

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement Supérieur
et de la Recherche scientifique



Université d'EL-Oued
Faculté des Sciences et de Technologies



Mémoire de Fin d'Etude
En vue de l'obtention du diplôme de

LICENCE ACADEMIQUE

Domaine : Sciences et de Technologies
Filière: Génie Électrique
Spécialité: Réseaux Électriques

Thème

***Etude et Caractérisation des
matériaux ferromagnétique***

Diriger par :
MERAZGA IZZIDDINE

Réaliser par :
RADDAD NACER
GADI HOUSSEN
BACI YACINE LARBI

Année universitaire :

2013/2014

Remerciements

Remerciements à Dieu –le tout puissant– qui nous a aidé à réaliser ce modeste travail.

Nous tenons à remercier notre promoteur

M^{er} MERAZGA IZZIDDINE d'avoir accepté de nous encadrer et de nous suivre durant toute cette période.

Nos remerciements vont aussi au président du jury et aux membres du jury examinateurs qui nous fait l'honneur de participer au jury de ce travail.

Et enfin nous remercions l'ensemble, enseignants et collègues de notre promotion, qui nous ont aidés à réaliser ce modeste travail.

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

Chapitre 1 les matériaux magnétiques

1.1 Introduction.....	2
-----------------------	---

1.1.1 Généralités sur les matériaux magnétiques.....	3
--	---

1.1.1.1 Eléments fondamentaux et leur exploitation.....	3
---	---

1.1.1.1.1 Loi d'induction magnétique de Faraday.....	3
--	---

1.1.1.1.2 Sources de génération du champ magnétique.....	4
--	---

1.1.1.2 Critères de classification.....	5
---	---

1.1.1.2.1 Aimantation.....	5
----------------------------	---

1.1.1.2.2 Hystérésis - Cycle d'hystérésis.....	5
--	---

1.1.1.2.3 Evolution.....	7
--------------------------	---

1.1.1.3 Importance économique des matériaux magnétiques.....	8
--	---

1.1.2 Classification des matériaux magnétiques.....	8
---	---

1.1.2.1 Loi du comportement des matériaux magnétique.....	9
---	---

1.1.2.2 les trois classes des matériaux magnétiques.....	10
--	----

1.1.2.2.1 matériaux paramagnétiques.....	10
--	----

1.1.2.2.2 Matériaux diamagnétiques.....	10
---	----

1.1.2.2.3 Matériaux ferromagnétiques.....	11
---	----

Chapitre 2 les matériaux ferromagnétique

2.1 Généralités sur les matériaux ferromagnétiques	13
2.2 Classes des matériaux ferromagnétiques.....	15
2.2.1. Matériaux magnétiques durs.....	15
2.2.2 Matériaux magnétiques doux.....	16
2.3 Théorie du magnétisme des corps ferromagnétiques.....	16
2.3.1 Aspect quantique du ferromagnétisme.....	16
2.3.1.1 Point de Curie et intégrale d'échange.....	17
2.3.2 Aspect microscopique du ferromagnétisme.....	19
2.3.2.1 Moment magnétique atomique.....	19
2.3.2.2 Moment magnétique orbital.....	17
2.3.2.3 Précession d'un moment magnétique dans un champ magnétique uniforme.....	21
2.3.3 Aspect mésoscopique du ferromagnétisme	21
2.3.3.1 Domaines de Weiss.....	21
2.3.3.2 Energie magnétostatique du matériau.....	22
2.3.3.3 Paroi de Bloch.....	22

2.3.4 Aspect macroscopique du ferromagnétisme	23
2.3.4.1 Magnétostatique du vide	23
2.3.4.2 Magnétostatique des milieux matériels	27
2.4 Conclusion	27

Chapitre 3 *Caractérisation des matériaux ferromagnétiques*

3.1. Introduction	28
3.1.1 Modèles du type analytiques	29
3.1.2 Modèle de Rayleigh	29
3.2 Modèles du type Preisach	32
3.2.1 définition du modèle	32
3.2.1.1 Définition géométrique du modèle	34
3.2.1.2 Autre définition du modèle	35
3.2.1.3 Principe de calcul du modèle	35
3.3. Modèle du type Langevin	40
3.3.1 Théorie de Langevin	40
3.3.1.1 Correction apportée par la théorie quantique	44
3.3.2 Correction apportée par la théorie de Weiss	46
3.3.3 Modèle de type Jiles-Atherton	47

Sommaire

4.Conclusion..... 48

Conclusion générale..... 49

Bibliographie..... 51

Généralité et problématique

Actuellement la maîtrise des matériaux magnétique devient une priorité des recherches planifiées mondialement et ceci revient à leur utilisation étendu. On rencontre ça dans leur application qui se répartissent pour l'essentiel dans trois grands domaines : l'énergie ,l'information et les télécommunications , Ce caractère est une conséquence des propriétés magnétique variées que possèdent ces matériaux ,Ces propriétés sont de nature intrinsèque parmi lesquelles on cite la température d'ordre magnétique (température de Curie dans les corps ferromagnétique),l'aimantation spontanée et l'anisotropie magnétique , Une autre propriétés mais de nature extrinsèque ,c'est la coercivité, Car cette coercivité est liée à l'anisotropie magnétique : elle peut être forte dans les alliage et elle dépend de façon critique de la microstructure ou de la nanostructure du matériau, A partir de la valeur de la coercivité ,on distingue deux grandes catégorie de matériaux : matériaux doux et matériaux durs [2] ,[4].

La maîtrise des matériaux ferromagnétique nécessite une caractérisation des paramètres qui est basée sur la maîtrise de l'aimantation que peuvent produire ces matériaux ferromagnétiques sous l'effet de l'application d'un champ magnétique ,pour ce faire cela nécessite l'élaboration de modèle donc l'identification de leurs paramètre , Actuellement plusieurs modèle sont proposé tels que les modèles analytiques ,dynamiques, Langevin , Preisach[6]. Et qui dit aimantation dit phénomène d'hystérésis qui sera le champ d'étude dans notre travail.

1.1 Introduction

Par instinct. L'être humain cherche toujours à découvrir l'inconnu et d'interpréter les phénomènes qu'ils observent autour de lui et il cherche de les gérer et les dominer dans l'intérêt de sa vie ce qui interprète le caractère de son existence. Parmi les phénomènes qui entourent son milieu d'existence: le phénomène du magnétisme. Cela fait longtemps. L'être humain cherche à comprendre ce phénomène. Et ceci à partir de la question qu'il y aurait un contact entre deux substances magnétiques. Cela est quelque chose de magique pour laquelle il faut chercher des lois physiques qui gouvernent ces phénomènes physiques. Ce qui explique sa découverte depuis des siècles environ 2500 ans av. J.C par les Chinois. Pendant cette époque la pierre à aimant (magnétique: Fe_3O_4) aurait été utilisée pour la fabrication de boussoles.

En s'éloignant de cette période vers le troisième siècle avant J.C. on rencontre Aristote qui savait déjà que la magnétite aimante le fer. Et à la fin du 16^{ème} siècle le médecin William Gilbert (1544-1603) réalisait l'étude expérimentale du champ magnétique d'une sphère aimantée qui l'amenait à assimiler la terre à un grand aimant sphérique.

De nos jours. L'importance du magnétisme dans notre vie a poussé les physiciens vers la compréhension avancée et approfondie des propriétés magnétiques des solides ainsi qu'à l'origine des moments magnétiques et leur arrangement naturel. C'est pourquoi ces deux points étaient et restent encore la motivation pour de nombreux scientifiques de la matière condensée. La découverte de nouveaux matériaux avec une prodigieuse variété d'arrangement d'atomes et de moments atomiques a rendu leurs intérêts de plus en plus croissant ainsi que pour leurs applications. Parmi ces applications on rencontre leurs utilisations comme support de l'information en informatique. En enregistrement sonore et vidéo. En télécommunication dans les machines électriques. Cette vaste utilisation revient à l'existence dans ces matériaux d'un secret dans leur nature c'est qu'ils sont doués en mémoires.

L'objectif de ce premier chapitre sera de présenter les fondements théorique avec lesquels on fera une anatomie physique des matériaux ferromagnétiques en introduisant l'outil mathématique approfondi pour gérer cette base physique. Ce chapitre est présenté de la manière suivante:

- Généralité sur les matériaux magnétiques.

- Classification des matériaux magnétiques.
- Théorie du magnétisme des corps ferromagnétiques.
- Généralités sur les matériaux ferromagnétiques.

Pour une meilleure compréhension physique des propriétés magnétiques des matériaux magnétiques on commencera par des généralités physiques qui nous permettra des mieux approcher le comportement de ces propriétés magnétiques. Cette étude sera présentée sous quatre aspects:

- ✓ Ontique
- ✓ Microscopique
- ✓ Mésoscopique
- ✓ Macroscopique

Dans ce travail on se limitera à l'étude des matériaux ferromagnétiques doux.

1.1.1 Généralités sur les matériaux magnétiques

Dans cette section de notre étude. Nous présenterons une vue globale sur les matériaux magnétiques et cela dans le but de rapprocher le lecteur vers la science des matériaux magnétiques.

1.1.1.1 Eléments fondamentaux et leur exploitation

Deux éléments de base sur lesquels les chercheurs et les physiciens ont fondé l'exploitation des ces matériaux magnétiques sont:

1.1.1.1.1 Loi d'induction magnétique de Faraday

Chaque conducteur contient des charges en quantité importante. Alors il suffit seulement de contrôler leur circulation. Dans des boucles fermées appelées circuits électriques. Considérés comme siège de leur déplacement sous l'effet d'un champ électromoteur $E^{\rightarrow}$. le long d'un circuit C. le courant électrique n'existe pas totalement. Sauf si la quantité d'énergie $w = Q \oint \vec{E} d\vec{l}$ compense le travail des forces de frottement des charges en déplacement qui est l'origine de l'effet Joule. D'après les travaux de Faraday et Maxwell. La circulation du champ électromoteur le long d'une

trajectoire fermé du courant représente la vitesse de variation du flux de l'induction magnétique à travers la surface limitée par cette trajectoire. alors:

$$\oint \vec{E} d\vec{l} = \frac{d\phi}{dt} \quad (1.1)$$

Avec :

$d\vec{l}$ l'élément de longueur du circuit C

ϕ Flux d'induction magnétique

Cette relation est le résultat de la sommation de deux lois qui régissent la circulation du courant dans les conducteurs. Ces deux lois sont:

1: Loi d'Ohm d'une part qui exprime que la densité volumique du courant $\vec{j}$ est en chaque point proportionnel au champ électrique. Donc:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1.2)$$

Avec:

σ Conductibilité électrique

2: Loi d'induction magnétique de Faraday.

1.1.1.1.2 Sources de génération du champ magnétique

Du point de vue engineering on peut dire qu'il existe deux générations du champ magnétique d'induction $\vec{B}$ à partir de:

1: Courants de conduction

2: Matière aimantée

Mais du point de vue purement physique le champ magnétique d 'induction B^- qui est produit par ces sources est réellement créé par une même source [5]: car ces deux sources sont de même nature.

C'est pourquoi aucune expérience n'est jamais arrivée de les distinguer. L'expérience montre que les courants de conduction génèrent un champ magnétiques très faible par rapport à celui créer par une matière aimantée surtout pour les matériaux ferromagnétiques.

1: Si un circuit électrique parcouru par un courant électrique I constitue une source de champ magnétique. Pour intensifier ce dernier il faut automatiquement augmenter la valeur de I . ceci d'après la loi. De Biot et Savart. Mais la densité de courant i est limitée par l'effet Joule donc on peut dire que cette source a un pouvoir limité pour produire un champ magnétique intense.

2: Cependant la matière aimantée nous donne des valeurs de B^- très élevées. Généralement jusqu'à 100 fois des valeurs obtenus par l'autre source[5].

1.1.1.2 Critères de classification

Les matériaux magnétiques sont classés selon des critères désirés par le génie électrique et qui sont donnés comme suit:

1.1.1.2.1 Aimantation

C'est un critère qui représente une grandeur physique privilégiée. Lors du choix des matériaux magnétiques pour la construction électrique. Qui est basé sur l'importance de la polarisation magnétique. Mais il existe des matériaux magnétiques exceptionnels. Comme le fer et un certain nombre d'aciers et alliages pouvant atteindre une aimantation importante dans un environnement favorable.

1.1.1.2.2 Hystérésis - Cycle d'hystérésis

C'est un critère très important de caractérisation des matériaux magnétiques et à partir de ce critère on peut les classer en deux catégories. La première contient les matériaux magnétiques durs et la deuxième contient les matériaux magnétiques doux.

Le cycle d'hystérésis est une représentation magnétique du phénomène d'hystérésis qui permet une lecture énergétique du matériau et aussi des grandeurs magnétiques désirées caractérisant le matériau.

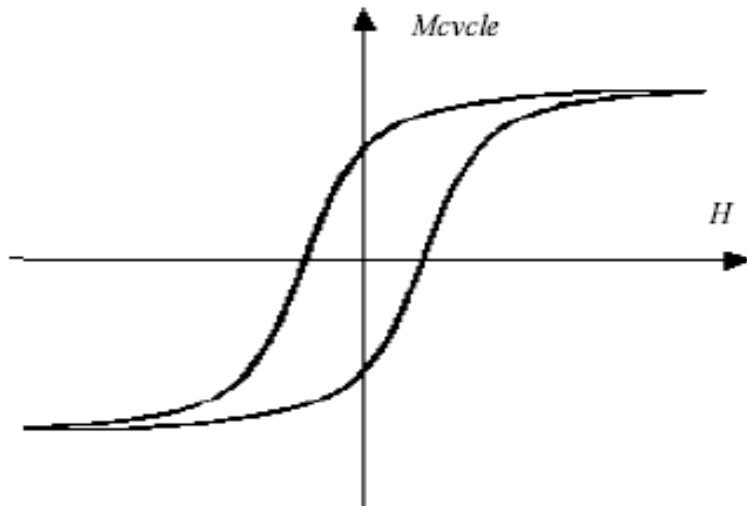


Figure (1.1) Cycle d'hystérésis

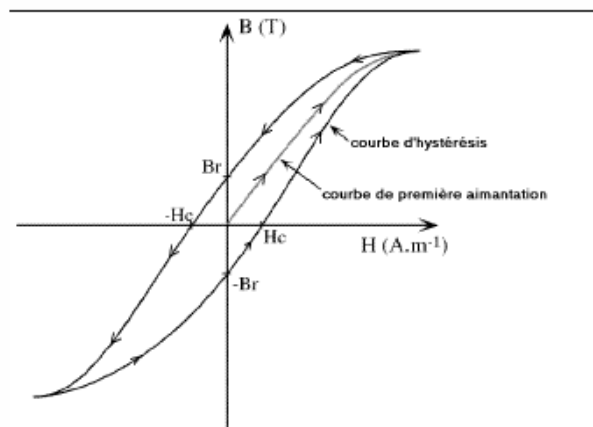


Figure (1.2) Caractéristique magnétique du matériau magnétique

A partir d'un point ($\vec{H}, \vec{B}$) de la courbe de première aimantation. On diminue le champ $\vec{H}$. Alors l'induction $\vec{B}$ ne repasse pas sur la même courbe. En conséquence, $\vec{B}$ nulle ne correspond plus à la valeur nulle de $\vec{H}$. Après la disparition du champ $\vec{H}$. Une induction va demeurer c'est l'induction rémanente $\vec{B}_r$. le champ d'excitation qui doit

être s'inverser pour annuler $\bar{B}$. C'est le champ coercitif $\bar{H}_c$. l'induction de saturation $\bar{B}_{sat}$ dans le cycle est l'induction maximale.

On sait d'après les notions physiques des formulations mathématiques que $\int \bar{B}.d\bar{H}$ représente l'énergie. Cette énergie se transforme en chaleur. Donc pour réduire les pertes. Il nous faut avoir un champ coercitif faible. Ce qui caractérise énergiquement un matériau magnétique doux.

1.1.1.2.3 Evolution

C'est un critère aussi très important pour la classification des matériaux magnétiques du point de vue industriel. C'est un critère aussi qui peut classer les matériaux magnétiques de plus en plus performant(de plus en plus doux ou de plus en plus durs). Durant le 19^{ème} siècle. Il y avait un seul matériau magnétique. C'est l'acier destiné pour la construction des machines électriques. Mais au cours du 20^{ème} siècle de nombreux nouveaux matériaux magnétiques sont disponibles et plus en plus performants. On montre cette évolution sur la figure (1.3) pendant les années de 1930 jusqu'à 1970 pour l'industrie japonaise.

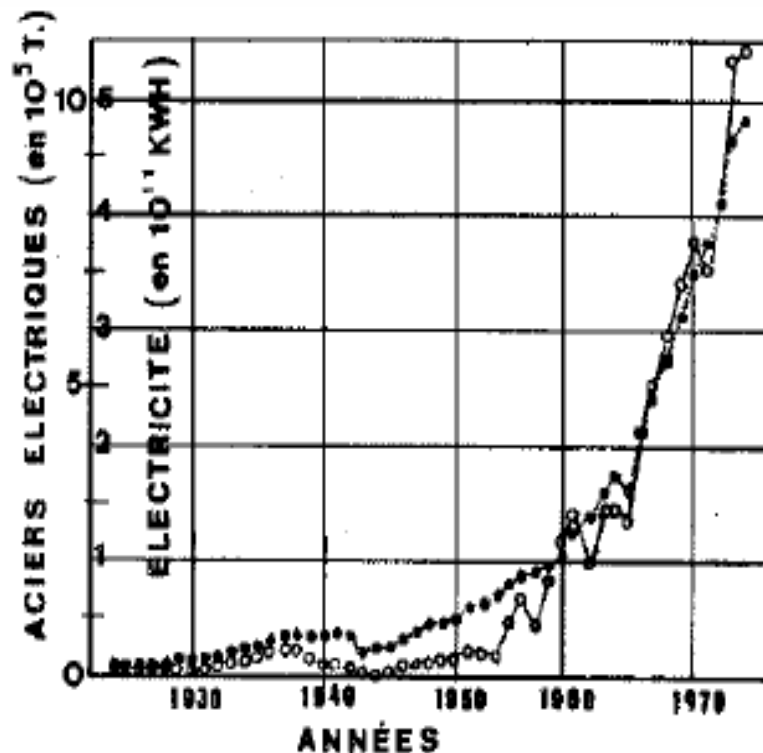


Figure (1.3): Evolutions comparées des productions japonaises d'aciers électriques (en trait plein) et d'énergie électrique ' en pointillés). [5]

1.1.1.3 Importance économique des matériaux magnétiques

D'après le marché mondial des matériaux magnétiques pour le génie électrique illustré sur le tableau 1.1, nous montre l'évolution économique des matériaux magnétiques. Ce qui traduit son importance et son impact économique. Ceci nous donne rapidement une idée sur l'application très étendue de ces matériaux magnétiques essentiellement les domaines du génie électrique de l'informatique de l'électronique ...

Tableau 1.1: marché mondial des matériaux magnétiques pour le génie électrique. [7]

Matériaux magnétiques commercialisés	Chiffres d'affaires annuelles en millions de \$
Tôles magnétiques 1987 toutes qualités confondues: 4.5 millions de tonnes	4000
Aimants permanents 1989	1850
Alliages spéciaux	150
Ferrites doux	100

1.1.2 Classification des matériaux magnétiques

Dans le vide. Les grandeurs vectorielles : champ d'induction magnétique et champ d'excitation magnétique sont liées par la perméabilité magnétique du vide μ_0 . Par une relation linéaire. Dans un matériau isotrope une nouvelle grandeur vectorielle. L'aimantation. Se superpose au champ d'excitation pour traduire l'influence du milieu. L'aimantation est liée à l'induction par la susceptibilité magnétique λ du matériaux qui est aussi une relation linéaire. Les matériaux magnétiques sont classés en trois grandes catégories:

- Paramagnétiques les vecteurs champ et aimantation sont de même sens et l'aimantation disparaît avec l'excitation.
- Diamagnétiques l'influence est similaire. Champ et aimantation sont de sens contraires ces deux classes n'ont pas de propriétés magnétiques avantageuses en technologie.
- Ferromagnétiques: sont les matériaux les plus intéressants où le coefficient de proportionnalité entre induction et excitation est important mais non constant ce qui donne à ces matériaux des comportements non linéaires.

Dans cette catégorie on rencontre d'autres formes de matériaux sont:

- Les matériaux antiferromagnétiques.
- Les matériaux ferromagnétiques.

1.1.2.1 Loi du comportement des matériaux magnétiques

Dans le vide les vecteurs champs d'induction magnétique $\vec{B}$ et champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ sont colinéaires puisque liés par la relation: $\vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{H}$.

Où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide en T.m/A.

Dans un milieu magnétique quelconque mais isotrope. Ces vecteurs restent colinéaires. Cependant le coefficient de proportionnalité dépend du matériau. On définit le vecteur aimantation $\vec{M}$ qui indique l'influence du milieu. Champ d'excitation et aimantation se superposent pour exprimer le champ d'induction:

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

Or l'aimantation est proportionnelle au champ d'excitation si bien que:

$$\vec{M} = \lambda \cdot \vec{H} \quad (1.4)$$

λ . Est la susceptibilité magnétique du matériau.

Il en résulte une nouvelle expression liant $\vec{B}$ et $\vec{H}$:

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \lambda) \cdot \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \cdot \vec{H} \quad (1.5)$$

Où μ est la perméabilité absolue.

μ_r la perméabilité relative du matériau. Les matériaux peuvent être classés suivant leur comportement c'est-à-dire suivant leur susceptibilité magnétique λ .

1.1.2.2 les trois classes des matériaux magnétiques

D'après les travaux de Pierre Curie en 1895. Les matériaux peuvent être classé selon leur comportement magnétique en trois classes comme suit:

1.1.2.2.1 matériaux paramagnétiques

La susceptibilité λ . Est faible ($\mu_r \approx 1$). Positive et pratiquement constante par rapport à la variation de la température. Les vecteurs $\vec{M}$ et $\vec{H}$ sont de même sens et l'aimantation disparaît avec le champ d'excitation. Dans ces matériaux. Les moments magnétiques permanents s'alignent sous l'effet d'un champ magnétique. Mais cette orientation ne compense pas l'agitation thermique qui reste prépondérante. En conséquence. L'aimantation globale reste faible. La plupart des gaz. Certains métaux et quelques sels font partie de la catégorie des paramagnétiques. Le tableau 1.2. donne des exemples de matériaux paramagnétiques avec l'ordre de grandeur de leur susceptibilité

Tableau 1.2 Matériaux paramagnétiques [6]

Matière	λ	Matière	λ .
Na	$8.6.10^{-6}$	Pt	$1.2.10^{-5}$
Al	$7.7.10^{-6}$	U	$3.3.10^{-5}$
Mn	$1.2.10^{-6}$	CoO	$0.75.10^{-3}$
Ta	$1.1.10^{-6}$	Fe ₃ C ₂	$3.7.10^{-5}$

1.1.2.2.2 Matériaux diamagnétiques

La susceptibilité λ est faible ($\mu_r \approx 1$). Négative et pratiquement constante par rapport à la variation de la température. Les vecteurs $\vec{M}$ et $\vec{H}$ sont de sens contraires et l'aimantation disparaît avec le champ d'excitation. Dans ce cas. Le champ magnétique provoque un mouvement orbital des électrons. Le comportement est alors similaire à une spire créant un courant qui s'oppose au champ: d'où le signe négative de λ . Le tableau 1.3 donne des exemples des matériaux diamagnétique avec l'ordre de grandeur de leur susceptibilité.

Tableau 1.3: Matériaux diamagnétiques [6]

Matière	λ	Matière	λ
Si	$-1.2.10^{-6}$	Se	$-4.0.10^{-6}$
Cu	$-1.08.10^{-6}$	Ag	$-2.4.10^{-6}$
Zn	$-1.9.10^{-6}$	Pb	$-1.4.10^{-6}$
Ge	$-1.5.10^{-6}$	Al ₂ O ₃	$-3.5.10^{-6}$

1.1.2.2.3 Matériaux ferromagnétiques

Dans cette catégorie essentielle pour l'électrotechnique la susceptibilité λ est élevée $\mu_r \gg 1$. Positive et variable avec l'excitation magnétique figure (1.4). D'autre part la température influence particulièrement λ : au-delà de la température de Curie. Un matériau ferromagnétique se comporte comme un matériau paramagnétique. Enfin notons aussi que l'induction magnétique dépend du sens de variation de $\vec{H}$. Ce qui introduit la notion de rémanence et de cycle d'hystérésis. Exemples de matériaux ferromagnétiques: fer. Cobalt et leurs alliages. Notons enfin ces matériaux ferromagnétiques particuliers. Les ferrites ne sont pas conducteurs du courant électrique. Ils sont intéressants car ils ne favorisent pas la création de courants de Foucault (courants apparaissant dans les masses magnétiques soumises à des champs variables et générateurs de pertes électromagnétiques). Les pertes se trouvent donc diminuées ce qui les destine à des applications en haute fréquence (selfs radiofréquences. Alimentations à découpage. Etc. ..).

La figure (1.5) illustre les différents comportements magnétiques des matériaux paramagnétiques et diamagnétiques relativement.

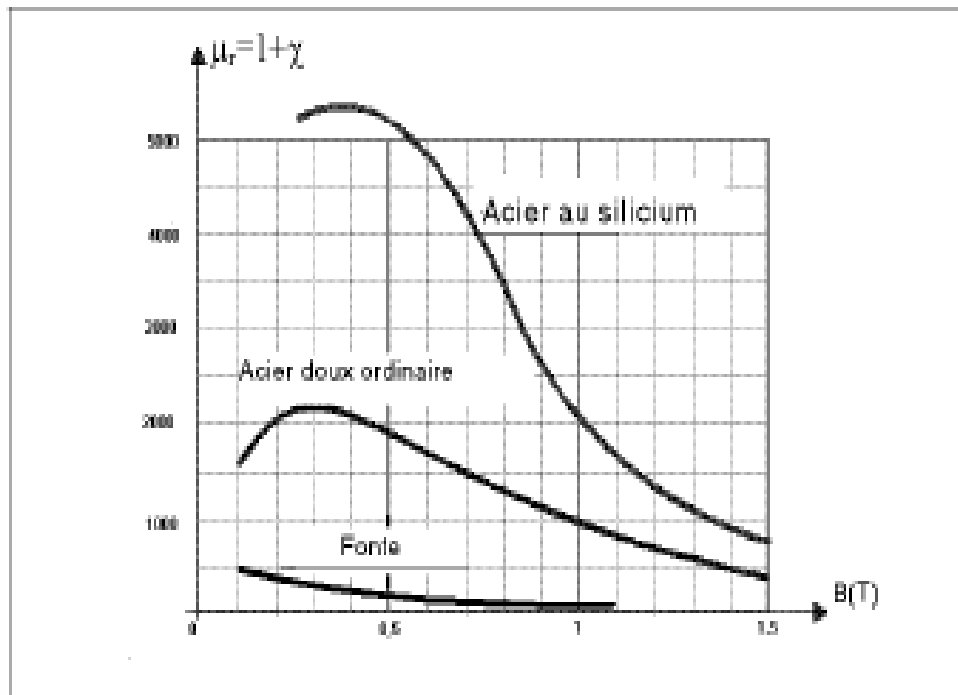


Figure (1.4) Perméabilité relative $\mu_r = 1 + \chi$ en fonction de B . [6]

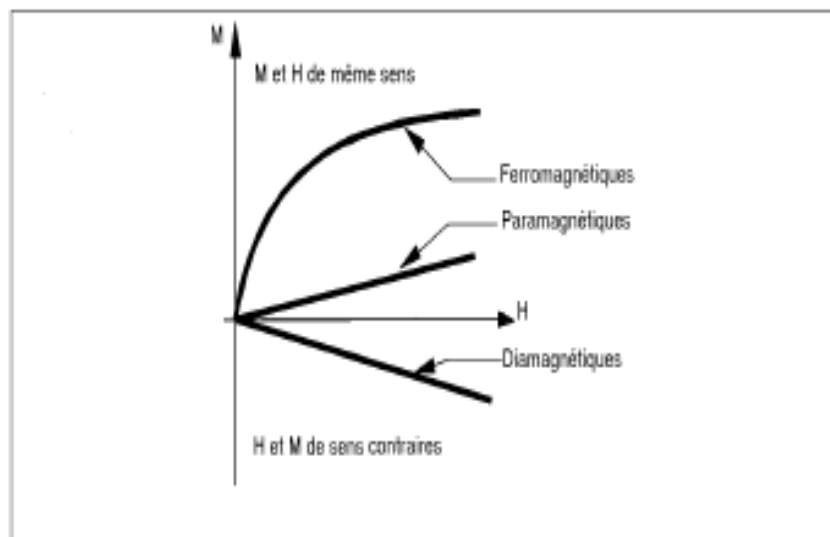


Figure (1.5) comportements magnétiques des trois catégories de matériaux. [6]

2.1 Généralités sur les matériaux ferromagnétiques

Par l'intensité des phénomènes qu'ils induisent. Par la richesse des situations rencontrées. L'étude des corps ferromagnétiques est pour le physicien un sujet vaste et passionnant les non-linéarités et les phénomènes d'hystérésis sont les principales caractéristiques de ces matériaux qui jouent en électrotechnique un rôle essentiel. La recherche des matériaux possédant des propriétés magnétiques particulières fut longtemps empirique.

Les progrès théoriques accomplis depuis quelques dizaines d'années dans la compréhension des phénomènes ont permis de concevoir des matériaux très performants devenus d'usage industriel. En 1895, Pierre Curie ouvre la voie d'une théorie moderne du magnétisme en distinguant le diamagnétisme du paramagnétisme et du ferromagnétisme. Il observa également le passage du ferromagnétisme au paramagnétisme quand la température augmente. Si la boussole a véritablement révolutionné la navigation au moyen-âge. Il est difficile de surestimer l'importance des matériaux magnétiques dans la société actuelle que l'on songe simplement à la production d'énergie électrique qui serait totalement impossible. A l'échelle que nous connaissons, sans la présence de tôles ferromagnétiques dans les alternateurs. Le ferromagnétisme est le type de magnétisme résultant de l'alignement de moments magnétiques permanents ces moments étant orientés parallèlement les uns aux autres par une interaction mutuelle appelée couplage ferromagnétique figure (2.11)

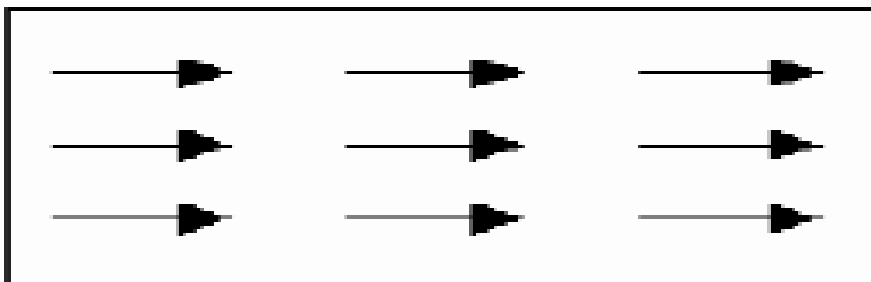


Figure (2.11) Représentation schématisée de l'alignement des moments Magnétiques dans un domaine de Weiss

Les matériaux ferromagnétiques présentent donc également une polarisation spontanée, Les matériaux ferromagnétiques ont aussi une température de Curie, T_c au-dessus de laquelle ils deviennent paramagnétiques, leur susceptibilité suit alors la loi Curie-Weiss, la figure(2.11), nous donne un aperçu extraordinaire de la compréhension du comportement

des substance magnétique et de leur transitions d'un état vers un autre état c'est-à-dire de l'état ferromagnétique à l'état paramagnétique.

Le phénomène d'orientation des moments à l'intérieur des matériaux ferromagnétique se produit de manière localisée un taille macroscopie se trouve par conséquent divisé en un grand nombre de petits volume appelés domaines magnétique possédant chacun une polarisation spontanée orientée différente de celles de ces voisins

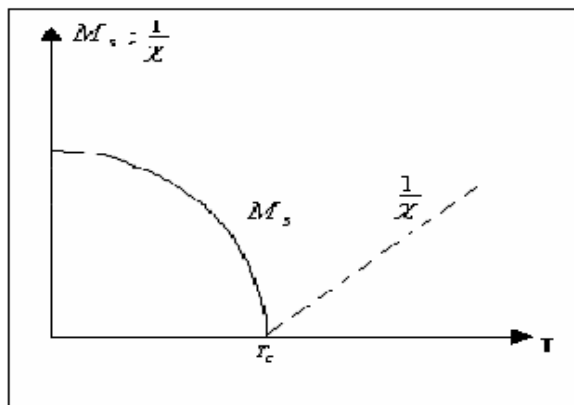


Figure (2.12) l'influence de la température sur la polarisation spontanée et l'inverse de la susceptibilité.

Les matériaux ferromagnétique doux sont caractérisés par une d'aimantation très forte sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et très souvent de garder par la suite cette aimantation sont de très loin supérieures à celles observées avec les corps paramagnétique, par un facteur de l'ordre de 10^6 ou plus, notons que toutes les substance ferromagnétique sont des solides cristallisées, Les corps ferromagnétique sont caractérisée par un état ordonné ou tous les moments magnétique élémentaire s'orientent parallèlement les uns aux autre, Parmi les élément d'usage industriel, seul sont ferromagnétique ; le fer ; le nickel et le cobalt, Les autres élément ferromagnétique comme le Gadolinium et le Dysprosium appartiennent à la famille des Lanthanides ; ils ne sont ferromagnétique qu'à basse température (en dessous de 16°C POUR Le Gadolinium , de- 180°C pour le Dysprosium). Les alliage (68%Fe, 32 % Ni) n'est pas ferromagnétique ; de même pour l'alliage (88%Fe, 12 % Mn) par contre d'autre alliage, comme l'alliage d'Heussler (61%Cu, 23.5 % Mn ,15%Al ,) sont ferromagnétique alors qu'aucun des élément constituants ne possède cette propriété lorsqu'il est à l'état pur La théorie de ferromagnétique due à Weiss, s'appuie sur le formalisme développé par Langevin dans le cas du paramagnétisme.

2.2 Classes des matériaux ferromagnétiques

L'observation des cycles d'hystérésis permet de regrouper les matériaux ferromagnétiques en deux catégories: comme illustré sur la figure (2.6):

A: Matériaux ferromagnétiques doux : surface du cycle d'hystérésis faible. H_c : faible. B_r : élevée.

B: Matériaux ferromagnétiques durs: surface du cycle d'hystérésis élevée. H_c élevé. B_r : faible.

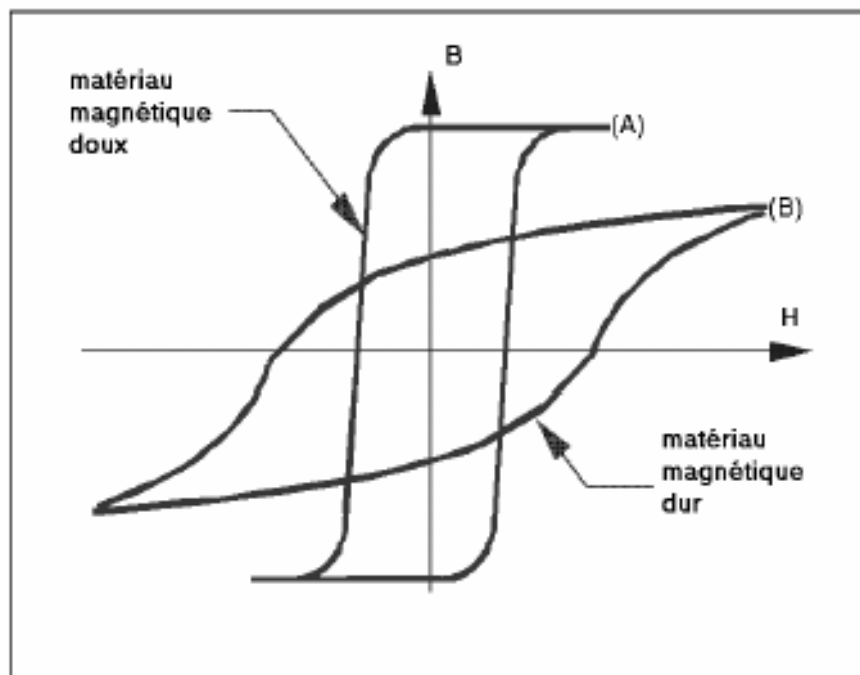


Figure (2.6) les formes des deux catégories. [6]

2.2.1 Matériaux magnétiques durs

Matériaux (ex: acier) qui présentent une forte aimantation rémanente et difficile à annuler (H_c est grand). Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents.

Tableau 2.4 Exemple des matériaux utilisés pour la fabrication des aimants. [6]

Ferrite (oxyde de fer)	Samarium-cobalt(Sm-Co)
Saturation à ≈ 0.6 T	Saturation à ≈ 1 T
$B_r \approx 0.4$ T	$B_r \approx 0.8$ T
$H_c \approx 200$ kA/m	$H_c \approx$ kA/m

2.2.2 Matériaux magnétiques doux

Matériaux (ex: fer et ses alliages) qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler (H_c est petit). Ils sont utilisés sous formes de tôles pour les machines tournantes et les circuits magnétiques des transformateurs.

Tableau 2.5 Exemple d'alliages utilisés pour les toles des transformateurs. [6]

FeSi 3.5 % de Si	FeSi à grains orientés
Saturation à 2 T	Saturation à 3 T
$B_r \approx 0$	$B_r \approx 1.4$ T
$H_c \approx 0$	$H_c = 8$ A/m
$U_r > 7000$ Hz à 50 Hz	$u_r > 40000$ Hz à 50 Hz

2.3 Théorie du magnétisme des corps ferromagnétiques

L'ingénieur est principalement intéressé par des grandeurs macroscopique telles que l'induction $\bar{b}$ ou la perméabilité $\mu = \frac{\bar{b}}{\bar{h}}$. Rapport de l'induction $\bar{B}$. prise dans le champ d'intensité $\bar{H}$. Sur ce champ: de son côté. Le physicien d'intéresse en premier lieu à l'aspect atomique et moléculaire de ces matériaux. Evidemment. Il y a une relation entre la valeur du moment d'un atome et l'induction de la substance. La compréhension des propriétés magnétiques d'un matériau. Non seulement sur le plan de la physique. Mais aussi en vue des applications. Nécessite la compréhension du magnétisme à l'échelle microscopique. Et plus profondément l'aspect quantique du magnétisme atomique qui est l'origine de tout phénomène magnétique.

Dans cette partie de ce chapitre nous présentons l'étude du magnétisme quantique. Atomique ou microscopique mésoscopique et macroscopique.

2.3.1 Aspect quantique du ferromagnétisme

Comme nous l'avons déjà vue un corps ferromagnétique est caractérisé par l'existence d'un moment magnétique spontané même en l'absence de champ magnétique appliqué. Ce moment magnétique est la résultante de deux contributions: une contribution orbitale. Associé au mouvement de l'électron sur son orbite. Et une contribution du spin. Associée au moment cinétique intrinsèque de spin de l'électron.

2.3.1.1 Point de Curie et intégrale d'échange

En 1895, Pierre Curie ouvre la voie d'une théorie moderne du magnétisme en distinguant le diamagnétisme et la paramagnétisme. Du ferromagnétisme. Il observa également le passage du ferromagnétisme au paramagnétisme quand la température augmente.

Soit, Une concentration de N ions de Spin S d'une substance paramagnétique dans cette substance ferromagnétique. Cette interaction est appelée champ d'échange ou champ moléculaire et on l'appelle aussi champ de Weiss. On peut considérer ce champ d'échange comme l'équivalent d'un champ d'induction magnétique $\bar{B}_e$. de plus on suppose que $\bar{B}_e$ est proportionnelle à l'aimantation $\bar{M}$. Donc:

$$B_e = \lambda M \quad (2.6)$$

Où λ est une constante. Indépendante de la température.

λ est l'élément influençant et qui sépare entre deux phases. La phase paramagnétique désordonnée $T > T_c$ de la phase ferromagnétique ordonnée $T < T_c$, nous pouvons trouver T_c en fonction de λ . En considérant la phase paramagnétique et on applique un champ B_a qui provoque une aimantation finet qui engendre à son tour un champ d'échange fini B_e .

Soit γ_a la susceptibilité paramagnétique. Alors:

$$\mu_0 M = \chi_p (B_a + B_e) \quad (2.7)$$

en appliquant la loi de Curie sur les substances paramagnétiques. On tire leur susceptibilité donnée par:

$$\chi_p = \frac{C}{T} \quad (2.8)$$

Où C est la constante de Curie.

D'après les équations (2.7) et (2.8)

$$M_T = \frac{1}{\mu_0} c (B_a + B_e) \quad (2.9)$$

$$x_p = \mu_0 \frac{M}{Ba} = \frac{C}{T - \frac{1}{\mu_0} \lambda C} \quad (2.10)$$

La susceptibilité présente une singularité à $T_c = \frac{1}{\mu_0} \gamma C$. A cette température (et au-dessous) il existe une aimantation spontanée. De l'équation (2.10) nous tirons la loi de Curie – Weiss:

$$x_p = \frac{C}{T - T_c}. \quad (2.11)$$

Avec: $T_c = \frac{1}{\mu_0} \gamma C$

T_c : c'est le point de Curie.

Cette expression décrit assez bien la variation de la susceptibilité dans la région paramagnétique au-dessus du point de Curie. C'est-à-dire elle décrit la phase ferromagnétique. Des calculs détaillés amènent à $\chi_a \propto (T - T_c)^{-1/2}$. [2]

L'étude quantique du magnétisme nous a permis de déterminer la valeur de la constante du champ d'échange γ . D'après les équations (2.11) et (2.12) nous pouvons définir la constante de Curie C:

$$\frac{B}{M} \approx \frac{T_c}{C} = \lambda = \frac{1}{\mu_0} T_c \frac{1}{N J(J+1) g^2 \mu_B} \quad (2.12)$$

N: est le nombre total d'atomes (nombre d'Avogadro)

G: est appelée facteur de décomposition spectrale. El est donnée par l'équation de Lande:

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.13)$$

Ou:

S: le moment cinétique total de spin.

L: le moment cinétique total orbital.

J: le moment cinétique total.

U_B : est le magnéton de Bohr. Il est défini par:

$$U_B = \frac{eh}{2m} = 9.274 \cdot 10^{-24} \text{ A.m}^2 \text{ ou J.T}^{-1} \text{ avec : } h = \frac{h}{2\pi}$$

Pour le fer $T_c \approx 1000^0 \text{ K}$. $g \approx 2$. et $J \approx 1$. de (1.12) nous tirons λ . L'élément principal qui nous permet de différencier entre les substances paramagnétique et les substances ferromagnétiques.

2.3.2 Aspect microscopique du ferromagnétisme

Dans cette section d'étude nous précisons les origines du magnétisme atomique: il provient d'une part du moment des électrons. Ce qui donne le magnétisme orbital. D'autre part de leurs moments magnétiques intrinsèques. Qui donnent le magnétisme spinale. Nous pouvons dire que toute aimantation de la matière est une manifestation macroscopique de phénomènes qui sont quantique et atomique.

2.3.2.1 Moment magnétique atomique

Le moment magnétique atomique est d'origine électronique dans certains cas le nouveau possède un moment magnétique. Mais celui-ci est beaucoup plus petit: il est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-27} \text{ A.m}^2$: on le néglige en général. Le moment magnétique électronique est lui-même la résultante de deux contributions: une contribution orbitale. Associée au mouvement de l'électron sur son orbite. Et une contribution de spin. Associée cinétique intrinsèque de spin de l'électron.

2.3.2.2 Moment magnétique orbital

Une particule de masse m et de charge e . se déplace à la vitesse $\vec{v}$ sur une orbite circulaire de rayon r . lors de son déplacement . elle va générer un moment cinétique orbital. Comme illustré sur la figure (2.7).

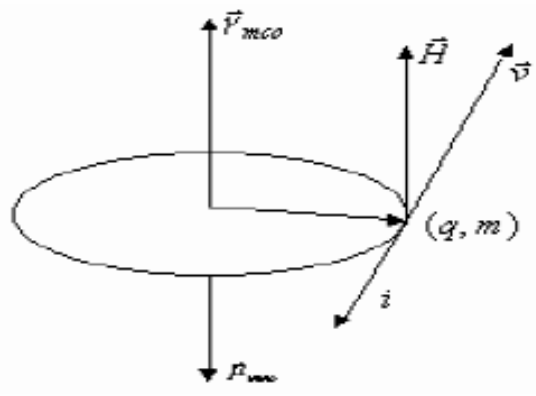


Figure (2.7) Moment magnétique orbital $\bar{\mu}_{mmo}$

$$\vec{\mu}_{m.c.o} = \vec{r} \times q \cdot \vec{v} \quad (2.14)$$

$$\mu_{m.c.o} = m \cdot r^2 \cdot \omega \quad (2.15)$$

Ce mouvement va produire un courant électrique d'intensité

$i = \frac{q\omega}{2\pi}$: dont la direction est en sens inverse du mouvement de la particule. Qui va produire un moment magnétique orbital:

$$\vec{\mu}_{m.m.o} = \frac{1}{2} \vec{r} \times i \cdot \vec{v} \quad (2.16)$$

$$\mu_{m.m.o} = i \cdot s \quad (2.17)$$

Ce rapport $\frac{a}{2m} = \gamma$ est appelé le rapport gyromagnétique ou rapport magnéto-mécanique. La propriété trouvée est générale. il est démontré théoriquement et expérimentalement que tout moment cinétique $\vec{\mu}_{mco}$ (particulaire. Atomique. Moléculaire) est associé un moment magnétique $\vec{\mu}_{mmo}$ qui lui est proportionnel.

2.3.2.3 Précession d'un moment magnétique dans un champ magnétique uniforme

L'effet d'un champ magnétique isolé n'est pas d'orienter ce moment dans sa direction. Mais simplement de la faire tourner autour sa direction. Ce comportement est la conséquence de l'existence du moment du moment cinétique associé au moment magnétique.

2.3.3 Aspect mésoscopique du ferromagnétisme

L'aspect mésoscopique est l'aspect intermédiaire entre l'aspect microscopique et l'aspect macroscopique dans cet aspect du magnétisme l'ordre des grandeurs varient entre 10^{-10} m et l'ordre du domaine visible 10^{-3} m.

2.3.3.1 Domaines de Weiss

Tous les matériaux se divisent spontanément en régions plus petites qu'on appelle domaines élémentaires; les moments magnétiques atomiques sont maintenus parallèles par des forces d'échanges. De telle sorte domaine de Weiss chaque région dans laquelle tous les moments magnétiques atomiques sont parallèlement les uns aux autres. La figure (2.8).

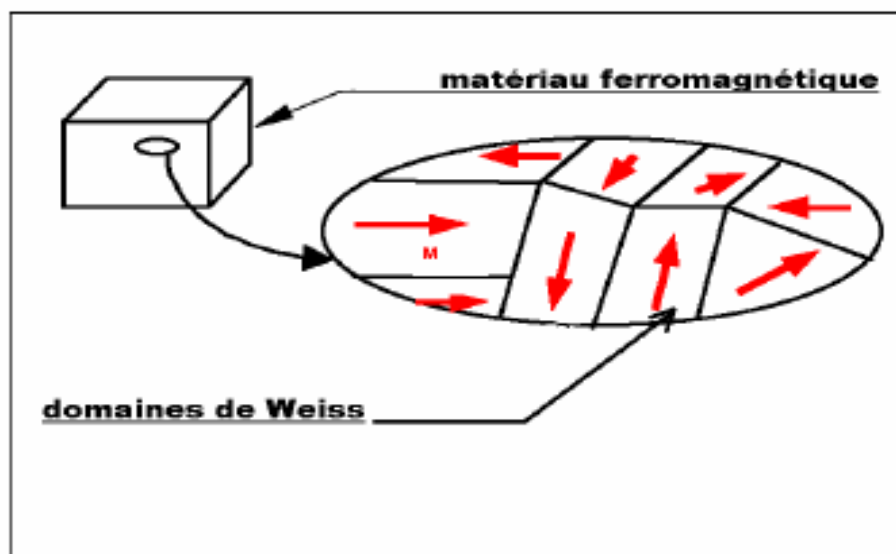


Figure (2.8) Organisation en domaines

Au niveau de chaque atome. Un moment apparaît.

Donc comme nous l'avons déjà dit un domaine de Weiss est une région où tous les moments magnétiques sont identiques.

2.3.3.2 Énergie magnétostatique du matériau

Cette énergie résulte dans un matériau considéré des interactions coulombiennes entre les moments dont le nombre est très grand. C'est l'énergie interne résultante du fait qu'il est soumis à son propre champ démagnétisant ce qu'on appelle énergie magnétostatique W_m du matériau.

Cette énergie est donnée par:

$$W_m = -\frac{1}{2} \iiint \vec{B} \vec{H} dv. \quad (2.19)$$

Et dans le cas général. Si le matériau est soumis à un champ magnétique extérieur alors on peut écrire l'énergie magnétostatique sous une autre forme:

$$W_m = -\frac{1}{2} \iiint \mu_0 \vec{H}^2 dv \quad (2.20)$$

2.3.3.3 Paroi de Bloch

Chaque domaine est séparé d'un voisin par une zone de transition dans laquelle l'orientation des moments magnétiques passe progressivement de la direction de polarisation dans l'un des domaines.

A celle régnant dans l'autre domaine. Cette zone de transition. Sorte d'enveloppe délimitant les domaines magnétiques porte le nom paroi de Bloch . figure (2.9)

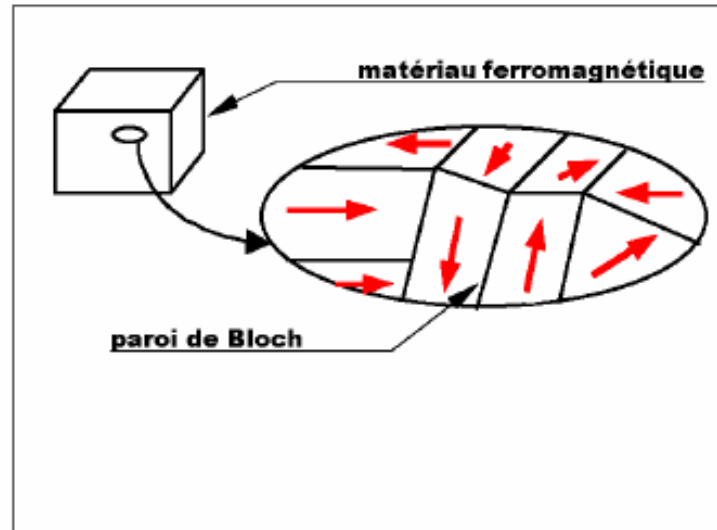


Figure (2.9) Représentation des parois de Bloch

2.3.4 Aspect macroscopique du ferromagnétisme

C'est l'aspect où les phénomènes magnétiques sont observés et qu'on peut les toucher. C'est pourquoi. On s'intéresse aux lois qui vont gérer et gouverner ces phénomènes magnétiques. Le travail dans cette partie est partagé en deux parties: l'une est une partie consacrée pour la magnétostatique du vide et l'autre sera consacrée pour la magnétostatique des milieux matériels.

2.3.4.1 Magnétostatique du vide

Il s'agit ici dans cette partie de reconstruire les principales formules de la magnétostatique du vide.

Rappelons qu'une distribution permanente de courants caractérisée en chaque point d'un domaine D par un vecteur densité de courant $\vec{j}$ engendre un champ magnétostatique $\vec{B}$ relié à $\vec{j}$ par les équations locales suivantes:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.21)$$

C'est une équation qui vient de l'équation intégrale qui nous donne le sens physique:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (2.22)$$

Cette dernière équation découle du sens de la propriété de $\vec{B}$ c'est-à-dire le flux de $\vec{B}$ est conservatif à travers toute surface fermée.

On définit dans le vide le champ d'excitation magnétique $\vec{H}$ comme:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (2.23)$$

conséquence directe du théorème d'ampère:

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{j} \quad (2.24)$$

Ou:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} \quad (2.25)$$

C'est une équation qui vient de l'équation intégrale qui nous donne le sens physique de.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \cdot I \quad (2.26)$$

Cette dernière équation découle du théorème d'ampère.

Le potentiel vecteur : la première équation (2.21) nous informe qu'il existe un potentiel vecteur. Tel que cette équation sera toujours vérifiée. C'est-à-dire pour une distribution de courants stationnaires quelconque. Il est toujours possible de trouver un champ de vecteurs $\vec{A}(\vec{r})$ définis en chaque point. Continus et dérivables tels que:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (2.27)$$

alors la combinaison de ces deux équations nous permet d'aboutir à l'équation différentielle suivante:

$$\Delta \cdot \vec{A} + \mu_0 \vec{j} = \vec{0} \quad (2.28)$$

et ceci est vraie qu'avec la jauge de Lorentz ou

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (2.29)$$

les solutions de ces équations : avec les notations de la figure (2.10) on aura par la suite:

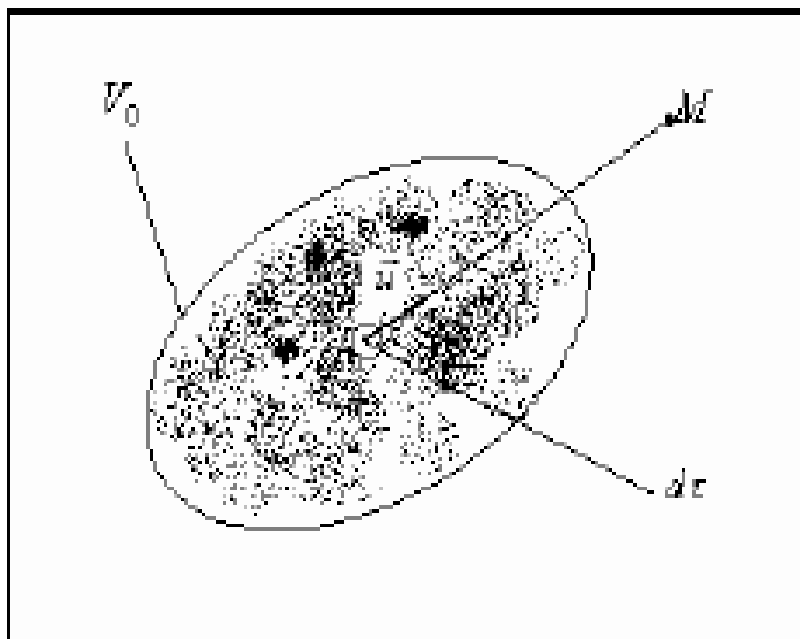


Figure (1.10) les solutions $\vec{A}$ et $\vec{B}$ en M

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j} \times \vec{r}}{r^2} dr \quad (2.30)$$

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \frac{\vec{j}}{r} dr \quad (2.31)$$

La potentiel magnétique scalaire : il existe une propriété remarquable du champ magnétique c'est qu'en absence de courant il dérive d'un potentiel scalaire c'est-à-dire en un point P quelconque sous réserve qu'il n'y ait pas de courant électrique en ce point le champ magnétique

dérive d'un potentiel magnétique scalaire et ceci sera interprété de la façon mathématique suivante:

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}(\mu_0 \cdot U(\vec{r})) \quad (1.32)$$

Ou:

$$\vec{H}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} U(\vec{r}) \quad (1.33)$$

Dans ces conditions. $U(\vec{r})$ n'est autre que le potentiel magnétique scalaire d'où dérive le champ $\vec{H}$.

Le moment magnétique dipolaire: c'est le vecteur défini par la relation suivante:

$$\vec{M} = I \cdot \vec{S} \quad (1.34)$$

Ou:

I: c'est le courant circulant suivant la périphérie de S.

S: c'est l'aire limitée par la trajectoire de I.

Le moment magnétique de la distribution de courants localisée quelconque: bien entendu il ne s'agit pas là d'une nouvelle définition de la grandeur introduite précédemment. Mais plutôt d'une généralisation.

$$\vec{M} = \frac{1}{2} \iiint \vec{r} \times \vec{J}(\vec{r}) d\tau \quad (1.35)$$

Les forces magnétiques exercées sur une distribution de courant localisée. Sont données par:

$$\vec{F}_e = \iiint \vec{J} d\tau \times \vec{B}_e \quad (2.36)$$

L'énergie potentielle magnétostatique: si un moment $\vec{M}$ est placé dans un champ extérieur $\vec{B}_e$ va posséder une énergie potentielle magnétostatique tel que:

$$W_m = \vec{M} \cdot \vec{B}_e \quad (1.37)$$

2.3.4.2 Magnétostatique des milieux matériels

On s'intéresse dans cette partie au magnétisme dans la matière d'une manière complémentaire de la théorie du magnétisme.

Le vecteur aimantation : tout matériau magnétique équivaut à une distribution convenable de moments magnétiques dipolaires. On appelle intensité d'aimantation. Ou plus simplement aimantation. La densité volumique de moment magnétique dipolaire donc:

$$\vec{M} = \frac{d\vec{M}}{dv} \quad (2.38)$$

La polarisation magnétique : les spécialistes des matériaux qui travaillent en construction électrique préfèrent utiliser généralement à la place de l'aimantation magnétique la polarisation magnétique:

$$\vec{J} = \mu_0 \cdot \frac{d\vec{M}}{dv} \quad (2.39)$$

$\vec{J}$: s'exprime en Tesla. Il s'agit d'une unité commode pour évaluer les performances de nombreux matériaux magnétiques industriels.

Courants équivalents : on peut montrer qu'il existe un lien direct entre la moyenne spatiale $\vec{J}_m$ des densités des courants particulières microscopiques et l'aimantation $\vec{M}$. Dans l'approximation où les dimensions des boucles de courants particulières sont très faibles devant les dimensions du volume de moyen-âge ce lien est donnée par:

$$\vec{J}_m = \vec{\nabla} \times \vec{M} \quad (2.40)$$

Et à la surface du matériau. Cela se traduit par un courant surfacique. De densité $\vec{J}_m^s$ donnée par:

$$\vec{J}_m^s = \vec{M} \times \vec{n} \quad (2.41)$$

Où $\vec{n}$ est le vecteur unitaire sortant et normal à surface du matériau.

2.4 Conclusion

D'après ce chapitre, on remarque que les chercheurs et les physiciens étaient intéressés aux matériaux magnétique depuis des siècles c'est pourquoi actuellement la science des matériaux magnétique est devenue une discipline indépendante avec une base physique très importante et un outil mathématique très puissant. En ajoutant que la fondation de cette discipline ouvre des horizons et de perspectives futures pour les chercheurs, Ce chapitre est une entrée nécessaire pour l'étude exposée dans les chapitre suivant,

3.1.Introduction:

Les cycles d'hystérésis peuvent avoir plusieurs caractéristiques. Si on essaye de comprendre le mécanisme physique du phénomène on peut confirmer que certains comportements microscopique, peuvent avoir un effet sur l'aspect macroscopique du cycle d'hystérésis. Dans un cycle d'hystérésis on rencontre trois paramètres qui sont particulièrement importants:

- L'aimantation de saturation
- L'aimantation rémanente
- Le champ coercitif

Le cycle d'hystérésis est gouverné par la combinaison des grandeurs physiques: vectorielles et scalaires dans les relations mathématiques suivantes:

$$\vec{B} = f(\vec{H}) \quad (3.1)$$

Ou:

$$\vec{M} = f(\vec{H}) \quad (3.2)$$

$$\vec{B} = u_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (3.3)$$

La courbe, $B = f(H)$ est une caractéristique très importante, avec laquelle on peut avoir une meilleure idée sur le comportement global du système. Les difficultés d'interprétation du phénomène d'hystérésis sont généralement issues du fait qu'on ne peut le considérer simplement comme étant une propriété physique du matériau. Mais il est souvent le résultat de plusieurs paramètres tel que:

- La forme de l'échantillon.
- Sa température.
- La fréquence de fonctionnement.
- L'intensité du champ d'excitation
- Et d'autres paramètres microscopiques qui peuvent avoir un rôle dominant dans le comportement magnétiques du matériau[3]

L'objectif de ce troisième chapitre. Est de présenter les différents modèles d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques. En se limitant aux plus utilisés et développés dans la littérature.

- On commencera par présenter les modèles du type analytiques. Ensuite ceux du type Breisach et on terminera par les modèles du type Langevin.

3.1.1 Modèles du type analytiques:

Ce type de modèles est basé sur une description du phénomène par des formulation purement mathématiques. D'une manière générale ce type de modèle n'a pas de pouvoir de description de tous les aspects du phénomène d'hystérésis et c'est pourquoi ces modèles ne permettent pas de développer autre que cette relation B^- ou M^- en fonction de H^- sans prendre en considération l'état passé (initial) de l'aimantation du matériau. Pour ce type. On se limitera à un seul modèle parmi des modèles connus dans la littérature scientifique.

3.1.2 Modèle de Rayleigh:

Ce modèle apparait dans les recherches scientifiques vers la fin du 19^{ème} siècle par lord Rayleigh (1842-1919). Le principe de ce modèle est basé sur l'idée d'un échantillon soumis à un champ magnétique faible dont ça perméabilité sur la première aimantation est représentée par un polynôme de puissance croissante. Composé de deux termes comme suit:

$$u(H) = u_{in} + nH \quad (3-4)$$

Ou :

u_{in} perméabilité initiale

n Constant de Rayleigh

$$B = u_{in} H + \frac{1}{2} n H^2 \quad (3-5)$$

Avec :

$B_{reversible} = u_{in} H$ et $B_{irreversible} = \frac{1}{2} n H^2$: Sont les composantes réversible et irréversible respectivement. Sous l'effet d'un champ d'excitation sinusoïdale d'amplitude H_{max} , l'induction magnétique B variera dans une plage ($-B_{max}$ à B_{max}). Pour les valeurs croissantes de H , l'induction magnétique prend la forme suivante:

$$B = (H + H_{Max}) + (H + H_{Max})^2 - B_{Max} \quad (3.6)$$

Et pour les valeurs décroissantes de H, l'induction magnétique prend la forme suivante:

$$B = (H + H_{Max}) + (H + H_{Max})^2 + B_{Max} \quad (3-7)$$

En appliquant (3.3) au point (B_{max} . H_{max}) on obtient:

$$B_{Max} = u_{in} H_{Max} + n H_{Max}^2 \quad (3-8)$$

En substituant ce résultat dans (3.5) et (3.6) on aura la formulation du modèle de Rayleigh en effectuant le signe (+) pour la branche montante et un signe (-) pour la branche descendante du cycle d'hystérésis: alors le modèle sera décrit de la façon suivante:

$$B = (u_{in} + n H_{Max}) H + \frac{1}{2} n (H^2 - H_{Max}^2) \quad (3-9)$$

Les paramètres de ce modèle seront déterminés à partir des points remarquables (H_{max} . B_{max} . B_r) comme suit:

$$B_r = \frac{1}{2} H_{max}^2 \quad (3-10)$$

Alors :

$$n = \frac{2B_r}{H_{max}^2} \quad (3-11)$$

$$u_{in} = \frac{B_{Max} - 2B_r}{H_{max}^2} \quad (3-12)$$

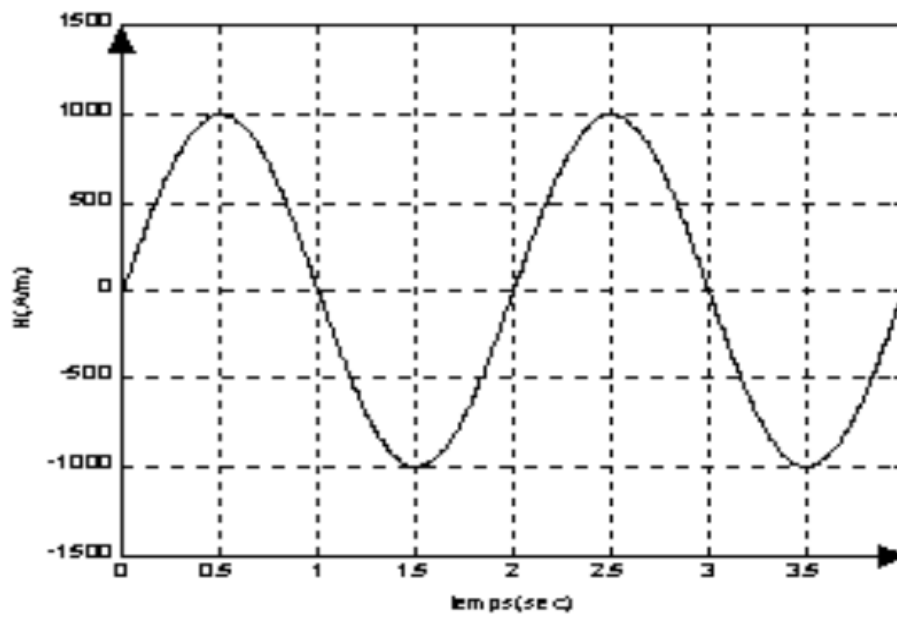
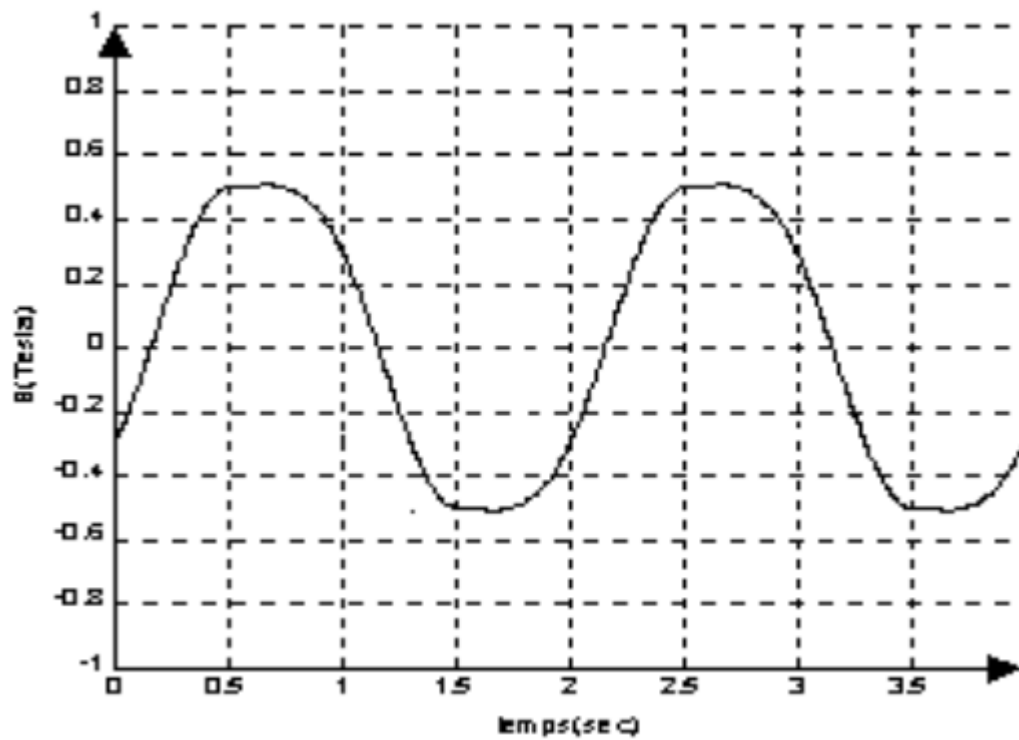
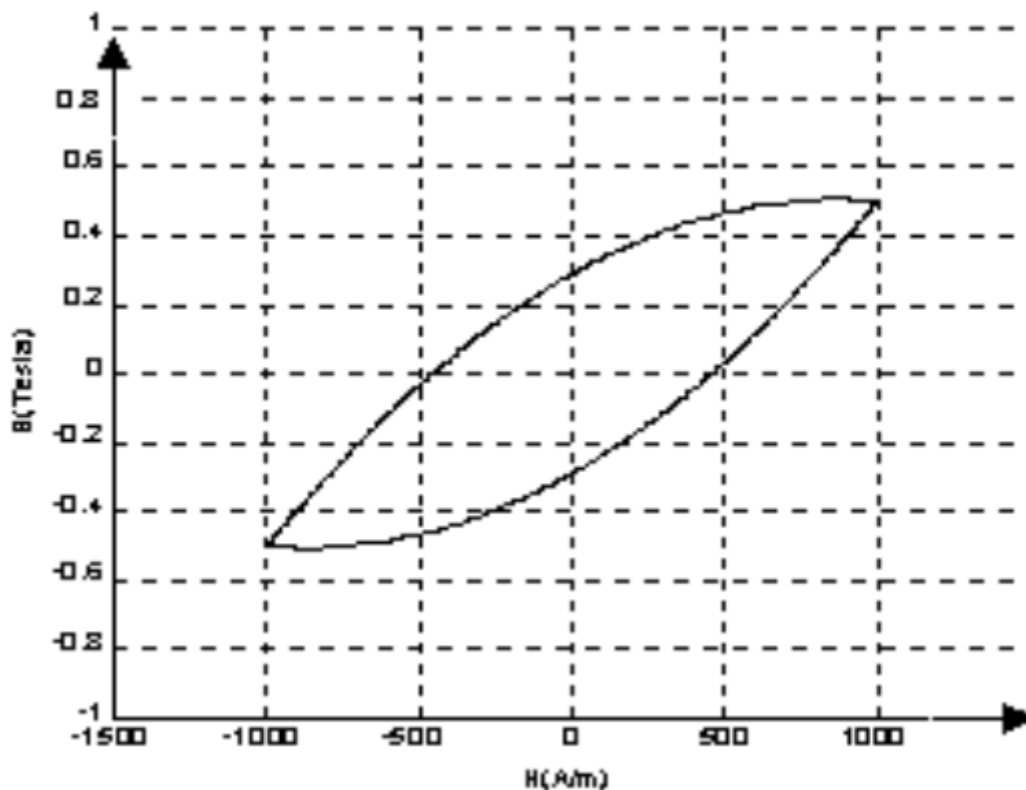


Figure (3.1) champ d'excitation $H(t)$



Figure(3.2). Induction magnétique $B(t)$



Figure(3.3). Cycle d'hystérésis le modèle de Rayleigh

On remarque que ce modèle n'a pas le pouvoir de décrire le phénomène de saturation de plus il prend toujours la forme elliptique.

3.2 Modèles du type Preisach:

Ce modèle de modélisation des matériaux magnétique a été proposé par le physicien allemand Preisach en 1935 et dont la base est la compréhension du processus d'aimantation. (26)

3.2.1 définition du modèle:

A l'instant donné l'état magnétique du matériau est défini par des entités magnétiques caractérisées par des cycles élémentaires rectangulaires et dissymétriques par rapport à l'origine et aussi sont-elles définies par un champ d'excitation basculant entre deux bornes définies comme suit:

$$\beta < H < \alpha \quad (3-13)$$

Et géométriquement elles sont définies de la façon suivante:

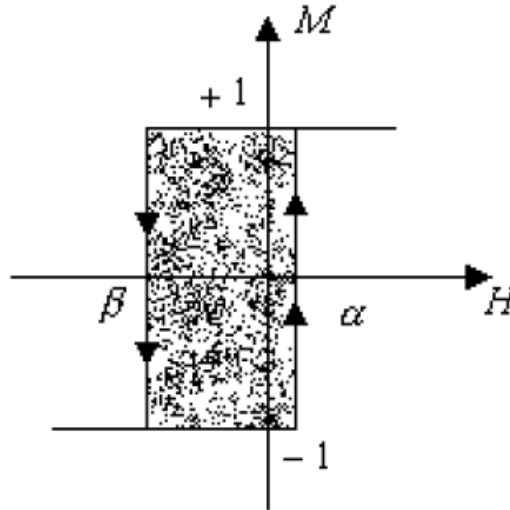


Figure (3.4) Cycle élémentaire d'une entité magnétique

Ce modèle introduit une fonction de distribution appelée fonction de distribution de Preisach. Cette fonction permet de donner une distribution statiques de cycles élémentaires dans le matériau et aussi elle est indépendante de l'état magnétique du matériau.

Alors Preisach avait défini l'aimantation du matériau soumis à une excitation magnétique H à un instant t de la façon suivante:

$$M(t) = \iint \rho(\beta, \alpha) \phi_{\alpha\beta}[H(t)] d\alpha d\beta \quad (3-14)$$

$\rho(\beta, \alpha)$ Fonction de distribution de Preisach

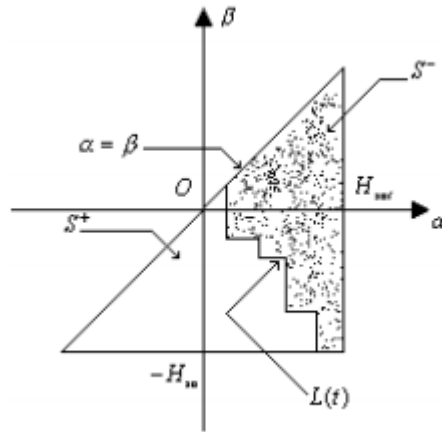
$\phi_{\alpha\beta}(H(t))$ Opérateur associé à l'entité magnétique

α et β sont des champs de basculement variant entre (+1) pour l'état magnétique positif et (-1) pour l'état magnétique négatif.

3.2.1.1 Définition géométrique du modèle

Le matériau magnétique impose le type de la fonction de distribution de Preisach. Cette fonction est déterminée pour les valeurs $\alpha \geq \beta$ et pour les valeurs $|H| \geq H_{\text{sat}}$ le matériau est saturé et d'autre part cette fonction a pour propriétés:

- Un domaine de définition triangulaire de surface $S \Delta \equiv (\alpha \geq \beta, \beta \geq -H_{\text{sat}}, \alpha \leq H_{\text{sat}})$ limitée par les droites:
 $\alpha = \beta, \alpha = H_{\text{sat}}, \beta = -H_{\text{sat}}$ et représentée dans un plan appelé plan de Preisach formé de deux axes $(O\alpha)$ et $(O\beta)$. Figure(3.5)
- Une symétrie par rapport à la droite : $\alpha = -\beta$.
- Le cycle majeur étant fermé. La fonction est bornée.



Figure(3.5). Plan de Preisach •

Cette surface est divisée en deux parties S^+ et S^- , séparées par une frontière définie par une fonction dans le temps $L(i)$. Ces deux parties représentent respectivement les valeurs (+1) et (-1) de l'opérateur $\mathcal{O}_{\alpha\beta}$.

Alors l'équation (3.14) sera de la forme suivante:

$$M(t) = \iint_{S^+(t)} \rho(\beta, \alpha) d\alpha d\beta - \iint_{S^-(t)} \rho(\beta, \alpha) d\alpha d\beta \quad (3-15)$$

On remarque que l'aimantation dépend uniquement de fonction $l(t)$ de la frontière qui nous indique l'histoire du matériau c'est à dire l'état du matériau.

3.2.1.2 Autre définition du modèle

Ce modèle nécessite la connaissance de la densité de Preisach. Les entités composant le modèle sont assimilées à des particules magnétiques parfaites ayant des domaines rectangulaires définis par des champs basculant : de α vers l'état de saturation positive et de β vers l'état de saturation négative. Chacune de ces particules est caractérisée par un champ coercitif et un champ d'interaction respectivement comme suit:

$$h_i = \frac{\alpha + \beta}{2} \quad (3-16)$$

$$h_c = \frac{\alpha - \beta}{2} \quad (3-17)$$

Ces deux champs sont schématisés sur la figure (3.6) comme suit:

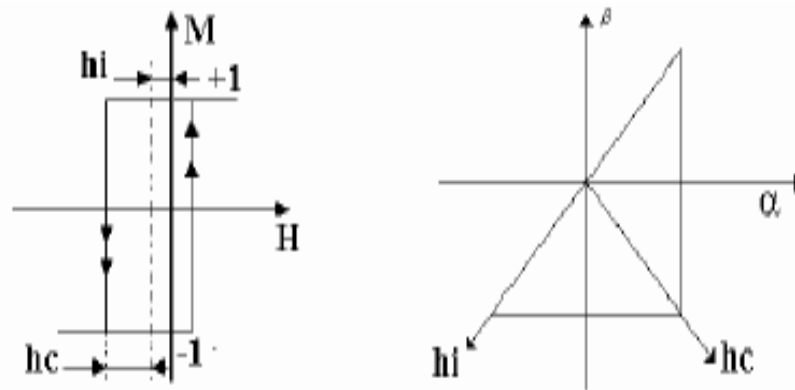


Figure (3.6) cycle élémentaire de Preisach et Transformation dans le plan $(\alpha\beta)$ en fonction de (h_1, h_2)

3.2.1.3 Principe de calcul du modèle

Ce modèle repose sur un calcul par parties. C'est-à-dire pour déterminer l'aimantation totale du matériau il faut passer par plusieurs situations magnétiques définies par la fonction de frontière $L(t)$.

Alors à l'instant $t=0$. On a un échantillon caractérisé par:

- Un état désaimanté défini par ($H=0$, $M=0$)
- Une densité de Preisach symétrique par rapport à la droite $\alpha = -\beta$
- Donc la fonction de la frontière $L(t=0)$ est confondue avec la droite $\alpha = -\beta$

- Par conséquent aussi. Les deux surfaces $S^+(t=0)$ et $S^-(t=0)$ sont identiques et l'aimantation $M(t)$ est donnée par:

$$M(t) = \iint_{S^+(t)} \rho(\beta, \alpha) d\alpha d\beta = \iint_{S^-(t)} \rho(\beta, \alpha) d\alpha d\beta \quad (3-18) \quad \bullet$$

On passe maintenant à l'évolution de la fonction $L(t)$: pour le champ d'excitation croissant on a un segment parallèle à l'axe de Preisach ($O\beta$) et si le champ est décroissant on a un segment parallèle au deuxième axe de Preisach ($O\alpha$). Pour le point d'intersection du segment avec la droite $\alpha=\beta$ représente le champ d'excitation appliqué et son intersection avec la frontière $L(t)$ désigne le champ d'excitation actuel et l'histoire mémorisée de l'état magnétique du matériau. La méthode de calcul du cycle d'hystérésis par ce modèle est basée sur la méthode des aires qui est liée fortement à la fonction de frontière $L(t)$ pour des différents instants. Et à la fonction de distribution de Preisach $p(\alpha, \beta)$.

Pour mettre en application ce modèle on prendra l'exemple suivante:

On sollicite notre échantillon ferromagnétique par une excitation amortie représentée dans le plan physique et dans le plan proposé par Preisach. Donnée par la figure (3.7)

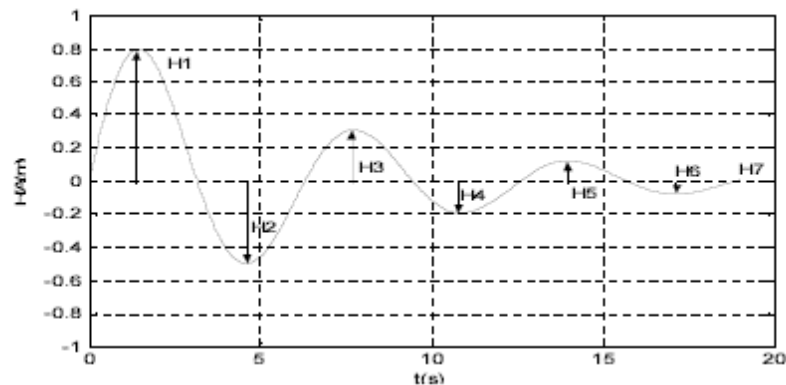


Figure (3.7) excitation amortie dans le plan physique

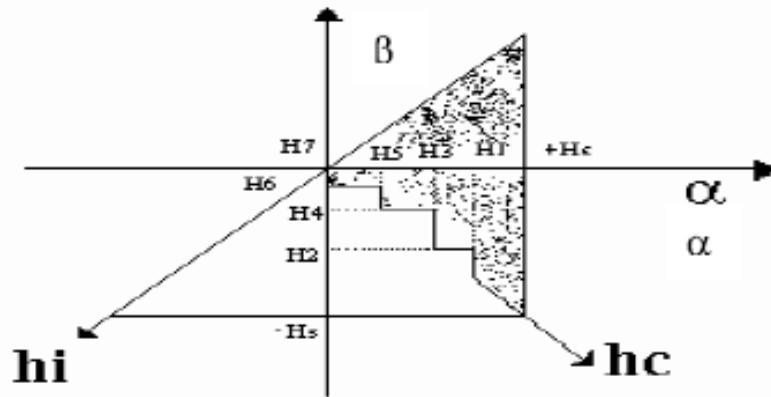


Figure (3.8) Projection de l'excitation amortie dans le plan de Preisach. (14)

Dans la littérature scientifique. On rencontre plusieurs expressions analytiques qui donnent une approximation de la fonction de distribution. On peut choisir une parmi ces expressions la fonction de Lorentz est définie comme suit. [2]

$$\rho(\beta, \alpha) = \frac{K}{\left(1 + \left(\frac{\alpha}{H_c} - 0.5\right)^2\right) \left(1 + \left(\frac{\beta}{H_c} + 0.5\right)^2\right)} \quad (3-19)$$

Ou:

K Coefficient de régulation

H_c Champ coercitif

On remarque que cette fonction est paramétrique en α et β .

La représentation spatiale de cette fonction sera donnée par la figure (3.9) avec les paramètres suivants:

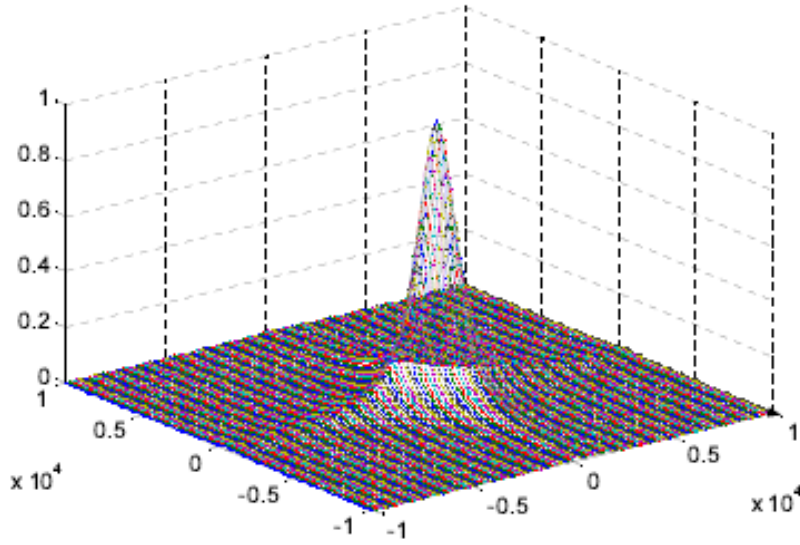


Figure (3.9) approximation de la distribution de preisach par la fonction de Lorentz [5]

Comme nous l'avons déjà cité. Le calcul de détermination du cycle d'hystérésis pour ce modèle passe par plusieurs situation pour déterminer les différentes branches de ce cycle alors:

- **Courbe de première aimantation**

Après un calcul analytique et géométrique et en introduisant la fonction de Lorentz modifiée. On peut aboutir au résultat suivant:

$$M(t_i) = M(t_{i-1}) + 2 \int_{H(t_{i-1})}^{H(t_i)} \left(\frac{Ka\sqrt{aH_c}}{\left(a\frac{\alpha}{H_c} - b\right)^2} - \left(\text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\alpha}{H_c} + b \right) \right) - \text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(-\frac{\alpha}{H_c} + b \right) \right) \right) \right) d\alpha \quad (3-20)$$

Les paramètres (α, β) sont des paramètres de modification apportés à la fonction originale de la fonction de Lorentz.

- **Branche descendante du cycle**

Par le même calcul analytique et géométrique on arrive à sa représentation suivante:

$$M(t_i) = M(t_{i-1}) - 2 \int_{H(t_i)}^{H(t_{i-1})} \left(\frac{Ka\sqrt{aH_c}}{\left(a\frac{\beta}{H_c} - b\right)^2} - \left(\text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} - b \right) \right) - \text{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right) \right) \right) \right) d\alpha \quad (3-21)$$

- **Branche ascendante du cycle**

Cette partie du cycle est gouvernée par l'équation suivante:

$$M(t_i) = M(t_{i-1}) + 2 \int_{H(t_i)}^{H(t_{i-1})} \left(\frac{K a \sqrt{a H_c}}{\left(a + \frac{\beta}{H_c} b\right)^2} - \left(\operatorname{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{H_s}{H_c} + b \right) \right) - \operatorname{Arctg} \left(\frac{1}{\sqrt{a}} \left(\frac{\beta}{H_c} + b \right) \right) \right) \right) d\alpha \quad (3-22)$$

Et de cette façon nous arrivons à la détermination complète du cycle d'hystérésis à l'aide du modèle de Preisach.

Pour un matériau ferromagnétique caractérisé par les grandeurs physiques suivantes.

$K=2270$. $H_c= 55\text{A/m}$. $b = 1$. $\alpha = 0.02$. $H_s = 1000\text{A/m}$. $f=0.5\text{Hz}$

Ce modèle nous donnera la caractéristique magnétique illustrée sur la figure (3.10)

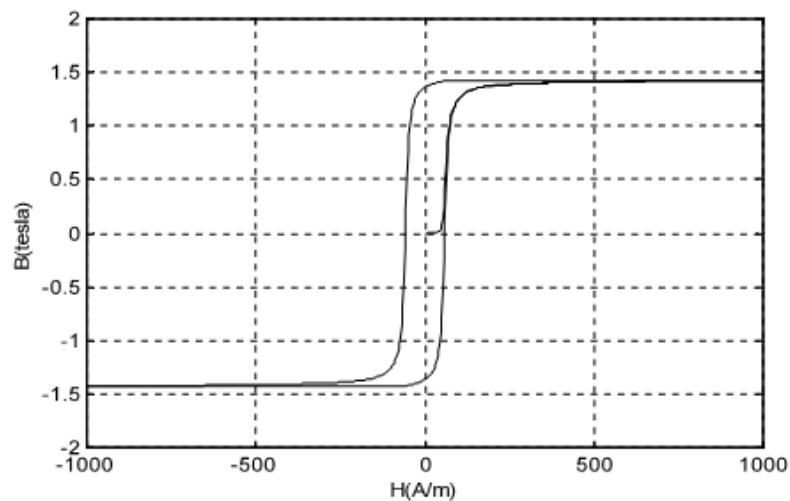


Figure (3.10) Cycle d'hystérésis avec le modèle de Preisach

3.3. Modèle du type Langevin

Dans ce type de modèle. Les travaux de modélisation du phénomène d'hystérésis ont été réalisés en se basant sur la théorie de Langevin qui est basée sur le calcul de l'aimantation des microstructures d'un matériau ferromagnétique.

3.3.1 Théorie de Langevin

Cette théorie vient pour répondre aux questions qui sont posées par les savants et résoudre le problème rencontré devant la science des matériaux ferromagnétiques. Alors ces questions sont:

Dans quelle mesure un champ magnétique est-il capable d'orienter des moments magnétiques atomiques permanents indépendants les uns des autres?

Quel rôle joue la température?

Soit un milieu contenant N (atomes) par unité de volume. Porteurs chacun d'un moment magnétique $\vec{m}$. soumis à un champ extérieur $\vec{H}$. ces moments subissent un couple Γ :

$$\vec{\Gamma} = \vec{m} \wedge \vec{H} \quad (3-23)$$

Alors l'énergie potentielle W_{pot} associée à Γ vaut :

$$W_{\text{DOT}} = -\vec{m} \cdot \vec{H} \quad (3-24)$$

Avec : $W_{\text{pot}}=0$: pour : $\cos(\vec{m} \cdot \vec{H}) = 0$. C'est-à-dire pour un angle : $(\vec{m} \cdot \vec{H}) = \frac{\pi}{2}$.

Soit: $n(y)dy$: le nombre de moments magnétiques occupés par un volume élémentaire défini par un angle solide élémentaire $d\Omega$. Ces moments font un angle compris entre (y) et $(y + dy)$. Avec $\vec{H}$.

Donc schématisons tout ça dans la figure (3.11) comme suit:

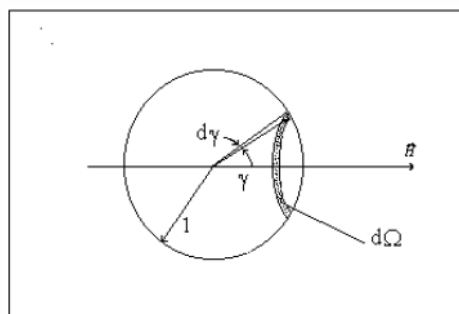


Figure (3.11) volume élémentaire d'un matériau ferromagnétique.

L'énergie d'agitation thermique découvrís par le physicien Boltzmann est donnée sous la forme suivante:

$$W_T = K_B T \quad (3-25)$$

Et les statistiques classiques de Boltzmann ont défini la position d'un électron occupant un niveau d'énergie W_{pot} par l'équation suivante:

$$p(W_{DOT}) = \exp\left(-\frac{W_{DOT}}{W_T}\right) \quad (3-26)$$

alors le nombre élémentaire de particules magnétiques sera défini par l'équation suivante:

$$n(v)dv = n_0 p(W_{DOT}) d\Omega \quad (3-27)$$

d'où:

$$n(v)dv = n_0 2\pi \sin(v) \exp\left(-\frac{m \cdot H \cos v}{K_B T}\right) dv \quad (3-28)$$

Ou n_0 est une constante de normalisation définie par la condition:

$$\int_0^\pi n(v)dv = N \quad (3-29)$$

La polarisation M s'obtient en faisant la somme des projections de tous moments sur H . et par conséquent on obtient le modèle de Langevin défini par (3.30) . (3.31) et (3.32) de la manière suivante. (6)

$$M = \int_0^\pi n(v)m \cos(v)dv = Nm \left(\cos \alpha - \frac{1}{\alpha} \right) = NmL(\alpha) \quad (3-30)$$

$$\alpha = \frac{mH}{K_B T} \quad (3-31)$$

$$L(\alpha) = \cos \alpha - \frac{1}{\alpha} \quad (3-32)$$

Dans l'expression (3.32). $L(\alpha)$ désigne la fonction de Langevin. Qui illustré par la figure (3.12)

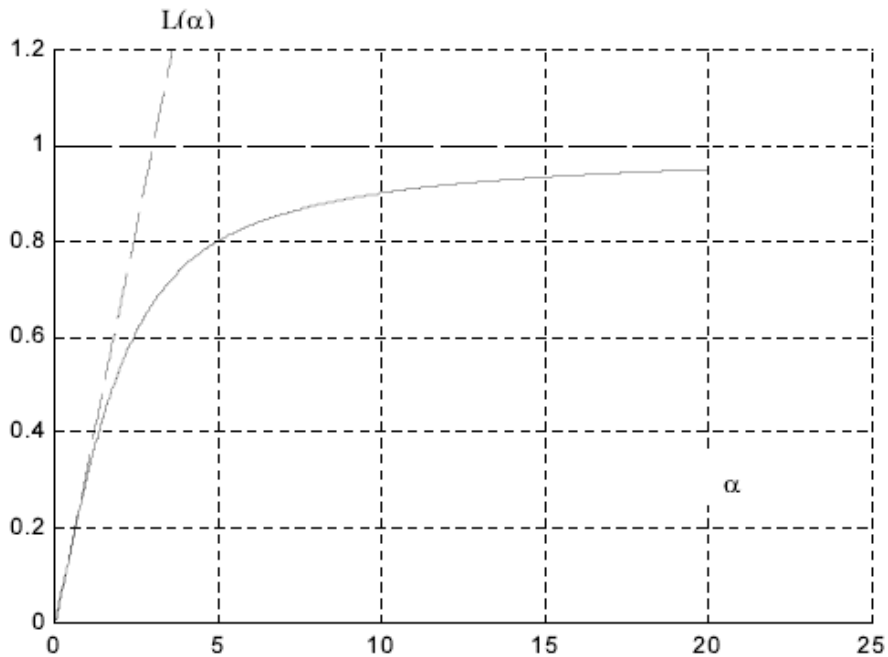


Figure (3.12) fonction de Langevin

L'allure de $L(\alpha)$ laisse prévoir le phénomène de saturation correspondant parfait des dipôles sur H^- . la fonction de Langevin possède une asymptote horizontale:

Tel que :

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} L(\alpha) = 1 \quad (3-33)$$

$$L(\alpha) = \frac{\alpha}{3} - \frac{\alpha^3}{45} + \dots \quad (3-34)$$

Physiquement ce voisinage transforme la fonction de Langevin en un développement. Excédant rarement 10^{-2} . En effet dans des champs très élevés. Par exemple $H=10^6$ A/m. à température ambiante et pour $m = m_b = 9.273 \cdot 10^{-24}$ A.m². l'équation (3.31) donne $\alpha = 1.45 \cdot 10^{-2}$. Et l'énergie potentielle communiquée aux dipôles reste très faible vis-à-vis de l'énergie d'agitation thermique.

L'application numérique nous donne: $W_{\text{pot}} = 5.85 \cdot 10^{-23}$ J = $3.65 \cdot 10^{-4}$ eV et $k_B \cdot T = 0.02$ eV. à 20°C.

C'est pourquoi la physique nous a permis de faire le passage mathématique précédent: de la fonction de Langevin vers un développement de Taylor. Et par conséquent on peut remplacer dans (2.30) $L(\alpha)$ par le premier terme du développement. D'où:

$$M = \frac{Nm^2H}{3K_B T} \quad (3-35)$$

$$\chi = \frac{Nm^2}{3K_B T} \quad (3-36)$$

Cette relation (2.36) exprime la loi de Curie qui nous indique que la susceptibilité des matériaux paramagnétiques varie proportionnellement à l'inverse de la température absolue.

Donc à partir de la fonction de Langevin on peut connaître l'évolution de la courbe de première aimantation figure (3.13) pour un matériau. Exemple: $Nm = 15 \cdot 10^6$ A/m et $\frac{kbT}{m} = 50$ A/m donc:

$$M = 15 \cdot 10^2 \cdot \left(\cos \frac{H}{50} - \frac{50}{H} \right) \quad (3-37)$$

Avec ce modèle de Langevin défini par les équations (3.30). (3.31) et (3.32). qui répond la question posée. Tout en connaissant dans quelle mesure un champ magnétique est capable d'orienter les moments magnétiques atomiques.

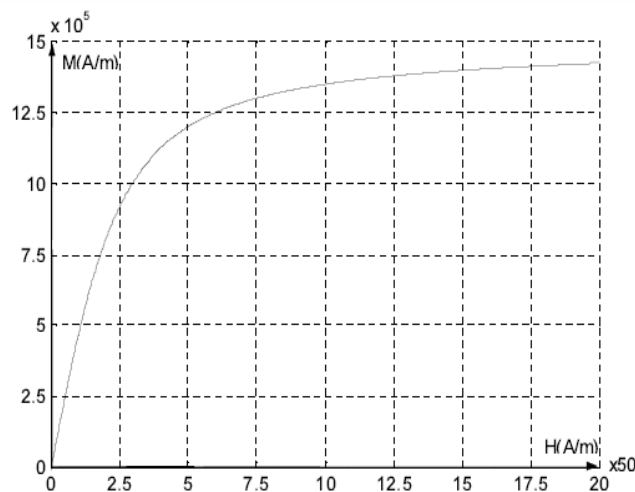


Figure (3.13) Courbe de première aimantation obtenue à l'aide du modèle de Langevin

3.3.1.1 Correction apportée par la théorie quantique

La variation du module du moment magnétique atomique par valeurs discrètes est confirmée par la théorie quantique qui a aussi confirmé que son vecteur directif orienté dans l'espace. Repéré à partir d'un champ H^- , ne peut correspondre qu'à certains angles γ déterminés. Dans la mécanique classique, le premier résultat en a déjà tenu compte. Mais pas le second qui implique une quantification des projections du moment sur H^- .

Dans cette théorie l'intégral (3.30) donnée par la mécanique classique est remplacée par une sommation des moments quantifiés. [2]

Les études qui sont faites dans cette théorie donnent les résultats suivants:

$$m_H = M g m_B \quad (3-38)$$

avec

$$-J \leq M \leq J \quad (3-39)$$

En désignant par:

M_H Projection de m^- sur H^- .

M Nombre quantique prenant soit des valeurs entières : $M = 0 \pm 1 \pm 2 \dots \pm J$, soit des valeurs demi-entières: $M = \pm \frac{1}{2} \pm \frac{3}{2} \pm \frac{5}{2} \dots \pm J$, selon que le nombre quantique j est entier ou demi-entier.

g : est la facteur de Lande ou facteur de décomposition spectrale qui traduit l'importance des moments orbitaux et de spin.

m_B : est la magnéton de Bohr.

$$M = N J g m_B \left(\frac{2J+1}{2J} \cos \frac{2J+1}{2J} \alpha - \frac{1}{2J} \cos \frac{1}{2J} \alpha \right) N J g m_B N J g B_J(\alpha) \quad (1-40)$$

$$B_J(\alpha) = \frac{2J+1}{2J} \cos \frac{2J+1}{2J} \alpha - \frac{1}{2J} \cos \frac{1}{2J} \alpha \quad (3-41)$$

Donc le modèle de Langevin corrigé par la théorie quantique est défini par (3.35) et (3.36).

Les allures de cette fonction permettent de voir la différence entre théorie et celle de la théorie classique.[2]

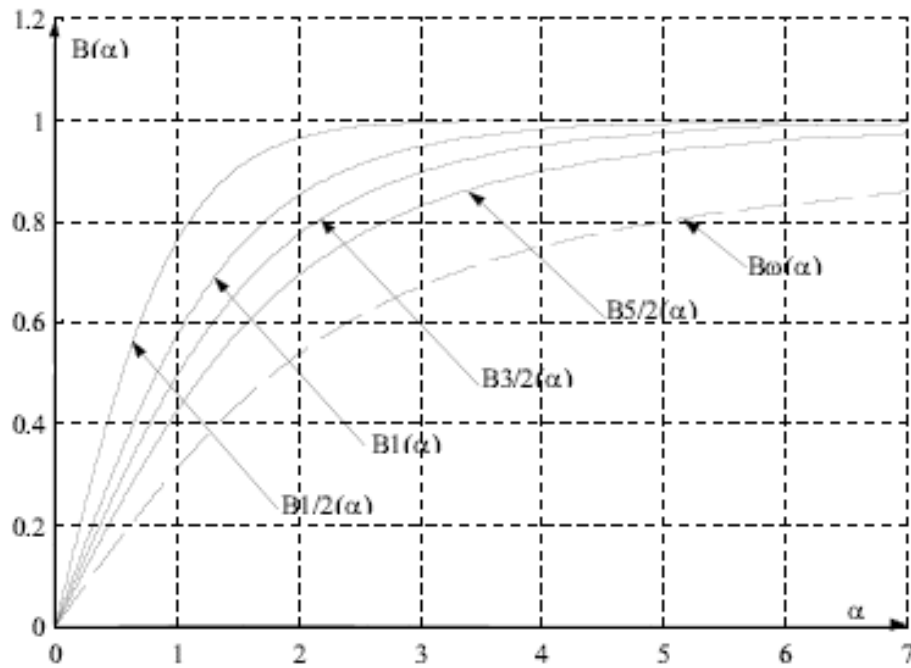


Figure (3.14) fonction de Brillouin

On remarque dans cette théorie à partir de ces allures que la saturation intervient rapidement que ne le prévoit la théorie classique de Langevin.

$$\text{Pour } \alpha \ll 1, B_J(\alpha) = \frac{J+1}{3J} \alpha - \frac{[(J+1)^2 + J^2](J+1)}{90J^3} \alpha^3 + \dots \quad (3-42)$$

Pour $\alpha \ll 1$ Les fonction de Brillouin prennent la forme suivante:

$$\therefore B_J(\alpha) = \frac{J+1}{3J} \alpha - \frac{[(J+1)^2 + J^2](J+1)}{90J^3} \alpha^3 + \dots \quad (3-42)$$

Et d'autre part la loi de curie prend une nouvelle expression:

$$\chi = \frac{NJ(J+1) \cdot g^2 \left[\frac{m_B^2}{4} \right]}{3K_B \cdot T} \quad (3-43)$$

3.3.2 Correction apportée par la théorie de Weiss

La correction introduite par la théorie quantique sur le modèle du type Langevin est basée sur l'échange d'énergie entre moments magnétiques voisins et d'autre part la correction qui sera introduite par la théorie de Weiss sur ce modèle. Cette approche phénoménologique de Weiss a donné une première approximation valable $M=f(T)$ qui présente une variation de la polarisation spontanée en fonction de température Weiss avait interprété l'alignement des moments magnétiques par l'existence d'un champ moléculaire très intense H_m . cette théorie pose par hypothèse.

$$\vec{H}_m = w\vec{M} \quad (3-44)$$

w Constante de proportionnalité indépendante de la température.

La théorie de Weiss a introduit un facteur de correction additif au champs extérieur H pour atteindre le champ effectif agissant sur les moment magnétiques sous la forme suivante:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + w\vec{M} \quad (3-45)$$

D'après l'équation (3.31) on obtient:

$$\alpha = \frac{\vec{m}(\vec{H} + w\vec{M})}{K_B.T} \quad (3-46)$$

Donc :

$$\vec{M} = \alpha \frac{K_B.T}{\vec{m}w} - \frac{\vec{H}}{w} \quad (3-47)$$

Dans ce cas, la relation de curie prend la forme :

$$\vec{M} = \frac{C}{T} (\vec{H} + w\vec{M}) \quad (3-48)$$

Avec :

$$C = \frac{m^2 N}{3K_B} \quad (3-49)$$

Cette dernière relation représente la constante de Curie.

Le modèle corrigé par la théorie de Weiss caractérisant les matériaux ferromagnétiques est donné sous la forme suivante:

$$\vec{M} = N\vec{m} \left(\coth\left(\frac{\vec{m}(\vec{H} + w\vec{M})}{K_B T}\right) - \frac{K_B T}{\vec{m}(\vec{H} + w\vec{M})} \right) \quad (3.50)$$

3.3.3 Modèle de type Jiles-Atherton

Le Modèle de Jiles-Atherton (1986) est un modèle de base physique comporte des différents mécanismes introduits dans l'étude des matériaux ferromagnétiques.

Jiles et Atherton ont basé leur modèle sur deux postulats en exploitant la correction apportée par Weiss sur le modèle de Langevin. Ces deux postulats sont:

- L'échange d'énergie par unité de volume est égal à l'échange d'énergie magnétostatique additionné aux pertes par hystérésis.
- La décomposition de l'aimantation en deux composantes. Réversible et irréversible.

Le modèle de Jiles-Atherton est défini par le bloc d'équations différentielles suivant:

$$\frac{dM_{irr}}{dH} = \frac{M_{an} - M_{irr}}{\delta k - w(M_{an} - M_{irr})} \quad (3.51)$$

$$\frac{dM_{rev}}{dH} = c \left(\frac{dM_{an}}{dH} - \frac{dM_{irr}}{dH} \right) \quad (3.52)$$

$$\frac{dM}{dH} = \frac{dM_{irr}}{dH} + \frac{dM_{rev}}{dH} \quad (3.53)$$

$$M_{an} = M_S \left(\coth\left(\frac{H_e}{a}\right) - \left(\frac{a}{H_e}\right) \right) \quad (3.54)$$

$$H_e = H + wM \quad (3.55)$$

$$a = \frac{k_B T}{m} \quad (3.56)$$

Avec:

M_{irr} Composante réversible de l'aimantation.

M_{rev} Composante irréversible de l'aimantation.

M_{an} fonction de Langevin pour la première aimantation.

M_s Aimantation de saturation.

H_e champ effectif.

C définit le taux d'aimantation de la composante réversible.

3.4 Conclusion

Ce chapitre expose les travaux publiés des chercheurs à propos des modèles magnétiques. Ce qui nous a permis d'avoir une vision globale sur ces modèles rencontrés pendant notre recherche bibliographique. Ajoutant, que ce chapitre nous donnera l'accès de faire une étude détaillée sur le modèle de Jiles-Atherton qui va être intitulée: modélisation et simulation de l'hystérésis magnétique par le modèle Jiles-atherton.

Conclusion Générale

A travers ce travail réalisé, nous avons exposé tous les outils nécessaire pour une étude d'un matériau ferromagnétique doux à savoir l'outil physique qui touche les aspect quantique, microscopique , l'outil mathématique qui interprète l'aspect phénoménologique introduit par Jiles et Atherton et l'outil informatique qui permet l'identification des paramètres du modèle Jiles- Atherton M J-A

Cette étude est destinée à identifier le matériau ferromagnétique dont on ignore les caractéristique magnétique, et cela à travers un essai expérimental qui permet de connaitre son comportement magnétique à savoir son cycle d'hystérésis, sa première aimantation et sa caractéristique an hystérétique

Identifier ou caractériser un matériau ferromagnétique est une opération très importante dans la conception industrielle

Un autre résultat atteint par ce travail est la limite du pouvoir d'enregistrement du matériau ferromagnétique, lorsque la fréquence du champ magnétique appliqué est en augmentation

Le problème rencontre dans ce travail est la disponibilité des moyens d'acquisition au sein de notre laboratoire pour déterminer les caractéristiques du matériau , Suivant la recherche bibliographique qu'on avait réalisé , Jiles et Atherton ont réalisé cet essai de déterminer de la caractéristiques a'hystérétique avec une aide financière très importante par des sociétés sponsorisant leurs travaux [7]

Ajoutons que le modèle de **Jiles- Atherton** tel qu'il est développé est un modèle statique du phénomène d'hystérésis, C'est pourquoi ils ont introduit leur modèle dynamique qui tient compte de l'effet des haute fréquence qui est valable pour les matériaux non-conducteurs cependant leur modèle statique est étendu à des matériau conducteurs La formulation théorique du modèle a été conservée.

Perspective et Suggestions

Actuellement ,la maitrise des matériaux ferromagnétique est devenue une nécessité dans l'industrie de chaque nation et ceci revient à leur présence dans plusieurs champs d'application , La science des matériaux ferromagnétique ouvre une porte et des perspectives

Conclusion générale

très larges pour les futurs chercheurs qui désirent de découvrir réalisée des matériaux doués en mémoire ,Ajoutons que la méthode d'identification utilisée dans ce travail demande assez de temps pour localiser la valeur du paramètre w c'est pourquoi nous proposons de chercher une autre méthode qui doit être rapide.

Les Suggestions qu'on peut apporter sur cet axe de recherche sont :

- Avoir un matériau ferromagnétique à étudier totalement défini qui nous permettra de valider l'approche,
- Avoir des moyens qui permettront de saturer fortement le matériau étudié.

Bibliographie

[1] Livres de première STI Génie électronique ou électrotechnique.

- Collection Robert Mérat – René Moreau , Ed. Nathan (bleu)

R. Le Goff, M.C. Didier, J. Lafargue, Th. Lecourieux, G. Montastier. Ed. Nathan
technique (blanc)

Base de l'électromagnétisme.

[2] A. Jameau, « Approche historique de quelques expériences d'électromagnétisme » ,
BUP n° 801, vol. 92 Fev. 98, pp 265-278.

[4] Encyclopédie universalis : existe en CDRom.Par thème, d'un très bon niveau.

[5] J. Ph. Perez, R. Carles, R. Fleckinger, « Electromagnétisme. Vide et milieux
matériels. ». Ed. MassonTrès bon niveau (bac+4 et plus)

[6] Etienne du Trémolet de Lacheisserie, « Magnétisme, I- Fondements, II-Matériaux et
aplications », Coll. Grenoble Sciences.

[7] Michel Hulin, J.P. Maury, « Les bases de l'électromagnétisme », Ed. Dunod (91)
Clair, beaucoup d'interprétations physiques.

[8] Guy Séguier, Francis Notelet, « Electrotechnique industrielle », 2 ème
Ed., Tec et Doc, 1996