

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF- M'SILA

FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

N° : ELM 14



DOMAINE : SCIENCE TECHNOLOGIE

FILIERE : ELECTROMÉCANIQUE

OPTION : ELECTROMÉCANIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de MASTER Académique

Par :

Chouki Raziqa

Chergi Lazhare

THEME

Etude et modélisation du comportement électromagnétique
Dans les matériaux supraconducteurs à base de fer

Soutenu devant le jury composé de :

Dr. ABDOU Abdelhak

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Président

Dr. DEFDAF Mabrouk

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Examineur

Dr. BELKHIRI Salah

Université Mohamed Boudiaf-M'sila

Rapporteur

Année universitaire : 2021/2022

Remerciements

Nous exprimons nos sincères remerciements et notre profonde gratitude à la personne qui a supervisé notre travail, Dr. Belkhiri Salah

Qui s'est occupé de cette recherche, et l'a adoptée puisqu'il ne s'agissait que d'une idée, et nous le remercions pour sa patience à corriger nos erreurs et trébuchements.

Et à travers sa personne honorable, nous le rendons un bel hommage.

Nos remerciements vont également à tous les membres du jury pour l'honneur qu'ils nous font en acceptant de participer au jury pour juger ce modeste travail.

À tous nos professeurs tout au long de nos parcours universitaire, ainsi qu'à nos collègues et camarades du département

Génie Electrique à l'Université de M'Sila, pour leurs soutiens et leurs encouragements

A tous, nous élevons cet effort par amour et reconnaissance.



اهداء

إلى كل من زرع في روعي طاقة التحدي و عنفوان الحياة
بدءا من أمي التي أعطتني الدرس الأول والأكبر في الحياة وحفزتني لأكون في
المقدمة دوما.

إلى والدي الذي لم يعرف طعم الراحة في سبيل توفير جميع متطلبات الحياة
الأسرية، والذي لم يدخر جهدا ولا وقتا كي أكون في مرتبة علمية رفيعة.

إلى من أحظى الحبور والأنس والبهجة والسرور زوجي الغالي **أسامة**

إلى ريحانتي حياتي أختي **حنان** وأخي **عادل**

إلى روح أخي الطاهرة يوسف رحمه الله برحمته الواسعة وأسكنه فسيح جنانه

إلى كل من وقف بجانبني

إليكم جميعا أهدي هذا العمل المتواضع

شوكي رزيقة



DEDICATION

TO

MY MOTHER

A strong and gentle soul who taught me to trust Allah,
believe in hard work and that so much could be done with
little

MY FATHER

For earning an honest living for us and for supporting and
encouraging me to believe in myself.

Chergi Lazhare

TABLE DES MATIERES

Remerciements

Dédicace

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Notations symbolique et abréviations

Introduction générale1

CHAPITRE I GENERALITES SUR LA SUPRACONDUCTIVITE

I.1. Introduction3

I.2. Historique de la supraconductivité3

I.3. Présentation générale de la supraconductivité6

I.4. Propriétés Des Matériaux Supraconducteurs 7

I.4.1. Résistivité électrique7

I.4.2. Effet Meissner8

I.4.3. Surface critique9

I.5. Grandeurs Critiques10

I.5.1. Température Critique10

I.5.2. Densité de courant critique11

I.5. 3. Champ magnétique critique H_c12

I.6. Les types de supraconducteurs12

I.6.1. Supraconducteurs de type I12

I.6.2. Supraconducteurs de type II	13
I.6.3. Supraconducteurs à basse température critique (SBTC)	13
I.6.4. Supraconducteurs à haute température critique (SHTc)	14
I.6.5. Les supraconducteurs à base de fer	14
I.6.5. 1. Structures cristallines	16
I 7. Conclusion	17

CHAPITRE II MODELISATION DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS

II.1. Introduction	18
II.2. Etat de l'art	18
II.2.1 Le modèle de l'état critique	18
II.2.2. Le modèle de la loi de puissance	19
II.2.3. Le modèle de KIM	20
II.2.4. Le modèle exponentiel	20
II.2.5. Le modèle Flux-flow-crêpe (FFC)	20
II.3. Approximation du modèle de Bean	21
II.4. Formulation mathématique de modèle	23
II.4.1. Domaine d'étude	23
II.4.2. Les équations de Maxwell	24

II.4.3. Relations constitutives	25
II.4.4. Conditions de passage	26
II.4.5. Écritures simplifiées des équations	26
II.5. Formulation du problème	27
II.5.1. Formulation dans les régions conductrices	27
II.5.1.1. Formulation en A-V	27
II.5.1.2. Formulation en H	28
II.5.1.3. Formulation en T- Φ	28
II.5.1.4. Formulation en E	29
II.5.2. Formulation dans les régions non conductrices	29
II.5.2.1 Formulation en A	30
II.5.2.2. Formulation en potentiel scalaire magnétique (H- Φ et H- Φ_r)	30
II.6. Choix de la formulation	32
II.7. Applications en électrotechnique	33
II.7.1. Machines tournantes	33
II.7.2. Câbles de transport	33
II.7.3. Stockage d'énergie	34
II.7.4. Limitation de courant.....	34
II.7.5. Lévitacion et paliers magnétiques.....	34
II.7.6. Les aimants permanents supraconducteurs.....	35
II.8. Conclusion	36

CHAPITRE III Application et validation

III.1. INTRODUCTION.....	37
--------------------------	----

III.2. Description de la méthode des éléments finis.....	37
III.2.1. Elément rectangulaire.....	38
III.2.2. Elément triangulaire.....	39
III .3. Présentation de logiciel ANSYS Workbench	40
III .3.1. Création d'un projet ANSYS Workbench	40
III .3.1.1. Etude magnétostatique	40
III .3.2. Connaître les étapes	41
III.3.2.1 Création de la géométrie	41
III.3.2.1.a. Définition des paramètres géométriques.....	41
III.3.2.1.b. Maillage de la géométrie.....	42
III.3.2.1.c. Nomination des surfaces	43
III.3.2.1.d. Paramètre de la bobine.....	44
III.3.2.1.e. Résultants.....	44
III.6. Conclusion.....	54
Conclusion générale.....	63
Références Bibliographiques	65
Résumé	

Liste des figures

Figure I.1. Allure des résistivités d'un supraconducteur et d'un métal normal en fonction de la température.....	7
Figure. I. 2. Évolution de la résistivité en fonction de la température.....	7
Figure. I. 3. Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur.....	8

Figure. I.4. Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur	9
Figure. I .5 . Surfaces critiques des principaux supraconducteurs	10
Figure I.6. Dépendance de la résistivité en fonction de la température pour l'état normal (I) et l'état supraconducteur (II)	11
Figure. I.7. La caractéristique tension courant pour un fil supraconducteur	12
Figure. I.8 (a) fil de NbTi finalisé, (b) montage des barreaux avant tréfilage, (c) fil Nb3Sn avant traitement thermique	13
Figure. I.9. Évolution de la température critique en fonction du temps	16
Figure I.10. Les Cinq types de structures cristallines des matériaux supraconducteurs à base de Fe	16
Figure II.1. Caractéristique E(J) basée sur le Modèle de Bean	19
Figure II.2. Modèle de Bean	21
Figure II.3.Le modèle de Bean modifié	22
Figure II.4.Prise en compte du passage à un état résistif dans le modèle de Bean modifié	23
Figure II.5. Domaine d'étude	24
Figure III.1: Élément rectangulaire	38
Figure III.2: élément triangulaire	39
Figure III.3. Aperçu de l'interface du modèle magnétostatique sous logiciel ANSYS	40
Figure III.4. Géométrie étudiée	42
Figure III.5. Maillage de la géométrie	43
Figure III.6. Nomination de la surface	44
Figure III.7. Répartition des lignes de l'induction magnétique B	45
Figure III.8. Répartition des lignes de champ magnétique H	45
Figure III.9. Répartition des lignes de la force magnétique F	46

Figure III.10. Répartition des lignes de l'induction magnétique B.....	46
Figure III.11. Répartition des lignes de champ magnétique H.....	47
Figure III.12. Répartition des lignes de force magnétique F	47
Figure III.13. Répartition des lignes de l'induction magnétique B.....	48
Figure III.14. Répartition des lignes de champ magnétique H	48
Figure III.15. Répartition des lignes de force magnétique F	49
Figure III.16. Répartition de la densité totale de flux magnétique sur la longueur.....	50
Figure III.17. Répartition de la densité totale de flux magnétique sur la largeur.....	51
Figure III.18. Répartition de l'intensité du champ magnétique total sur la longueur.....	51
Figure III.19. Répartition de l'intensité du champ magnétique total sur la largeur.....	52
Figure III.20. Répartition de la force totale sur la longueur.....	52
Figure III.21. Répartition de la force totale sur la largeur.....	53

Liste des tableaux

Tableau I.1. Bref historique de la supraconductivité.....	6
Tableau II. 1 Comparaison des formulations électromagnétiques.....	33
Tableau III.1. Caractéristiques géométriques de dispositif étudié.....	42
Tableau III.2. Paramètres de la bobine.....	44

Notations symbolique et abréviations

J_c	Densité de courant critique	[A/m ²]
T_c	Température critique	[K]
H_c	Champ magnétique critique	[A/m]
B	Induction magnétique	[T]

μ_0	Perméabilité magnétique a vide	[H/m]
H	Champ magnétique	[A/m]
E	Champ électrique	[V/m]
B	Induction magnétique	[T]
D	Induction électrique	[C/m2]
ρ	Densité volumique des charges électriques	[C/m3]
LTS	Low Temperature Superconductors	
SBTC	Supraconducteurs à basse température critique	
	SHTc Supraconducteurs à haute température critique	

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE :

La supraconductivité est un domaine fascinant et stimulant de la physique [1-5]. Elle a également marquée l'un des domaines les plus fascinants de la physique moderne qui des scientifiques et des ingénieurs du monde entier ont cherchés à développer, comprendre ce merveilleux phénomène depuis de nombreuses années [6]. Alors maintenant, nous avons fait un travail simple pour en savoir plus sur la supraconductivité.

L'objectif principal de ce travail est d'étudier et de modéliser le comportement électromagnétique d'un supraconducteur à base de fer, dont on ne connut pas au premier temps son comportement électromagnétique contrairement aux autres catégories à savoir les ferrites et les supraconducteurs classiques, dont on connut bien leurs comportements en présence d'un champ magnétique extérieur appliqué. Pour cela on a proposé d'étudier et de modéliser trois types de matériaux: ferromagnétique, supraconducteur (diamagnétique parfait) et supraconducteur à base de fer (diamagnétique imparfait).

Ce mémoire est donc divisé en trois parties :

Dans le premier chapitre, nous allons présenter un bref résumé de l'histoire, des propriétés et des types de supraconductivité, y compris les matériaux supraconducteurs à base de fer. Pour qu'une substance soit supraconductrice, il doit y avoir trois coefficients; La température T , la densité de courant J et le champ magnétique H sont inférieurs à leurs paramètres critiques T_c , J_c et H_c . Les supraconducteurs n'ont pas le même comportement dans l'existence, pour le champ magnétique, on distingue les supraconducteurs de type I et ceux de type II.

Dans le deuxième chapitre, nous allons exposer et introduire des modèles macroscopiques et ces derniers suggèrent en fait les relations entre la densité de courant J et le champ électrique E , et la relation entre l'induction B et le champ magnétique H .

Ces relations, bien qu'elles reflètent la diffusion provoquée par le déplacement des vortex, elles oublient leur existence et pensent à un matériau dans lequel le champ magnétique pénètre de manière homogène et continue et n'est plus sous forme de vortex. Pour cela, nous allons construire cette partie comme suit :

Nous présenterons les équations mathématiques caractérisant l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique dans un matériau supraconducteur. Ainsi que les lois de comportement et enfin, on terminera ce chapitre par la citation des principales applications des supraconducteurs dans le domaine industriel [7].

INTRODUCTION GENERALE

Dans le dernier chapitre, nous présenterons les résultats de simulation du comportement électromagnétique de trois types de matériaux : ferromagnétiques, supraconducteurs (magnétiques parfaits) et supraconducteurs à base de fer (magnétostrictifs imparfaits). Ces résultats ont été obtenus à partir du logiciel ANSYS.

Finalement, nous clôturons notre travail par une conclusion générale résumant le contenu de cette approche à travers ce mémoire et on terminera enfin, par quelques perspectives envisagées.

Chapitre I

Généralités sur la Supraconductivité

I.1. Introduction

Pour comprendre tout phénomène physique, il est nécessaire d'étudier les fondements théoriques et leurs étapes depuis leur découverte. Ce chapitre est consacré à la présentation des phénomènes physiques, à savoir ceux des matériaux supraconducteurs, ces derniers étant des matériaux étonnants et leur capacité à conduire le courant sans pertes, en plus de leur perméabilité magnétique idéale, permettant la fabrication de systèmes électrotechniques plus compétitifs. Nous nous sommes préoccupé plus particulièrement dans cette phase à la présentation d'un bref résumé sur l'histoire, des caractéristiques et des types de supraconductivité y compris des matériaux supraconducteurs à base de fer.

I.2. Historique de la supraconductivité :

L'histoire de la supraconductivité est certainement l'une des aventures les plus passionnantes et des plus extraordinaires de la physique. Que ce soit sa découverte jusqu'aux rebondissements avec l'obtention des céramiques 'hautes températures'. Les avancées s'étalent sur l'ensemble du vingtième siècle en le parsemant de prix Nobel. De façon directe, on ne lui doit pas moins de cinq prestigieuses récompenses : Heike Kamerlingh Onnes pour la découverte du phénomène en 1911, John Bardeen, Leon Cooper et Robert Schrieffer pour la théorie microscopique en 1957, Brian Josephson et Ivar Giaever pour les effets de cohérence quantique en 1973, Alex Müller et J. Georg Bednorz pour la découverte des supraconducteurs à haute température critique en 1987 et enfin Alex Abriskosov, Vitali Ginzburg et Anthony Leggett pour leurs travaux dans le domaine théorique des supraconducteurs en 2003. L'histoire de la supraconductivité débute à Leiden en Hollande. Depuis 1908 le groupe de H. K. Onnes sait liquéfier l'hélium et atteindre des températures aussi basses que 4.2 K ou même 1K. Pendant plusieurs années, Onnes est le seul à disposer du rare et précieux élément qu'est l'hélium en quantité suffisante pour le liquéfier. Il le tient de Caroline du Nord aux Etats-Unis où se trouve l'essentiel des ressources mondiales. Il peut sans concurrence immédiate effectuer les mesures de résistivité électrique des matériaux à basse température. La préoccupation du moment est de déterminer son comportement lorsqu'on s'approche du zéro absolu. La résistivité tend-elle vers zéro avec l'affaiblissement de l'agitation thermique ? Augmente-t-elle avec une localisation possible des électrons ? Ou atteint-elle une valeur limite due aux impuretés comme le prévoit déjà Matthiessen. La tâche de Gilles Holst, étudiant de

Kamerlingh Onnes, est alors de mesurer la résistivité électrique du mercure. La difficulté expérimentale est alors de réaliser des fils en coulant le mercure dans des tubes capillaires à température ambiante et en le refroidissant à une température inférieure à sa température de solidification. Le travail de Host débouche alors par une courte note à l'académie royale des Pays Bas en 1911 qui annonce 'sous toute réserve' que la résistivité du mercure apparemment disparaît juste au dessus de 4 K. L'année suivante, il découvrit que l'étain et le plomb perdaient leur résistance respectivement à 3.7 K et 6 K. la disparition de la résistivité électrique, en courant continu, est donc la première et la plus spectaculaire manifestation de la supraconductivité [1]

En 1933, W. Meissner et R. Oschenfeld découvrirent la propriété d'un barreau de métal pur à être imperméable aux champs magnétiques : le diamagnétisme parfait, que l'on appelle depuis effet Meissner. Ce diamagnétisme, qui est le second effet surprenant de la supraconductivité, se traduit par la capacité d'un supraconducteur à émettre un champ magnétique opposé à un autre champ qui lui serait appliqué, et ce , quelle que soit la polarité du champ appliqué. Sans aucune théorie sur laquelle s'appuyer, les chercheurs durent se contenter d'expérimenter, presque au hasard, différents alliages à base de titane, de strontium, de germanium et surtout de niobium, qui donnait les meilleurs résultats. Des recherches furent même menées dans le domaine des molécules organiques, essentiellement avec les fullerènes ou footballènes , avec des températures de l'ordre de 33 K. La question de l'origine de la supraconductivité hantait les scientifiques : « D'où vient ce phénomène qu'aucune théorie n'avait soupçonné auparavant ? » En 1935, des théories incomplètes bien que puissantes furent proposées par les frères London puis en 1950 par V. Ginzburg et L. Landau. [2].

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

généralités de composés apparemment 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 [3].

Le tableau qui suit résume les différentes années concernant l'évolution des supraconducteurs.

Année	Faits ayant marqué la recherche autour de la supraconductivité
1908	Liquéfaction de l'hélium par K. Onnes
1911	Découverte de la supraconductivité par K. Onnes et G. Holst sur un échantillon de mercure dans un bain d'hélium liquide
1913	Échec du premier aimant supraconducteur
1933	Mise en évidence du diamagnétisme des supraconducteurs par Meissner et Ochsenfeld
1954	Premier aimant supraconducteur (Nb)
1957	Théorie microscopique de la supraconductivité par Bardeen Cooper et Schrieffer
1958	Mise au point de conducteurs NbZr et Nb ₃ Sn
1960	Découverte des fortes densités de courant sous induction élevée
1962	B. Josephson prédit les effets quantiques qui portent son nom (effet Josephson)
1965	Premiers cryoalternateurs
1968	Définition du brin multifilamentaire par le laboratoire Rutherford
1974	Mise en service de la chambre à bulle BEBC au CERN
1982	Premières images IRM, et première application industrielle et commerciale des supraconducteurs

1983	Mise au point des câbles multifilamentaires supraconducteurs alternatifs par Alcatel Alsthom Recherche et GEC Alsthom. Premier accélérateur supraconducteur (TEVATRON)
1986	Berdnoz et Muller découvrent la supraconductivité à haute température critique de céramique bas d'oxyde
1987	Envolée des températures critiques (YbaCuO, 93 K) Démarrage de TORE SUPRA à Cadarache
1988	Mise en fonctionnement de T15 (Nb ₃ Sn, 6.4 T, 4.5 K)
1989	Mise en fonctionnement du système de champ toroïdale de TORE SUPRA
1993	T _c = 135 K des composés HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{8-δ}
1998	Le record de la supraconductivité arrive à T _c = 164 K
1999	Test du premier système RMN à 900 MHz, bobines modèles d'ITER et début de construction du LHC
2001	Découverte des propriétés supraconductrices du composé MgB ₂

Tableau. I.1: Bref historique de la supraconductivité [4]

I.3. Présentation générale de la supraconductivité :

La première caractéristique d'un matériau supraconducteur est sa résistivité nulle (Figure. I.1) en dessous d'une certaine température TC, appelée température critique qui se traduit par une transition franche, et sépare ainsi le comportement de l'état normal du matériau de celui de son état supraconducteur. L'intervalle de température dans lequel la résistivité change brusquement est très étroit . Ceci indique que l'état supraconducteur est un nouvel état de la matière, autrement dit un état qui correspond à un arrangement particulier du système des électrons. On peut donc dire que le franchissement de la température critique correspond à une transition de phase.[5]

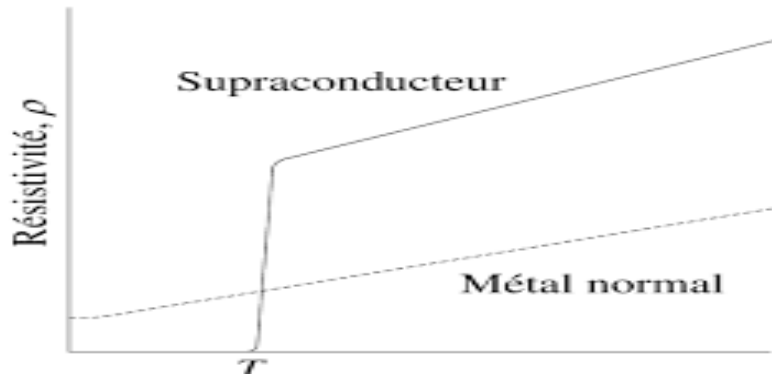
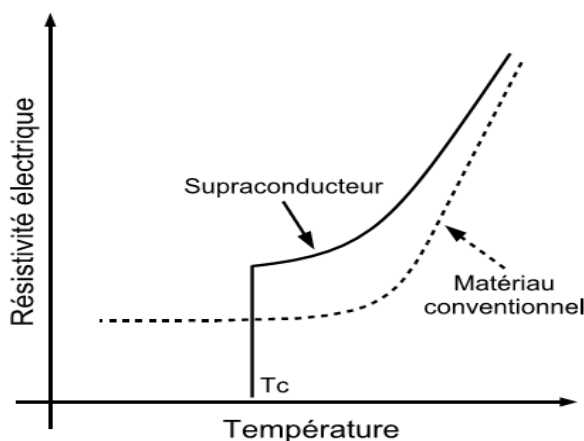


Figure I.1. Allure des résistivités d'un supraconducteur et d'un métal normal en fonction de la température

I.4. Propriétés Des Matériaux Supraconducteurs :

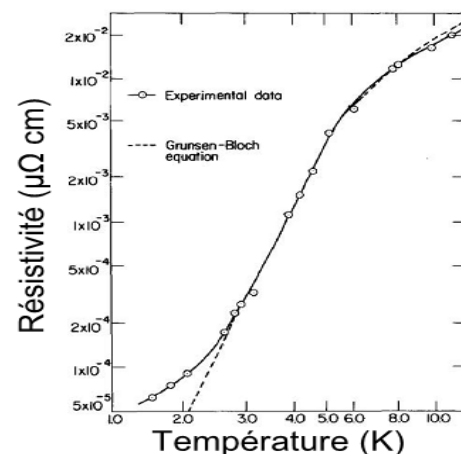
I.4.1. Résistivité électrique :

La disparition totale de la résistance en dessous d'une certaine température appelée température critique T_c est la propriété la plus connue des matériaux supraconducteurs (Figure I.2). Cette température sépare le comportement de l'état normal du matériau de celui de son état supraconducteur. La transition entre les états normal et supraconducteur apparaît dans un intervalle de température extrêmement réduit pour des matériaux très purs et de quelques milli Kelvin pour les matériaux à bas température critique T_c [6]



a) Pour un matériau conventionnel et supra [1]

($T_c = 4.2 \text{ K}$)



b) Pour un fil de mercure [1]

Figure. I. 2. Évolution de la résistivité en fonction de la température

I.4.2. Effet Meissner :

Le conducteur parfait $R=0$ implique qu'un changement de l'induction magnétique dans le matériau n'est pas possible $dB/dt=0$. 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'écranage vont être induits pour conserver $B = 0$, à l'intérieur du matériau. Si au contraire, le conducteur parfait est soumis à un champ magnétique extérieur est ramené à zéro. dB/dt doit être conservé et des courants de piégeage seront induits pour piéger l'induction magnétique à l'intérieur, (Figure. I.3)

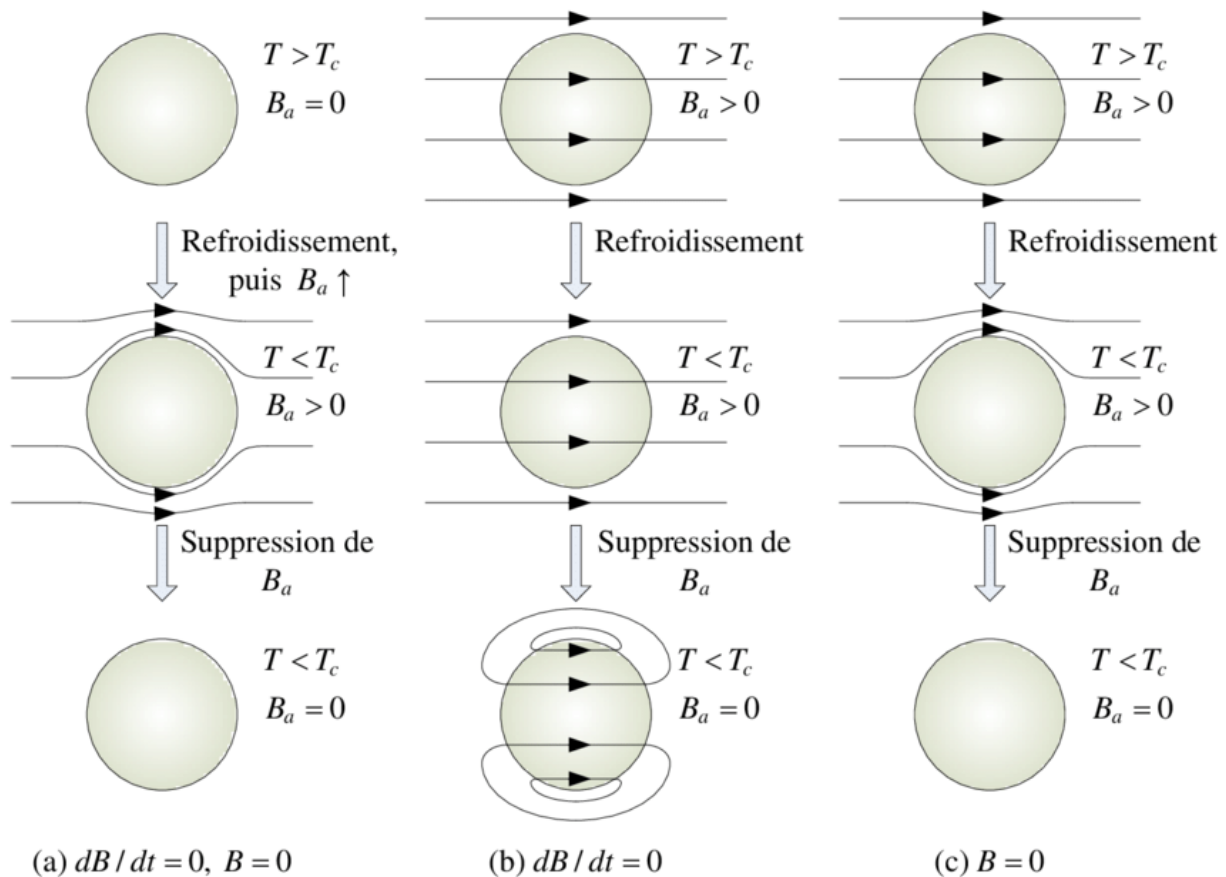


Figure. I. 3. Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur

1. S'il n'existe aucun champ magnétique extérieur $Ba = 0$ avant que le matériau soit refroidi chaque matériau possède un flux magnétique interne nul en dessous de T_c .
2. Un conducteur parfait piège le flux magnétique appliqué avant refroidissement

$$\dot{B} = \frac{dB}{dt} = 0, \dots\dots\dots(I.1)$$

3. Le flux magnétique est toujours exclu 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 identique car l'induction magnétique est toujours nulle dans le matériau, (Figure I.2(a)). ♣ Dans le second cas, l'induction magnétique est expulsée de l'intérieur du supraconducteur $B = 0$ dès qu'il est refroidit en dessous de sa température critique, voir (Figure I.2(c)). 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. Le diamagnétisme parfait est une propriété intrinsèque 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

I.4.3. Surface critique :

Le supraconducteur peut perdre 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. (Figure I.4)

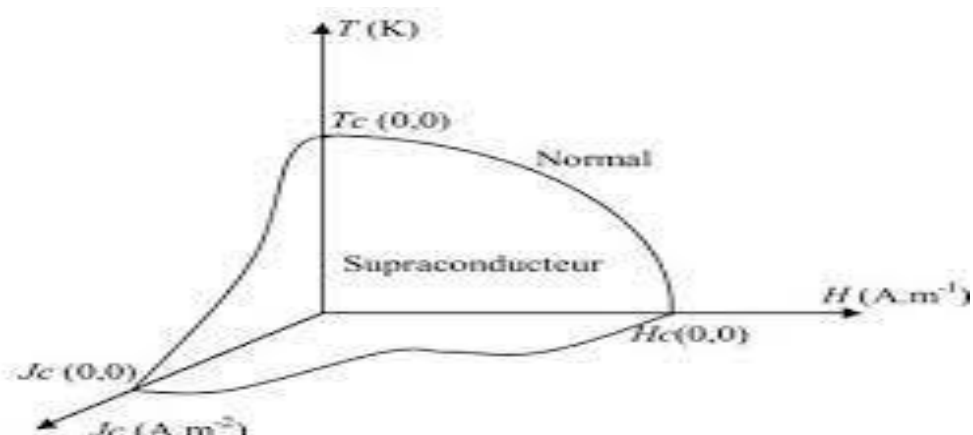


Figure. I.4. Illustration de la dépendance fonctionnelle de l'état supraconducteur

I.5. Grandeurs critiques :

L'état supraconducteur est gouverné par trois paramètres fondamentaux, appelées grandeurs critiques : la température critique T_c , champ magnétique critique H_c et la densité de courant critique J_c [7].

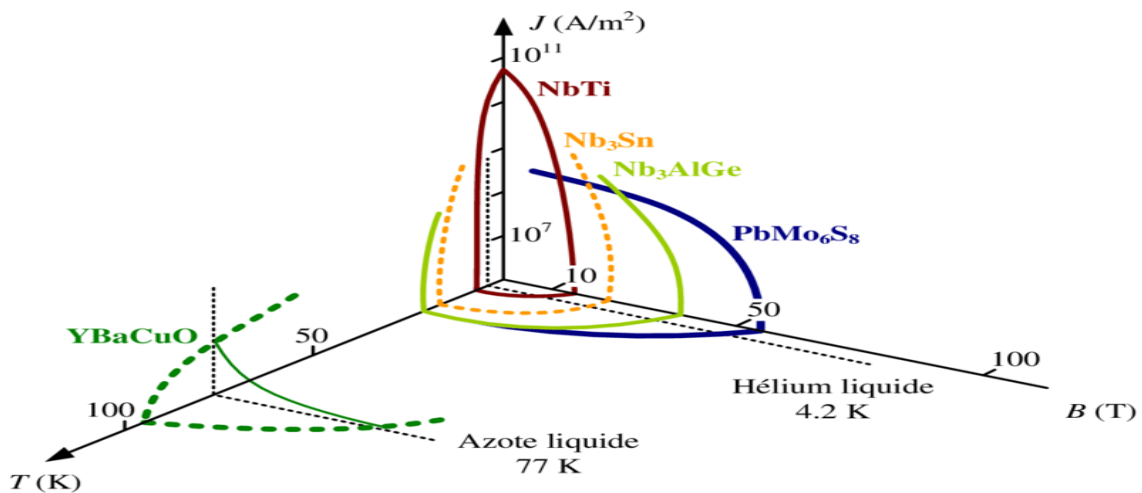


Figure. I .5 . Surfaces critiques des principaux supraconducteurs

Ces trois grandeurs sont fonction les unes des autres et forment ainsi une surface critique (Figure I. 5) au delà de laquelle le matériau supraconducteur se trouve dans un état normal.

I.5. 1. Température critique :

L'état de supraconductivité caractérise la plupart 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. A noter que la supraconductivité est obtenue aux températures T_c plus élevées pour les métaux mauvais conducteurs dans l'état normal, comme par exemple le mercure et le plomb. Proche de T_c la variation de la résistivité en fonction de la température est très brutale (voir Figure. I.3). La partie I représente la variation de la résistivité, $\rho(T)$ à l'état normal, correspondante à la relation

$$\rho (T) = CT 5 + \rho_r , \dots \dots \dots (I.2)$$

ou ρ_r est dépendante des impuretés et des défauts du réseau cristallin. La partie II de la courbe (Figure I.3) représente une décroissance spontanée sur un intervalle de température de 0,01 à 0,001 K et caractérise l'état supraconducteur.

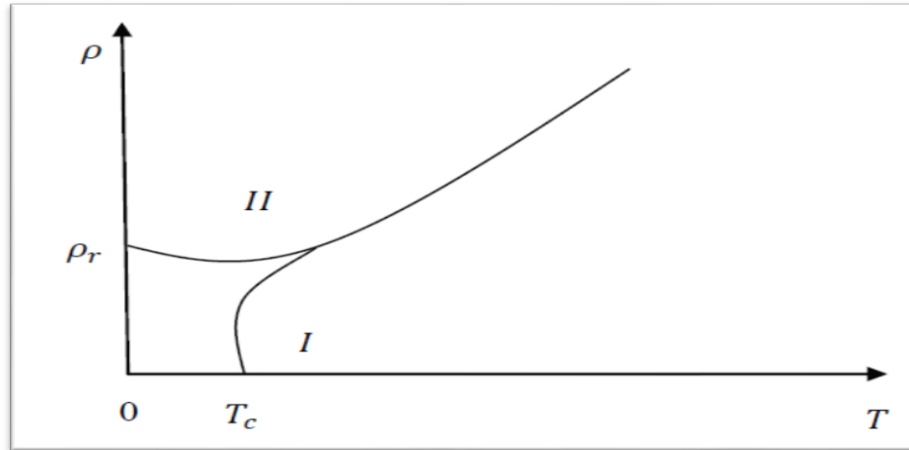


Figure I.6. Dépendance de la résistivité en fonction de la température pour l'état normal (I) et l'état supraconducteur (II)

I.5.2. Densité de courant critique :

C'est la deuxième grandeur qui limite l'état supraconducteur. La densité de courant critique est la valeur maximale correspondante au delà de laquelle une résistivité apparaît. Des fils relativement fins réalisés de matériaux supraconducteurs peuvent être employés pour transporter de forts courants puisqu'il n'y a aucune perte d'énergie thermique. Cependant, ces matériaux sont conçus pour transporter un certain courant maximum limite. Au-dessus de ce courant critique ils cessent d'être supraconducteurs et passent à l'état normal même s'ils sont au-dessous de la température critique. Ce courant critique représenté par sa densité J est utilisé dans les limiteurs de courant supraconducteurs. La densité de courant critique (J_c) est une fonction non linéaire de la température et du champ magnétique. Plus le supraconducteur est refroidi, plus le courant à transporter sans transition est élevé. La figure I.4 représente la tension en fonction du courant circulant à travers un fil supraconducteur.

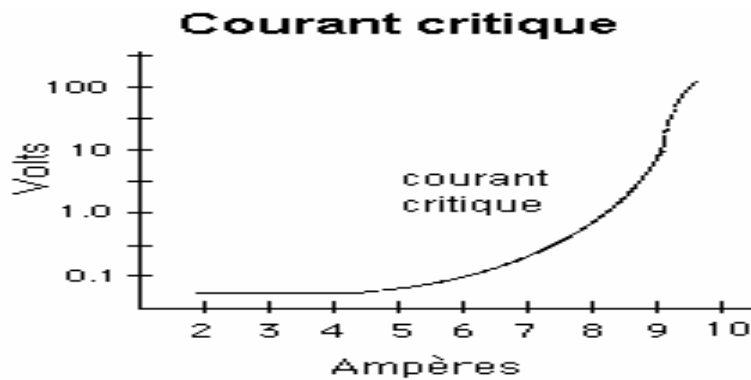


Figure. I.7. La caractéristique tension courant pour un fil supraconducteur

I.5. 3. Champ magnétique critique H_c :

L'état supraconducteur peut disparaître pour un champ magnétique extérieur d'une certaine intensité H_c dépendant de la température. Dans la Figure I.5, la courbe $H_c(T)$ divise le quadrant $H(T)$, ($H > 0$, $T > 0$), en deux régions ; état supraconducteur et état normale. La température maximale à la quelle un matériau est supraconducteur est obtenue pour un champ extérieur nul. Le supraconducteur présente la propriété nommée effet Meissner Ochsenfeld, qui consiste à ce que les lignes de champ magnétique sont expulsées du matériau. Ainsi pour T supérieurs à T_c le matériau est non magnétique (aimantation nulle), par contre pour T inférieur à T_c il est parfaitement diamagnétique (aimantation négative) si le champ magnétique extérieur n'est pas très élevé ($H < H_c$) . Le champ critique varie avec la température suivant la loi approximative [7]:

$$H_c (T) = H_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (I.3)$$

I.6. Les types de supraconducteurs :

Tous les supraconducteurs n'ont pas le même comportement en présence d'un champ Magnétique, la supraconductivité disparaît selon deux scénarios différents. Ces scénarios Conduisent à un classement des matériaux en supraconducteurs de **type I** et de **type II**.

I.6.1. Supraconducteur de type I :

Un supraconducteur de type I est un supraconducteur possédant un seul champ magnétique critique. Il a la propriété de repousser tout champ magnétique extérieur, et on le

retrouve dans deux états selon sa température critique et le champ magnétique critique à savoir :

- L'état normal : le domaine où $H > H_{critique}$ et $T > T_{critique}$
- L'état supraconducteur gouverné par la loi de Meissner

I.6.2. Supraconducteur de type II :

Ces supraconducteurs possèdent deux valeurs remarquables de champ magnétique appelées H_{c1} et H_{c2} . Lorsque $H < H_{c1}$, le matériau se comporte exactement comme un supraconducteur de type 1 par contre si $H_{c1} < H < H_{c2}$, alors le matériau est encore dans son état supraconducteur mais n'est plus diamagnétique. Si $H > H_{c2}$ alors le matériau ne présente plus ses propriétés supraconductrices. (Il est dans son état normal). [8]

I.6.3. Supraconducteurs à basse température critique (SBTC)

Précurseurs de la supraconductivité dans le monde industriel, ces matériaux, fonctionnant à une utilisation inférieure à 18K, reposent sur des alliages métalliques ; la majorité est employée à 4,2K. Afin de les différencier des céramiques, l'appellation « Supraconducteur à Basse Température Critique » (SBTC) leur est attribuée.

De nombreux alliages SBTC se distinguent. Le niobium-titane (NbTi), et le niobium-étain (Nb₃Sn), restent les plus employés jusqu'à aujourd'hui, notamment dans la réalisation de bobines de champ magnétique (Médical, LHC, ITER, ...) La Figure. I.8 présente un aperçu de ces conducteurs.

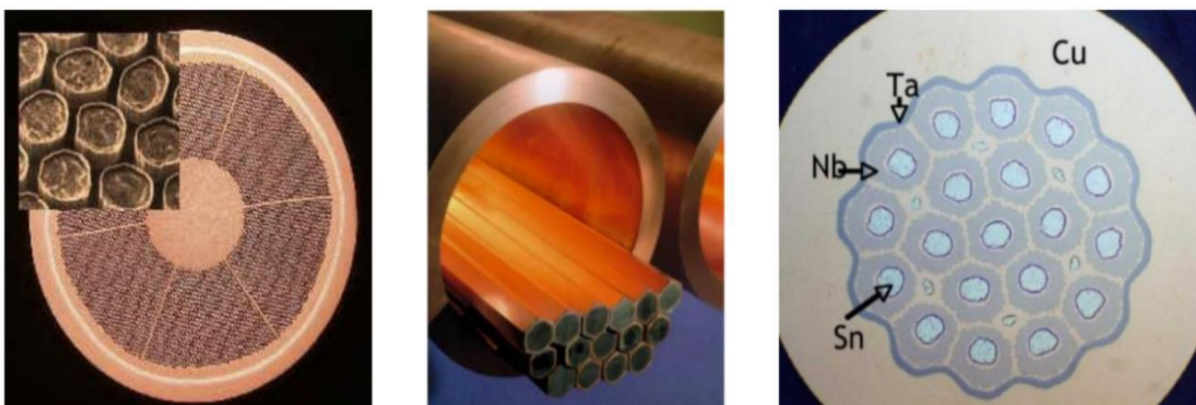


Figure. I.8 (a) fil de NbTi finalisé, (b) montage des barreaux avant tréfilage, (c) fil Nb₃Sn avant traitement thermique

I.6.4. Supraconducteurs à haute température critique (SHTc) :

Les travaux de recherche sur les céramiques à base d'oxydes de cuivre ont permis la découverte des supraconducteurs à haute température critique (SHTc) en 1986. A. Muller et G. Bednorz découvrent le premier composite (BaLaCuO) qui avait une température critique de 35K. Les supraconducteurs HTC sont de type II. Mais dans ceux-ci, la dynamique des vortex est modifiée par les phénomènes d'agitation thermique. On parle aussi de phénomènes de Flux-creep. Ces phénomènes sont liés à la température de transition élevée.

Ils agissent de manière à réduire l'ancrage du réseau de vortex. Pour un supraconducteur HTc soumis à un champ magnétique extérieur:

- Au dessus de H_{c1} , la force de Lorentz est négligeable. Mais à cause des phénomènes de « flux-creep », les vortex formés sont mis en mouvement avec une vitesse très faible. Ce mouvement est attribué à l'énergie d'activation thermique U . Il entraîne une très faible dissipation dans le matériau qui acquiert une faible résistivité. C'est le régime dit «Thermally Activated Flux-Flow », dans lequel le réseau de vortex bouge très lentement, on parle aussi de phase amorphe.
- Lorsque le champ magnétique est proche du champ critique H_{c2} , la force de Lorentz est devient plus importante et s'ajoute aux effets d'agitation thermique. La vitesse de déplacement du réseau de vortex augmente. C'est le régime dit « Thermally Activated Flux-Creep » durant lequel le matériau est toujours dans l'état supraconducteur malgré une dissipation plus importante. Le réseau de vortex se déplace comme un fluide, on parle de phase liquide.
- La perte de l'état supraconducteur survient lorsque l'action combinée de la force de Lorentz et des phénomènes de Flux-Creep est supérieure aux forces d'ancrage du réseau. C'est le régime Flux-Flow, dans lequel les vortex sont libérés de leurs points d'ancrages et en mouvement. [9]

I.6.5. Les supraconducteurs à base de fer :

le 31 mai 2007, une équipe de physiciens franco-canadienne publie dans la revue Nature une étude qui, selon un communiqué du CNRS, permettrait d'avancer sensiblement dans la compréhension de ces matériaux.

En janvier 2008, l'équipe du professeur Hosono du Tokyo Institute of Technology rapporte l'existence d'une nouvelle classe de supraconducteurs : les pnictures de type RFeAs (où R est une terre rare) dopés avec du fluor sur le site de l'oxygène. La température critique maximale est de $-245,15\text{ °C}$. Cette découverte surprend en raison de la présence de fer dans un supraconducteur ayant une aussi haute température critique. En août 2008, il semble y avoir un consensus indiquant que le fer joue un rôle majeur dans la supraconductivité de ces matériaux. Des centaines de travaux sont publiés montrant l'enthousiasme de la communauté scientifique à propos de cette découverte. Un certain nombre de groupes rapportent une température critique maximale de l'ordre de $-217,15\text{ °C}$ dans le cas où R est une terre rare non magnétique. Fin mai 2008, le groupe du professeur Johrendt, de l'université de Munich, fait état de la supraconductivité dans le composé $\text{Ba}_{0,6}\text{K}_{0,4}\text{Fe}_2\text{As}_2$, avec une température critique T_c de l'ordre de $-235,15\text{ °C}$. Ce composé possède une structure cristallographique très proche de celle de LaOFeAs . Cette découverte est importante car elle montre que l'oxygène ne joue aucun rôle dans le mécanisme de supraconductivité de cette nouvelle classe de supraconducteurs. Les propriétés magnétiques semblent en cause, comme pour les cuprates.

En 2014, un des supraconducteurs à base de fer qui avaient été découverts en 2009, FeSe , revient dans l'actualité. Bien que sa faible température critique (environ 10 K) n'ait pas alors été jugée très intéressante, on se rend compte qu'en faisant croître une couche mince (d'une seule épaisseur atomique) sur un substrat de SrTiO_3 , on arrive à une température critique supérieure à 100 K et donc supérieure à celles de tous les autres supraconducteurs à base de fer. Cette découverte ouvre la voie aux supraconducteurs en couches minces ainsi qu'à la synthèse de matériaux complexes.

En 2016, une température critique supérieure à 200 K est observée dans de l'hydrure de soufre. Bien qu'apparemment due au hasard, cette découverte a en fait été prédite par le théoricien Neil Ashcroft dès 1968, sur la base de la supraconductivité conventionnelle. L'expérience a cependant nécessité l'imposition d'une très forte pression, supérieure à 50 GPa.

[10]

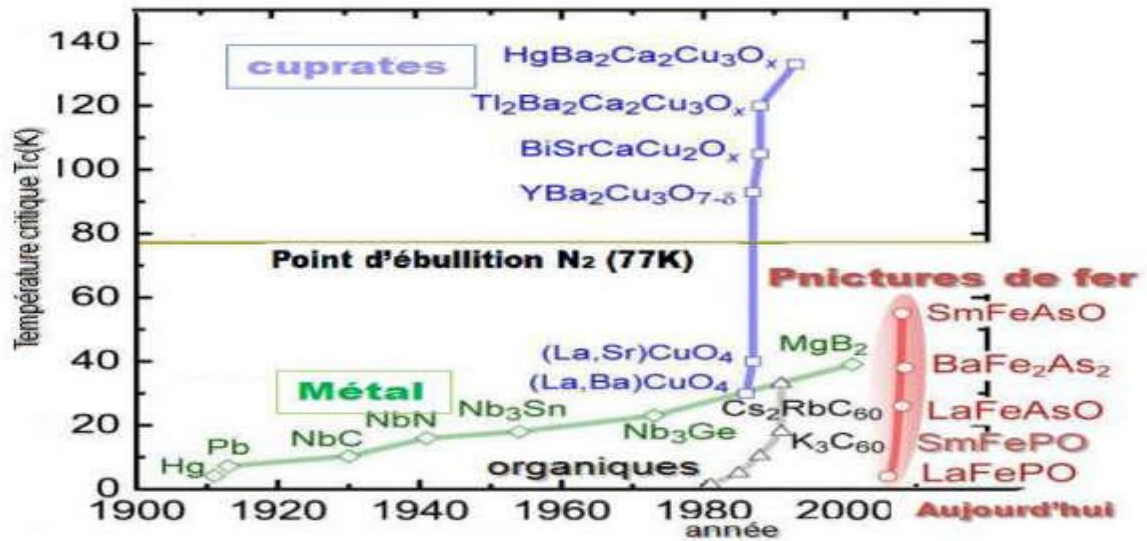


Figure. I.9. Évolution de la température critique en fonction du temps. [10]

I.6.5. 1. Structures cristallines :

À ce jour, il existe Cinq grands types de structures cristallines faisant partie de la classe de matériaux dites « supraconducteurs à base de Fe » (Figure I.10). Elles possèdent toutes en commun des plans « MX » similaires .Elles possèdent toutes en commun la présence de « plans » atomiques régulièrement espacés selon l’axe c et consistant en Arrangement périodique selon les axes a et b d’une structure où un atome M (M= Métal (Fe quand la structure n’est pas dopée)) et en coordination tétraédrique avec quatre atomes X (X=Pnictogène (P, As, Sb) ou Chalcogène (S, Se, Te)).

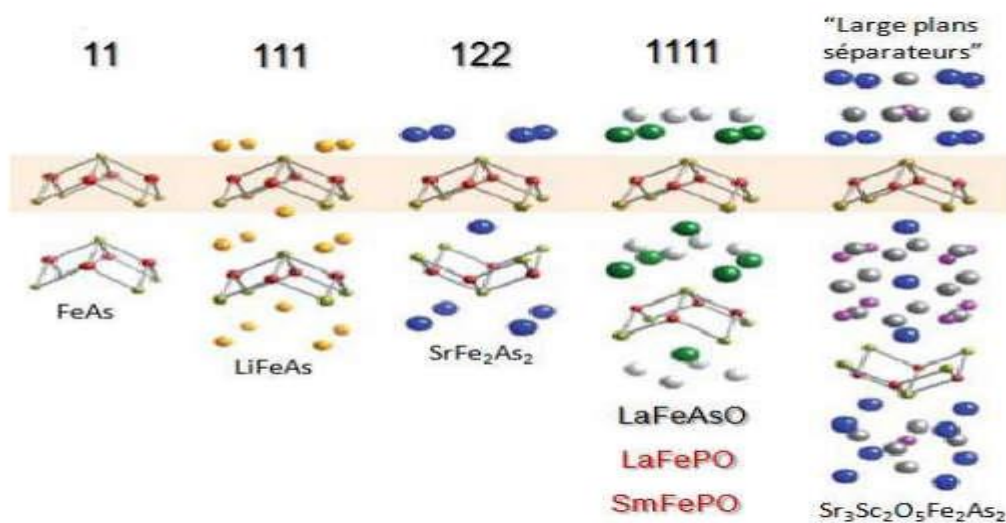


Figure I.10. Les Cinq types de structures cristallines des matériaux supraconducteurs à base de Fe.

Les structures cristallines variables qui séparent ces plans atomiques « MX » sont à l'origine de la classification des différentes familles de supraconducteurs à base de Fe dont le nom provient des formules chimiques des composés et des stœchiométries respectives des différents éléments constitutifs : on parlera alors de la famille 11 (ex : FeSe, FeTe), la famille 111 (ex : LiFeAs, NaFeAs), la famille 122 (ex : BaFe₂As₂, SrFe₂As₂), la famille 1111 (ex : LaOFeAs, SrFFeAs), et de la famille à « larges plans séparateurs » (celle-ci regroupe des composés dont la stœchiométrie des éléments constitutifs est variable mais qui se caractérisent par une épaisseur prononcée des structures séparatrices des plans MX suivant l'axe c ; ex : Sr₃Sc₂O₅Fe₂As₂, Sr₂ScO₃FeAs, Sr₂VO₃FeAs). [8]

I 7. Conclusion :

Dans ce chapitre, on a présenté un bref historique sur les matériaux supraconducteurs et leurs propriétés. La compréhension du comportement électromagnétique de ces derniers nécessite de développer des modèles mathématiques régissant ce phénomène et ceci fera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre II

MODELISATION DES

MATERIAUX

SUPRACONDUCTEURS

II.1 Introduction

Les modèles présentés ci-après sont des modèles macroscopiques. Ils proposent en fait des relations entre la densité de courant J et le champ électrique E , la relation entre l'induction B et le champ magnétique H .

Ces relations, bien que reflétant la dissipation due au déplacement des vortex, oublient donc leur existence et considèrent un matériau où le champ magnétique pénètre de façon homogène et continue et non plus sous forme de vortex. Pour cela, on va structurer ce chapitre comme suit :

Nous présenterons dans la première partie, les équations mathématiques caractérisant l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique dans un matériau supraconducteur. Ainsi que les lois de comportements. Dans la deuxième partie, nous présenterons leurs différentes principales applications.

II.2. Etat de l'art

On a présenté une vue d'ensemble du comportement des supraconducteurs HTC où il y a une forte dépendance entre les grandeurs caractéristiques. Il y a plusieurs régimes de fonctionnement pour les SHTC et il est difficile d'avoir un modèle analytique qui peut caractériser tous ces régimes. Cependant, quelques uns ont été mis au point pour modéliser l'état supraconducteur dans certaines conditions et hypothèses. Le modèle macroscopique le plus utilisé est le modèle de l'état critique avec sa version simplifiée, le modèle de Bean. Ces modèles représentent assez bien la réalité et permettent de mener complètement les calculs analytiques dans le cas de géométries simples Ces cas constituent des cas tests pour valider les modèles numériques. Pour la dépendance de J_c en fonction de l'induction magnétique, les modèles de Kim ou exponentiel pourront être utilisés. Un supraconducteur fonctionne autour de sa densité de courant critique (régime de flux crête).

II.2.1 Le modèle de l'état critique

C'est le modèle le plus classique qui stipule qu'à une température donnée la densité de courant dans un supraconducteur est soit nulle, soit égale à la densité de courant critique J_c . Le supraconducteur est considéré comme non magnétique.

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_c \left(\frac{|\mathbf{B}|}{|\mathbf{E}|} \right) \dots\dots\dots \text{II-1)}$$

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu_0 \vec{\mathbf{H}} \dots\dots\dots \text{II-2)}$$

D'un point de vue plus mathématique, on traduit ces expressions avec les équations de Maxwell :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\mathbf{B}} = \pm \mu_0 \vec{\mathbf{J}}_c \quad \text{Où:} \quad \vec{\text{rot}} \vec{\mathbf{B}} = \vec{0} \dots\dots\dots \text{(II-3)}$$

Le modèle de Bean (1962) suppose, en plus, que la densité de courant critique est indépendante de la valeur de l'induction magnétique B.

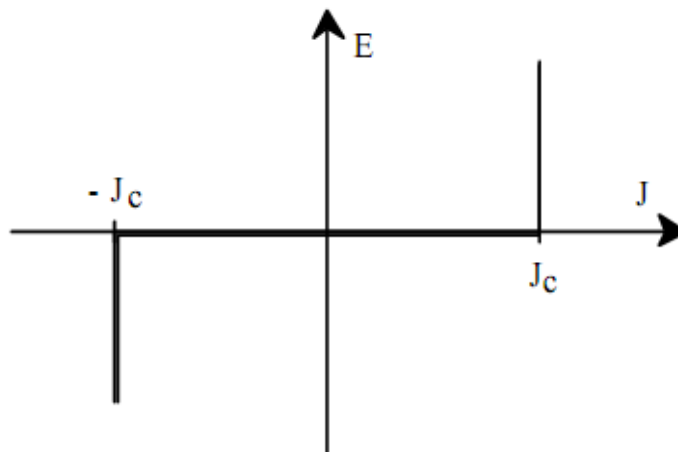


Figure II.1. Caractéristique E(J) basée sur le Modèle de Bean

Ce modèle a l'avantage d'être assez simple mathématiquement et permet pour des géométries simples, d'avoir des expressions analytiques et d'étudier les grandeurs importantes pour les pertes A.C. par exemple. Cependant, la discontinuité de ce modèle le rend peu utilisable pour des développements numériques; de plus, il ne reflète pas toujours de façon satisfaisante le comportement des supraconducteurs.

II.2.2. Le modèle de la loi de puissance

$$\vec{E}(\vec{J}) = \frac{E_c}{J_c} \left(\frac{J}{J_c} \right)^{N-1} \vec{J} \dots\dots\dots(\text{II-4})$$

$$\vec{B}(\vec{H}) = \mu_0 \vec{H} \dots\dots\dots(\text{II-5})$$

C'est un modèle qui modélise bien le comportement des supraconducteurs HTC autour de J_c . Les paramètres de variation de cette loi sont la densité de courant critique, J_c et l'exposant, N . Avec ce modèle on peut faire varier les courbes $E(J)$ de sorte qu'on peut modéliser un conducteur normal pour

$N = 1$ (loi de comportement linéaire) jusqu'à avoir une courbe raide comme dans le modèle de l'état critique pour un $N > 100$.

II.2.3. Le modèle de KIM

Le modèle de Bean ainsi que la loi en puissance considèrent le matériau supraconducteur isotrope et isotherme. Ils ne tiennent pas compte de l'échauffement éventuel du conducteur sous l'effet des pertes qui entraînerait une diminution du courant critique. Dans le modèle de Bean, la densité de courant critique est supposée constante quel que soit le champ magnétique extérieur. Dans la réalité la densité de courant dépend fortement de son orientation par rapport au champ et de l'induction magnétique, B . Une expression de $J_c(B)$ dans le cas isotrope a été donnée par Kim

$$J_c(|B|) = \frac{J_{c0} B_0}{|B| + B_0} \dots\dots\dots(\text{II-6})$$

C'est le modèle le plus utilisé pour la modélisation de la dépendance de la densité de courant critique avec l'induction magnétique.

II.2.4. Le modèle exponentiel [5]

Un autre modèle utilisé en développements numériques est le modèle de dépendance $J_c(B)$ suivant: [3]

$$J_c(|\mathbf{B}|) = J_{c0} \exp\left(-\frac{|\mathbf{B}|}{B_0}\right) \dots\dots\dots (II-7)$$

II.2.5. Le modèle Flux-flow-crêpe (FFC)

Les lois de ce modèle prenant en compte le déplacement et l’ancrage des vortex :

- Le régime de flux-crêpe :

$$\mathbf{E} = 2\rho_c \mathbf{J}_c \sinh\left(\frac{\mathbf{U}_0 \mathbf{J}}{k\theta \mathbf{J}_c}\right) \cdot \exp\left(-\frac{U_0}{k\theta}\right) \quad \text{Si } 0 \leq J \leq J_c \dots\dots\dots (II-8)$$

- Le régime de flux-flow :

$$\mathbf{E} = \rho_c \mathbf{J}_c + \rho_f \mathbf{J}_c \left(\frac{\mathbf{J}}{\mathbf{J}_c} - 1\right) \quad \text{Si } J > J_c \dots\dots\dots (II-9)$$

Où U_0 est le potentiel d’ancrage, θ la température, k la constante de Boltzmann et ρ_f et ρ_c les résistivités propres au matériau. Ce modèle tien compte de la température.

II.3. Approximation du modèle de Bean

Le modèle de Bean à l’avantage d’être simple mathématiquement et de ce fait permet sur des exemples simples de bien comprendre la supraconductivité d’un point de vue macroscopique.

La figure (II.2) montre comment en tout point du supraconducteur, la densité de courant est liée au champ électrique. Le paramètre E_c est une valeur empirique du champ électrique à partir de laquelle le matériau devient résistif

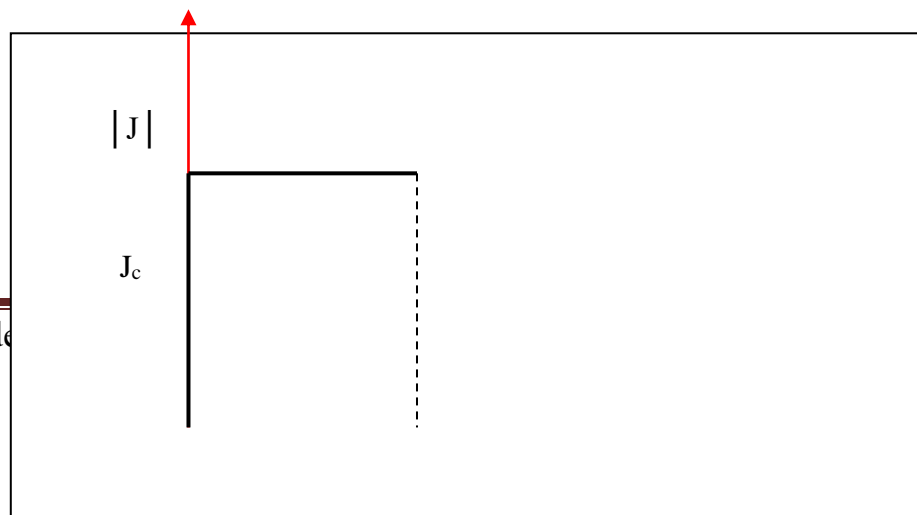




Figure II.2. Modèle de Bean [5]

Ce modèle a été étudié dans le cas d'un problème monodimensionnel. Il a permis à partir de calculs analytiques d'obtenir des résultats satisfaisants. En revanche, il est difficilement exploitable dans le cas de problème bidimensionnel pour une approche numérique. La relation liant J et E par le modèle de Bean n'est pas un graphe fonctionnel, ce qui rend sa modélisation mathématique difficile. Lorsque le champ électrique est nul, la valeur absolue de la densité de courant peut prendre toutes les valeurs entre 0 et J_c .

Pour pouvoir l'exploiter d'un point de vue numérique, on utilise le modèle de Bean modifié.

L'approximation de ce modèle, on introduit une fonction $E \longrightarrow J = \beta(E)$ approchant le modèle de Bean par l'intermédiaire de deux variables σ_f et E_n

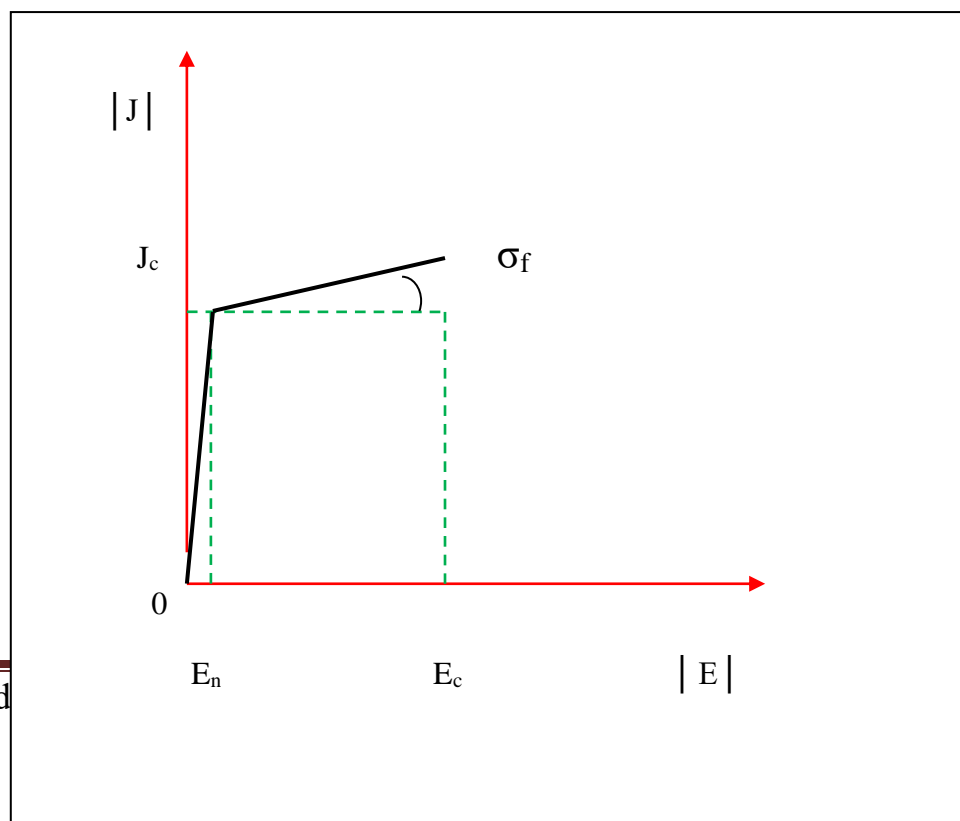


Figure II.3.Le modèle de Bean modifié [5]

Pour des champs électriques de module supérieur à E_c , le matériau supraconducteur transite. Il passe de l'état supraconducteur à un état résistif et vérifie donc la loi d'ohm :

$$J = \sigma E \dots\dots\dots (II-10)$$

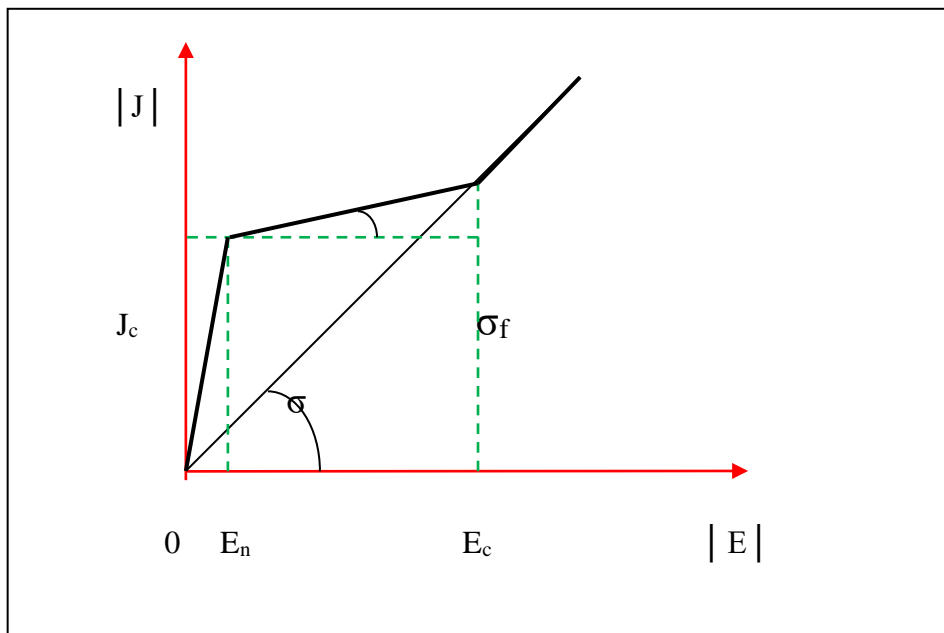


Figure II.4.Prise en compte du passage à un état résistif dans le modèle de Bean modifié. [5]

II.4. Formulation mathématique de modèle

Pour décrire le comportement électromagnétique du supraconducteur, on associe alors les équations de Maxwell relatives aux champs macroscopiques.

L'état statique donné par ($\text{rot } \mathbf{E} = 0$ et $\text{div } \mathbf{J} = 0$) ne définit pas avec l'utilisation du modèle de Bean, de façon unique l'état électromagnétique. Ainsi la distribution de courant n'est déterminée que si on connaît l'histoire du supraconducteur. Pour cela, on associe au

modèle de Bean modifié les équations de Maxwell liant le champ électrique \mathbf{E} , le champ magnétique \mathbf{H} , l'induction magnétique \mathbf{B} et la densité de courant \mathbf{J} . [5]

II.4.1. Domaine d'étude

Le domaine global (Ω) représente le domaine de résolution du problème électromagnétique. Il est composé de régions conductrices, non conductrices magnétiques ou amagnétiques et de sources de courant. Des conditions aux limites seront imposées sur la frontière Γ .

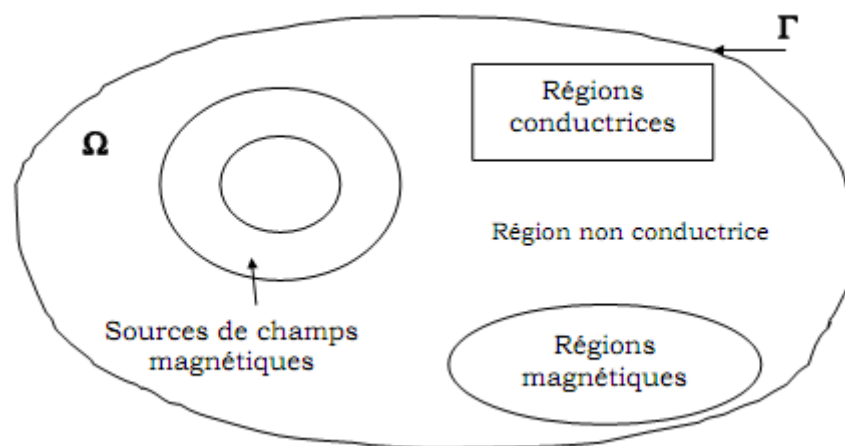


Figure II.5. Domaine d'étude [12]

II.4.2. Les équations de Maxwell :

Les phénomènes électromagnétiques variables dans le temps et dans l'espace sont régis par les quatre équations générales locales de Maxwell :

$$\overline{\text{rot}}\vec{\mathbf{H}} = \vec{\mathbf{J}} + \frac{\partial \vec{\mathbf{D}}}{\partial t} \dots\dots\dots (\text{II-11})$$

$$\overline{\text{rot}}\vec{\mathbf{E}} = -\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \dots\dots\dots (\text{II-12})$$

$$\text{div}\vec{\mathbf{D}} = \rho \dots\dots\dots (\text{II-13})$$

$$\text{div}\vec{\mathbf{B}} = 0 \dots\dots\dots (\text{II-14})$$

Avec:

H : Champ magnétique [A/m]

E : Champ électrique [V/m]

B : Induction magnétique [T]

D : Induction électrique [C/m²]

J : Densité du courant [A/m²]

ρ : Densité volumique des charges électriques [C/m³]

Les lois Maxwell-Ampère (II-11) et Maxwell-Faraday (II-12) expriment le couplage entre les grandeurs électriques et magnétiques.

II.4.3. Relations constitutives :

Les équations précédentes sont associées aux relations constitutives (lois de comportements) des matériaux. Le comportement magnétique est exprimé par la relation suivante:

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H} \dots\dots\dots (II-15)$$

Avec :

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_0 \boldsymbol{\mu}_r \dots\dots\dots (II-16)$$

Où μ_0 est la perméabilité du vide et μ_r est la perméabilité relative du milieu qui peut dépendre ou non de **H**.

La forme locale de la loi d'Ohm dans l'absence de déplacement des charges s'écrit comme suit :

$$\mathbf{J} = [\boldsymbol{\sigma}] \cdot \mathbf{E} + [\boldsymbol{\varepsilon}] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \dots\dots\dots (II-17)$$

Où $[\boldsymbol{\sigma}]$ et $[\boldsymbol{\varepsilon}]$ sont respectivement les tenseurs de conductivité et de permittivité électriques qui dans le cas des matériaux anisotropes s'écrivent :

$$[\sigma] = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad [\varepsilon] = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \dots\dots\dots(\text{II-18})$$

De l'équation (II-11) et (II-13) on peut déduire que la densité de courant est à flux conservatif :

$$\text{div} \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-19})$$

II.4.4. Conditions de passage :

Lors du passage d'un milieu 1 à un milieu 2, les grandeurs de champs subissent des discontinuités et, ne sont pas différentiables. Les relations entre les grandeurs électromagnétiques à l'interface, dites relations de transmission, s'écrivent alors :

$$(\mathbf{D}_2 - \mathbf{D}_1) \cdot \mathbf{n} = \rho_s \dots\dots\dots(\text{II-20})$$

$$(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \mathbf{n} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-21})$$

$$(\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) \times \mathbf{n} = \mathbf{J}_s \dots\dots\dots(\text{II-22})$$

$$(\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) \times \mathbf{n} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-23})$$

Avec : ρ_s la densité surfacique de charge, \mathbf{J}_s la densité surfacique de courant et \mathbf{n} le vecteur unitaire normal dirigé vers l'extérieur du milieu 1.

II.4.5. Écritures simplifiées des équations :

Dans le cadre de notre travail, quelques simplifications sont possibles sur les lois de comportement. Les charges volumiques sont négligées ($\rho=0$). (II-19) devient alors :

$$\text{div} \mathbf{J} = 0 \dots\dots\dots(\text{II-24})$$

De plus, si les composantes de champs \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{B} et de courants \mathbf{J} ont une dépendance sinusoïdale du temps, tel que :

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}(\mathbf{r})e^{i\omega t} \dots\dots\dots(\text{II-25})$$

La dérivée par rapport au temps sera remplacée par :

$$\frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = -i\omega \mathbf{X} \dots\dots\dots (\text{II- 26})$$

L'équation (II-7) devient alors :

$$\mathbf{J} = ([\sigma] + j\omega [\epsilon]). \mathbf{E} \dots\dots\dots (\text{II- 27})$$

Pour simplifier l'écriture nous intégrons le terme $j\omega[\epsilon]$ dans le terme $[\sigma]$.

II.5. Formulation du problème :

La combinaison entre les équations de Maxwell, les relations constitutives et les relations de passage permet de formuler le problème électromagnétique suivant différentes variables d'états.

II.5.1. Formulation dans les régions conductrices

Les phénomènes électromagnétiques dans les régions conductrices du domaine d'étude sont régis par les équations de la magnétodynamique. Les formulations généralement utilisées pour exprimer l'équation finale à résoudre s'appuient sur des formulations en potentiel vecteur magnétique \mathbf{A} ou champ électrique \mathbf{E} et les formulations en champ magnétique \mathbf{H} ou potentiel vecteur électrique \mathbf{T} .

II.5.1.1. Formulation en A-V

Dans ce type de formulation, le champ électrique \mathbf{E} est exprimé en fonction de potentiels. Le potentiel vecteur magnétique est issu de l'hypothèse que l'induction est à flux conservatif on a alors :

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \dots\dots\dots (\text{II- 28})$$

L'équation de Maxwell-Faraday (II-2) implique l'existence d'un potentiel scalaire électrique \mathbf{V} tel que :

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \text{grad } \mathbf{V} \dots\dots\dots (\text{II- 29})$$

La densité de courant (II-17) s'écrit alors:

$$\mathbf{J} = -[\sigma] \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad } V \right) \dots\dots\dots (\text{II- 30})$$

La continuité des potentiels \mathbf{A} et V implique la continuité de la composante normale de l'induction magnétique et de la composante tangentielle du champ électrique. Par contre il faut assurer la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique à l'interface de milieux de perméabilités différentes, et la continuité de la composante normale de la densité de courant à l'interface de milieux de conductivités différentes. Ces deux conditions sont naturellement imposées par la formulation éléments finis.

En remplaçant le champ magnétique \mathbf{H} et la densité de courant \mathbf{J} par leurs expressions en fonction de \mathbf{A} et V , la forme locale du théorème d'Ampère (II-27) s'écrit :

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A} \right) + [\sigma] \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \text{grad} V \right) = 0 \dots\dots\dots (\text{II- 31})$$

Pour assurer l'unicité de \mathbf{A} , il faut imposer une condition de jauge supplémentaire appelée condition de passage.

Dans le cadre des éléments nodaux, il est souvent fait appel à la jauge de Coulomb ($\text{div } \mathbf{A} = 0$) ou la jauge de Lorenz ($\text{div } \mathbf{A} = -\mu\sigma V$).

II.5.1.2 .Formulation en H

L'équation à résoudre est directement donnée par les équations (II-11), (II-12), (II-15) et (II-17) comme suit :

$$\text{rot} \left([\sigma]^{-1} (\text{rot} \mathbf{H}) \right) + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (\text{II- 32})$$

La formulation en H a pour avantage d'avoir une solution unique si les conditions aux limites imposées sont adéquates, et donc ne nécessite aucune condition de jauge. La continuité de la composante tangentielle du champ H est assurée dans le cadre d'une formulation en éléments d'arêtes.

II.5.1.3. Formulation en \mathbf{T} - Φ

Comme la densité de courant induite est à divergence nulle, un potentiel vecteur électrique, noté \mathbf{T} , peut être introduit tel que :

$$\mathbf{J} = \text{rot} \mathbf{T} \dots\dots\dots (\text{II- 33})$$

L'équation (II-14) implique aussitôt :

$$\mathbf{H} = \mathbf{T} - \text{grad} \Phi \dots\dots\dots (\text{II- 34})$$

Où Φ est le potentiel scalaire magnétique.

L'équation à résoudre se déduit en remplaçant \mathbf{H} et \mathbf{J} par \mathbf{T} et Φ dans (II-12) :

$$\text{rot} \left([\sigma]^{-1} \text{rot} \mathbf{T} \right) + \mu \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{T} - \text{grad} \Phi) = 0 \dots\dots\dots (\text{II-35})$$

La continuité de \mathbf{T} et Φ implique la continuité de la composante normale de \mathbf{J} et la composante tangentielle de \mathbf{H} . Par contre il faut assurer la continuité de la composante normale de \mathbf{B} à l'interface de milieux de perméabilités différentes, et la continuité de la composante tangentielle de \mathbf{E} à l'interface de milieux de conductivités différentes.

A cette formulation est associée aussi une condition de jauge, de même type que celle imposée dans la formulation en \mathbf{A} - \mathbf{V} , qui permet d'assurer l'unicité de la solution \mathbf{T} .

II.5.1.4. Formulation en \mathbf{E}

La formulation en champ électrique s'obtient en faisant la dérivée de l'équation Maxwell-Ampère (II-11) par rapport au temps :

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{E} \right) + [\sigma] \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots (\text{II-36})$$

II.5.2. Formulation dans les régions non conductrices

Dans les régions non conductrices du domaine d'étude (Ω), il ne se développe pas de courants induits. Les phénomènes électromagnétiques dans ces régions sont régis par les équations de la magnétostatique. Les formulations utilisant le potentiel vecteur magnétique et le potentiel scalaire magnétique, sont adoptées dans ce cas.

II.5.2.1. Formulation en A

Dans ce cas le champ électrique n'intervient pas, l'équation à résoudre est alors :

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A} \right) = \mathbf{J}_s \dots\dots\dots(\text{II- 37})$$

Où, \mathbf{J}_s est la densité de la courante source.

II.5.2.2. Formulation en potentiel scalaire magnétique ($\mathbf{H}-\Phi$ et $\mathbf{H}-\Phi\mathbf{r}$)

Dans les régions où il n'y a pas de courantes sources, l'équation (II-1) peut s'écrire :

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0 \dots\dots\dots(\text{II- 38})$$

H dérive alors d'un potentiel scalaire (Φ), tel que :

$$\mathbf{H} = -\text{grad } \Phi \dots\dots\dots (\text{II- 39})$$

La formulation H- Φ en potentiel scalaire magnétique s'obtient en remplaçant, H par son expression (II, 39) dans (II-15) et en remplaçant l'expression de B obtenue dans (II-14) :

$$\text{div} [\mu - \text{grad} \Phi] = 0 \dots\dots\dots (\text{II-40})$$

La continuité du potentiel scalaire magnétique (Φ) implique la continuité de la composante tangentielle du champ magnétique. Par contre il faut vérifier la continuité de la composante normale de vecteur induction magnétique à l'interface entre deux régions de perméabilité différentes, par la relation :

$$\mu_1 (-\text{grad} \Phi_1) \cdot \mathbf{n} = \mu_2 (-\text{grad} \Phi_2) \cdot \mathbf{n} \dots\dots\dots (\text{II- 41})$$

Où \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface

L'inconnue étant un scalaire, cette formulation est plus intéressante que la formulation en potentiel vecteur pour les régions non conductrices. Cependant elle ne s'applique pas aux régions où des courants sont présents.

Néanmoins, une variante de cette formulation permet de prendre en compte ces courants. Celle-ci est usuellement appelée la formulation en potentiel magnétique réduit. Son principe se base sur la décomposition du champ magnétique \mathbf{H} en deux parties, tel que :

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_j + \mathbf{H}_r \dots\dots\dots(\text{II- 42})$$

Avec :

\mathbf{H}_j : champ source, champ créé par l'inducteur s'il était seul (à vide).

\mathbf{H}_r : champ crée par la réaction des parties magnétiques et conductrices lorsqu'elles sont soumises au champ source \mathbf{H}_j .

\mathbf{H}_j est donné en tout point L , par la formule de Biot et Savart :

$$\mathbf{H}_j(\mathbf{L}) = \iiint_{\Omega} \frac{1}{4\pi} \mathbf{J}_s \times \frac{\mathbf{L}\mathbf{L}'}{|\mathbf{L}\mathbf{L}'|^3} d\Omega \dots\dots\dots(\text{II- 43})$$

Où L' est un point situé dans la région de l'inducteur.

La forme locale du théorème d'Ampère (II-11) s'écrit alors :

$$\text{rot}(\mathbf{H}_j + \mathbf{H}_r) = \mathbf{J}_s \dots\dots\dots(\text{II- 44})$$

Le champ source \mathbf{H}_j vérifie le théorème d'Ampère, alors que le champ de réaction \mathbf{H}_r est à rotationnel nul :

$$\text{rot}(\mathbf{H}_j) = \mathbf{J}_s \dots\dots\dots(\text{II- 45})$$

$$\text{rot}(\mathbf{H}_r) = 0 \dots\dots\dots(\text{II-46})$$

La relation (II-36) implique que H_r dérive d'un potentiel scalaire magnétique Φ_r :

$$\mathbf{H}_r = -\text{grad}\Phi_r \dots\dots\dots(\text{II- 47})$$

L'expression (II-32) du champ magnétique \mathbf{H} s'écrit alors:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_j - \mathbf{grad}\Phi_r \dots\dots\dots (II-48)$$

L'équation à résoudre dans ce cas est :

$$\mathbf{div}\left[\mu(\mathbf{H}_j - \mathbf{grad}\Phi_r)\right] = 0 \dots\dots\dots (II-49)$$

La continuité de Φ_r implique la continuité de la composante tangentielle de \mathbf{H} . En revanche, il faut assurer la continuité de la composante normale de l'induction \mathbf{B} par la relation suivante :

$$\mu_1(\mathbf{H}_j - \mathbf{grad}\Phi_{r1}) \cdot \mathbf{n} = \mu_2(\mathbf{H}_j - \mathbf{grad}\Phi_{r2}) \cdot \mathbf{n} \dots\dots\dots (II-50)$$

Où \mathbf{n} est le vecteur normal à l'interface.

La formulation en potentiel scalaire magnétique (total ou réduit) paraît très attractive, surtout quand les systèmes à modéliser ne comportent pas de régions conductrices multiples connexes.

Le nombre d'inconnues est réduit de manière considérable, ce qui permet de réduire le temps de résolution ainsi que le coût de simulation. La formulation en potentiel scalaire réduit est moins précise dans les régions ferromagnétiques où la perméabilité est élevée ($\mu_r > 100$) et dans les régions où le champ magnétique est très atténué (écran électromagnétique). La solution est d'utiliser le potentiel scalaire total dans ces régions [12].

II.6. Choix de la formulation

En fonction de la dimension et de la complexité du problème à traiter, le choix d'une formulation dépend des capacités numériques de résolution, de mise en œuvre et de précision.

Le tableau suivant présente les avantages et inconvénients des différentes formulations (Tableau II. 1).

Formulations	Avantages	Inconvénients
A-V	Traitements des régions multiplement connexes	4 inconnues
T- Φ	Adaptée aux régions conductrices	- Régions multiplement connexes - 4 inconnues
Eléments coques généralisés	- 1 inconnue - traitement analytique des régions minces conductrices	- Régions multiplement connexes

Tableau II. 1 Comparaison des formulations électromagnétiques

II.7. Applications en électrotechnique [6]

II.7.1. 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 [1-6]. Le fort couple massique de ces machines en fait une application intéressante pour les systèmes embarqués. C'est le sujet de notre étude, son fonctionnement est détaillé dans la suite de notre travail.

II.7.2. 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.

II.7.3. 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 se 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.

II.7.4. 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 [2-3].

II.7.5. Lévitiation et paliers magnétiques

Un aimant permanent qui flotte de manière stable au-dessus d'un supraconducteur est certainement l'expérience la plus spectaculaire et fascinante de la supraconductivité. Cette lévitation statique stable est liée au développement de courants permanents dans un supraconducteur soumis à une variation temporelle d'induction magnétique. Les courants induits circulent indéfiniment même en l'absence de variations ultérieures d'induction magnétique. Les courants ne s'amortissent pas à cause de la résistivité nulle du supraconducteur.

Les supraconducteurs de type II peuvent être utilisés pour réaliser la sustentation magnétique d'objets de masse éventuellement très élevée. L'une des applications la plus importante et la plus prometteuse dans ce domaine est la réalisation des trains à lévitation magnétique ou train Maglev « Magnetic Levitation ».

Le Maglev est équipé des boucles de matériaux supraconducteurs qui lui permettent de léviter sous l'action des aimants placés sur la voie. Le train ne touche donc pas les rails : il reste suspendu à quelques centimètres du sol. Ce dispositif présente de nombreux avantages, la plupart étant liés à l'absence de contact avec le sol : très grande vitesse (le train expérimental Japonais Yamanashi a pu atteindre la vitesse de 580 Km/h), sécurité (le train ne peut quitter son rail), véhicule peu bruyant (en raison de l'absence de bruits de frottement et de roulement), consommation d'énergie réduite grâce aux supraconducteurs et enfin une maintenance réduite.

La lévitation magnétique peut être aussi mise en œuvre dans des dispositifs afin de réaliser des paliers et des suspensions magnétiques. Le principe des paliers magnétiques est basé sur des interactions magnétiques. Ces interactions peuvent être générées par des électroaimants dans le cas des paliers actifs, ou par des aimants permanents dans le cas des paliers passifs.

Ces derniers ne demandent pas une source d'énergie contrairement à leurs homologues actifs, Cette absence de source d'énergie extérieure pour faire fonctionner le dispositif est très intéressante en terme de pertes et de fiabilité.

II.7.6. 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 .

II.8. Conclusion

La modélisation des matériaux supraconducteurs permet d'étudier leurs comportements électromagnétiques. Cette modélisation, présente une version approchée du modèle de l'état critique de Bean qui d'une part, a l'avantage d'être plus facilement utilisable que le modèle de Bean non modifié.

D'autre part, il pourrait tenir compte du déplacement et du piégeage des vortex. Ce chapitre a décrit aussi la loi de comportement choisie pour présenter le phénomène de la supraconductivité, qui ne peut être représenté par la loi d'Ohm. Comme les matériaux utilisés en électrotechnique sont de type conducteur électrique ou magnétique d'une part, et d'autre part la modélisation est outil essentiel pour la compréhension des phénomènes qui régissent la supraconductivité, nous avons jugés utile de consacrer le chapitre suivant à l'application de ces matériaux ainsi qu'à ceux à base de fer pour voir leurs comportements électromagnétiques en présence du champ magnétique appliqué.

Chapitre III

Application et

Validation

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous voulons présenter les résultats de simulation du comportement électromagnétique de trois types de matériaux: ferromagnétique, supraconducteur (diamagnétique parfait) et supraconducteur à base de fer (diamagnétique imparfait).

Ces résultats sont obtenus, après que nous avons implémenté notre programme sous le logiciel ANSYS. Pour mettre en œuvre le code de calcul, nous avons besoin de modéliser les différents milieux constituant le domaine à étudier. Ce dernier est composé par une bobine parcouru par un courant, sources de champ magnétique, et par trois types des matériaux cités auparavant. Les équations de Maxwell en régime magnétostatique seront utilisées pour la modélisation du comportement électromagnétique des trois échantillons proposés, afin de réaliser une comparaison entre les résultats obtenus.

III.2. Description de la méthode des éléments finis :

Cette méthode est l'une des méthodes les plus utilisées pour résoudre les équations différentielles aux dérivés partielles issues de la modélisation électromagnétique des machines électriques tournantes. Sa particularité réside dans le fait qu'elle permet de prendre en compte des phénomènes inhérents au fonctionnement de ces machines, tels les phénomènes de saturation magnétique ainsi que les mouvements relatifs des parties tournante. Le dimensionnement de la machine permettant de définir les caractéristiques et les paramètres de la machine afin de répondre à des besoins bien spécifiques. Ces besoins sont souvent formulés dans un cahier des charges qui définit les performances attendues de la machine et les nombreuses contraintes qu'elle doit satisfaire.

D'une manière générale, la résolution d'un problème donné en utilisant la FEM comprend 4 phases:

- La subdivision du domaine global: La première étape est la subdivision du domaine entier en plusieurs sous domaines ou éléments. Pour une structure régulière (ex: rectangulaire), les éléments choisis sont souvent des rectangles. Pour une forme complexe, les éléments sont des triangles. Pour des raisons d'implémentation, il faut donner des informations sur les nœuds et les arêtes de chaque élément tels que

les coordonnées des nœuds, les numéros d'arêtes dans toute la structure (numéros globaux), les numéros d'arête dans l'élément (numéros locaux) ...

- Définition des fonctions d'interpolation: la deuxième étape consiste à choisir les fonctions d'interpolation qui permettent d'approximer les paramètres inconnus (dans notre cas les champs électriques) dans chaque élément. Les fonctions d'interpolations sont souvent des polynômes d'ordre 1, 2.... qui sont définis uniquement dans l'élément en considération.
 - Formulation du système d'équations. Cette phase comprend trois étapes:
 - ❖ Formulation des équations élémentaires dans chaque élément en utilisant soit la méthode de Ritz soit celle de Galerkin.
 - ❖ Sommation des équations élémentaires dans tous les éléments pour former un système d'équations. Ce processus est connu sous le nom d'assemblage.
 - ❖ Imposer les conditions aux limites pour obtenir le système d'équations final près à la résolution.
 - Solution du système d'équations en utilisant des méthodes directes ou itératives.
- [10]

III.2.1. Élément rectangulaire

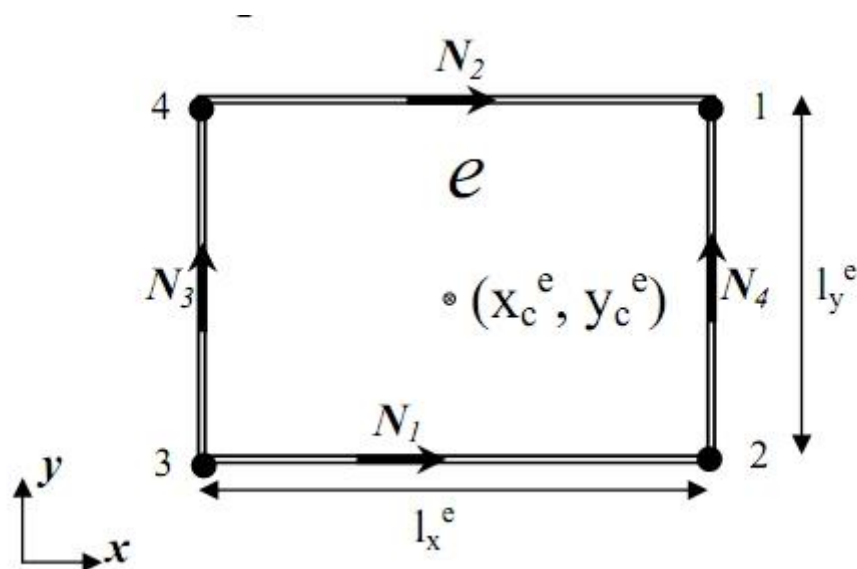


Figure III.1: Élément rectangulaire.

On considère un élément rectangulaire e (fig.III .1). Le couple (X_c^e, Y_c^e) étant le centre de l'élément. Dans un élément rectangulaire, le champ électrique peut être écrit de la manière suivante:

$$\mathbf{E}^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \sum_{m=1}^4 \mathbf{E}_m^e N_m^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (\text{III.1})$$

\mathbf{E}_m^e : Champ électrique tangentiel à l'arête m de l'élément e .

$N_m^e(\mathbf{x}, \mathbf{y})$: Fonction d'interpolation relative à l'arête m de l'élément e .

III.2.2. Élément triangulaire

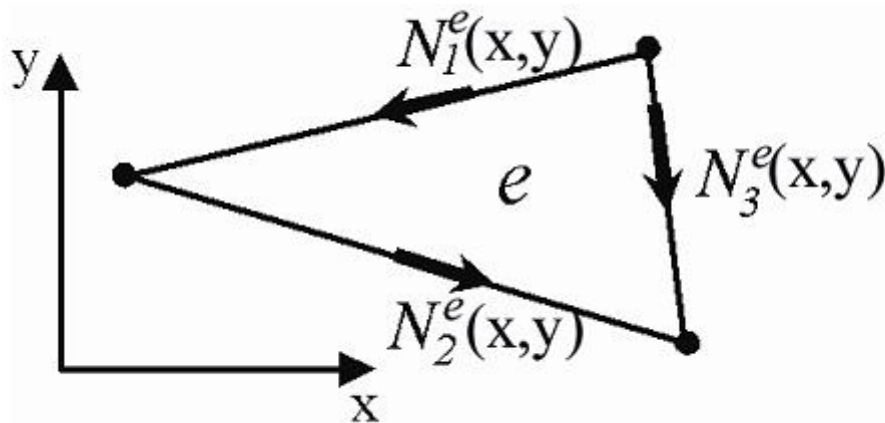


Figure III.2: élément triangulaire.

Dans un élément triangulaire e (fig.III.2), le champ électrique peut être écrit de la manière suivante :

$$\mathbf{E}^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \sum_{m=1}^3 \mathbf{E}_m^e N_m^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (\text{III.2})$$

Le champ électrique dans toute la surface discrétisée à la forme suivante :

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \sum_{e=1}^{N_e} \sum_{m=1}^3 \mathbf{E}_m^e N_m^e(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (\text{III.3})$$

N_e : nombre d'éléments. [10]

III .3. Présentation de logiciel ANSYS Workbench :

Atelier ANSYS (Workbench version 16.0) est un outil de gestion de projet. Il peut être considéré comme l'interface de haut niveau reliant tous nos outils logiciels. Workbench gère le passage des données entre les outils ANSYS Géométrie / Maillage / Solveur / Post-traitement. Cela facilite grandement la gestion de projet. Vous n'avez pas à vous soucier des fichiers individuels sur le disque (géométrie, maillage, etc.). Graphiquement, vous pouvez voir en un coup d'œil comment un projet a été construit. Parce que Workbench peut gérer les applications individuelles ET transmettre des données entre elles, il est facile d'effectuer automatiquement des études de conception (analyses paramétriques) pour l'optimisation de la conception.

III .3.1. Création d'un projet ANSYS Workbench :

III .3.1.1. Etude magnétostatique :

L'analyse magnétostatique fournit la densité de flux magnétique et le champ magnétique à une valeur donnée du courant continu imposé.

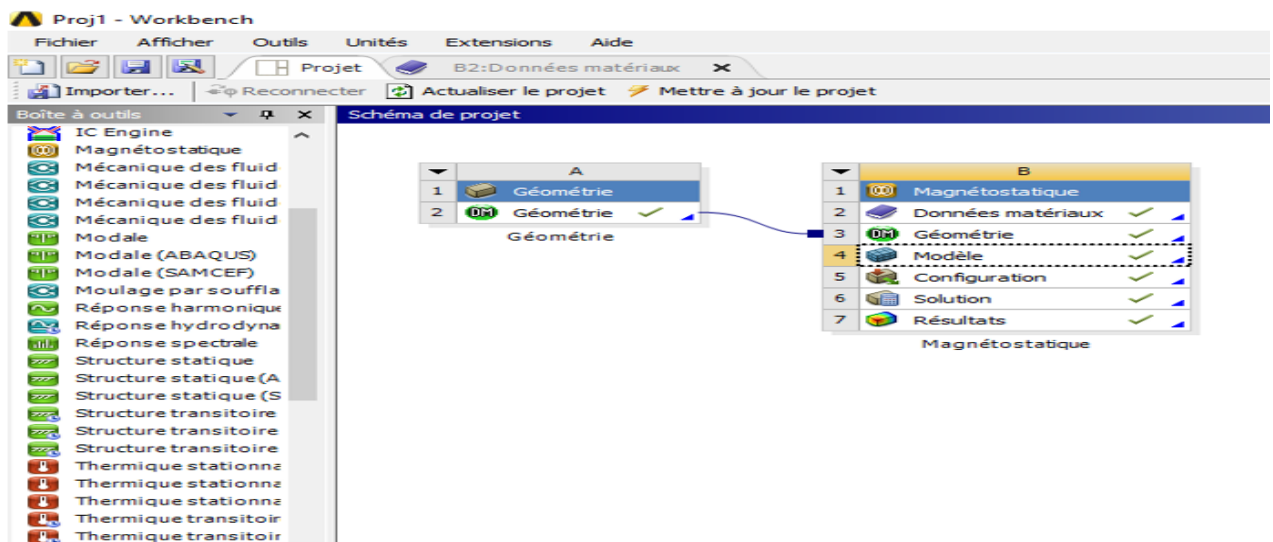


Figure III.1. Aperçu de l'interface du modèle magnétostatique sous logiciel ANSYS

III .3.2. Connaître les étapes :

La cellule Engineering Data est utilisée pour définir et accéder à des modèles de matériau pour être utilisé dans une analyse. LMC la cellule Engineering Data ou RMC et choisir Edit dans le menu contextuel qui apparait pour entrer l'environnement.

La cellule Géométrie est utilisée pour importer, créer, modifier ou mettre à jour un modèle pouvant être utilisé pour une analyse.LMC sur la cellule ou RMC et choisir Edit dans le menu contextuel qui apparait pour entrer l'environnement

La cellule Model/Mesh est associée à la définition de la géométrie, des systèmes de coordonnées, des connections et du maillage dans le module de simulation.

La cellule Setup permet de définir les chargements, conditions frontière et autre configuration de l'analyse

La cellule Solution permet d'avoir accès aux données de résolution

La cellule Résulta regroupe les résultats de l'analyse. Celle-ci est souvent référée à une cellule de post-traitement.

III.3.2.1 Création de la géométrie :

Dans un premier temps, on a choisi le repère pour décrire la géométrie, les champs peuvent varier selon les études, et on peut utiliser des coordonnées cartésiennes ou cylindriques. ANSYS permet d'établir l'architecture du système étudié. La géométrie est construite à partir de points qui sont utilisés pour créer des lignes, puis les différentes surfaces de la géométrie comme indiqué sur la figure (III.2)

Notre étude à été magnétostatique 3D en régime transitoire.

III.3.2.1.a. Définition des paramètres géométriques :

Le tableau suivant montre les dimensions de la géométrie choisie :

Corps	Largeur (mm)	Longueur (mm)	Hauteur (mm)	D(mm)
Corps 1	25	100	20	0
Corps 2	20	100	15	30
Corps 3	13	20	25	0,5
Corps 4	15	20	25	0,5
Corps 5	30	38		
	25	15		
Corps 6	10	10		
	12,5	5		
Boite	50 mm			

Tableau III.1. Caractéristiques géométriques de dispositif étudié.

La forme géométrique 3D que nous avons obtenue grâce aux dimensions créées (**Figure III.2**) à l'aide de notre logiciel :

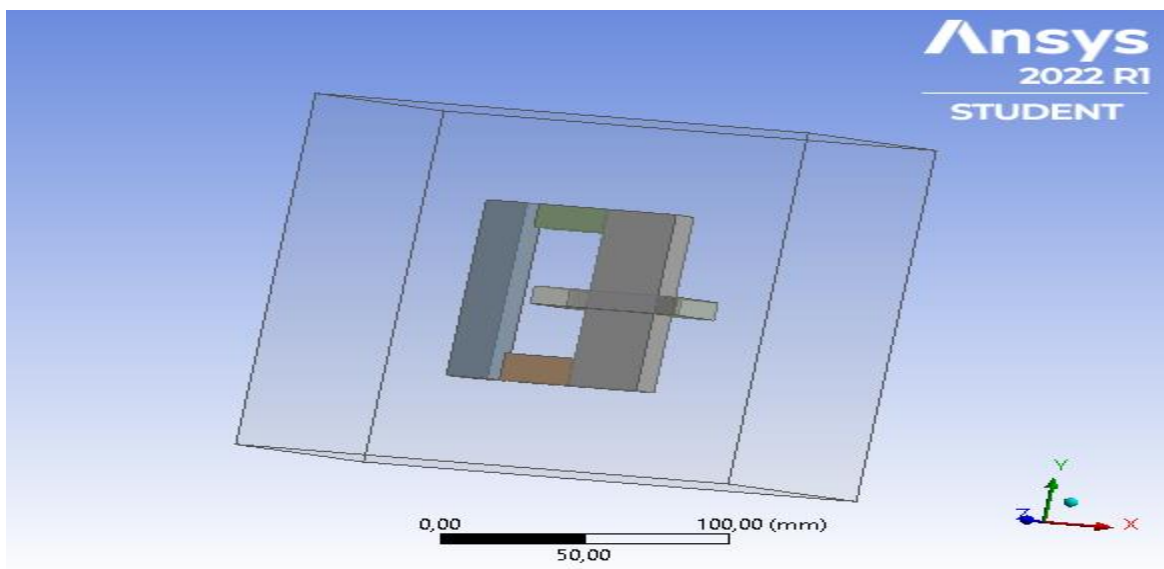


Figure III.2. Géométrie étudiée.

III.3.2.1.b. Maillage de la géométrie :

La génération du maillage (2D ou 3D) est une phase très importante dans une analyse magnéto-statique, vu son influence sur la solution calculée. Un maillage de très bonne qualité est essentiel pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant. La qualité du maillage a un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul. Une bonne qualité de maillage repose sur la minimisation des éléments présentant des distorsions, et sur une bonne « résolution » dans les régions présentant un fort gradient. Un bon maillage doit également être suffisamment « lisse ».

Nous passons par l'étape du maillage et à travers elle, la fiche technique est divisée en très petites parties pour faciliter le processus d'étude ; (taille de maillage = 40 mm)

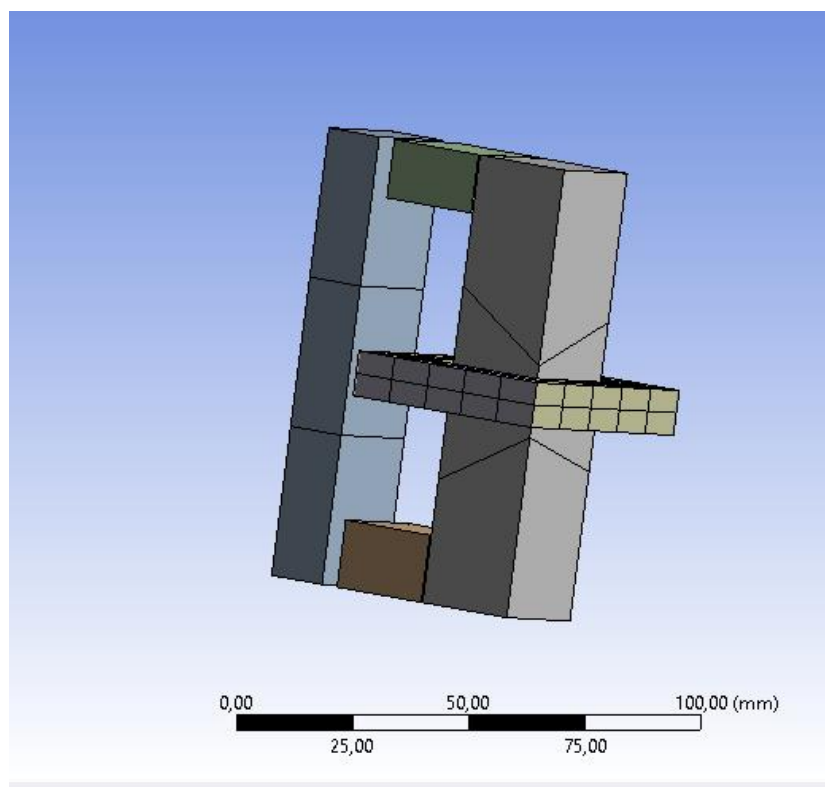


Figure III.3. Maillage de la géométrie.

III.3.2.1.c. Nomination des surfaces

L'étape suivante consiste à nommer les différentes parties de la géométrie afin de :

- ❖ Définir les conditions aux limites les problèmes (entrées sorties etc.).
- ❖ Définir les conditions sur le maillage au niveau des différentes sélections.

En 3D, pour repérer les entrées, sortiesetc. il faut sélectionner des différentes surfaces «face» de la géométrie.

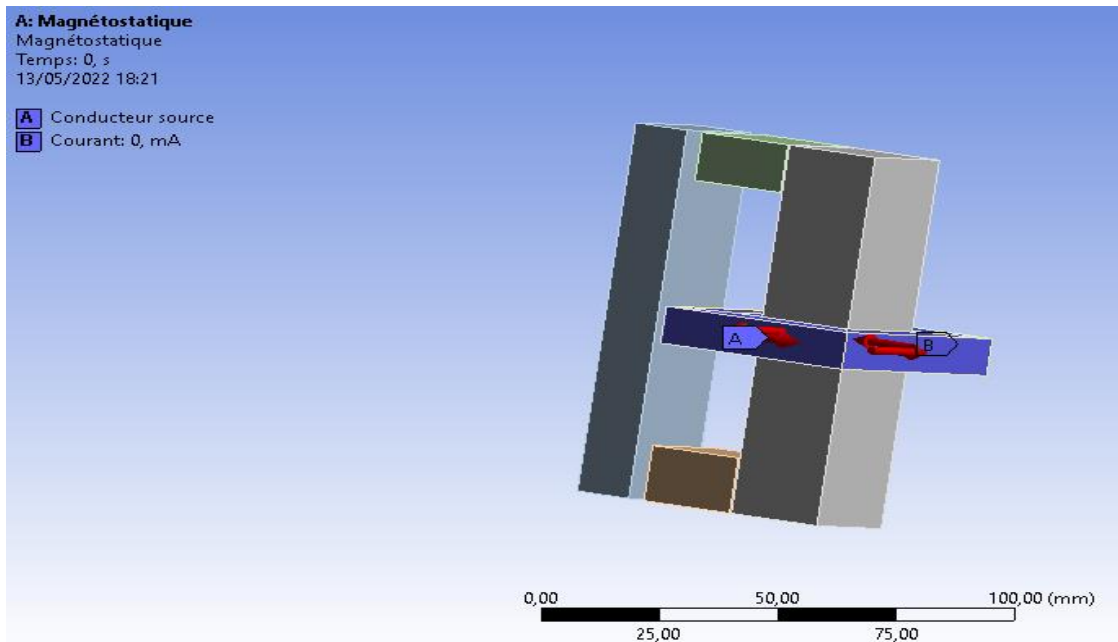


Figure III.4. Nomination de la surface.

III.3.2.1.d. Paramètre de la bobine:

Les paramètres de la bobine utilisée sont donnés dans le tableau suivant:

Type	Dimension
Nombre de tours	1000
Surface	625 mm ²
Angle de phase	0
Intensité de courant	5000 mA

Tableau III.2. Paramètres de la bobine.

III.3.2.1.e. Résultants:

Dans cette étape, nous présentons les résultats de simulations de trois échantillons proposés (Ferromagnétique, Diamagnétique parfait et Diamagnétique imparfait). Pour cela on a procédé comme suit :

➤ Cas d'un matériau ferromagnétique (ferrites) :

Ce cas est similaire aux matériaux utilisés pour la conception des transformateurs, les résultats de simulation concernant cette catégorie sont les suivants :

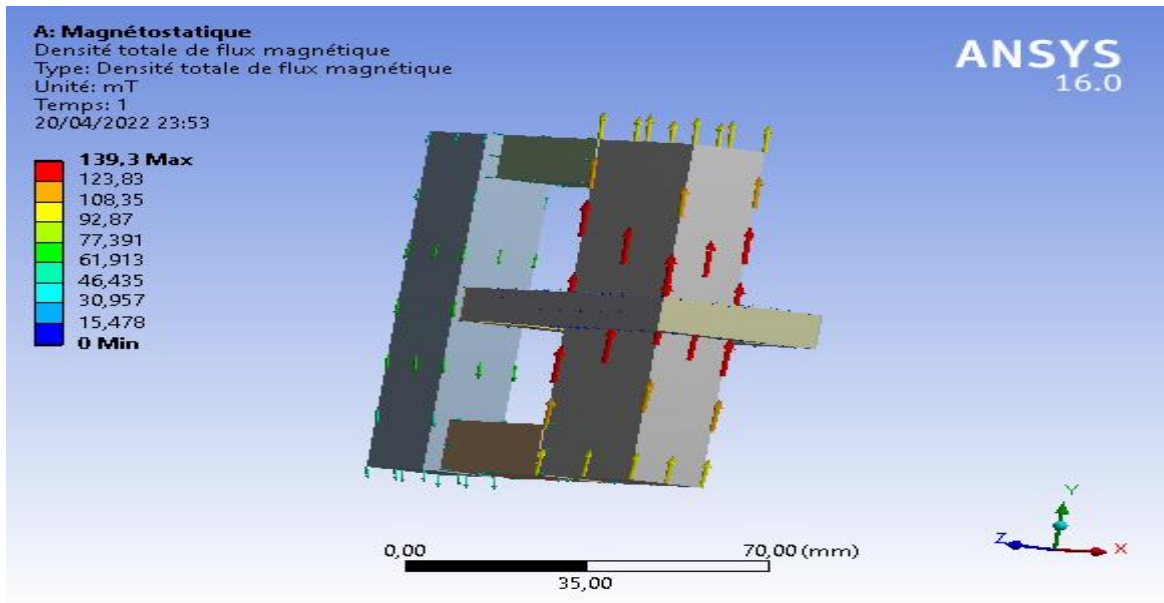


Figure III.5. Répartition des lignes de l'induction magnétique B.

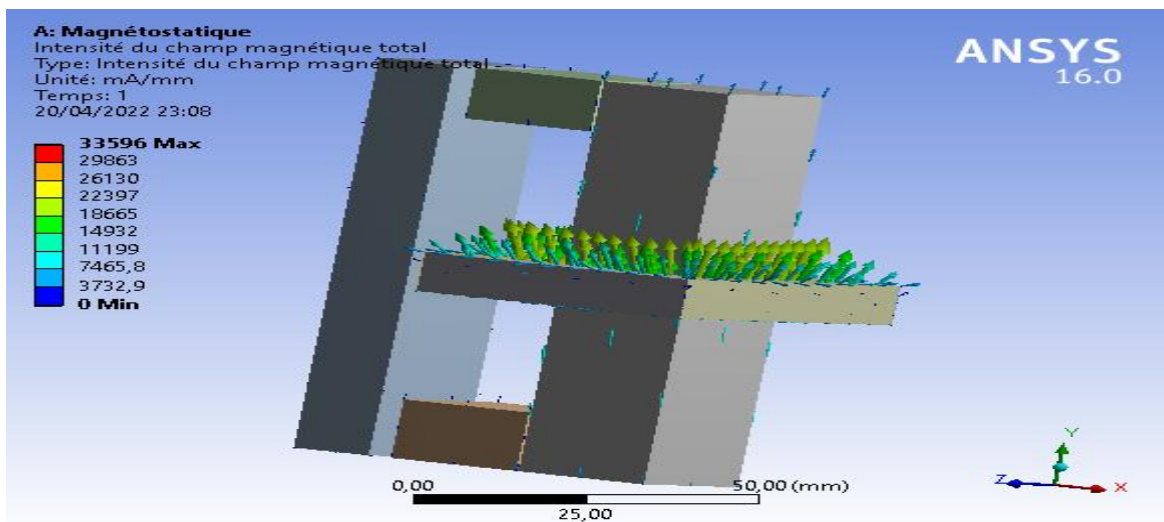


Figure III.6. Répartition des lignes de champ magnétique H.

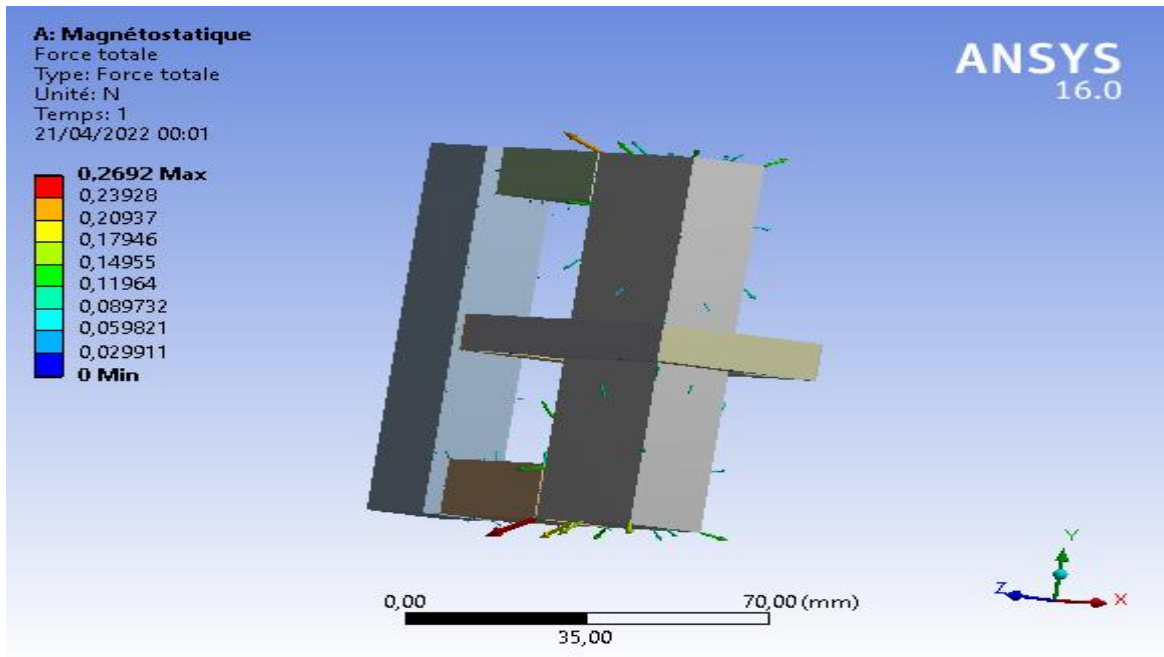


Figure III.7. Répartition des lignes de la force magnétique F .

➤ **Cas d'un matériau diamagnétique parfait (YBCUO) :**

Ce cas a pour but de démontrer la propriété que possède les matériaux supraconducteurs classiques qu'est le diamagnétisme parfait, connu sous le nom « Effet MEISSNER », les résultats de simulation concernant cette phase sont les suivants :

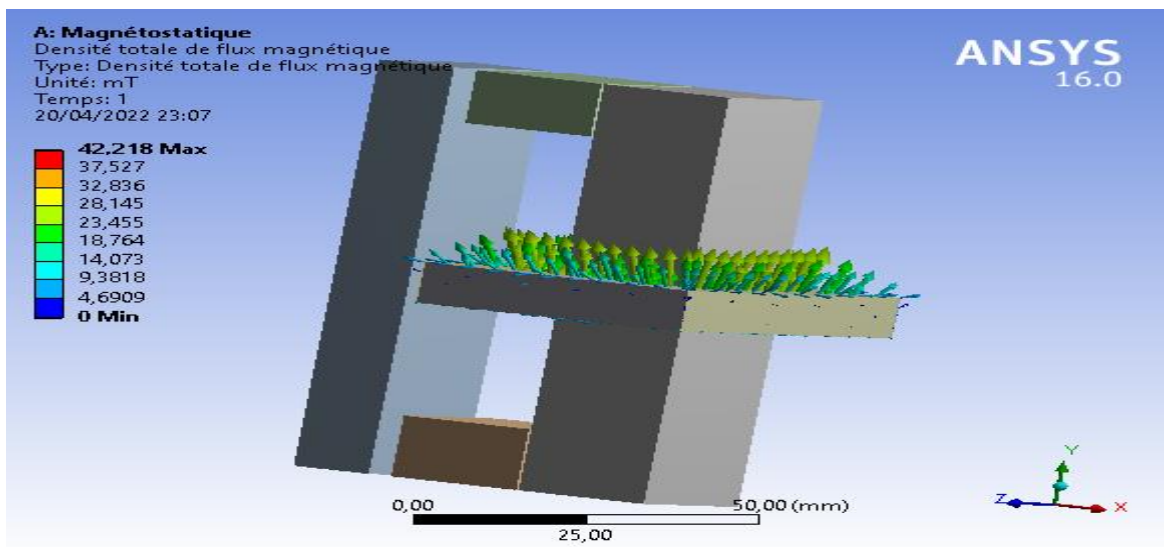


Figure III.8. Répartition des lignes de l'induction magnétique B .

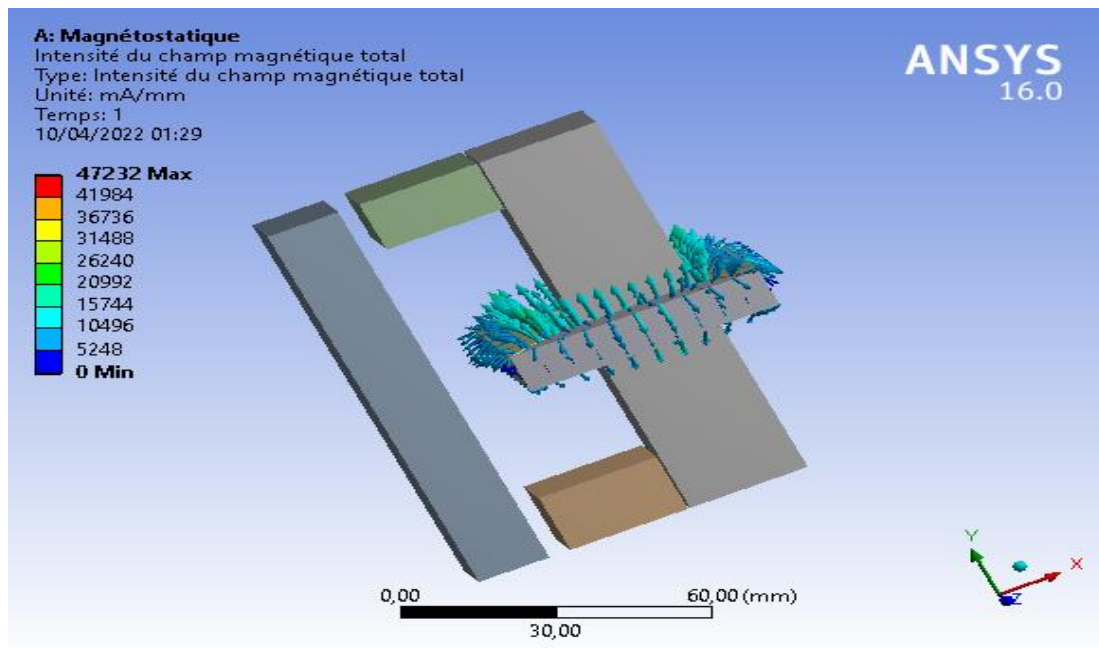


Figure III.9. Répartition des lignes de champ magnétique H.

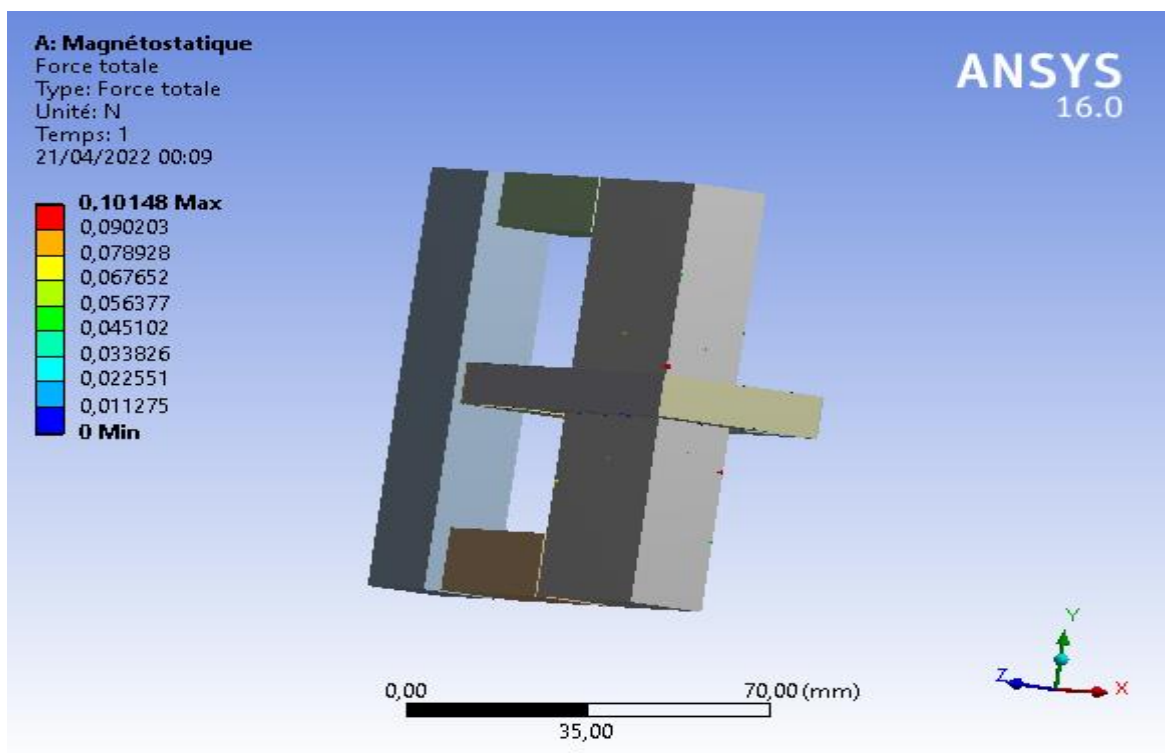


Figure III.10. Répartition des lignes de force magnétique F.

➤ **Cas d'un matériau diamagnétique imparfait (Supraconducteur à base de fer FeSe):**

Dans cette partie, on a remplacé le matériau supraconducteur YBCUO par un matériau supraconducteur à base de fer qu'est FeSe, les résultats de simulation concernant cette phase sont les suivants :

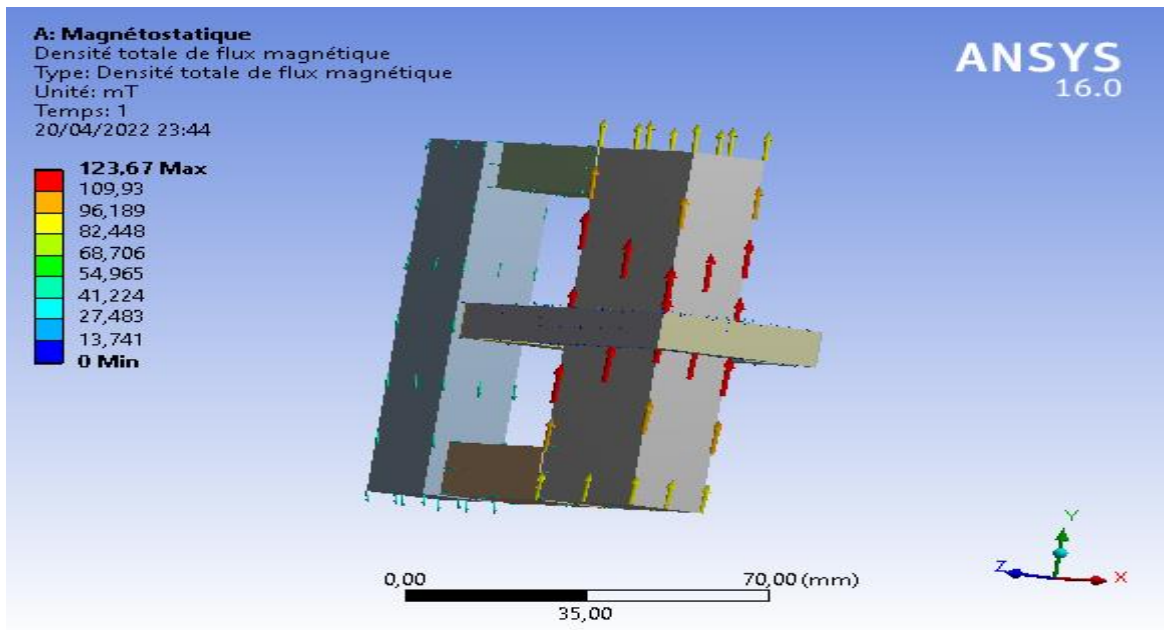


Figure III.11. Répartition des lignes de l'induction magnétique B.

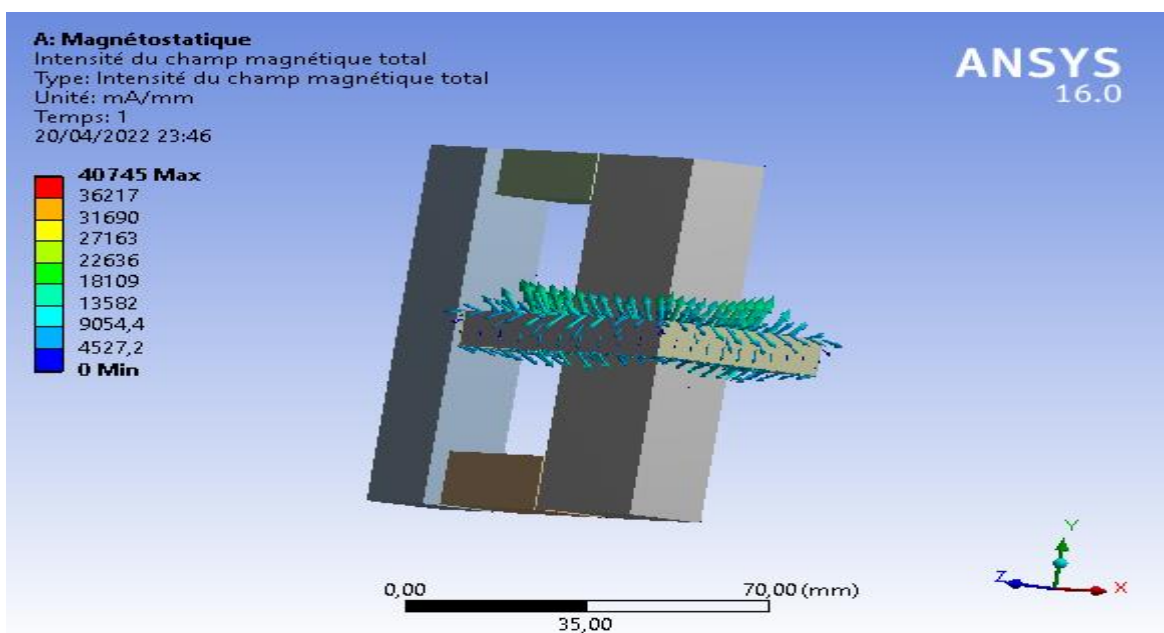


Figure III.12. Répartition des lignes de champ magnétique H.

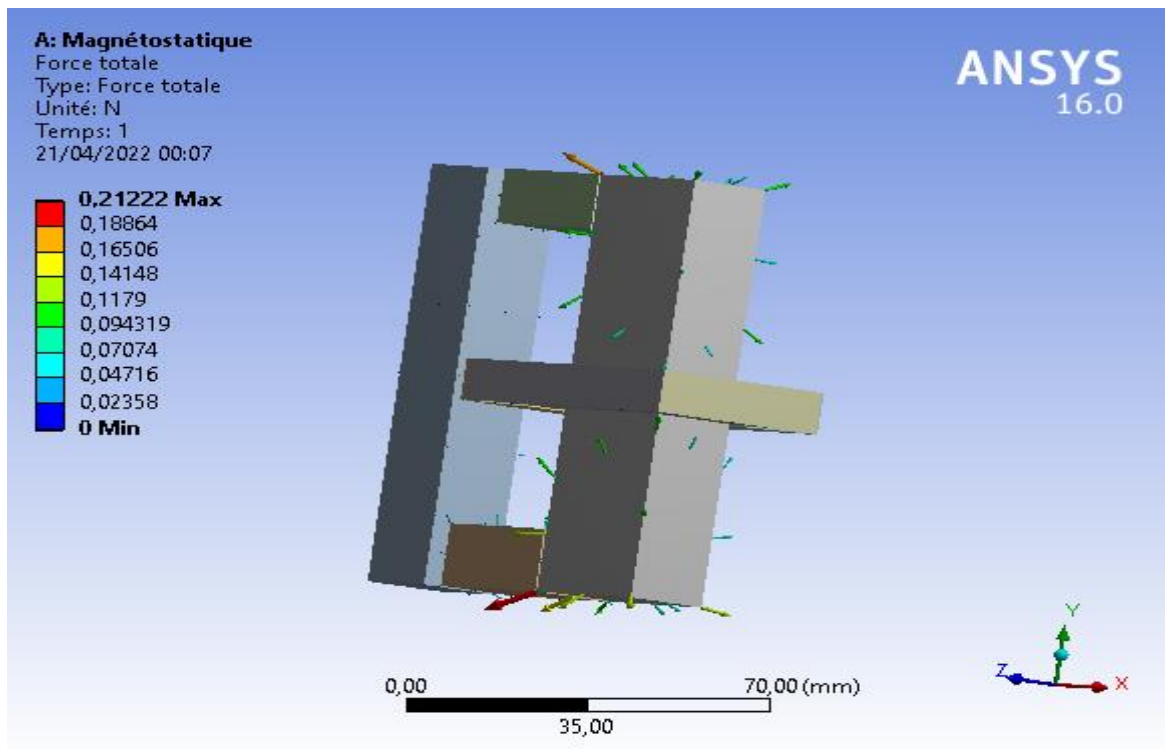


Figure III.13. Répartition des lignes de force magnétique F.

Interprétation des résultats

1^{ier} cas :

A travers les résultats de simulation obtenus dans ce cas, on note la pénétration complète des lignes de champ magnétique dans la structure ferromagnétique également la même chose observée pour la densité de flux magnétique. Concernant les lignes de la force magnétique sont réparties sur toute la surface du matériau. Les valeurs maximales de chacun d'eux atteint successivement ($B = 139,3 \text{ mT}$, $H = 33596 \text{ mA/mm}$, $F = 0,2692 \text{ N}$), et nous notons également qu'il n'y a aucune concentration du champ magnétique dans aucun des endroits étudiés.

2^{ième} cas :

Dans ce cas, à travers les résultats de la simulation, nous remarquons l'expulsion totale à la fois des lignes de champ magnétique et de l'induction magnétique à l'extérieur de la structure supraconductrice, les valeurs maximales des grandeurs étudiées sont de l'ordre de : $B = 42.218\text{mT}$, $H = 47232\text{mA/mm}$, $F = 0,1\text{F}$. Le phénomène observé dans ce cas est similaire à l'effet Meissner qui est expliqué par suite du tamisage des courants électriques

qui circulent à la surface du supraconducteur, ce qui génère un champ magnétique qui annule complètement le flux appliqué.

3^{ème} cas :

Dans ce cas, nous avons remarqué que les lignes de champ magnétique étaient autorisées à pénétrer moins que dans le premier cas, où les valeurs maximales étaient les suivantes : $B = 123,67$ mT, $H = 40\,745$ mA/mm et $F = 0,21$ F. Cela se produit en conséquence de la perméabilité magnétique imparfaite est le comportement des matériaux qui les conduisent, lorsqu'ils sont exposés à un champ magnétique, à la formation d'une faible aimantation.

Nous présentons dans la suite de ce travail les différentes courbes obtenues à travers les simulations faites.

1) Pour l'induction magnétique B :

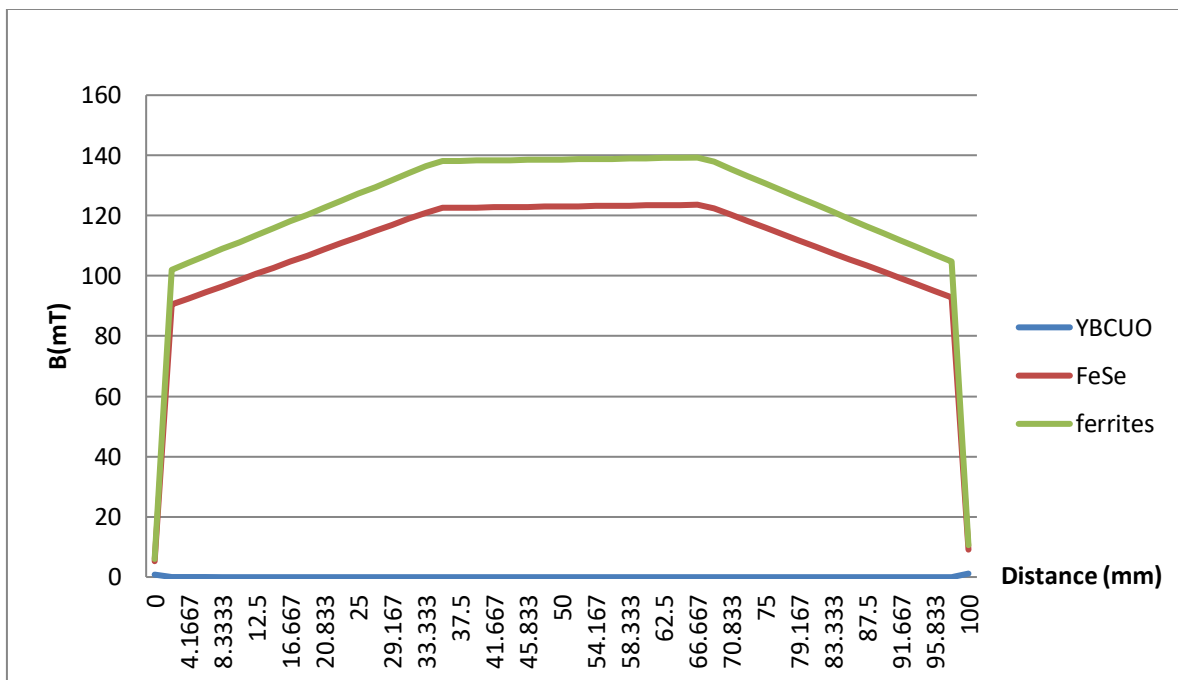


Figure III.14. Répartition de la densité totale de flux magnétique sur la longueur.

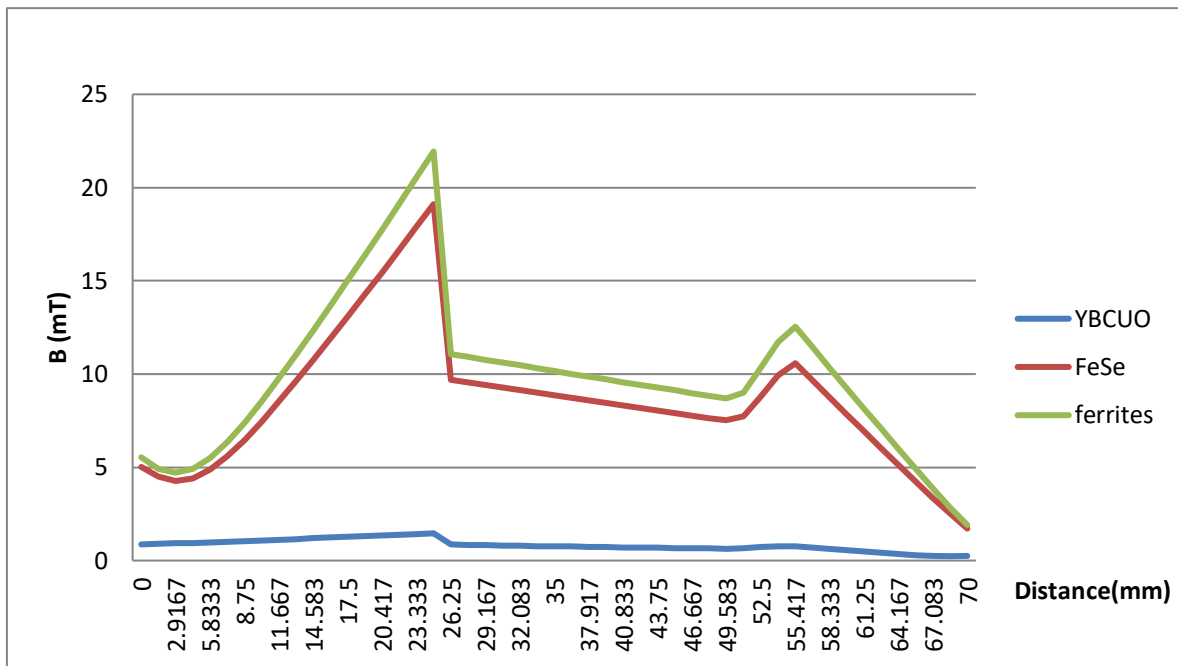


Figure III.15. Répartition de la densité totale de flux magnétique sur la largeur.

2) Pour l'intensité du champ magnétique H :

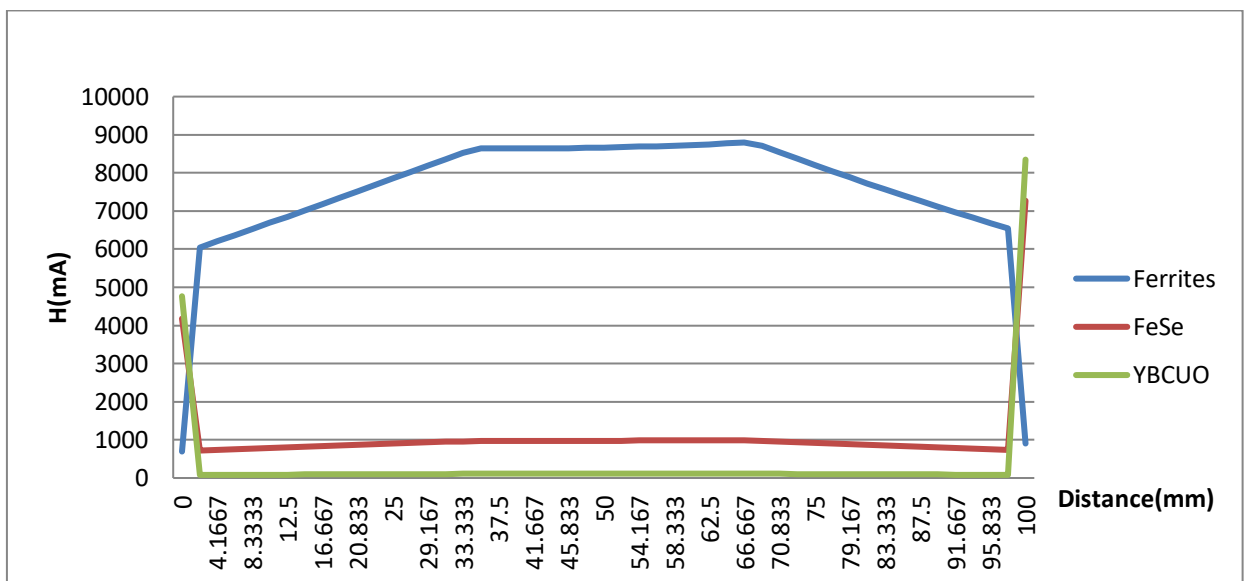


Figure III.16. Répartition de l'intensité du champ magnétique totale sur la longueur.

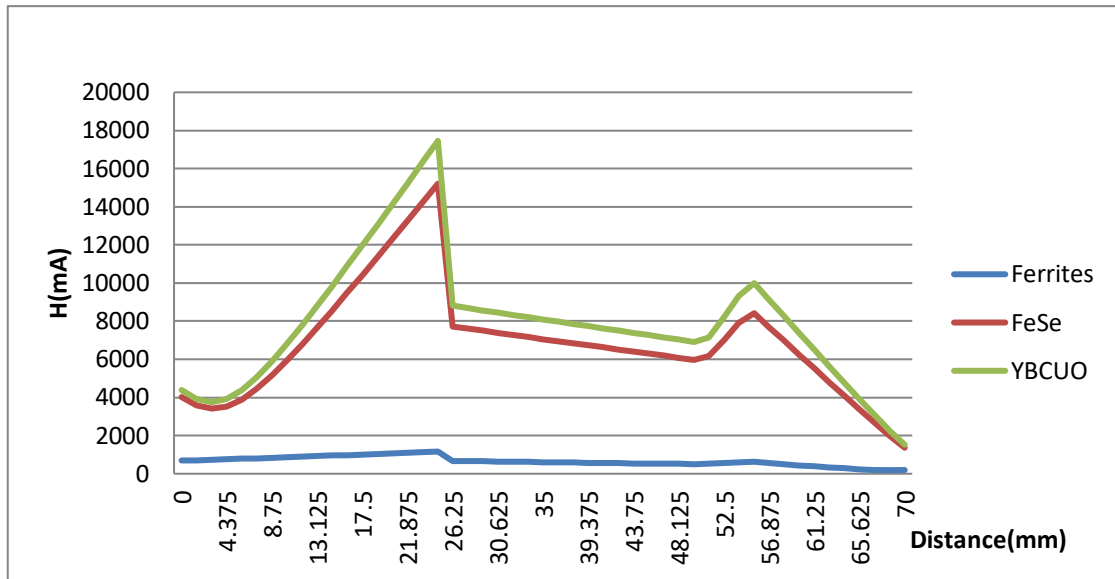


Figure III.17. Répartition de l'intensité du champ magnétique totale sur la largeur.

3) Pour la force F :

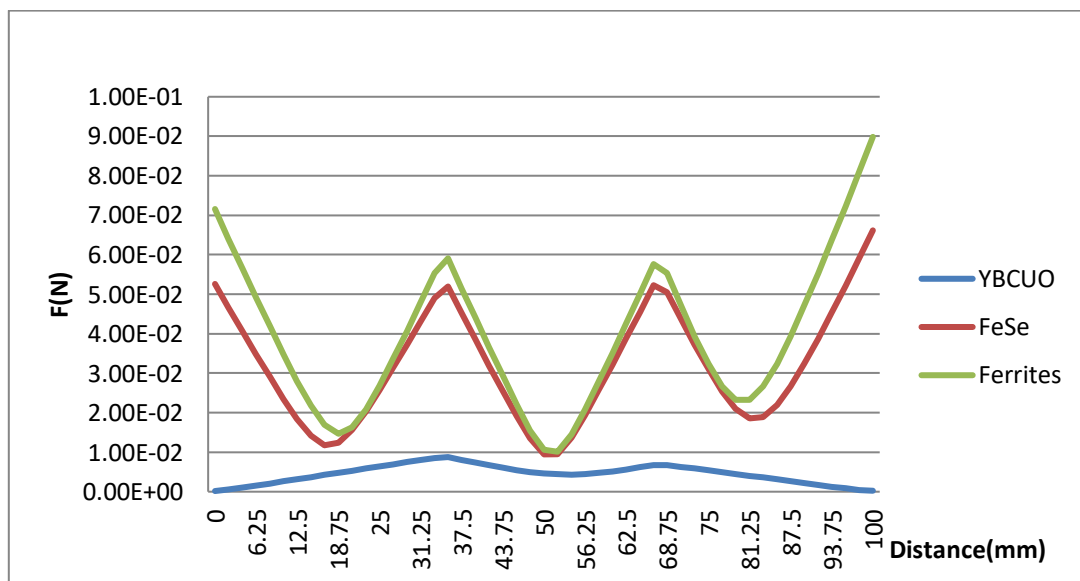


Figure III.18. Répartition de la force totale sur la longueur.

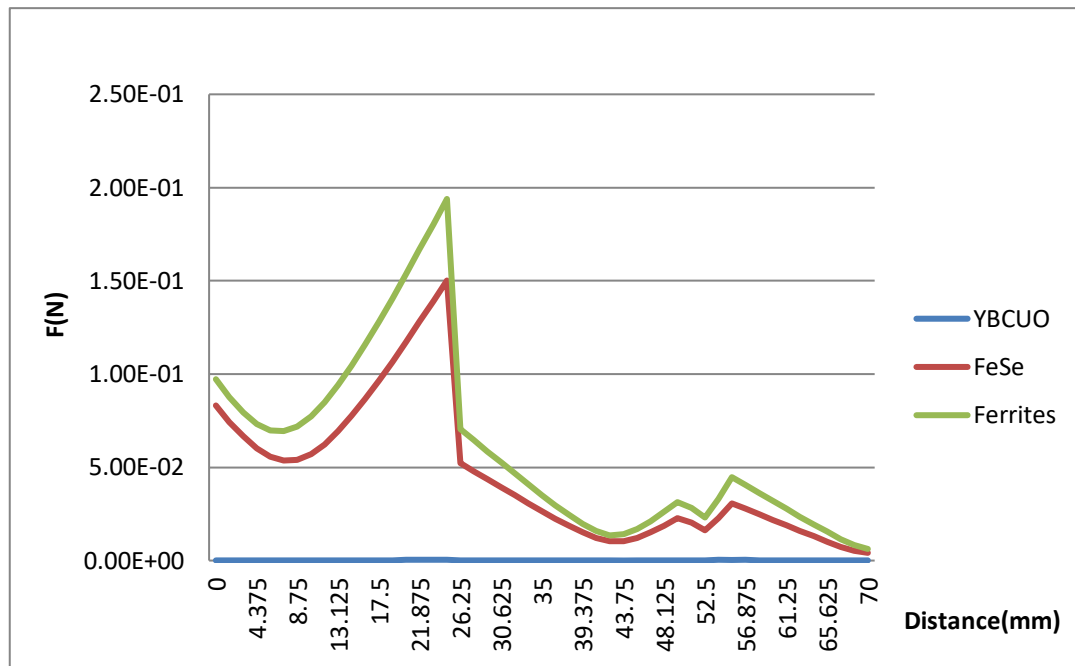


Figure III.19. Répartition de la force totale sur la largeur.

Interprétation des résultats

Les résultats présentés dans les figures précédentes, illustrent successivement la répartition des lignes de l'induction magnétique, lignes de champ magnétique et la force aux seins des différentes structures proposées en fonction de la longueur et la largeur la pièce étudiée. Il apparaît selon ces résultats, que les valeurs des paramètres caractérisant le matériau atteint leurs maximums avec une forte répartition sur toute la longueur et la largeur de Ferrites qui est un bon endroit pour collecter le champ appliqué et par conséquent son induction magnétique induit et la force produite. Par contre dans les autres cas, le phénomène n'est pas identique, les lignes de champs sont expulsés d'une manière totale pour la structure supraconductrice YBCUO et se concentrent plus forte dans la périphérie de la bobine, tandis que ces lignes sont moins expulsés pour la structure qui est en FeSe, cela s'explique par le fait de la propriété importante chez les supraconducteurs et ceux à base de fer, qui est la suivante :

Lorsque ces matériaux (YBCUO / FeSe) sont refroidi à très basse température, la résistance devient nulle, et devient ainsi capable de transmettre parfaitement le courant électrique sans perdre d'énergie. Le matériau YBCUO a également la propriété de repousser complètement le champ magnétique qui l'entoure, qui peuvent être observés à

travers les effets étonnants de l'élévation magnétique. Alors que, le FeSe a repoussé partiellement le champ magnétique qui l'entoure.

Il apparaît donc d'importants écarts pour les résultats obtenus à partir des modèles proposés.

III.3 .Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les résultats de la simulation du comportement magnétique à l'aide du logiciel ANSYS. Les programmes de simulation numérique jouent un rôle important pour faciliter l'étude du magnétisme basée sur la méthode des éléments finis. Cette méthode permet de connaître les domaines d'application et la validité de ce dernier autant que possible, la précision des résultats et la rapidité de calcul.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE :

L'objectif de ce travail est d'étudier et de modéliser le comportement électromagnétique de trois types de matériaux : Ferromagnétisme, supraconducteurs (magnétisme parfait) et supraconducteurs à base de fer (détroit magnétique imparfait). Ces dernières années, l'intérêt croissant pour les applications utilisant les supraconducteurs nous a poussés à étudier très succinctement le principe de fonctionnement de ces derniers, en rappelant l'effet fondamental qui en dépend : pour que le matériau soit supraconducteur, il doit y avoir trois coefficients ; La température T , la densité de courant J et le champ magnétique H sont inférieurs à leurs paramètres critiques tels que : T_c , J_c et H_c . Les supraconducteurs n'ont pas le même comportement en présence d'un champ magnétique, on distingue les supraconducteurs de type I et les supraconducteurs type II.

Nous avons commencé notre étude par une recherche bibliographique approfondie. Cette première étape a fait l'objet du premier chapitre sous forme d'un guide technologique supraconducteur. L'objectif étant de découvrir, les caractéristiques et l'évolution des matériaux supraconducteurs.

Les résultats présentés dans le dernier chapitre concernent la simulation d'une bobine parcourue par un courant, source de champ magnétique, et les trois types de matériaux cités auparavant. L'objectif de ce travail est de faire la différence entre différents types de matériaux supraconducteurs, afin de nous permettre de les comparés.

Les développements futurs des dispositifs électromécaniques dépendent en grande partie de la qualité des matériaux et surtout de leur coût. A l'heure actuelle, une grande partie des réalisations pratiques en électrotechnique utilisent les matériaux ferromagnétiques. Une autre alternative intéressante est l'utilisation des matériaux supraconducteurs classiques et ceux à base de fer qui sont bon marché et qui présentent des propriétés importantes par apport aux matériaux conventionnels.

Concernant les résultats présentés, nous avons cependant attaché beaucoup d'importance à la comparaison des résultats numériques trouvés à l'aide du logiciel ANSYS pour trois cas de figures. Afin de bien étudier et savoir le comportement électromagnétique de chaque type du matériau simulé lorsqu'on lui applique un champ magnétique extérieur.

Une poursuite possible de ce travail consisterait à :

CONCLUSION GENERALE

- Une connaissance de la méthode des micro-éléments pour la modélisation des matériaux supraconducteurs à base de fer.
- Utilisation d'autres logiciels multiphasiques de simulation comme COMSOL.
- Prise en compte de la dépendance des grandeurs critiques à l'induction magnétique (anisotrope).

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

[1] **Alloui, L.** MODELISATION TRIDIMENSIONNELLE DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS (Thèse de DOCTORAT de L'UNIVERSITE PARIS SUD).

[2] **BENDAOU, M. A. E., & HAFIANE, M .T.** (2015). Modélisation des Phénomènes magnéto-thermique dans les dispositifs de limiteur de courant à base de supraconducteur à haute température critique (UNIVERSITE KASDI MERBAH OUARGLA).

[3] **KEBBAB , N.** Les Supraconducteurs, Modèles et Applications, (Université de Batna), 05/04/2007.

[4] **SALAH, B.** (2018). Etude de l'implantation des matériaux supraconducteurs dans les réseaux électriques (Doctoral dissertation, UNIVERSITE MOHAMED KHIDER BISKRA).

[5] **NEMDILI, SAAD.** « Modélisation et simulation du limiteur de courant supraconducteur », Thèse de Doctorat, UNIVERSITE FERHAT ABBAS SETIF-1 UFAS(ALGERIE). 04 / 12 /2013.

[6] **LARIBI, Y., & GUERTOUFA, A.** (2021). Etude de la Conception d'une Machine Electrique Supraconductrice, UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF- M'SILA.

[7] **Belkhiri, S., Alloui, L., & Mebarek, F. B.** (2019). The Influence of the Geometrical Properties of Bulk Superconductors on Limiting Fault Current in an Electrical Network. *Advanced Electromagnetics*, 8(4), 136-142.

[8] **RAHMANI, A.E.** « Etudes de la Supraconductivité dans les Pnictures de Fer », UNIVERSITE « Dr. TAHAR MOULAY » DE SAIDA. 11/06/2018.

[9] **MECHEKKEF. Z., & AYADI, A.**(2020). Etude de comportement d'un matériau supraconducteur, Université Mohamed Seddik Ben Yahia – Jijel.

[10] <https://fr.wikipedia.org/wiki/Supraconductivité>

[11] **Belkhiri, S., Bouroubi, M., & Harrabi, A.** (2020). Improvement of the Transient Stability of a 14-bus Network Using a Superconducting Fault-Current Limiter SFCL. *Advanced Electromagnetics*, 9(2), 75-83.

Références Bibliographiques

- [12] **Jérôme DELAMARE, Fabien FAURE** « Les paliers magnétiques », Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble, B.P. 46, 38402 Saint Martin d'Hères CEDEX
- [13] **Samir BENSAID** « Contribution a la caractérisation et a la modélisation électromagnétique et thermique des matériaux composites anisotropes», thèse de doctorat, Université de Nantes, Année 2006.
- [14] **Mohamed YAHIA**, « Modélisation Electromagnétique des Structures Complexes par Couplage des Méthodes», thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse), 9 novembre 2010.
- [15] **Yves Brunet, Pascal Tixador**, « Supraconducteurs - Environnement et applications», N°d3662, Techniques de l'Ingénieur, 01/12/ 2012.
- [16] **Yannick Cointe**, « Limiteur supraconducteur de courant continu», Thèse de Doctorat, L'institut national polytechnique de Grenoble, 2007.
- [17] **Bastien Dolisy**, « Étude d'un moteur supraconducteur à flux axial avec une transmission magnétique supraconductrice intégrée », 29 Mar 2018 .
- [18] **J. G. Bednorz, and K. A. Muller**, «Possible high Tc superconductivity in the Ba-La-Cu-O system » *Z. Phys. B-Condensed Matter*, vol. 64, pp. 189–193, 1986.
- [19] **Thierry Lubin** « Contribution _a la modelisation analytique des actionneurs electromecaniques », 28 Jun 2016 .
- [20] **Sofiane Bendali** ,« Dimensionnement d'un moteur supraconducteur HTc » , 29 Mar 2018.
- [21] **Rada Alhasan**, « Étude et réalisation d'une nouvelle structure d'un moteur synchrone supraconducteur » , 29 Mar 2018 .
- [22] **Alexandre Colle**, « Étude d'une machine supraconductrice à flux axial pour une application aéronautique » , 3 Sep 2020 .
- [23] **Gaël Malé**, « Étude d'une structure d'inducteur supraconducteur à modulation de champ magnétique » , 29 Mar 2018 .

Références Bibliographiques

[24] **Thê Cuong HOÀNG**, « Caractérisation des supraconducteurs à haute température critique en vue d'application en électrotechnique », Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, 6 Décembre 2010.

[25] **HOTAMFOU Sandra**, « Modélisation des dispositifs supraconducteurs», thèse de doctorat PARIS XI ,6/2000.

Résumé :

Ce mémoire a pour but de décrire la propriété que possèdent les matériaux en électrotechnique. Cette dernière s'articule sur les comportements collectifs des structures électromagnétiques. Elle se base sur les différentes caractéristiques de ces matériaux qui sont capables soit de canaliser les lignes de champs, soit de les repousser partiellement ou complètement de leur entourage. Pour ce là, nous avons donné les résultats des simulations du comportement électromagnétique de trois catégories des structures, la première catégorie concerne un matériau formé uniquement d'une Ferrite qui est purement ferromagnétique, la seconde est celle de la deuxième génération conçue à partir des supraconducteurs à HTC qui est YBCUO massif et la dernière catégorie concerne les supraconducteurs à base de fer dont on a prendre l'exemple de FeSe. Les résultats sont obtenus à partir d'un logiciel ANSYS où les formulations magnétostatiques sont adoptées pour résoudre le problème électromagnétique.

Mots clés : Méthode des éléments finis, Logiciel ANSYS, Supraconducteurs HTC, Supraconducteurs à base de fer, lévitation magnétique.

Abstract

This thesis aims to describe the property possessed by materials in electrical engineering. The latter revolves around the collective behavior of electromagnetic structures. It is based on the different characteristics of these materials which are capable either of channeling the field lines, or of repelling them partially or completely from their surroundings. For this, we have given the results of the simulations of the electromagnetic behavior of three categories of structures, the first category concerns a material formed solely of a Ferrite which is purely ferromagnetic, the second is that of the second generation designed from superconductors to HTC which is massive YBCUO and the last category concerns iron-based superconductors, of which we have taken the example of FeSe. The results are obtained from ANSYS software where the magnetostatic formulations are adopted to solve the electromagnetic problem.

Keywords: Finite element method, ANSYS software, HTC superconductors, iron-based superconductors, magnetic levitation.

ملخص

تهدف هذه الأطروحة إلى وصف الممتلكات التي تمتلكها المواد في الهندسة الكهربائية. يدور الأخير حول السلوك الجماعي للهياكل الكهرومغناطيسية. يعتمد على الخصائص المختلفة لهذه المواد القادرة إما على توجيه خطوط المجال ، أو صدها جزئياً أو كلياً عن محيطها. لهذا ، قدمنا نتائج محاكاة السلوك الكهرومغناطيسي لثلاث فئات من الهياكل ، الفئة الأولى تتعلق بمادة مكونة فقط من الفريت وهي مغناطيسية بحتة ، والثانية هي تلك الخاصة بالجيل الثاني المصمم من الموصلات الفائقة إلى HTC . وهو YBCUO الضخم والفئة الأخيرة تتعلق بالموصلات الفائقة القائمة على الحديد ، والتي أخذنا مثال FeSe منها. تم الحصول على النتائج من برنامج ANSYS حيث تم اعتماد التركيبات المغناطيسية لحل المشكلة الكهرومغناطيسية.

الكلمات المفتاحية : طريقة العناصر المحدودة ، برنامج ANSYS ، الموصلات الفائقة HTC ، الموصلات الفائقة القائمة على الحديد ، التحليق المغناطيسي.