



19 فيفري 2024

المسيلة في :

رقم: 2024/GE/.....3

شهادة إدارية

بخصوص مطبوعة الدروس للأستاذ بلخيري صالح

بناءً على محضر اللجنة العلمية لقسم الهندسة الكهربائية المنعقد بتاريخ 14 نوفمبر 2023 والمتضمن تعيين الخبراء: الأستاذ بن يطو لطفى أستاذ بجامعة المسيلة، الأستاذ شقرون سليم أستاذ بجامعة المسيلة والأستاذ حمو نوري أستاذ محاضر "أ" بجامعة سطيف-1 وذلك لتقييم مطبوعة الدروس الخاصة بالأستاذ بلخيري صالح أستاذ محاضر "أ" بقسم الهندسة الكهربائية بجامعة المسيلة تحت عنوان " Matériaux électrotechnique " وبعد إطلاع رئيس اللجنة العلمية ورئيس القسم على التقارير الواردة و التي كانت كلها ايجابية، وعليه فإن اللجنة لا ترى مانعا أن تتخذه سندا في تدريس طلبة السنة الثالثة ليسانس كهروميكانيك ، شعبة كهروميكانيك ميدان علوم و تكنولوجيا و أن تعتمد في أي تقييم للمسار العلمي للأستاذة المعني.

رئيس القسم

أ. د. زغلاش سمير

رئيس اللجنة العلمية

أ. د. بوقرة عبد الرحمان

ملاحظة: سلمت هذه الشهادة للمعني(ة) لاستعمالها في حدود ما يسمح به القانون.

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MOHAMED BOUDJAF DE M'SILA
FACULTÉ DE TECHNOLOGIE
DÉPARTEMENT DE GENIE ÉLECTRIQUE



وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة محمد بوضياف بالمسيلة
كلية التكنولوجيا
قسم الهندسة الكهربائية



Polycopié de Cours Matériaux Electrotechniques

3ème Année Licence:
Electromécaniques



Elaboré par Dr : BELKHIRI SALAH
(2023/2024)

SOMMAIRE

AVANT – PROPOS

CHAPITRE I: Matériaux magnétiques

I.1. Introduction	1
I.1.1. Quelques dates.....	1
I.1.2. Notion de dipôle magnétique.....	2
I.1.2.1. Moment magnétique d'un dipôle.....	2
I.1.2.2. Champ magnétique créé par un dipôle.....	3
I.1.2.3. Actions mécaniques subies par un dipôle.....	3
I.1.2.4. Moment magnétique d'une boucle de courant.....	4
I.1.2.5. Origine microscopique de l'aimantation.....	4
I.2. Classification des matériaux magnétiques.....	5
I.3. Les propriétés magnétiques	11

I.4. Conclusion12

Chapitre II : Matériaux ferromagnétiques

II.1. Introduction.....13

II.2. Polarisation des matériaux ferromagnétiques13

 II.2.1. Organisation en domaines.....14

 II.2.2. Courbe de 1ère aimantation, cycle d’hystérésis.....15

 II.2.3. Cycle d’hystérésis de différents matériaux.....17

II.3. Classification des matériaux ferromagnétiques18

 II.3.1. Matériaux ferromagnétiques doux.....18

 II.3.2. Matériaux ferromagnétiques durs.....19

II.4. Caractérisation des aimants permanents20

 II.4.1 Historique.....20

 II.4.2. Champs magnétiques.....23

II.5. Conclusion.....27

CHAPITRE III: Matériaux diélectriques

III.1. Introduction.....	29
III.2. Phénomène de polarisation.....	31
III.2.1. Création d'une polarisation.....	32
III.2.2. Moment électrique d'un dipôle.....	33
III.2.3. Susceptibilité électrique.....	35
III.2.4. Définition de la constante diélectrique.....	37
III.2.5. Rigidité diélectrique.....	39
III. 3. Propriétés physico-chimique.....	43
III. 4. Types d'isolants utilisés dans l'industrie électrique.....	45
III.5. Claquage des isolants.....	49
III.5.1. Différents types de claquage des isolants solides.....	50
III. 6. Conclusion.....	52

CHAPITRE IV: Matériaux conducteurs et supraconducteurs

IV. Introduction.....	53
IV.1 .Conducteurs.....	53
IV.1.1. Le cuivre et ses alliages.....	54

IV.1.2. Aluminium et ses alliages.....	54
IV.1.3. Argent et ses alliages.....	55
IV.2. Supraconducteurs.....	55
IV.2.1. Historique.....	56
IV.2.2. Propriétés élémentaires des matériaux supraconducteurs	57
IV.2.2.1. Résistivité électrique.....	57
IV.2.2.2. Effet Meissner.....	58
IV.2.2.3. Surface critique.....	60
IV.2.3. Les types de supraconducteurs	61
IV.2.3.1. Supraconducteurs de type I.....	61
IV.2.3.2. Supraconducteurs de type II.....	62
IV.2.4. Comportement magnétique.....	63
IV.2.4.1. Pour le supraconducteur de type I.....	63
IV.2.4.2. Pour le supraconducteur de type II.....	64
IV.2.5. Comportement thermique.....	65
IV.2.5.a. Supraconducteur à basse température critique (BTC).....	65
IV.2.5.b. Supraconducteur à haute température critique (HTC).....	66
IV.2.6. Principales caractéristiques des supraconducteurs.....	68
IV.2.6.1. Température critique.....	69

IV.2.6.2. Champ magnétique critique.....	70
IV.2.6.3. Densité de courant critique.....	72
IV.2.7. Réseau des vortex	74
IV.2.7.1. Structure d'un vortex.....	74
IV.2.7.2. Les effets du piégeage.....	76
IV.2.8. Effet Josephson.....	77
IV.2.9. Principales applications supraconductrices en électrotechnique.....	78
IV.2.9.1. Machines tournantes.....	79
IV.2.9.2. Câbles de transport.....	79
IV.2.9.3. Les Trains à Lévitiation Magnétique.....	79
IV.2.9.4. Stockage d'énergie.....	80
IV.2.9.5. Les transformateurs.....	80
IV.2.9.6. Les aimants permanents supraconducteurs.....	81
IV.2.9.7. Limitation de courant.....	81
IV.2.10. Conclusion.....	82

CHAPITRE V: Matériaux semi-conducteurs

V.1. Introduction.....	83
------------------------	----

V.2. Principe de la structure en bandes.....	84
V.3. Notion de gap direct, gap indirect.....	86
V.4. Dopage de type <i>N</i> et de type <i>P</i>	87
V.4.1. Atomes donneurs et accepteurs.....	88
V.4.2. Modification de la structure en bandes d'énergies.....	89
V.4.3. Technologies de dopage dans la micro-électronique.....	89
V.5. Types des semi-conducteurs.....	90
V.5.1. Semi-conducteur intrinsèque.....	91
V.5.2. Semi-conducteur extrinsèque.....	92
V. 6. Conclusion.....	93

AVANT – PROPOS

Notons que l'électrotechnique est une science qui traite de la production, du transport, de la conversion et de l'utilisation de l'énergie électrique. Le cours de matériaux de l'électrotechnique se consacrera donc à l'étude des principaux matériaux utilisés dans cette dernière qui sont : les conducteurs, semi-conducteurs, matériaux magnétiques, matériaux diélectriques et matériaux supraconducteurs.

Le contenu de ce document est destiné aux étudiants en 3^e année Licence de ELM ainsi à toute les personnes intéressées par l'étude, caractéristiques et l'évolution des matériaux industriels au département de génie électrique à l'Université de Mohamed Boudiaf de M'sila. Il s'inspire de nombreux ouvrages et références bien plus complets, ainsi que divers documents de collègues universitaires. Ce document est bien sur incomplet : il manque des chapitres entiers, des démonstrations, des exemples, mais il présente plusieurs notions de base concernant les matériaux utilisés en électrotechnique. Toute remarque est la bienvenue, même en ce qui concerne les probablement nombreuses fautes d'orthographe.

Pour plus de détaille et d'aprofondement veuillez revoir les références.

Le but de ce travail est d'accompagner l'étudiant ou l'apprenant depuis l'apprentissage des notions de base jusqu'aux notions avancées utilisées couramment dans le domaine industriel.

Parallèlement, il peut également convenir à une formation ciblée, à la compréhension de points particuliers ou de principes généraux, souvent préalables à la spécialisation en génie électrique.

I.1. Introduction

L'étude et le choix des matériaux en électrotechnique dépendent, en premier lieu de leurs propriétés électromagnétiques (résistivité, perméabilité, constante diélectrique,..) et de leur coût, mais également de leurs propriétés physiques (densité, point de fusion, dureté, élasticité,..). Les matériaux magnétiques qui nous intéresseront dans ce chapitre sont ceux qui revêtent une grande importance dans le domaine du génie électrique.

I.1.1. Quelques dates

C'est en 1819 qu'Hans-Christian Oersted, physicien danois, découvre qu'une aiguille aimantée, placée à proximité d'un fil métallique parcouru par un courant, est déviée de sa position d'équilibre.

En 1820, Jean-Baptiste Biot et Félix Savart étudient les propriétés de la force subie par un des « pôles magnétiques » d'une l'aiguille aimantée et Pierre-Simon de Laplace (1742-1827) traduit cette loi par une formule qui porte le nom de Biot et Savart. Laplace a également déterminé la formule permettant de calculer la force exercée sur un fil parcouru par un courant électrique et baigné par un champ magnétique.

André-Marie Ampère (1775-1836), assimilant un solénoïde parcouru par un courant à un aimant, crée la théorie de l'électrodynamique.

C'est Faraday qui montre la possibilité de transformer le travail mécanique en énergie électrique en 1831.

En 1833, Lenz établit la loi qui donne le sens du courant induit. Henry publie en 1832 un mémoire sur l'auto-induction.

En 1855, Foucault démontre l'existence des courants qui portent son nom.

En 1865, Maxwell publie son « traité d'électricité et de magnétisme », véritable fondement de l'électromagnétisme moderne, achevant l'œuvre d'Ampère.

En 1887, Hertz utilise un détecteur de sa construction pour montrer que ces ondes électromagnétiques ont des propriétés analogues à celles de la lumière, ouvrant ainsi la voie à la radioélectricité et, à partir de 1904, à l'électronique.

I.1.2. Notion de dipôle magnétique

Du point de vue de la réactivité à un champ électrique on distingue deux grands types de milieux :

Les isolants ou diélectriques qui réagissent en se polarisant et les conducteurs qui réagissent en créant un courant électrique. Par contre tous les milieux ont un comportement semblable en présence d'un champ magnétique, ils s'aimantent.

On distingue néanmoins ceux qui possèdent un moment magnétique propre susceptible de s'orienter dans un champ magnétique extérieur et qui donnent lieu aux phénomènes de paramagnétisme et de ferromagnétisme. Et ceux qui n'en possèdent pas. Dans ces derniers, à cause des phénomènes d'induction, le champ magnétique entraîne la création d'un moment magnétique opposé au champ. C'est l'origine du diamagnétisme.

L'ensemble des phénomènes physiques liés au magnétisme repose sur la notion de dipôle magnétique.

I.1.2.1. Moment magnétique d'un dipôle

De manière générale, l'induction magnétique créée par une distribution de courant est donnée par la loi de Biot et Savart :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \iiint \vec{j}(\vec{r}') \times \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3r'$$

Lorsque la distribution de courant est localisée, le champ qu'elle produit à grande distance, de même que les actions mécaniques qu'elle subit, peuvent être décrits par une quantité vectorielle, le moment magnétique :

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \iiint \vec{r}' \times \vec{j}(\vec{r}') d^3\vec{r}'$$

I.1.2.2. Champ magnétique créé par un dipôle

Le potentiel vecteur créé par une distribution de courant dont le moment magnétique est \vec{m} vaut :

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{m} \times \vec{r}}{r^3}$$

On en déduit l'induction magnétique :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \overline{\text{rot}}\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{m}) - \vec{m}}{r^3}$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire dans la direction \vec{r} .

I.1.2.3. Actions mécaniques subies par un dipôle

Dans un champ inhomogène, la distribution de courant correspondant au moment magnétique \vec{m} subit une force :

$$\vec{F} = \overline{\text{grad}}(\vec{m} \cdot \vec{B})$$

Qui tend à déplacer le moment magnétique vers la zone de champ maximal, cette expression n'est valable que pour un moment magnétique \vec{m} constant, ce même moment magnétique subit un couple : $\vec{\Gamma} = \vec{m} \times \vec{B}$ qui tend à orienter le moment magnétique dans la direction de \vec{B} .

I.1.2.4. Moment magnétique d'une boucle de courant

Si un courant I circule sur une boucle filiforme, le moment magnétique est :

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \oint \vec{r} \times d\vec{l} = I\vec{S}$$

Où \vec{S} est le vecteur surface du circuit.

I.1.2.5. Origine microscopique de l'aimantation

Les propriétés magnétiques de certains matériaux sont dues à la rotation des électrons sur eux-mêmes dans l'atome. Pour expliquer ces différents types d'aimantation, il faut considérer le moment magnétique de chaque atome et celui d'une parcelle de corps comprenant un grand nombre d'atomes.

Le moment magnétique atomique résulte des mouvements des électrons qui gravitent autour du noyau et qui en même temps tournent sur eux mêmes.

La rotation de l'électron e^- , charge électrique négative, autour du noyau provoque un petit moment magnétique orbital perpendiculaire à leur orbite \vec{m}_o .

Les électrons tournent également sur eux-mêmes et présentent un autre petit moment magnétique dit de spin \vec{m}_s . Dans un atome, ces différents moments magnétiques se composent pour donner le Moment magnétique atomique $\vec{m}_a = \sum \vec{m}_o + \vec{m}_s$.

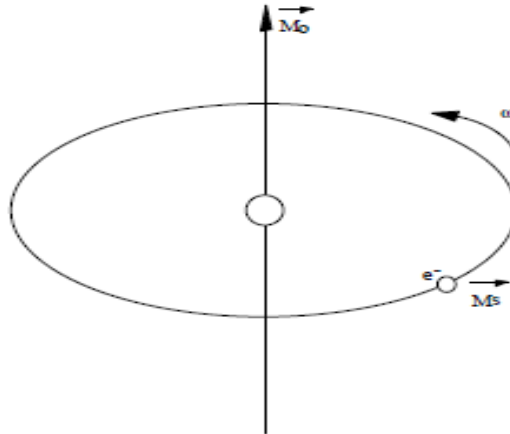


Fig. I.1 : Moments magnétiques orbital et de spin.

I.2. Classification des matériaux magnétiques

➤ Matériaux diamagnétiques :

Les matériaux diamagnétiques s'aimantent proportionnellement au champ dans lequel ils sont placés, mais en sens inverse. Le rapport entre la valeur de l'aimantation du corps et celle du champ qui le produit est faible, ces matériaux se caractérisent par :

- ❖ Matériaux qui ne comportent que des atomes non magnétiques, aimantation induite par le champ qui disparaît lorsque ce champ est nul.
- ❖ origine de ce magnétisme induit : modification du mouvement orbital des électrons sous l'effet du champ appliqué.
- ❖ aimantation macroscopique colinéaire au champ exciteur mais de sens opposé. Le courant induit sous l'action du champ extérieur crée un champ qui s'oppose au champ extérieur.
- ❖ aimantation et champ exciteur faiblement proportionnels (comportement linéaire, $\chi < 0$ et faible).
- ❖ χ indépendante de la température.

- ❖ tous les corps sont diamagnétiques, mais ce phénomène est peu important et n'est visible que si les atomes ou molécules ne possèdent pas de moment magnétique individuel intrinsèque qui masquerait l'effet.
- ❖ Grande résistance aux lignes de champs magnétiques.

Exemples : cuivre, zinc, or, argent, silicium, plomb, alumine,...

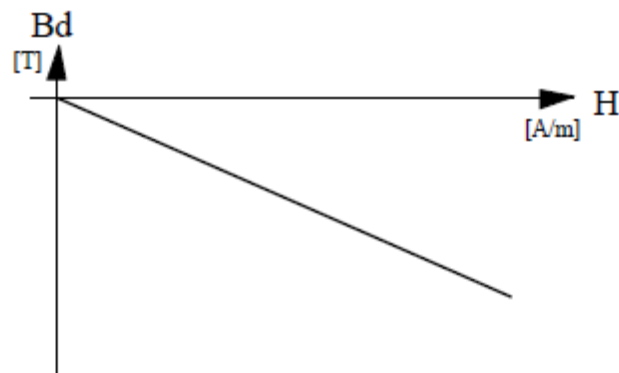


Fig. I.2 : Courbe d'aimantation pour un matériau diamagnétique.

➤ **Matériaux paramagnétiques :**

Les matériaux paramagnétiques présentent une aimantation proportionnelle au champ dans lequel ils sont placés, et de même sens. Le rapport entre la valeur de l'aimantation du corps et celle du champ qui le produit est faible, ces matériaux se caractérisent par :

- ❖ Les atomes portent un moment magnétique permanent dont l'orientation est aléatoire.

Les distances interatomiques ou intermoléculaires sont suffisamment importantes pour que les moments n'exercent aucune interaction mutuelle ce qui implique;

⇒ En l'absence de champ extérieur, ils ne sont soumis qu'à l'agitation thermique et l'aimantation globale est nulle

- ❖ sous l'effet d'un champ magnétique, l'orientation moyenne des moments change sous l'effet du couple qui les ramène suivant la direction et le sens du champ ce qui implique;

⇒ apparition d'une aimantation induite parallèle au champ

- ❖ champ et aimantation de même sens ($\chi > 0$ et faible mais ~ 10 à 1000 fois plus grande que pour les matériaux diamagnétiques).
- ❖ χ décroît avec la température car l'agitation thermique qui gêne l'orientation des dipôles suivant le champ croît.
- ❖ comportement d'autant plus linéaire que T est grande.

Exemples : aluminium, platine, manganèse, sodium, ...

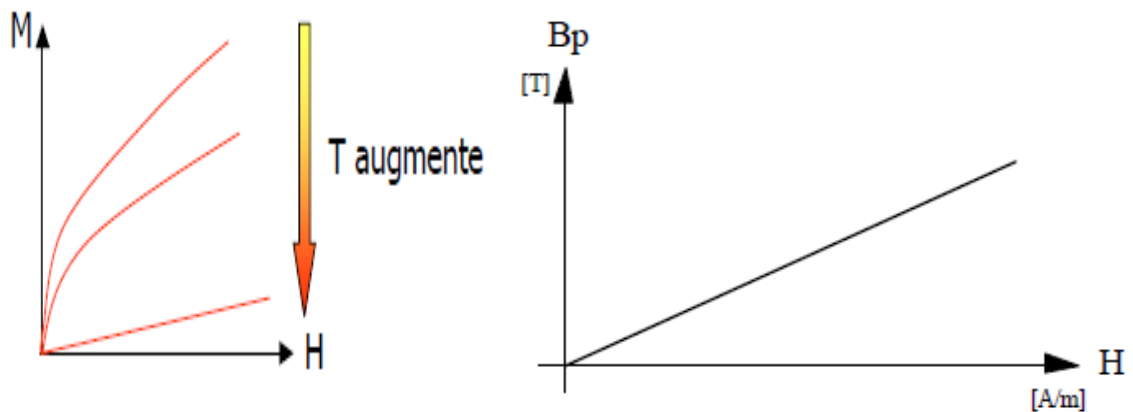


Fig. I.3: Courbe d'aimantation pour un matériau paramagnétique.

➤ **Matériaux ferromagnétiques :**

Les matériaux ferromagnétiques sont capables de s'aimanter de manière beaucoup plus forte.

Leur aimantation est de même sens que le champ inducteur, mais elle n'est pas proportionnelle.

Elle croît avec le champ inducteur et tend vers une limite, ces matériaux se caractérisent par :

- ❖ Les atomes ou molécules possèdent chacun un moment magnétique individuel et ils sont en interaction avec leurs plus proches voisins => alignement collectif sur des domaines de l'ordre du micromètre.

Ce qui implique l'existence de domaines spontanément aimantés : domaines de Weiss

Mais direction de l'aimantation variable d'un domaine à l'autre du fait de l'agitation thermique

⇒ aimantation totale nulle

- ❖ modification des domaines sous l'effet d'un champ magnétique

⇒ Apparition d'une aimantation induite parallèle au champ

- ❖ champ et aimantation de même sens ($\chi > 0$ et élevée)
- ❖ χ décroît avec la température car l'agitation thermique croît
- ❖ comportement essentiellement non linéaire (χ non constant avec H)
- ❖ si on supprime le champ, les domaines reprennent partiellement leur indépendance, mais les interactions magnéto cristallines résiduelles font que les moments de chaque domaine restent partiellement alignés sur le champ initial ⇒ aimantation rémanente. Qui disparaît si la température augmente ou si on applique un nouveau champ de sens opposé.

Exemples : fer, cobalt, nickel et leurs alliages

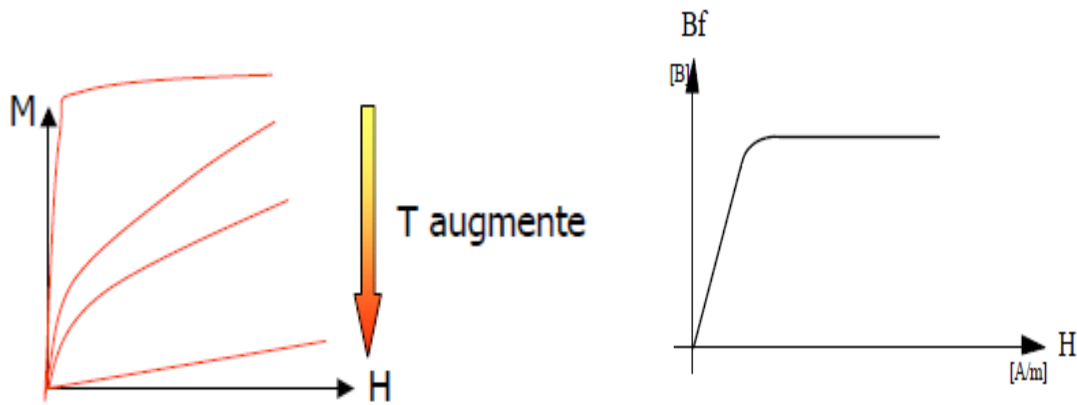


Fig. I.4: Courbe d'aimantation pour un matériau ferromagnétique.

➤ **Matériaux ferrimagnétiques et antiferromagnétiques :**

- ❖ Pour certains cristaux ioniques, dont la maille contient au moins deux espèces chimiques différentes, chaque ion possède un moment permanent différent et n'interagit pas de la même manière avec ceux de son espèce et avec les autres.

⇒ Corps ferromagnétiques mais domaines d'aimantation modérée parce que les différents dipôles prennent des orientations opposées et se neutralisent partiellement.

C'est comme si il existait deux sous réseaux d'aimantation opposée : ferrimagnétisme.

Exemple : Fe_3O_4 , $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$, ...

- ❖ Lorsque les deux sous réseaux se neutralisent parfaitement : antiferromagnétisme

Exemple : Fe_3O_4 , $\text{Fe}_2\text{O}_3\text{CoO}$, ...

Ici les atomes s'organisent en deux sous réseaux dont les moments magnétiques sont de sens opposé, produisant un champ magnétique global nul. Généralement observé à basse température (température de Néel)

Un matériau magnétique est un matériau de haute perméabilité magnétique ($\mu_r \gg 1$). Le rôle est de canaliser efficacement les lignes de champ magnétique. Ceci permet de réduire les fuites.

On peut classifier les matériaux magnétiques en deux groupes importants :

- Matériaux *non-magnétiques* : μ_r est environ 1. Exemple : air, verre, cuivre, aluminium.
- Matériaux *ferromagnétiques* : μ_r est très élevé (100 à 100000). Exemple : fer, acier, cobalt, alliages, etc.

Pour les matériaux diamagnétiques, le moment magnétique atomique est nul. Pour les matériaux paramagnétiques, il n'est pas nul, mais les moments de l'ensemble des atomes est nul. Pour les matériaux ferromagnétiques, des parcelles de matières appelées domaines de Weiss, ont un moment magnétique atomique non-nul. Mais, en l'absence de champ magnétique extérieur, l'ensemble des moments de ces parcelles s'annulent les uns les autres. En présence d'un champ magnétisant extérieur, le corps s'aimante et toutes les parcelles de ce corps présentent un moment magnétique. L'aimantation ainsi obtenue dépend de la nature du corps.

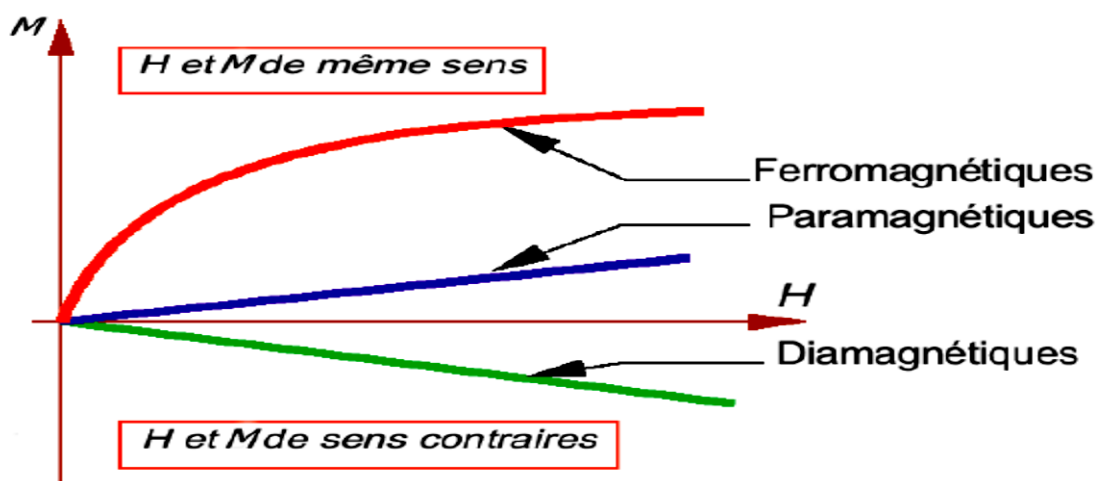


Fig. I.5: Courbes d'aimantations pour les différents matériaux magnétiques.

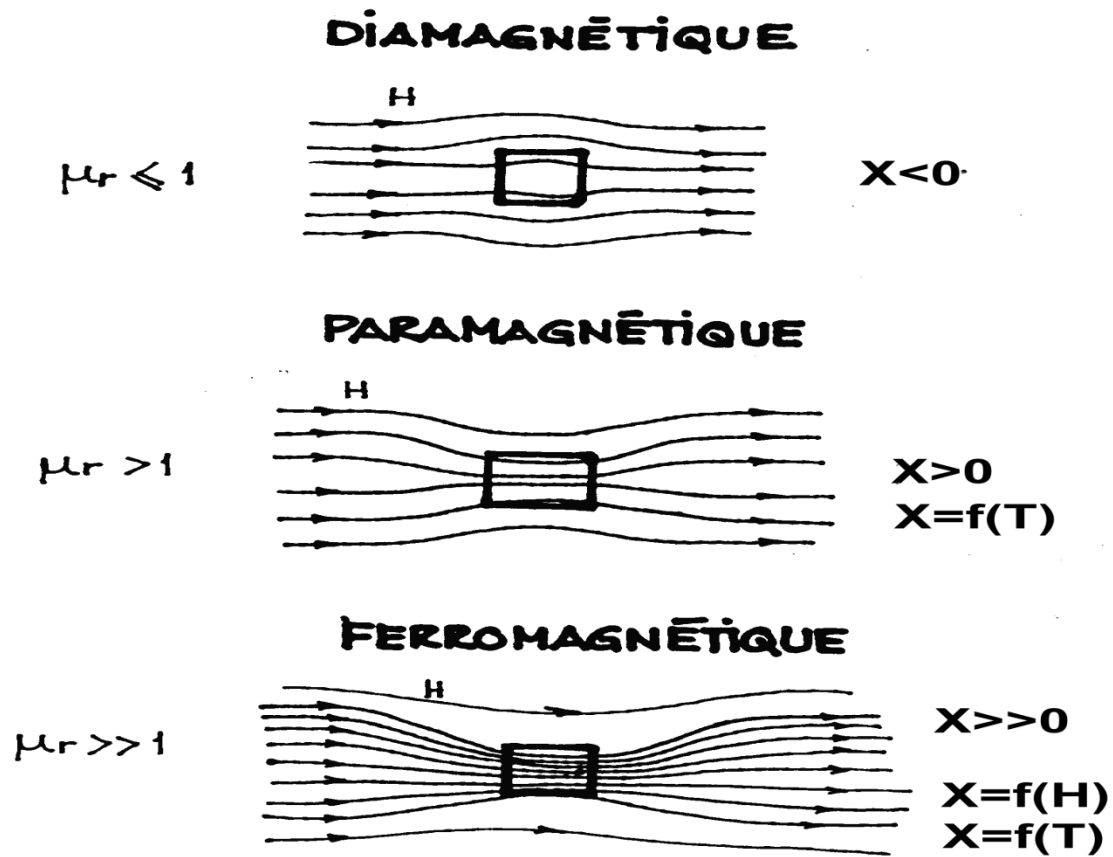


Fig. I.6: Les valeurs de χ .

I.3. Les propriétés magnétiques

➤ Dans le vide :

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$$

- B en tesla Vs/m²
- H en A/m
- $\mu_0 = 1,26 \cdot 10^{-6}$ Vs/Am

➤ Dans un matériau se crée une aimantation liée à H , on a donc :

- $B = \mu_0 H + \mu_0 M$
- $M = \chi H$
- Soit $B = \mu_0(1 + \chi)H = \mu_0 \mu_r H$

I.4. Conclusion

L'utilisation des matériaux magnétiques dans le domaine de génie électrique vise à canaliser le flux magnétique pour maximiser la conversion d'énergie. Les matériaux sont classés selon plusieurs types sur la base de leur comportement en présence d'un champ magnétique d'excitation. Cette réaction est mesurée par l'induction qui est la quantité de flux magnétique par unité de surface. Dans le domaine du génie électrique, on préfère travailler avec la notion de perméabilité plutôt que de susceptibilité χ et on définit la perméabilité relative μ_r (H/m) comme :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi_r$$

Ce chapitre a permis de présenter et de situer les matériaux magnétiques par rapport à la gamme des matériaux classiques de l'électrotechnique. Les différences et les similarités exposées, qui ont été reliées au processus de fabrication, aux constituants et à la structure, permettent de cerner la nécessité de développer des méthodes de caractérisation et des modèles d'aimantation adaptés aux matériaux magnétiques en vue du dimensionnement des applications électriques. La théorie des domaines de Weiss permet de comprendre le mécanisme d'aimantation des matériaux magnétiques, qui s'apparente à celui des matériaux massifs ou laminés traditionnels. C'est pour cela que nous avons jugé utile de réserver le chapitre suivant aux matériaux ferromagnétiques. Ces derniers tirent profit de leurs propriétés électriques, magnétiques et thermiques pratiquement isotropes et des faibles tolérances mécaniques issues de la mise en forme par pressage.

II.1. Introduction

Les matériaux utilisés pour l'électrotechnique aux fréquences industrielles sont de type ferromagnétique, à cause de leur susceptibilité et aimantation à saturation élevées. Pour les fréquences au delà de 10 *kHz*, les matériaux ferrimagnétiques sont généralement employés. Bien que ces derniers possèdent une aimantation à saturation plus faible, ils présentent des pertes magnétiques significativement plus basses, ce qui est important lorsque la fréquence d'opération augmente. Une classe de matériaux ferromagnétiques peut être utilisée aux fréquences élevées, il s'agit des matériaux amorphes qui sont généralement retrouvés sous forme de tôles très minces.

Ils présentent une induction à saturation intermédiaire entre celle des ferrites et celle des tôles conventionnelles.

Les matériaux magnétiques sont généralement séparés en deux classes : les matériaux doux et les matériaux durs (aimants permanents). Les matériaux magnétiques doux peuvent être aimantés à l'aide de champs magnétiques faibles. Ils sont utilisés dans les machines électriques pour canaliser et concentrer le flux magnétique. Les matériaux magnétiques durs conservent leur état d'aimantation initial même lors de l'application d'un champ magnétique relativement élevé. Ils sont utilisés comme source de champ magnétique dans les machines électriques. La coercivité est le champ magnétique externe inverse qu'il faut appliquer pour rendre nulle l'aimantation d'un matériau qui a été porté à saturation. Les matériaux doux utilisés dans les machines électriques ont une coercivité beaucoup plus faible, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines d'ampères par mètre, et les matériaux magnétiques durs constituant les aimants permanents modernes ont une coercivité beaucoup plus grande, de l'ordre de plusieurs centaines de milliers d'ampères par mètre.

II.2. Polarisation des matériaux ferromagnétiques

II.2.1. Organisation en domaines

Un matériau ferromagnétique est fait de petites régions $\sim 1\text{mm}^3$, chaque domaine (de Weiss) se comporte comme un petit aimant.

- Fer non magnétisé: ces petits domaines s'orientent aléatoirement : effet magnétique nul.
- Fer magnétisé: ces petits domaines s'orientent préférentiellement dans une direction.

⇒ Cause l'attraction métaux magnétiques par les aimants.

Un matériau ferromagnétique se dilate moins que les autres matériaux.

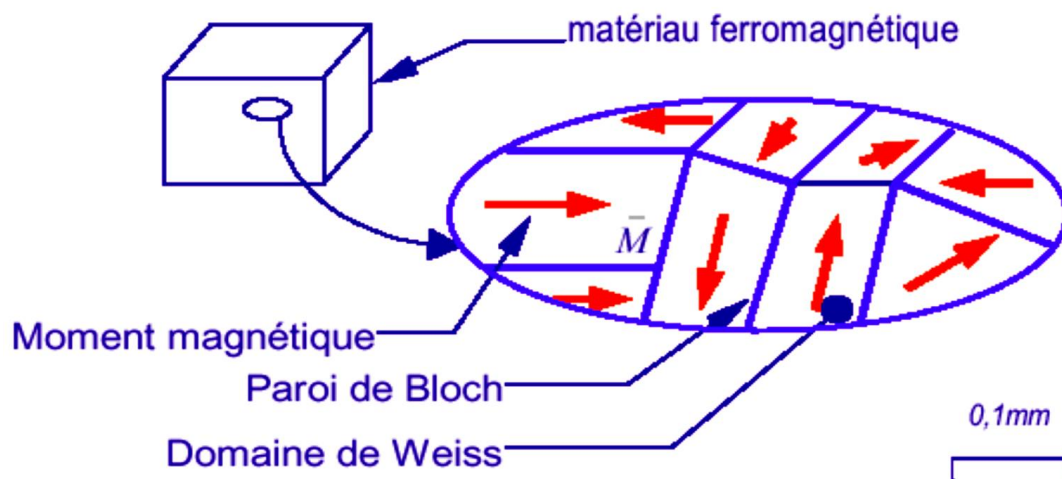


Fig. II.1. Structure des domaines de Weiss.

Un moment magnétique apparaît au niveau de chaque atome.

Domaine de Weiss : région où tous les moments magnétiques sont identiques

Paroi de Bloch : Lors du transit d'un domaine de Weiss à un autre, les moments magnétiques changent de direction dans les parois de Bloch pour atteindre celle du nouveau domaine.

Note :

Weiss (Pierre), physicien français (1865-1940). Théorie du ferromagnétisme en 1907. Académie des sciences en 1926.

Bloch (Félix), physicien américain d'origine suisse (1905-1983). Prix Nobel de physique en 1952 avec E. Purcell.

II.2.2. Courbe de 1ère aimantation, cycle d'hystérésis

Ces courbes montrent comment un corps ferromagnétique réagit à l'excitation magnétique H.

Courbe de première aimantation : C'est la courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique ne possède aucune aimantation.

Matériau initialement démagnétisé (pas d'aimantation).

Sous l'action d'un champ magnétique croissant.

⇒ Déplacement des parois de Bloch.

⇒ Grossissement des domaines énergétiquement favorisés et disparition des autres.

Cycle d'hystérésis : C'est la courbe $B = f(H)$ lorsque le corps ferromagnétique possède une déjà une aimantation.

Le matériau étant magnétisé, on diminue le champ H

⇒ l'aimantation ne repasse pas sur la même courbe en particulier, pour un champ nul,

l'aimantation garde une valeur > 0 :

Zone linéaire : dans cette zone, $B = \mu.H$ avec μ constante. C'est cette zone qui est généralement exploitée pour les transformateurs et les machines tournantes.

Saturation du milieu ferromagnétique : lorsque H devient trop grand, B ne varie presque plus.

Le matériau magnétique est dit saturé. On a toujours $B = \mu.H$, mais μ n'est plus constant.

Champ rémanent B_r : champ qui subsiste lorsque $H = 0$ ($i_l = 0$).

Excitation coercitive H_c : excitation H nécessaire pour annuler le champ rémanent B_r .

Hystérésis : c'est le dédoublement de la caractéristique $B(H)$ du matériau magnétique.

Donc B dépend non seulement de H , mais aussi de l'aimantation antérieure.

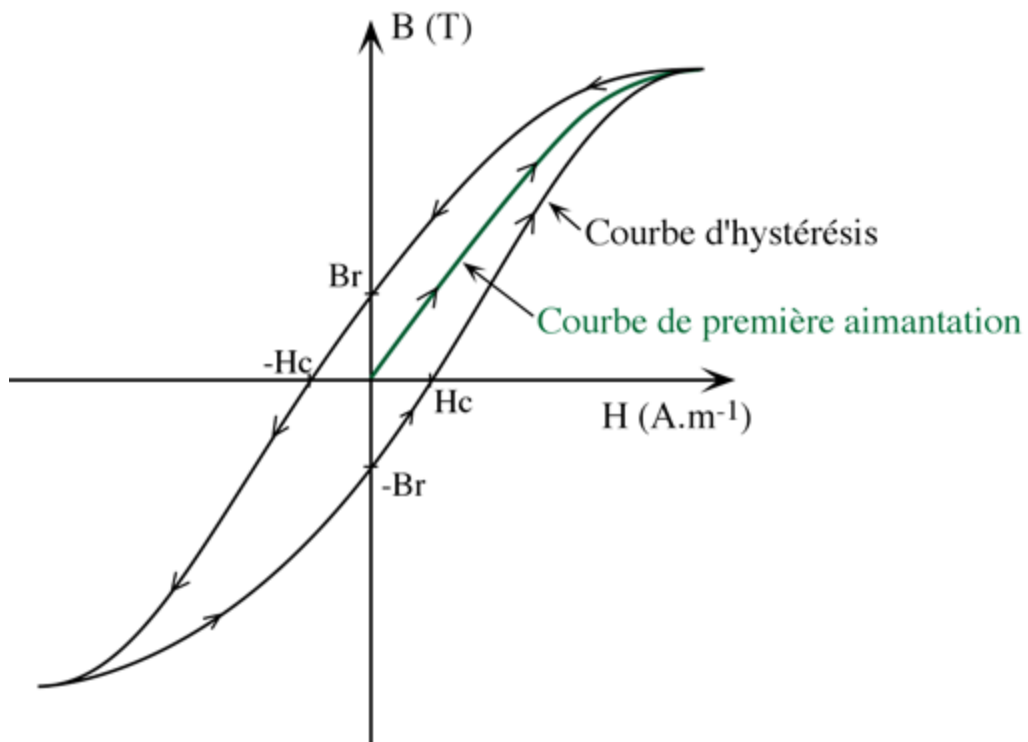


Fig. II.2. Courbe d'hystérésis.

On observe 3 zones dans la courbe de première aimantation : zone linéaire, coude de saturation, saturation.

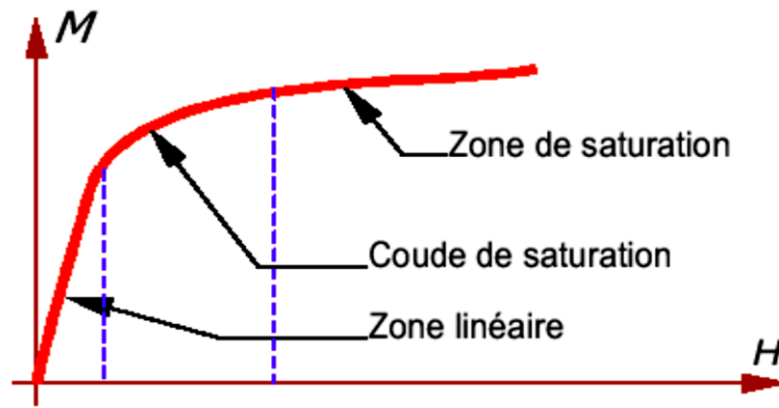


Fig. II.3. Zones de la courbe de première aimantation.

II.2.3. Cycle d'hystérésis de différents matériaux

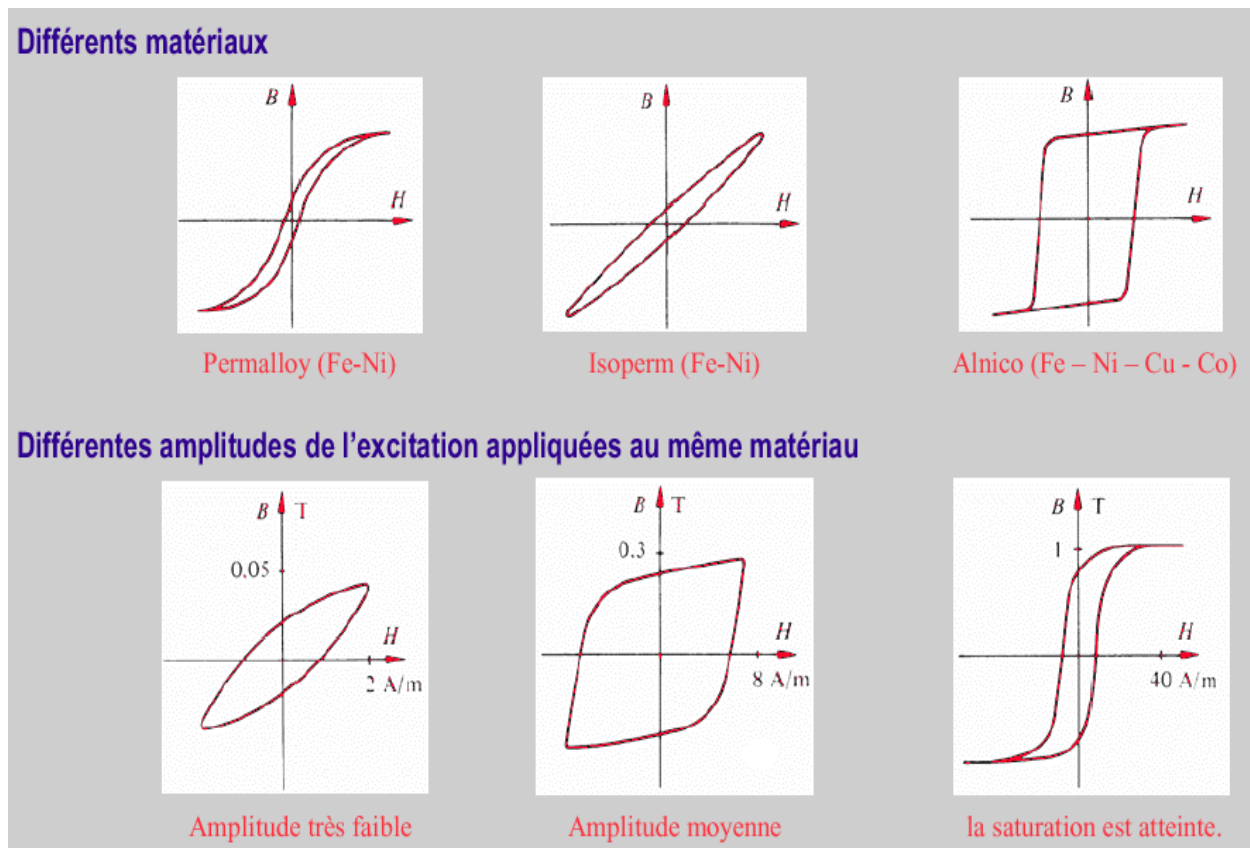


Fig. II.4. Cycle d'hystérésis de différents matériaux.

II.3. Classification des matériaux ferromagnétiques

Ces matériaux ont pour rôle la canalisation du flux magnétique dans l'entrefer des machines électriques tournantes (circuits magnétiques). Ou même ils sont l'origine du champ magnétique d'excitation (aimants permanents).

II.3.1. Matériaux ferromagnétiques doux

Sont des matériaux qui possèdent une aimantation rémanente facile à annuler, ils se caractérisent par :

- ✓ L'aimantation croît rapidement avec le champ appliqué.
- ✓ B_R plutôt élevée
- ✓ H_C plutôt faible

⇒ Démagnétisation aisée

- ✓ Surface du cycle d'hystérésis faible (*le cycle est étroit*).

Exemple : fer, certains aciers de fer et nickel, des ferrites

Application :

Ils sont utilisés pour les moteurs et les tôles des circuits magnétiques des transformateurs.

Exemple d'alliages utilisés pour les tôles des transformateurs :

FeSi 3,5% de Si

Saturation à 2 T

$B_r \approx 0$

$H_c \approx 0$

$\mu_r = 7000$ à 50 Hz

FeSi à grains orientés

Saturation à 3 T

$B_r = 1,4$ T

$$H_c = 8 \text{ A/m}$$

$$\mu_r > 40\,000 \text{ à } 50 \text{ Hz}$$

II.3.2. Matériaux ferromagnétiques durs

Sont des matériaux qui présentent une forte aimantation rémanente et difficile à annuler, ils se caractérisent par :

- ✓ l'aimantation croît lentement avec le champ appliqué
- ✓ B_R plutôt faible
- ✓ H_C plutôt élevé

⇒ Démagnétisation difficile : application aux aimants permanents

- ✓ Surface du cycle d'hystérésis grande (*Le cycle est large*)
- ✓ pertes magnétiques (proportionnelles à l'aire du cycle) assez importantes.

Exemple : magnétite, alliage AlNiCo, aciers spéciaux.

Application :

Ils sont utilisés pour faire des aimants permanents.

Exemple d'alliages utilisés pour les aimants.

Ferrite (oxyde de fer)

Saturation à $\approx 0,6 \text{ T}$

$B_r \approx 0,4 \text{ T}$

$H_c \approx 200 \text{ kA/m}$

Samarium-Cobalt (Sm-Co)

Saturation à ≈ 1 T

$B_r = 0,8$ T

$H_c = 500$ kA/m

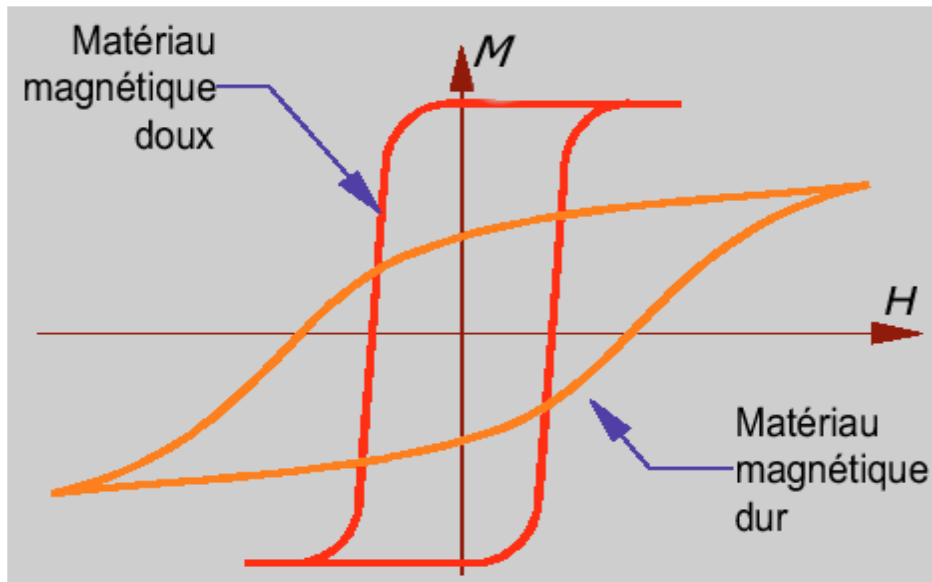


Fig. II.5. Cycle d'hystérésis des matériaux durs et doux.

II.4. Caractérisation des aimants permanents

II.4.1 Historique

Les aimants permanents ont d'abord été élaborés à partir d'acier ou de chrome-cobalt. Vers 1935, ils ont commencé à étudier des alliages de fer-aluminium, nickel, cobalt et cuivre. Ces alliages fondus ou frittés sont connus sous le nom de ticonal ou alnico. En 1951, ils ont utilisé les ferrites de baryum et de strontium. Actuellement les alliages ticonal et ferrites sont employés couramment et sont les deux types de matériaux à aimants permanents les plus utilisés.

Avec les matériaux modernes, la désaimantation due au vieillissement ou à l'action d'un champ magnétique (pas trop intense), peut être considérée comme négligeable. Cette propriété permet d'ailleurs de réaliser des aimants présentant des pôles de nom contraires très proche les

uns des autres. Ces différentes propriétés ont permis d'abandonner les formes classiques d'aimants permanents en fer à cheval ou en long barreau. Il est maintenant possible de réaliser des aimants de formes diverses et très pratiques.

Dans les appareils de mesures électriques (galvanomètres, ampèremètres et voltmètres), ils ont permis notamment une grande amélioration de la sensibilité et de la fiabilité. Dans certains moteurs et certains générateurs (alternateurs de voitures, dynamos, magnétos), ils sont employés à la place d'électroaimants. On les emploie aussi en électronique pour les haut-parleurs et les microphones.

Les aimants permanents sont de formes diverses (barreaux, en U). Ils attirent toutes les substances ferreuses (limaille, clous, etc.) par leurs extrémités, appelées pôles d'aimantation : pôles nord et sud.

Deux pôles de même nom se repoussent, tandis que deux pôles de nom contraire s'attirent.

Il est impossible d'isoler un pôle d'aimant en le brisant.

Ils créent une induction magnétique à partir d'une énergie magnétique acquise une fois pour toutes. Un aimant permanent est d'autant plus performant que sa polarisation rémanente est élevée et son champ coercitif important (pas de risque de désaimantation).

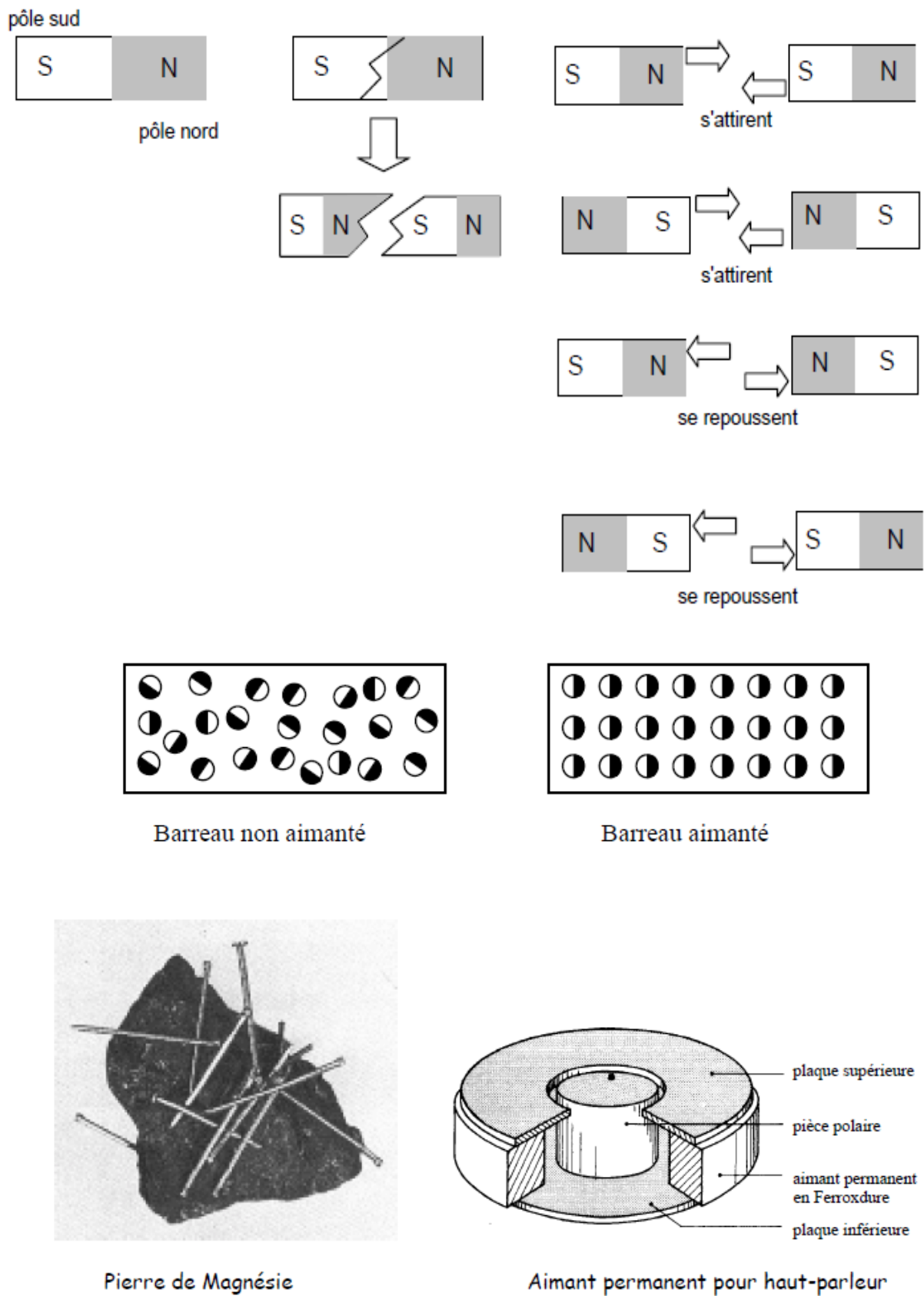


Fig. II.6. Caractéristiques des aimants permanents.

II.4.2. Champs magnétiques

Dans la région autour d'un aimant permanent, il existe un champ magnétique que l'on peut représenter au moyen de lignes de force magnétique semblables aux lignes de force électrique.

Contrairement aux lignes de force électrique, les lignes de force magnétique ne partent d'aucun point et n'arrivent à aucun point; elles se présentent plutôt sous forme de boucles.

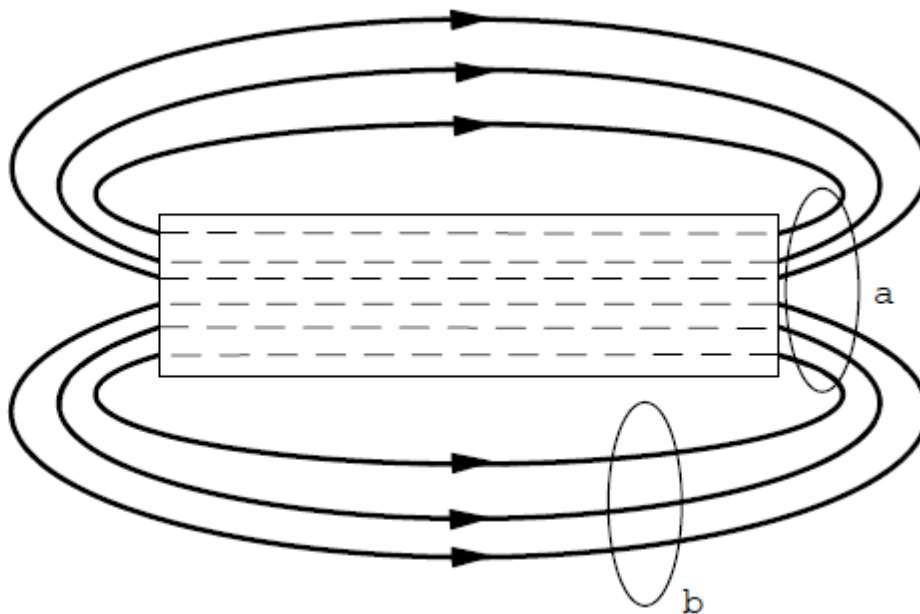


Fig. II.7. Direction des lignes de champ magnétique.

Les lignes de force vont du pôle nord au pôle sud, à l'extérieur du barreau aimanté, et du pôle sud au pôle Nord à l'intérieur. Elles sont également espacées et symétriquement distribuées autour du barreau.

Les lignes de force occupent la plus petite aire possible et leur longueur inter polaire est minimale. La force du champ magnétique d'une région quelconque dépend directement du

nombre de ligne de force par aire unitaire. Dans la figure ci-dessus, l'intensité du champ est deux fois plus grande au point a par rapport au point b, alors que les deux aires sont identiques.

Les aimants créent un champ magnétique, représenté par un vecteur B dont la direction et le sens en un point donné, sont définis comme suit :

- Direction : celle de l'axe d'une aiguille aimantée, Figure II.8, (boussole) placée au point considéré.
- Sens : sens Sud – Nord de cette même aiguille.

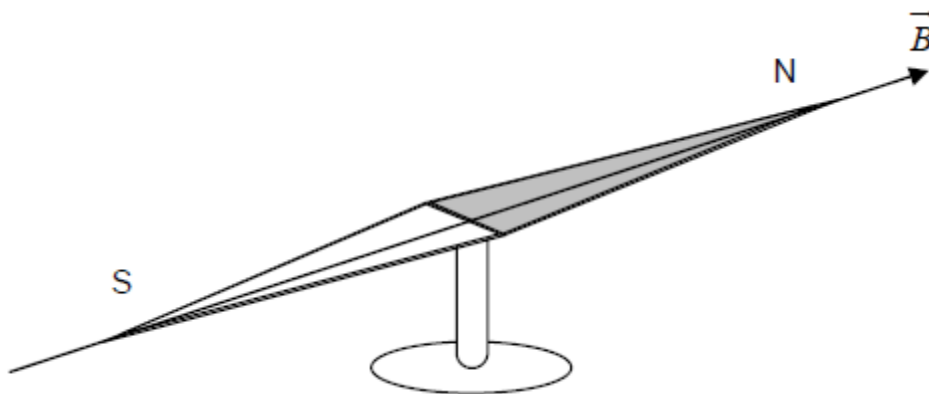


Fig. II.8. Orientation d'une boussole dans un champ magnétique.

✓ Lignes de champ

Pour matérialiser le champ magnétique, on peut saupoudrer des grains de limaille de fer sur une feuille de papier placée au-dessus d'un aimant. La limaille se dispose suivant des courbes fermées appelées **lignes de champ**, tangentes en chacun de leurs points au vecteur champ magnétique et orientées dans le sens du champ. Il y en a une infinité.

Dans le cas d'un aimant, les lignes de champ sont orientées du pôle nord vers le pôle sud à l'extérieur de la matière aimantée. L'ensemble de ces lignes constitue un spectre magnétique. Il est à noter que sur la terre, les lignes de champ sortent de ce que l'on nomme le pôle Sud géographique et que ce pôle correspond donc à un pôle nord magnétique.

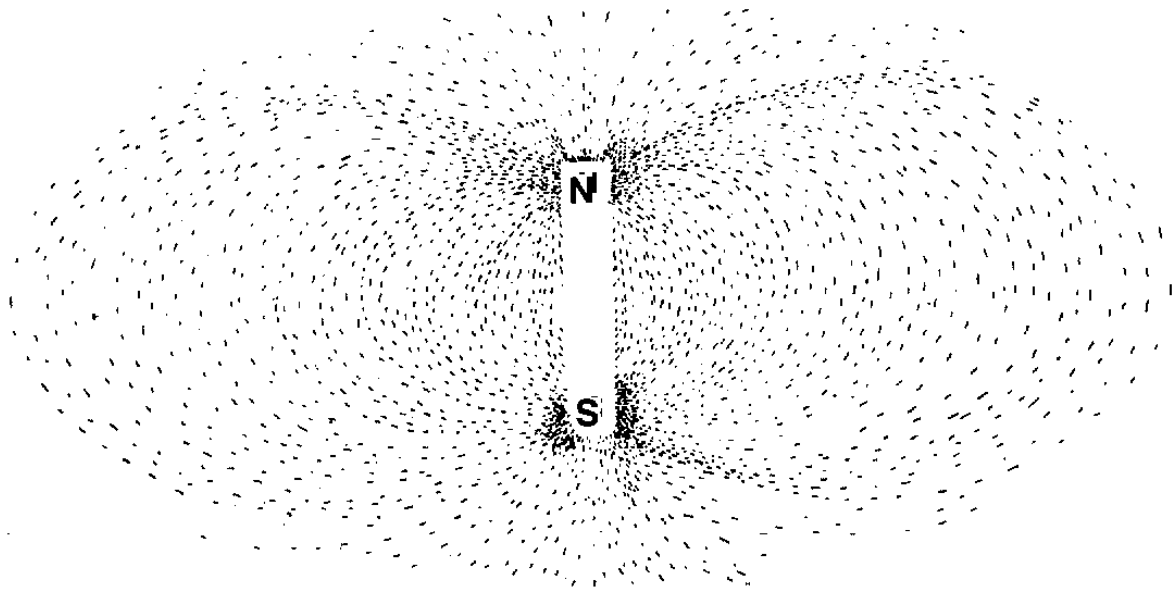


Fig. II.9. Spectre magnétique décrit par la limaille de fer autour d'un barreau aimanté.

✓ **Tube de champ**

Dans l'espace, un faisceau de lignes de champ s'appuyant sur deux contours (C1) et (C2) forme un tube de champ.

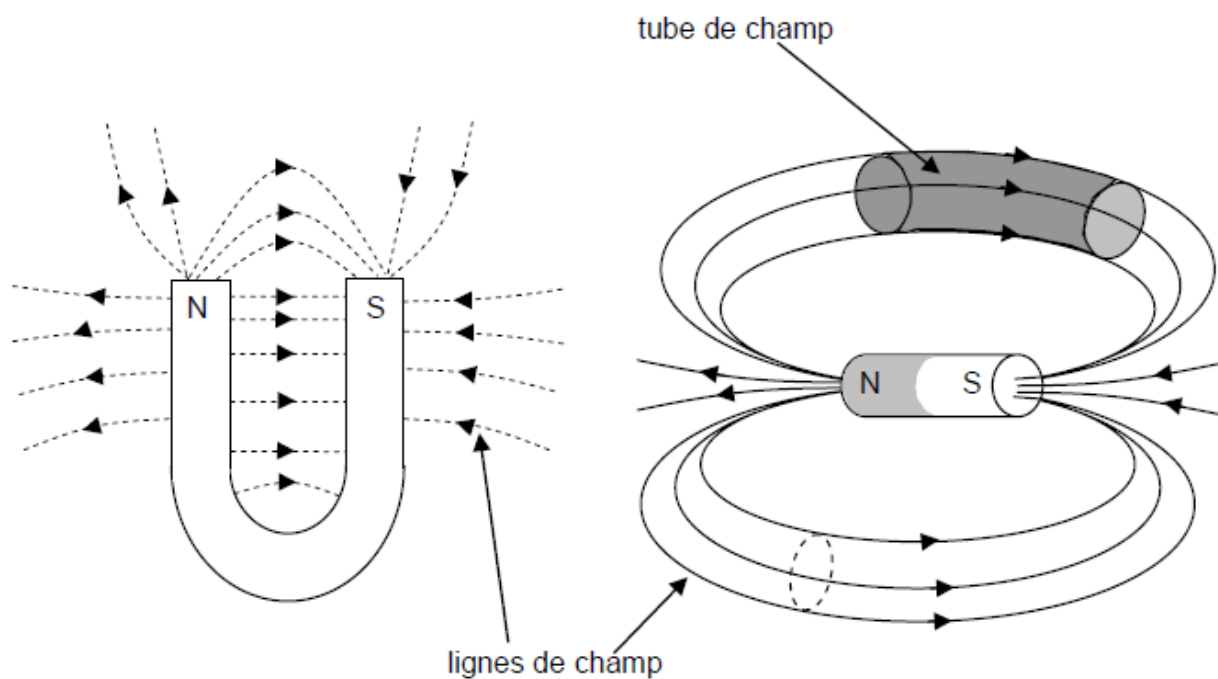


Fig. II.10. Spectre magnétique résultant.

✓ Aimantation par influence

Un barreau de fer doux placé au voisinage d'un aimant, même sans le toucher ; acquiert temporairement les propriétés d'un aimant (Fig. II.11). On dit alors que le barreau s'aimante par influence.

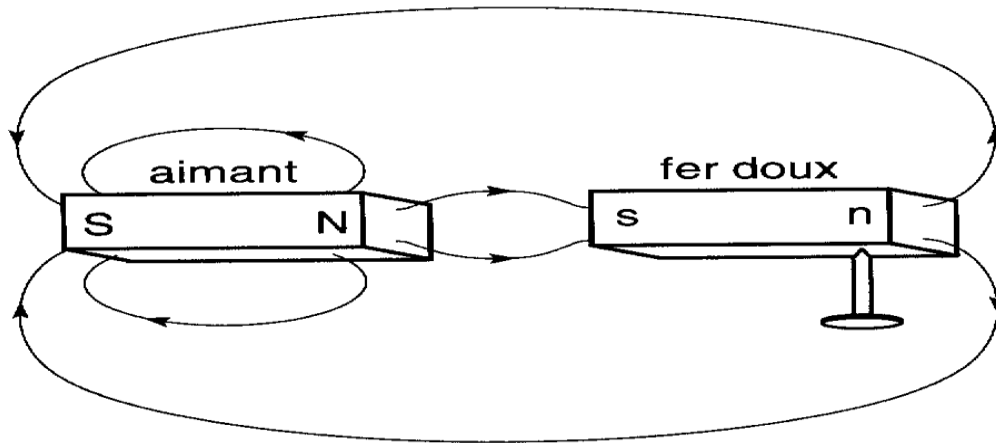


Fig. II.11. Phénomène de l'aimantation par influence.

Le barreau de fer doux présente deux pôles et devient un aimant complet. Son extrémité la plus rapprochée du pôle nord de l'aimant deviendra un pôle sud. Le barreau s'aimante en effet de la façon suivante : il se forme un pôle sud à l'extrémité où les lignes de force pénètrent dans le barreau et un pôle nord, à l'extrémité où elles ressortent.

Ce phénomène d'aimantation par influence explique l'attraction exercée par un aimant sur un barreau de fer : lorsqu'on rapproche le barreau d'un pôle de l'aimant, un pôle contraire d'établit dans le barreau et provoque, par le fait même, l'attraction.

On peut vérifier que le barreau de fer doux a acquis lui aussi la propriété d'attirer le fer, en y suspendant un clou.

Quand on éloigne le barreau de fer doux de l'aimant, l'influence de ce dernier ne se fait plus sentir, l'aimantation du fer doux disparaît et le clou tombe.

✓ Effet du fer doux sur un champ magnétique

La Fig. II.12 montre ce qui se produit lorsqu'on introduit un morceau de fer doux dans le champ magnétique d'un aimant : les lignes de force sont déformées

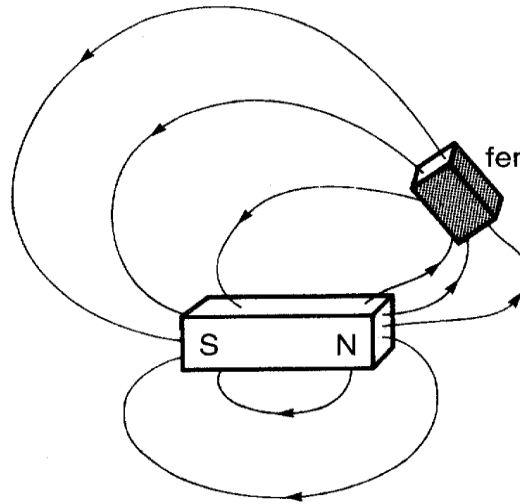


Fig. II.12. Les lignes de flux ont tendance à passer à travers un morceau de fer placé à proximité d'un aimant.

Comme si elles cherchaient à passer surtout à travers le fer plutôt que de continuer à travers l'air. Les lignes de forces paraissent par le fer. On dit alors que le fer est plus perméable aux lignes de force que l'air, car il se laisse traverser plus facilement par celles-ci. Le fer est un meilleur conducteur du flux magnétique que l'air.

II.5. Conclusion

Les matériaux ferromagnétiques sont actuellement utilisés dans divers domaines tels que les aimants permanents et l'enregistrement magnétique à haute densité. Ces matériaux sont caractérisés par leurs propriétés dites intrinsèques (dépendent de la composition chimique) et extrinsèques (fonction de la microstructure).

Le cycle d'hystérésis représente la réponse d'un matériau à un champ appliqué. Il donne les caractéristiques magnétiques intéressantes d'un échantillon. En général d'un point de vue pratique

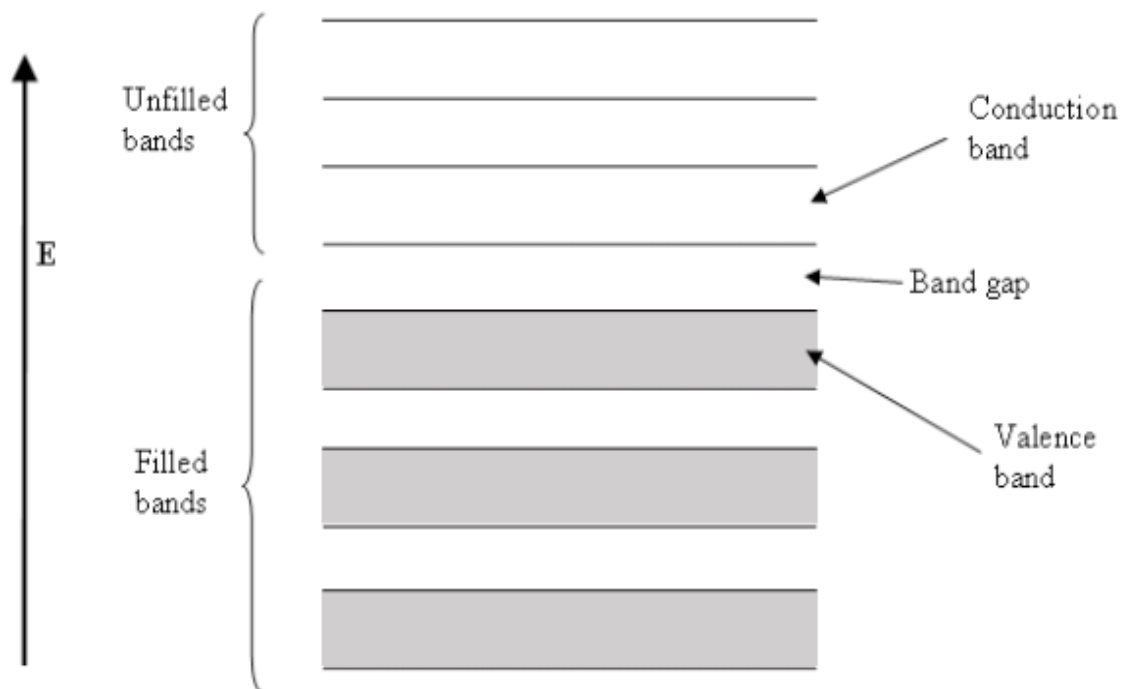
on utilise le cycle d'hystérésis des matériaux ferromagnétiques pour remonter à certaines grandeurs physiques telles que l'aimantation rémanente et le champ coercitif. A partir de la forme du cycle d'hystérésis on distingue deux grandes catégories de matériaux ferromagnétiques : matériaux doux et durs.

III.1. Introduction

Un matériau est diélectrique s'il ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer de façon macroscopique. Autrement dit, c'est un milieu qui ne peut pas conduire le courant électrique. A ce titre, on l'appelle parfois isolant électrique (Un isolant possède peu de charges libres, elles y sont piégées, contrairement à un matériau conducteur où les charges sont nombreuses et libres de se déplacer sous l'action d'un champ électromagnétique).

On compte parmi ces milieux le verre et de nombreux plastiques. Par exemple, les câbles électriques sont souvent protégés d'un revêtement en plastique pour éviter que le courant électrique ne puisse en sortir.

Malgré l'impossibilité des milieux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques. En effet les atomes qui constituent le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation liée à ce champ électrique, par la susceptibilité électrique.



Les diélectriques sont utilisés pour :

- ❖ assurer une séparation électrique entre des conducteurs portés à des potentiels différents afin de diriger l'écoulement du courant dans les conducteurs désirés → protection des personnes et des équipements ;
- ❖ supporter les éléments d'un réseau électrique et les isoler les uns par rapport aux autres et par rapport à la terre ;
- ❖ remplir les fonctions de diélectrique d'un condensateur.

La faculté d'un matériau à être isolant peut aussi être expliquée par la notion de bandes d'énergie. L'isolation électrique est rattachée à une grandeur physique mesurable, la résistance, qui s'exprime en ohms (symbole : Ω).

Les matériaux diélectriques sont caractérisés en particulier par :

- leur permittivité diélectrique ϵ
- leur rigidité diélectrique (kV/mm) : champ disruptif E_d ,
- grande résistivité électrique R ,
- résistance aux ondes de choc et aux arcs électriques,
- bon comportement thermique (endurance thermique),
- conductivité thermique W (évacuation des pertes),
- pertes surtout sous champ électrique variable.

On compte parmi ces milieux le verre et de nombreux plastiques.

Quelques milieux diélectriques solides usuels

- ✓ Le verre, utilisé pour faire des isolateurs de lignes haute tension
- ✓ La céramique, très utilisée pour les matériels HTB des postes électriques
- ✓ La plupart des plastiques
- ✓ Le Polypropylène, utilisé en particulier dans les condensateurs.

III.2. Phénomène de polarisation

Malgré l'impossibilité des milieux diélectriques de conduire le courant, ils présentent de nombreuses caractéristiques électriques. En effet les atomes qui constituent le matériau peuvent présenter des dipôles électrostatiques qui sont susceptibles d'interagir avec un champ électrique. Cette interaction se traduit par la création d'une polarisation liée à ce champ électrique, au niveau microscopique, par une polarisabilité, et au niveau macroscopique, par la susceptibilité électrique.

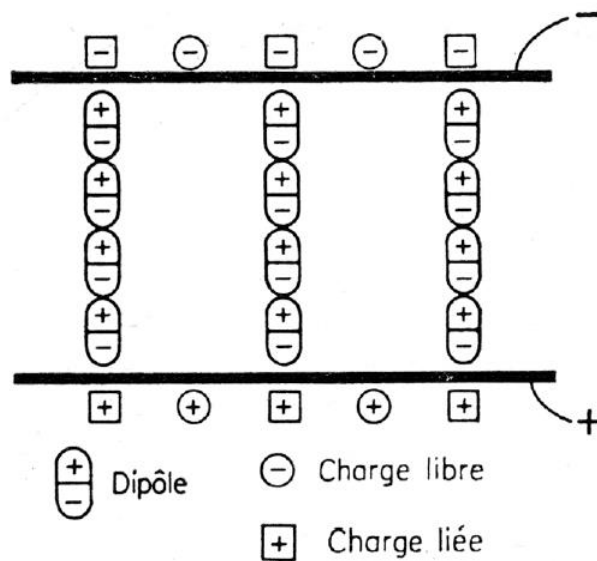


Fig. III.1 : Représentation schématique de la polarisation diélectrique.

Les électrons présents dans un milieu diélectriques ne peuvent pas, par définition, se déplacer sur des grandes distances.

Ils peuvent par contre présenter des mouvements d'amplitude très petite à notre échelle, mais qui peuvent être à l'origine de nombreux phénomènes.

Ces mouvements sont souvent des mouvements d'oscillation autour du noyau : le nuage électronique peut être déformé et ainsi créer un dipôle électrostatique. Il en va de même pour le déplacement global des atomes au sein du matériau (ils créent également des dipôles).

III.2.1. Création d'une polarisation

Le phénomène de polarisation provient en général de l'orientation d'un dipôle électrique, induit ou permanent, en présence d'un champ appliqué.

En soumettant donc le matériau à un champ électrique de tels dipôles peuvent être créés. S'ils existaient déjà, cela peut avoir comme effet de tous les aligner dans le même sens.

D'un point de vue microscopique, on peut relier l'amplitude de l'onde au dipôle créé via la notion de polarisabilité, qui est une caractéristique propre à chaque atome. Il est cependant impossible de mesurer de telles grandeurs microscopiques. On préfère utiliser une grandeur macroscopique, la polarisation, qui vaut la somme de tous les dipôles du matériau. Cette polarisation vient donc de différents effets physiques :

- ✓ **la polarisation électronique**, toujours présente, est due au déplacement et à la déformation de chaque nuage électronique,
- ✓ **la polarisation atomique** est due aux déplacements des atomes,
- ✓ **la polarisation d'orientation** existe lorsque des dipôles déjà présents sont tous alignés entre eux.

La polarisation est souvent proportionnelle au champ électrique qui l'a créée (ce cas est dit *linéaire*) :

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E}$$

Avec ε_0 la constante diélectrique et χ la susceptibilité électrique du matériau, qui est un nombre complexe caractérisant la polarisation créée par un champ électrique. Dans le cas d'un diélectrique anisotrope, χ est un tenseur de rang 2.

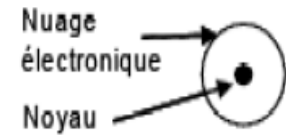

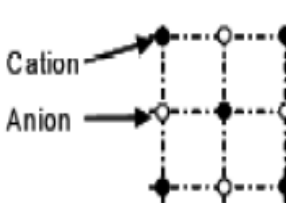
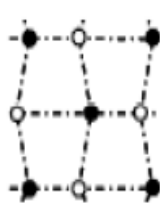
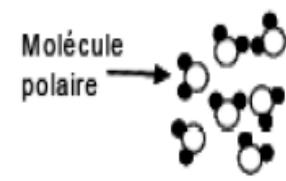

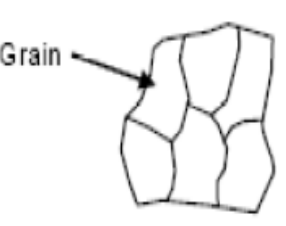

Durée d'établissement	Type de Polarisabilité	En l'absence de champ $E=0$	Sous champ électrique $E \rightarrow$	Description
10^{-14} à 10^{-16} s	Electronique			Déplacement du centre d'inertie du nuage électronique par rapport au centre d'inertie du noyau des atomes
10^{-10} à 10^{-13} s	Ionique ou Atomique			Déplacement relatif d'ions de charges opposées les uns par rapport aux autres créant des dipôles
10^{-9} à 10^{-3} s	Dipolaire			Déplacement de dipôles permanents (molécules par exemple) qui s'orientent pour être parallèle au champ (rare dans le cas de matériaux cristallins)
10^{-5} à 10^{+3} s	Charge d'espace ou Interfaciale			Déplacement de porteurs libres qui se concentrent aux défauts, lacunes, impuretés, joints de grains, surfaces, etc... créant une polarisation aux interfaces

Tableau. III.1 : Illustration schématique des différents mécanismes de polarisation.

III.2.2. Moment électrique d'un dipôle

Un dipôle électrique est formé par deux charges Q de signes opposés séparées par une distance l . Le moment dipolaire électrique est défini par :

$$\vec{p} = q\vec{\ell}$$

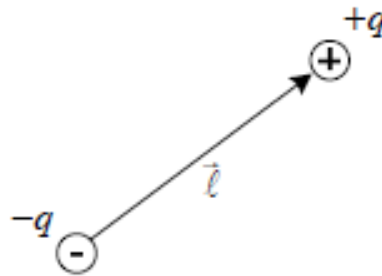


Fig. III.2 : Dipôle électrique.

Ces dipôles électriques peuvent provenir de différentes sources microscopiques ou macroscopiques. Habituellement, lorsqu'un matériau diélectrique se dégrade le nombre de dipôles électriques augmente et conséquemment le courant de polarisation, celui relié au mouvement des dipôles, augmente aussi. La polarisation due à ces dipôles correspond à la somme vectorielle de tous les dipôles par unité de volume. On peut donc définir la polarisation \vec{P} par :

$$\vec{P} = \frac{1}{\Omega} \sum_{i \in \Omega} \vec{p}_i$$

Où Ω est un volume dans le diélectrique et la sommation représente l'addition vectorielle de tous les moments électriques. Si ceux-ci sont orientés de façon aléatoire, ce qui est généralement le cas en l'absence d'un champ appliqué, alors la somme vectorielle donne zéro.

La figure ci-dessous illustre la variation de \vec{P} en fonction de l'intensité du champ appliqué. Certains matériaux, de par leurs structures, peuvent demeurer polarisés en l'absence d'un champ extérieur. Ce sont les ferroélectriques. On utilise, par exemple, ces matériaux pour la fabrication de sondes piézoélectriques, pour la détection ou pour la génération de signaux ultrasonores. Le titanate de baryum est un exemple connu de matériau ferroélectrique.

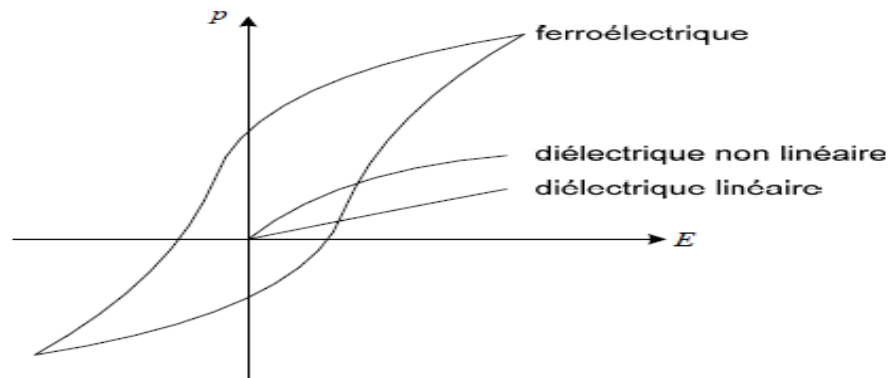


Fig. III.3 : Polarisation d'un matériau diélectrique.

Pratiquement tous les matériaux utilisés en électrotechnique sont des diélectriques linéaires. Les champs électriques peu élevés (par rapport aux champs typiques reliés aux effets non linéaires) expliquent que ces matériaux opèrent dans leur région linéaire.

III.2.3. Susceptibilité électrique

En électromagnétisme, la susceptibilité électrique est une grandeur caractérisant la polarisation créée par un champ électrique. Ce phénomène se produit uniquement par l'intermédiaire d'un milieu matériel (souvent un matériau diélectrique), et dans de nombreux cas, l'intensité du champ électrique utilisé est suffisamment faible pour que la polarisation vérifie la

$$\vec{P} = \epsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E}$$

relation suivante :

Où ϵ_0 est la constante diélectrique, et où χ la susceptibilité électrique est un nombre complexe sans dimension. Ce cas est dit linéaire car il s'agit d'une relation de proportionnalité. Il permet d'interpréter le phénomène de réfraction : en effet, la susceptibilité est reliée, d'après les équations de Maxwell, à l'indice η de réfraction n par la relation :

$$n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi)}$$

où $\text{Re}(\chi)$ désigne la partie réelle de la susceptibilité électrique.

Pour calculer la susceptibilité électrique, plusieurs approches sont possibles. Il faut dans tous les cas être capable de décrire l'effet d'un champ électrique sur les constituants la matière.

Les différents mécanismes possibles sont à l'origine de plusieurs types de polarisation :

- la polarisation électronique, toujours présente, due au déplacement et à la déformation du nuage électronique,
- la polarisation atomique ou ionique due aux déplacements des atomes ou des ions dans la structure du matériau,
- la polarisation d'orientation, pour les matériaux qui sont initialement déjà polarisés de façon microscopique, mais dont les éléments n'ont pas forcément la même orientation,
- la polarisation macroscopique due à des déplacements de charges dans l'ensemble du matériau.

Dans la plupart des cas, plusieurs de ces phénomènes sont présents et se cumulent. La principale difficulté du calcul réside dans le fait que le champ électrique macroscopique dans lequel est plongé le matériau est souvent différent du champ électrique local qui agit réellement sur les constituants microscopiques et donc crée la polarisation.

C'est pourquoi il faut distinguer susceptibilité (grandeur macroscopique) de polarisabilité (grandeur microscopique).

III.2.4. Définition de la constante diélectrique

La constante diélectrique symbolise la propriété du matériau à s'opposer au passage d'un courant électrique. Plus le matériau limite le passage d'un courant électrique et plus sa constante diélectrique est élevée. Dans la littérature, on parle souvent de la constante diélectrique relative.

La constante diélectrique se définit comme le rapport entre la permittivité ϵ du matériau considéré et la permittivité du vide ϵ_0 .

Où :

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

C'est à dire du rapport entre la constante diélectrique du matériau et celle de la constante diélectrique du vide prise comme référence ($\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{F/m}$).

La constante diélectrique décrit la réponse d'un milieu donné à un champ électrique. Elle intervient dans de nombreux domaines, en particulier en optique, via l'indice de réfraction. Les lois géométriques de la réfraction et la réflexion de la lumière y font appel.

Au niveau microscopique, la **constante diélectrique** est liée à la polarisabilité électrique des molécules ou atomes constituant le milieu.

Soit un condensateur plan à vide (ou à air) :

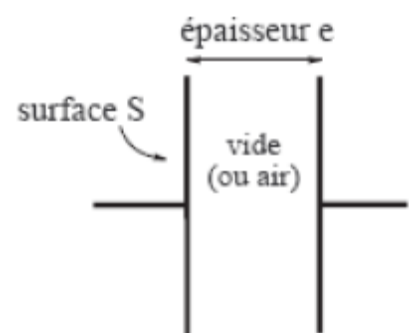
$$\text{Sa capacité est : } C_0 = \epsilon_0 \frac{S}{e}$$

Où $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F/m}$ est la permittivité absolue du vide (ou de l'air).

Si le même condensateur est rempli par un isolant, sa capacité

$$\text{devient : } C_0 = \epsilon_r C_0 = \epsilon_r \epsilon_0 \frac{S}{e}$$

La permittivité relative est définie par le rapport $\epsilon_r = \frac{C}{C_0}$:



La permittivité absolue est : $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$

Pour l'air, les gaz et le vide, $\varepsilon_r = 1$. Donc, $\varepsilon = \varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F / m}$.

Pour tous les autres isolants, $\varepsilon_r > 1$.

Les permittivités relatives de quelques isolants ont des valeurs qui sont approximatives et peuvent varier nettement en fonction de la fréquence, de la température. La permittivité est appelée également constante diélectrique (symbole ε_r).

Isolant	Permittivité relative
Air sec	1
Caoutchouc	4
Mica	6
Papier	2

Tableau.III.2 : Permittivité relative de quelques isolants

La **constante diélectrique** est une grandeur tensorielle (la réponse du matériau peut dépendre de l'orientation des axes cristallographiques du matériau), qui se réduit à un scalaire dans les milieux isotropes. Elle est très généralement complexe, la partie imaginaire étant liée au phénomène d'absorption ou d'émission du champ électromagnétique par le matériau.

La **constante diélectrique** est également notée k dans le domaine des circuits intégrés et des semi-conducteurs. Les matériaux dits low- k sont des diélectriques à faible permittivité. Ils

sont utilisés comme isolants entre les interconnexions métalliques pour diminuer le couplage entre celles-ci.

❖ Interprétation physique

La *permittivité* d'un matériau est définie comme le rapport entre la norme du champ de déplacement électrique et celle du champ électrique appliqué au matériau. Pour des champs suffisamment grands, ce rapport n'est pas constant et tend vers ϵ_0 .

ϵ_0 peut être vue comme la permittivité intrinsèque du vide.

Pour un matériau donné de permittivité ϵ , il est possible de définir la permittivité relative, normalisée par rapport à celle du vide

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$$

Cette valeur ne possède pas d'unité et est toujours supérieure à 1.

III.2.5. Rigidité diélectrique

La rigidité diélectrique d'un milieu isolant représente la valeur maximum du champ électrique que le milieu peut supporter avant le déclenchement d'un arc électrique (donc d'un court-circuit).

On utilise aussi l'expression champ disruptif. Pour un condensateur, quand cette valeur est dépassée, l'élément est détruit. La valeur maximale de la tension électrique appliquée aux bornes, est appelée tension de claquage du condensateur.

Si le champ électrique dépasse la rigidité diélectrique du matériau, on parle de **claquage**, et le matériau peut voir ses propriétés physiques modifiées, parfois de façon réversible, et parfois de façon irréversible.

❖ Cas particulier

Dans le cas d'un isolant gazeux, la rigidité diélectrique dépend de la pression du gaz, selon une relation non linéaire. (Loi de Paschen)

❖ **Le champ disruptif de l'air**

À la base, l'air est un fort isolant. Mais sous de fortes tensions, les électrons qui composent les atomes des molécules de l'air sont littéralement arrachés à leur orbite de valence pour participer à la conduction électrique : la foudre traverse alors l'atmosphère. La valeur du champ disruptif de l'air la plus communément admise est : 36 000 V.cm⁻¹

Cette interprétation étant plus connue sous le nom de « règle des 30000 V par cm ». Cela laisse présager en outre de l'ordre de grandeur des tensions mises en jeu dans le phénomène de la foudre. Pour un air saturé en humidité, cette valeur peut tomber à 10 000 V.

La rigidité diélectrique dépend de :

- la fréquence, la forme et la durée d'application de la tension ;
- la température, la pression et l'humidité de l'atmosphère ;
- la présence d'impuretés dans l'isolant (bulles d'air, humidité, ...).

❖ **Circuit équivalent d'une isolation en courant alternatif**

Un isolant placé entre deux conducteurs peut être modélisé de manière simplifiée par le circuit équivalent suivant :

C représente la capacité entre les deux conducteurs et la résistance R est la résistance d'isolement de l'isolant, elle est toujours $\geq 10^{12} \Omega$.

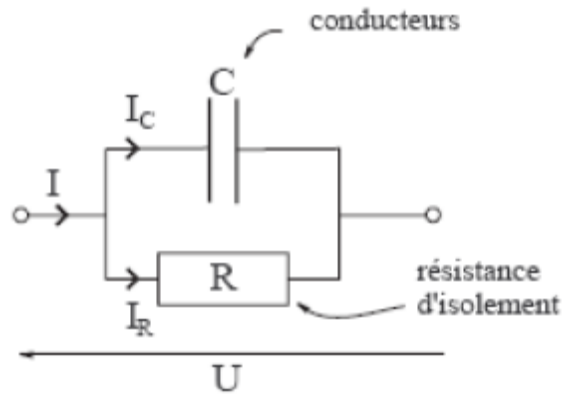


Fig. III.4 : Schémas équivalent d'une isolation en courant alternatif.

❖ Calcul de l'angle de pertes diélectriques

L'angle de pertes δ est défini comme étant l'angle complémentaire du déphasage entre la tension U entre les conducteurs et le courant de fuite I traversant l'isolant :

On a :

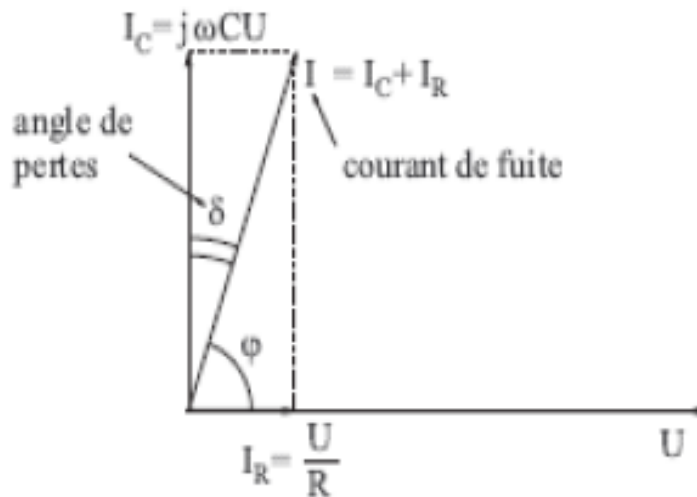


Fig. III.5 : L'angle de pertes diélectriques.

$$\tan\varphi = \frac{CU\omega}{\frac{U}{R}} = RC\omega$$

$$\tan\delta = \frac{1}{\tan\varphi} = \frac{1}{RC\omega}$$

La valeur $\tan \delta$ est appelée facteur de dissipation diélectrique.

L'angle de pertes caractérise la qualité d'un isolant :

- bon isolant \rightarrow résistance d'isolement R élevée, δ faible ;
- mauvais isolant \rightarrow R faible, δ élevé.

En pratique, le facteur de dissipation $\tan \delta$ varie entre 10^{-2} et 10^{-4} .

Les pertes diélectriques sont une grandeur à considérer essentiellement lorsque le champ électrique varie. Pour un condensateur, elles sont données par l'angle de pertes δ . La tension et le courant ne sont pas parfaitement en quadrature mais déphasés d'un angle $\pi/2-\delta$.

❖ Influence de la température sur les isolants

Une élévation de température contribue à diminuer la durée de vie d'un isolant :

- diminution de la résistance d'isolement (les isolants ont généralement un coefficient de température négatif) ;
- diminution de la rigidité diélectrique ;
- oxydation ;
- ramollissement pouvant atteindre la fusion.

❖ Loi expérimentale de vieillissement des isolants

Une augmentation de 10 °C de la température d'un isolant à doubler sa vitesse de vieillissement.

L'élévation de température est provoquée par les pertes diélectriques et l'échauffement des conducteurs. La chaleur est difficilement évacuée par les isolants car ceux-ci ont une conductivité thermique très faible.

❖ Classification thermique des isolants

Les isolants sont classés suivant la température maximale en dessous de laquelle ils ont une durée de vie d'une dizaine d'années.

Classe	T (°C)	Type
A	105	huile émail
E	120	résine époxyde, émail
B	130	polyester, amiante
F	155	silicones
H	180	silicones, mica
C	> 180	mica, porcelaines

Tableau.III.3 : Classe d'isolation et température maximale de fonctionnement.

III. 3. Propriétés physico-chimique

Dans la plupart des cas, les propriétés du diélectrique sont dues à la polarisation de la substance.

Lorsqu'un diélectrique, en l'occurrence l'air est placé dans un champ électrique, les électrons et les protons de ses atomes se réorientent et, dans certains cas, à l'échelle moléculaire, une polarisation est induite.

Cette polarisation engendre une différence de potentiel, ou tension, entre les deux bornes du diélectrique ; celui-ci emmagasine alors de l'énergie qui devient disponible lorsque le champ électrique est supprimé.

L'efficacité d'un diélectrique est sa capacité relative à emmagasiner de l'énergie comparée à celle du vide. Elle s'exprime par la permittivité relative, déterminée par rapport à celle du vide.

La force diélectrique est la capacité d'un diélectrique à résister aux champs électriques sans perdre ses propriétés isolantes.

Un diélectrique efficace libère une grande partie de l'énergie qu'il a emmagasinée lorsque le champ électrique est inversé.

❖ Cas des câbles

On peut également parler de champ disruptif dans le cas des câbles électriques, où le cœur (appelé également l'âme) est séparé de la gaine de masse par un isolant. Ici encore, un champ électrique radial trop élevé conduit au claquage de cet isolant, endommageant irréversiblement le câble. Le tableau ci-dessous expose la rigidité diélectrique de quelques matériaux.

Materiau	Rigidité Diélectrique (MV/m)
Air	3
Quartz	8
titanate de Strontium	8
Néoprène	12
Nylon	14
Pyrex	14
huile silicone	15
Papier	16
Bakelite	24
Polystyrene	24
Teflon	60

Tableau.III.4 : Rigidité diélectrique de quelques diélectriques usuels

III. 4. Types d'isolants utilisés dans l'industrie électrique

Isolants naturels :

- minéraux ;
- organiques.

Isolants synthétiques :

- matières plastiques
- élastomères ;
- composites.

Les isolants sont classés en trois types :

- solides ;
- liquides ;
- gazeux.

a. Isolants solides :

a.1. Isolants naturels :

a.1.1. Minéraux :

- Verres : sable siliceux + chaux + soude. Utilisés pour les isolateurs. Résistent à la chaleur et aux agents chimiques.

Propriétés : $T_{\max} = 400$ à 500 °C ; $G \approx 7$ kV/mm ; $\tan\delta = 0,02$ à $0,04$; $\epsilon_r = 7$.

- Céramiques : argile + quartz + fondants + oxydes métalliques. Utilisées dans les isolateurs de lignes aériennes et d'antennes, les supports d'inductances HF et UHF, les condensateurs HF, les composants piézo-électriques.

Propriétés : $T_{\max} = 200$ à 500 °C ; $G \approx 10$ à 20 kV/mm ; $\tan\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ à $1,2 \cdot 10^{-2}$; $\epsilon_r = 10$ à 3000 .

- Mica et produits micacés : silicates hydrates de métaux alcalins. Utilisés pour l'isolation à haute température des radiateurs de composants de puissance (feuilles de mica).

Propriétés : $T_{\max} = 500$ à 1000 °C ; $G \approx 210$ à 240 kV/mm ; $\tan\delta = 3 \cdot 10^{-4}$ à $26 \cdot 10^{-4}$; $\epsilon_r = 6$ à 7 .

a.1.2. Organiques :

- Papiers : cellulose extraite du bois ou de l'alfa. Imprégnés de diélectrique liquide pour éviter l'absorption d'eau, ils sont utilisés dans les transformateurs secs et les condensateurs.

Propriétés :

$T_{\max} = 105$ °C ; $G \approx 50$ à 80 kV/mm (papier sec) ; 100 kV/mm (papier imprégné d'huile)

$\tan\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ à $4 \cdot 10^{-3}$; $\epsilon_r = 4$ à 6 .

- Textiles : coton, soie naturelle, fibres artificielles. Rubans, toiles pour l'isolation, de conducteurs de faible diamètre, bobines.

Propriétés : $T_{\max} = 90$ à 120 °C ; $G \approx 5$ à 10 kV/mm ; $\epsilon_r = 3$.

- Caoutchouc : résine naturelle, latex de l'hévéa. Isolation de conducteurs et de câbles.

Propriétés : $T_{\max} = 60$ °C ; $G \approx 20$ à 30 kV/mm ; $\epsilon_r = 3$.

a.2. Isolants synthétiques :

Une matière plastique est le résultat d'un mélange qui comprend :

- une résine de base ou polymère, obtenue à partir de réactions chimiques complexes de polymérisation effectuées sur des matières de base :

- dérivés du pétrole ou du charbon ;

- calcaires, sable, fluorures, sels marins ;

- bois.

Les procédés de fabrication des matières plastiques sont principalement basés sur des traitements à haute température, sous des pressions élevées.

a.2.1 Caractéristiques des matières plastiques :

- très bonne rigidité diélectrique : toujours ≥ 10 kV/mm;

- résistivité élevée : $10^8 \leq \rho \leq 10^{17}$ $\Omega \cdot m$;

- faibles pertes diélectriques ;

- propriétés mécaniques inférieures à celles des métaux mais pouvant être améliorées par les procédés de fabrication (charges).

a.2.2 Matières plastiques utilisées en électrotechnique

Bakélite, Epoxydes, PVC, Polyéthylène, Téflon.

b. Isolants liquides :

Les isolants liquides présentent l'avantage de se régénérer après un claquage ; ils servent aussi au refroidissement par convection ou par évaporation (les isolants liquides ont généralement une bonne conductivité thermique). Ils sont utilisés seuls ou bien ils imbibent un isolant solide dont ils remplissent les vides.

b.1. Huiles minérales :

Dérivés du pétrole, utilisées dans les transformateurs, les disjoncteurs, les condensateurs et les câbles.

Propriétés :

- rigidité diélectrique : $G \approx 9$ à 10 kV/mm.
- facteur de dissipation : $\tan\delta = 4.10^{-4}$.
- permittivité relative : $\epsilon_r = 4$ à 6 .

b.2. Huiles synthétiques :

Huiles chlorées : ininflammables (pas de risque d'incendies), utilisées pour les transformateurs, les disjoncteurs, les condensateurs.

Huiles silicones : résistent à des températures élevées, prix élevés.

Huiles végétales (ricin) : plastifiant dans la fabrication des vernis et des résines.

b.3. Vernis

Ce sont des associations résine + solvant + siccatif. Utilisés pour l'imprégnation des bobinages.

Les isolants liquides ou gazeux, outre leur fonction pour la tenue diélectrique, jouent un rôle fondamental dans l'évacuation des pertes (fluides caloporteurs). Leurs propriétés thermiques sont par conséquent des caractéristiques très importantes. Le refroidissement des parties tournantes de certaines machines électriques est assuré par de l'hydrogène sous pression. Sa masse volumique inférieure à celle de l'air conduit à de meilleures propriétés thermiques et à des pertes par ventilation moindres. L'hexafluorure de soufre (SF₆) est un gaz très utilisé dans l'appareillage (disjoncteurs) à cause de ses propriétés particulières pour couper un arc électrique.

Isolants	Désignation	Champ disruptif E_d^* (kV/m)	Masse vol. (kg/m ³)	Cond. thermique λ (W/mK)	résistivité ρ (M Ω m)
Liquides	Hydrocarbures purs	20	900	0,16	10
	Hydrocarbures aromatisés	29	1820	0,15	10
	Huiles silicones	20-30	960	0,15	10
Gazeux	Air	3,2	1,29	0,024	
	Hydrogène	1,9	0,09	0,175	
	SF ₆	8,5	6,59	0,015	

* liquide : pour 2,5 mm ; gaz : pour 10 mm à 1 bar.

Tableau III.5 : caractéristiques d'isolants liquides et gazeux.

En pratique, le champ électrique maximum doit être inférieur à un tiers du champ disruptif. Les valeurs pratiques de matériaux usuels sont :

air : 1 kV/mm ; huile classique : 5 kV/mm ; carton : 11 kV/mm.

III.5. Claquage des isolants

Dans les isolants solides : le claquage dans un diélectrique peut provoquer la fusion, brûler ou perforer le diélectrique et les électrodes. Après un claquage, une trace du claquage sous

forme de perforation, de fonte ou de brûlure sur le diélectrique peut rester et donner une forme irrégulière à l'isolant. Si une tension est de nouveau appliquée à cet isolant, un claquage survient dans la majorité des cas, suivant le canal trace par la décharge précédente et même à une tension inférieure. Donc un arc qui survient dans les isolants solides nécessite leur remplacement.

Dans les isolants liquides et gazeux : Si le claquage survient dans les isolants liquides ou gazeux, la grande mobilité des particules permet à la trace de disparaître et l'isolant est ainsi régénéré (si le claquage n'a pas eu lieu pendant une durée assez grande pour changer les propriétés intrinsèques de l'isolant).

Chaque type de matériau possède une résistance au claquage (rigidité diélectrique) différente des autres. La rigidité diélectrique dépend considérablement de :

- la fréquence du réseau : la rigidité diélectrique diminuant avec l'augmentation de la fréquence ;
- température : la rigidité diélectrique diminuant avec l'augmentation de la température ;
- durée d'application de la tension.

III.5.1. Différents types de claquage des isolants solides

En pratique, le mécanisme de claquage et la rigidité diélectrique changent avec la durée d'application de la tension. Il est d'usage de classer les mécanismes de claquage suivant la durée d'application de la tension comme montré à la figure ci-dessous.

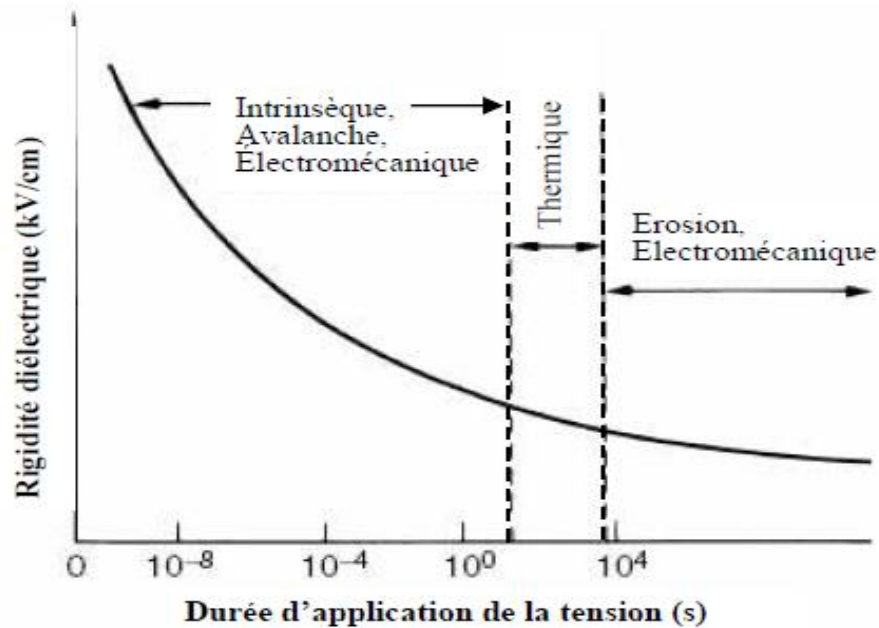


Fig. III.6: Différents types de claquage des isolants solides.

- Claquage intrinsèque « claquage électrique pur »
- Claquage par avalanche
- Claquage électrothermique
- Claquage électromécanique
- Claquage en extrémité (point triple)
- Claquage par décharge partielle

Les causes du claquage des solides sont diverses :

- ✓ Causes d'origine électrique : des charges électriques sont injectées par les électrodes ou proviennent par dissociation de particules dans le volume du matériau.
- ✓ Claquage d'origine thermique : à l'origine il existe un phénomène électrique conduisant à un échauffement du matériau.
- ✓ Claquage du a des effets parasites : des défauts dans le matériau sous forme d'inclusions solides ou gazeuses, qui provoquent une distorsion du champ électriques.

- ✓ Claquage électromécanique : sous l'action d'un champ électrique E , un matériau de permittivité ϵ est soumis à une pression qui a tendance à rapprocher les électrodes et donc d'exercer une contrainte de compression, sur le matériau.

III. 6. Conclusion

Les propriétés des diélectriques peuvent s'interpréter à l'échelle macroscopique par l'apparition dans tout le volume (initialement neutre) d'un moment dipolaire électrique. C'est le phénomène de polarisation : sous l'effet d'un champ électrique dans tout le volume considéré, le barycentre des charges positives et celui des charges négatives, initialement confondus, se séparent et forment ainsi un dipôle électrique de moment dipolaire. On caractérise alors l'état électrique du milieu par son moment dipolaire par unité de volume ou, plus précisément, en tout point, par la densité de moment dipolaire ou vecteur polarisation.

Les matériaux isolants sont en général capables de limiter la température maximale de fonctionnement des dispositifs électriques, à des valeurs nettement inférieures à celle présumée. Leurs propriétés se dégradent en effet très rapidement dès que la température dépasse une certaine valeur, définie par leur classe d'utilisation.

IV. Introduction

Les matériaux sont un des facteurs clés pour le progrès du matériel électrique. Ils ont encore un beau potentiel d'évolution. Des matériaux très performants sont mis au point dans les laboratoires. Leur industrialisation permettra d'avoir des matériaux encore meilleurs et qui offrent de nouvelles possibilités aux électrotechniciens.

IV.1 .Conducteurs

Les matériaux conducteurs les plus utilisés en électrotechnique sont le cuivre et l'aluminium. On utilise le cuivre dans la plupart des applications magnétiques pour sa faible résistivité (ex : moteurs électriques, alternateurs, transformateurs etc.). Dans les réseaux électriques (les lignes à haute tension), on utilise l'aluminium pour son faible poids.

Le but de cette partie est d'exposer brièvement des notions de base sur les matériaux conducteurs et leurs caractéristiques.

Densité de courant (j) : $j = I/S$

I : courant

S : section du conducteur en général en A/mm^2

Densité volumique de pertes Joule (p_J en W/m^3) $p_J = \rho j^2$, ρ : résistivité électrique (Ωm).

Les pertes sont la principale limitation des systèmes électromécaniques.

La résistance des matériaux est exprimée par :

$$R = \frac{\rho L}{S}.$$

Ils sont caractérisés par sa faible résistivité, qui dépend du métal utilisé et qui est de l'ordre

De 10^{-6} [$\Omega \text{ cm}$].

Le cuivre et l'aluminium sont les plus employés pour la fabrication des câbles et des appareils électriques. L'argent présente une bonne conductivité, il est moins utilisé est plus coûteux, généralement il est utilisé pour revêtement de certains contacts afin d'éviter toutes sortes d'oxydation.

IV.1.1. Le cuivre et ses alliages

Le cuivre est caractérisé par sa faible résistivité $\rho = 1,72 \cdot 10^{-6}$ [$\Omega \text{ cm}$], il est classé parmi les bons conducteurs électriques utilisés pour les câbles et les conducteurs de faible perte fer.

On distingue les alliages suivants :

- Cuivre (Cu) pur : utilisation : câbles, barres, bobinages et collecteurs ...;
- Le laiton est un alliage de cuivre (Cu) et de zinc (Zn), sa résistivité

$\rho = 6,4 \cdot 10^{-6}$ [$\Omega \text{ cm}$].

- Le bronze est un alliage de cuivre (Cu), d'aluminium (Al) et de plomb (Pb), sa

Résistivité $\rho = 15 \cdot 10^{-6}$ [$\Omega \text{ cm}$].

.

IV.1.2. Aluminium et ses alliages

L'aluminium est compté parmi les bons conducteurs $\rho = 2,8 \cdot 10^{-6}$ [$\Omega \text{ cm}$], mais il est caractérisé par sa souplesse et sa flexibilité. C'est pour cette raison qu'on cherche à le durcir par un traitement thermique.

On distingue les alliages suivants :

- Aluminium (Al) pur : il est conçu pour la fabrication des cages de moteurs asynchrones à rotor en court-circuit, et appareillages... ;
- Aluminium (Al) plus cuivre (Cu) : ils servent à la fabrication des enroulements des machines tournantes, ainsi pour les câbles nus... ;
- Aluminium (Al) plus Magnésium (Mg) et Silicium (Si) : On les utilise pour la fabrication des disjoncteurs et des carcasses des moteurs.

IV.1.3. Argent et ses alliages

- Argent pur $\rho = 2,8 \cdot 10^{-6} [\Omega cm]$: utilisé pour les contacts inoxydables ;
- Argent (Ag) plus Cadmium (Cd) : présente une faible résistance de contact.

IV.2. Supraconducteurs

Les matériaux supraconducteurs ont des propriétés électriques et magnétiques assez remarquables. La propriété la plus habituelle, et qui a donné le nom au phénomène, étant la disparition totale de toute résistivité en dessous d'une certaine température appelée température critique (T_c). Une autre propriété est le diamagnétisme parfait de ces matériaux ils expulsent totalement le champ magnétique en dehors de leur volume dans certaines conditions précises de champ. Cette partie a pour but de définir brièvement la supraconductivité et de mettre en évidence les propriétés de ces matériaux, une

introduction générale permettra dans un premier temps de découvrir ce phénomène, puis nous présenterons le comportement des supraconducteurs et enfin nous allons parler de leurs principales applications les plus utilisées.

IV.2.1. Historique

En 1911, alors que le physicien Néerlandais *Heike Kammerlingh Onnes* venait de réussir la liquéfaction de l'hélium (4,5°K), il proposa à Gilles Holst, un élève, de mesurer la résistivité d'un barreau de mercure. Ils découvrirent qu'elle s'annulait en dessous de 4,15°K, mais tous les éléments ne présentaient pas cette même caractéristique.

En 1933, *WALTER MEISSNER* et *R.OCHSENFELD* ont découvert qu'un métal pur supraconducteur (de type I) présente une forme d'imperméabilité aux champs magnétiques, ce diamagnétisme parfait qui caractérise les matériaux supraconducteurs est appelé depuis l'**effet MEISSNER**.

Faute de théories convaincantes, les chercheurs se contentaient de tester, presque au hasard, différents alliages à base de titane, de strontium, de germanium, et surtout de niobium qui donnait de meilleurs résultats. Des recherches ont même été entreprises dans le domaine des molécules organiques et en particulier des fullerènes ou foot allènes (à 33°K).

En 1957, les physiciens américains *JOHN BARDEEN, LEON COOPER ET JOHN SCHIFFER* proposèrent la théorie B.C.S, qui décrit le principe fondamental de la supraconductivité : A basse température, les électrons d'un matériau supraconducteur se déplacent par paire de *COOPER* sous l'effet de vibrations appelées phonons. C'est grâce à l'étude de ces phénomènes vibratoires que les chercheurs ont pu progresser dans leur quête de matériaux supraconducteurs à hautes températures critiques.

En 1962 Brian Josephson a prédit les effets quantiques qui portent son nom et qui sont utilisés en détection ultrasensible de champs magnétiques.

Malheureusement, les matériaux testés ne dépassaient pas une température critique supérieure à 23°K et la théorie BCS semblait avoir atteint ses limites. En avril 1986, la découverte d'un supraconducteur à 34°K la remettait en cause.

De nouvelles générations de composés apparurent notamment Ba-La-Cu-O, Y-Ba-Cu-O et Ti-Sr-Ca-Cu-O ces deux derniers permettant de dépasser la température de l'azote liquide, coûtant dix fois moins cher et refroidissant vingt fois mieux que l'hélium liquéfié, et la communauté scientifique espérait pouvoir atteindre la température ambiante.

Cependant, plus la température critique augmentait, plus le courant pouvant être conduit devenait faible et, en général, plus les performances s'amenuisaient et aujourd'hui, les efforts se concentrent sur la recherche de nouvelles théories capables d'amener la température de réfrigération des supraconducteurs de 164°K (record actuel nécessitant de hautes pressions) à la température ambiante.

IV.2.2. Propriétés élémentaires des matériaux supraconducteurs

IV.2.2.1. Résistivité électrique

La supraconductivité est la propriété que possèdent certains matériaux de conduire le courant électrique sans résistance à condition que leur température soit inférieure à une certaine valeur appelée température critique T_c (Figure. IV.1). Ils s'opposent également à tout champ magnétique externe.

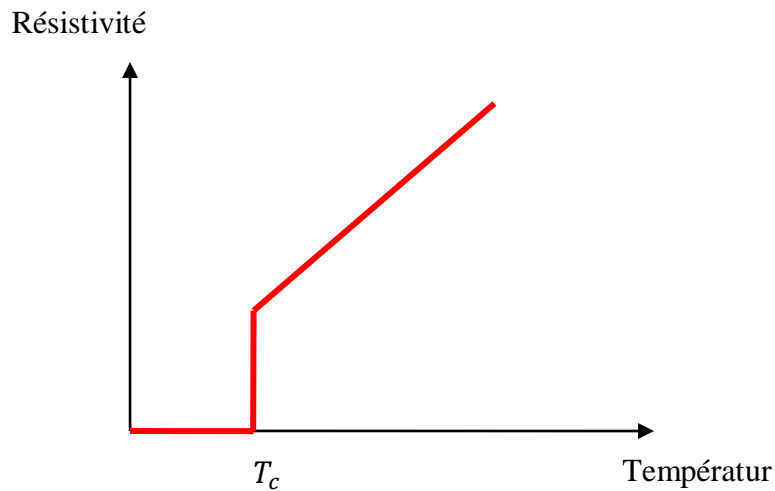


Fig. IV.1 : Résistivité d'un supraconducteur en fonction de la température.

IV.2.2.2. Effet Meissner

La conductivité parfaite ($R = 0$) implique qu'un changement de l'induction magnétique dans le matériau n'est pas possible $\frac{dB}{dt} = 0$. Aussi, lorsqu'un conducteur parfait, sous champs nul à température ambiante, est refroidi en dessous de T_c puis soumis à un champ magnétique, alors des courants d'écrantage vont être induits pour conserver $B = 0$ à l'intérieur du matériau, (Figure. IV.2(a)). Si au contraire, le conducteur parfait est soumis à un champ magnétique extérieur est ramené à zéro, dB/dt doit être conservé et des courant de piégeage seront induits pour piéger l'induction magnétique à l'intérieur, (Figure. IV.2(b)).

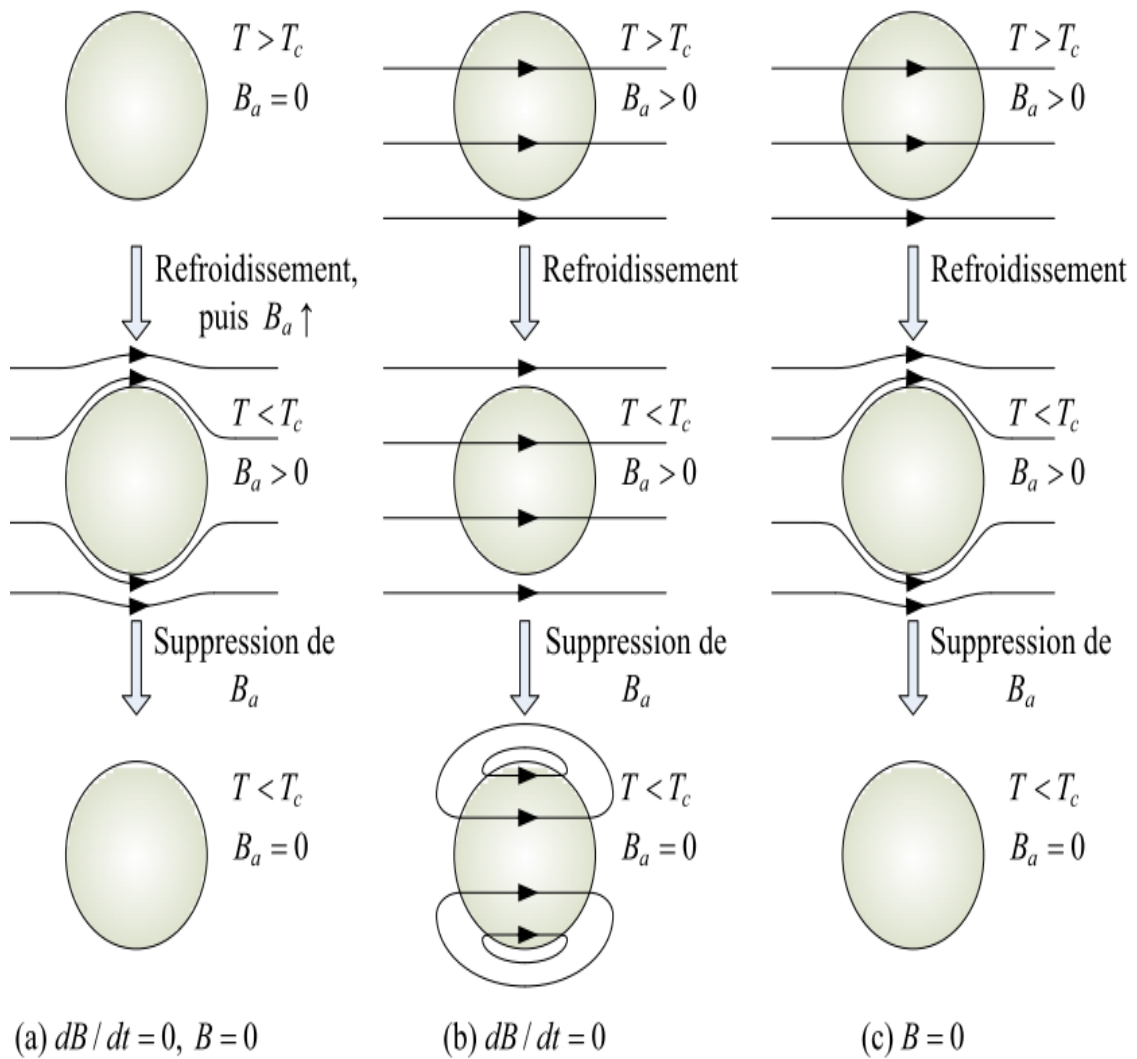


Fig. IV.2 : Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur.

(a) Si nous n'avons aucun champ magnétique extérieur $B_a = 0$ avant que le matériau soit refroidi, chaque matériau garde un flux magnétique interne nul en dessous de T_c . (b) un conducteur parfait piège le flux magnétique appliquée avant refroidissement $\dot{B} = \frac{dB}{dt} = 0$. (c) le flux magnétique est toujours écarté par un supraconducteur en dessous de T_c , qu'un champ magnétique soit appliqué avant refroidissement ou non $B = 0$.

Différemment dans le cas d'un supraconducteur :

- Dans le premier cas, quand le champ magnétique est appliqué après refroidissement, le conducteur parfait et le supraconducteur se comportent de manière similaire car l'induction magnétique est toujours nulle dans le matériau.
- Dans le second cas, l'induction magnétique est expulsée de l'intérieur du supraconducteur ($B = 0$) dès qu'il est refroidi en dessous de sa température critique.

Ce comportement est connu sous le nom d'effet Meissner : il s'agit de l'expulsion de toute induction magnétique de l'intérieur du supraconducteur, qu'elle soit là avant que l'échantillon soit devenu supraconducteur ou pas. Le diamagnétisme parfait est une propriété fondamentale d'un supraconducteur, qui n'est cependant valable que si la température et le champ magnétique sont en tout point inférieur à leur valeur critique $T < T_c$, $H < H_c$.

IV.2.2.3. Surface critique

Le supraconducteur peut manquer l'effet Meissner dans son état supraconducteur dans l'une Des conditions suivantes:

- La température du matériau dépasse la température critique T_c .
- Le champ magnétique extérieur appliqué dépasse une valeur critique appelée champ critique H_c .
- La densité de courant dans le matériau devient supérieure à la densité de courant critique J_c .

Ces trois paramètres T_c , H_c et J_c permettent de définir le domaine supraconducteur au delà duquel le matériau retrouve l'état normal comme illustre la (Figure. IV.3).

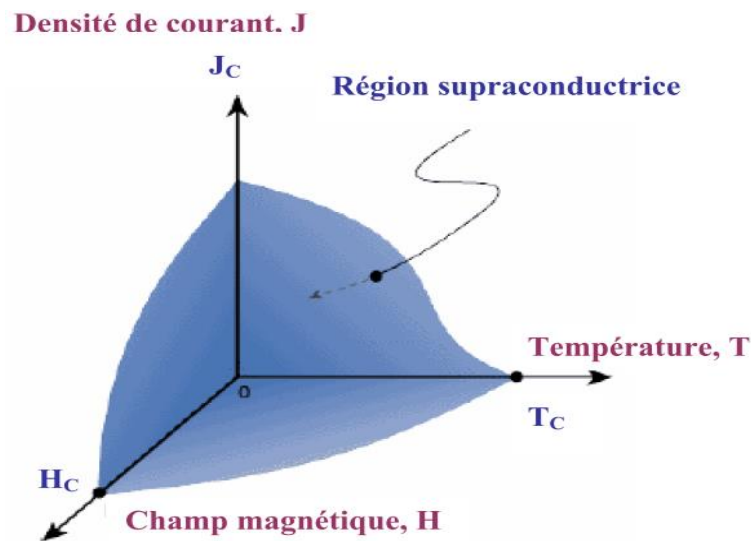


Fig. IV.3: Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur en ce qui concerne le champ magnétique, la température et la densité de courant.

IV.2.3. Les types de supraconducteurs

IV.2.3.1. Supraconducteurs de type I

Durant les années soixante, les scientifiques étaient persuadés que tous les supraconducteurs agissaient de la même façon en présence d'un champ magnétique. Ils savaient que la supraconductivité allait disparaître si le matériau est soumis à un champ magnétique plus intense qu'un champ critique H_c , et que la valeur de ce champ critique dépend de la température.

Ainsi, le matériau pouvait se trouver soit dans l'état normal, soit dans l'état supraconducteur, selon la valeur de la température et du champ magnétique appliqué. Aujourd'hui, on qualifie les matériaux se comportant de cette façon de supraconducteur de première espèce ou de type I (Figure. IV.4).

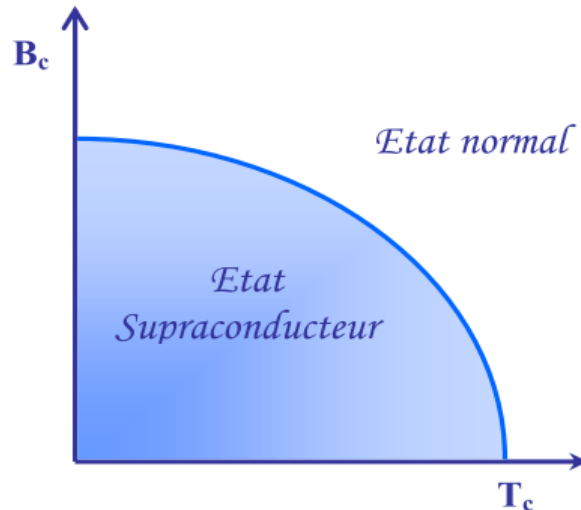


Fig. IV.4 : Diagramme de phase pour le supraconducteur de type I.

IV.2.3.2. Supraconducteurs de type II

Durant l'année 1962 un deuxième type de supraconducteurs a été découvert. Ces matériaux de deuxième groupe possèdent deux champs magnétiques critiques ($H_{c1} = B_{c1}$ et $H_{c2} = B_{c2}$) dépendant de la température. Ainsi, ils peuvent se trouver dans trois états : l'état normal, l'état supraconducteur et l'état mixte. Sous H_{c1} , le matériau est complètement à l'état supraconducteur. Lorsqu'il franchit ce champ magnétique critique, il se trouve à l'état mixte, c'est-à-dire que le flux magnétique commence à pénétrer dans le matériau à travers de minces faisceaux appelés vortex. Le centre de chacun des vortex est caractérisé par une conductivité normale, et le flux les traversant est gardé constant par des Boucles de courant persistant se formant sur leur circonférence. La densité des vortex augmente en proportion du champ appliqué. Si ce champ dépasse H_{c2} , le matériau atteint l'état normal, de la même façon que s'il avait outrepassé la température critique sans être soumis à un quelconque champ magnétique extérieur.

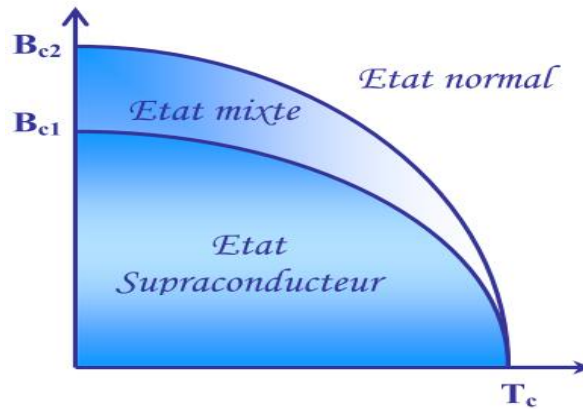


Fig. IV.5 : Diagramme de phase pour le supraconducteur de type II.

IV.2.4. Comportement magnétique

Les deux types de supraconducteurs se distinguent par leur réponse à un champ magnétique extérieur.

IV.2.4.1. Pour le supraconducteur de type I

La réponse d'un supraconducteur de type I est représentée sur la (Figure IV.6 (a)).

- Quand l'excitation magnétique varie de $H=0$ à $H = H_c$, la densité d'aimantation M est égale à $-H$ et la susceptibilité magnétique est $\chi = -1$. Le supraconducteur se comporte en diamagnétique parfait tel que le champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur, égal à $B = \mu_0(H+M)$, est nul.
- Au-delà de H_c , le matériau est dans l'état normal et l'aimantation est pratiquement nulle.

IV.2.4.2. Pour le supraconducteur de type II

La réponse d'un supraconducteur de type II est sensiblement différente. Elle est représentée sur la (Figure IV.6 (b)).

- De $H=0$ à une excitation critique H_{c1} appelée aussi champ critique inférieur, l'aimantation est égale à $-H$. Comme dans les supraconducteurs de type I, le matériau se comporte en diamagnétique parfait, il y a un effet Meissner total.
- A partir de H_{c1} , l'aimantation décroît progressivement pour atteindre $M=0$ (M : aimantation) à une excitation critique supérieure H_{c2} . Dans l'intervalle compris entre H_{c1} et H_{c2} , l'effet Meissner est seulement partiel.

Au-delà de H_{c2} , la susceptibilité magnétique est nulle et le matériau est dans l'état Normal.

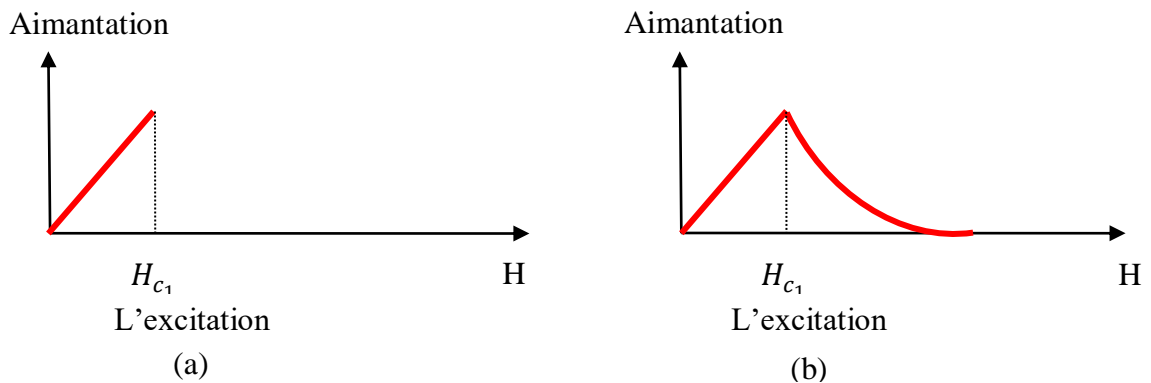


Fig. IV.6 : Dépendance de l'aimantation avec l'excitation magnétique pour les Supraconducteurs de type I (a) et de type II (b).

IV.2.5. Comportement thermique

Les supraconducteurs se distinguent également par leurs T_c . En dessous de 30 K ce sont les basses températures critiques (SBTC) alors qu'au delà ce sont les hautes températures critiques (SHTC). Les SHTC sont de type II.

IV.2.5.a. Supraconducteur à basse température critique (BTC)

Il s'agit des premiers supraconducteurs utilisés pour des applications réelles. Appartenant aux supraconducteurs de premier type. Leur température critique est inférieure à 20K et on les utilise essentiellement avec de l'hélium liquide.

Des matériaux tels que le NbTi ou le Nb₃Sn sont majoritairement utilisés, ils présentent une grande facilité de mise en forme pour des bobines à fort champ magnétique. On les retrouve par exemple dans les appareils d'imagerie médicale. La longueur maximale de ces fils atteint plusieurs kilomètres. Les alliages métalliques ils sont assez vigoureux pour être manipulés et montrent un rayon de courbure intéressant.

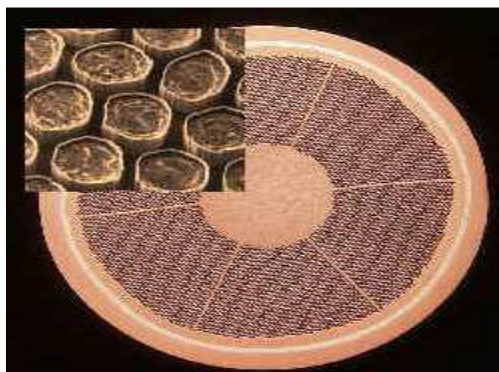


Fig. IV.7 : Fil NbTi.

Le tableau IV.1 donne quelques exemples des matériaux supraconducteurs à basse température critique, ainsi que leur température critique.

<i>Supraconducteur</i>	$T_c(K)$
Nb-Ti	9
Nb ₃ Sn	18
Nb ₃ Al	19
Nb ₃ Ga	20
Nb ₃ Ge	22

Tableau IV. 1 : Supraconducteurs à Basse Température (BTC).

IV.2.5.b. Supraconducteur à haute température critique (HTC)

La découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1986, somnolent sur des matériaux céramiques comme le Barium et l'Yttrium. Deux catégories ressortent donc, les BSCCO et YBCO. Le premier cité a une structure de type PIT (Powder In Tube), ce qui en fait un fil robuste et pouvant facilement composer des bobines pour des applications comme les moteurs électriques, une longueur maximale de câble de 1000m est atteinte actuellement. Le second, de structure multicouche de matériaux cuits et recuits, a des caractéristiques qui permettent d'envisager une utilisation à une densité de courant et un champ magnétique plus important, il peut atteindre actuellement près de 500m. Il trouve une utilisation avantageuse dans le domaine des lignes de transport.

On parle ici essentiellement de fil supraconducteur, des longueurs maximales disponibles ainsi que de la possibilité de les mettre sous forme de bobine. Les recherches actuelles sur ces matériaux sont principalement dédiées à l'YBCO. On doit également considérer le cas des matériaux massifs réalisés avec des mono domaines, ils peuvent permettre de s'opposer à des flux magnétiques très élevés, pour réaliser un écran magnétique, ou de piéger du champ magnétique pour concevoir un aimant supraconducteur. Actuellement les pastilles réalisées peuvent atteindre des diamètres de 50mm, des formes rectangulaires voire même hexagonales.

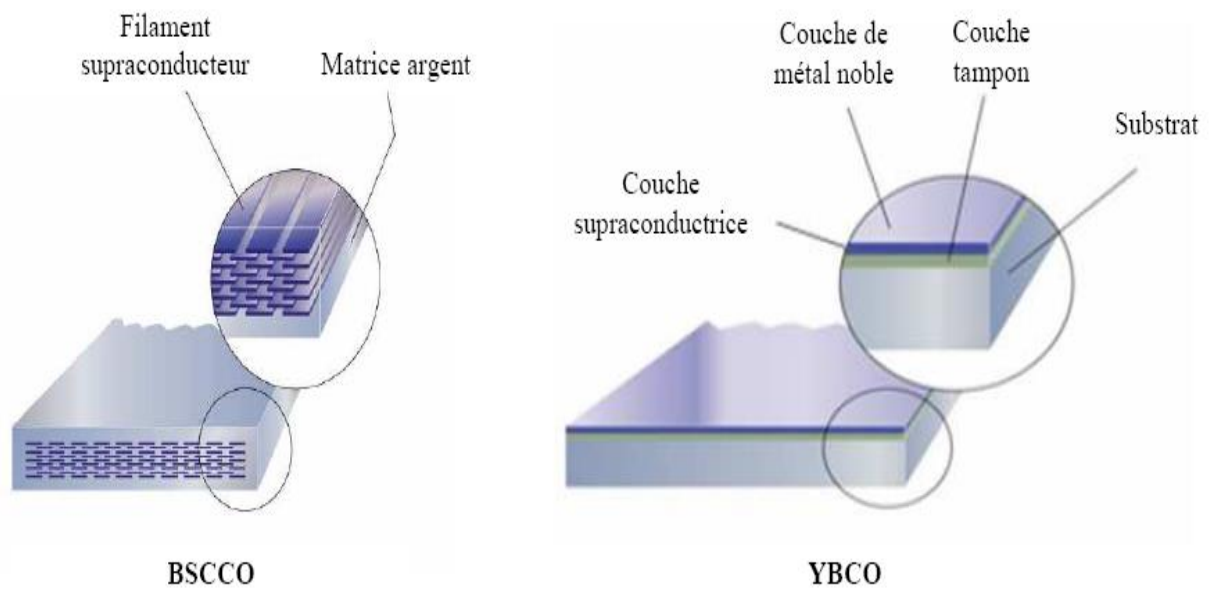


Fig. IV.8 : Fils supraconducteurs HTc.

Le tableau IV.2 donne quelques exemples des matériaux supraconducteurs à haute température critique, ainsi que leur température critique.

<i>Supraconducteur</i>	$T_c(K)$
La _{1.85} Ba _{0.15} Cu O ₄	35
La _{1.85} Sr _{0.5} Cu O ₄	40
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	95
Bi ₂ Sr ₂ Ca Cu ₂ O ₈	85
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110
Tl ₂ Ba ₂ Ca Cu ₂ O ₈	108
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₂ O ₁₀	125
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₆₊₅	133.5

Tableau IV. 2: Supraconducteurs à Haute Température critique (HTC).

IV.2.6. Principales caractéristiques des supraconducteurs

L'état non dissipatif est délimité par trois grandeurs principales : la température critique T_c , le champ critique H_c , et la densité de courant critique J_c .

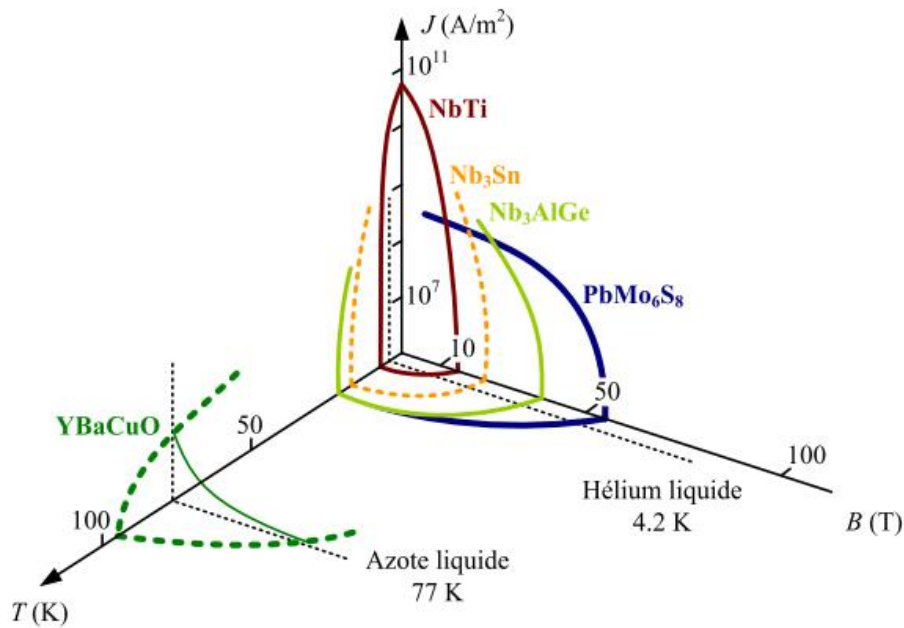


Fig. IV.9 : Surface critique des différents matériaux supraconducteurs.

IV.2.6.1. Température critique

L'état de supraconductivité caractérise la plu part des métaux à condition que la température soit très proche de 0 K. La température en dessous de laquelle un matériau devient supraconducteur est nommée température critique. T_c Est également la température de transition qui délimite l'état supraconducteur de l'état normal. La supraconductivité est obtenue aux températures T_c plus élevées pour les métaux mauvais conducteurs dans l'état normal, comme le mercure et le plomb. Proche de T_c la variation de la résistivité en fonction de la température est très rapide (voir Figure. IV.10).

La partie I représente la variation de la résistivité, $\rho(T)$ pour l'état normal, correspondante à la relation $\rho(T) = CT^5 + \rho_r$ ou ρ_r est déterminé par les impuretés et les défauts du réseau cristallin. La partie II de la courbe (Figure. IV.10) présente une chute très raide sur un intervalle de température de 0,01 ...0,001 K et caractérise l'état supraconducteur.

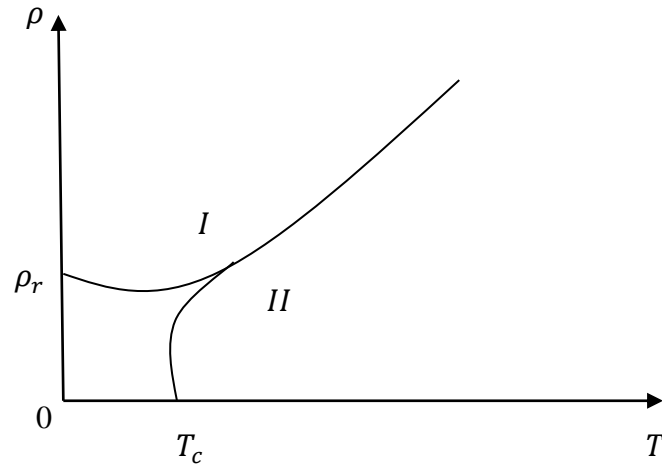


Fig. IV.10 : Dépendance de la résistivité en fonction de la température Pour l'état normal (I) et l'état supraconducteur (II).

La température a une influence sérieuse sur les autres caractéristiques d'un matériau Supraconducteur comme le champ magnétique, la résistivité ou la profondeur de pénétration.

IV.2.6.2. Champ magnétique critique

L'état supraconducteur peut disparaître pour un champ magnétique extérieur d'une certaine intensité H_c dépendant de la température. Dans la (Figure. IV.11 (a)). La courbe $H_c(T)$ divise le Quadrant $H_c > 0, T_c > 0$ en deux régions : supraconducteur et normale. La température Maximale à la quelle un matériau est supraconducteur est obtenue pour un champ extérieur nul.

Le supraconducteur présente la propriété nommé effet Meissner Ochsenfeld, qui consiste à ce que les lignes de champ magnétique sont expulsées du matériau sauf sur une très fine épaisseur, λ_L ($\sim 10^{-7}$ - 10^{-8} m), à la surface du métal. λ_L Augmente avec la température de manière que pour T proche de T_c, λ_L tend vers l'infini. Ainsi pour T supérieurs à T_c le comportement est non magnétique (aimantation nulle), par contre pour T inférieurs à T_c il est parfaitement diamagnétique (aimantation négative) si le champ

magnétique extérieur n'est pas très élevé. Pour des fréquences élevées, en infrarouge ($10^{12} \dots 10^{14}$ Hz), le métal devient non supraconducteur même pour des températures très basses, ($T < T_c$). Les théories classiques qui expliquent ces propriétés sont basées sur les équations Maxwell London.

Les supraconducteurs se divisent en deux catégories : type I et type II .Ceux de type I sont caractérisés par le fait que si le champ magnétique extérieur atteint la valeur critique l'effet Meissner s'arrête brusquement. Le diamagnétisme est parfait pour H inférieurs à H_c et la dépendance avec la température est avec la température est parabolique (Figure. IV.11 (a)) :

$$H_c(T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]$$

Où H_0 est la valeur du champ critique extrapolé à $T = 0$ K. La résistivité augmente brusquement à la valeur correspondante à l'état normal quand le champ magnétique dépasse la valeur de H_c .

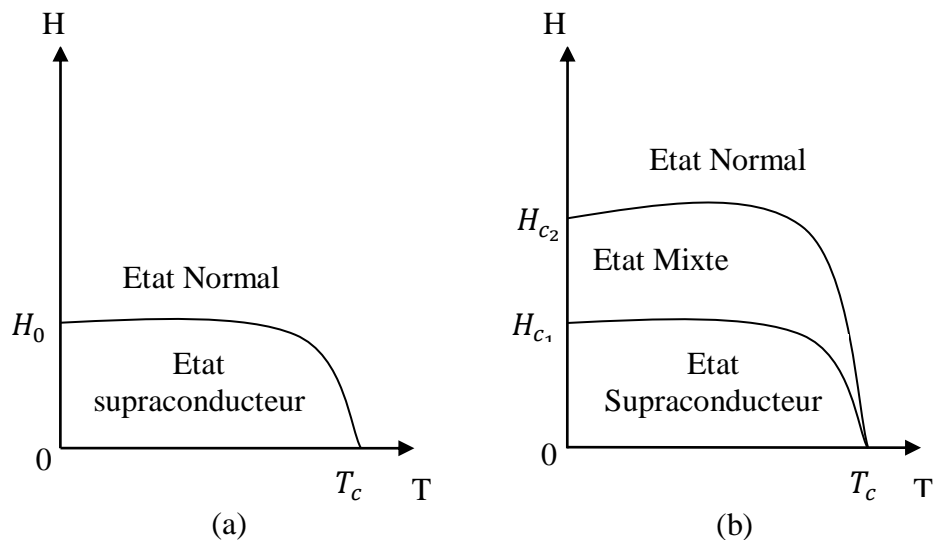


Fig. IV.11 : Etats des supraconducteurs de type I(a) et II(b),

Aux supraconducteurs de type II, le diamagnétisme parfait disparaît progressivement à partir d'une valeur de champ magnétique H_{c1} et la disparition totale du diamagnétisme est produite pour un champ H_{c2} . La caractéristique $H(T)$ des supraconducteurs de type II

comporte plusieurs zones : une première dans laquelle la résistivité électrique est nulle ; une deuxième zone, où ρ peut prendre la valeur nulle ou correspondante à l'état normal ρ_n ou encore une valeur intermédiaire dépendante de facteurs comme la concentration des impuretés, la densité de courant, la direction du champ magnétique, etc.; la quatrième zone correspond à l'état normal ($\rho = \rho_n$). On peut considérer comme ordre de grandeurs les champs magnétiques $H_{c1} = 10$ kA/m, $H_{c2} = 10$ MA/m. Les supraconducteurs de type II sont constitués généralement des alliages ($Nb - Zr, Nb - Ti$), des composants supraconducteurs (Nb_3Sn, V_3Ga) et de métaux de transition avec une résistivité grande à l'état normal.

Pour des valeurs de champ comprises entre H_{c1} et H_{c2} ces matériaux présentent des zones à l'état normal, dans lesquelles l'induction magnétique est non nulle. Ces zones ont des formes filamenteuses avec des diamètres, d , comparable à 2ξ (la longueur de cohérence, $\xi \ll \lambda_L$ pour les supraconducteurs de type II) et sont entourées de courants induits, dénommées tourbillons ou vortex séparées par des zones supraconductrices dans lesquelles $B = 0$ et où se referment les lignes de courants tourbillonnaires.

IV.2.6.3. Densité de courant critique

La densité de courant critique correspond à la valeur maximale au delà de laquelle un champ électrique apparaît.

Pour les supraconducteurs de type I, la répartition du courant n'est pas homogène. Le courant de transport circule uniquement à la surface, dans l'épaisseur de pénétration de London. Pour les supraconducteurs de type II la densité de courant critique est fortement dépendante de l'induction B donc de la présence de vortex dans la structure du matériau. Pour une induction transverse, dans l'état mixte, un supraconducteur idéal présente une densité de courant nulle. Le courant de transport réagit avec les vortex et ceux-ci se déplacent lorsque la force créée de Lorentz $J_c(B)$ est supérieure aux forces d'ancrage (ou

de pinning), entraînant une dissipation dans le matériau. Lorsque la densité de courant dépasse une valeur critique J_c les vortex sont déracinés. C'est le régime de flux-flow. Libérés, les vortex se déplacent. Un champ électrique est créé, proportionnel à $J - J_c$. Dans le régime de flux flow une résistivité dépendante de l'induction magnétique apparaît et elle est noté ρ_f .

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{\mu_0 H_{c2}} \quad \mu_0 H_{c1} \leq B \leq \mu_0 H_{c2}$$

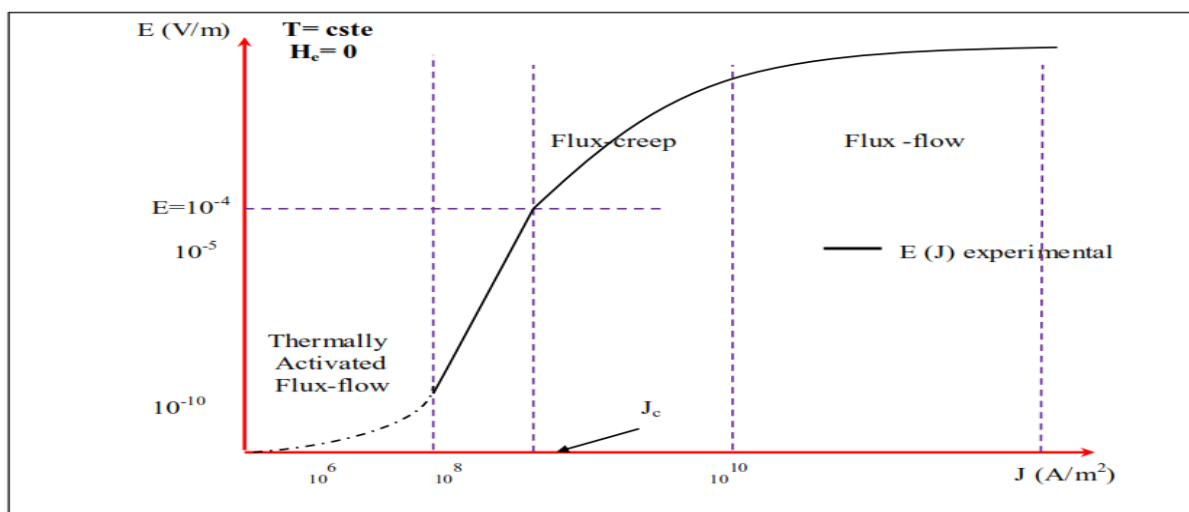


Fig. IV.12 : Dépendance du champ électrique en fonction de la densité.

La courbe analysa $E(J)$ représentée (Figure .IV.12) donne une image classique d'un comportement de supraconducteur HTC. Sur cette courbe, on peut distinguer trois régimes de dépendance de la valeur de J : le thermally activated flux-flow (TAFF), le flux creep et le flux flow. Ces régimes se différencient par un comportement magnétique du supraconducteur différent qui est fonction de la force de Lorentz et donc du courant appliqué :

Un premier régime appelé flux-flow pour des courants supérieurs au courant critique où la force de Lorentz est très supérieure aux forces d'ancrages des vortex, laissant ainsi les vortex se déplacer librement dans la même direction dans un mouvement collectif.

Un second régime situé autour du courant critique, appelé flux-creep. La densité de vortex est assez forte. Des vortex interagissent entre eux. Si l'un d'eux se décroche (Force de Lorentz plus la probabilité de saut), par interaction d'autres vortex vont se déplacer. On va donc observer Des déplacements de vortex par "paquets".

Un dernier régime, très controversé (en pointillé sur la (Figure .IV.12)), pour de faibles courants appelés TAFF où les vortex sauteraient en moyenne tous dans la même direction d'un point d'ancrage à un autre de manière désordonnée. Ce régime n'est pas encore bien défini et dépend de la température (à basse température, le réseau de vortex serait "gelé" et il n'y aurait donc plus aucune dissipation. On passe donc directement en régime de flux creep). Les pertes en régime TAFF sont totalement négligeables devant les pertes en régime de flux-creep. Le régime de flux-flow est le plus dissipatif.

IV.2.7. Réseau des vortex

IV.2.7.1. Structure d'un vortex

Les supraconducteurs de type II sont les matériaux les plus étudiés, que ce soit en physique fondamentale ou en physique appliquée. Cet intérêt est dû aux propriétés de leur état Mixte qui induisent de forts paramètres critiques (T_c ; H_c ; J_c). Ces matériaux représentent, de par le comportement des vortex, un système modèle pour beaucoup de domaines de la physique.

Le physicien A.A. Abrikosov démontra analytiquement que le champ magnétique pénètre dans un matériau de type II sous la forme de " nano tourbillons d'électricité", contenant chacun un même quantum de flux magnétique. Par analogie avec d'autres systèmes physiques, ils sont nommés vortex et leur structure se schématise selon la (Figure. IV.13). Ils se composent d'un cœur de rayon $\xi(T)$, s'assimilant à un cylindre à

l'état normal, autour duquel circulent des courants supraconducteurs d'écrantage sur une longueur $\lambda(T)$ (Figure. IV.13). Les cœurs sont composés de quasi particules (électrons ou trous) dont la distribution énergétique est quantifiée selon celle de l'état normal. Ces excitations électroniques restent confinées dans le cœur tant que leur énergie n'excède pas le gap supraconducteur d'énergie $\Delta(T)$. Au delà, elles peuvent quitter le cœur pour relaxer vers l'état supraconducteur qui est plus favorable énergiquement.

Ces phénomènes de dépeuplement du cœur des vortex sous l'effet d'un champ électrique peuvent influencer considérablement les mécanismes de dissipation sous \vec{B}_a . L'orientation et le sens de ces vortex sont globalement identiques à celle du champ Magnétique appliqué \vec{B}_a , mais elle peut localement être modifiée pour des raisons énergétiques.

La philosophie générale est qu'un vortex minimise son énergie en plaçant son cœur normal dans les zones les moins supraconductrices.

Ceci est particulièrement effectif dans les matériaux anisotropes, comme les cuprites SHTC où la supraconductivité est généralement attribuée aux plans C_uO_2 .

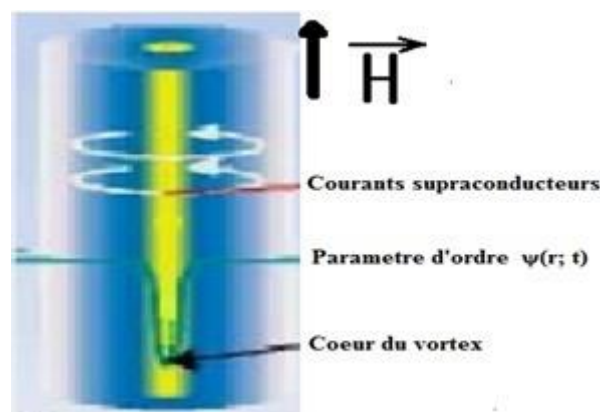


Fig. IV.13 : Structure d'un vortex.

IV.2.7.2. Les effets du piégeage

Par définition, le courant critique I_c est le courant que crée une force de Lorentz, et pour déplacer les vortex, il faut que cette force soit supérieure aux forces d'ancrage des vortex. Si la force de Lorentz l'emporte sur l'inertie des vortex, ceux-ci se mettent en mouvement avec pour conséquence la dégradation de la supraconduction. Pour éviter cet effet pervers, il faut piéger les vortex, c'est à dire les ancrer. Comme les vortex sont "chargés", il suffit de minimiser leur "charge". Or, aucun matériau n'est absolument parfait et il existe des imperfections (impuretés, inhomogénéités, défauts...) dans tous les matériaux. Ces défauts peuvent, par conséquent, servir à ancrer les vortex. Les centres de piégeage vont dépendre, en partie, de la nature des défauts du matériau et leur efficacité sera maximale lorsque leur taille est comparable à celle des vortex. Or, les vortex qui, à l'origine, sont des cylindres parallèles au champ magnétique, passent par les impuretés, ce qui va minimiser leur énergie. De plus, il n'est pas nécessaire que tous les vortex soient piégés parce que, formant un réseau triangulaire, il suffit d'en bloquer quelques uns pour bloquer le tout (Figure. IV.14).

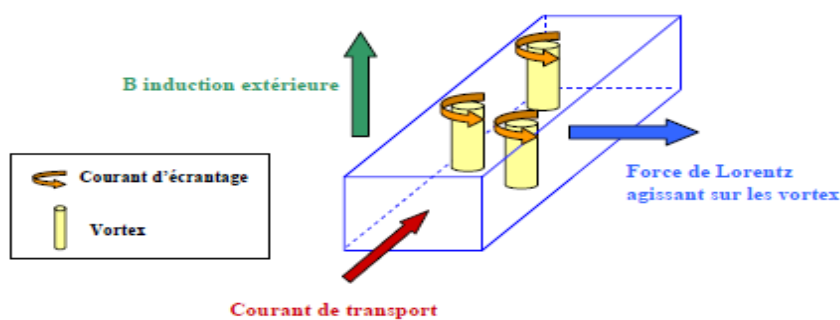


Fig. IV.14 : Mouvement des vortex dans un supraconducteur.

Le piégeage des vortex n'est pas une propriété spécifique des supraconducteurs à haute température critique. Mais les hautes températures rendent le piégeage thermiquement activé et le mouvement du flux plus important. En outre, contrairement aux

supraconducteurs classiques, la ligne de fusion dans des SHTC se trouve au-dessous de la ligne $H_c(T)$ à cause de l'anisotropie.

Différentes sources de piégeage ont la capacité de figer les vortex dans une position:

- La plus évoquée d'entre elles est le piégeage volumique qui correspond à un ancrage des vortex dans des zones de défauts, répartis dans le volume d'un matériau (Figure. IV.15), où le paramètre d'ordre $\psi(r; t)$ est affaibli. Ces centres d'ancrage sont d'autant plus efficaces que les défauts ont une dimension proche des grandeurs caractéristiques $\lambda(T)$ et $\xi(T)$.
- Une autre forme importante de piégeage est l'ancrage de surface qui se fonde sur l'idée que les vortex doivent se courber.

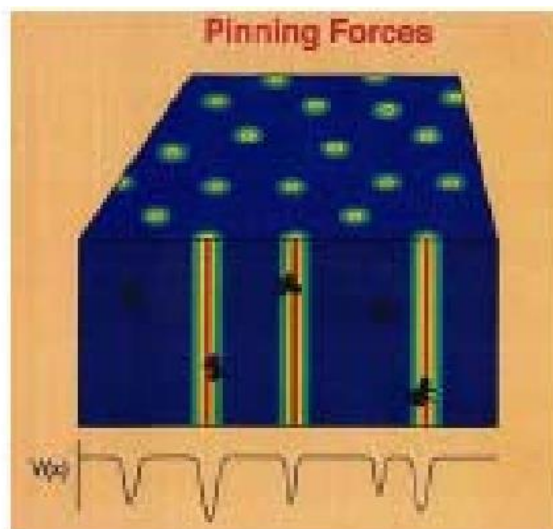


Fig. IV.15 : Ancrage des vortex.

IV.2.8. Effet Josephson

L'effet Josephson est l'un des effets remarquables de la supraconductivité. C'est un phénomène quantique macroscopique qui apparaît à très basse température dans certains supraconducteurs. Dans l'état supraconducteur, les électrons s'attirent deux à deux et forment des paires, appelées paires de Cooper. L'effet Josephson est associé au passage de

ces paires, par effet tunnel, au travers d'une barrière isolante placée entre deux supraconducteurs, appelée jonction Josephson (Figure. IV.16).

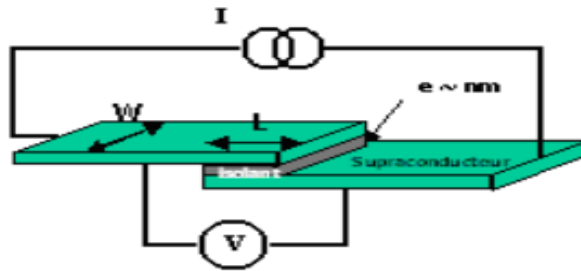


Fig. IV.16 : Schéma de la jonction Josephson.

IV.2.9. Principales applications supraconductrices en électrotechnique

Les matériaux supraconducteurs HTC ont des propriétés remarquables qui rendent leur utilisation envisageable dans divers domaines d'applications en électrotechnique. Ils sont des candidats importants surtout pour les applications liées à l'électromagnétisme. Néanmoins, la classification de ces applications est faite en trois catégories suivant la valeur utile de l'induction magnétique générée par le supraconducteur:

1. Très forts champs magnétiques : Cette catégorie concerne les bobines de champs, les systèmes de stockage d'énergie...

2. Forts champs magnétiques : Cette catégorie concerne les moteurs, les alternateurs, les transformateurs, les systèmes de stockage de l'énergie...

3. Faible champ magnétique : Cette catégorie concerne les lignes du transport d'électricité, les transformateurs, les limiteurs de courant...

Dans ce qui suit on va présenter quelques domaines d'applications des supraconducteurs à haute température critique (SHTC) en électrotechnique.

IV.2.9.1. Machines tournantes

L'utilisation des supraconducteurs dans les cryoalternateurs est à l'origine de nombreux prototypes. Le remplacement des bobinages en cuivre par des enroulements supraconducteurs permet un gain de masse grâce aux grandes densités de courant du fil et à la disparition du circuit magnétique. Le fort couple massique de ces machines en fait une application intéressante pour les systèmes embarqués.

IV.2.9.2. Câbles de transport

Les supraconducteurs créant nettement moins de pertes que les câbles classiques, ils sont très intéressants pour les applications de transport d'énergie. Cependant le problème de la cryogénie sur de grandes longueurs peut s'avérer difficile à résoudre. Une solution consiste à faire circuler un fluide cryogénique dans un tube au centre du câble et à enrouler le fil supraconducteur autour. Avec l'accroissement de la demande en énergie, certaines lignes électriques nécessitent d'être renforcées. Cependant l'espace nécessaire à la pose de nouveaux câbles n'est pas toujours suffisant, dans ce cas les supraconducteurs offrent une solution intéressante.

IV.2.9.3. Les Trains à Lévitiation Magnétique

La lévitation magnétique est basée sur la répulsion entre les éléments embarqués sur le train et des plaques conductrices (ou des bobines court-circuitées) situées sur la voie. L'avantage des bobines est de réduire la puissance dissipée. L'entrefer (distance sol-train) peut être de 10 cm si les aimants du train sont suffisamment puissants. Il faut faire appel à la supraconductivité. Ces trains à lévitation présentent plusieurs avantages : outre le fait qu'ils circulent à de très hautes vitesses (ce qui raccourcit la durée des trajets), ils n'usent pas les voies (car il n'y a pas de contact direct), et le problème du captage du courant par

pantographe ne se pose plus. Les contraintes des trains sur rails (contact pantographe-caténaire, adhérence, freinage, signalisation) n'autorisent pas aujourd'hui des vitesses commerciales au-delà de 350 km/h.

IV.2.9.4. Stockage d'énergie

Le principal inconvénient de l'énergie électrique est qu'elle est difficilement stockable. Le Superconducting Magnetic Energy Storage (SMES).

Permet de stocker de l'énergie sous forme magnétique, cette dernière pouvant être restituée avec un très bon rendement. Son fonctionnement consiste à court-circuiter une bobine supraconductrice, permettant ainsi au courant de ce reboucler indéfiniment.

Le SMES peut servir comme réservoir d'énergie pour réguler les réseaux électriques, il peut également être utilisé comme source d'énergie Pulsionnelle pour les lanceurs électromagnétiques ou le formage magnétique.

IV.2.9.5. Les transformateurs

Les supraconducteurs peuvent aussi être utilisés dans des transformateurs en lieu et place des enroulements classiques en cuivre ou en aluminium permettant des gains intéressants, en poids et en volume. En effet, les études effectuées ont montré des performances remarquables de ce type de transformateurs, par rapport à un transformateur conventionnel, les pertes peuvent diminuer de 30 %, le volume de 50 % et le poids de 70 %. La société SIEMENS a réalisé et testé avec succès un transformateur de 1 MVA. La société US Navy a fabriqué un transformateur de 40 MVA 13,8 kV – 3 kV ; 60 Hz avec des enroulements en YBaCuO à 74 K et en MgB2 à 24 K.

IV.2.9.6. Les aimants permanents supraconducteurs

La propriété remarquable des matériaux supraconducteurs de pouvoir piéger un champ magnétique, permet de concevoir des aimants permanents supraconducteurs. Un supraconducteur massif HTc est refroidie sous un champ nulle, puis en l'exposant à une variation rapide du champ magnétique, le matériau SHTc va piéger le champ magnétique.

Dans le supraconducteur, le champ piégé est lié aux courants induits par la loi de Lenz. Ces courants se développent comme dans un métal normal, à partir de la surface extérieure, mais contrairement aux matériaux résistifs, ils ne s'amortissent pas puisque la résistivité est nulle.

Lorsque le champ extérieur diminue, la répartition des courants change pour s'opposer à cette nouvelle variation et tendre à piéger l'induction.

Pour que le supraconducteur piège efficacement le champ magnétique il faut que le champ extérieur atteigne une valeur appelée champ de pénétration H_p .

IV.2.9.7. Limitation de courant

Le limiteur supraconducteur permet de protéger le réseau électrique des courants de court-circuit en agissant comme un régulateur naturel de courant, sachant que ces courants de défauts peuvent atteindre, dans les réseaux de distribution actuels jusqu'à 10 à 30 fois la valeur du courant assigné.

Le principe de cet appareillage nommé 'Limiteur de courant' consiste à introduire une impédance de ligne supplémentaire lorsqu'un défaut apparaît.

IV.2.10. Conclusion

Après avoir présenté un aperçu historique sur les matériaux supraconducteurs, ainsi que leurs comportements électromagnétiques, on a conclu que l'utilisation des matériaux HTC dans l'industrie a connu un départ important. Celui-ci est rendu possible grâce aux nombreux travaux de caractérisation menés à travers le monde. L'étude du comportement magnétique et les mesures expérimentales fournissent une description globale de la supraconductivité. Malheureusement, l'exploitation et la caractérisation de ces matériaux restent difficiles car elles se font très loin de la température ambiante, l'inconvénient majeur pour ces matériaux reste toujours la température critique qui est très basse. De plus les phénomènes microscopiques locaux mis en jeu sont très complexes et constituent un obstacle à la description d'une loi universelle pour la supraconductivité.

V.1. Introduction

Les semi-conducteurs sont des matériaux qui présentent une conductivité électrique σ dans le domaine $10^{-6} - 10^5 \text{ Sm}^{-1}$, représentant, de ce point de vue, une catégorie intermédiaire entre les conducteurs ($\sigma > 10^5 \text{ Sm}^{-1}$) et les isolants ($\sigma < 10^{-6} \text{ Sm}^{-1}$). Les bandes d'énergie permises des semi-conducteurs sont soit complètement occupées, soit complètement vides (non-occupées). A $T = 0 \text{ K}$, la dernière bande permise située au-dessous de la bande de Fermi (la bande interdite qui contient le niveau de Fermi w_F), appelée bande de valence, est complètement occupée, tandis que la première bande permise au-dessus de la bande de Fermi, appelée bande de conduction, est vide (sans électrons). La bande de Fermi a la largeur inférieure à 2 eV.

Comme nous avons déjà mentionnés dans le chapitre précédent (matériaux diélectriques), que dans l'état fondamental d'un isolant, il y a zéro conductivité.

En pratique, c'est exact à la température du zéro absolu, $T = 0\text{K}$. A une température qui n'est pas zéro, une partie des électrons sur le dessus de la bande de valence pourraient être thermiquement excités dans la bande de conduction.

Cela arrive dans toutes les isolations mais seulement lorsque l'énergie thermique $k_B T$ (k_B est la constante de Boltzmann) est dans un ordre de grandeur similaire que le gap de l'isolateur E_g , l'excitation thermique peut influencer significativement la conductivité électrique du matériau.

Les semi-conducteurs sont définis (pas rigoureusement) comme isolateur avec E_g dans l'ordre de grandeur de $k_B T_A$, ou T_A donné comme «température ambiante». Notez que la mention température ambiante dans la définition veut dire que la différenciation des semi-conducteurs la catégorie isolateurs n'est pas fondamentale, elle est artificielle.

Cela a été modifié pour le besoin des applications: il n'y a rien de spécial à propos de la température ambiante sinon que c'est une échelle d'énergie basée sur le climat dans le monde.

V.2. Principe de la structure en bandes

Le comportement des semi-conducteurs, comme celui des métaux et des isolants est décrit via la théorie des bandes. Ce modèle stipule qu'un électron dans un solide ne peut que prendre des valeurs d'énergie comprises dans certains intervalles que l'on nomme « bandes », plus spécifiquement bandes permises, lesquelles sont séparées par d'autres « bandes » appelées bandes d'énergie interdites ou bandes interdites.

Deux bandes d'énergie permises jouent un rôle particulier :

- la dernière bande complètement remplie, appelée « bande de valence » ;
- la bande d'énergie permise suivante appelée « bande de conduction ».

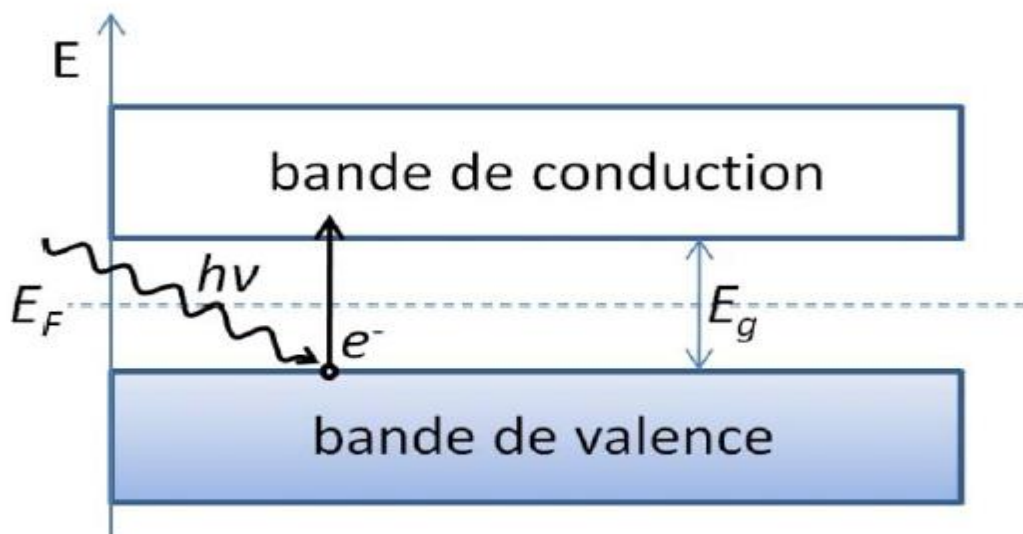


Fig. V.1. Illustration de l'excitation d'électrons dans les semi-conducteurs.

La bande de valence est riche en électrons mais ne participe pas aux phénomènes de conduction (pour les électrons). La bande de conduction, quant à elle, est soit vide (comme aux températures proches du zéro absolu dans un semi-conducteur) soit semi-remplie (comme dans

le cas des métaux) d'électrons. Cependant c'est elle qui permet aux électrons de circuler dans le solide.

Dans les conducteurs (métaux), la bande de conduction et la bande de valence se chevauchent. Les électrons peuvent donc passer directement de la bande de valence à la bande de conduction et circuler dans tout le solide.

Dans un semi-conducteur, comme dans un isolant, ces deux bandes sont séparées par une bande interdite, appelée couramment par son équivalent anglais plus court « *gap* ». L'unique différence entre un semi-conducteur et un isolant est la largeur de cette bande interdite, largeur qui donne à chacun ses propriétés respectives.

Dans un isolant, cette valeur est si grande (aux alentours de 6 eV pour le diamant par exemple) que les électrons ne peuvent pas passer de la bande de valence à la bande de conduction : les électrons ne circulent pas dans le solide.

Dans les semi-conducteurs, cette valeur est plus petite (1,12 eV pour le silicium, 0,66 eV pour le germanium, 2,26 eV pour le phosphure de gallium). Si l'on apporte cette énergie (ou plus) aux électrons, par exemple en chauffant le matériau, ou en lui appliquant un champ électromagnétique, ou encore dans certains cas en l'illuminant, les électrons sont alors capables de passer de la bande de valence à la bande de conduction, et de circuler dans le matériau.

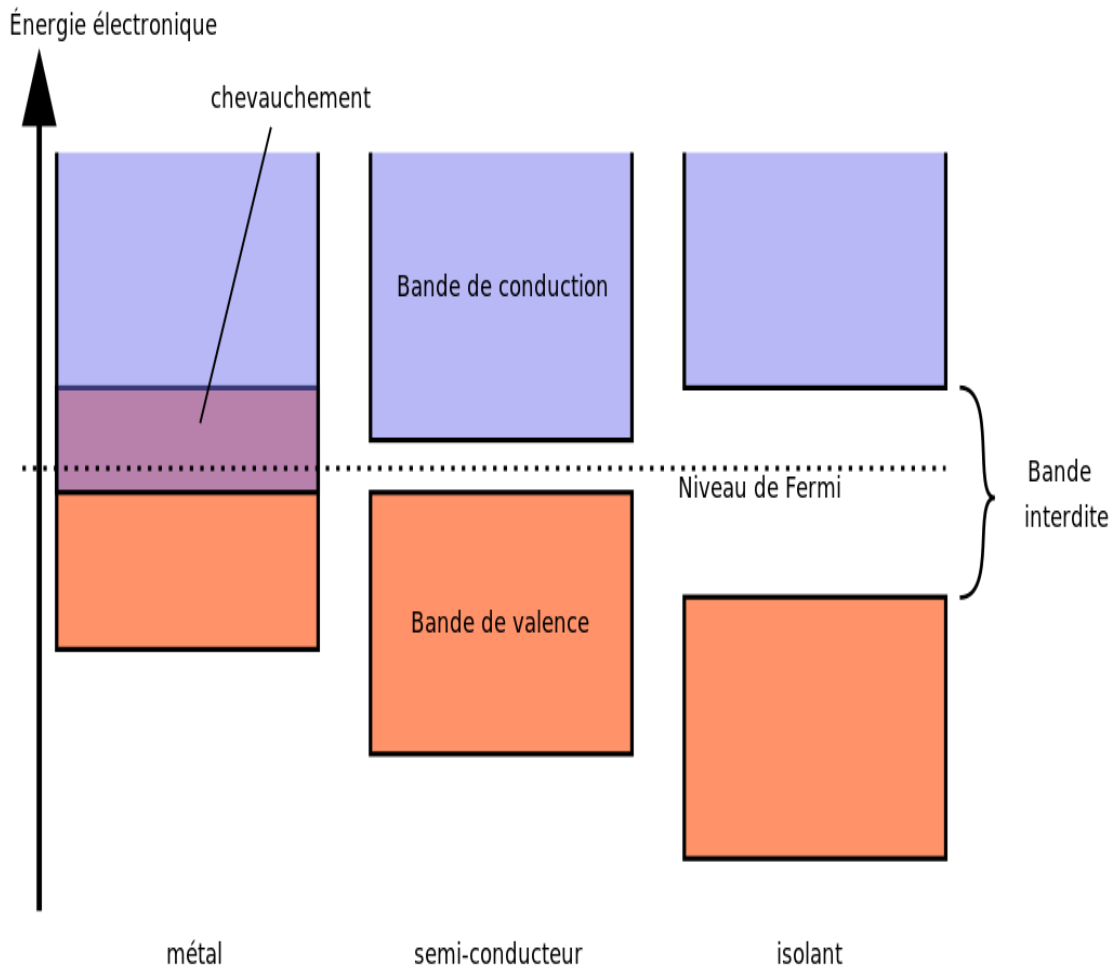


Fig. V.2. Schéma théorique établi selon la théorie des bandes d'énergie indiquant suivant les cas la position respective de la bande de valence et de la bande d'énergie pour un métal, semi-conducteur et isolant.

V.3. Notion de gap direct, gap indirect

La famille des matériaux semi-conducteurs, isolant à bande interdite de l'ordre de 1 eV, peut être divisée en deux groupes : les matériaux à *gap* direct, comme la plupart des composés issus des colonnes III et V du tableau périodique des éléments chimiques, et les matériaux à *gap* indirect, comme le silicium (colonne IV).

La notion de *gap* direct et indirect est liée à la représentation de la dispersion énergétique d'un semi-conducteur : le diagramme E (énergie) - k (nombre d'onde). Ce diagramme permet de définir spatialement les extrema des bandes de conduction et de valence. Ces extrema représentent, dans un semi-conducteur à l'équilibre, des domaines énergétiques où la densité de porteurs type p pour la bande de valence et type n pour la bande de conduction sont importantes.

On parle de semi-conducteur à *gap* direct lorsque le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent à valeur voisine du nombre d'onde k sur le diagramme $E(k)$. Inversement, on parle de semi-conducteur à *gap* indirect lorsque le maximum de bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent à des valeurs distinctes du nombre d'onde k sur le diagramme $E(k)$.

V.4. Dopage de type N et de type P

Le dopage est réalisé par l'introduction d'impuretés dans le cristal d'un semi-conducteur dans le but d'augmenter le nombre de porteurs libres. Cette insertion est réalisée par diffusion ou par transmutation.

Il existe deux types de dopage :

- le dopage de type N, qui consiste à insérer des atomes de type donneur d'électrons afin d'obtenir une plus forte densité d'électrons libres, qui sont négativement chargés ;
- le dopage de type P, qui consiste à insérer des atomes de type accepteur d'électrons afin d'obtenir une plus faible densité d'électrons libres, donc un excès de trous, considérés comme positivement chargés.

Il est possible de réaliser les deux types de dopage qui peuvent alors se compenser partiellement ou totalement. Dans ce dernier cas, on obtient un semi-conducteur dit *intrinsèque par compensation* ou plus simplement un semi-conducteur compensé. L'intérêt est d'obtenir un semi-conducteur ayant une plus grande conductivité électrique.

Les schémas suivants présentent des exemples de dopage du silicium respectivement par du phosphore (dopage *N*) et du bore (dopage *P*). Dans le cas du phosphore (à gauche), un électron supplémentaire est amené. Dans le cas du bore (à droite), il manque un électron ; c'est donc un trou d'électron qui est amené.

V.4.1. Atomes donneurs et accepteurs

L'atome d'impureté provoque des effets qui dépendent de la colonne qu'il occupe dans la classification périodique de Mendeleïev, par rapport à la colonne de l'atome qu'il remplace.

- Si l'atome dopant appartient à la même colonne que l'atome qu'il remplace, ils sont isovalents (ou *isoélectriques*). Les électrons de valence de l'atome d'impureté remplacent exactement les électrons de l'atome initial. Les propriétés de conduction électrique du matériau ne sont pas modifiées.
- Si l'atome dopant appartient à la colonne précédente, il manque alors un électron périphérique pour rétablir l'ensemble des liaisons covalentes initiales. Il apparaît alors une *carence* en électron, autrement dit un trou. L'atome inséré est dit accepteur (d'électron), car il est capable de recevoir un électron supplémentaire, provenant de la bande de valence. C'est un dopage *P*.
- Si l'atome dopant appartient à la colonne suivante, il possède un électron supplémentaire par rapport à l'atome initial. Les liaisons covalentes initiales sont restaurées, mais un des électrons n'est pas utilisé dans ces liaisons. Il est donc sur un état libre du système. L'atome inséré est dit donneur (d'électron). C'est un dopage *N*.

Un même atome dopant peut être à la fois donneur et accepteur : il est alors dit amphotère. C'est par exemple le cas du silicium (Si, colonne IV), qui est un dopant de l'arséniure de gallium (GaAs) : si le Si se met en substitution d'un atome de gallium (colonne III), il est donneur d'électron. S'il est en substitution d'un atome d'arsenic (colonne V), il est accepteur.

Si l'énergie d'ionisation ΔE est inférieure à l'énergie thermique ambiante $k_B T$ (où k_B est la constante de Boltzmann et T la température), alors les atomes d'impuretés sont ionisés à température ambiante.

V.4.2. Modification de la structure en bandes d'énergies

Le dopage provoque l'apparition de nouveaux niveaux accepteurs et donneurs d'électrons dans la structure de bande du matériau dopé. Ces niveaux apparaissent dans le *gap*, entre la bande de conduction et la bande de valence.

Lors d'un dopage *N* (schéma de gauche), l'introduction d'atomes donneurs d'électrons entraîne l'apparition d'un pseudo niveau d'énergie situé juste sous la bande de conduction. Ainsi, l'énergie nécessaire pour que les électrons passent dans la bande de conduction est bien plus facilement atteinte que dans un semi-conducteur intrinsèque.

Lors d'un dopage *P* (schéma de droite), l'introduction d'atomes accepteurs d'électrons entraîne, de manière analogue, l'apparition d'un pseudo niveau situé au-dessus de la bande de valence. L'énergie à fournir aux électrons de valence pour passer sur ce niveau accepteur est faible, et le départ des électrons entraîne l'apparition de trous dans la bande de valence.

V.4.3. Technologies de dopage dans la micro-électronique

Il existe plusieurs méthodes pour effectuer le dopage d'un matériau :

- le dopage par diffusion ;
- le dopage par implantation ionique ;
- le dopage par transmutation nucléaire ;
- le dopage par technique laser.

V.5. Types des semi-conducteurs

De nombreuses propriétés des solides dépendent de la structure à bandes, telles que la dureté mécanique, le type de liaison interatomique, les températures des transitions de phase.

Nous nous intéressons particulièrement à propriétés suivantes :

- Un porteur de charge est, en sciences physiques, une particule ou une quasi-particule qui porte une charge électrique. En se déplaçant, les porteurs de charge créent un courant électrique, comme les ions dans les solutions liquides et les électrons dans les solides. En électronique cette notion est incontournable, les deux porteurs de charge considérés sont les électrons, portant une charge $-e$, les trous, peuvent se déplacer assez librement dans le réseau cristallin. Ils sont souvent représentés comme formant un nuage, et leur comportement peut être modélisé par celui d'un gaz de Fermi.

Comme leurs électrons se déplacent uniformément en suivant le gradient de tension, les métaux conduisent le courant électrique. Les solutions ioniques conduisent l'électricité pour une raison similaire, les porteurs de charge sont également libres. Ce sont les cations et anions de la solution. Une solution d'eau pure est donc à température ambiante moins bonne conductrice qu'une solution salée qui contient forcément plus d'ions puisqu'elle contient en plus des ions H_3O^+ et OH^- , des ions Na^+ et Cl^- . C'est aussi pourquoi les composés ioniques sont isolants lorsqu'ils sont solides et deviennent conducteurs en fondant. Le phénomène est similaire dans les plasmas, autre état de la matière que l'on retrouve dans les arcs électriques. Dans les plasmas, la matière est vaporisée et ionisée.

- La densité de charge électrique désigne la quantité de charge électrique par unité d'espace. Selon que l'on considère un problème à 1, 2 ou 3 dimensions, c'est-à-dire une ligne, une surface ou un volume, on parlera de densité linéique, surfacique

ou volumique de charge. Leurs unités sont respectivement le coulomb par mètre (C/m), le coulomb par mètre carré (C/m²) et le coulomb par mètre cube (C/m³) dans le Système international. Comme il existe des charges négatives comme des charges positives, la densité de charge peut prendre des valeurs négatives. Comme n'importe quelle densité, elle peut varier selon la position. Il ne faut pas la confondre avec la densité de porteurs de charges.

- Dans le domaine des semi-conducteurs, le dopage est l'action d'ajouter des impuretés en petites quantités à une substance pure afin de modifier ses propriétés de conductivité.

Les propriétés des semi-conducteurs sont en grande partie régies par la quantité de *porteurs de charge* qu'ils contiennent. Ces porteurs sont les électrons ou les trous. Le dopage d'un matériau consiste à introduire, dans sa matrice, des atomes d'un autre matériau. Ces atomes vont se substituer à certains atomes initiaux et ainsi introduire davantage d'électrons ou de trous.

Les atomes de matériau dopant sont également appelés impuretés, et sont en phase diluée : leur concentration reste négligeable devant celle des atomes du matériau initial.

V.5.1. Semi-conducteur intrinsèque

Semi-conducteur intrinsèque: semi-conducteur pur, sans impuretés (non-dopé). Les porteurs de charge sont obtenus exclusivement suite aux transitions des électrons de la bande de valence (bv) dans la bande de conduction (bc) (figV. 1a) grâce à l'énergie d'agitation thermique. Chaque électron qui effectue une transition de bv dans bc laisse un niveau vacant (non-occupé) dans bv . A ce niveau vacant on attribue une particule fictive de charge positive q_0 , appelée *trou*. Donc les électrons de bc et les trous de bv sont les porteurs de charge dans un semi-conducteur intrinsèque.

V.5.2. Semi-conducteur extrinsèque

Semi-conducteur extrinsèque: s'obtient par dopage, c'est-à-dire adjonction d'un très petit nombre d'atomes de dopage dans un semi-conducteur intrinsèque.

* Semi-conducteur extrinsèque de type n: les atomes de dopage ont un nombre d'électrons de valence supérieur à celui de base (>4 pour Si et Ge qui ont 4 électrons de valence). Les atomes de phosphore, d'arsenic ou d'antimoine, possédant cinq électrons de valence, sont couramment utilisés comme dopants dans les semi-conducteurs de type *n*. On appelle ces atomes *donneurs* car ils fournissent des électrons à la bande de conduction. Ces électrons représentent les porteurs de charge majoritaires.

* Semi-conducteur extrinsèque de type p: les atomes de dopage ont un nombre d'électrons de valence inférieur à celui de base (<4 pour Si et Ge). Les atomes de bore, d'aluminium, d'indium ou de gallium, possédant trois électrons de valence, sont couramment utilisés comme dopants dans les semi-conducteurs de type *p*. Ces atomes de dopage portent ici le nom d'*accepteurs*, car ils acceptent des électrons de la bande de valence, créant des niveaux vacants (trous) dans cette dernière. Les trous représentent les porteurs de charge majoritaires.

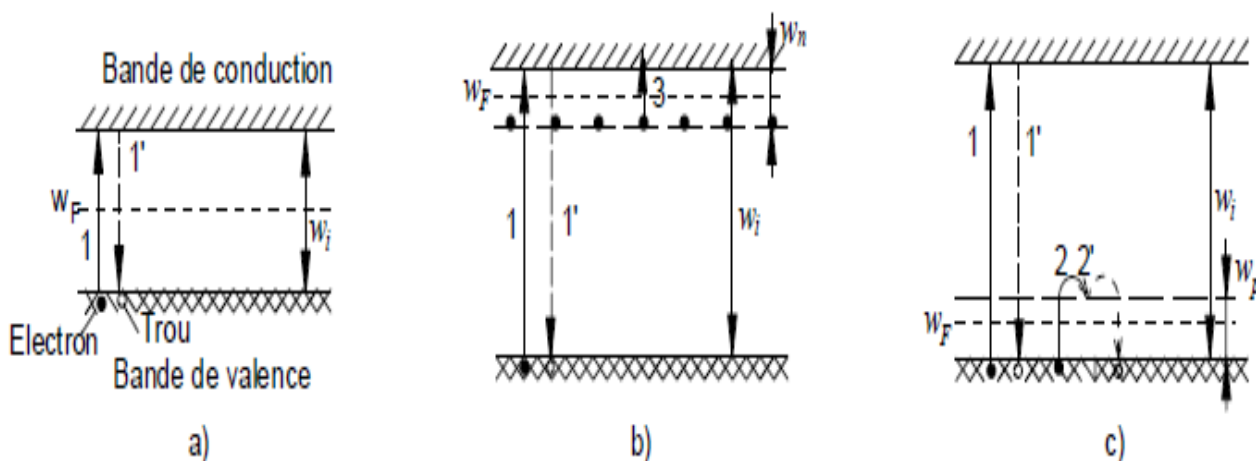


Fig.V.3. Transition des électrons et des trous dans les semi-conducteurs intrinsèques (a) et extrinsèques (b – type *n*, c – type *p*)

V. 6. Conclusion

Un semi-conducteur est un matériau qui a les caractéristiques électriques d'un isolant, mais pour lequel la probabilité qu'un électron puisse contribuer à un courant électrique, bien que faible, est suffisamment importante. En d'autres termes, la conductivité électrique d'un semi-conducteur est intermédiaire entre celle des métaux et celle des isolants. Dans ce chapitre, des notions générales sur les matériaux semi-conducteurs ont été présentées ainsi que leurs caractéristiques. Nous avons aussi clarifié certains concepts sur les types de dopage.

REFERANCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERANCES BIBLIOGRAPHIQUES

- J. Degauque, « Magnétisme et matériaux magnétiques : introduction », 1 Jan 1992.
- Charles Cyr, « Modélisation et caractérisation des matériaux magnétiques composites doux utilisés dans les machines électriques », 20 Jun 2008.
- Claude Chevassu, « Électromagnétisme pour l'électrotechnique »,
- Electrotechnique / Editions de la Dunanche, « Matériaux et propriétés magnétiques »,
septembre 2000.
- Frédéric MAZALEYRAT, « Introduction à la physique des matériaux
électromagnétiques », 17 octobre 2006.
- C. Haouy, « Aimants permanents », BTS Electrotechnique.
- Colette Boëx, « Magnétisme – Electromagnétisme ».
- PASCAL TIXADOR, « Cours ELECTROTECHNIQUE ». (1ère année) 2005 – 2006.
- Claude Divoux, « Milieux ferro ou ferrimagnétiques ». 1999.
- Amar TILMATINE, « MATERIAUX DIELECTRIQUES ».
- Mehdi Amara, « Cours d'introduction au magnétisme ».
- Maxime Dubois, « Matériaux de l'électrotechnique », 2006.
- J.M. Dutertre, « Electrotechnique – Cours – », 2009.
- Florin CIUPRINA, Petru V. NOȚINGHER, « SCIENCE DES MATERIAUX DE
L'ELECTROTECHNIQUE », 2001.
- Pr. Welter, « Matériaux Diélectriques », Master Matériaux.
- Théodore. Wildi, « Electrotechnique », 3^e édition, 2000.
- K. Onnes, « Further experiments with liquid helium, Communication from the
Physical », Laboratory of the University of Leiden, 1911.
- P.TIXADOR, Les supraconducteurs, Collection matériaux, Editions Hermès, Paris, 1995.
- H. BEN. AMMAR, « Matériaux et appareillage électrique », 2010/2011.
- Alain. Chovet, Pascal. Masson, « Cours de physique des semi-conducteurs ».
- J. G. Bednorz and K. A. Müller, « Possible high T_c superconductivity in BaLaCuO
System » Phys.B. Cond.Matter 64 (1986) 189.
- Yannick COINTE, « Limiteur supraconducteur de courant continu », Thèse de Doctorat,
L'institut national polytechnique de Grenoble, 2007.
- I. Klutsch, « Modélisation des supraconducteur et mesures », Thèse de Doctorat,
L'institut national polytechnique de Grenoble, 2003.

REFERANCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Yves. BRUNET, Pascal. TIXADOR, « Supraconducteurs - Environnement et Applications », N°D2703, Techniques de l'Ingénieur, 01/12/ 2012.
- P. W. Anderson, « Theory of flux creep in hard superconductors », Lett309, PhysRev, 1962.
- C. Souheila, « Etude des effets du dopage par du zinc sur les propriétés de la céramique Supraconductrice $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ », Mémoire de magistère, Université de Constantine, 2006.
- J. BAIXERAS, Les supraconducteurs, Applications à l'électronique et L'électrotechnique L'électrotechnique, Eyrolles, CNRS Editions, Paris, 1998.
- Y. Brunet, P. Tixador, « Limiteurs supraconducteurs », Techniques de l'Ingénieur, 1997.
- Olivier. Belmont, « Limitation de courant à base d'oxydes supraconducteurs et Réalisation d'une appareil 100A-1KV », Thèse doctorat, Institut National Polytechnique De Grenoble, 12 Mai 1999.
- Kévin. BERGER. « Etude des phénomènes couplés magnétothermiques dans les Supraconducteurs à haute température », Thèse de doctorat de l'université Henri Poincaré, Nancy I, 2006.
- Frédéric. Sirois. « Modélisation de la caractéristique E-J des supraconducteurs à haute Température critique », Thèse de Doctorat, Ecole polytechnique de Montréal, 2002.
- Ben Alia. K. « Etude de la Lévitiation Magnétique entre les Aimants Permanents et les Supraconducteurs », Mémoire de Magister, Université de Biskra, 2009.
- HELENE. FELICE, « Contribution à la conception des bobinages supraconducteurs De type dipolaire en Nb_3Sn pour les accélérateurs », Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, 2006.
- Philippe. MASSON. « Etude d'écrans supraconducteurs à haute température critique Massifs. Application à la réalisation d'une machine électrique de conception originale », Thèse de Doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 2002.
- TISTAN. Carof, « Développement de conducteurs à base d' $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ sur des Substrats flexibles par MOCVD », Thèse Doctorat, Institut National Polytechnique De Grenoble, 21 Novembre 2008.
- Francis. C. Moon, « Superconducting levitation applications to bearings and magnetic Transportation », Wiley-Vch Verlag GmbH, 1994.
- Ben. Mebarek. F. « Modélisation des matériaux supraconducteurs application à un Limiteur du courant », Mémoire de Magister, Université de Biskra, 2014.
- El Hadj Ailam. « Machine synchrone à plots supraconducteurs : étude et réalisation », Thèse de Doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy I, 2006.

REFERANCES BIBLIOGRAPHIQUES

- M. Chen and all, « High Temperature superconductors for power applications», Journal of the European Ceramic Society 24(2004) 1815-1822.
- M. Leghissa, « Development and application of superconducting transformers», Physica C 372–376 (2002) 1688–1693.
- P. Tixador, Y. Brunet, « Principales Applications des Supraconducteurs », D2704, Technique de l'ingénieur, 2007
- S. Braeck and all, « Superconducting trapped – field magnets : temperature and field distributions during pulsed-field activation», Journal of Applied Physics, vol. 92, n° 10, pp. 6235-6240, November 2002.
- Bruno. DOUINE, « Etude des pertes dans les supraconducteurs à haute température Critique», Thèse de Doctorat de l'Université Henri Nancy I, 2001.
- Joseph. DURON. « Modélisation de matériaux supraconducteurs - application à un Limiteur de courant», Thèse de doctorat L'école Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2006.
- <https://fr.wikipedia.org/wiki/Semi-conducteur>.