans les matériaux ferromagnétiques, l'aimantation est le résultat de l'interaction d'entités magnétiques identiques identifiées comme étant les domaines magnétiques de Weiss.

Le physicien allemand F. Preisach, en se basant sur le concept fondamental des domaines magnétiques introduit en 1907 par P. Weiss [4], développa le modèle portant son nom : "le modèle de Preisach" [13]. Par la suite, Krasnosel'skii ayant compris l'importance du modèle, et développa le formalisme mathématique [14].

F. Preisach émit alors l'idée de base de son modèle : "tout système hystérétique complexe peut se mettre sous la forme d'une combinaison (répartition) de plusieurs entités hystérétiques élémentaires simples appelées : "hystérons".

Le modèle a été largement utilisé grâce aux travaux de Mayergoyz [15]. Actuellement, le modèle est utilisé pour décrire une large variété des phénomènes physiques. Il est à la base de centaines de publications scientifiques traitant de l'analyse des phénomènes de l'hystérésis dans divers domaines [16] [17].

Dans cette étude nous allons faire une description du modèle scalaire statique de Preisach (hystéron, plan de Preisach...etc.), le formalisme mathématique du modèle introduit par Kranosel'skii, les propriétés fondamentales du modèle, ainsi que l'application du ce modèle à l'hystérésis magnétique

### 3.2 Le concept de kranosel'skii [14]

Le formalisme mathématique du modèle de Preisach introduit par Kranosel'skii est basé sur :

- Le choix d'un opérateur d'hystérésis élémentaire appelé hystéron traduisant la non linéarité.
- La considération des systèmes hystérétiques complexes comme une combinaison (assemblage) d'hystéron.
- L'écriture du formalisme mathématique correspondant.

### 3.3 L'opérateur d'hystérésis élémentaire (hystéron)

Dans les matériaux ferromagnétiques, une variation élémentaire de l'aimantation ( $M$ ) sous l'influence d'un champ d'excitation externe ( $H$ ), apparaît quand un certain nombre de domaines élémentaires (domaines de Weiss) passent d'un état de saturation à un autre. Les états de saturations sont au nombre de deux: négatif et positif, et, ils sont caractérisés par une énergie minimale. Le passage (basculement) d'un état à un autre, requiert de l'énergie, chaque domaine élémentaire peut être représenté par un opérateur d'hystérésis élémentaire (boucle rectangulaire) [14] : (Figure3.1).

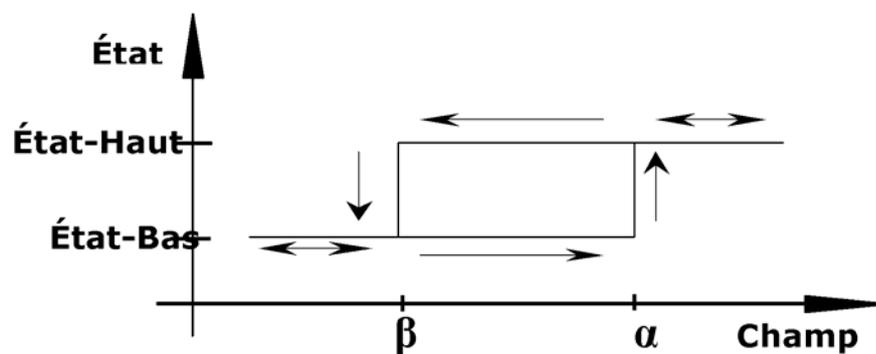


Figure 3.1: Boucle "rectangulaire" élémentaire d'hystérésis

L'opérateur d'hystérésis élémentaire est complètement défini par :

- Deux états stables "haut" et "bas".
- Les valeurs de basculement (seuils de l'opérateur) :  $\alpha$  et  $\beta$ . (Pour la présente étude, on considère que:  $\alpha > \beta$ ).

Remarques:

1. Dans l'étude de l'hystérésis avec le modèle de Preisach; les deux états de stabilité de l'opérateur sont désignés par:
  - "+1" pour l'état stable "haut";
  - "-1" pour l'état stable "bas";
2. L'hystéron ainsi défini sera noté :  $R_{\alpha, \beta}$  (Figure3.2).

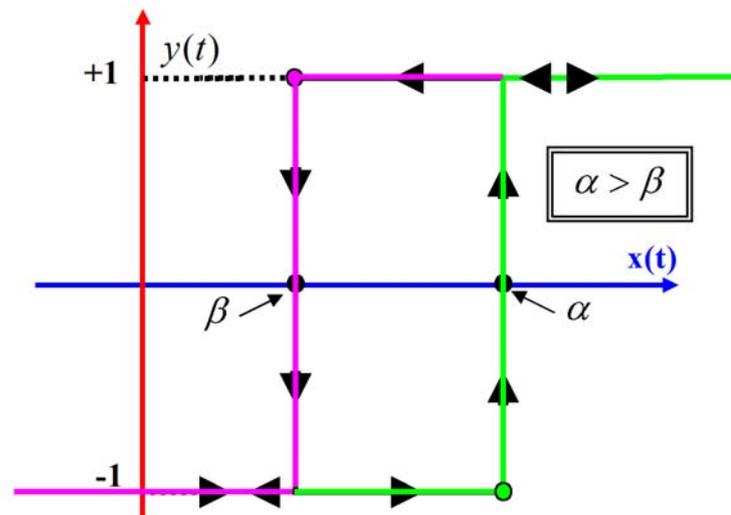


Figure3.2 : Opérateur d'hystérésis élémentaire ( $R_{\alpha, \beta}$ ).

La sortie  $y(t)$  de l'opérateur  $R_{\alpha, \beta}$  est donnée à chaque instant  $t$  par la relation

(3.1):

$$y(t) = R_{\beta, \alpha}[t_0, \eta_0] \quad x(t), t \geq t_0 \quad 3.1$$

Dans la relation (3.1), la sortie à l'instant  $t$ , dépend non seulement de la valeur de la fonction d'entrée  $x(t)$ , mais également de l'état de l'opérateur à l'instant de référence noté  $\eta_0$  (c'est l'effet de mémoire). Les valeurs possibles pour l'état initial sont "+1" ou "-1". La valeur de la sortie est donnée par les relations (3.2):

$$y(t) = \begin{cases} +1, & \text{s'il existe } t_1 \in [t_0, t] \text{ tel que } x(t_1) \geq \alpha, x(\tau) > \beta \text{ pour } t_1 \leq \tau \leq t; \\ +1, & \text{s'il existe } t_1 \in [t_0, t] \text{ tel que } x(t_1) \leq \beta, x(\tau) < \alpha \text{ pour } t_1 \leq \tau \leq t; \\ \eta_0, & \text{si } \beta < x(\tau) < \alpha, \text{ pour } t_0 \leq \tau \leq t, \end{cases} \quad 3.2$$

Les égalités :

$$y(t) = 1 \quad \forall x(t) \geq \alpha \quad 3.3$$

Et

$$y(t) = -1 \quad \forall x(t) \leq \beta \quad 3.4$$

Sont toujours vérifiées pour ( $t \geq t_0$ ).

Sur la figure ci-dessous (Figure 3.3), sont représentées une fonction d'entrée  $x(t)$  et les valeurs de la fonction de sortie correspondante  $y(t)$  donnée par l'opérateur

$R_{\alpha, \beta}$  [35].

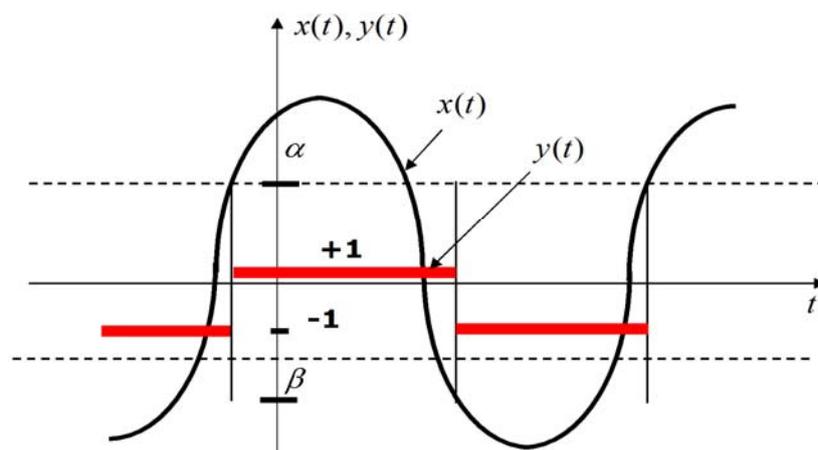


Figure 3.3 : un exemple d'entrée et de sortie donne par l'opérateur

$R_{\alpha, \beta}$

### 3.4 Le plan de Preisach

Tout hystéron peut être représenté dans le plan  $(\alpha, \beta)$  à l'aide d'un point ayant pour coordonnées les valeurs  $(\alpha_i, \beta_i)$ , avec  $(\alpha_i > \beta_i)$ . Le plan ainsi défini est appelé plan de Preisach [20].

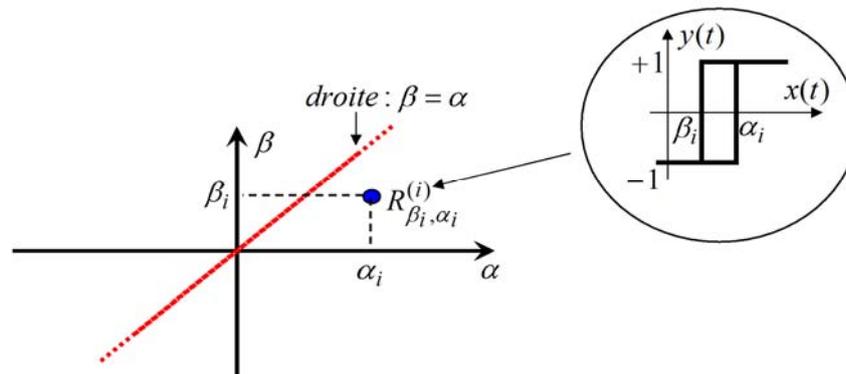


Figure 3.4 : représentation de l'hystéron à l'aide d'un point de pant de Preisach  $(\alpha, \beta)$

Dans le plan de Preisach (noté S), on peut distinguer trois catégories de points pouvant représenter des hystérons :

- Les points sur la diagonale ( $\beta = \alpha$ ). Cette catégorie ne peut pas représenter le phénomène de l'hystérésis car:  $(\alpha_i = \beta_i)$ .
- Les points situés au-dessus de la diagonale pour lesquels  $(\beta_i > \alpha_i)$  et qui ne correspondent pas à la définition précédente de l'hystéron.
- Les points situés au-dessous de la diagonale pour lesquels  $(\alpha_i > \beta_i)$  et qui correspondent à la définition précédente de l'hystéron.

### 3.5 Application au calcul de l'hystérésis magnétique

L'état magnétique du matériau à un instant donné est représenté par des entités dites "hystéron magnétiques" ayant deux états de saturation possibles ( $M = \pm 1$ ), ce type d'entité est défini par un cycle élémentaire rectangulaire, dissymétrique par rapport à l'origine (Figure 3.5). Ce cycle est caractérisé par les champs de basculement "bas" et "haut" notés respectivement  $\beta$  et  $\alpha$  ( $\beta < \alpha$ ) [11], [12], [22].

La détermination de l'aimantation du matériau nécessite une connaissance complète de la distribution statistique des hystéron dans le domaine (S) du plan de Preisach. Cette distribution statistique est appelée généralement fonction de distribution ou densité de Preisach.

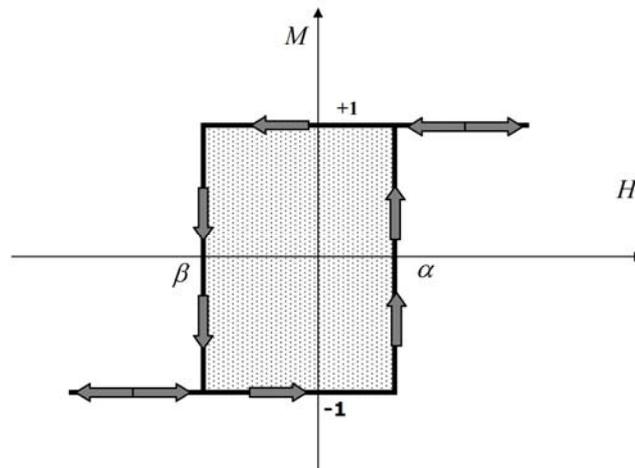


Figure 3.5 : cycle élémentaire d'hystérésis magnétique  
associé à l'hystéron  $R_{\alpha,\beta}$

Le lieu géométrique de la répartition des hystéron magnétiques dans le plan de Preisach est appelé "triangle de Preisach". Il est représenté par un triangle de surface (S) (voir Figure3.6), limité par les droites:

$$\alpha = H_s$$

$$\beta = -H_s$$

$$\beta = \alpha$$

Le triangle de Preisach peut être défini mathématiquement par l'équation (3.5):

$$S = \{(\beta, \alpha) / \alpha \geq \beta, \beta \geq -H_s, \alpha \leq +H_s\} \quad . \quad 3.5$$

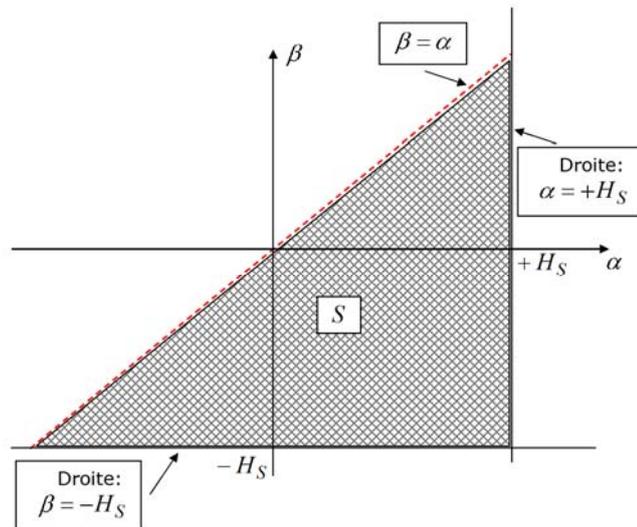


Figure 3.6 : Le triangle de Preisach et ses frontières

### 3.6 Principe de discrétisation de l'hystérésis [35]

L'utilisation d'un ensemble d'entités élémentaires (hystéron) permet de décrire des systèmes hystérétiques ayant des comportements très complexes. De ce fait, en choisissant judicieusement les hystéron, on peut aboutir à des systèmes proches de ceux constatés dans la réalité. Chaque portion de la courbe d'hystérésis peut être discrétisée par un certain nombre d'hystéron (Figure 3.7, Figure 3.8 et Figure 3.9).

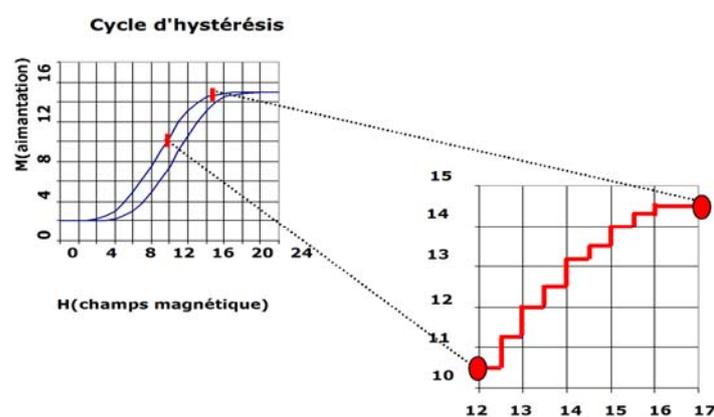


Figure 3.7 : principe de discrétisation de cycle d'hystérésis

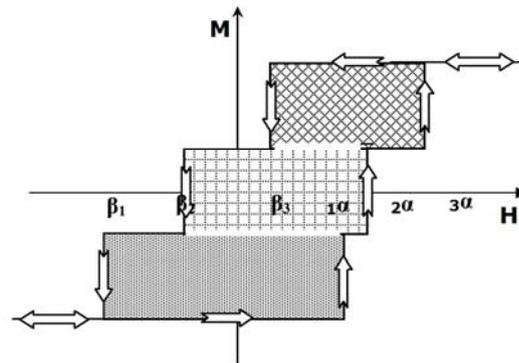


Figure 3.8 : représentation d'un système hystérétique à l'aide  
De trois hystéron

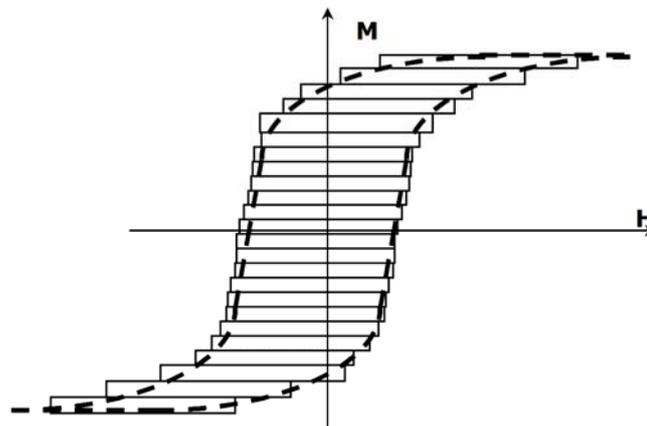


Figure 3.9 : discrétisation grossière d'un système hystérétique

### 3.7 Modèle analytique scalaire de Preisach

On considère une "famille" d'hystéron  $(R^{(j)}_{(\beta_j, \alpha_j)}, j = 1, n)$  pondérés chacun par un poids  $(\mu^{(j)}(\beta_j, \alpha_j) > 0, j = 1, n)$  et connectés en parallèle (Figure 3.10).

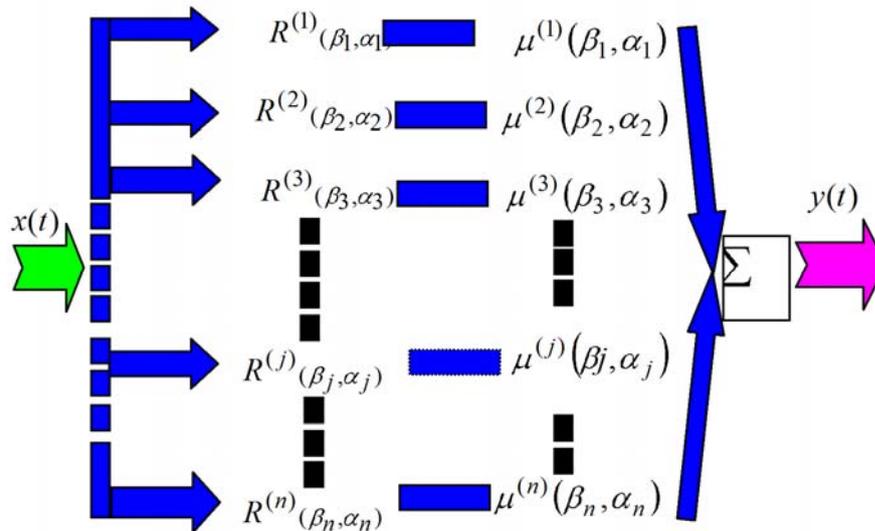


Figure 3.10 : connexion parallèle d'hystéron

Dans l'assemblage précédent, la sortie  $y(t)$  à l'instant ( $t > t_0$ ) est donnée par la relation (3.6):

$$y(t) = y[t_0, \eta_0](t) = \sum_{j=1}^n \mu^{(j)}(\beta_j, \alpha_j) R^{(j)}_{(\beta_j, \alpha_j)}[t_0, \eta_0(j)] x(t) \quad 3.6$$

Dans la formule précédente, quand le nombre ( $n$ ) d'hystérons devient infini, la formule (3.6) devient [15]:

$$y(t) = \hat{\Gamma}[x(t)] = \iint_{\alpha \geq \beta} \mu(\beta, \alpha) R_{(\beta, \alpha)}[x(t)] d\beta d\alpha \quad 3.7$$

$X(t)$  et  $y(t)$  représentent respectivement les fonctions d'entrée et de sortie du système.

$R(\beta, \alpha)$  et  $\hat{\Gamma}$  sont respectivement les opérateurs d'hystérésis élémentaire et global.

La fonction  $\mu(\beta, \alpha)$  est une distribution statistique (densité de probabilité) des hystéron dans le plan de Preisach. Par conséquent, elle vérifie les deux relations:

$$\mu(\alpha, \beta) \succ 0 \quad 3.8$$

$$\iint_S \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta = 1 \quad 3.9$$

Le domaine d'intégration (S) est étendu à toute la surface du triangle de Preisach défini précédemment, et où la fonction de distribution vérifie  $\mu(\alpha, \beta) \succ 0$ .

Pour le calcul de l'aimantation l'équation (3.7) devient :

$$M(t) = \hat{\Gamma}[H(t)] = \iint_S \mu(\beta, \alpha) R_{(\beta, \alpha)}[H(t)] d\beta d\alpha \quad 3.10$$

Dans l'équation (3.10),  $H(t)$  et  $M(t)$  représentent respectivement le champ magnétique excitateur et l'aimantation résultante.

Le domaine d'intégration étant étendu à la surface (S) du triangle de Preisach, comme mentionné précédemment, à chaque instant ( $t$ ) le domaine (S) est divisé en deux sous domaines

- Le sous domaine  $S^+(t)$  constitué des points  $(\beta, \alpha)$  pour lesquels:

$$R_{(\beta, \alpha)}[H(t)] = +1.$$

- Le sous domaine  $S^-(t)$  constitué des points  $(\beta, \alpha)$  pour lesquels:

$$R_{(\beta, \alpha)}[H(t)] = -1.$$

En utilisant cette propriété du domaine d'intégration (S), l'équation (3.10) devient:

$$M(t) = \iint_{s^+(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s^-(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad 3.11$$

L'équation (3.11), montre que l'aimantation instantanée d'un système dépend de la forme de l'interface  $L(t)$  séparant les deux sous domaines  $S^+(t)$  et  $S^-(t)$ .

### 3.7.1 CALCUL DE VARIATION DE L'AIMANTATION

Pour le calcul de la variation de l'aimantation ( $\Delta M$ ) résultant d'une variation ( $\Delta H$ ) du champ exciteur, on reprend l'équation (3.11):

$$M(t) = \iint_{s^+(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s^-(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta$$

$$M(t) = \iint_{s^+(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \left[ \iint_{s(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s^+(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \right]$$

$$M(t) = 2 \iint_{s^+(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s(t)} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad . \quad 3.12$$

On considère les équations donnant les valeurs de l'aimantation correspondantes à deux instants successifs notés  $t_{(i-1)}$  et  $t_{(i)}$ .

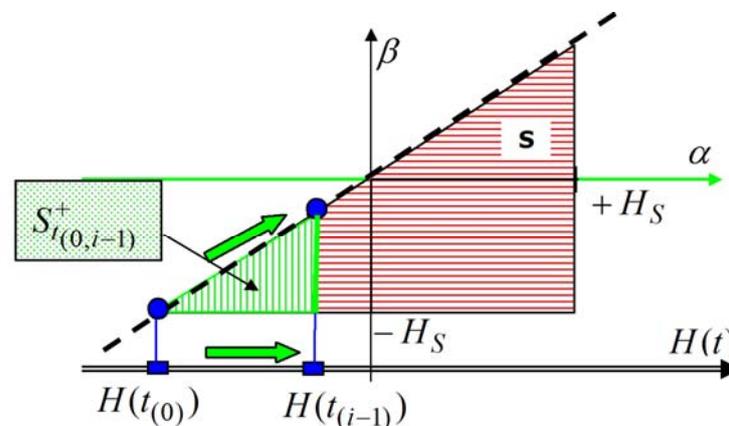


Figure 3.11: Surface représentant l'aimantation entre les instants:

$t_{(0)}$  et  $t_{(i-1)}$

Avec :

$t_{(0)}$  : Instant de référence.

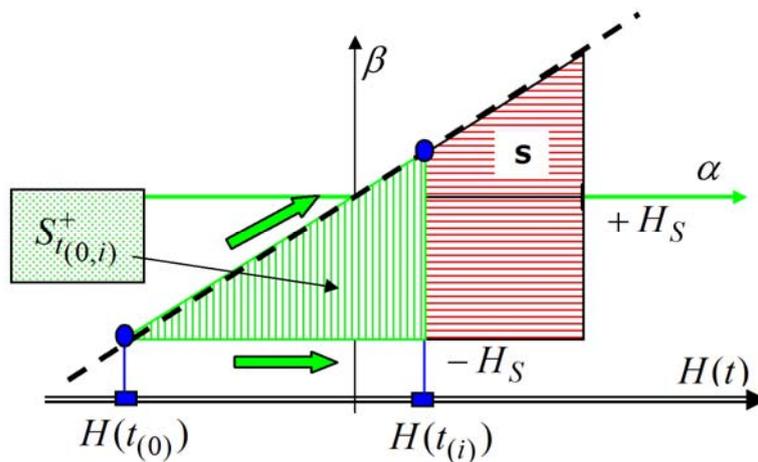


Figure 3.12 : Surface représentant l'aimantation entre les instants :

$t_{(0)}$  et  $t_{(i)}$

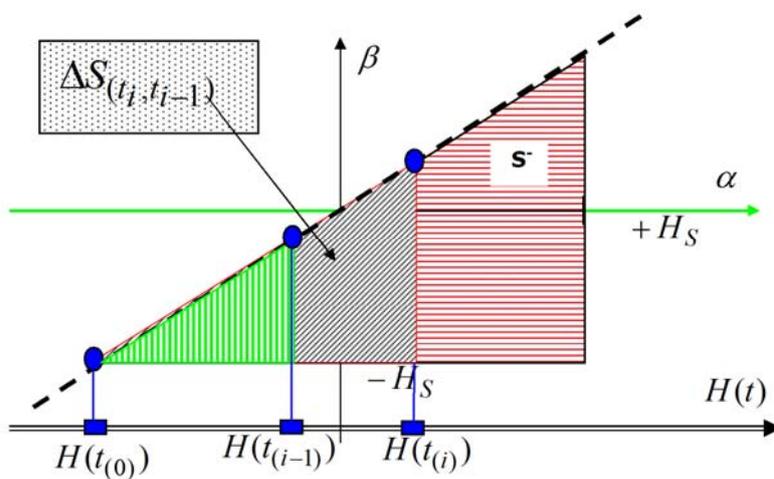


Figure 3.13 : Surface représentant la variation de l'aimantation entre les instants:

$t_{(i-1)}$  et  $t_{(i)}$

En utilisant l'équation (3.12), on écrit les expressions donnant respectivement les valeurs de l'aimantation aux instants successifs  $t_{(i-1)}$  et  $t_{(i)}$  :

$$M(t_{i-1}) = 2 \iint_{s_{i-1}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_s \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad 3.13$$

$$M(t_i) = 2 \iint_{s_i^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_s \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \quad 3.14$$

La variation de l'aimantation entre ces deux instants est alors donnée par:

$$\begin{aligned} M(t_i) - M(t_{i-1}) &= [ 2 \iint_{s_i^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_s \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta ] - \\ & [ 2 \iint_{s_{i-1}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_s \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta ] \\ M(t_i) - M(t_{i-1}) &= 2 \left( \iint_{s_i^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta - \iint_{s_{i-1}^+} \mu(\alpha, \beta) d\alpha d\beta \right) \end{aligned} \quad 3.15$$

### 3.8 Propriété du modèle de Preisach

Le modèle scalaire de Preisach permet de calculer l'aimantation qui est une fonction scalaire dépendant des valeurs extrémales du champ exciteur appliqué. Les effets de valeurs extrémales antérieures peuvent être effacés par l'action de nouvelles valeurs extrémales postérieures. Cette propriété est appelée propriété d'effacement de l'histoire.

### 3.9 Conclusion

Le modèle analytique scalaire de Preisach est fondé sur deux notions fondamentales, à savoir:

- L'entité magnétique élémentaire dite "Hystérons" ;
- La fonction densité de répartition des hystérons dite "fonction de distribution".

Une grande partie de la littérature consacrée à ce modèle, montre qu'il est bien adapté pour la représentation du phénomène de l'hystérésis magnétique. À notre avis, le seul handicapé quant à son utilisation réside dans la détermination de la fonction de distribution. Plusieurs modèles sont rapportés dans la littérature et sont basés sur des distributions analytiques telles que les distributions de type Lorentzienne, Gaussienne, etc.

Avantage :

- Le plus complet sur le plan mathématique et phénoménologique.
- Etudier le phénomène de saturation et la représentation des cycles d'hystérésis mineur et majeur
- Le plus utilisé pour la modélisation de cycle d'hystérésis.

Inconvénients :

- Le problème principal de modèle de Preisach réside dans la détermination de la fonction de distribution.

## CHAPITRE 4 IDENTIFICATION DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION DE PREISACH

### 4.1 Introduction

La théorie de Preisach est basée sur une distribution statistique d'hystérons appelée fonction de distribution de Preisach. L'utilisation du modèle scalaire statique de Preisach dans la modélisation de l'hystérésis magnétique des matériaux ferromagnétiques requiert la connaissance (la détermination) de cette fonction de distribution.

Plusieurs travaux traitant ce problème, soulignent le fait que, la fonction de distribution est une caractéristique intrinsèque du matériau [18], [19], [20], [15], ... etc.

Dans notre étude de cycle d'hystérésis par le modèle de Preisach nous avons utilisées les approches analytiques pour l'identification de la fonction de distribution. Ces approches associent à la fonction recherchée, une combinaison de distributions statistiques, les formes de distributions utilisées dans cette étude sont :

- Le produit de deux Lorentziennes.
- le produit de deux Gaussiennes.
- les distributions de type Lorentziennes modifiée.

Les paramètres de ces fonctions de distribution sont évalués à l'aide des méthodes numériques d'interpolation (ajustement). Il s'agit alors de minimiser les écarts entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées, dans cette partie, nous allons essayer de reconstruire le cycle d'hystérésis par les formes de distributions cité ci-dessus, par la suite on va choisir la fonction qui donne une meilleure reconstitution du cycle d'hystérésis et identifier ses paramètres. Pour la validation du modèle, les résultats de modélisation seront comparés avec ceux Obtenus expérimentalement.

## 4.2 Détermination de fonction de distribution de Preisach

### 4.2.1 Les distributions de type lorentzienne

La forme générale de cette distribution s'écrit sous la forme [18]:

$$\mu(\alpha, \beta) = K \left( \left[ 1 + \frac{\alpha}{a} - \frac{1}{2} \right]^2 \left[ 1 + \frac{\beta}{a} + \frac{1}{2} \right]^2 \right)^{-1} \quad 4.1$$

Avec :

- a: coefficient identifié au champ coercitif du matériau ( $H_c$ ).
- K : coefficient de normalisation.
- $\alpha$  et  $\beta$  sont les variables de la fonction de distribution.

#### 4.2.1.1 Identification des paramètres de la fonction de distribution

Pour la mise en oeuvre numérique de ce type de distribution, il est nécessaire de déterminer les paramètres (a et K) de la distribution à partir d'un cycle majeur expérimental. Les données expérimentales permettent de relever:

1. L'aimantation à saturation ( $M_s$ ).
2. Le champ coercitif ( $H_c$ ).
3. Le champ de saturation ( $H_s$ ).

Sachant que la variation instantanée de l'aimantation est donnée par la relation:

$$\Delta M_{(t-1,t)} = 2 \int_{H(t-1)}^{H(t)} \left( \frac{K}{\left[ 1 + \left( \frac{\alpha}{a} - \frac{1}{2} \right)^2 \right]} \int_{-H_s}^{\alpha} \frac{d\beta}{\left[ 1 + \left( \frac{\beta}{a} + \frac{1}{2} \right)^2 \right]} \right) d\alpha \quad 4.2$$

Sur le triangle de Preisach, cette variation est représentée par un trapèze (Figure4.1).

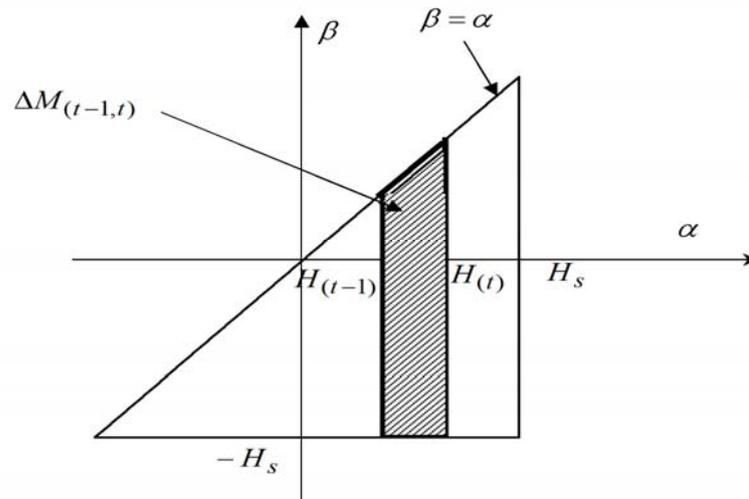


Figure 4.1 : Représentation de la variation de l'aimantation sur le triangle de Preisach.

Nous déterminons la valeur du paramètre ( $K$ ) en considérant une variation de l'aimantation correspondant à un saut de la saturation "basse" vers la saturation "haute". Le paramètre ( $a$ ) est quant à lui relevé directement à partir du cycle expérimental considéré (valeur du champ coercitif).

#### 4.2.1.2 Simulation et résultats

À partir d'un cycle majeur expérimental mesuré au sein du CSC (*Centre de recherches Scientifique et techniques en soudage et Contrôle*), nous appliquons la méthodologie présentée dans le paragraphe précédent pour identifier les paramètres de la fonction de distribution de type Lorentziennes. Un programme de simulation numérique, permettant de tracer les cycles d'hystérésis en prenant en compte différentes formes de la fonction distribution, a été réalisé en utilisant Matlab. Avec la valeur *initiale*  $k=1$  Les calculs donnent:  $k=0.0257$  et  $a=0.0951$ .

Nous représentons sur la figure ci-dessous (Figure 4.2) le cycle expérimental et le cycle simulé à l'aide des paramètres ( $K$  et  $a$ ) déterminés.

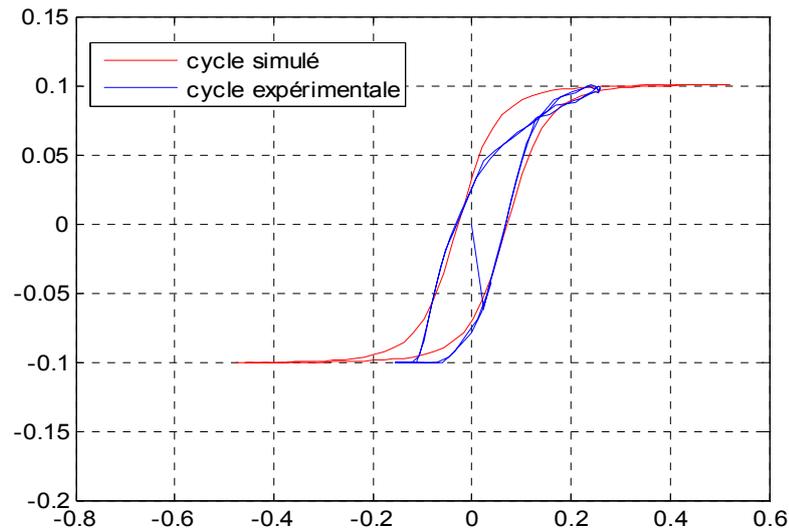


Figure 4.2: Cycle d'hystérésis expérimental et cycle simulé obtenu à l'aide d'une distribution de type Lorentziennes.

La figure 4.2 montre que la fonction de distribution de type Lorentziennes permet un bon encadrement du cycle expérimental étudié. Néanmoins, nous remarquons que les écarts sont importants surtout au niveau des zones dites "de saturation basse" et "de saturation haute". La figure ci-dessous représente l'allure de la fonction de distribution Lorentziennes.

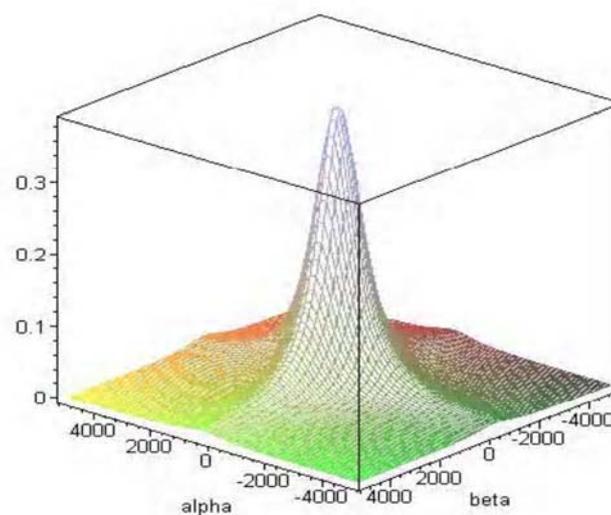


Figure 4.3 : Allure de la fonction de distribution Lorentziennes

### Remarque

Cette simulation a permis de constater que Pour des valeurs données des paramètres ( $K$  et  $a$ ), la distribution spatiale donnée par la relation (4.1) est unique et entièrement définie. Par conséquent, le cycle généré à partir de cette configuration est aussi unique. Pourtant, on peut observer expérimentalement que deux échantillons présentant les mêmes paramètres peuvent ne pas posséder le même cycle d'hystérésis [12]. Cette forme de distribution présente des limitations liées au nombre de paramètres la caractérisant et permettant l'encadrement de cycles expérimentaux. Pour remédier à cette carence, une autre forme de distribution de type Lorentziennes (la distribution Lorentziennes modifiée) caractérisée par un nombre plus important de paramètres a été proposée.

#### 4.2.2 Les distributions de type lorentziennes modifiée [18]

Afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté et donc permettre un ajustement plus efficace des cycles expérimentaux, une autre forme de distribution avec deux nouveaux paramètres a été proposée équation (4.3). Les nouveaux paramètres sont notés par ( $c \in \mathfrak{R}^*$ ) et ( $b \in [1, H_s/H_c]$ ). Les paramètres précédemment définis ( $K$  et  $a$ ) gardent leurs significations.

$$\mu(\alpha, \beta) = K.c^2 \left( \left[ c + \left( \frac{\alpha}{a} - b \right)^2 \right] \left[ c + \left( \frac{\beta}{a} + b \right)^2 \right] \right)^{-1} \quad 4.3$$

##### 4.2.2.1 Organigramme de résolution

La simulation de modèle de Preisach sous environnement MATLAB a été effectuée selon l'organigramme présenté sur la (Figure 4.4). On introduit les données constituées des paramètres de modèle ( $a, k, b, c$ ), les valeurs des variables de la fonction de distribution ( $\alpha, \beta$ ) et le nombre d'hystéron utilisés ( $N$ ). Ensuite pour chaque itération le programme calcul l'induction magnétique  $B(i)$ . Si le nombre d'itérations est atteint le programme affiche les résultats, si non, il reprend le calcul pour l'itération suivante.

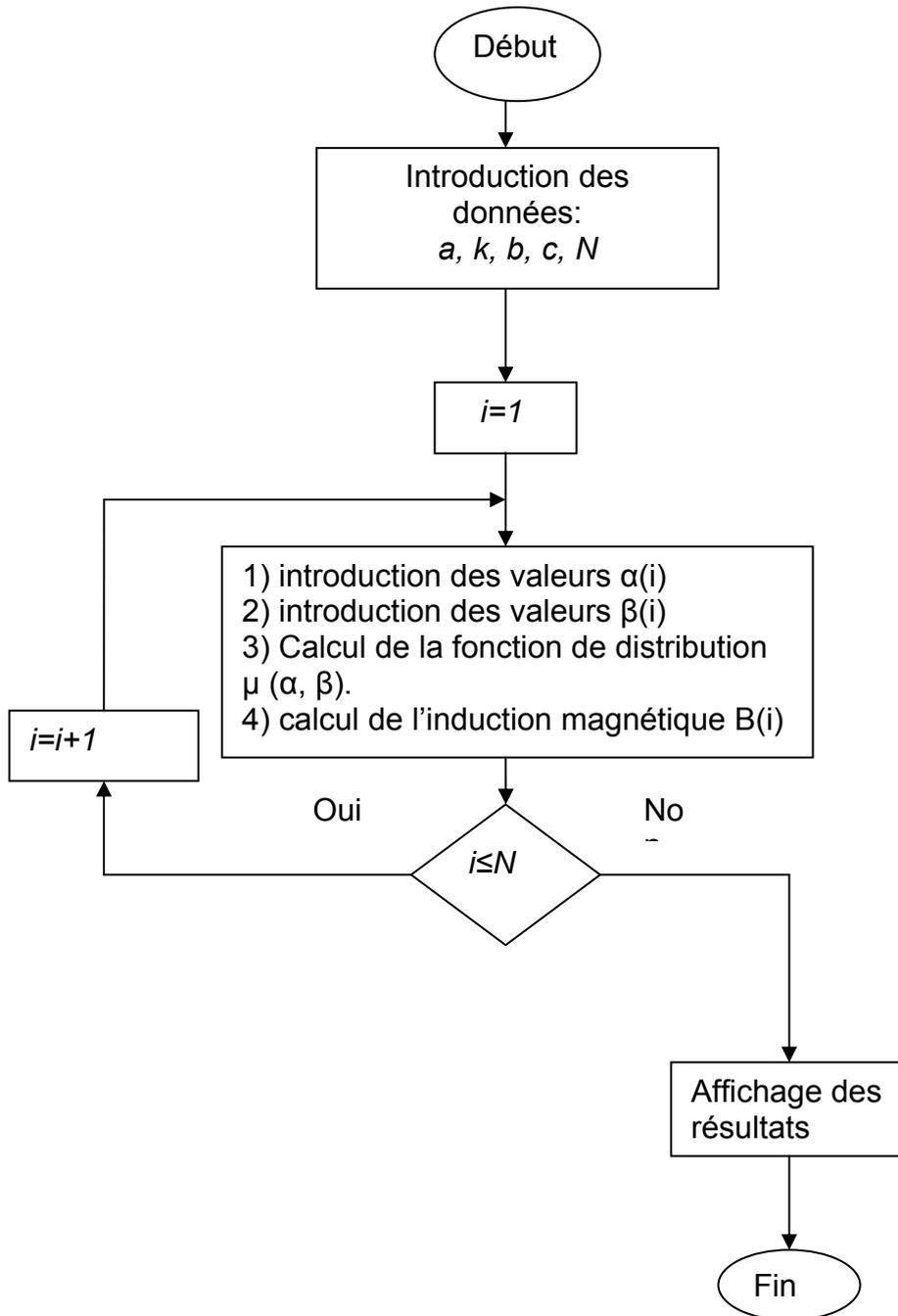


Figure 4.4. Organigramme de simulation de modèle de Preisach.

#### 4.2.2.2 Résultats de simulation

Les figures (4.5), (4.6), (4.7) et (4.8) présentent respectivement la courbe du champ  $H$  en fonction de temps, la courbe de l'induction  $B$  en fonction de temps, la courbe de cycle d'hystérésis et l'allure de la fonction de distribution Lorentziennes pour les paramètres suivantes :

$B_s=1.9T$ ,  $H_c=1000A/m$ ,  $H_s=2700A/m$ ,  $b=c=1$ ,  $k=2$ .

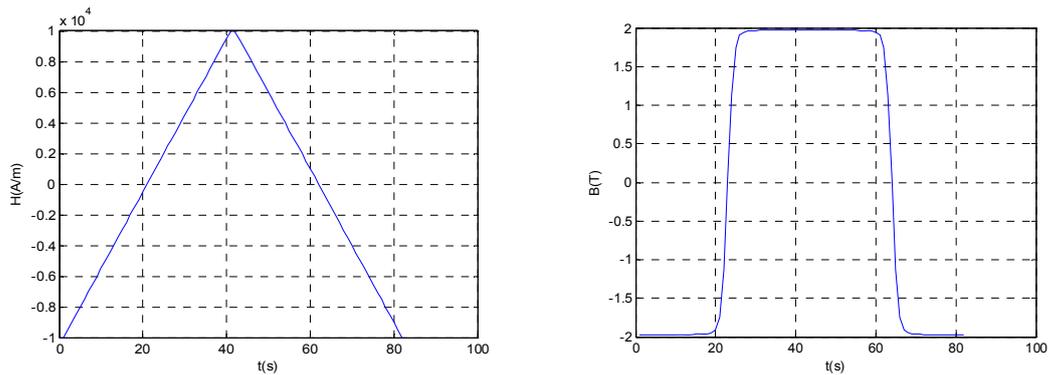


Figure 4.5.Courbe de  $H$  en fonction de temps Figure 4.6.Courbe de  $B$  en fonction de temps

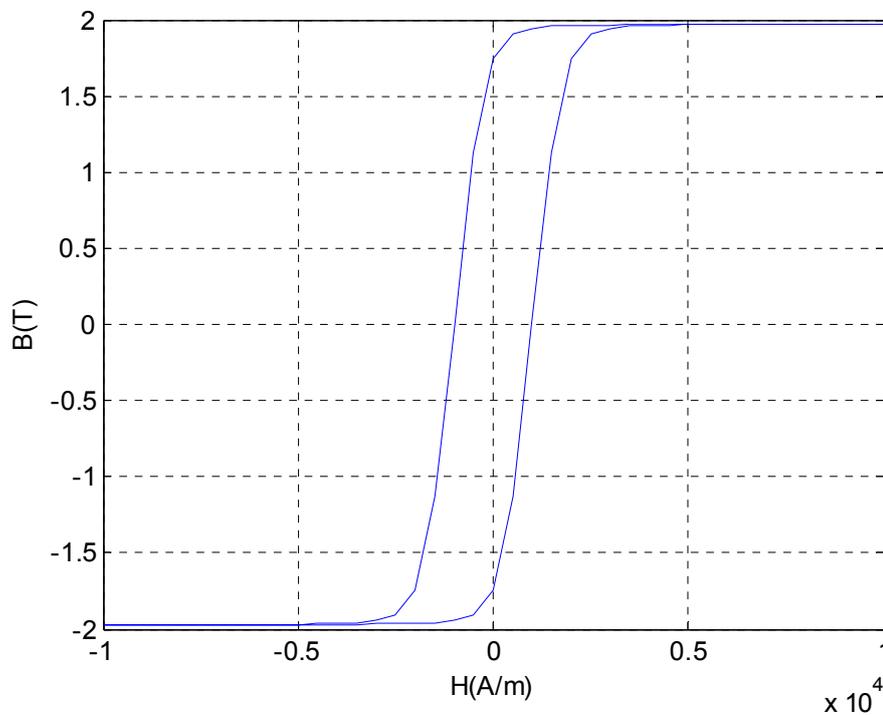


Figure 4.7.Cycle d'hystérésis de modèle du Preisach obtenu par la distribution de Lorentziennes modifiée

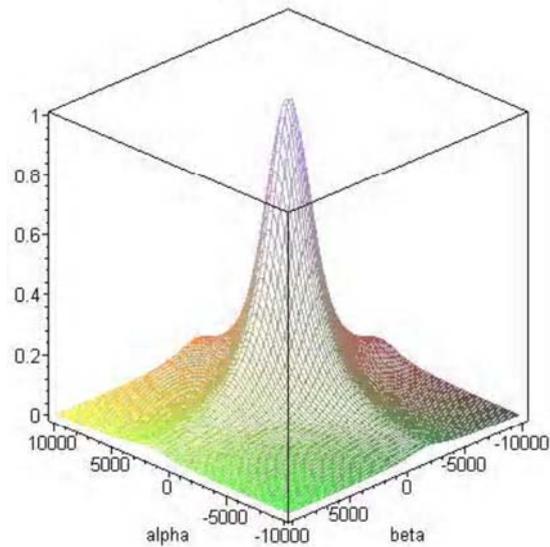


Figure 4.8 : Allure de la fonction de distribution Lorentziennes modifiée

#### 4.2.2.3 Effet des différents paramètres

##### 4.2.2.3. a Effet du paramètre (c)

Pour cette étude paramétrique, nous gardons constantes les valeurs des paramètres ( $K=1$ ,  $b=1$ ) et nous considérons trois valeurs pour le paramètre :  $c=0.1$ ,  $1.0$  et  $5.0$ .

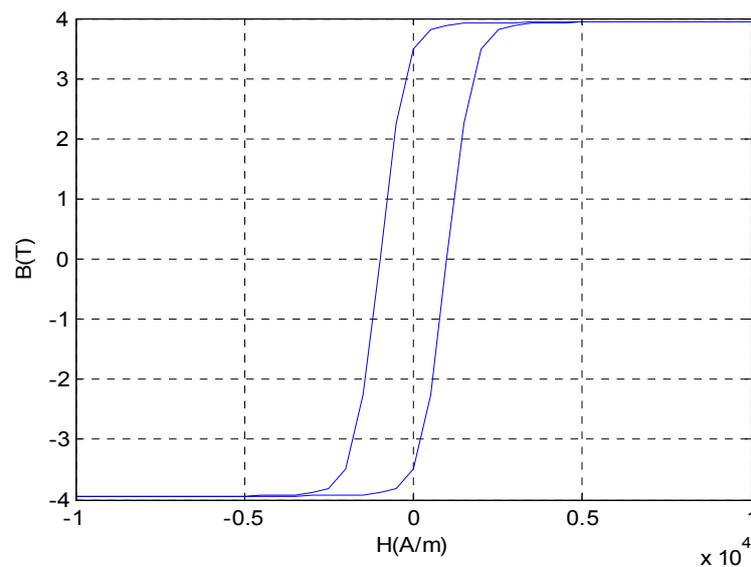


Figure 4.9: Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution de Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ ,  $H_c=1000\text{A/m}$ ,  $c=0.1$ ,  $b=1$ ).

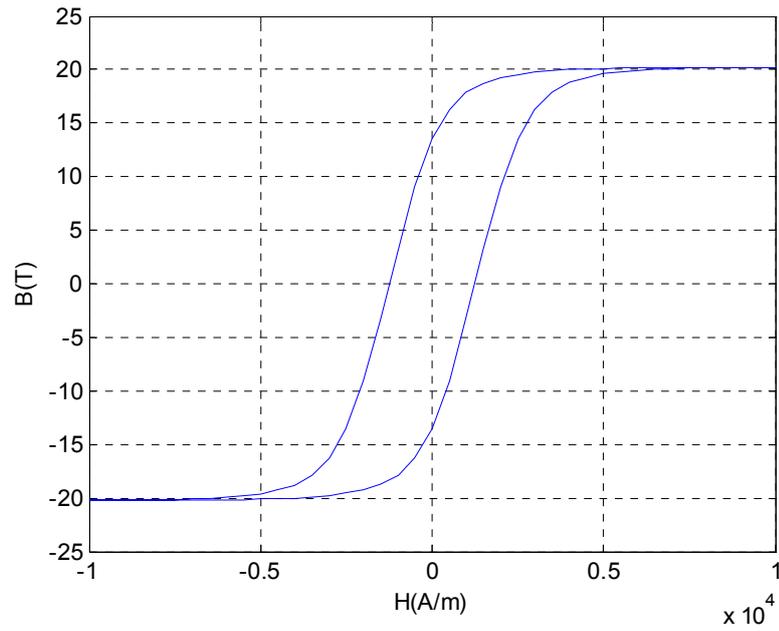


Figure 4.10: Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ ,  $H_c=2000$ A/m,  $c=1$ ,  $b=1$ ).

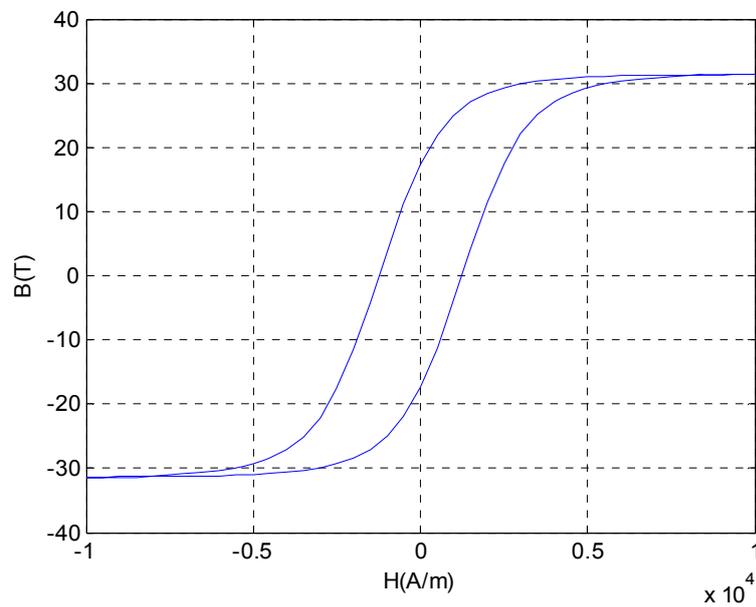


Figure 4.11: Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ ,  $H_c=2000$ A/m,  $c=5$ ,  $b=1$ ).

Les figures (4.9, 4.10 et 4.11) montrent que l'augmentation du paramètre (c) produit:

- un élargissement de la zone active du triangle de Preisach.
- une diminution de la pente du cycle d'hystérésis.
- une légère augmentation du champ coercitif.
- une augmentation de l'aimantation rémanente.
- une augmentation de l'aimantation à saturation.

En conclusion, la modification du paramètre (c) induit des variations sur les paramètres du cycle d'hystérésis ( $H_c$ ,  $Br.$ ,  $B_s$ ). Ce paramètre est donc important et permet l'encadrement d'une plus grande variété de cycles d'hystérésis expérimentaux.

#### 4.2.2.3. b Effet du paramètre (b)

Pour étudier l'influence du paramètre (b), nous considérons deux valeurs: 2 et 3.5. Les valeurs des autres paramètres de la distribution sont gardées constantes ( $K=1$ ,  $c=1$ ).

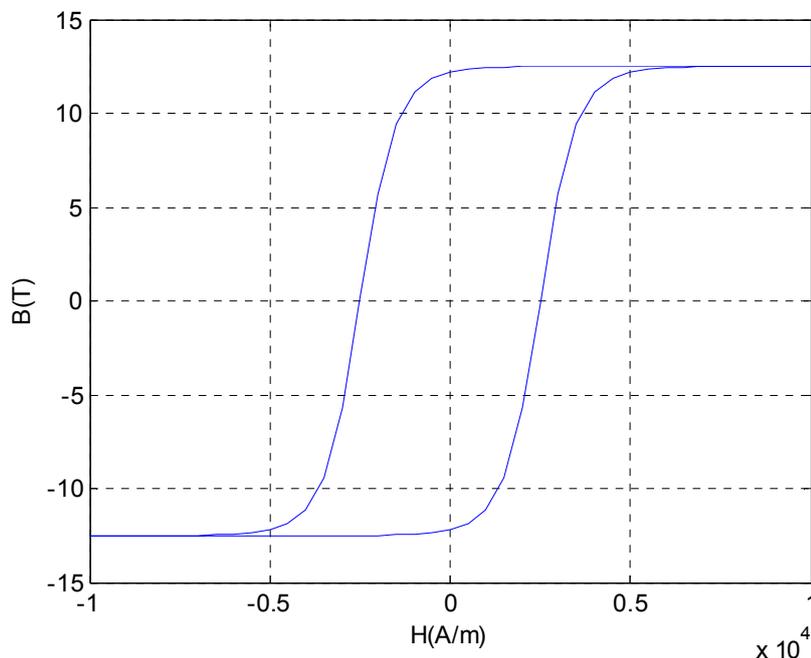


Figure 4.12: Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ ,  $H_c=2000A/m$ ,  $c=1$ ,  $b=2$ ).

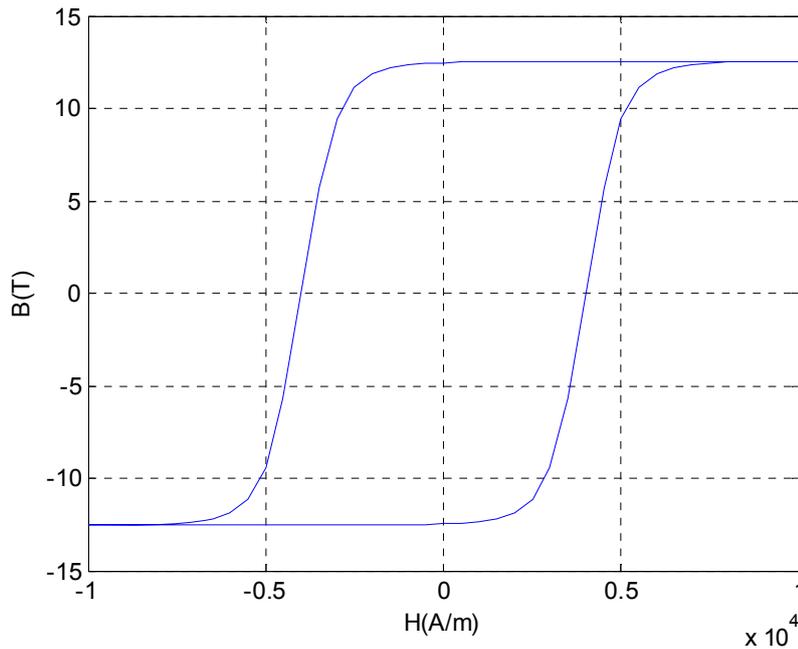


Figure 4.13: Cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Lorentziennes modifiée pour ( $K=1$ ,  $H_c=2000A/m$ ,  $c=1$ ,  $b=3.5$ ).

Les figures (4.12et 4.13) montrent que l'augmentation du paramètre ( $b$ ) produit une augmentation très importante du champ coercitif. L'aimantation de saturation et l'aimantation rémanente ne sont pas affectées par cette variation.

#### 4.2.3 Les distributions de type gaussiennes: [24], [25], [26]

Une fonction de distribution de type Gaussienne s'écrit sous la forme :

$$\mu(h_c, h_i) = \frac{B_s}{2\pi\sigma_c\sigma_i} e^{\left(\frac{-(h_c - h_{cm})^2}{2\sigma_c^2}\right) + \left(\frac{-h_i^2}{2\sigma_i^2}\right)} \quad 4.4$$

$B_s$  : représente l'induction de saturation.

$\sigma_c, \sigma_i, h_{cm}$  : Constantes de la distribution Gaussienne.

Les grandeurs  $(h_c, h_i)$ , représentent les nouvelles variables qui correspondent à un changement de repère dans le plan de Preisach  $(\alpha, \beta)$ , [11]. La correspondance entre les deux repères est donnée par :

$$\begin{cases} \alpha = h_c + h_i \\ \beta = h_c - h_i \end{cases} \quad 4.5$$

À l'instar de la distribution de type Lorentziennes modifiée, la détermination des paramètres, fait appel aux techniques d'optimisation. L'importance du nombre de paramètres permet en principe l'encadrement d'une large plage de cycles expérimentaux. La (figure 4.14) est un exemple de représentation spatiale d'une distribution de type Gaussienne et la (figure 4.15) est la courbe de cycle d'hystérésis obtenu à laide de ce type de distribution avec les paramètres :  $\sigma_i = 200, \sigma_c = 50, h_{cm} = 150$ .

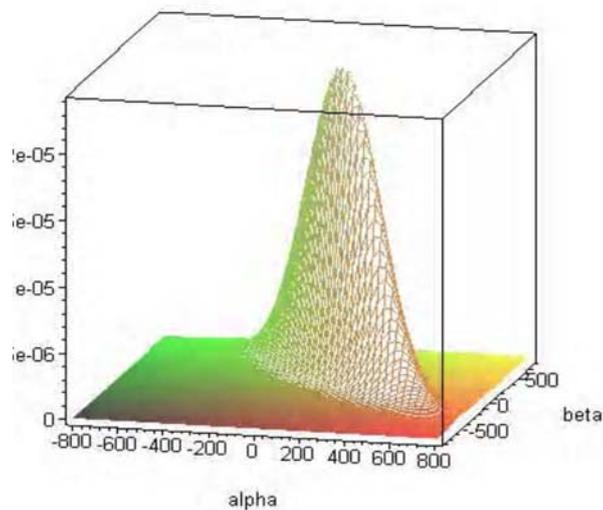


Figure 4.14 : représentation spatiale d'une distribution de type Gaussienne

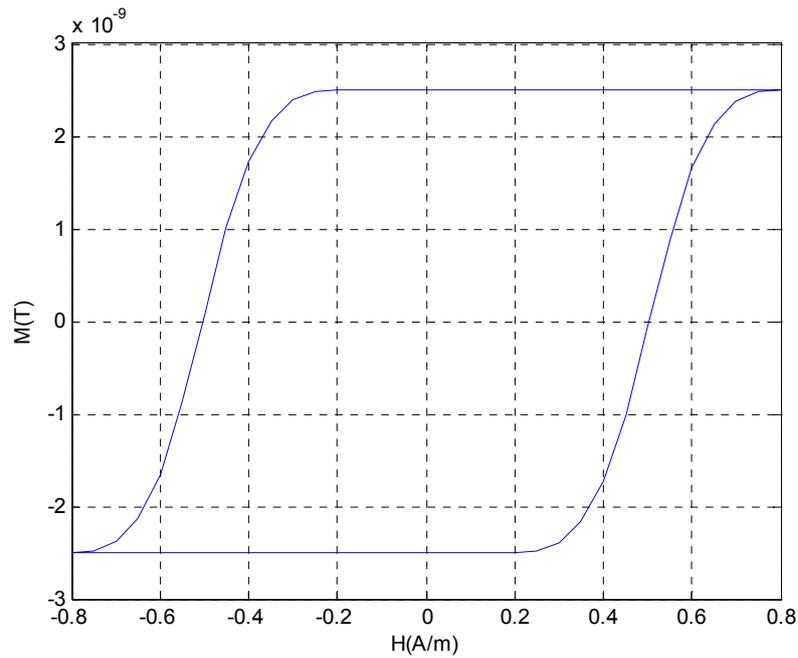


Figure 4.15 : Courbe de cycle d'hystérésis obtenu par la distribution Gaussienne

#### 4.3 Conclusion

L'utilisation du modèle de Preisach pour la modélisation de l'hystérésis magnétique des matériaux ferromagnétiques requiert la connaissance de la fonction de distribution de Preisach  $\mu(\alpha, \beta)$ . Dans ce chapitre nous avons simulé le modèle par différentes formes de distributions et par conséquent nous avons constaté que les fonctions de distribution de Lorentziennes modifiée et Gaussienne permettent la reconstitution ainsi que l'encadrement d'une large gamme des cycles d'hystérésis expérimentaux.

## **CHAPITRE 5**

### **IDENTIFICATION, OPTIMISATION PARAMETRIQUE ET RESULTATS**

#### 5.1 Introduction

L'identification des paramètres du modèle de Preisach est nécessaire pour la modélisation de phénomène de l'hystérésis. Ce qui exige l'utilisation des techniques d'optimisation. Pour cela, certaines méthodes d'optimisation et d'identification tel : les méthodes déterministes, de types Moindres Carrés et la Plus Grande Pente (Gradient) sont étudiées pour la résolution de ce problème, ces méthodes se basent sur un ensemble de points de mesure effectuée sur des échantillons ferromagnétique.

L'objectif de ce chapitre est de sélectionner la méthode d'optimisation la plus précise et raide pour identifier les paramètres et améliorer le comportement du modèle. On commencera par la présentation de cycle expérimental, puis on présentera les méthodes proposées. La procédure de l'identification de chaque méthode sera développée par un programme sous MATLAB. On terminera par une validation des résultats de modèle en comparant les résultats de la modélisation avec ceux Obtenus expérimentalement.

#### 5.2 Approche expérimental

L'identification des paramètres impose une manipulation au préalable sur un banc d'essai, pour cela, les cycles d'hystérésis mesurés sur trois types d'échantillons différents sont utilisés

##### 5.2.1 Echantillon A

Ceux sont les cycles d'hystérésis réalisée au niveaux du Laboratoire de traitement des Surfaces de L'école centrale de Lyon, permettant la caractérisation magnétique de l'alliage CoFeCu/ Si, avec des équipements de haute qualité.

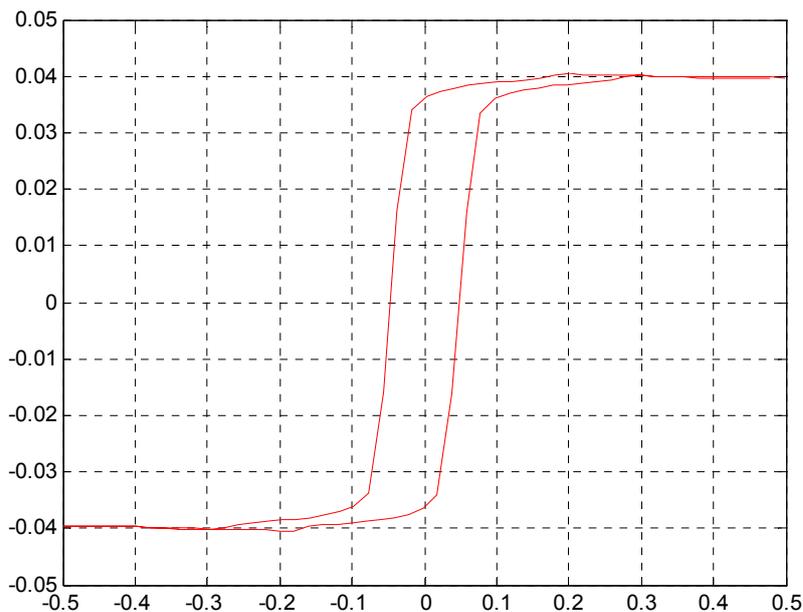


Figure 5.1 : Cycle d'hystérésis mesuré sur l'échantillon A

### 5.2.2 Echantillon B

C'est le cycle d'hystérésis que nous avons mesuré au niveau du *laboratoire d'électronique et électrotechnique du Centre de Recherche Scientifiques et Techniques en Soudage et Contrôle C.S.C*, pour la caractérisation d'un acier de type XC48 qui a subi des modifications macroscopiques. Dans notre cas Il s'agit de trou à fond plat de diamètre 1mm (Figure 5.2)

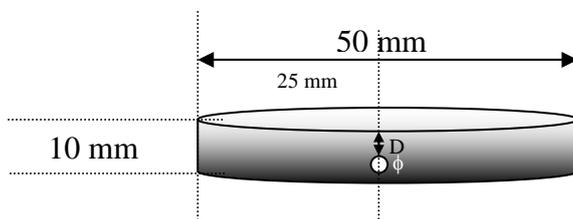


Figure 5.2 : présentation de l'échantillon B

$D=1\text{mm}$ ,  $\phi=1\text{mm}$  et 3mm de profondeur.

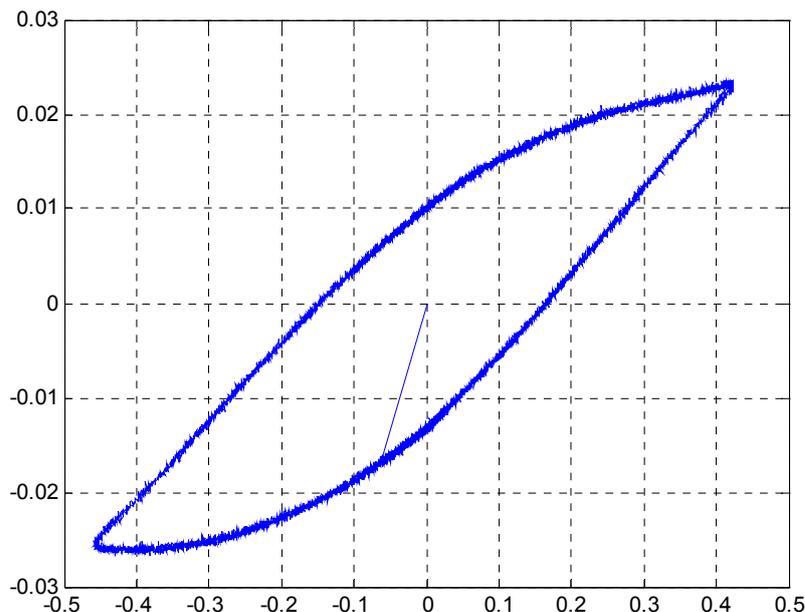


Figure 5.3 : Cycle d'hystérésis mesuré sur l'échantillon B

### 5.2.3. Échantillon C

Ceux sont les cycles obtenus au niveaux de CSC, sur des échantillons ferromagnétiques subissant des modifications de caractère mécanique (contraintes dynamiques de traction). Le choix s'est porté sur l'acier inoxydable très utilisé en aéronautique et un acier ordinaire de façon comparative, il s'agit du Z 15 CN 16-02 pour l'acier inoxydable et E24 pour l'acier ordinaire.

Les échantillons utilisés sont de dimension 300x40x2 mm<sup>3</sup> et 250x40x4 mm<sup>3</sup>. Ils ont été prélevés sur la même tôle de façon à obtenir la même structure.

Les éprouvettes ont été découpées au centre de développement et technologie avancée (CDTA) à l'aide d'une guillotine électrique, et ont été usinées au centre de recherche (CSC) à l'aide d'une fraiseuse. En conformité avec la norme française NF A03-160.

Les pièces réalisées ont été soumises à une procédure expérimentale définie de façon à obtenir différente modification de caractère mécanique dans le matériau. La courbe d'aimantation  $B-H$  a été tracée chaque 10 minute et cela durant tout le temps d'application de la charge  $F_1$ . Les cycles d'hystérésis tracés

pour chacun des points cités auparavant sont représentés sur la figure 5.4.

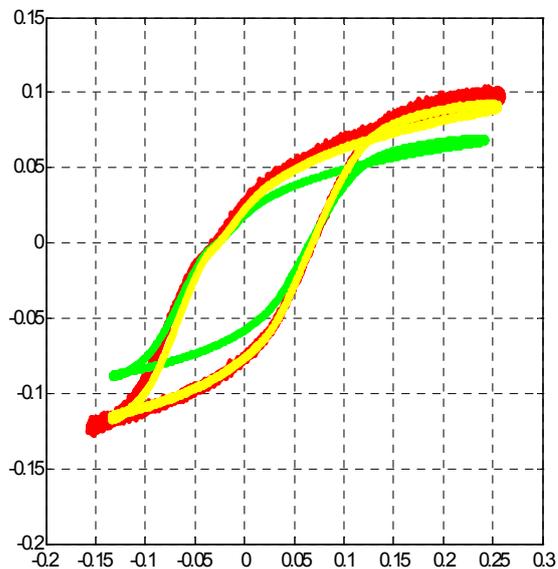


Figure 5.4 : Le cycle d'hystérésis à trois temps différent. Rouge : à  $t = 1\text{min}$ ,  
vert : à  $t = 15\text{min}$ , jaune : à  $t = 25\text{min}$ . (Essai1- $F_1=26\text{KN}$ )

### 5.3 Méthodes d'Optimisation et identification étudiées

La distribution de type lorentziennes modifiée est donnée par l'équation suivante :

$$\mu(\alpha, \beta) = K.c^2 \left( \left[ c + \left( \frac{\alpha}{a} - b \right)^2 \right] \left[ c + \left( \frac{\beta}{a} + b \right)^2 \right] \right)^{-1} \quad 5.1$$

Les paramètres à identifier sont  $k$ ,  $b$ , et  $c$ . une application de la procédure d'identification et d'optimisation en utilisant les méthodes citées au-dessus pour la détermination des valeurs des paramètres sera effectuée.

### 5.3.1 Méthode des Moindres Carrés

La méthode des Moindres Carrés (MMC) suppose que la meilleure approximation d'une courbe de type donné est la courbe possédant la somme minimale des carrés des déviations (erreurs) entre les points donnés et ceux estimés, [28]. Supposant les points donnés (mesurés) sont  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2)$ ,  $(x_n, y_n)$  où  $x$  est la variable indépendante. La courbe d'approximation  $d$  est donné par:

$$d_1 = y_1 - f(x_1), d_2 = y_2 - f(x_2), \dots, d_n = y_n - f(x_n).$$

Avec  $f(x)$  est la fonction d'approximation. Selon la MMC, la meilleure courbe d'approximation possède la propriété suivante:

$$S = LSE = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i)]^2 = \text{un minimum.} \quad 5.2$$

Où LSE s'appelle l'erreur des moindres carrés. En minimisant cette erreur, les paramètres de la fonction d'approximation  $f(x)$  seront identifiés.

#### Exemple

Dans le cas où la fonction d'approximation est donnée par;  $Y = f(X) = aX + b$ , les paramètres inconnus  $a$  et  $b$  seront déterminés comme suit:

L'équation à résoudre est donnée par :

$$x_i a + b = y_i. \quad \text{Où} \quad AX = B \quad 5.3$$

Où

$$A = \begin{bmatrix} x_1 & 1 \\ x_2 & 1 \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \\ x_n & 1 \end{bmatrix}, \quad X = \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}, \quad B = \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ y_n \end{bmatrix}$$

La condition de minimisation sera donnée par :

$$\sum_{i=1}^n d_i^2 = (AX - B)^T (AX - B) = \min \quad 5.4$$

D'où la solution s'écrit;

$$X = (A^T A)^{-2} A^T B \quad 5.5$$

L'algorithme de minimisation le plus souvent utilisé par la MMC est l'algorithme de *Levenberg-Marquardt* [29].

### 5.3.2 Méthode de la Plus Grande Pente

La méthode de la Plus Grande Pente (Steepest Descent) ou méthode du Gradient à pas optimal est l'une des méthodes les plus classiques utilisées pour minimiser une fonction à plusieurs variables. En effet, afin de minimiser une fonction à partir d'une solution approchée, le plus simple est de suivre la ligne de plus grande pente. D'un point de vue mathématique, la pente d'une fonction correspond à la dérivée de cette dernière. Si l'on se place dans le cadre d'une fonction ayant plusieurs paramètres, la dérivée devient un vecteur : le gradient de la fonction. Chaque élément de ce vecteur correspond alors à la dérivée partielle de la fonction selon l'un de ses paramètres, [30].

Nous pouvons donc, à partir d'un point initial  $X_0$ , calculer la valeur du gradient et utiliser une méthode de recherche linéaire (la méthode de Section Doré (voir annexe A)) pour minimiser la fonction dans la direction de descente opposée. Cette minimisation permet de calculer la valeur du pas optimal  $\alpha^{(l)}$  qui nous conduit à un nouveau point de recherche à chaque itération du processus, en utilisant l'équation (5.6)

$$X^{(l+1)} = X^{(l)} - \alpha^{(l)} \nabla S(X^{(l)}) \quad 5.6$$

Ou :

$X^{(l)}$  : Est le point de recherche à l'itération l.

$X^{(l+1)}$  : Est le nouveau point de recherche calculée à partir de la minimisation de  $f$  dans la direction opposée à son gradient.

Le processus s'arrête lorsque  $\|X^{(l+1)} - X^{(l)}\| \leq \zeta$ .

$\zeta$  : Étant une tolérance prédéterminée.

## 5.4 Optimisation et d'identification des paramètres du modèle de Preisach

### 5.4.1 Procédure d'optimisation par la MMC

#### 5.4.1.1 Application de l'algorithme de *Levenberg-Marquardt*

Dans notre cas le formalisme décrit dans la section 5.3.1 ne peut pas être appliqué directement car la fonction à minimiser n'est pas linéaire. D'autres techniques de minimisation sont utilisées. L'algorithme de minimisation de *Levenberg-Marquardt* est l'algorithme le plus souvent utilisé, il permet donc d'obtenir une solution numérique au problème de minimisation d'une fonction, souvent non linéaire et dépendant de plusieurs variables. La procédure de l'algorithme est itérative. On part d'un vecteur paramètre initial  $p_0$ , que l'on suppose « assez proche » d'un minimum, et qui constituera le vecteur  $p$  de départ. Dans beaucoup de cas, un paramètre de départ « standard », tel que  $p = (1, 1, \dots, 1)$  fonctionnera sans problèmes. Dans la plupart des cas, il n'y a convergence que si le vecteur de départ n'est pas trop éloigné de la solution. À chaque itération, on remplace  $p$  par une nouvelle estimation  $p + q$ . Afin de déterminer  $q$ , les fonctions  $f_i(p + q)$  sont approchées en étant linéarisées

$$f(p + q) \approx f(p) + J(q) \quad (5.7)$$

Où on a noté  $J$  le Jacobien de  $f$  en  $p$ .

Si on a effectué plus d'un certain nombre d'itérations, ou bien que l'on s'est approché suffisamment d'un minimum, la procédure se termine et renvoie le paramètre  $p$  comme estimation de la solution.

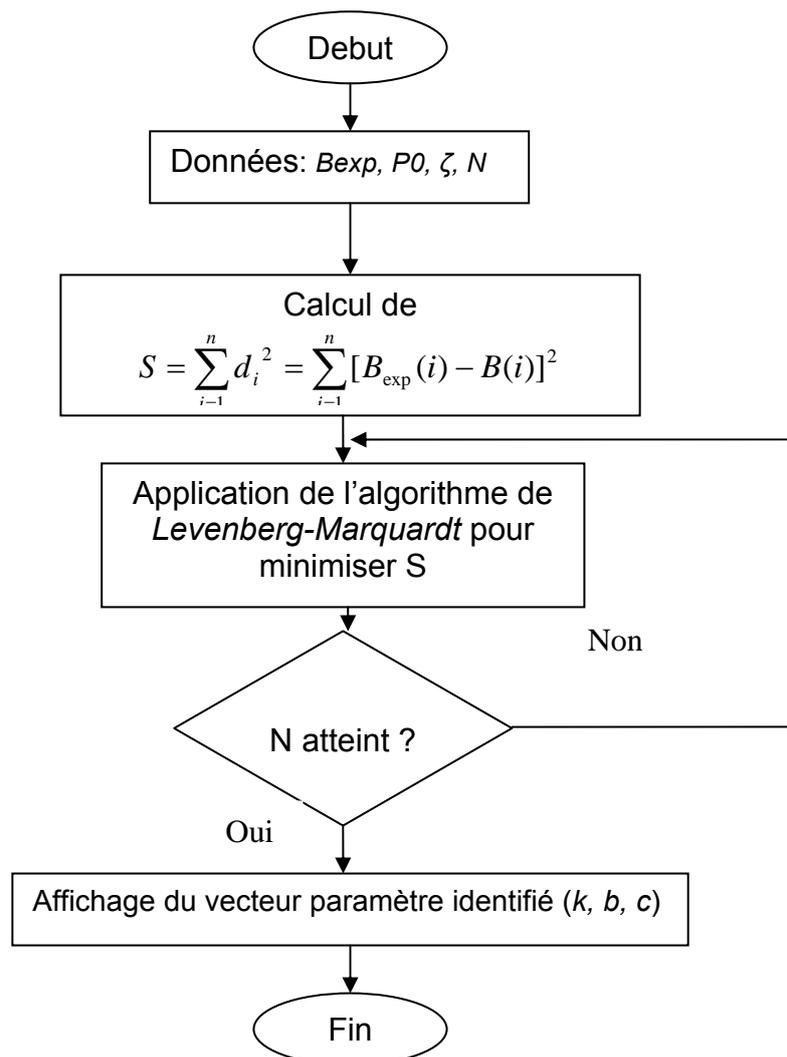


Figure 5.5 Organigramme d'identification des paramètres du modèle de Preisach par la MMC (algorithme de *Levenberg-Marquardt*)

#### 5.4.1.2 Application de la fonction FSOLVE

La boîte à outils "Optimisation Toolbox" propose la fonction FSOLVE qui permet la recherche des racines d'une fonction dans un intervalle donné et les solutions d'un système d'équations non linéaires. La procédure d'identification a été développée sous MATLAB et représenté par l'organigramme de la Figure 5.6. Premièrement, on introduit le nombre d'itérations (N), l'induction magnétique mesuré  $B_{\text{exp}}(i)$  et on choisit le vecteur paramètre initial  $P0$ . Deuxièmement, on utilise la fonction FSOLVE pour chercher le minimum de la fonction  $S$  tel que :

$$S = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n [B_{\text{exp}}(i) - B(i)]^2 \quad 5.9$$

Si le nombre d'itérations est atteint, le programme affiche les résultats, si non, il reprend le calcul pour l'itération suivante.

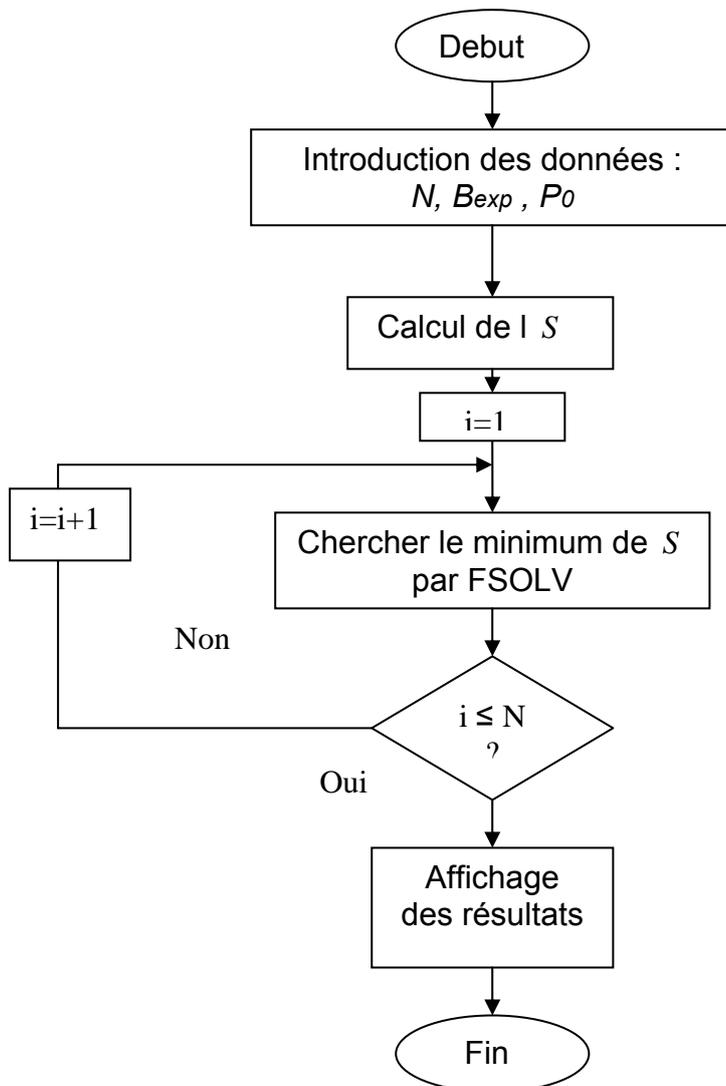


Figure 5.6 : Organigramme d'identification des paramètres du modèle de Preisach par MMC (fonction FSOLVE).

#### 5.4.2 Procédure d'optimisation par la méthode de gradient

L'algorithme de la méthode de la Plus Grande Pente (gradient) présenté par la figure 5.7 est décrit comme suit :

On introduit le nombre d'itérations (N), la valeur de tolérance ( $\zeta$ ), le vecteur paramètre initial  $P_0$ . Et la fonction  $S$  Deuxièmement, on calcul la valeur du gradient ( $\nabla S$ ), ensuite on utilise la méthode de la section dorée (voir annexe B) pour calculer la valeur de pas optimal  $\alpha$ , Finalement, on calcul  $X^{(l+1)} = X^{(l)} - \alpha^{(l)} \nabla S(X^{(l)})$ , si  $\|X^{(l+1)} - X^{(l)}\| \leq \zeta$  le programme affiche les résultats, si non, il reprend le calcul pour l'itération suivante.

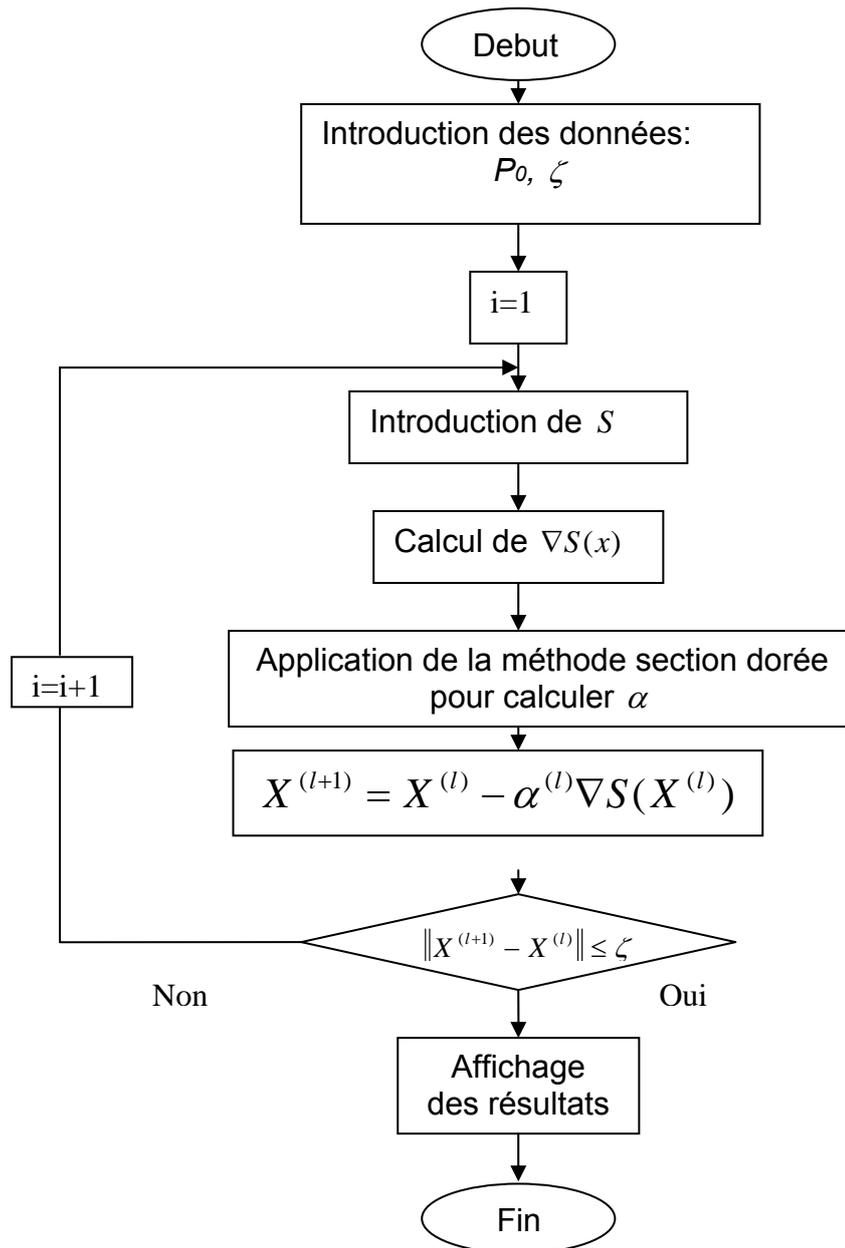


Figure 5.7 : Organigramme d'identification des paramètres du modèle de Preisach par la méthode de la Plus Grande Pente

## 5.5 Résultats de l'optimisation

### 5.5.1 Résultats d'optimisation par MMC (Algorithme de *Levenberg-Marquardt*)

Tableau 5.1 : Paramètres optimal obtenus par MMC

Echantillon A	$k=0.0287$	$b=0.05415$	$c=0.44$
Echantillon B	$k=0.0074$	$b=2.5939$	$C=0.04$
Echantillon C	$k=0.0257$	$b=0.501$	$c=1.051$

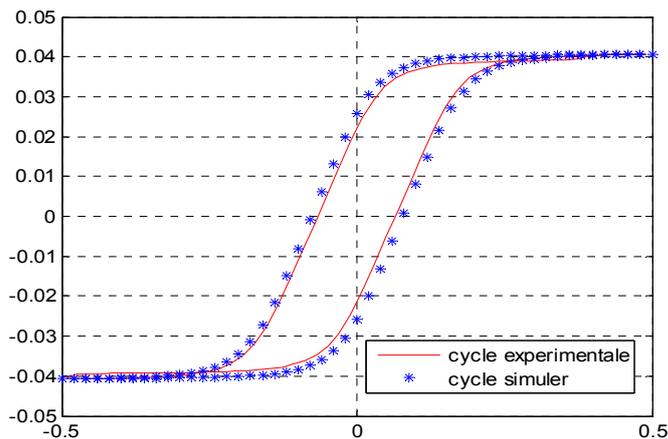


Figure 5.8 : Comparaison des cycles expérimental et simulé (Échantillon A).

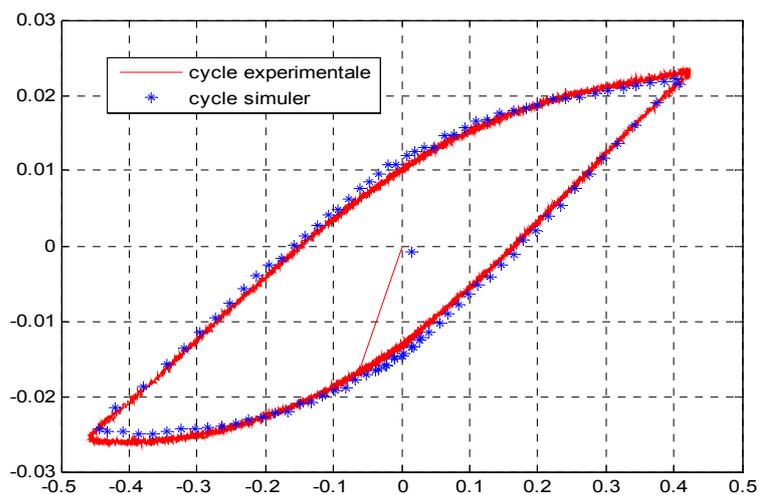


Figure 5.9 : Comparaison des cycles expérimental et simulé (Échantillon B).

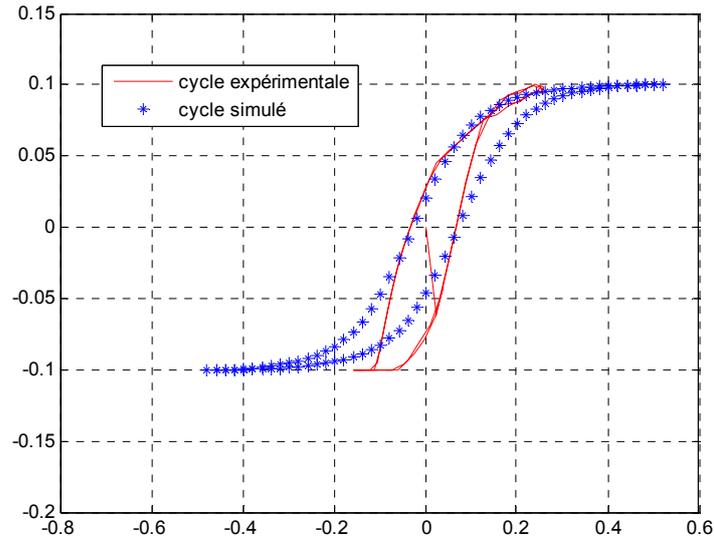


Figure 5.10 : Comparaison des cycles expérimental et simulé  
(Échantillon C)

Nous remarquons que les paramètres optimaux obtenus par la méthode de MMC en utilisant l'algorithme de *Levenberg-Marquardt* donnent un cycle d'hystérésis très proche du cycle expérimental.

### 5.5.2 Résultats d'optimisation par MMC (la fonction FSOLVE)

Les paramètres optimaux obtenus par la méthode de MMC qu'utilise la fonction *Fsolve* sont regroupés dans le tableau suivant :

Tableau 5.2 : Paramètres optimal obtenus par MMC (fonction *Fsolve*)

Echantillon A	$k=0.0280$	$b=0.5432$	$c=0.44$
Echantillon B	$k=0.0072$	$b=2.5832$	$c=0.041$
Echantillon C	$k=0.0255$	$b = 0.511$	$c = 1.059$

Pour chaque échantillon nous avons représenté le cycle expérimental comparé avec le cycle simulé.

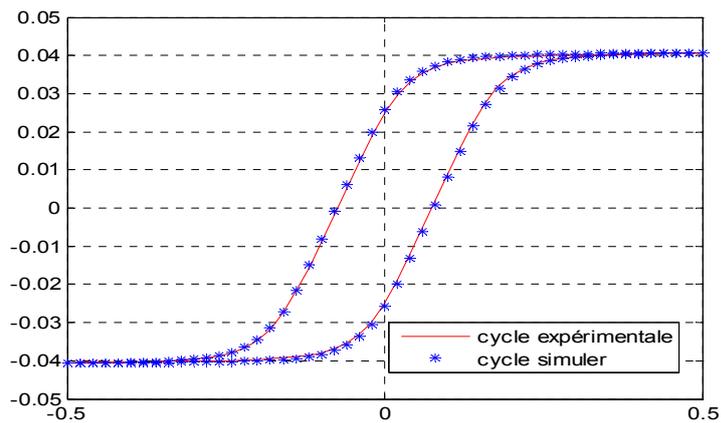


Figure 5.11 : Comparaison des cycles expérimental et simulé  
(Echantillon A).

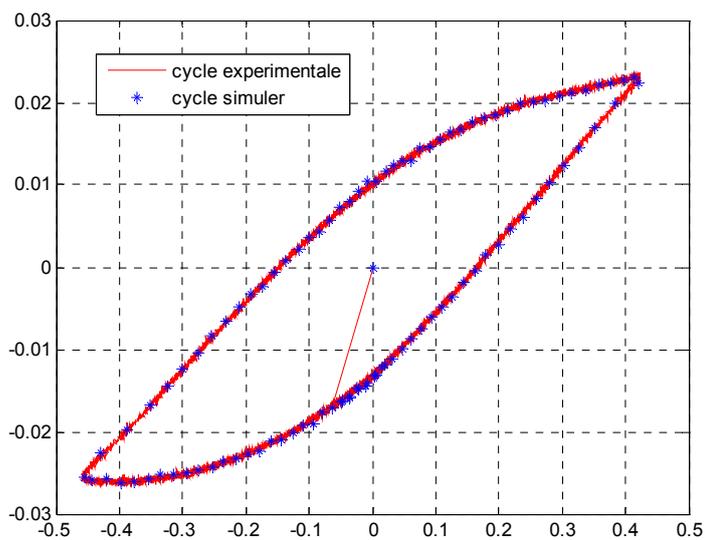


Figure 5.12 : Comparaison des cycles expérimental et simulé  
Echantillon B.

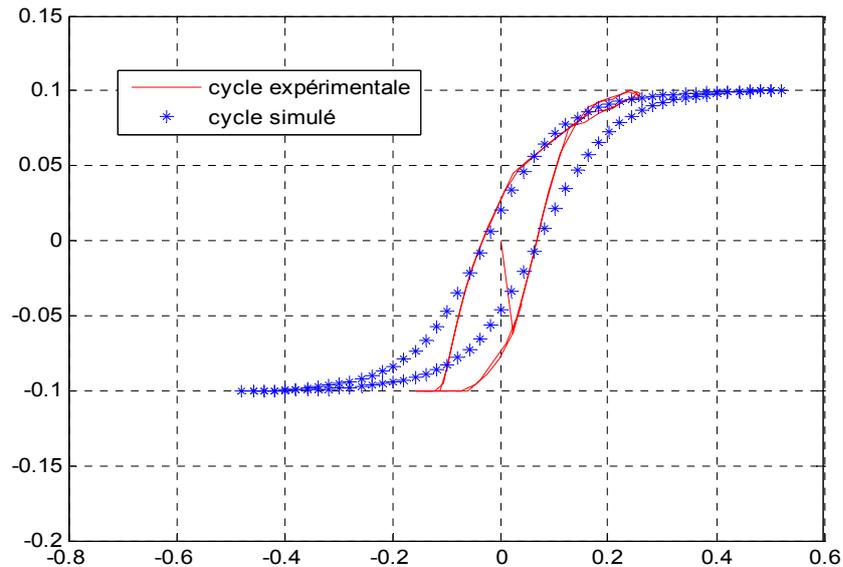


Figure 5.13 : Comparaison des cycles expérimental et simulé par (Echantillon C).

Le cycle d'hystérésis simulé obtenu avec les paramètres estimés par la méthode de MMC en utilisant la fonction Fsolve est confondu avec le cycle expérimental. Donc cette méthode nous a permis la reconstitution de cycle expérimental d'une manière satisfaisante.

### 5.5.3 Résultats d'optimisation par la méthode de la plus grande pente

Les paramètres optimaux obtenus par la méthode de gradient sont regroupés dans le tableau suivant :

Tableau 5.3 : Paramètres optimaux obtenus par la méthode de gradient

Echantillon A	$k=0.0282$	$b=0.5435$	$c=0.42$
Echantillon B	$k=0.0071$	$b=2.60$	$c=0.040$
Echantillon C	$k=0.0251$	$b=0.505$	$c=1.059$

Pour chaque échantillon nous avons représenté le cycle expérimental comparé avec le cycle simulé par la méthode de gradient.

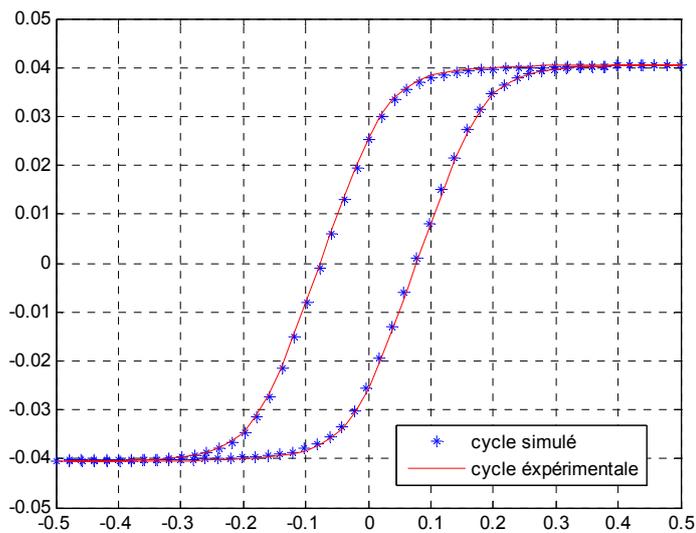


Figure 5.14 : Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode de gradient échantillon A.

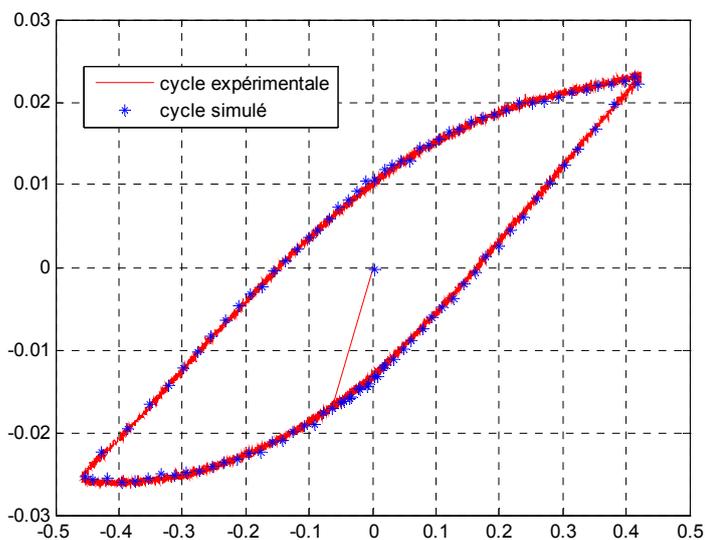


Figure 5.15 : Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode de gradient échantillon B.

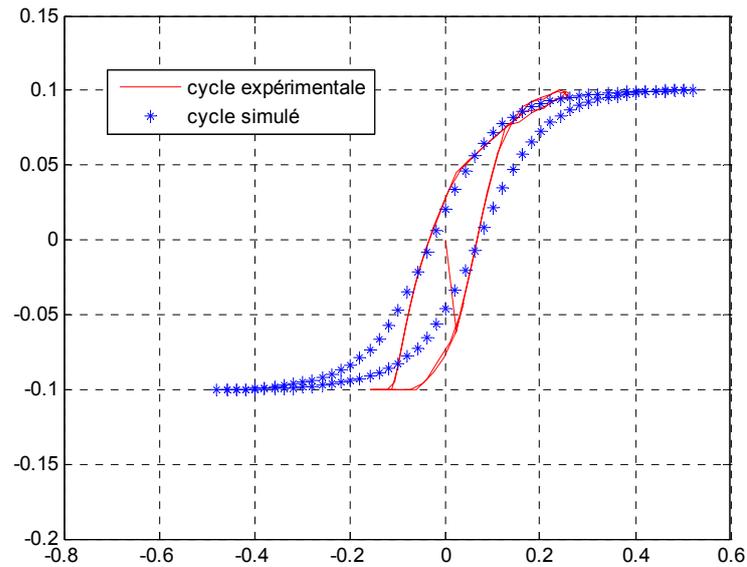


Figure 5.16 : Comparaison des cycles expérimental et simulé par la méthode de gradient échantillon C.

### 5.6 Analyse des résultats

D'après les résultats obtenus, on peut dire que la superposition de la courbe tracée par les méthodes utilisée avec celle mesurée montre une parfaite corrélation. Pour chaque méthode, on a relevé des points de références sur les deux cycles (expérimentale et simulé) tel que le champ maximal, l'aimantation rémanente et le champ coercitif, cela pour pouvoir comparer et calculer l'erreur commise. Les résultats obtenus sont regroupés sur le tableau (5.4).

Tableau 5.4 Comparaison entre le cycle mesuré et le cycle simulé aux points de référence

Points mesurés méthodes	Hmax	Br	Hc
		5000	0.0251
MMC	Points simulés		
	4960	0.0258	768.57
	Erreurs relatives (%)		
	0.996	1.027	1.024
Fonction FSOLVE	Points simulés		
	5030	0.0254	755
	Erreurs relatives (%)		
	1.006	1.011	1.006
Plus grande pente	Points simulés		
	5010	0.0253	761.55
	Erreurs relatives (%)		
	1.002	1.007	1.015

### 5.7 Interprétation et commentaire

Les résultats obtenus montrent que le modèle de Preisach donne une très bonne configuration de cycle d'hystérésis. L'utilisation des techniques d'optimisation a permis l'amélioration du comportement du modèle d'une manière satisfaisante. Les résultats obtenus et par les méthodes utilisées donnent un cycle d'hystérésis confondu avec le cycle expérimental.

Le cycle permettant de caractériser les revêtements de surface a été obtenu par des équipements très performants, sa reproduction par le modèle de Preisach et en particulier par la méthode de MMC est identique et les écarts sont très minimes, ce qui montre que notre outil mathématique a donné des résultats satisfaisants.

Cette constatation est à retenir pour le cycle expérimental caractérisant les pièces présentant un défaut macroscopique. En effet nous remarquons d'après les figures 5.9, 5.10 et 5.11 que les courbes (simulé et expérimental) sont identiques.

Les résultats obtenus pour le cycle présentant des contraintes, présentent des lacunes dans le sens que l'étude expérimentale ne pas été satisfaisante. En effet la contrainte de traction engendre des mouvements dynamiques des domaines magnétiques. Elles créent des contraintes résiduelles dans le matériau. Le cycle d'hystérésis obtenu doit être tracé par des équipements très sensibles. Généralement on utilise la méthode « dite dynamique », elle nécessite, outre un équipement performant, une analyse informatique, ce qui très difficile au vue des moyens disponibles au CSC. Néanmoins le cycle simulé par le modèle donne un meilleur aperçu sur les différents paramètres à déterminer en particulier  $H_c$ ,  $B_r$  et  $B_s$ .

### 5.8 Conclusion

Pour atteindre les objectifs fixés dans cette étude nous avons appliqué certaines méthodes d'identification et d'optimisation. Ces méthodes se basent sur un ensemble de points de mesure effectuée sur un échantillon ferromagnétique. Deux méthodes déterministes ont été appliquées pour identifier les paramètres du modèle.

La première est la méthode des moindres carrés. Cette méthode est utilisée par la fonction d'approximation non linéaire (la fonction  $F_{solve}$  de Matlab) et l'algorithme de Levenberg-Marquardt [29].

La deuxième est la méthode de la plus grande pente, qui utilise le calcul de gradient de la fonction.

La méthode de MMC a donné de bons résultats de reproduction de cycle mesuré, ces résultats nous permettent de dire que cette méthode est plus précise et plus rapide (temps d'exécution) donc c'est la méthode la plus idoine pour l'évolution des paramètres de modèle et d'où la modélisation du cycle d'hystérésis.

## CONCLUSION GENERALE

Aujourd'hui, les matériaux magnétiques sont utilisés pour leur capacité à guider le flux magnétique ou à mémoriser l'information. Pour les exploiter au mieux de leurs possibilités il est nécessaire de comprendre leur structure intime puis d'étudier l'approche mathématique de leur comportement. Dans ce mémoire, on s'est attaché à rester proche de la physique du phénomène magnétique. En effet nous avons commencé par la présentation de quelque rappelle de la physique d'aimantation.

L'objective de ce travail est d'utiliser le modèle de Preisach pour l'étude et la modélisation cycle d'hystérésis, pour cela nous avons effectué trois taches principales : étude et analyse de modèle, simulation de modèle par différents fonction de distribution et optimisation des paramètres de modèle par différentes méthodes. Pour accomplir ces tâches nous avons effectuée une recherche bibliographique approfondie sur les matériaux ferromagnétiques, leurs propriétés physique, leurs comportements hystérétique et des recherche sur le modèle scalaire statistique de Preisach et la théorie associé.

Le modèle de Preisach est très bien adapté à la modélisation du phénomène de cycle d'hystérésis. La difficulté majeure de sa mise en oeuvre réside dans la détermination de la fonction de distribution.

La fonction de distribution de type Lorentzienne est simple d'utilisation et permet un bon encadrement et reconstitution du cycle expérimental. Son principal inconvénient réside dans son faible nombre de paramètres ce qui réduit sa capacité d'encadrement.

La mise en jeu de l'outil informatique, nous a permis de simuler le modèle par différentes fonction de distribution et d'analyser l'effet des paramètres, ainsi que l'implantation des différentes algorithmes d'identification et d'optimisation

sous envennement *MATLAB*. Nous avons identifié et optimisé les paramètres de modèle de Preisach en utilisant la fonction de distribution de type Lorentzienne modifiée et en se basant sur des données expérimentales.

Deux méthodes ont été étudiées pour l'identification des paramètres de modèle :

- La méthode des moindres carrés.
- La méthode de la plus grande pente (Gradient).

A partir de ce travail on peut conclure que le modèle de Preisach est un modèle complet sur le plan mathématique et phénoménologique. Il est acceptable pour la caractérisation des matériaux ferromagnétiques tels que le fer, les ferrites et les matériaux magnétiques amorphes. L'identification des paramètres du modèle est un processus difficile à réaliser, mais l'utilisation des techniques d'optimisation nous a permis d'affranchir cette difficulté. La reconstitution des cycles mesurés nécessite le relevé avec soins des caractéristiques expérimentales, ce qui demande un système d'acquisition informatisé.

Une validation rigoureuse du modèle nécessite une comparaison des résultats simulés avec ceux obtenus expérimentalement. La difficulté se situe essentiellement au niveau de précision de système d'acquisition qui existe dans notre laboratoire qui entraîne certaine erreur à cause de la procédure de mesure et de manque d'un système d'acquisition performant.

Pour la continuité de ce travail nous avons proposé deux approches que n'ont pas été réalisées dans ce travail.

- La validation du modèle pour des compositions nano structurales.
- La validation du modèle pour des mesures dynamique.

## REFERENCES

1. Jean-Paul Baïlon, Jean-Marie Dorlot, "des matériaux" Presses Internationales POLYTECHNIQUE, Canada, 2000.
2. Ducharne Benjamin, "Caractérisation et modélisation de circuits magnétiques du global vers le local" Thèse de doctorat Université Claude Bernard – Lyon I, France, 2003.
3. Brasov, « Magnétismes des systèmes nanoscopiques hybrides» ,2003.
4. P. Brissonneau, "Magnétisme et matériaux magnétiques pour l'électrotechnique", Éditions Hermes, 1997.
5. E. Trémolet de Lacheisserie et al., *Magnétisme, Tome I*, Laboratoire Louis Néel Grenoble, PUG, (1999).
6. Barkhausen, phys.z, 20(1919) 401.
7. Chester C.H.LO "A review of the Barkhausen effect and its applications to non-destructive testing "materials evaluation July 2004.
8. X. Kleber, Y. Brechet et A. Vincent " Simulation numérique des événements Barkhausen application à l'étude de l'influence des obstacles microstructure "matériaux et techniques N° 9-10, 2000.
9. Li Qiang et all. Conference AIPnD(Rome). Octobre 2000.
10. w. wernsdofner, « magnétométrie à micro-squid pour l'étude des particules ferromagnétiques isolées aux échelles submicroniques », université joseph Fourier –Grenoble, thèse de doctorat, Mars 1996.
11. A. Ivanyi," Hysteresis models in Electromagnetic computation", Akadémiai Kiado, Budapest, 1997.
12. Y. Ouled Amor, "Contribution à la modélisation de l'hystérésis magnétique en vue de l'analyse par éléments finis des systèmes de chauffage par induction", Thèse de doctorat Université de Nantes, France, 2000.
13. F. Preisach, "Über die magnetische Nachwirkung", Z. Phys. Vol. 94, pp. 277-302, 1935.
14. M. Krasnoselskii and A. Pokrovskii, "Systems with Hysteresis", Nauka, Moscow, 1983.

15. Isaak D. Mayergoz, "Mathematical models of Hysteresis" IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. MAG-22, N°5, pp.603-608, SEP. 1986.
16. I.D. Mayergoz, "Mathematical Models of Hysteresis", Springer-Verlag, New York, 1991.
17. G. Bertotti, "Hysteresis in magnetism", Academic Press, Mai 1998.
18. Marc De Wulf et al. , "Computation of the Preisach Distribution Function Based on a measured Everett Map", IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 36, N° 5, pp. 3141-3143, Sep. 2000.
19. Olaf Henze , Wolfgang M. Rucker "Identification Procedures of Preisach Model" IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, VOL. 38, N° 2, pp. 833-836, Mars 2002.
20. Robert Benjamin Gorbet, "Control of hysteretic Systems with Preisach Representations", Thèse de doctorat Université de Waterloo – Ontario – Canada – 1997.
21. F. Bekhouche, « caractérisation des matériaux ferromagnétiques doux utilisés dans les systèmes électromagnétiques » Mémoire de magister, Université de Batna, juin 2002.
22. O. Karlqvist, *Calculation of the Magnetic Field in the Ferromagnetic Layer of a Magnetic Drum*, Trans. Roy. Inst. Techno., Stockholm, 86, p.3-27, (1954).
23. J. A. Ewing, "Magnetism in iron and other materials", Proc. Roy. Soc., No. 216, pp.22, 1881.
24. Alexandru Stancu et al. "Standard problems for phenomenological Preisach-type models", Physica B, N° 306, pp.91-95, 2001.
25. Maurizio Cirincione et al., "A Novel Neural Approach to the Determination of the Distribution Function in Magnetic Preisach Systems", IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, Vol. 40, N° 4, Juil. 2004.
26. Y. Bernard, "Contribution à la modélisation de systèmes électromagnétiques en tenant compte du phénomène d'hystérésis. Extension du modèle de Preisach adaptées au calcul de champ", Thèse de doctorat Université Paris-Sud, France, 2000.
27. A. Miouat, "Identification– optimisation paramétrique et quantification des pertes dans les matériaux ferromagnétiques doux", Université de Batna, Mémoire de Magister, 2005.
28. [www.mathworld.wolfram](http://www.mathworld.wolfram.com), "Least Squares Fitting", Document Internet, Wolfram Research, Inc. 1999-2005.

29. A. Ranganathan, "The Levenberg-Marquardt Algorithm", Internet Document, 8<sup>th</sup> June 2004.
30. B. Khadidja, "Etude et conception de structures électromagnétiques utilisant des matériaux composites fer – résine", Université de Batna, Mémoire de Magister, 2006.
31. M. Haddadi " Etude des électroaimants et d'un appareil pour aimantation « école supérieur de chimie, janvier 1983 ».
32. O. Bottauscio, M. Chiampi, D. Chiarabaglio, C. Ragauza, M. Repto, "ferromagnetic hysteresis and magnetic field analysis",ISC Newsletter Technical articl,1992.
33. S.E. Zirka *et al.*, *Physica B* **343** (2004), p. 90.
34. G. Bertotti, *IEEE Trans. Magn.* **28** (1992), p. 25,99.
35. L. Chelghoum, "étude de l'hystérésis magnétique par le modèle de Preisach ", Université de Batna, Mémoire de Magister, 2005.

## APPENDICE A

Algorithme de section dorée :

$$\alpha = (\sqrt{5} - 1) / 2;$$

$$a = a_0;$$

$$b = b_0;$$

$$c = \alpha * a + (1 - \alpha) * b;$$

$$d = a + b - c;$$

*th* : Tolérance prédéterminé ;

$$\text{Tanque} : (b - a) \succ 2 * th$$

Calculer :

$$\varphi(x_0 - c * p) \text{ et } \varphi(x_0 - d * p);$$

Avec :

P : la valeur de gradient au point  $x_0$ .

$\varphi$  : Fonction à optimiser avec la recherche linéaire à une seul variable.

$$\text{Si} : \varphi(x_0 - c * p) < \varphi(x_0 - d * p)$$

Donc : éliminer b et mettre :

$$b = d; d = c; c = a + b + d;$$

Fin de programme.

Si non éliminer a et mettre  $a = c; c = d; d = a + b - c;$

Afficher a ; b ; c ; d ;

Donc :

$$t_{opt} = (a + b) / 2;$$

Et

$$x_1 = x_0 - t_{opt} * p;$$

## APPENDICE B

### LISTE DES SYMBOLES ET DES ABREVIATIONS

M	: L'aimantation magnétique
H	: Le champ d'excitation magnétique
$\chi$	: La susceptibilité magnétique
B	: L'induction magnétique
$\mu_0$	: La perméabilité à vide
$\mu_r$	: La perméabilité relative
N	: Nombre d'itérations
$H_s$	: Champ magnétique de saturation
k	: Paramètre de la fonction de distribution
a	: Paramètre de la fonction de distribution
c	: Paramètre de la fonction de distribution
b	: Paramètre de la fonction de distribution
I	: L'intensité des courants
$\delta$	: la distance inter atomique
L	: La partie réactive de l'impédance
$B_r$	: L'induction rémanente
$H_c$	: Le champ coercitif
$B_s$	: L'induction de saturation
$\epsilon$	: tolérance
$\sigma_c$	: La contrainte résiduelle d'ordre I
$\sigma^{II}$	: La contrainte résiduelle d'ordre II
BN	: Le bruit de Barkhausen
n	: normale orienter à la surface de spire
r	: rayon de l'orbite
$\mu_l$	: le moment orbitale
e	: charge de l'électron( $-1.0607 \cdot 10^{-19}$ C)
m	: masse de l'électron( $9,107 \cdot 10^{-31}$ kg)
h	: constante de Planck( $6,62 \cdot 10^{-34}$ J.S)
$\mu_{ini}$	: Perméabilité initiale
$\eta$	: La constante de Rayleigh
K	: constante de Boltzmann.
T	: température en degré Kelvin.
$\alpha_i, \beta_i$	: Les valeurs de basculement (seuils de l'opérateur)
$R_{\alpha, \beta}$	: Opérateur d'hystérésis élémentaire
$t_0$	: instant de référence
S	: surface de plan de Preisach
$\hat{I}$	: Opérateur d'hystérésis élémentaire
$\mu(\beta, \alpha)$	: fonction de distribution de Preisach
a	: coefficient identifié au champ coercitif du matériau ( $H_c$ )
K	: coefficient de normalisation.
$\alpha$ et $\beta$	: sont les variables de la fonction de distribution
MMC	: méthode des Moindres Carrés
LES	: l'erreur des moindres carrés
$P_0$	: vecteur paramètre initial