



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



UNIVERSITE MOHAMMED
KHIDER BISKRA
FACULTE DES SCIENCES ET DE
TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT D'ELECTROTECHNIQUE

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister en
Electrotechnique

Option :

Electricité industrielle

Présenté par:

BEN ALIA KHALED

Thème :

Etude de la Lévitacion Magnétique entre les Aimants
Permanents et les Supraconducteurs

Soutenu le : / / 2009

Devant le jury

M. BAHRI	Maître de Conférences	Université de Biskra	Président
S. M. MIMOUNE	Professeur	Université de Biskra	Rapporteur
F. Z. LOUAI	Professeur	Université de Batna	Examinatrice
N. NAIT SAID	Professeur	Université de Batna	Examinateur

Sommaire

INTRODUCTION GÉNÉRALE	01
Chapitre I : LES SUPRACONDUCTEURS	
I. 1 INTRODUCTION	03
I. 2 PROPRIETES DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS	04
I. 3 LES GRANDEURS CRITIQUES	05
I. 3. 1 Température critique T_c	05
I. 3. 2 Champ magnétique critique H_c	06
I. 3. 3 Densité de courant critique J_c	09
I. 3. 4 Diagramme des phases d'un supraconducteur	10
I. 4 THEORIE DE F. ET H. LONDON	10
I. 5 LA CONDUCTIVITE PARFAITE ET SUPRACONDUCTEUR	12
I. 6 PASSAGE DU COURANT DANS UN FIL SUPRACONDUCTEUR	12
I. 6. 1 Répartition du courant dans un fil	12
I. 6. 2 Vortex v et phase de Shubnikov	14
I. 6. 3 Mouvement des vortex dans une plaque supraconductrice parcouru par un courant	15
I. 7 MODELES DE SUPRACONDUCTEURS	16
I. 7.1 Modèle de l'état critique de Bean	16
I. 7.2 Flux Flow et Flux Creep	17
I. 7.3 Model de Kim	18
I. 7.4 Modèle de la loi en puissance $E - J$	18
I. 8 APPLICATIONS DES SUPRACONDUCTEURS EN ELECTROTECHNIQUE	19
I. 8. 1 Les transformateurs	19
I. 8. 2 Les limiteurs du courant	19
I. 8. 3 Les systèmes de stockage de l'énergie	20
I. 8. 4 Les lignes de transport	20
I. 8. 5 Les aimants permanents supraconducteurs	21
I. 8. 6 Les machines électriques	21

I. 8. 7	Les trains à lévitation magnétique	22
I. 9	CONCLUSION	22

Chapitre II : FORMULATION MATHEMATIQUE EN ELECTROMAGNETISME

II. 1	INTRODUCTION	23
II. 2	EQUATION DE MAXWELL	23
II. 3	FORMULATION DES EQUATIONS ELECTROMAGNETIQUE	25
II. 3. 1	Modèle magnétostatique	25
II. 3. 1. 1	Modèle magnétostatique scalaire	25
II. 3. 1. 2	Model d'un aimant permanent	27
II. 3. 1. 3	La force magnétique entre deux aimants permanent	29
II. 3. 2	Modèle magnétodynamique	30
II. 3. 2. 1	Formulation de l'équation magnétodynamique	30
II. 3. 2. 2	Conditions aux limites	33
II. 3. 2. 3	La force magnétique entre aimant permanent et supraconducteur	33
II. 4	CONCLUSION	34

Chapitre III : MODELE NUMERIQUE

III. 1	INTRODUCTION	35
III. 2	FORMULE DES TRAPEZES	35
III. 3	METHODES DE RESOLUTION DES SYSTEMES D'EQUATIONS ALGEBRIQUES	36
III. 3. 1	Méthodes directes	36
III. 3. 2	Méthodes itératives	36
III. 4	ALGORITHME DE RESOLUTION	37
III. 5	CONCLUSION	42

Chapitre IV : APPLICATION ET VALIDATION

IV. 1	INTRODUCTION	44
IV. 2	CALCUL DE FORCE D'INTERACTION VERTICALE ENTRE AIMANT-AIMANT	44
IV. 2. 1	Description du système	44
IV. 2. 2	Résultat	45
IV. 3	CALCUL DE FORCE D'INTERACTION VERTICALE ENTRE SUPRACONDUCTEUR-AIMANT	49
IV. 3. 1	Description du système	49
IV. 3. 2	Résultat	50
IV. 3. 2. 1	Effet du rayon de la pastille supraconductrice	57
IV. 3. 2. 2	Effet de la vitesse de mouvement	59
IV. 3. 2. 3	Influence de l'aimantation	61
IV. 3. 2. 4	Effet de la densité de courant critique	63
IV. 3. 2. 5	Essais d'hystérésis	65
IV. 3. 2. 6	Influence du courant critique sur le cycle d'hystérésis	68
IV. 3	CONCLUSION	70
	CONCLUSION GENERALE	71
	REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	72

INTRODUCTION GENERALE

Un grand pas en avant dans le développement des supraconducteurs a été réalisé en 1986, quand Johannes Bednorz et Karl Müller du laboratoire de recherche IBM de Zurich ont découvert le premier matériau supraconducteur à une température de 35 K. Il s'agit d'une céramique supraconductrice composée d'un oxyde de cuivre, additionné de lanthane et de baryum. Sa température critique de 35 K mit fin à l'idée d'une limite théorique établie à 23 K à l'époque et l'ère des Supraconducteurs à Haute Température (SHT) commença.

Peu après, les atomes de lanthane de la céramique supraconductrice furent remplacés par de gros atomes d'yttrium pour former un nouveau composé qu'on appelle maintenant YBaCuO et qui possède une température critique de 94 K. En 1988, c'est la supraconductivité du composé BiSrCaCuO, en dessous de 105 K, qui est découverte par Hiroshi Maeda et al.

Ces découvertes offraient de nouvelles possibilités aux applications de la supraconductivité à une plus grande échelle, puisque l'azote liquide, beaucoup moins onéreux à produire que l'hélium liquide, pouvait être utilisé pour refroidir les matériaux. Les matériaux supraconducteurs à haute température sont à présent utilisés en électrotechnique pour la lévitation magnétique, qui est le sujet de recherche dans ce travail.

Dans ce travail, nous utilisons des méthodes numériques discrètes pour calculer l'intégrale numérique à deux dimensions pour modéliser les phénomènes électromagnétiques dans des dispositifs de formes géométriques complexes par la méthode analytique.

Le code de calcul développé dans ce travail, basé sur la méthode analytique utilisant des outils mathématiques purs pour résoudre les systèmes d'équations non linéaires est réalisé sous l'environnement MATLAB. Ce code de calcul sera utilisé pour l'étude d'un dispositif de lévitation magnétique dont des conditions physiques différentes.

Notre travail est organisé de la manière suivante :

Le premier chapitre est consacré aux principales familles supraconductrices avec leurs caractéristiques ainsi que des introductions à leurs techniques de mise au point, ensuite diverses applications de la supraconductivité, notamment dans les domaines liés à l'électrotechnique tel que le transport de l'énergie, les machines, lévitation magnétique etc.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de deux modèles l'un magnétostatique et l'autre magnétodynamique. Pour le premier, on a étudié les modèles d'un aimant permanent et la force d'interaction entre deux aimants, et pour le deuxième on a fait la résolution des équations de MAXWELL à une seule dimension avec des hypothèses liées à la distribution du courant et la force d'interaction entre un aimant et un supraconducteur.

Le troisième chapitre est consacré aux méthodes numériques de calcul des intégrales très complexes qui sont difficiles à être évaluée résoudre analytiquement dans la résolution des systèmes d'équations non linéaires. Les procédures d'implémentation, sous l'environnement Matlab, des modèles mathématico-numériques développés dans le cadre de ce travail sont aussi présentées.

Le quatrième chapitre est consacré aux résultats des méthodes concernant : le champ magnétique, champ électrique, potentiel magnétique, distribution du courant, densité de puissance et force magnétique de lévitation.

Et finalement, une conclusion générale résumant l'essentiel de notre travail et faite avec des perspectives à entreprendre.

I.1 INTRODUCTION

Qui dans le monde de l'électrotechnique n'a pas rêvé d'un conducteur de courant électrique ne dissipant pas d'énergie ? C'est en 1911 que, pour la première fois, un tel conducteur a été mis à jour. Kammerling Onnes, ayant réussi à atteindre des températures, inférieures à 4 Kelvins en liquéfiant de l'hélium, décida de tester différents conducteurs de l'électricité à très basse température. Aidé par G. Holtz, il s'aperçut que la résistance électrique du mercure devenait brutalement non mesurable lorsque la température devenait inférieure à 4 K, cette température à laquelle le matériau devient supraconducteur est appelée température critique. La supraconductivité était découverte.

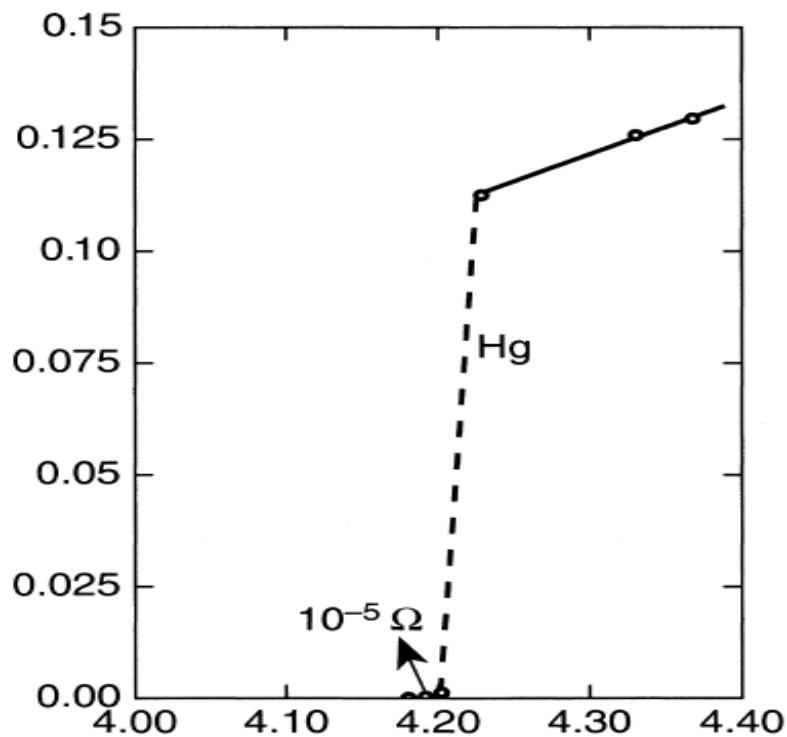


Figure I. 1 : conductivité parfaite de mercure [Tre98].

En 1933, les expériences de Meissner et Ochsenfeld montrent que lorsqu'un composé devient supraconducteur, le flux magnétique est repoussé en dehors de l'échantillon, c'est-à-dire qu'il présente un diamagnétisme parfait pour des champs magnétiques suffisamment faibles.

Ils sont des matériaux étonnants. Leur capacité à conduire le courant sans dissipation d'énergie ainsi que leur diamagnétisme permet la confection de systèmes électrotechniques plus performants.

L'objectif de ce chapitre est de présenter la structure des matériaux supraconducteurs que nous allons étudier.

Pour cela, nous commencerons par présenter leurs propriétés de point de vue phénoménologique ainsi leurs caractéristiques et ensuite nous présentons quelques applications de ces matériaux.

I. 2 PROPRIETES DES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS

Un matériau est dit supraconducteur lorsqu'il conduit de l'électricité sans résistance électrique au-dessous d'une certaine température, dite température critique est notée (T_c). L'absence de résistivité ($<10^{-25}\text{Wm}$) en courant continu, est le phénomène le plus intéressant pour ce qui concerne le transport de l'énergie électrique.

Le diamagnétisme parfait est un autre aspect important. Quand un échantillon supraconducteur est refroidi en dessous de sa température critique puis placé dans un champ magnétique, on observe une transition du conducteur de son état normal Figure (I. 2 a) l'état supraconducteur Figure (I. 2 b). La seconde propriété remarquable, est que le matériau dans son état supraconducteur présente un effet diamagnétique presque parfait, appelé effet Meissner (le champ magnétique ne peut pas pénétrer à l'intérieur de ces matériaux). Un champ magnétique extérieur induit la circulation des courants dans le supraconducteur qui créent à leur tour un champ magnétique opposé [MOO04].

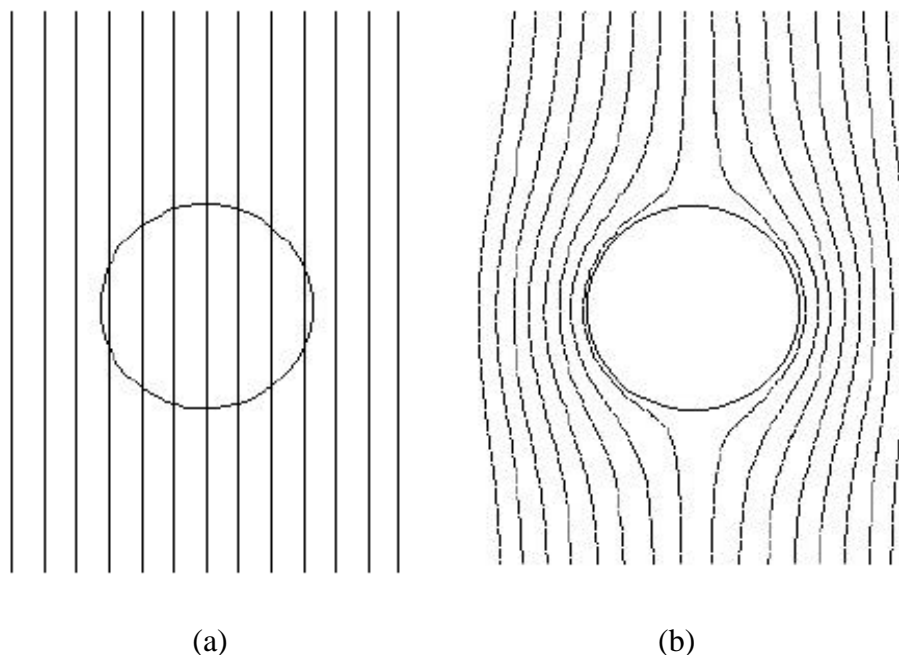


Figure (I. 2) : Effet du champ magnétique sur un matériau conducteur et supraconducteur.

I. 3 LES GRANDEURS CRITIQUES

Comme nous l'avons dit juste avant, la supraconductivité n'apparaît que pour des températures inférieure à la valeur de la température critique T_c . Cette valeur, n'est pas la seule grandeur critique de la supraconductivité. On définit d'autres grandeurs critiques, tels que, le champ magnétique critique H_c et la densité de courant critique J_c .

I. 3. 1 Température critique T_c

La température critique est la température en dessous de laquelle la supraconductivité apparaît. Cette température est différente pour chaque matériau et dépend de la densité de courant et du champ magnétique appliqué. A partir de la valeur de la température critique T_c , on distingue deux types de matériau supraconducteur, les supraconducteurs à basse température critique et les supraconducteurs à haute température critique.

Les supraconducteurs à basse température critique nécessitent des températures très basses. Généralement inférieures à 23 K [MOO04], le tableau I. 1 donne quelques exemples des matériaux supraconducteur basse température critique, ainsi que leur température critique. Pour ce type de supraconducteurs, on utilise l'hélium liquide, caractérisé par une température de 4 K, comme milieu cryogénique, l'inconvénient majeur de ce type de matériau, est dû au coût élevé de l'hélium. Ce type de matériau, est utilisé pour la réalisation des enroulements supraconducteurs, très utilisé pour la réalisation des machines supraconductrices ou bien des transformateurs supraconducteurs.

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

Tableau (I. 1) : Supraconducteurs à Basse Température (SBT).

Les supraconducteurs à haute température critique qui sont généralement les supraconducteurs de type II ont une température critique nettement supérieure. Dans ce type

de matériau, L'azote liquide (température de 77 K) est utilisé pour le refroidissement de ce type de matériau, ce dernier est caractérisé par un coût très faible par rapport à celui de l'hélium liquide. Le tableau I. 2 donne quelques exemples de ces matériaux ainsi que leur température critique.

Supraconducteur	T _c (K)
La _{1.85} Ba _{0.15} Cu O ₄	35
La _{1.85} Sr _{0.5} CuO ₄	40
YBa ₂ Cu ₃ O ₇	95
Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₈	85
Bi ₂ Sr ₂ Ca ₂ Cu ₃ O ₁₀	110
Tl ₂ Ba ₂ CaCu ₂ O ₈	108
Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₂ O ₁₀	125
HgBa ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _{6+δ}	133.5

Tableau (I. 2): Supraconducteurs à Haute Température critique (SHT).

I. 3. 2 Champ magnétique critique H_c

La valeur du champ magnétique critique est considérée comme la deuxième grandeur critique des matériaux supraconducteurs. L'état supraconducteur du matériau dépend de la valeur du champ magnétique extérieur appliqué. Dès que la valeur de ce champ dépasse une valeur critique, la supraconductivité disparaît. Ce comportement est lié à la pénétration du champ dans un supraconducteur (Effet Meissner). L'induction magnétique à l'intérieur du matériau est donnée par la relation suivante :

$$\vec{B} = \mu_0 \left(\vec{H} + \vec{M} \right) \quad (\text{I. 1})$$

où : μ_0 est la réductivité magnétique du vide,

\vec{H} est le champ magnétique à l'intérieur du matériau et \vec{M} est l'aimantation.

Pour une valeur donnée du champ magnétique appliqué H , supérieure à la valeur du champ magnétique critique, l'aimantation \vec{M} chute brutalement à zéro, et le champ magnétique pénètre à l'intérieur du matériau supraconducteur à partir de sa surface extérieure.

La valeur du champ magnétique critique H_c dépend principalement de la température du milieu extérieur T et de la température critique T_c . Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire la relation entre le champ magnétique critique et la température, le plus utilisés et le modèle en puissance donné par :

$$\vec{H}_c = \vec{H}_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{I. 2})$$

H_0 est la valeur du champ magnétique à la température 0 K. [Grison] [MOO04]

Selon la valeur du champ magnétique critique H_c , on distingue deux types de matériau supraconducteur. Les matériaux supraconducteurs de type I et les matériaux supraconducteurs de type II.

- Supraconducteur de Type I

Les supraconducteurs de type I sont caractérisés par un seul champ magnétique critique, noté H_c . Le champ magnétique pénètre sur une épaisseur appelée Longueur de pénétration de London dans laquelle se développent des supercourants [MAG03].

Le comportement de ce type de supraconducteurs est simple car il n'existe que deux états. L'état normal correspond à une valeur élevée de la résistance du matériau et l'état supraconducteur est caractérisé par une résistance nulle et un diamagnétisme presque parfait.

Dans la figure (I. 3), la caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur du type I est présentée.

Les applications de ce type de matériau sont limitées, cela est dû au coût du refroidissement élevé, d'une part et d'autre part, ces matériaux sont limités en champ magnétique, la valeur du champ d'induction magnétique B ne dépasse pas la valeur de 0.2 Tesla.

- Supraconducteur de Type II

Ce type de supraconducteurs possède deux champs critiques H_{c1} et H_{c2} , la valeur du champ magnétique H_{c2} est nettement plus grande que la première valeur H_{c1} [MAG03]. En outre, ceux-ci présentent des valeurs plus élevées de champ, de température et de courant critiques

par rapport aux supraconducteurs de type I, ce qui les rend très attractifs pour l'électrotechnique.

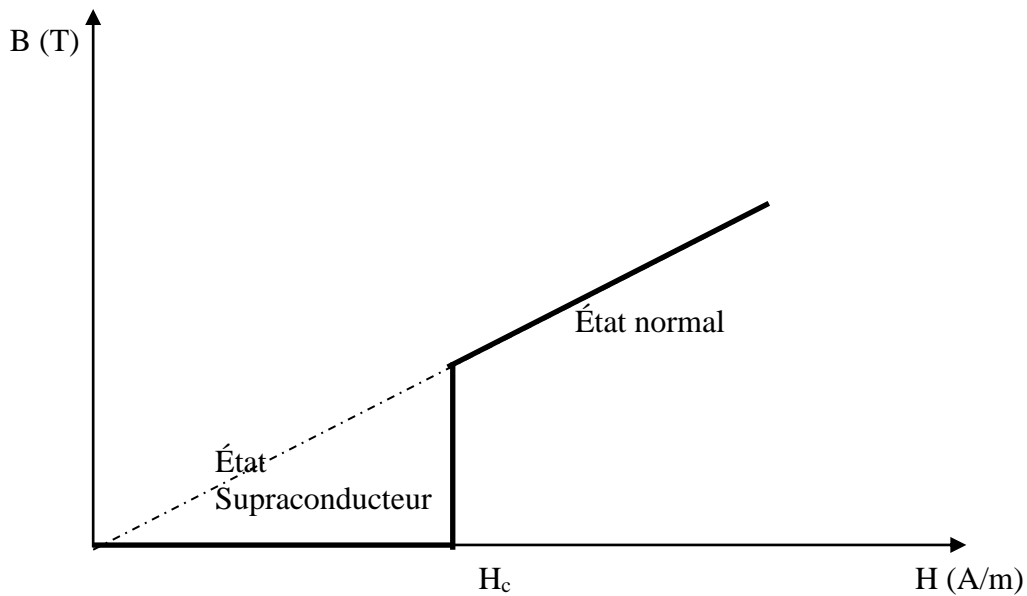


Figure (I. 3) : caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type I

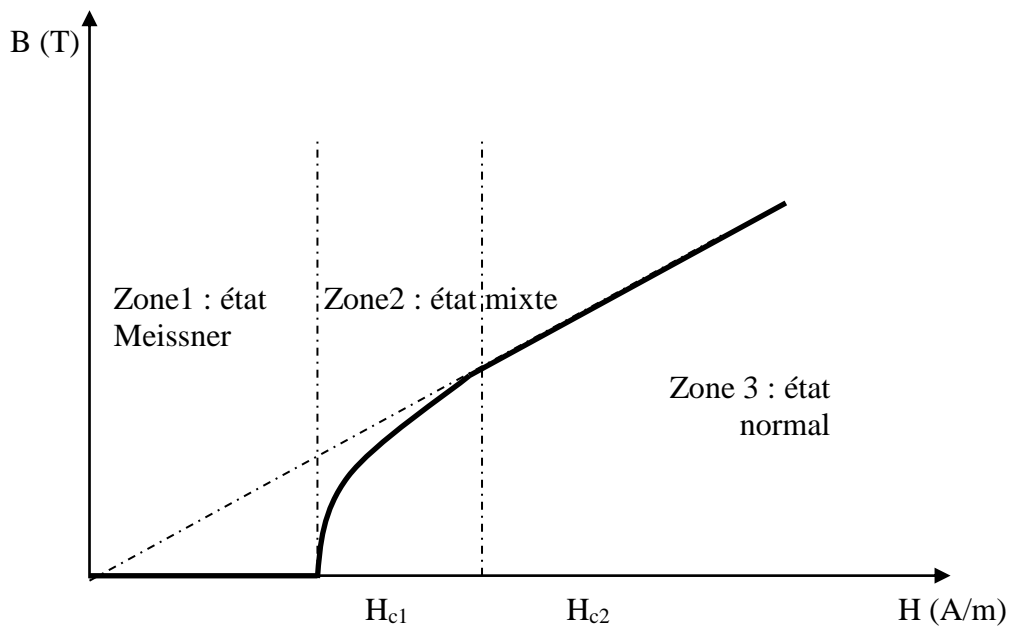


Figure (I. 4): Caractéristique $B(H)$ d'un supraconducteur de type II

Le comportement d'un supraconducteur de type II en présence d'un champ magnétique est décrit sur la figure (I. 4). On distingue trois zones différentes : [AIL06]

- Zone 1 : dans cette zone, le matériau est dans un état supraconducteur où l'effet diamagnétique est presque parfait, cet état est défini pour des valeurs du champ magnétique inférieur à H_{c1} (en général petit).
- Zone 2 : le matériau supraconducteur est dans un état mixte où le diamagnétisme est partiel, cet état est défini pour des valeurs du champ magnétique comprises entre H_{c1} et H_{c2} . Entre les deux champs H_{c1} et H_{c2} , le champ extérieur pénètre dans le matériau supraconducteur, cette pénétration du champ s'effectue sous la forme de fins tubes microscopiques appelée les vortex.
- Zone 3 : le matériau est dans un état normal avec une forte résistance électrique, pour des valeurs de champ magnétique supérieures à H_{c2} .

Les supraconducteurs de ce type sont principalement des alliages ou des métaux ayant une forte résistivité à l'état normal et des champs critiques H_{c2} élevés. Ces deux propriétés leur autorisent des utilisations pratiques, en particulier dans le domaine du génie électrique.

I. 3. 3 Densité de courant critique J_c

Dans un supraconducteur type I, la densité de courant critique est liée au champ magnétique critique H_c : le courant circulant dans un supraconducteur produit un champ magnétique à la surface du conducteur, le courant critique est simplement le courant pour lequel le champ magnétique produit est égal au champ magnétique critique.

Dans un supraconducteur de type II, la définition d'une densité de courant critique est plus complexe du fait de la pénétration partielle du champ dans le matériau et de la simultanéité de deux phases: normale et supraconductrice. Pour des alliages couramment utilisés comme le NbTi ou le Nb₃Sn, la densité de courant critique, à champ faible, est supérieure à 10^5 A/cm².

Lorsque le courant dépasse une valeur critique, il détruit la supraconductivité. Donc la résistivité passe subitement de la valeur zéro à une valeur non nulle

I. 3. 4 Diagrammes des phases d'un supraconducteur

Les trois paramètres limiteurs des supraconducteurs (T_c , H_c , et J_c) sont liées entre eux. Les lois qui le relient peuvent être représentées, dans un repère 3-D, sous la forme d'une surface (diagramme de phase d'un supraconducteur). A l'intérieur de la surface le matériau est "supraconducteur", et tout point situé dans ce volume, défini par ses coordonnées 3-D, est un point de fonctionnement possible. Tout point situé à l'extérieur de cette surface représente un comportement "normal".

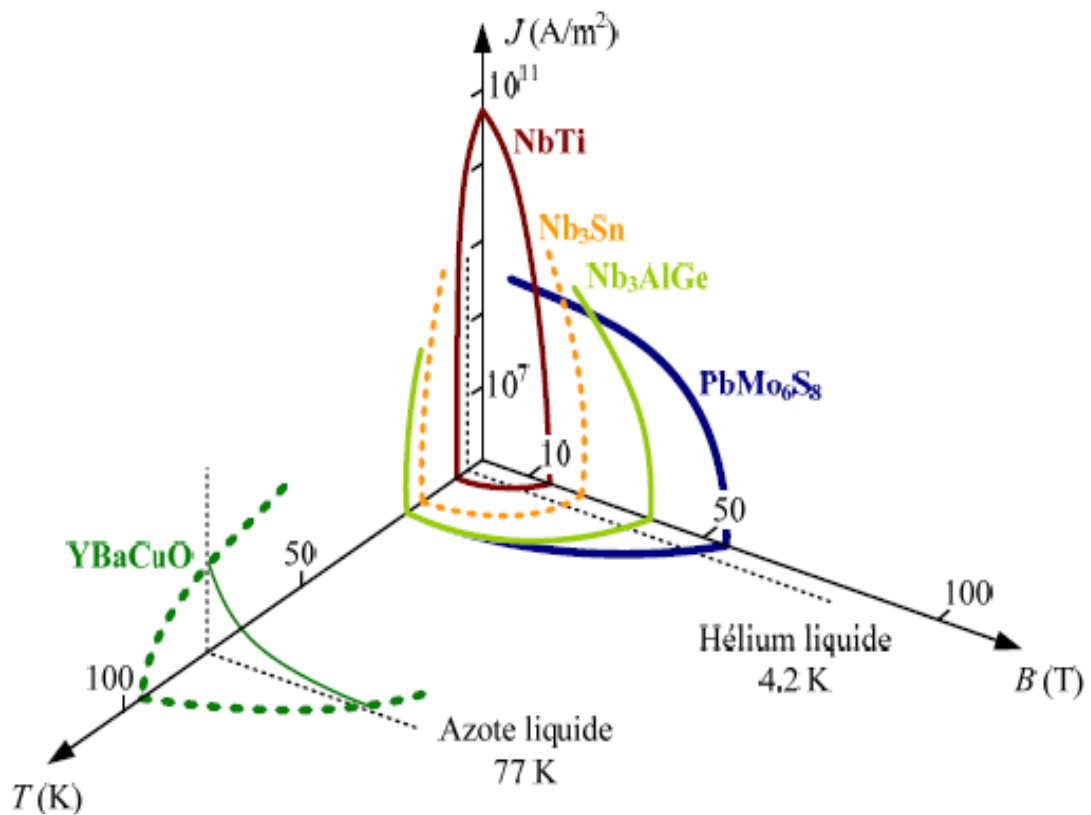


Figure (I. 5) : Diagramme des Phases des matériaux supraconducteurs [BER06].

I. 4 THEORIE DE F. ET H. LONDON

La première théorie phénoménologique de la supraconductivité a été formulée par les frères Fritz et Heinz London en 1935. L'une des conséquences de la résistivité nulle est que la variation spatiale de l'induction magnétique décroît exponentiellement à l'intérieur des supraconducteurs.

Les calculs effectués par F. ET H. LONDON ont conduit aux résultats suivants

$$\vec{\Delta} \vec{B} = \left(\frac{1}{\lambda_L^2} \right) \vec{B} \quad (\text{I. 3})$$

Avec λ_L est la longueur de pénétration de London. Où le champ magnétique décroît exponentiellement de l'extérieur, d'une valeur du champ magnétique appliqué est qui vaut B_a , jusqu'à son annulation [BAI98].

Cette grandeur est définie par :

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}}$$

m_s est la masse des particules.

n_s est la densité volumique des porteurs de charge.

q_s est la charge des particules.

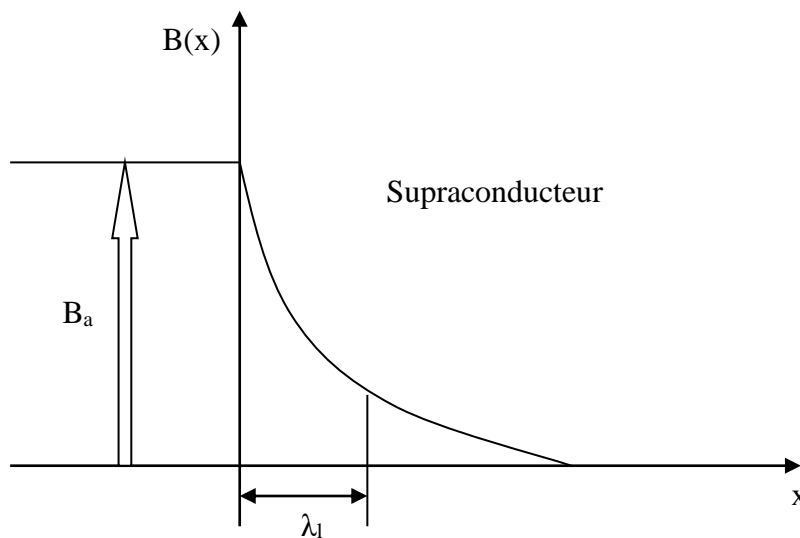


Figure (I. 6) : Pénétration de l'induction magnétique dans un supraconducteur sur une longueur λ_L

I. 5 LA CONDUCTIVITE PARFAITE ET SUPRACONDUCTEUR

La conductivité parfaite ($R = 0$) implique qu'un changement de l'induction magnétique dans le matériau n'est pas possible $dB/dt = 0$. Ainsi, lorsqu'un conducteur parfait, sous champ nul à température ambiante, est refroidi en dessous de T_c puis soumis à un champ magnétique (refroidissement hors champ magnétique), des courants d'écrantage vont être induits pour conserver $B = 0$ à l'intérieur du matériau comme montré sur la Figure I.7 a. Si au contraire, le conducteur parfait est soumis à un champ magnétique avant d'être refroidi (refroidissement sous champ magnétique), par la suite, le champ magnétique extérieur est ramené à zéro, dans ce cas, la variation dB/dt doit être conservée et des courants de piégeage seront induits pour piéger l'induction magnétique à l'intérieur du matériau comme montré dans la Figure I.7 b.

Il en va tout à fait différemment dans le cas d'un supraconducteur :

Dans le premier cas où le champ magnétique est appliqué après refroidissement, le conducteur parfait et le supraconducteur se comporte d'une manière identique car l'induction magnétique est toujours nulle dans le matériau (Figure I.7 a). Dans le second cas, c'est-à-dire dans le cas de refroidissement sous champ magnétique, l'induction magnétique est expulsée de l'intérieur du supraconducteur ($B=0$) dès qu'il est refroidit en dessous de sa température critique (Figure I.7 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, qu'elle soit là avant que le spécimen soit devenu supraconducteur ou pas. 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 inférieurs à leur valeur critique $T < T_c$, $H < H_c$. [MAS02] [BER06]

I. 6 PASSAGE DU COURANT DANS UN FIL SUPRACONDUCTEUR

I. 6. 1 Répartition du courant dans un fil

Dans un supraconducteur de type I, le courant imposé à un fil se concentrait au voisinage de la surface extérieure dans la zone de London de ce type, avec une densité de courant décroissant exponentiellement à partir de la surface. Par contre, dans le supraconducteur de type II le courant circule dans tout le volume et en particulier à travers la zone de London des vortex. [MAG03]

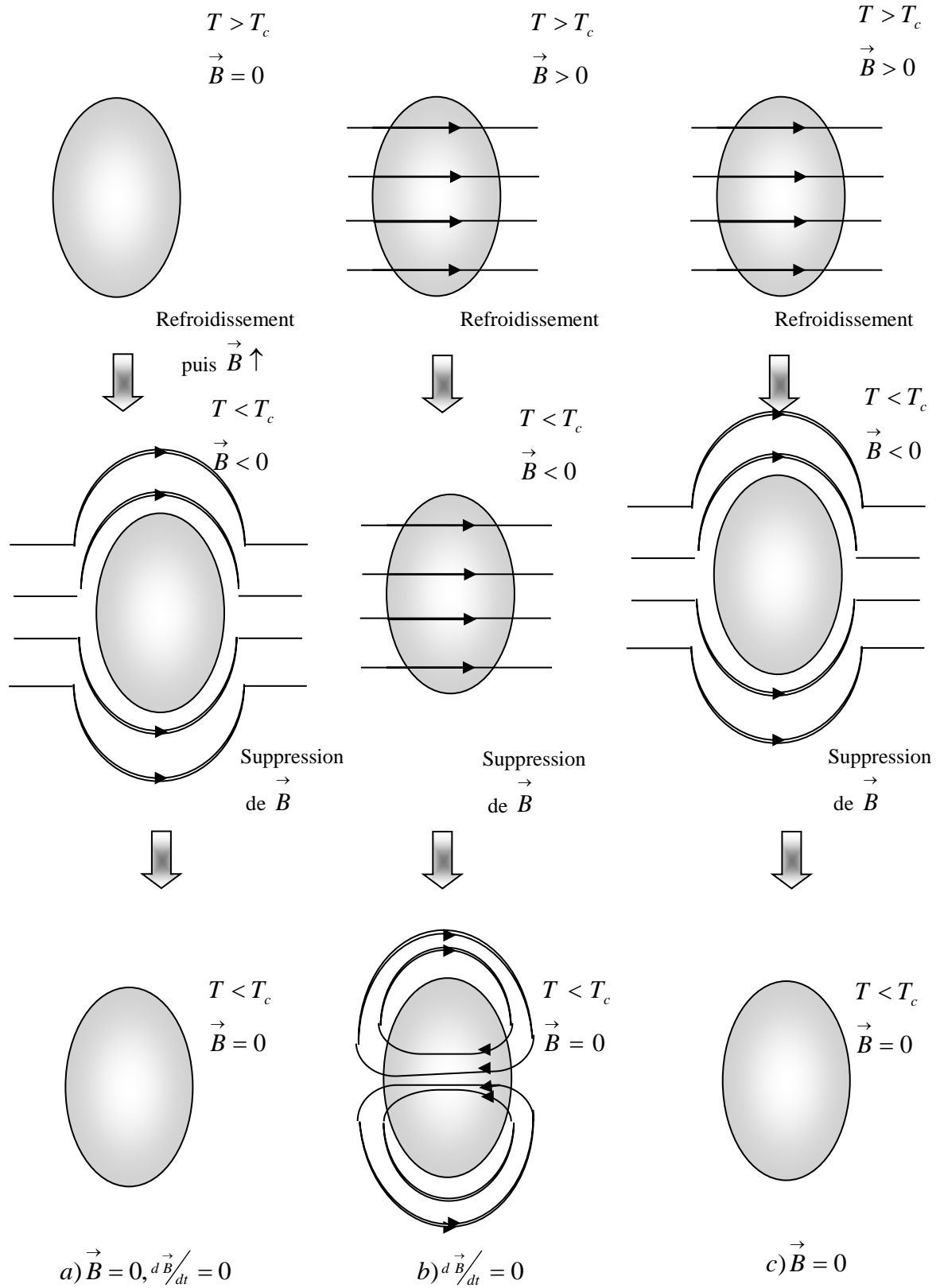


Figure I. 7: Différence entre un conducteur parfait et un supraconducteur : l'effet Meissner.

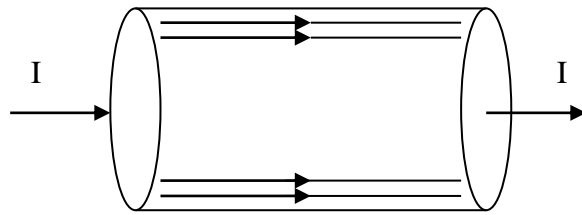


Figure I. 7 : Passage du courant dans un supraconducteur de type I.

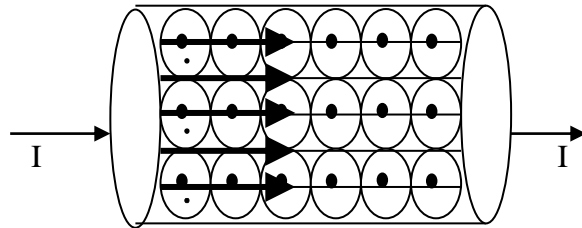


Figure I.8 : Passage du courant dans un supraconducteur de type II.

I. 6. 2 Vortex et phase de Shubnikov

On appelle vortex un filament de phase normale dans une phase supraconductrice, le centre du vortex appelé aussi le coeur du vortex, est toujours dans l'état normal, ce dernier véhicule le champ magnétique à l'intérieur du matériau, entouré par une région supraconductrice au sein de laquelle circule un super-courant qui confine le champ dans le coeur du vortex. [MAG03]

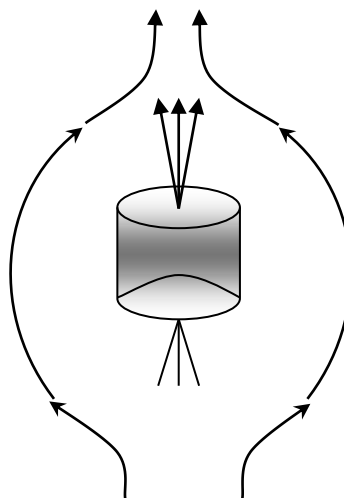


Figure I. 9 : Le champ magnétique traverse le supraconducteur en suivant une ligne de vortex. Les vortex sont apparaît sous l'effet d'un champ magnétique appliqué à l'extérieur. Il offre au

champ magnétique un canal dans le quel, il peut traverser l'échantillon sans le contourner. Avec l'apparition d'un vortex, le matériau quitte la phase de Meissner (Etat supraconducteur). C'est le début de la phase de Shubnikov (Etat intermédiaire) qui prend son sens avec la multiplication des vortex.

- H_{c1} correspond à l'apparition du premier vortex.
- H_{c2} les vortex ont envahi le matériau qui devient totalement normal.

I. 6. 3 Mouvement des vortex dans une plaque supraconductrice parcouru par un courant

La force de Lorentz agissant sur les vortex provient de l'interaction entre le courant extérieur et les courant d'écran des vortex[AIL06][MAG03], et non pas de l'interaction entre un courant (courant extérieur) et un champ magnétique (celui du vortex). La force par unité de longueur agissant sur un vortex en présence d'un courant de transport J est donnée par :

$$d\vec{F}_L = \vec{J} \wedge \phi_0 \vec{dl} \quad (\text{I. 4})$$

Cette expression a exactement la forme d'une force de Lorentz (force agissant sur un courant en présence d'un champ magnétique), notée généralement par F_L . Sous l'action de cette force.

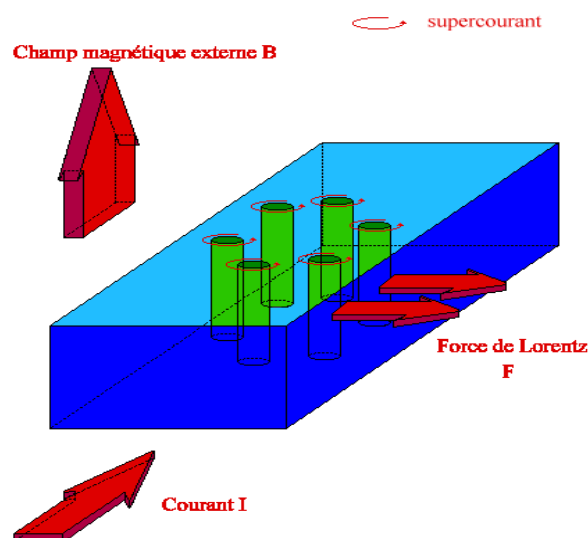


Figure I. 10 : Force exercées sur les vortex d'une plaque Supraconductrice de type II.

En conséquence, comme on peut le voir à la figure (I. 10), les vortex subissent une force perpendiculaire à la densité de courant J . Cette force conduit les vortex à se déplacer transversalement. Le mouvement des vortex dans les matériaux supraconducteurs est indésirable, cela est dû aux pertes qui peuvent être engendrés par ce mouvement.

I. 7 MODELES DE SUPRACONDUCUTEURS

I. 7. 1 Modèle de Bean

Plusieurs modèles existent pour décrire la relation entre la densité d courant et le champ électrique dans supraconducteurs. Le plus connu est certainement le modèle de Bean, appelé aussi le modèle d'état critique [MAS02]. C'est au début des années 60 que C. Bean introduit ce nouveau modèle basé sur l'existence d'une densité de courant macroscopique limite, notée J_c et indépendante du champ magnétique, que le supraconducteur peut transporter.

Dans le modèle de Bean, il existe seulement deux états possibles dans le supraconducteur : un état normal où la densité de courant est nulle pour les régions où le champ magnétique ne varie pas, et une densité de courant $\pm J_c$ dans les régions qui s'opposent aux variations du champ magnétique.

Le modèle de Bean connaît un grand succès auprès des supraconducteurs à basse température et l'on y fait souvent référence dans la littérature.

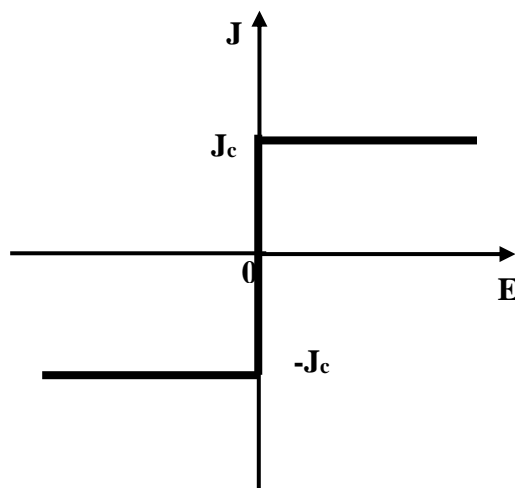


Figure I. 11 : Modèle de Bean

I. 7. 2 Modèle de flux flow et flux creep

Nous pouvons définir deux modes de fonctionnement pour le supraconducteur, selon la valeur de la densité de courant critique J_c :

- Si $|J| \leq J_c$, le réseau de vortex est ancré, néanmoins, des vortex passent d'un site d'ancrage à un autre sous l'action de l'agitation thermique. Ce phénomène dissipatif est appelé régime de « flux Creep » [Xia05].

$$E = 2\rho_c J_c \sinh\left(\frac{U_0 J}{k\theta J_c}\right) \exp\left(-\frac{U_0}{k\theta}\right) \quad (\text{I. 5})$$

k : Constant de Boltzmann.

θ : Température.

ρ_c : Résistivité de Flux Creep.

U_0 : Potentiel de profondeur.

- Si $|J| > J_c$, le réseau de vortex se déplace et génère des pertes faisant apparaître une résistance électrique dans le matériau supraconducteur. Ce phénomène est appelé régime de « flux flow ».

$$E = \pm(E_c + \rho_f J_c \left(\frac{|J|}{J_c} - 1\right)) \quad (\text{I. 6})$$

ρ_f : Résistivité de Flux Flow

La densité de courant critique peut alors être définie comme étant la limite entre le régime de flux creep et le régime de flux flow. Cette limite étant très floue, la densité critique de courant est souvent déterminée par la valeur d'un champ électrique critique E_c

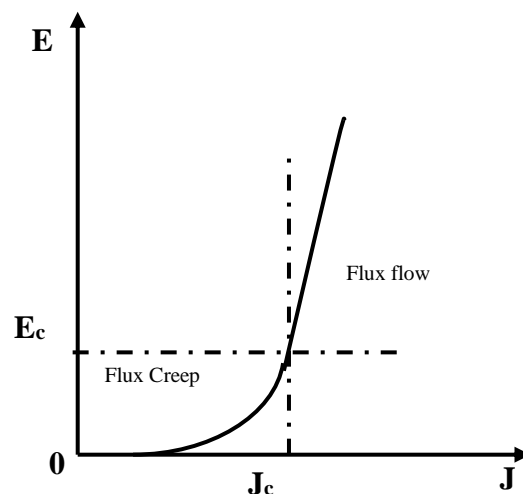


Figure I. 12 : modèle de Flux Flow et Creep

I. 7. 3 Modèle de la loi en puissance E – J

La relation qui lie la densité de courant et le champ électrique est souvent écrite sous la forme de la loi d'Ohm, c'est-à-dire $E = \rho J$, où ρ est la résistivité du matériau. Le principal problème dans la modélisation des SHT est la définition de la résistivité, qui n'est pas constante et engendre une loi d'Ohm non linéaire.

Le modèle de Bean et toutes ses variantes ne correspondent pas parfaitement aux caractéristiques expérimentales $E(J)$ des matériaux SHT, qui sont mieux décrites par des relations du type loi en puissance.

Dans ce modèle de loi en puissance, le champ électrique E est proportionnel à la densité de courant J élevée à la puissance n de la façon suivante

$$E = E_c \left(\frac{|J|}{J_c} \right)^n \frac{J}{|J|} \quad (\text{I. 7})$$

n : Raideur de transition (varie entre $n = 1$ et $n \rightarrow \infty$).

I. 7. 4 Modèle de KIM

Pour les SHT, la diminution de J_c avec B est significative même pour des valeurs modérées de champ magnétique, et c'est une propriété importante des matériaux.

D'ailleurs, les SHT possèdent une anisotropie intrinsèque (accentuée par la texturation), qui résulte d'une dégradation différente de J_c selon que le champ appliqué est parallèle ou perpendiculaire. Il semble donc nécessaire d'introduire des modèles qui décrivent la dépendance expérimentale de J_c avec le champ magnétique sous différentes directions.

Le premier modèle décrivant la dépendance en champ de J_c est fut proposé par Y. Kim

$$J_c(B) = \frac{J_{c0}}{1 + \frac{|B|}{B_0}} \quad (\text{I. 8})$$

B_0 : Valeur constante

I. 8 APPLICATIONS DES SUPRACONDUCTEURS EN ELECTROTECHNIQUE

On distingue trois catégories d'applications des supraconducteurs en électrotechnique suivant la valeur utile de l'induction magnétique générée par le supraconducteur [AIL06]:

- Très forts champs magnétiques : Cette catégorie concerne les bobines de champs, les systèmes de stockage d'énergie.
- Forts champs magnétiques : Cette catégorie concerne les moteurs, les alternateurs, les transformateurs, les systèmes de stockage de l'énergie.
- Faible champ magnétique : Cette catégorie concerne les lignes du transport d'électricité, les transformateurs, les limiteurs de courant.

I. 8. 1. Les transformateurs

L'une des applications des supraconducteurs en électrotechnique concerne les transformateurs. Pour cette application les pertes en régime alternatif des supraconducteurs restent un inconvénient majeur.

Les études effectuées ont montré des performances remarquables de ce type de transformateurs. En effet, par rapport à un transformateur conventionnel, les pertes peuvent diminuer de 30%, le volume de 50% et le poids de 70% [DOU01].

I. 8. 2. Les limiteurs du courant

Le fonctionnement des limiteurs supraconducteurs est basé sur la transition de l'état supraconducteur vers l'état normal de ces matériaux. Cette transition en un temps très bref fait des supraconducteurs de bons limiteurs [BAI98].

En présence d'un court-circuit dans le réseau électrique, le courant augmente rapidement et dépasse le courant critique du supraconducteur. Ce dernier en transitant à l'état normal voit sa résistance augmenter ce qui entraîne une limitation du courant de court-circuit. La puissance dissipée dans le matériau supraconducteur juste après la transition est considérable et peut entraîner la destruction du dispositif.

L'avantage des limiteurs supraconducteurs par rapport aux dispositifs conventionnels de protection est leur temps de réponse rapide et la possibilité d'être utilisés pour des niveaux de tensions très élevées.

I. 8. 3. Les systèmes de stockage de l'énergie

L'énergie est stockée sous forme magnétique dans une bobine supraconductrice. Cette énergie est le résultat de la circulation du courant dans la bobine, pratiquement sans diminution dans le temps. Les avantages de tels systèmes sont surtout le rendement très élevé en comparaison avec les systèmes conventionnels de stockage d'énergie et la rapidité à restituer de l'énergie. En effet, le rendement d'un système supraconducteur de stockage d'énergie peut atteindre 97% alors que ce rendement ne dépasse pas 70% pour un système de barrage à pompe.

Avec tous ces avantages. L'un des problèmes rencontrés dans ce type d'installations est dû aux forces très élevées que subit le bobinage.

Les systèmes utilisés pour stocker de l'énergie peuvent être sous forme de solénoïdes, de tores ou de structures intermédiaires entre les deux (bobines à système de forces équilibrées). L'utilisation de ce dernier type de bobines peut réduire jusqu'à 4 fois les dimensions de la bobine par rapport à un tore et à 2 fois par rapport à un solénoïde pour la même valeur d'énergie stockée.

I. 8. 4. Les lignes de transport

Les câbles supraconducteurs de transport intéressent de plus en plus les chercheurs et les industriels, avec ce type de lignes, on peut augmenter la puissance transmise avec des niveaux de tensions faibles par rapport à ceux permis par les lignes conventionnelles. Le paramètre le plus compliqué à réaliser dans ce type de lignes est l'isolation diélectrique. Cette isolation, qui est un paramètre important en haute tension, devient difficile à réaliser en milieu cryogénique. Au Japon, la compagnie Furukawa Electric a installé en mars 2004 un câble, refroidi à l'azote, de 500 m de longueur, de 77 kV et 1 kA dans le réseau électrique pour le tester pendant une année.

La plupart des études effectuées sur les câbles supraconducteurs de transport concernent des tensions alternatives, qui entraînent des pertes dans le supraconducteur.

Pour transport en continu et alternatif, les performances par rapport aux câbles conventionnels sont meilleures. Les pertes peuvent être réduites de moitié en utilisant un câble de transport supraconducteur pour la même puissance transitée.

En Chine, un programme ambitieux concerne l'introduction de lignes supraconductrices pour le réseau de transport Est-Ouest. Actuellement, une ligne en supraconducteur à haute température critique de 33,5 m de longueur, de 35 kV et 2 kA fonctionne déjà. [AIL06]

I. 8. 5. Les Aimants permanents supraconducteurs

Un supraconducteur massif peut aussi être utilisé comme aimant permanent. En refroidissant à champ nul un supraconducteur à haute température critique, puis en l'exposant à une variation rapide du champ magnétique, il va piéger le champ magnétique [BAI98]. Le champ piégé dans le supraconducteur est lié à des 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 tend à piéger l'induction.

I. 8. 6. Les machines électriques

Cette utilisation des supraconducteurs peut se faire de deux manières :

1. la première manière consiste à utiliser les SHT pour le bobinage du rotor. Dans ce cas les fils supraconducteurs seront parcouru par un courant continu et soumis à un champ magnétique de deux composantes : une composante principale continue et une petite composante variable qui résulte de la réaction magnétique d'induit. Les pertes dans les fils supraconducteurs sont très faibles, ce qui conduit à des pertes inférieures à celles des alternateurs classiques [MAS02].

2. la deuxième manière consiste à utiliser les SHT pour le bobinage de l'induit et de l'inducteur en même temps. Dans ce cas, il faut tenir compte du fait que les courants circulant dans l'induit sont des courants alternatifs et donc l'utilisation de câbles spécialement conçus pour le fonctionnement en courant alternatif s'impose, ces câbles présentent des pertes inférieurs à celles des enroulements classiques. Les pertes pour ce type d'alternateurs sont encore moins importantes que celles des alternateurs classiques.

L'enceinte cryogénique dans le deuxième cas est plus importante que dans le premier cas (le refroidissement de l'induit et de l'inducteur), la détermination des quelles des deux est économiquement meilleurs est une question qui n'est pas encore tranchée.

En rappel que dans les machines à réluctance variable, les pastilles supraconductrices peuvent être insérées entre les pôles afin d'augmenter le nombre de lignes de champ par effet d'écrantage du champ créé par ces pastilles refroidis hors champ magnétique.

I. 8. 7 Les trains à lévitation magnétique

Imaginons un train qui glisse quelques centimètres au dessus de la voie à plus de 500 km/h. Cela existe !

Deux méthodes sont possibles : la lévitation magnétique de type électromagnétique ou celle de type électrodynamique. La première ne fait pas appel à la supraconductivité, contrairement à la seconde. Cette dernière est basée sur la répulsion entre les éléments embarqués sur le train et des plaques conductrices (ou des bobines court-circuitées) situées sur la voie. L'avantage des bobines est de réduire la puissance dissipée [MOO04].

L'entrefer (distance sol-train) peut être de 10 cm si les aimants du train sont suffisamment puissants. Il faut faire appel à la supraconductivité.

Ces trains à lévitation présentent plusieurs avantages : outre le fait qu'ils circulent à de très hautes vitesses (ce qui raccourcit la durée des trajets), ils n'usent pas les voies (car il n'y a pas de contact direct). Les contraintes des trains sur rails (contact pantographe-caténaire, adhérence, freinage, signalisation) n'autorisent pas aujourd'hui des vitesses commerciales au-delà de 350 km/h. Les trains à lévitation semblent donc prometteurs.

I. 9 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à l'étude des matériaux supraconducteurs. Les différents types de matériaux ont été présentés (type I, type II) ainsi que les limitations de ces supraconducteurs (température critique, champ magnétique critique et la densité de courant critique).

Les matériaux supraconducteurs ont des diverses applications dans le domaine de l'électrotechnique. Parmi ces applications, nous avons présentés les plus prometteuses.

Dans ce qui suit nous passerons à la présentation des modèles mathématico-numériques utilisés l'étude de dispositifs de lévitation magnétique qui est le sujet de travail de recherche.

II. 1 INTRODUCTION

Les phénomènes électromagnétiques que l'on étudie au sein des dispositifs de lévitation sont régis par les équations de Maxwell et les équations caractéristiques des matériaux. Ces équations sont de vieux concepts de la physique.

Dans ce chapitre, nous allons exposer les modèles mathématique qui caractérise l'évolution spatia-temporelle du champ d'interaction électromagnétique dans les matériaux supraconducteurs et aimants permanents, et par conséquent la force magnétique résultant entre eux.

II. 2 EQUATIONS DE MAXWELL

C'est J. C. Maxwell (1831-1879), qui a rapporté les travaux de Michael Faraday sur les champs électromagnétiques. A l'aide d'un formalisme mathématique abstrait, il établit la relation mathématique qui décrit les propriétés physiques communes aux champs électrique et magnétique. Il fait apparaître pour la première fois les quatre équations différentielles qui décrivent l'évolution mutuellement dépendante des champs électriques et magnétiques dans l'espace et dans le temps, ces équations constituent aujourd'hui la base de l'électromagnétisme [BRI97] :

Lois de Faraday:

$$\vec{\text{rot}} \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II. 1})$$

Lois d'Ampère généralisé :

$$\vec{\text{rot}} \vec{H} = \vec{J} = \vec{J}_c + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (\text{II. 2})$$

Lois de la conservation :

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad (\text{II. 3})$$

Théorème de Gauss

$$\text{div} \vec{D} = \rho \quad (\text{II. 4})$$

tels que :

\vec{E} : Champ électrique [$v.m^{-2}$],

\vec{D} : Inductance électrique [$c.m^{-2}$],

\vec{H} : Champ magnétique [$A.m^{-1}$],

\vec{B} : Induction magnétique [T],

$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$: Vecteur densité de courant de déplacement, négligeable aux basses fréquences
[A/m^2],

\vec{J}_c : Densité de courant de conduction [$A.m^{-2}$],

ρ : Densité de charge électrique [$c.m^{-3}$].

Ces équations ne suffisent pas pour résoudre les problèmes électromagnétiques, il faut leurs adjoindre des relations qui traduisent le comportement des matériaux étudiés :

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

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{II. 6})$$

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (\text{II. 7})$$

tels que :

σ : Conductivité électrique [$s.m^{-1}$],

μ : Perméabilité magnétique [$H.m^{-1}$],

ε : Permittivité [$F.m^{-1}$],

ν : Réductivité magnétique [$m.H^{-1}$].

L'équation (II. 6) définissant la caractéristique diélectrique et l'équation (II. 7) définie la propriété conductance. Mais dans un milieu supraconducteur la relation entre le champ électrique et la densité du courant électrique est non linéaire, c'est-à-dire $\vec{J}_c = \sigma(\vec{E}) \vec{E}$.

II. 3 FORMULATION DES ÉQUATIONS ELECTROMAGNETIQUES

Les modèles de J. C. Maxwell décrivent globalement tous les phénomènes électromagnétiques, mais suivant les dispositifs que l'on étudie, certains phénomènes deviennent négligeables.

Les équations se découplent donnant alors naissance à des modèles plus simples. Parmi ces modèles, nous citons : le modèle électrostatique, électrocinétique, magnétostatique, magnétodynamique [BRI97].

Dans le cadre de notre travail, seul le modèle magnétostatique et le modèle magnétodynamique seront considérés et détaillés.

1. 3. 1 Modèle magnétostatique

1. 3. 1. 1 Modèle magnétostatique scalaire

Dans ce modèle on admet que les courants électriques sont négligeables dans la pièce à étudier et que le champ magnétique ne dépend pas du temps :

$$\frac{d \vec{B}}{dt} = \vec{0} \quad (\text{II. 8})$$

On abouti aux relations suivantes :

$$\vec{B} = \mu(\vec{H} + \vec{M}) \quad (\text{II, 9})$$

Dans ce cas le champ dérive d'un potentiel magnétique scalaire (Φ) [Fur01] :

$$\vec{H} = - \text{grad } \Phi \quad (\text{II. 10})$$

Les équations de ce modèle sont regroupées pour former l'équation globale suivante :

$$\text{div}(\mu \text{grad } \Phi) = \text{div } \vec{M} \quad (\text{II. 11})$$

\vec{M} : est aimantation magnétique, elle représente le moment dipolaire moyen $d \vec{m}$ par unité de volume dv .

$$\vec{M} = \frac{d \vec{m}}{dv} \quad (\text{II. 12})$$

d'après (II.11), le potentiel magnétique scalaire élémentaire est fonction de moment dipolaire magnétique et la distance entre source P' et la cible P [BRI97], est donnée par :

$$d\Phi = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{d\vec{m} \cdot (\vec{PP}')}{|\vec{PP}'|^3} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\vec{M} \cdot (\vec{PP}')}{|\vec{PP}'|^3} \cdot dv \quad (\text{II. 13})$$

$$\frac{\vec{PP}'}{|\vec{PP}'|^3} = -\text{grad}\left(\frac{1}{|\vec{PP}'|}\right) = \text{grad}'\left(\frac{1}{|\vec{PP}'|}\right) \quad (\text{II. 14})$$

Le remplaçant de (II.14) dans (II.13), puis l'intégration par rapport au volume globale des charges magnétiques de source, mène a :

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \cdot \iiint_{(v')} \vec{M}(\vec{P}') \cdot \text{grad}' \frac{1}{|\vec{P}'P|} dv \quad (\text{II. 15})$$

$$\text{div}'\left(\frac{\vec{M}}{|\vec{P}'P|}\right) = \frac{1}{|\vec{P}'P|} (\text{div}'\vec{M}) + \vec{M} \cdot \text{grad}'\left(\frac{1}{|\vec{P}'P|}\right) \quad (\text{II. 16})$$

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \cdot \left[\iiint_{(v')} \text{div}'\left(\frac{\vec{M}}{|\vec{P}'P|}\right) dv' - \iiint_{(v')} \frac{(\text{div}'\vec{M})}{|\vec{P}'P|} dv' \right] \quad (\text{II. 17})$$

Par l'utilisation du théorème d'Ostrogradsky on obtient :

$$\Phi = \frac{1}{4\pi} \cdot \left[\iint_{s'} \frac{\vec{M}}{|\vec{P}'P|} ds' - \iiint_{(v')} \frac{(\text{div}'\vec{M})}{|\vec{P}'P|} dv' \right] \quad (\text{II. 18})$$

Dans (II. 18), Le potentiel magnétique scalaire Φ dans le point P est un potentiel coulombien identique à celui que crée une distribution de pôles magnétiques fictifs comprenant :

1. une répartition superficielle sur s' avec une densité surfacique

$$\sigma^* = \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{n} \quad (\text{II. 19})$$

2. une répartition volumique sur v' avec une densité volumique :

$$\rho^* = -\mu_0 \text{div}' \vec{M} \quad (\text{II. 20})$$

Où \vec{n} désigne le vecteur normal unitaire sur s' dirigé vers l'extérieure.

Les termes σ^* et ρ^* sont deux distributions de pôles fictifs qui peuvent se substituer à la distribution des moments pour calculer le potentiel magnétique scalaire Φ .

1. 3. 1. 2 Model d'un aimant permanent

La source du champ magnétique est un aimant cylindrique de centre 0, et de aimantation magnétique constante \vec{M} . On s'intéresse au champ magnétique \vec{B} vu par l'observateur $P(r, \varphi, z)$ situé à l'extérieur du cylindre. Par raison de symétrie. Il existe deux méthodes distinctes pour obtenir \vec{B} .

▪ Première méthode

On peut remplacer l'aimant par ses courants ampériens équivalents [Ban98] [BRI97]. Les courants ampériens sont alors réduits à une nappe de courant surfacique localisés sur la surface latérale de l'aimant avec une densité volumique nulle et une densité surfacique :

$$\vec{J} = \vec{M} \times \vec{n} \quad (\text{II. 21})$$

▪ Seconde méthode

A partir du résultat (II. 18) on remplace l'aimant par les pôles magnétiques fictifs correspondants à une densité de charge volumique nulle [BRI97] [Fur01] [Fur93], soit :

$$\rho^* = 0$$

Puisque \vec{M} étant constant, il existe une distribution superficielle de pôles sur la surface latérale du cylindre, avec densité surfacique uniforme égale à :

$$\sigma^* = \pm \mu_0 \cdot M \quad (\text{II. 22})$$

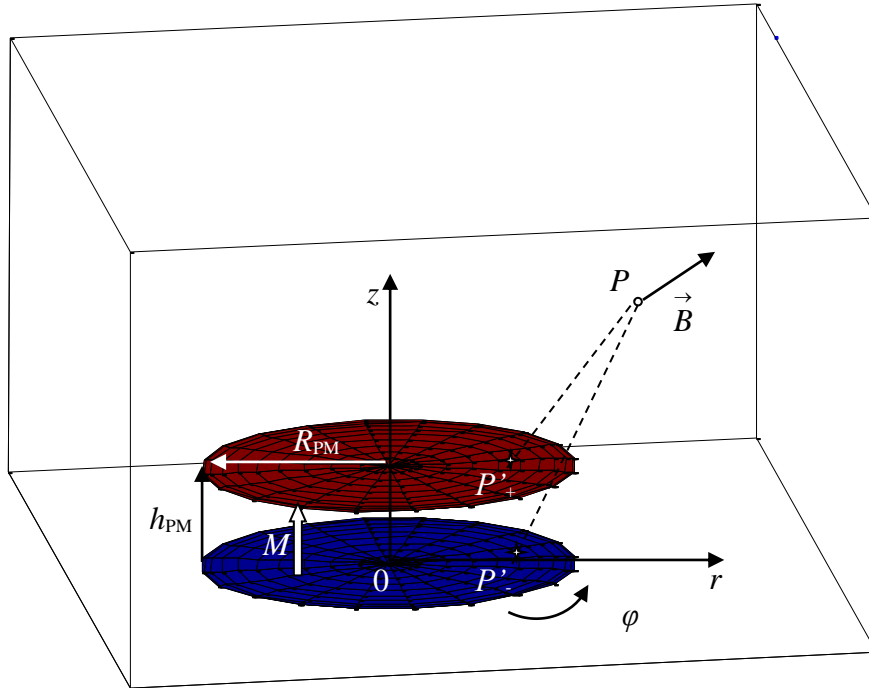


Figure II. 1 : Modèle coulombien d'un aimant permanent.

avec :

h_{PM} : Epaisseur de l'aimant.

R_{PM} : Rayon de l'aimant.

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi} \cdot \iint_{(s')} \frac{(\vec{M} \cdot \vec{n}) \vec{P}'P}{|\vec{P}'P|^3} ds' = \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \iint_{(s'_+)} \frac{\sigma \cdot \vec{P}'_+P}{|\vec{P}'_+P|^3} ds'_+ - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \iint_{(s'_-)} \frac{\sigma \cdot \vec{P}'_-P}{|\vec{P}'_-P|^3} ds'_- \quad (\text{II. 23})$$

L'induction magnétique est définie par cette équation en tout points de l'espace sauf à l'intérieur de l'aimant.

Avec les coordonnées des paramètres géométrique de l'aimant et l'observateur sont : $P(r, \varphi, z)$, $P_+(r', \theta, h_{PM})$, $P_-(r', \theta, 0)$ et $ds_+ = ds_- = r' dr' d\theta$

On peut trouver les composantes de l'induction magnétique crée par l'aimant permanent à travers le calcul numérique de l'intégrale double.

II. 3. 1. 3 La force magnétique entre deux aimants permanent

Les sources volumiques de champ (charges ou courants) n'engendrent aucune force au niveau du solide. Les seules forces qui sont globalement non nulles, sont engendrées par les sources surfaciques de champ (charges ou courants) [Fur01] [Fur93].

La force entre deux aimants est calculée par l'expression suivant :

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \iint_{(s_+)} \sigma \cdot \vec{B}_{ex} ds'_+ - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \iint_{(s_-)} \sigma \cdot \vec{B}_{ex} ds'_- \quad (\text{II. 24})$$

Où \vec{B}_{ex} est l'induction crée par l'un de deux aimants

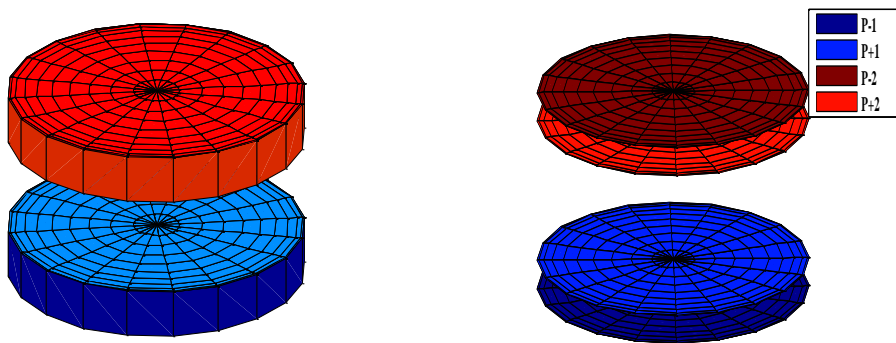


Figure II. 2 : l'interaction entre deux aimants permanents.

on remarques que le champ magnétique \vec{B} vu par l'observateur P est fonction des paramètres géométriques, et pour une valeur constante de l'aimantation, on obtient des valeurs différentes.

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_k \sigma \cdot B_{ex}(\vec{P}'_+) \cdot \Delta S_k - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_l \sigma \cdot B_{ex}(\vec{P}'_+) \cdot \Delta S_l \quad (\text{II. 25})$$

$$\begin{aligned} \vec{F} = & \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_k \sigma \cdot \left(\frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_n \frac{\sigma \cdot \vec{P}_+^1 \vec{P}_+^2}{\left| \vec{P}_+^1 \vec{P}_+^2 \right|^3} \Delta S_n - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_m \frac{\sigma \vec{P}_-^1 \vec{P}_+^2}{\left| \vec{P}_-^1 \vec{P}_+^2 \right|^3} \Delta S_m \right) \cdot \Delta S_k \\ & - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_l \sigma \cdot \left(\frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_n \frac{\sigma \cdot \vec{P}_+^1 \vec{P}_-^2}{\left| \vec{P}_+^1 \vec{P}_-^2 \right|^3} \Delta S_n - \frac{1}{4\pi \cdot \mu_0} \cdot \sum_m \frac{\sigma \vec{P}_-^1 \vec{P}_+^2}{\left| \vec{P}_-^1 \vec{P}_+^2 \right|^3} \Delta S_m \right) \cdot \Delta S_l \end{aligned} \quad (\text{II. 26})$$

avec :

$\Delta S_k = r_k \Delta r \cdot \Delta \theta$: est la surface élémentaire de la première surface du premier aimant.

$\Delta S_k = r_k \Delta r \cdot \Delta \theta$: est la surface élémentaire de la deuxième surface du premier aimant.

$\Delta S_l = r_l \Delta r \cdot \Delta \theta$: est la surface élémentaire de la première surface du deuxième aimant.

$\Delta S_l = r_l \Delta r \cdot \Delta \theta$: est la surface élémentaire de la deuxième surface du deuxième aimant.

La force entre charges magnétiques est analogue à la force entre charges électriques. Elle est proportionnelle au produit des deux densités charges et est inversement proportionnelle à la distance entre eux.

II. 3. 2 Modèle magnétodynamique

II. 3. 2. 1 Formulation de l'équation magnétodynamique

Ce modèle s'applique aux dispositifs électromagnétiques dans lesquels les sources de courant ou de tension varient dans le temps, ainsi les champs électrique et magnétique seront alors couplés par la présence des courants de Foucault.

En se basant sur les équations de J. C. Maxwell, on peut formuler l'équation qui décrit l'évolution spatiale-temporelle du champ électrique dans un milieu supraconducteur.

Il existe plusieurs formulations en électromagnétisme. Parmi ces formulations, on a choisi la formulation en potentiel vecteur magnétique \vec{A} .

En terme d'équations, nous avons :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (\text{II. 27})$$

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{grad } V \right) \quad (\text{II. 28})$$

$$\text{rot} \left(\nu(\text{rot } \vec{A}) \right) = \vec{J}_s + \sigma \vec{E} \quad (\text{II. 29})$$

Dans l'équation (II.29), le terme à droite, représente le densité de courant totale. Cette densité est constituée de deux composantes, la première qui est due à la source, la seconde est due à la présence d'un matériau conducteur. Dans notre application, le courant source \vec{J}_s est créé par l'aimant permanent. Le remplacement de l'expression du champ électrique \vec{E} dans (II. 29) mène à :

$$\text{rot} \left(\nu(\text{rot } \vec{A}) \right) = \vec{J}_s - \sigma \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \text{grad } V \right) \quad (\text{II. 30})$$

Dans le cas des systèmes axisymétriques, $\overline{\text{grad}}V$ est nul. Dans ce cas, l'équation (II.30) du système devient:

$$\text{rot} \left(\nu(\text{rot } \vec{A}) \right) = \vec{J}_s - \sigma \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (\text{II. 31})$$

En posant : $\vec{J}_s = -\sigma \frac{\partial \vec{A}_s}{\partial t}$

\vec{A}_s : Le potentiel dû à l'aimant, on peut déterminer sa valeur à partir de la composante verticale de l'induction magnétique, pour cela en utilise la formule suivante :

$$A_s = \frac{1}{r} \int_0^r \eta \cdot B_z(\eta) d\eta \quad (\text{II. 32})$$

Pour calculer le potentiel magnétique A, deux hypothèses sont utilisées :

- On suppose que le supraconducteur est très mince donc l'effet physique suivant l'axe verticale est négligeable [Yos94].

Dans ce cas, L'équation (II. 29) devient :

$$\nu \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \cdot (r \vec{A}) \right) = -\sigma \frac{d}{dt} (\vec{A} + \vec{A}_s) \quad (\text{II. 33})$$

On posant $\vec{J} = \sigma \frac{d}{dt} (\vec{A} + \vec{A}_s)$, avec \vec{J} est le courant total.

L'équation différentielle finale devient :

$$\nu \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \cdot r \vec{A} \right) = -\vec{J} \quad (\text{II. 34})$$

La solution analytique de cette équation est donnée par :

$$A(r) = Kr - \frac{\mu_0}{2} \int_0^r J \left(r - \frac{\eta^2}{r} \right) d\eta \quad (\text{II. 35})$$

- Dans la deuxième hypothèse, on suppose que le courant n'est pas constant dans le supraconducteur [Yos94]. Les courants dans le supraconducteur sont considérés comme des courants circulaires de rayon r_i (Figure II. 3)

$$J(r) = \sum_{i=1}^N J_i \Delta r_i \delta(r - r_i) \quad (\text{II. 36})$$

J_i : Courant constant à $i^{\text{ième}}$ cercle.

Δr_i : Longueur de l'élément dans la direction radiale.

$\delta(r - r_i)$: est la fonction de Dirac

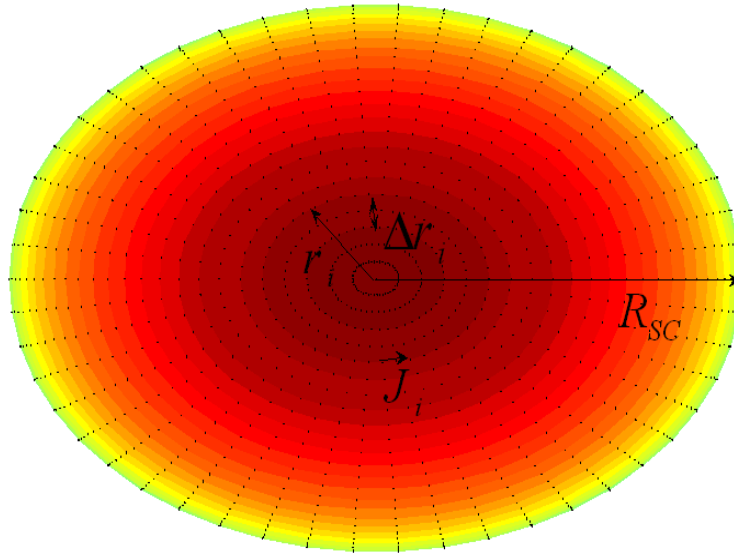


Figure II.3 : Distribution de courant circulaire dans un supraconducteur.

Par le remplaçant de l'équation (II. 33) dans (II. 32), on obtient :

$$A(r) = \frac{\mu_0}{2} \sum_{i=1}^N J_i \cdot r_i \Delta r_i \left[1 - \left(1 - \frac{r_i^2}{r^2}\right) \cdot u(r - r_i) \right] \quad (\text{II. 37})$$

D'après cette dernière équation en remarque que le potentiel vecteur magnétique dans un point quelconque r_i est une fonction de toutes les distributions des courants $J_1, J_2, J_3, \dots, J_i, \dots, J_N$.

La forme matricielle de ce système d'équations s'écrit sous la forme :

$$[A] = [Mat] \cdot [J] \quad (\text{II. 38})$$

où

$[Mat]$: Matrice des coefficients d'ordre $N \times N$

$[A]$: Vecteur des inconnues d'ordre $N \times 1$

$[J]$: Vecteur des sources d'ordre $N \times 1$

II. 3. 2. 2 Conditions aux limites

On distingue deux types de conditions aux limites :

- Condition aux limites de type DIRICHLET : cette condition impose les valeurs de A aux bords du domaine d'étude, ces valeurs sont prises nulles par la considération de l'infini physique.
- Condition aux limites de type NEUMANN : elle est utilisée dans le cas où le système à étudier présente des plans de symétries, cette condition impose au niveau des plans de symétrie.

Dans le cas de notre application, les deux types de conditions sont utilisés.

Pour déterminer les constantes d'intégrale de la formule de potentiel magnétique à l'intérieur du supraconducteur, on utilise la conditions de NEUMANN, Kosuke Nagaya ajoute une deuxième condition

$$A(R_{SC} + \varepsilon) = A(R_{SC} - \varepsilon) = 0$$

$$\left. \frac{dA}{dr} \right|_{r=R_{SC}+\varepsilon} = \left. \frac{dA}{dr} \right|_{r=R_{SC}-\varepsilon} = 0$$

II. 3. 2. 3 La force magnétique entre aimant permanent et supraconducteur

Dans l'interaction entre un aimant permanent et un supraconducteur, la force magnétique d'interaction est due principalement aux courants supraconducteurs et le champ magnétique produit par l'aimant permanent [Xia07][Kos96]. Cette force, dépend de plusieurs facteurs, tels que, les facteurs géométriques du système (HTC, aimant permanent), la surface du champ aimanté de l'aimant permanent, la densité du courant critique, la région de pénétration de \vec{J}_C , etc..., L'expression de cette force est donnée par :

$$\vec{F} = \int_V \vec{J} \times \vec{B}_r . dV \quad (\text{II. 39})$$

Dans notre application, le supraconducteur est de forme cylindrique. Pour les applications monodimensionnel, la force de lévitation verticale est donnée par :

$$\vec{F} = 2\pi h_{SC} \int_0^{R_{SC}} \vec{J} \times \vec{B}_r r dr \quad (\text{II. 40})$$

Selon la distribution du courant discrète, l'expression de la force se ramène à :

$$F = 2\pi h_{SC} \sum_{i=1}^N J_i B_{ri} r_i \Delta r_i \quad (\text{II. 41})$$

II. 4 CONCLUSION

Ce chapitre a été consacré à la présentation de deux modèles :

- le premier est un modèle magnétostatique dans un milieu où les charges magnétiques sont dues à la présence d'un aimant permanent.
- Le deuxième modèle est le modèle magnétodynamique axisymétrique dans les matériaux supraconducteurs. La formulation en potentiel magnétique \vec{A} a été utilisée.

Nous avons aussi présenté les formulations qui permettent de calculer la force d'interaction verticale produite entre aimant-aimant et entre aimant à supraconducteur.

Dans le chapitre suivant, nous présenterons les méthodes numériques utilisées pour résoudre le système d'équations non linéaires, caractéristiques des phénomènes physiques traités.

III. 1 INTRODUCTION

Dans les domaines de l'électromagnétisme, les phénomènes physiques sont souvent décrits par des équations aux dérivées partielles (EDPs) parfois non linéaires, complexes à résoudre.

Sous certaines hypothèses simplificatrices, elles peuvent se transformer en équations différentielles ordinaires. Une solution analytique peut être alors utilisée.

Dans ce chapitre, nous présentons une méthode numérique pour calculer l'intégrale d'une fonction et les différents techniques de résolution des systèmes d'équations non linéaires.

III. 2 FORMULE DES TRAPEZES

Il est naturel d'espérer une valeur plus exacte de l'intégrale définie si l'on remplace la courbe donnée par une ligne brisée inscrite [PIS80]. On prend alors au lieu de l'aire des trapèzes curviligne $aABb$ la somme des aires des trapèzes rectangles dont les cordes $AA_1, AA_2, \dots, A_{m-1}B$ figurant parmi les côtés. Les aires de ces trapèzes étant successivement

$$\frac{y_0 + y_1}{2} \Delta x, \frac{y_1 + y_2}{2} \Delta x, \dots, \frac{y_{m-1} + y_m}{2} \Delta x$$

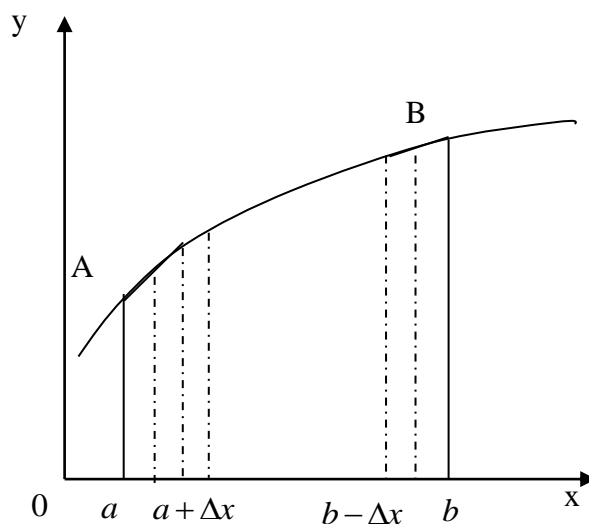


Figure (III. 1) : Aires des trapèzes

$$\int_a^b f(x) \approx \frac{b-a}{m} \left(\frac{y_0 + y_m}{2} + y_1 + y_2 + \dots + y_m \right) \quad (\text{III. 1})$$

La formule (III. 1) est la formule des trapèzes

Le nombre m est pris arbitrairement. Plus m est grand alors, les segments Δx sont petits, plus est précise l'approximation fournie par l'expression du second membre de l'égalité approchée. Nous utilisons cette méthode pour déterminer les intégrales des formules de l'induction et le potentiel de l'aimant dans l'espace sans obtenir leurs solutions analytiques.

III. 3 METHODES DE RESOLUTION DES SYSTEMES D'EQUATIONS ALGEBRIQUES

Pour la résolution des systèmes d'équations algébriques linéaires, obtenus après avoir appliqué la discrétisation de la formule (II. 37) dans chaque point de l'axe or , il existe deux grandes catégories de méthode de résolution :

- Les méthodes directes,
- Les méthodes itératives.

III. 3. 1 Méthodes directes

Ces méthodes conduisent à une solution en un nombre fini d'étape (éventuellement grand), cependant, comme l'ordinateur représente chaque nombre par un ensemble limité de digits, les méthodes directes sont précises mais demandant beaucoup d'espace mémoire et de temps de calcul [PIS80].

III. 3. 2 Méthodes itératives

Pour les matrices d'ordre élevé, comportant de nombreux éléments nuls (matrices creuses), on utilise des méthodes itératives qui font passer d'un estimé $X^{(k)}$ de la solution à un autre estimé $X^{(k+1)}$ de cette solution, s'il y'a convergence, la solution n'est atteinte qu'après un nombre d'itérations. Parmi ces méthodes, nous citons les méthodes linéaires :

III. 3. 2. 1 Méthode de Jacobi

Elle est basée sur la transformation du système $[A] [X] = [B]$ en :

$$X_i^{(k+1)} = \frac{\left[b_i - \sum_{j=1}^n a_{ij} X_j^k \right]}{a_{ij}} \quad ; (i \neq j), i=1,2,\dots,n \quad (\text{III. 2})$$

On estime une valeur arbitraire initiale X_i^0 pour ($k = 0$), le calcul sera arrêté si $|X_i^{(k+1)} - X_i^k| < pr$, dans le cas d'une précision absolue et $\frac{|X_i^{(k+1)} - X_i^k|}{X_i^k} < \varepsilon$ dans le cas d'une précision relative.

III. 3. 2. 2 Méthode de Gauss Seidel

Cette méthode consiste à transformer le système $[A] [X] = [B]$ en :

$$X_i^{(k+1)} = \frac{\left[b_i - \sum_{j=1}^{(i-1)} a_{ij} X_j^{(k+1)} - \sum_{j=(i+1)}^n a_{ij} X_j^k \right]}{a_{ij}} \quad ; i=1,\dots,n \quad (\text{III. 3})$$

En donnant aux inconnues X_i^k des valeurs arbitraires initiales X_i^0 pour ($k = 0$).

Le processus sera arrêté si : $\frac{|X_i^{(k+1)} - X_i^k|}{X_i^k} < pr$ dans le cas d'une précision relative [PIS80].

pr: Précision imposée par l'utilisateur.

III.3. 2. 3 Méthode de relaxation

Pour les cas très non linéaire, on utilise un coefficient de sous relaxation α

$$X_i^{(k+1)} = X_i^k + \alpha (X_i^{(k+1)} - X_i^k)$$

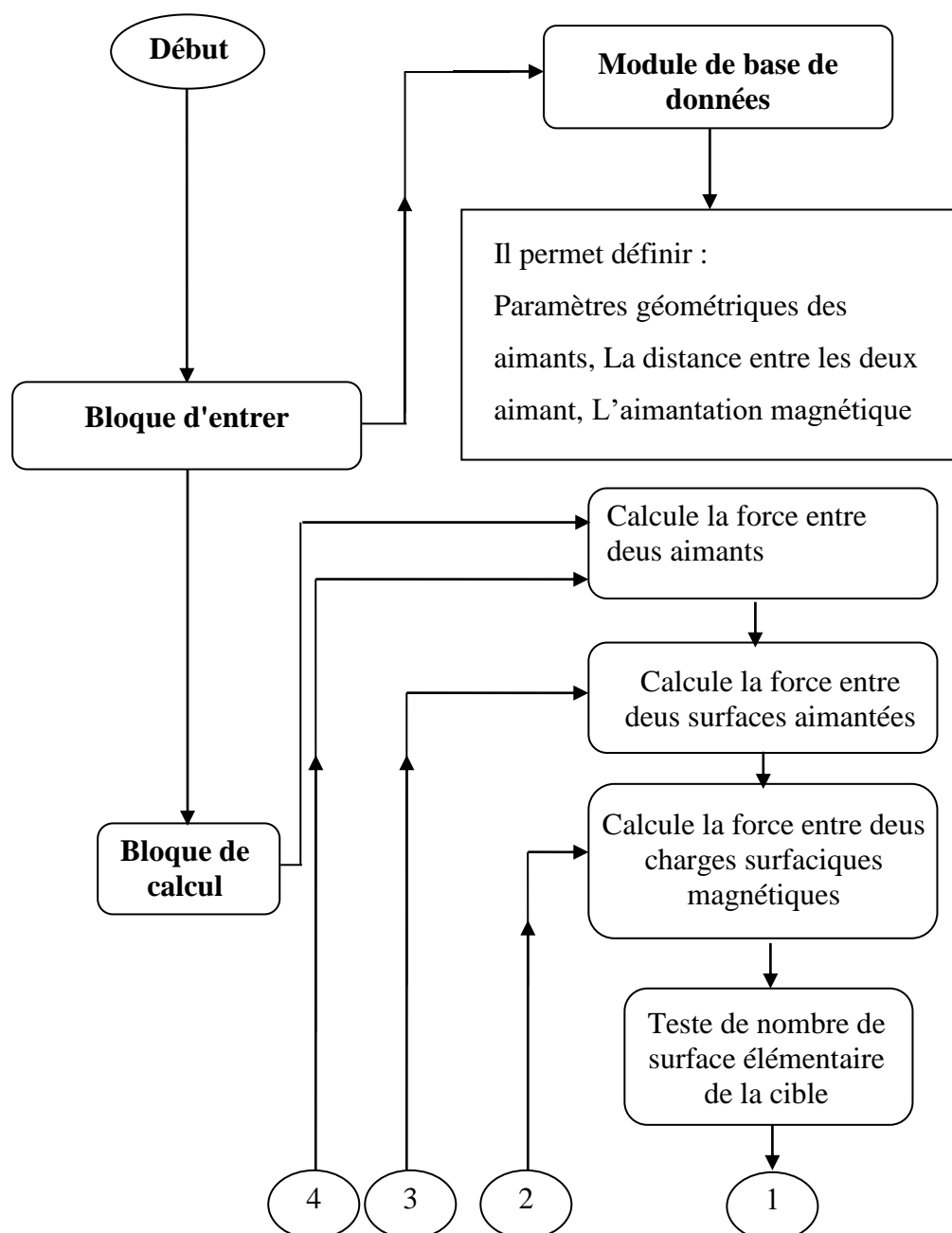
III. 4 ALGORITHME DE RESOLUTION

Après avoir donné les modèles numériques de calcul, l'étape suivante consiste à implémenter le code de calcul sous l'environnement MATLAB. Cet environnement présente de nombreux

avantages tels que le calcul matriciel, l'interface graphique, la technique des matrices creuses qui permet la réduction du temps de calcul et celui de l'utilisateur.

Un code de calcul basé sur les modèles numériques est développé. Ce code de calcul est réalisé à partir des sous modules effectuant chacun une tâche différente. Chaque module est réalisé par un programme interactif.

Les figures (III. 6. a, b) présente l'organisation du code de calcul utilisé pour la résolution des équations électromagnétiques (magnétostatique et magnétodynamique). Ce code de calcul est constitué de trois bloques principaux ; Blocue d'entrée, Blocue de résolution et Blocue de sortie.



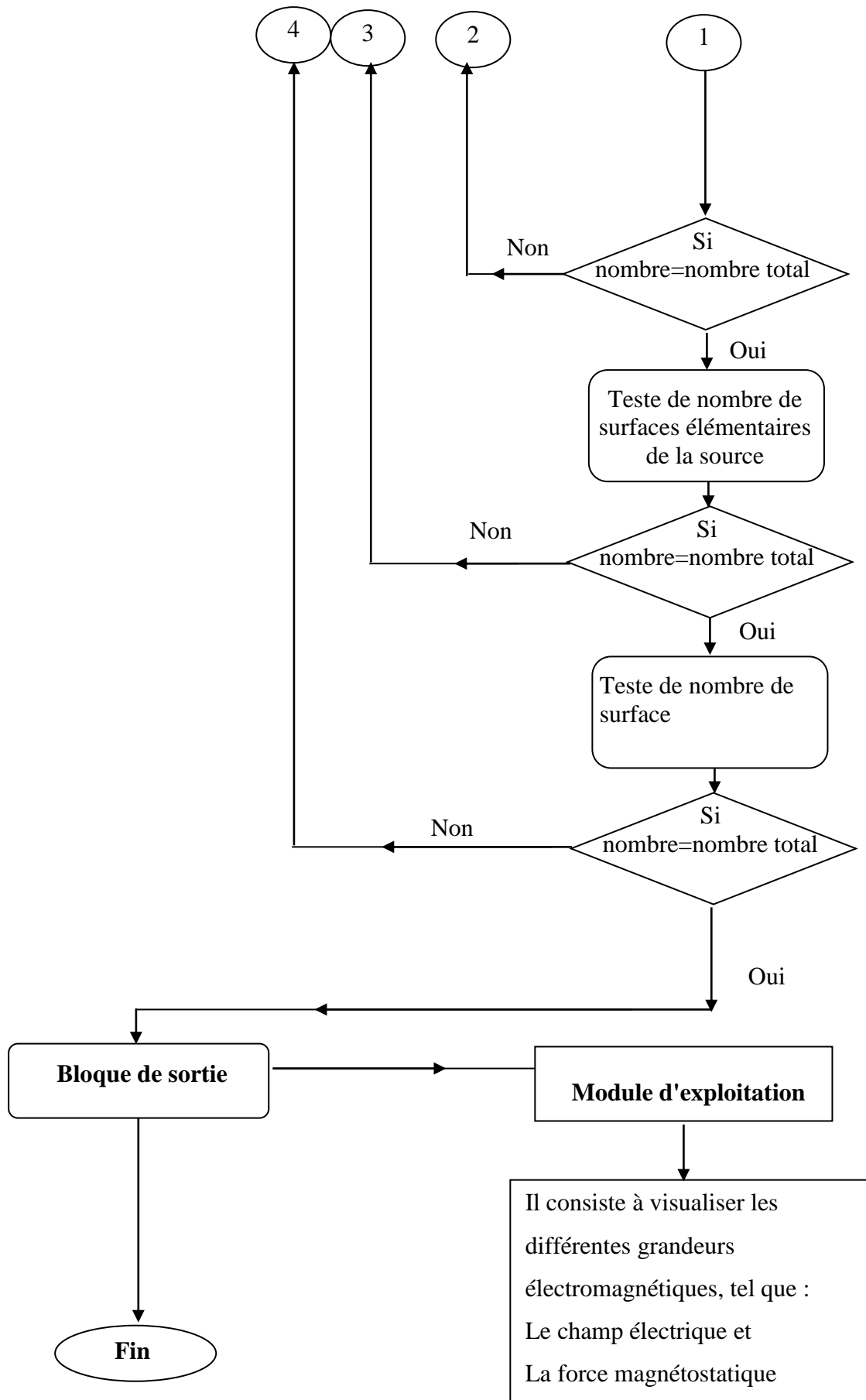
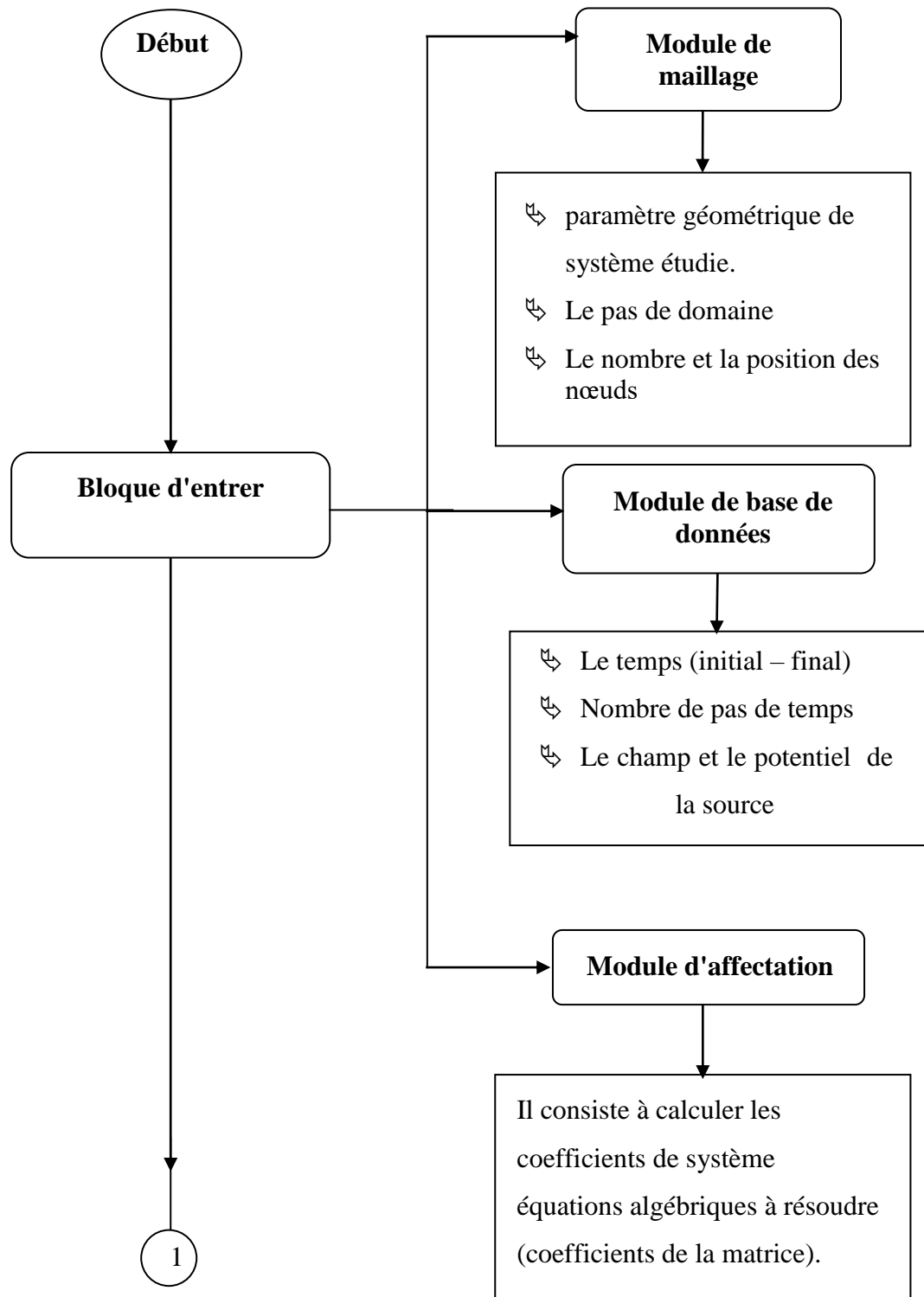


Figure (III. 2, a) : Algorithme de résolution du code de calcul pour le model magnétostatique

Pour le modèle magnétodynamique la procédure est compliquée à cause de la valeur de la conductivité du supraconducteur d'après le modèle de flux flow et creep qui n'est pas constante, d'une part et d'autre, il faut injecter à chaque instant de calcul les valeurs du champ et du potentiel de l'aimant permanent après leur déplacement.



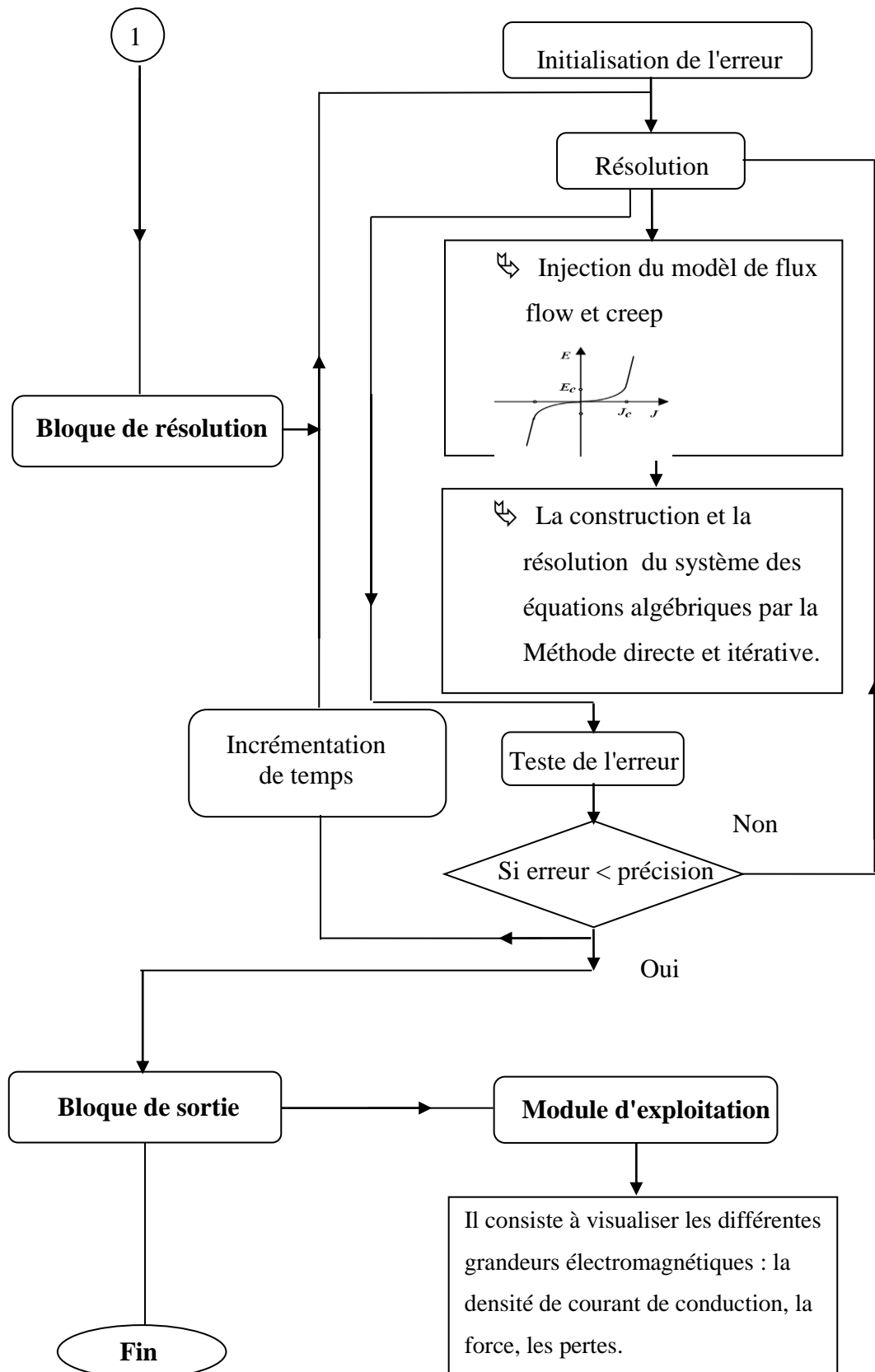


Figure (III. 2, b) : Algorithme de résolution du code de calcul pour le modèle magnétodynamique

III. 5 CONCLUSION

Dans ce chapitre, les équations électromagnétiques (magnétostatique, magnétodynamique) ont été discrétisé et calculé d'après leurs formules analytiques.

La procédure utilisée pour calculer la force magnétostatique est caractérisée par un nombre d'itérations et un temps de calcul fixe, ces derniers sont en fonction au nombre de maillage de la surface de l'aimant permanent.

Dans le cas du model magnétodynamique, la procédure est caractérisée par un nombre d'itérations et un temps de calcul variables à cause des méthodes numériques itératives.

La méthode itérative de Gauss a été utilisé pour traiter le cas non-linéaire, cette non linéarité est due à la caractéristique E-J dans les matériaux supraconducteurs (la conductivité est variable d'un point à l'autre). Nous avons utilisé aussi, la méthode directe pour résoudre le système d'équation ordinaire (potentiel magnétique-courant).

L'objectif du prochain chapitre est l'implémentation les deux procédures dans un code de calcul sous l'environnement Matlab.

IV. 1 INTRODUCTION

Plusieurs systèmes ont été proposés pour réaliser des suspensions magnétiques. Les plus utilisés sont les systèmes passifs qui exploitent les forces d'interactions produites par les aimants permanents communément [Furlani 93] ou par les forces d'interactions produites entre aimants permanents et matériaux diamagnétiques qui sont généralement des supraconducteurs de haute température critique HTC [HO00] (supraconducteur de type II). Pour les supraconducteurs de types I, la force de lévitation avec un aimant est une force toujours répulsive suivant l'Effet Meissner (aucune pénétration du champ). Cette propriété réduit leurs applications.

Par contre, pour les supraconducteurs de types II, les applications sont très variées puisqu'ils possèdent en plus des propriétés de type I d'autres propriétés qui leurs donnent des avantages pour des applications très prometteuses de la lévitation (surtout dans la zone mixte ($H_{c1} < H < H_{c2}$)). Dans cette zone, on peut avoir une force répulsive aussi bien qu'une force attractive.

Dans l'étude des systèmes de lévitation, il est important d'évaluer les forces d'interaction dans le but d'optimiser ces systèmes d'une part et d'autre part de déterminer les portées de ces systèmes.

Plusieurs travaux de recherche ont été proposés pour calculer les forces verticales d'interaction. La plupart de ces travaux sont basés sur l'utilisation des méthodes numériques tels que, la méthode des éléments finis [Yos94] ou la méthode des volumes finis [ALL09] et [ALL10]. Pour notre part, nous avons utilisé un calcul analytique plus simple. Ce calcul est utilisé pour calculer la force de lévitation magnétique produites entre disques magnétiques et puis utilisé pour calculer la force de lévitation entre un disque supraconducteur très mince et un aimant en tenant compte des effets de la variation du flux sur le courant critique J_c . La validité du modèle proposé est justifiée par une étude comparative entre les résultats obtenus à partir du modèle proposé et ceux obtenus par des essais expérimentaux obtenues dans la littérature [Kos94] [Kos96].

IV. 2 CALCUL DE FORCE DE LEVITATION ENTRE AIMANT- AIMANT

IV. 2. 1 Description du système

Dans notre travail, nous nous sommes intéressés à l'étude des paliers magnétiques passifs. Dans ce type de palier, l'aimant permanent est considéré comme source d'énergie. Deux

méthodes peuvent être utilisées pour la modélisation des aimants permanents ; la première est basée sur le remplacement de l'aimant par une succession de spires traversées par un courant (modèle Ampérien) [HO00] et la seconde est basée sur l'hypothèse le remplacement de l'aimant par une distribution équivalente de charges magnétiques (modèle Coulombien) [Ban98]. Ainsi on peut calculer la force d'interaction entre ces distributions.

Pour notre part, nous avons choisi le deuxième modèle décrit dans le chapitre II pour calculer l'induction et la force magnétique. Nous présentons dans cette partie les résultats obtenus à partir du modèle proposé dans la figure (II. 2). Les données géométriques et physiques des aimants sont données dans le tableau (IV. 1).

Propriété physique et géométrique	valeur
Aimantation M	4.3×10^5 A/m,
Rayon R	4 cm
Épaisseur h	1 cm

Tableau (IV. 1) : Propriétés géométriques et physiques de l'aimant permanent [Fur01].

IV. 2. 2 Résultats

Les résultats à caractère magnétique présentés sont, respectivement :

- la répartition spatiale du champ d'induction magnétique \mathbf{B} à l'extérieur de l'aimant permanent (Figure 1)
- la répartition spatiale de la composante verticale de l'induction magnétique \mathbf{B}_z dans le plan situé à $z = 0.3$ mm au dessus de l'aimant.
- la variation de la composante radiale de l'induction magnétique \mathbf{B}_r dans le plan situé à $z = 0.3$ mm au dessus de l'aimant.
- la force d'interaction verticale en fonction de l'écart séparant les deux aimants.
- la force d'interaction verticale en fonction de l'aimantation M .
- la force d'interaction en fonction du diamètre de l'aimant.
- la force d'interaction en fonction de l'épaisseur de l'aimant.

Si on applique la méthode des trapèzes sur la formule de l'induction magnétique on obtient les résultats qui sont illustrés sur les figures (IV.1,2,3).

Cette méthode est efficace pour l'optimisation géométrique de l'aimant permanent (hauteur et diamètre) c'est à dire, on fait varier les paramètres de l'aimant pour obtenir la valeur de induction magnétique de l'espace.

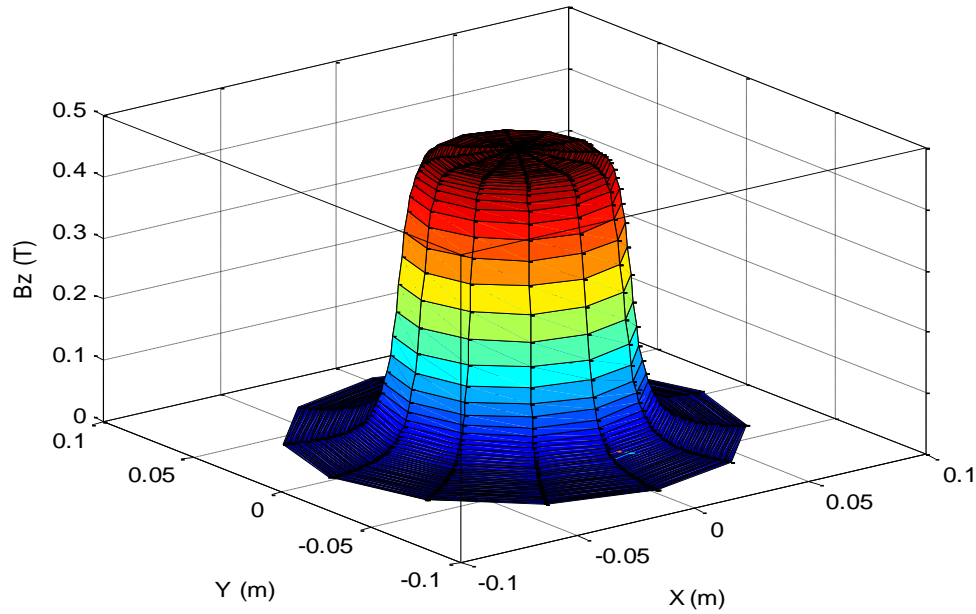


Figure (IV. 1) : la composante B_z d'un aimant permanent dans le plan $z=0.3\text{mm}$

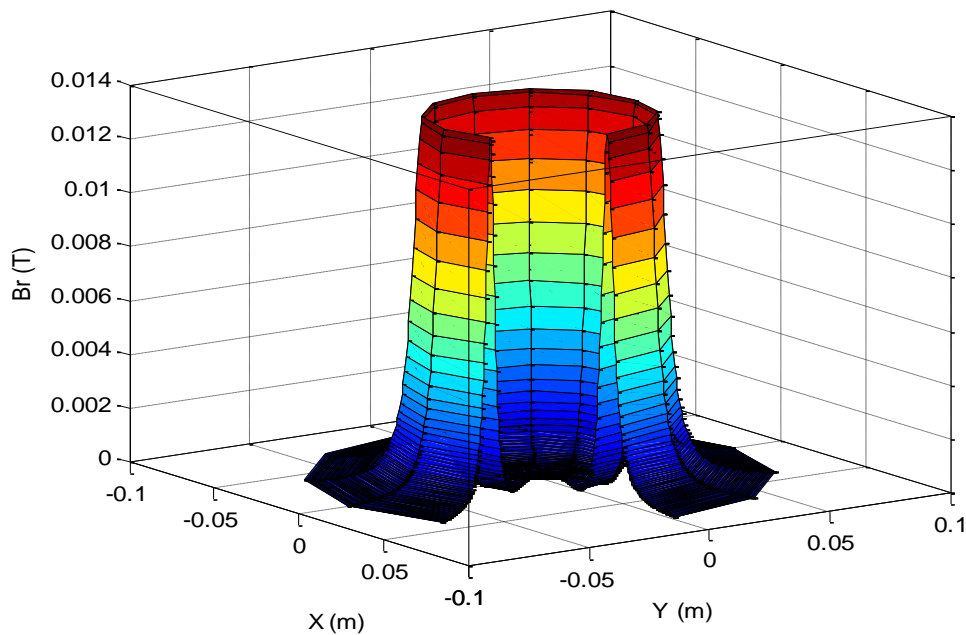


Figure (IV. 2) : la composante B_r d'un aimant permanent dans le plan $z=0.3\text{mm}$

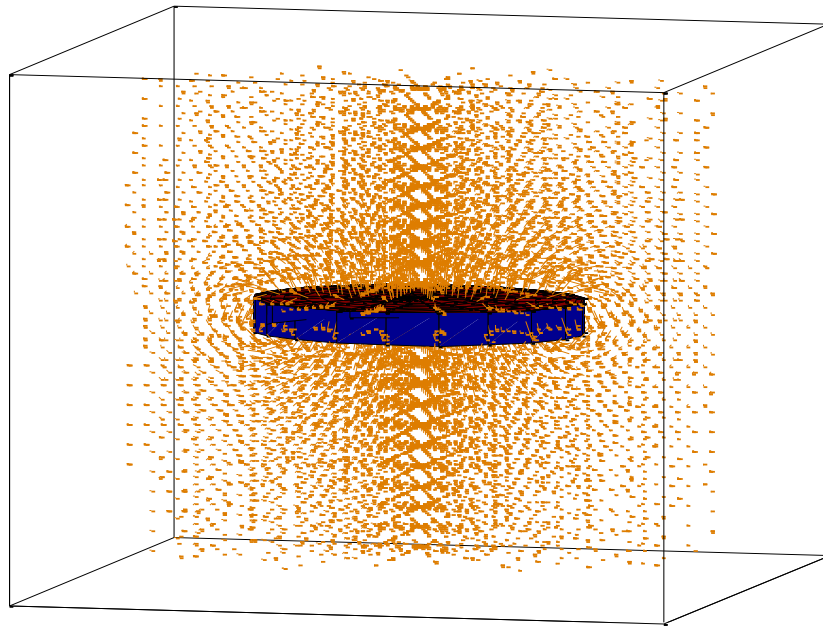


Figure (IV. 3) : la répartition spatiale du champ d'induction magnétique \mathbf{B} à l'extérieur de l'aimant permanent

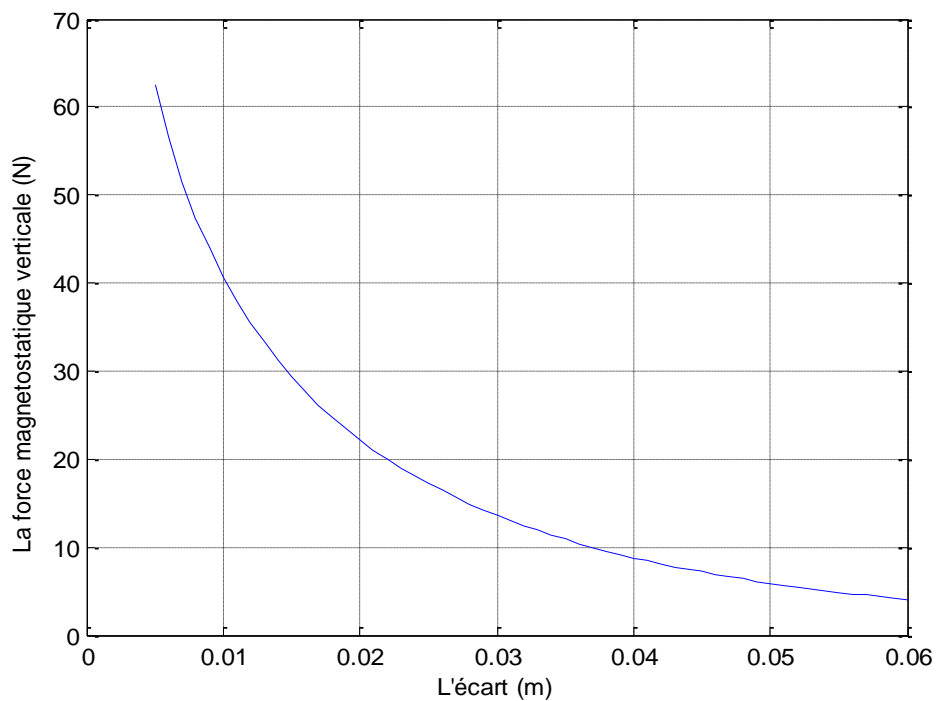


Figure (IV. 4) : la force magnétique

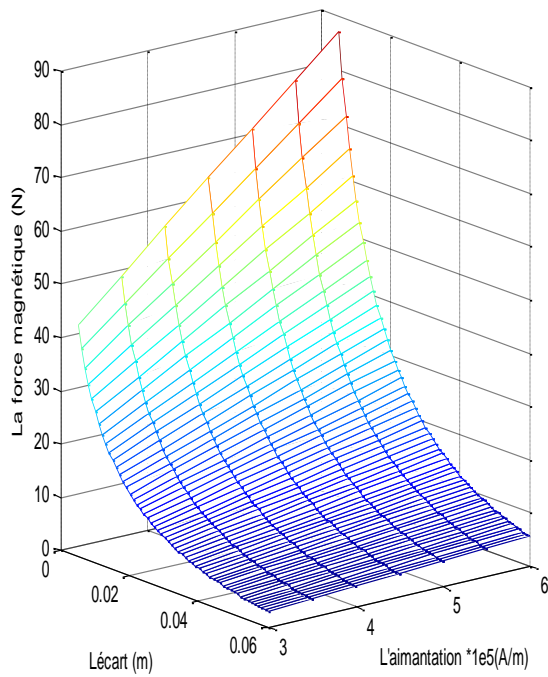


Figure (IV. 5. a) : la force magnétique en fonction de l'aimantation de l'un des aimants.

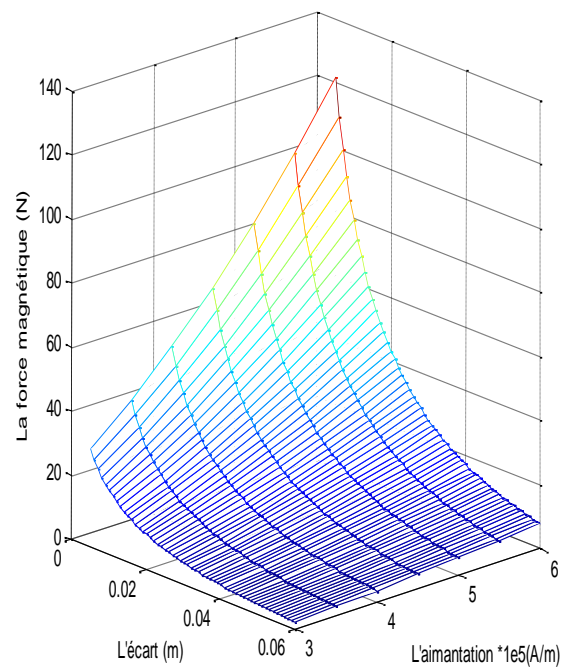


Figure (IV. 5. b) : la force magnétique en fonction de l'aimantation des deux aimants.

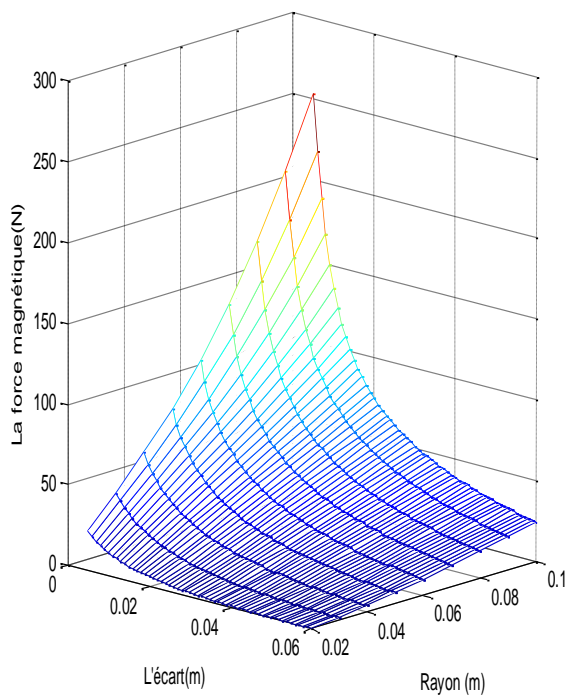


Figure (IV. 6) : la force magnétostatique en fonction du rayon.

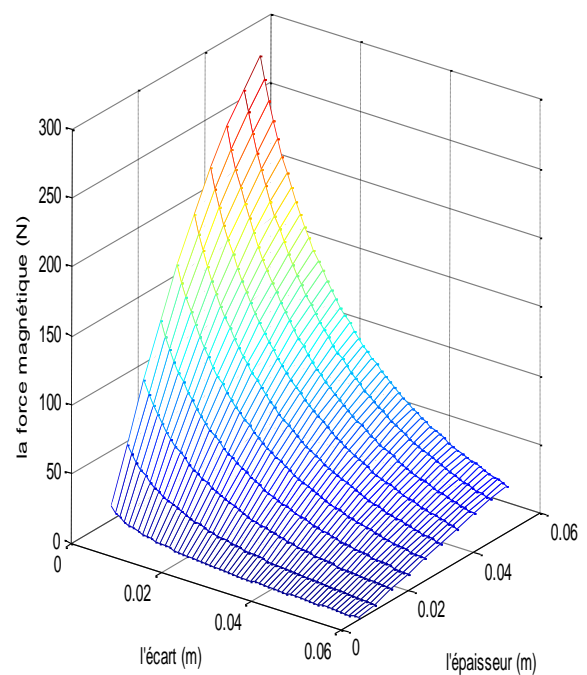


Figure (IV. 7) : la force magnétostatique en fonction de l'épaisseur.

La valeur de la force est évaluée par l'équation (II. 26). On constate que la valeur de la force augmente inversement proportionnelle à l'écart entre les deux aimants. Cette force est indépendante de la dynamique (mouvement) du système de lévitation. La méthode des aires des trapèzes est un outil performant pour la résolution des équations de Maxwell de forme intégrale. Les figures (IV.5 a, b, .6, .7) montrent l'effet de l'augmentation de l'aimantation, du rayon et de la hauteur des aimants sur la valeur de la force magnétique de lévitation. La force de lévitation augmente en ordre un avec l'augmentation de l'aimantation et de l'épaisseur de l'un des aimants et en ordre deux avec l'augmentation simultanée de l'aimantation et de l'épaisseur des deux aimants puisque cette force est proportionnelle aux produits des aimantations et des volumes. L'augmentation du rayon fait augmenter la force en ordre deux et en ordre quatre pour le premier et le deuxième cas respectivement.

IV .3 CACUL DE FORCE D'INTERACTION VERTICALE ENTRE SUPRACONDUCTEUR-AIMANT

IV. 3. 1 Description du système

Le problème que nous allons étudier consiste à la résolution des équations (II. 9) du modèle magnétodynamique, Le dispositif étudié est illustré dans la figure (IV.8).

Dans ce dispositif d'étude, on considère un supraconducteur refroidi à 77 K fixé sur une table et un aimant permanent bougeant vert le supraconducteur avec une vitesse imposée constante (0.01225 m/s) pour atteindre un écart de 0.5 mm en deux secondes. L'écart initial initiale entre les deux aimants est de 25 mm (expérience de YOSHIDA et AL,). A partir de 2s l'aimant atteint l'écart minimal. Les données géométriques et physiques de l'aimant et du supraconducteur sont données dans le tableau (IV. 2).

Tableau (IV. 2) : Propriétés physiques et géométriques de l'aimant et du supraconducteur

Propriété physique et géométrique de l'aimant	Propriété physique et géométrique du supraconducteur
Aimantation M_0 : $6.7641 \cdot 10^5$ A/m	Hauteur : 2.5 mm
Epaisseur : 22.5mm	Rayon : 9 mm
Rayon : 12.5mm	Courant critique : $1.55 \cdot 10^7$ A/m ²
	champ électrique critique : 10^{-4} V/m
	Résistivité de Flux Flow : 10^{-10} Ω .m
	Potentiel de profondeur : 0.096 eV
	Constant de Boltzmann : $1.38022 \cdot 10^{-23}$

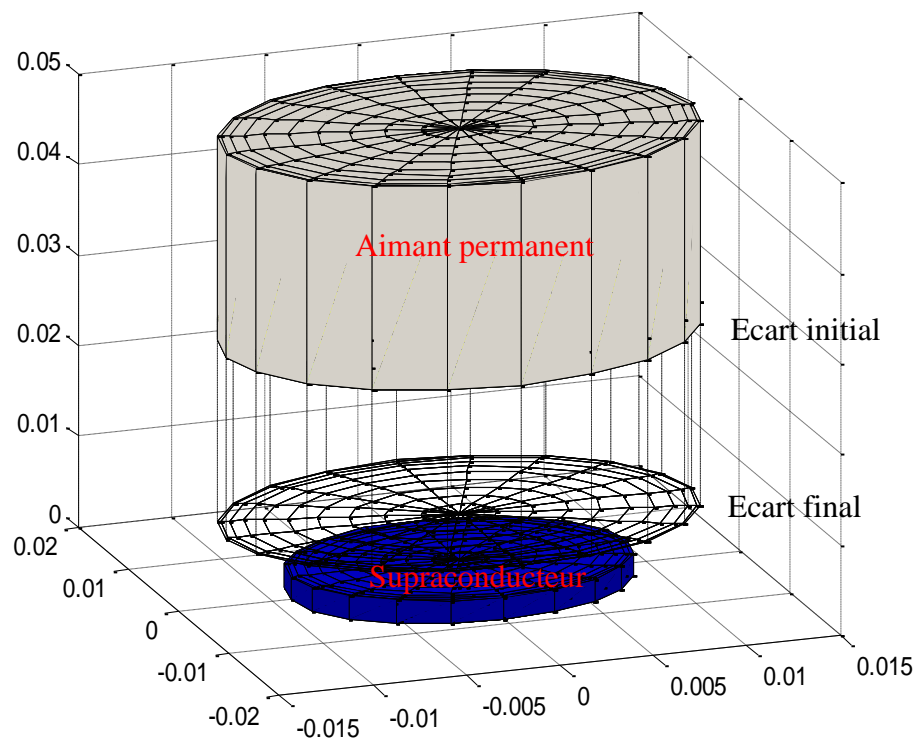


Figure (IV. 8) : system de lévitation magnétique: supraconducteur et aimant permanent

IV. 3. 2 Résultats

Nous présentons dans cette application les résultats obtenus après résolution de l'équation magnétodynamique II.37. La première partie est destinée à la validation des résultats obtenus. Ces résultats sont comparés avec les données expérimentales de YOSHIDA. Nous avons aussi calculé la densité de puissance. Pour la deuxième partie, le potentiel vecteur magnétique, le champ électrique, les courants induits dans le supraconducteur et la force d'interaction sont évalués pour cinq essais différents :

1. Influence du rayon de la pastille supraconductrice.
2. Influence de la vitesse du mouvement.
3. Influence de l'aimantation.
4. Essais hystérésis.
5. Influence du courant critique sur la surface d'hystérésis.

Dans la première partie, les figures (IV. 9), (IV. 10) et (IV. 11), montrent respectivement la variation spatio-temporelle des grandeurs du potentiel vecteur magnétique A , du champ électrique E et des courants induits dans le supraconducteurs J pour un premier test où l'aimant a son pôle nord en bas. On remarque, pour cette première partie qui est la partie de validation, que la valeur de ces grandeurs est de signe opposée pour les deux tests (négative pour le premier et positive pour le second). Par contre, la chose qui est très intéressante est que la force est toujours répulsive pour les deux tests, chose qu'on ne le trouve pas pour l'interaction entre aimants.

D'après ces figures, on remarque pour le premier test, que le potentiel vecteur magnétique pénètre complètement dans le supraconducteur avec une allure ressemblant à une parabole qui est concave du point de vue spatial et convexe de point de vue temporel : convexe montante dans les premiers instants (inférieurs à 2 secondes) et convexe descendante pour les derniers instants (supérieurs à 2 secondes). Le contraire s'applique pour un deuxième test où l'aimant a son pôle nord en haut.

Aux premiers instants, la valeur du champ électrique est nulle à l'intérieur du supraconducteur puis elle commence à augmenter progressivement de la surface vers l'intérieur au fur et à mesure que l'aimant approche le supraconducteur (Figure VI. 10).

On peut remarquer que la pénétration du courant n'est pas instantanée à cause du mouvement des vortex. Quand l'aimant permanent est loin du supraconducteur, la valeur du champ appliqué sur le supraconducteur est petite et la valeur du courant n'est pas significative. Et lorsque l'aimant approche le supraconducteur, le champ appliqué croît et les courants deviennent significatifs en pénétrant plus profondément. Et quand l'aimant atteint la distance minimale, la pénétration des courants est complète. La valeur du champ magnétique externe est supérieure à celui du champ critique.

A la distance minimale, l'aimant est arrêté pour un temps correspondant à 2 secondes, la variation du champ magnétique d'excitation devient nulle (absence d'excitation), et on observe une diminution des courants induits dû à l'effet résistif du régime flux flow. Au environ de 2.8 secondes, la valeur du courant devienne inférieure à J_c partout dans le supraconducteur et le supraconducteur est en régime du flux creep, caractérisé par une résistance faible, impliquant des pertes joules négligeables. Dans ce régime, on remarque que le courant atteint une valeur presque constante dans tout le supraconducteur.

Par contre la valeur de la conductivité électrique se comporte d'une façon tout à fait contraire Figure (IV. 12). La conductivité atteint des valeurs très importantes ($\sim 10^7$ fois celle du cuivre) avec une très grande non linéarité. Du point de vu spatial, cette grande valeur de la

conductivité implique une pénétration accrue de la densité de courant dû à un effet de peau très important par rapport à un comportement normal des conducteurs qui ont une pénétration de forme exponentiel (Bessel dans le cas axisymétrique). Quand l'aimant approche le supraconducteur, la conductivité diminue de 10^3 fois ($\sim 10^4$ fois celle du cuivre) et la pénétration a une forme exponentielle approchant l'état normal. D'après cette figure, on peut distinguer deux zones différentes de pénétration de courant: la zone de pénétration exponentielle accrue où la densité de courant est supérieure à celle du courant critique (régime flux flow) et la zone de pénétration modérée où la densité de courant est inférieure à celle du courant critique (régime flux creep) (Figure IV 11). Puis la densité du courant augmente d'une manière exponentielle jusqu'à ce que l'aimant s'arrête. Après la densité du courant diminue d'une manière caractérisée par une exponentielle modérée (absence de source). La figure VI. 13 montre la densité de puissance qui approche l'allure du champ électrique.

Du point de vue spatio-temporel, quand l'aimant s'approche du supraconducteur, la variation du champ magnétique force la création des courant induits qui deviennent très importants d'une manière rapide et on voit apparaître une zone de transition dans la zone flux creep caractérisée par un point d'inflexion de la conductivité électrique ou un extremum (minimum) de la variation de la conductivité électrique en fonction de la densité du courant (Figure IV. 17). Ce point d'inflexion est caractérisé par une densité de courant appelée courant de transition J_t qui est caractérisé par l'expression mathématique suivante :

$$\frac{d^2 \sigma}{dJ^2} = 0$$

Du point de vue générale, la zone de transition est caractérisée par l'augmentation ou la diminution de la valeur de la densité de courant par rapport à la valeur absolue de J_c (Figure VI. 18). Dans notre modèle, la valeur de la densité de courant de transition est égale à 2.10^6 A/m² environ (Il faut remarquer que la densité de courant de transition J_t est différent de la valeur de la densité de courant critique J_c).

La valeur de la force magnétique augmente lorsque l'aimant s'approche du supraconducteur jusqu'à une valeur de 1.76 N correspondant à un écart minimal aimant-supraconducteur. A partir de ce moment, la force diminue du faite de la diminution des courants induits dans le supraconducteur dû à l'effet résistif résultant du mouvement des vortex (VI.15).

Dans la figure (IV.16), on représente la variation temporelle de la force obtenue par les résultats numériques. Ces résultats sont comparés aux essais expérimentaux de YOSHIDA et Al. L'allure de cette courbe approche la courbe expérimentale mais avec une certaine précision qui est acceptable pour notre modèle numérique.

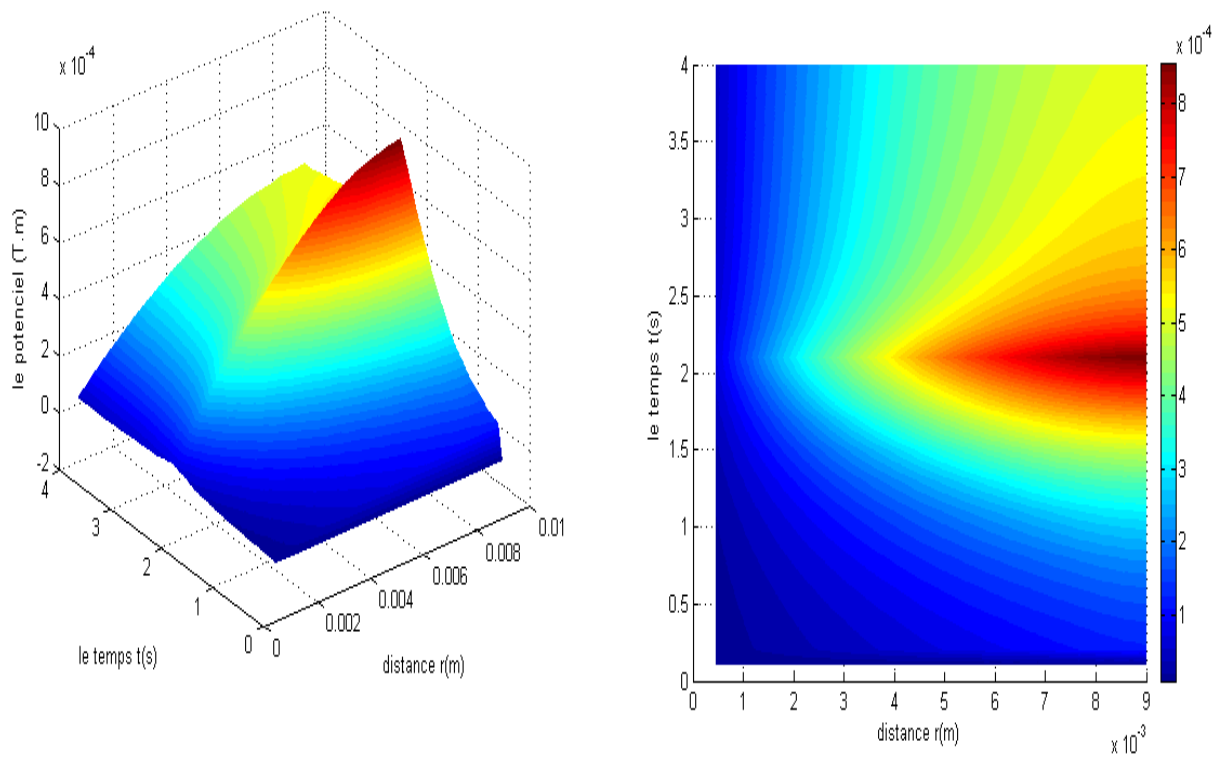


Figure (IV. 9) : Répartition du potentiel vecteur magnétique A

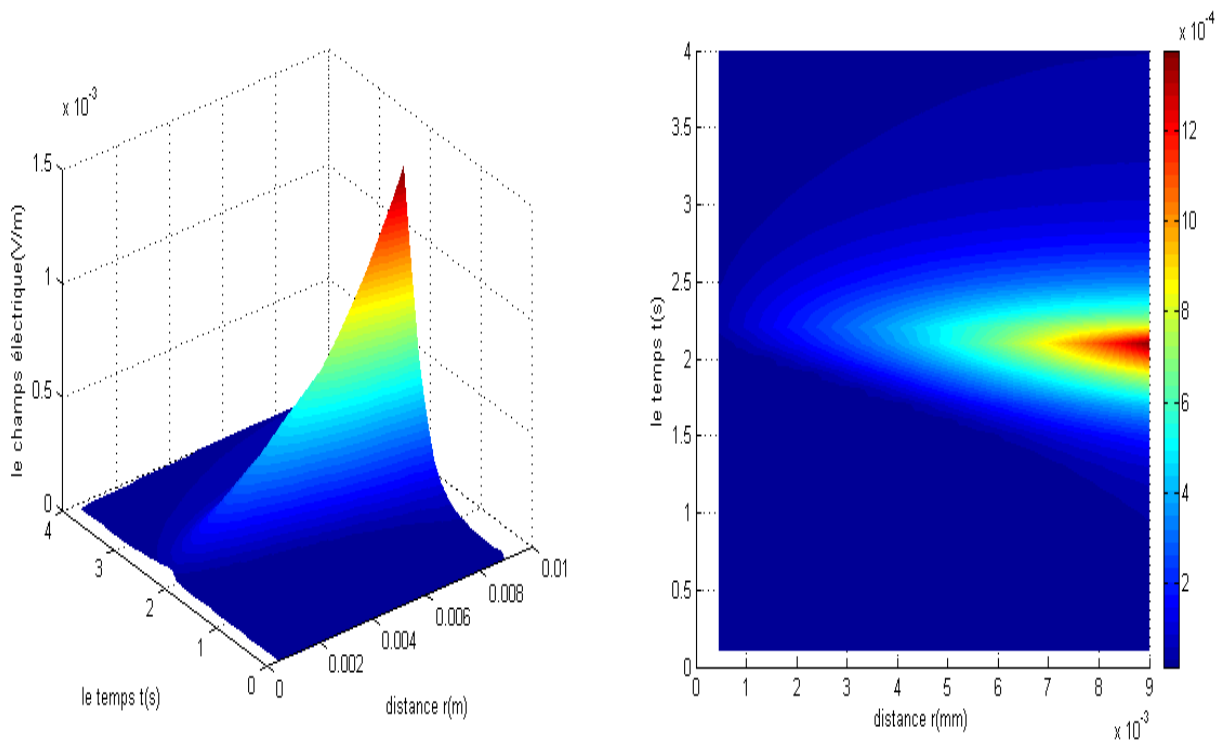


Figure (IV. 10) : Répartition du champ électrique E

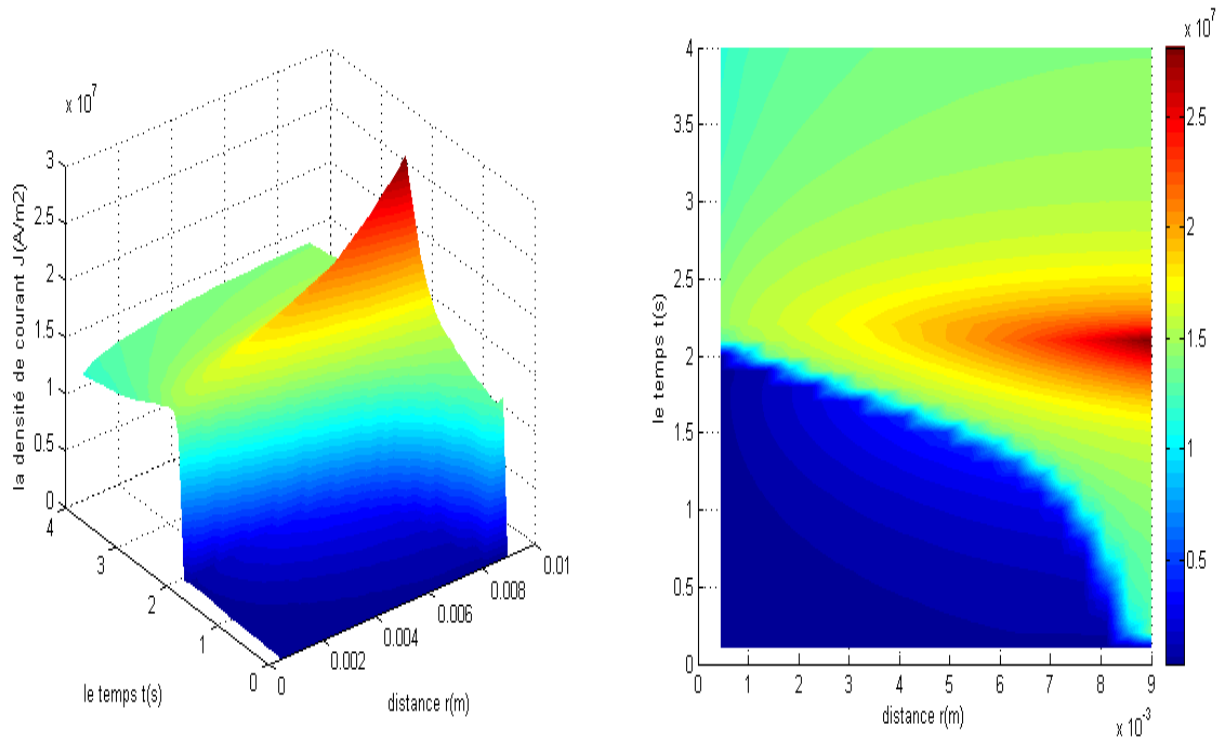


Figure (IV. 11) : Répartition du courant induits J

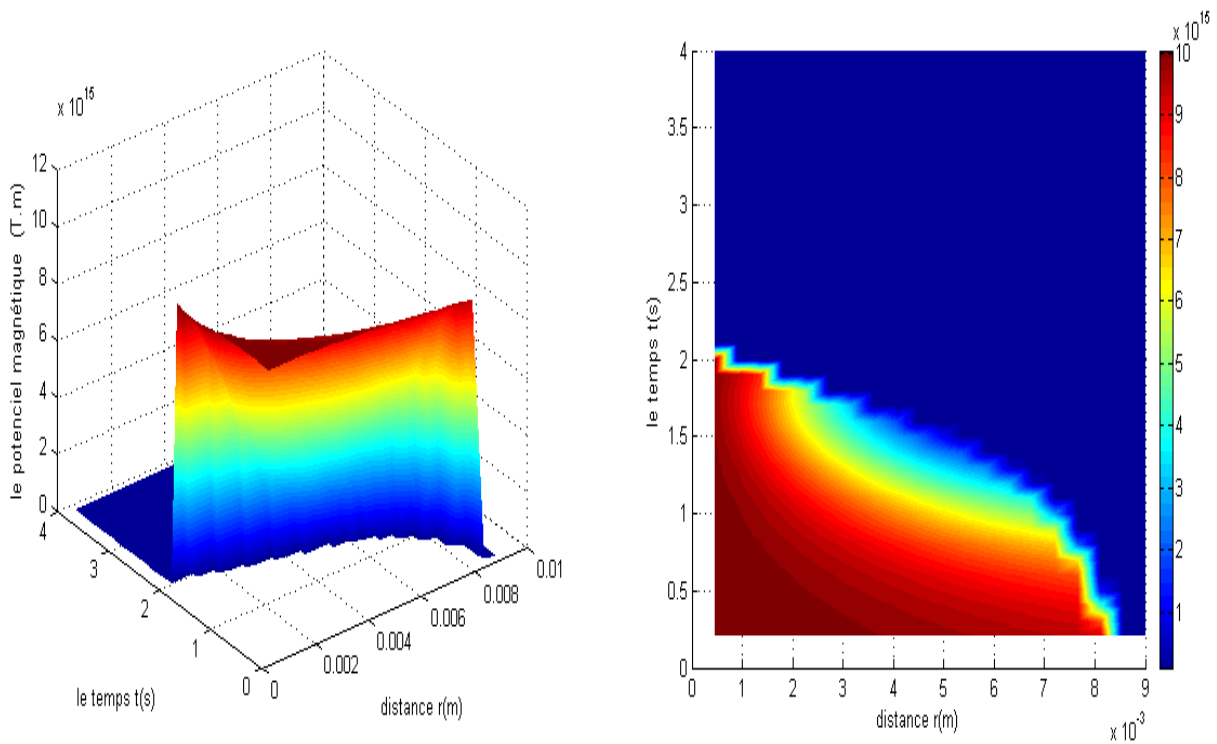


Figure (IV. 12) : Conductivité électrique

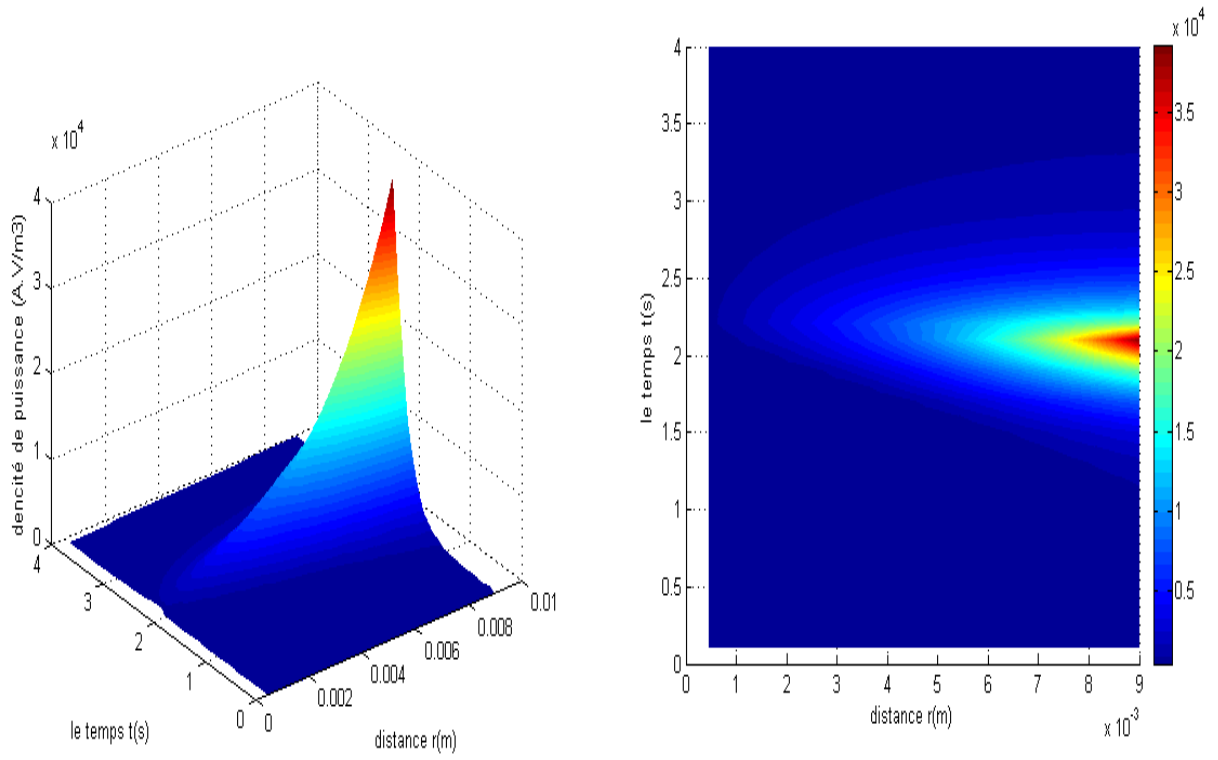


Figure (IV. 13) : Densité de puissance.

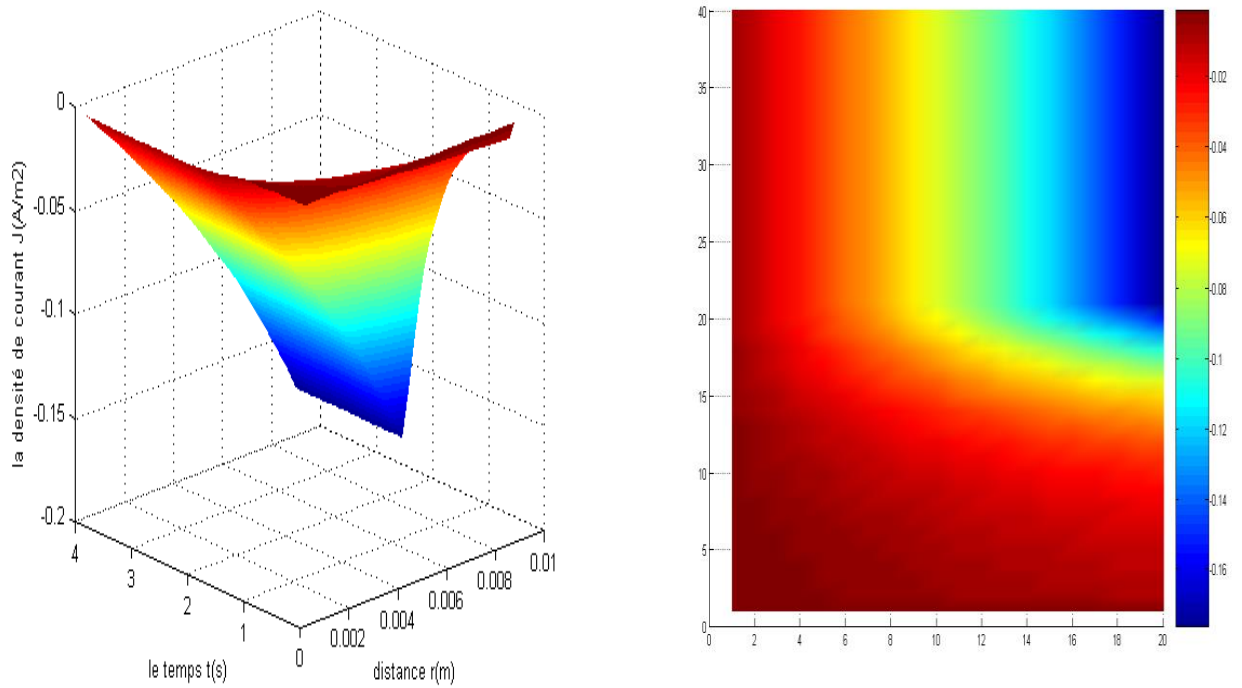


Figure (IV. 14) : Induction magnétique radiale Br

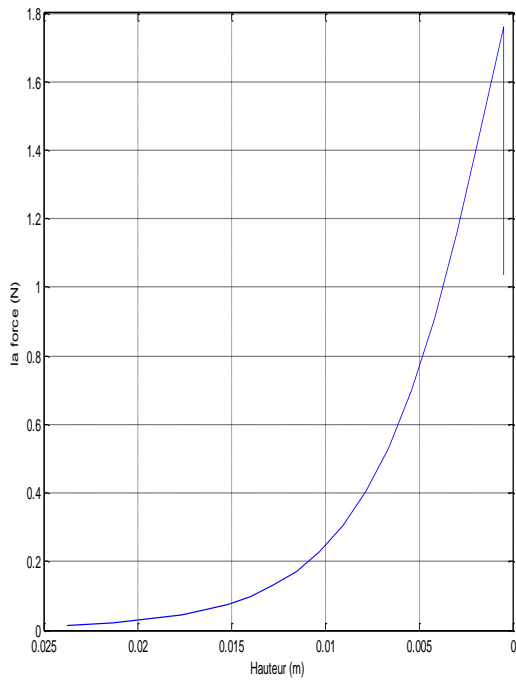


Figure (IV. 15) : Force magnétique de lévitation en fonction de l'écart

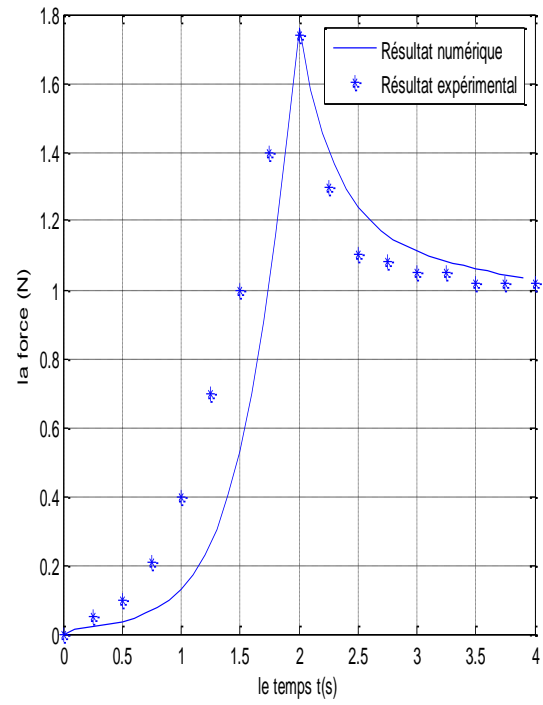


Figure (IV. 16) : comparaison entre le résultat numérique et expérimental

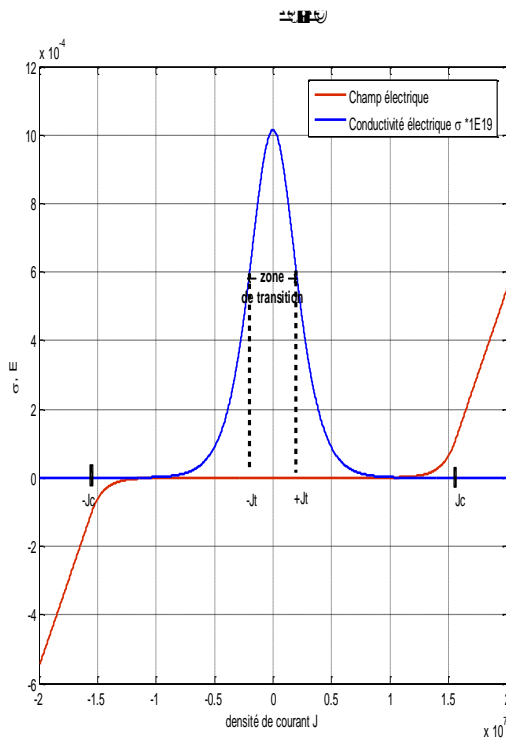


Figure (IV. 17) : Conductivité électrique et le champ électrique

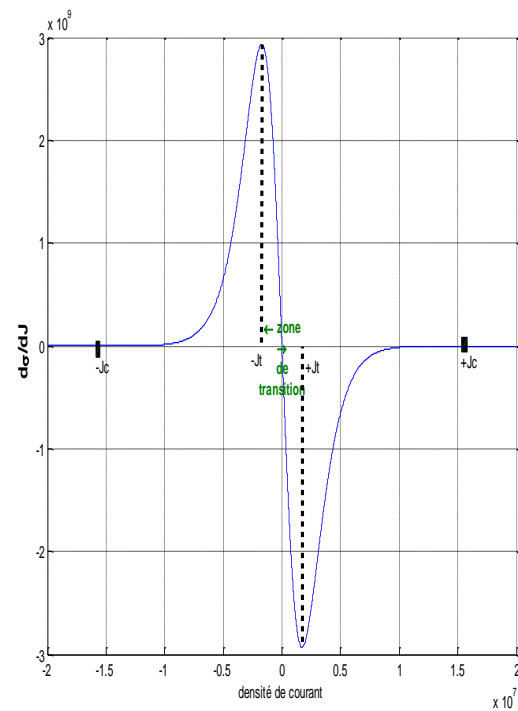


Figure (IV. 18) : variation de la conductivité électrique

IV. 3. 2. 1 Effet du rayon de la pastille supraconductrice

Pour voir l'effet du rayon de la pastille supraconductrice sur les grandeur électromagnétiques, on a fait des tests pour trois rayons différents (9 mm, 10 mm et 11 mm) tout en gardant les autres paramètres fixes (test de validation). D'après les figures obtenues, l'augmentation du rayon implique un volume plus grand et donc une surface parcourue par les courants plus grande. Puisque la variation du champ magnétique est la même on aperçoit une même amplitude de pénétration de la densité du courant induit à partir de la surface de la pastille (Figure IV 19). Par contre l'induction magnétique radiale qui intervient dans l'évaluation de la force est plus grande en amplitude à la surface qu'au centre (Figure IV 20) et c'est cette valeur de l'induction magnétique qui fait la différence dans la force cela implique une force plus grande pour un rayon plus grand (Figure IV 21). Donc, on peut constater que la force maximale de lévitation croit linéairement. L'augmentation du rayon de la pastille de 10 % fait augmenter la force de lévitation de 37 % en moyenne (Figure IV 22).

(a) : $R_{SC} = 9\text{mm}$

(b) : $R_{SC} = 10\text{mm}$

(c) : $R_{SC} = 11\text{mm}$

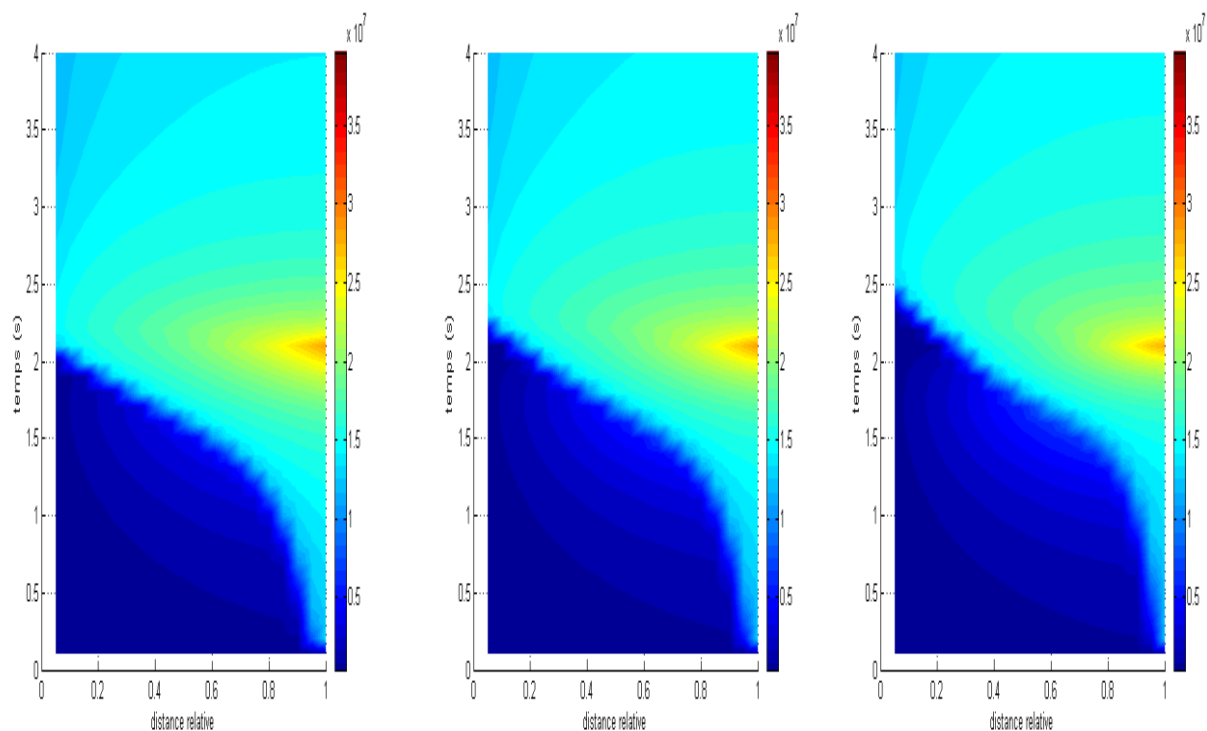


Figure (IV. 19): Répartition du courant électrique

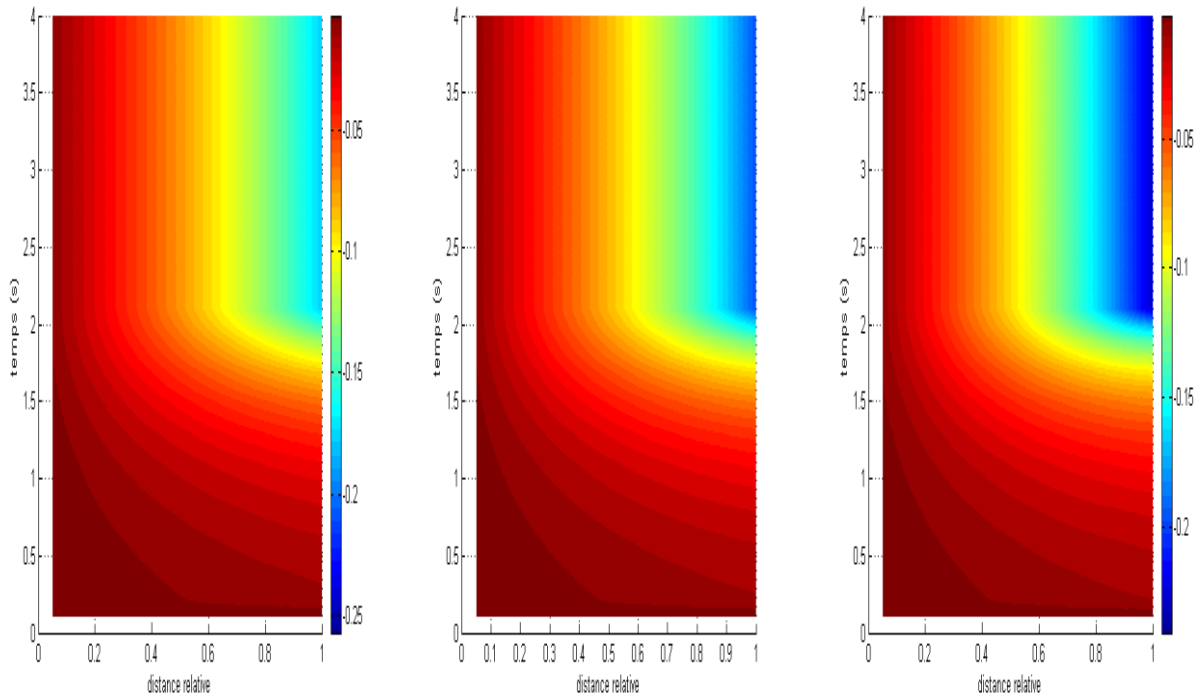


Figure (IV. 20): Induction magnétique radiale B_r

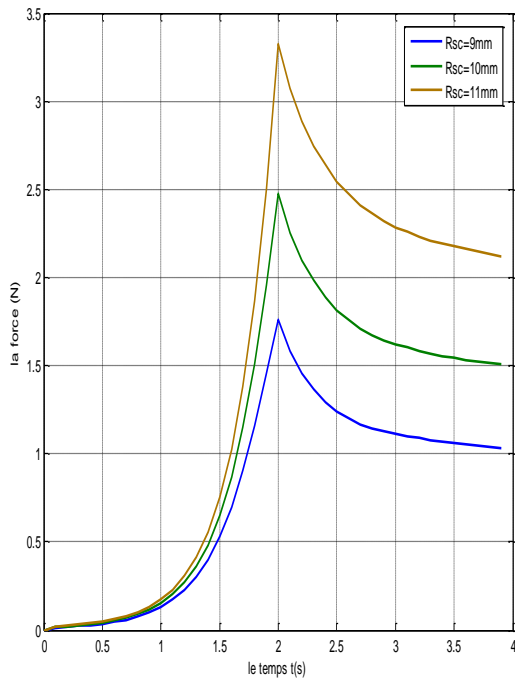


Figure (IV. 21): la force magnétique de lévitation

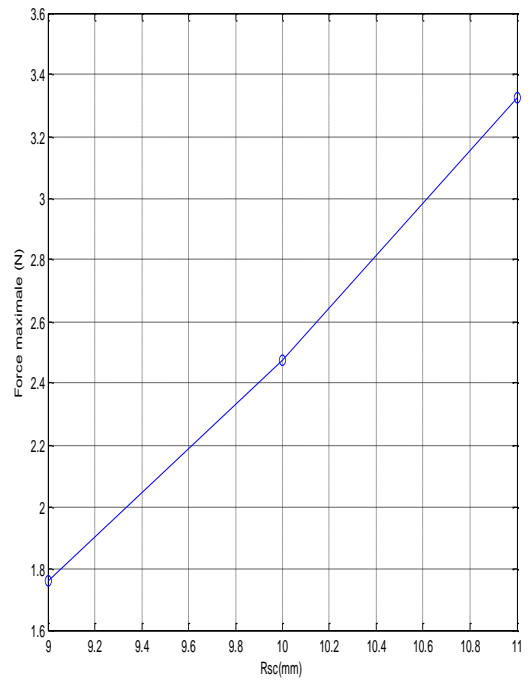


Figure (IV. 22): la force maximale en fonction de rayon de supraconducteur

IV. 3. 2. 2 Effet de la vitesse de mouvement

Dans cet essai, l'aimant s'approche de la pastille supraconductrice en parcourant la même distance avec trois vitesses différentes (0.01225 m/s, 0.0245 m/s et 0.049 m/s) tout en laissant les autres paramètres fixes (test de validation).

L'augmentation de la vitesse de mouvement diminue le temps du parcours de l'aimant et sa joue comme si on avait diminuer la période et augmenter la fréquence et cela se traduit par une augmentation de l'effet de peau c'est-à-dire c'est comme on avait diminuer l'épaisseur de peau (ou zone de pénétration des courants induits) et cela se traduit aussi par un retard temporel de la zone de transition d'une part et d'autre part cela se traduit par une augmentation du taux de variation du potentiel vecteur magnétique ou du champ électrique qui fait augmenter le module de la densité de courant (Figure IV 23).

On peut remarquer, que l'augmentation de la vitesse de 10 % n'influe pas beaucoup sur la valeur de la force de lévitation (1.5 % en moyenne par rapport à 37 % pour l'augmentation du rayon) (Figure IV 25). On remarque que le maximum de la force de lévitation sature lorsqu'on augmente la vitesse (Figure IV 26).

(a) : $v=0.01225$ m/s

(b) : $v=0.0245$ m/s

(c) : $v=0.049$ m/s

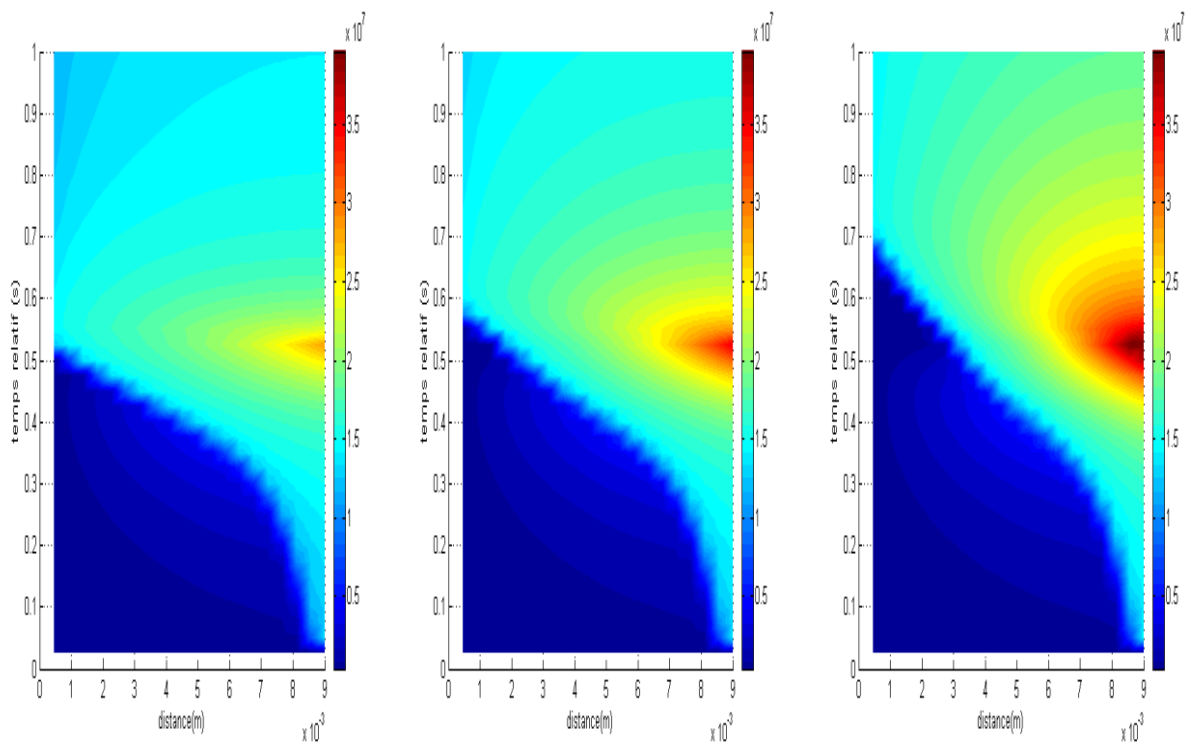


Figure (IV. 23): Répartition du courant électrique

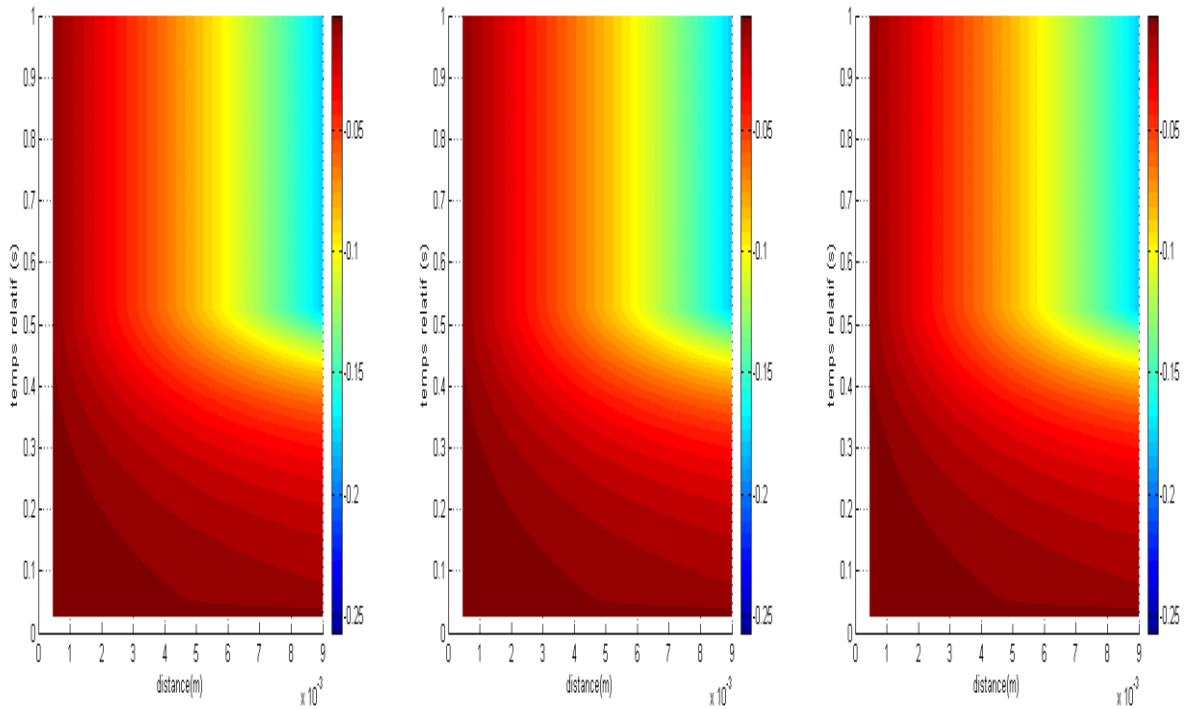


Figure (IV. 24): Induction magnétique radiale Br

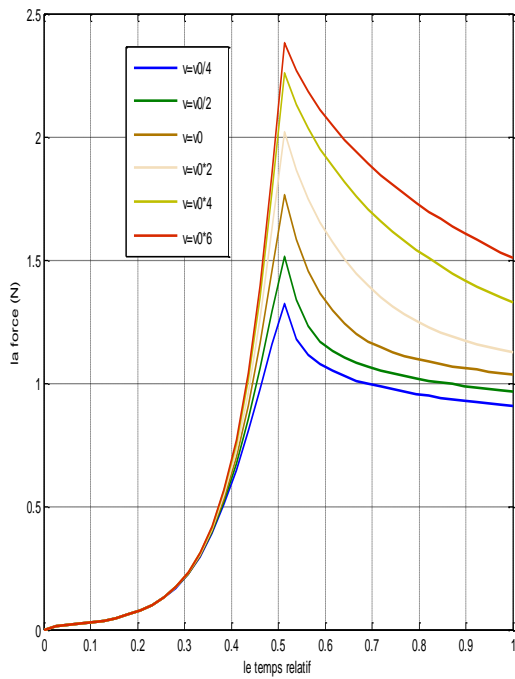


Figure (IV. 25): la force magnétique de lévitation

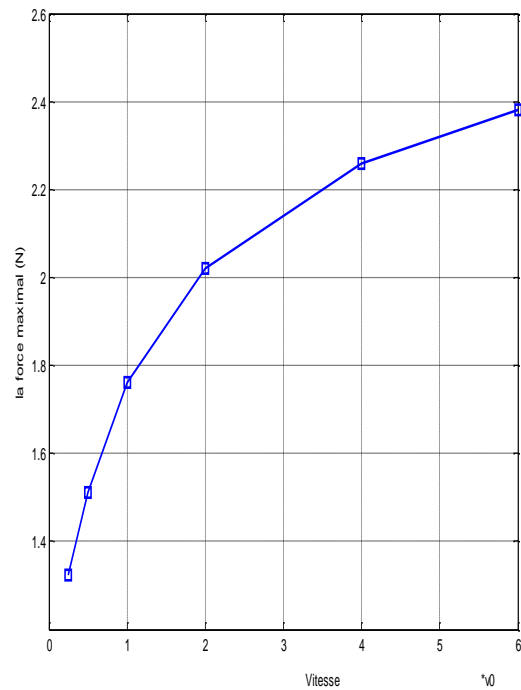


Figure (IV. 26): la force maximale en fonction de la vitesse

IV. 3. 2. 3 Influence de l'aimantation

Pour voir l'effet de l'aimantation de l'aimant sur les grandeur électromagnétiques, on a fait des tests pour des aimantations différentes (0.8 M_0 , M_0 , 1.2 M_0 , 1.4 M_0 et 1.6 M_0) tout en gardant les autres paramètres fixes (test de validation). La figure IV 27 montre la variation spatio-temporelle de la densité du courant et de l'induction magnétique pour une aimantation égale à M_0 , 1.2 M_0 et 1.4 M_0 respectivement. On voit qu'il n'y a pas un changement significatif de la densité des courants mais pour l'induction magnétique radiale qui rentre dans le calcul de force de lévitation ce changement apparaît clairement (Figure IV 28) et donc la force dépend fortement de l'aimantation à travers l'induction (Figure IV 29). Cette force croit linéairement pour de faibles valeurs de l'aimantation mais pour des valeurs grandes de l'aimantation l'allure devient parabolique (Figure IV 30).

L'aimantation de l'aimant n'est pas le seul facteur mais tous les paramètres liés à l'aimant influent sur la valeur de la force magnétique tels que le diamètre et hauteur de l'aimant.

On peut remarquer, que l'augmentation de l'aimantation de 10 % n'influe pas beaucoup sur la valeur de la force de lévitation (16 % par rapport à 37 % pour l'augmentation du rayon).

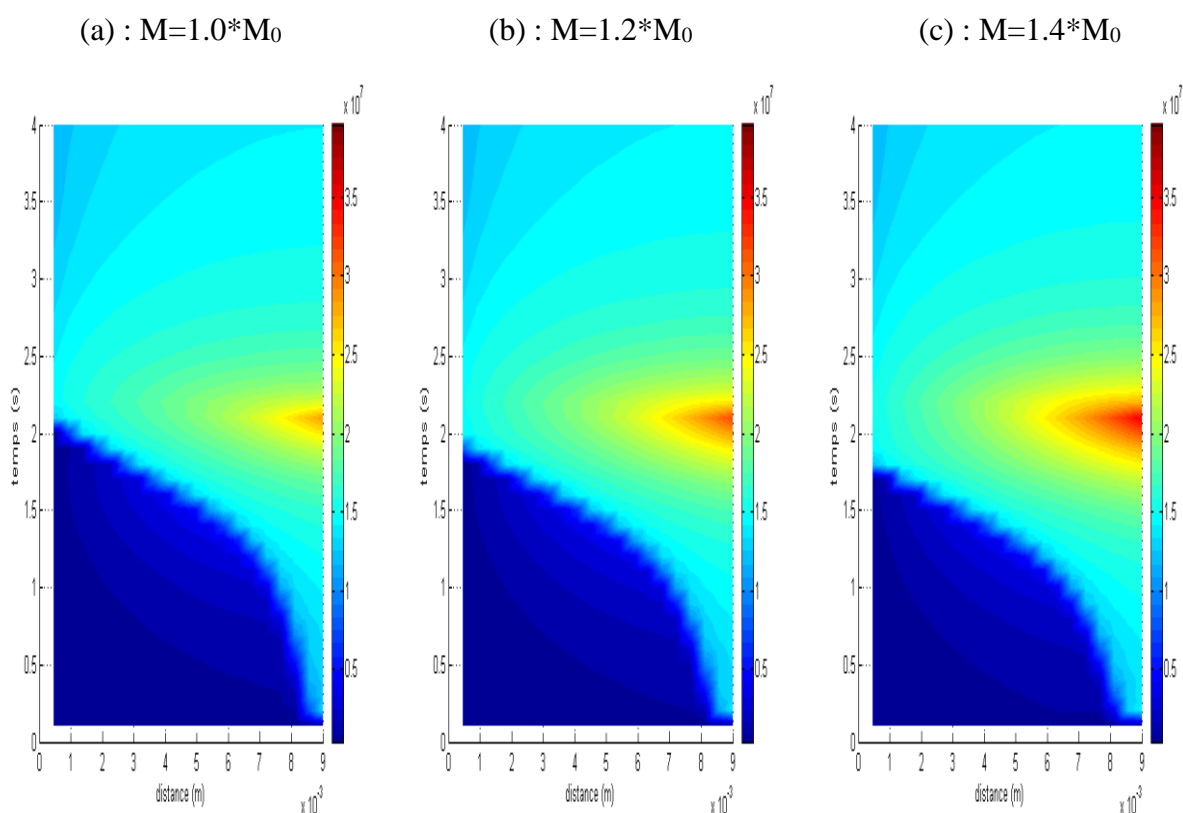


Figure (IV. 27): Répartition du courant électrique

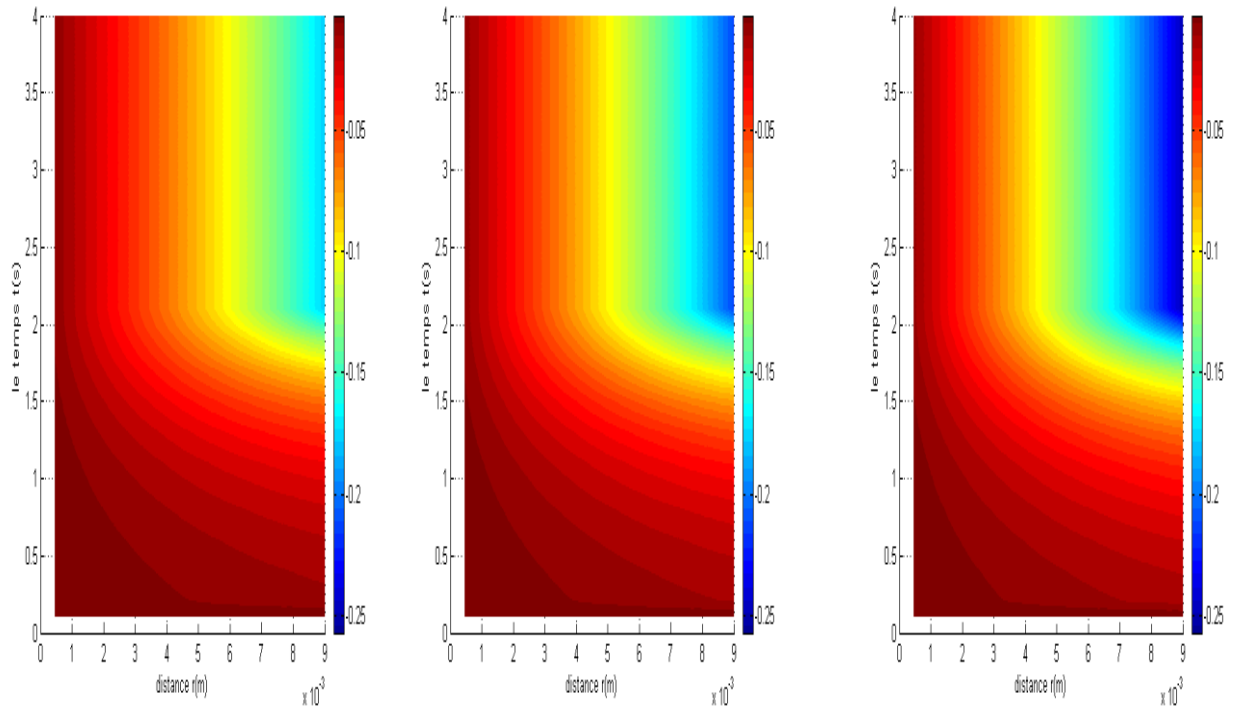


Figure (IV. 28): Induction magnétique radiale B_r

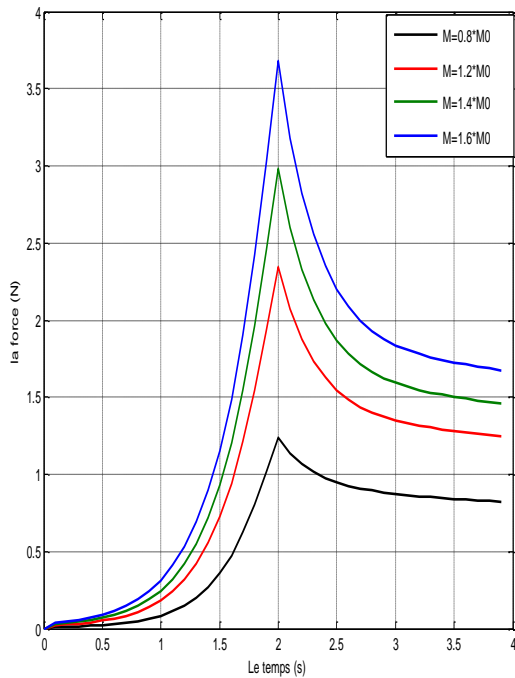


Figure (IV. 29): Force magnétique de lévitation

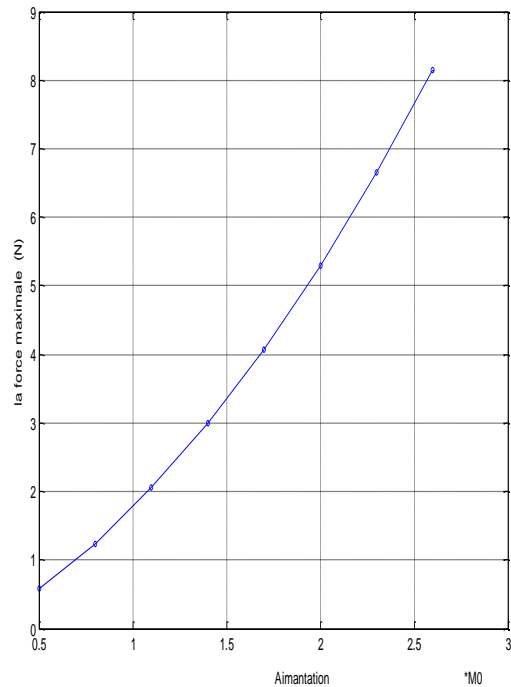


Figure (IV. 30): Force maximale en fonction de l'aimantation

IV. 3. 2. 4 Effet de la densité de courant critique

Pour voir l'effet de la densité du courant critique les grandeurs électromagnétiques, on a fait plusieurs tests pour des valeurs de J_c différentes ($1.55 \cdot 10^7$, $2 \cdot 10^7$, $2.4 \cdot 10^7$, $2.8 \cdot 10^7$, $3.2 \cdot 10^7$ et $3.6 \cdot 10^7$) tout en gardant les autres paramètres fixes (test de validation). La figure IV 31 montre la variation spatio-temporelle de la densité du courant et de l'induction magnétique pour les valeurs de $J_c = 1.55 \cdot 10^7$, $2 \cdot 10^7$ et $2.4 \cdot 10^7$ respectivement. On voit qu'il n'y a pas un changement significatif de l'induction magnétique radiale qui rentre dans le calcul de force de lévitation (Figure IV. 32) mais un changement important de la densité de courant. La zone de transition s'étend cela se traduit par un effet de peau important et donc une épaisseur de pénétration réduite (Figure IV. 36). Cet effet montre que la conductivité électrique a augmenté plus avec l'augmentation de la densité du courant critique jusqu'à saturation Figure (IV. 35). L'amplitude de la densité de courant augmente à partir de limite de la pastille impliquant l'augmentation de la force (Figure IV. 33). La caractéristique de la force sature pour des valeurs de densité critique plus grande et on aperçoit que la diminution de la force à partir de la force maximale est faible pour des densité très grandes.

On peut remarquer, que l'augmentation de la densité de courant critique de 10 % n'influe beaucoup sur la valeur de la force de lévitation Figure (IV. 34) (4 % pour faible J_c à 2.5 % pour grand J_c). On remarque que la valeur de la force maximale sature quand la densité critique augmente.

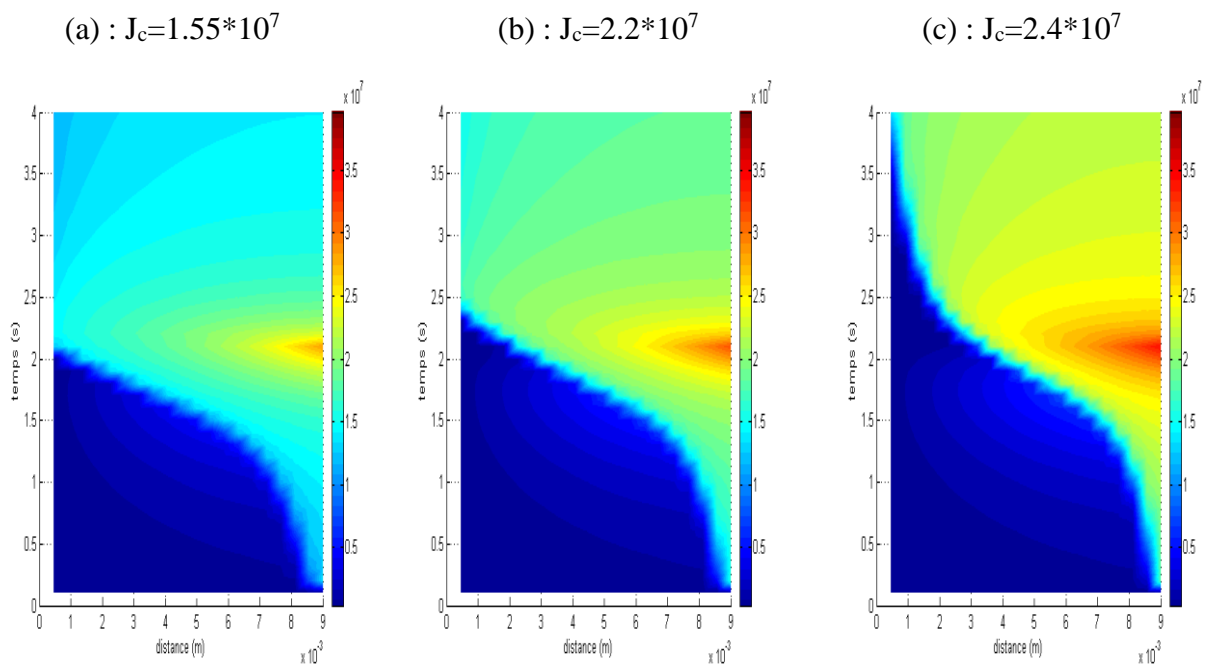


Figure (IV. 31): Répartition du courant électrique

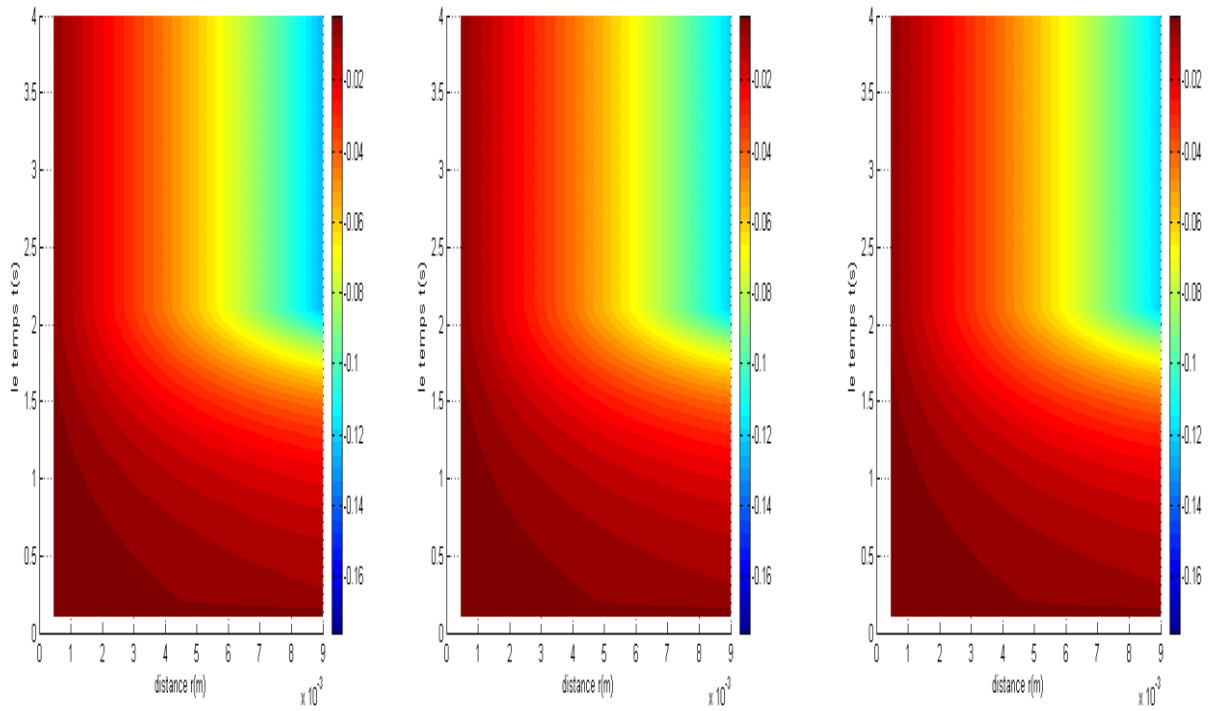


Figure (IV. 32): Induction magnétique radiale B_r

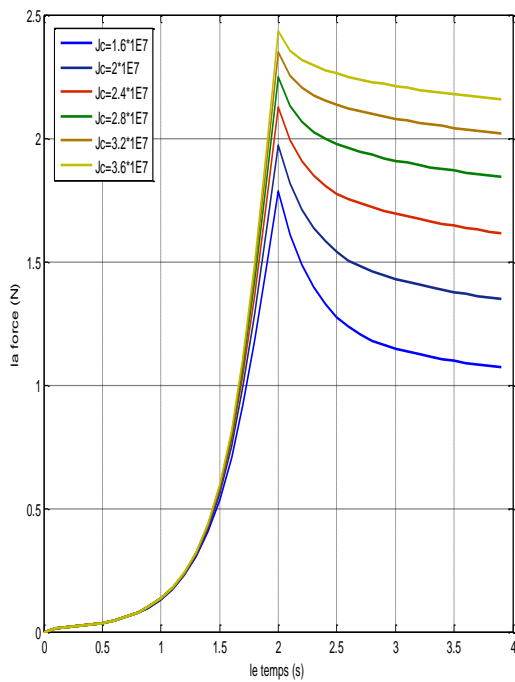


Figure (IV. 33): Force magnétique de lévitation

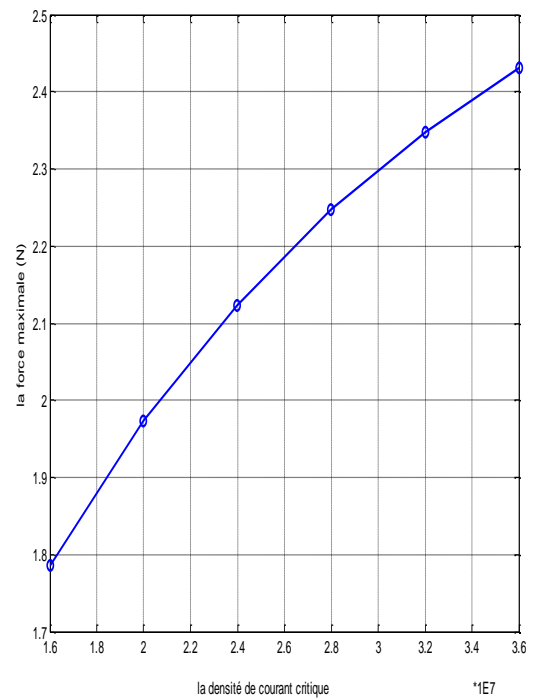


Figure (IV. 34): Force maximale en fonction de la densité de courant critique

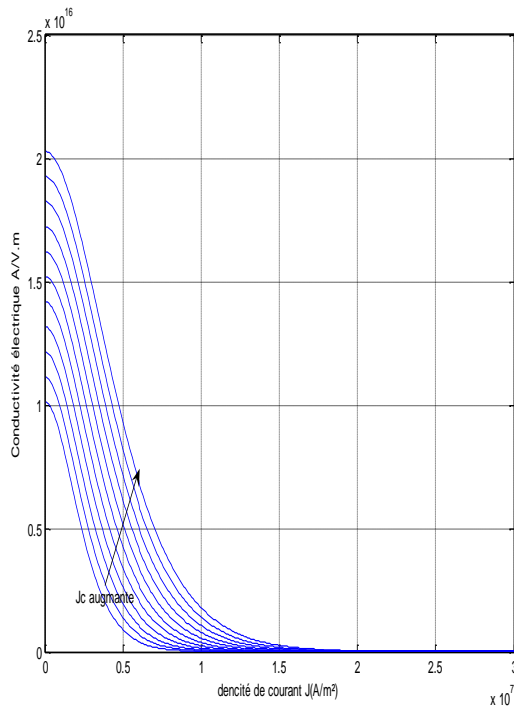


Figure (IV. 35): la conductivité électrique en fonction de la densité de courant

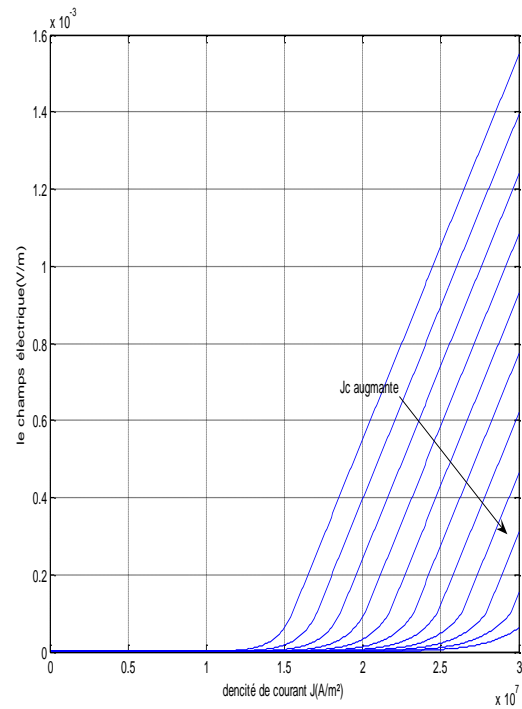


Figure (IV. 36): le champ électrique en fonction de la densité de courant

IV. 3. 2. 5 Essais d'hystérésis

Un phénomène d'hystérésis apparaît dans la force de lévitation au cours de l'allé et retour de l'aimant. Cette force ne varie pas de façon similaire. Pour voir ce phénomène, on a fait un essai basé sur le calcul de la force de lévitation en changeant le sens du mouvement. L'aimant se déplace vers le supraconducteur (vers le bas) avec une vitesse constante de 0.01225 m/s jusqu'à un écart de 0.5 mm entre l'aimant et le supra en 2 secondes, puis l'aimant retourne vers sa position initiale avec la même vitesse mais vers le haut.

Les figures IV 37,38,39,40,41,42 montrent la variation spatio-temporelle du potentielle vecteur magnétique, du champ électrique, de la conductivité électrique, de la densité de puissance, de la densité du courant et de l'induction magnétique radiale.

Pour l'essai hystérésis, à partir de 2s, la densité de courant diminue dans certaines zones et cette diminution peut augmenter et changer de signe à cause du changement de signe dans la variation de l'induction magnétique. Ce changement crée des courants induits inverses qui participent à la diminution des courants existants. La diminution des courants induits se

traduit par la diminution de la force de lévitation et on voit un phénomène d'hystérésis qui apparaît dans le retour de l'aimant. On remarque qu'au cours de la descente de l'aimant la force est répulsive (le supra se polarise nord) mais au cours de sa montée la force est répulsive jusqu'à un niveau où elle devient attractive (le supra se polarise sud) car la zone des courants induits négatifs croît d'une manière suffisante par rapport aux courants induits positifs pour faire basculer la force de lévitation (Figure IV. 43). Cette propriété est très importante dans les phénomènes de lévitation utilisant les supraconducteurs car cela permet une stabilité de l'aimant interagissant avec le supra et cela permet d'avoir un point d'équilibre stable du système de lévitation et l'aimant ne risque pas de tomber dans les systèmes de transportation. Au cours du retour de l'aimant, on aperçoit pour la conductivité électrique une ligne de transition ou une surface très étroite de transition (ressemblant à une impulsion de Dirac) qui apparaît sous forme de point intermittents possédant des valeurs de conductivité importantes. Cette ligne est caractérisée par le passage de deux zones de transitions (un bon maillage permet une bonne visualisation de cette ligne). Cette ligne est l'image de la transition du courant d'une valeur positive grande à une valeur négative grande.

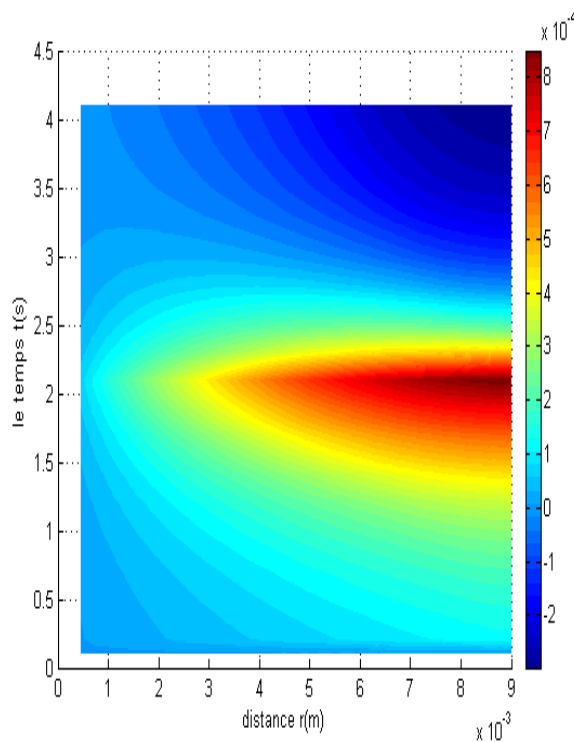
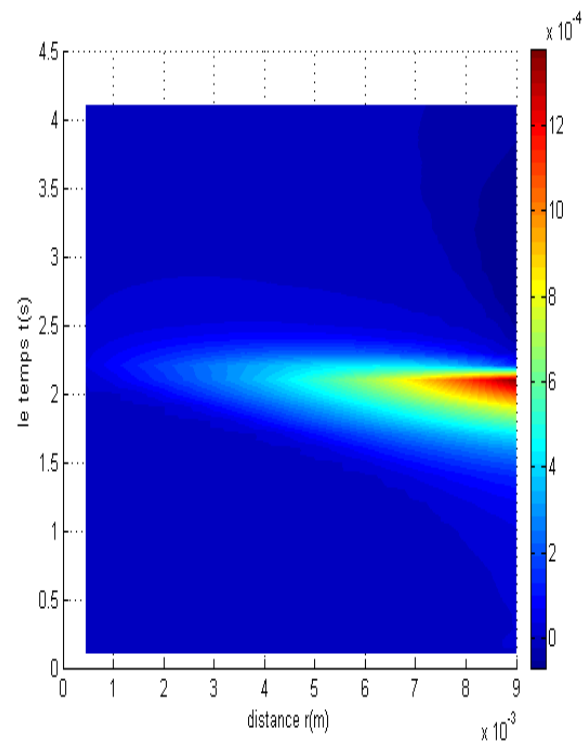


Figure (IV. 37): Répartition du potentiel magnétique



(IV. 38): Répartition du champ électrique

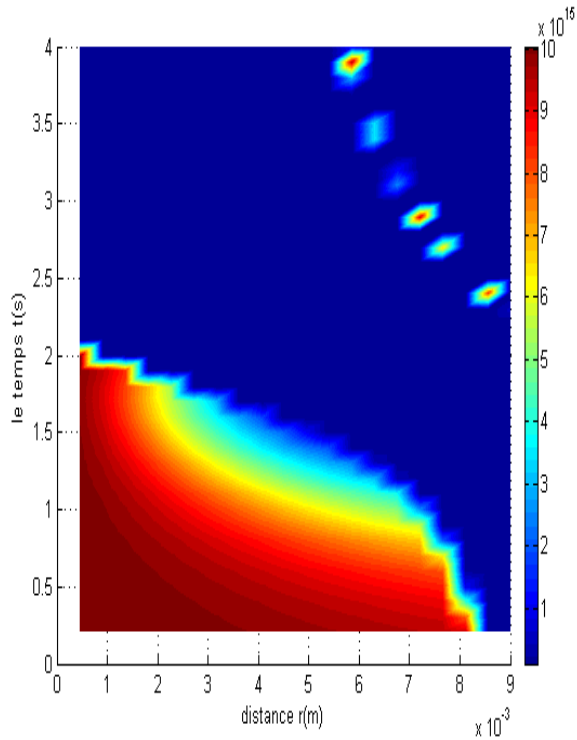


Figure (IV. 39): Conductivité électrique

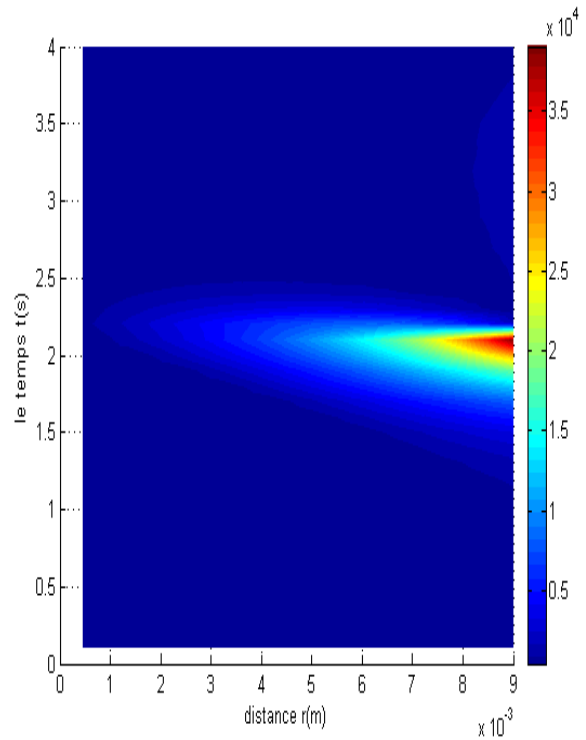


Figure (IV. 40): Densité de puissance

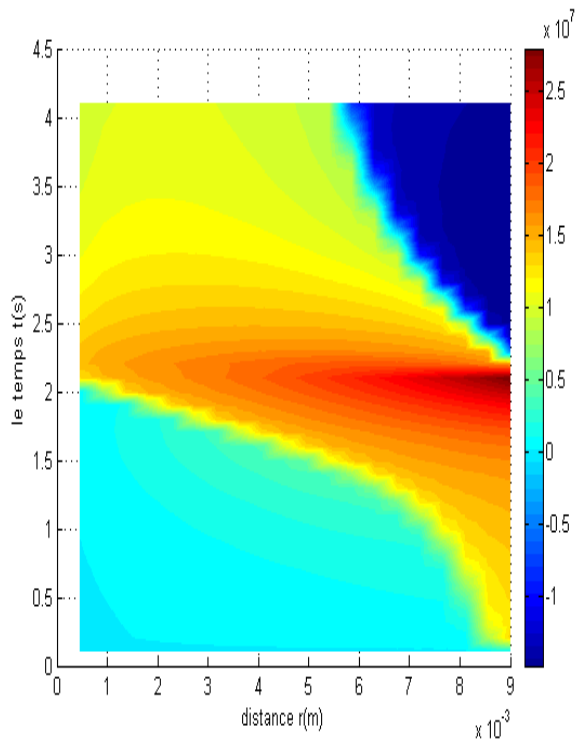


Figure (IV. 41): Répartition du courant électrique Figure

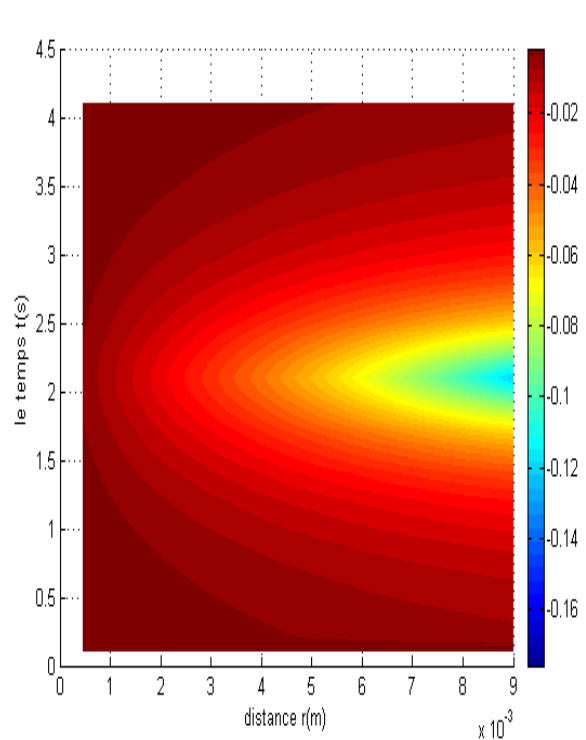


Figure (IV. 42): Induction magnétique radiale Br

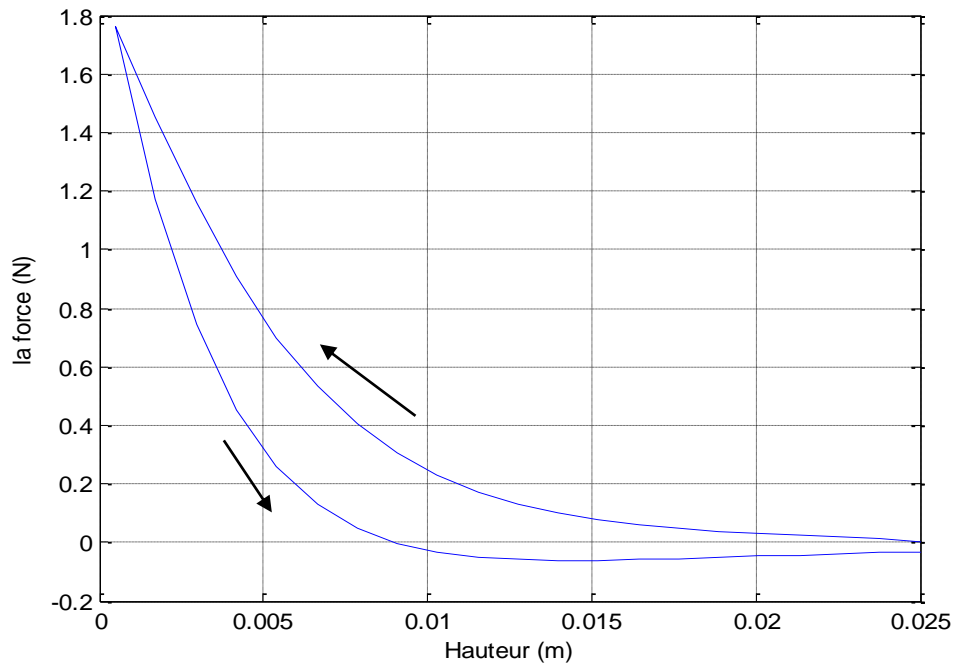
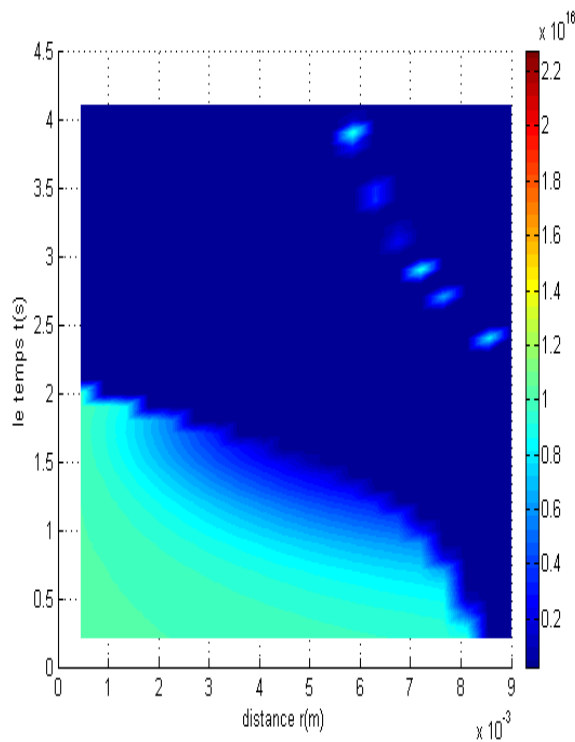
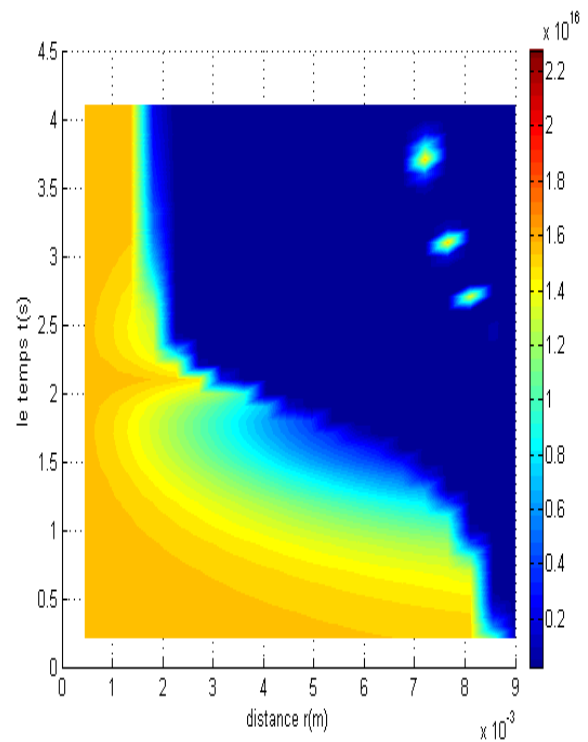


Figure (IV. 43): la force magnétique de lévitation

IV. 3. 2. 6 Influence du courant critique sur le cycle d'hystérésis

D'après les figures VI. 44,45, on peut remarquer que l'augmentation de la densité du courant critique diminue la surface du cycle hystérétique et décale la ligne de transition.

(a) : $J_c = 1.55e7$ (b) : $J_c = 2.4e7$

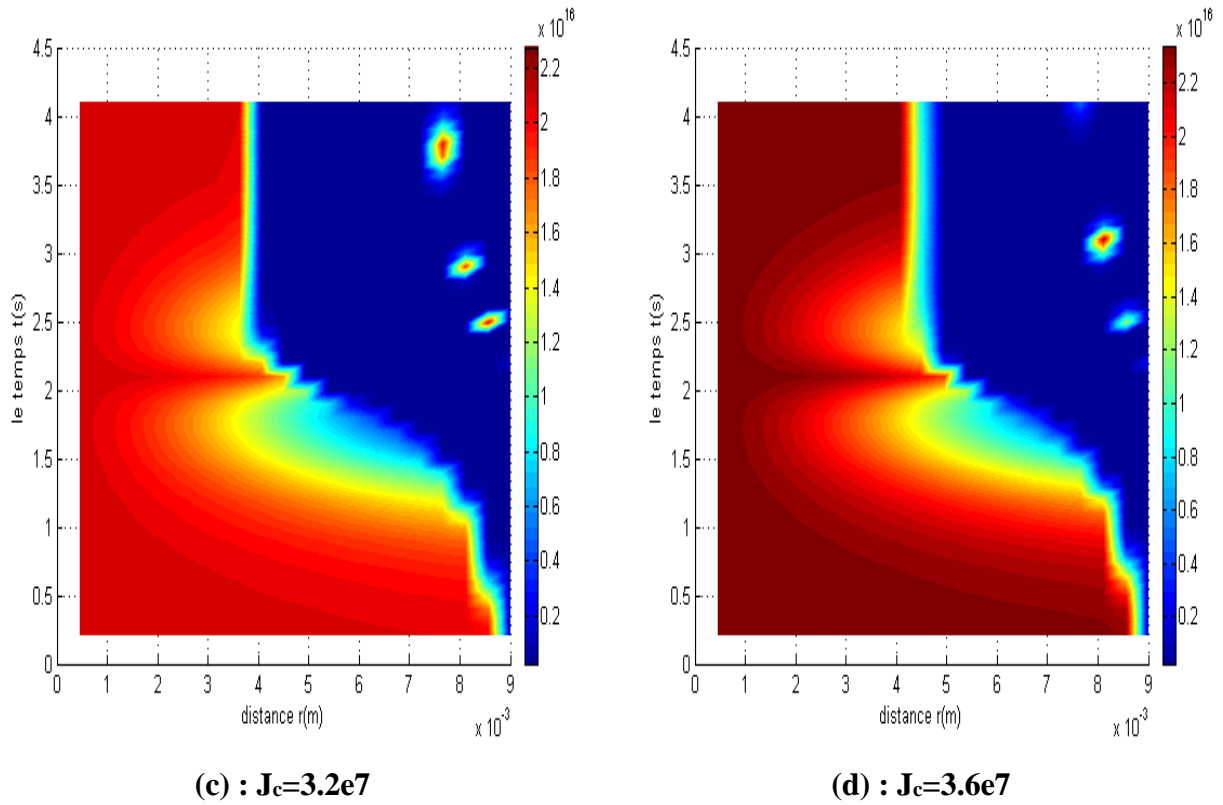


Figure (IV. 44): conductivité électrique

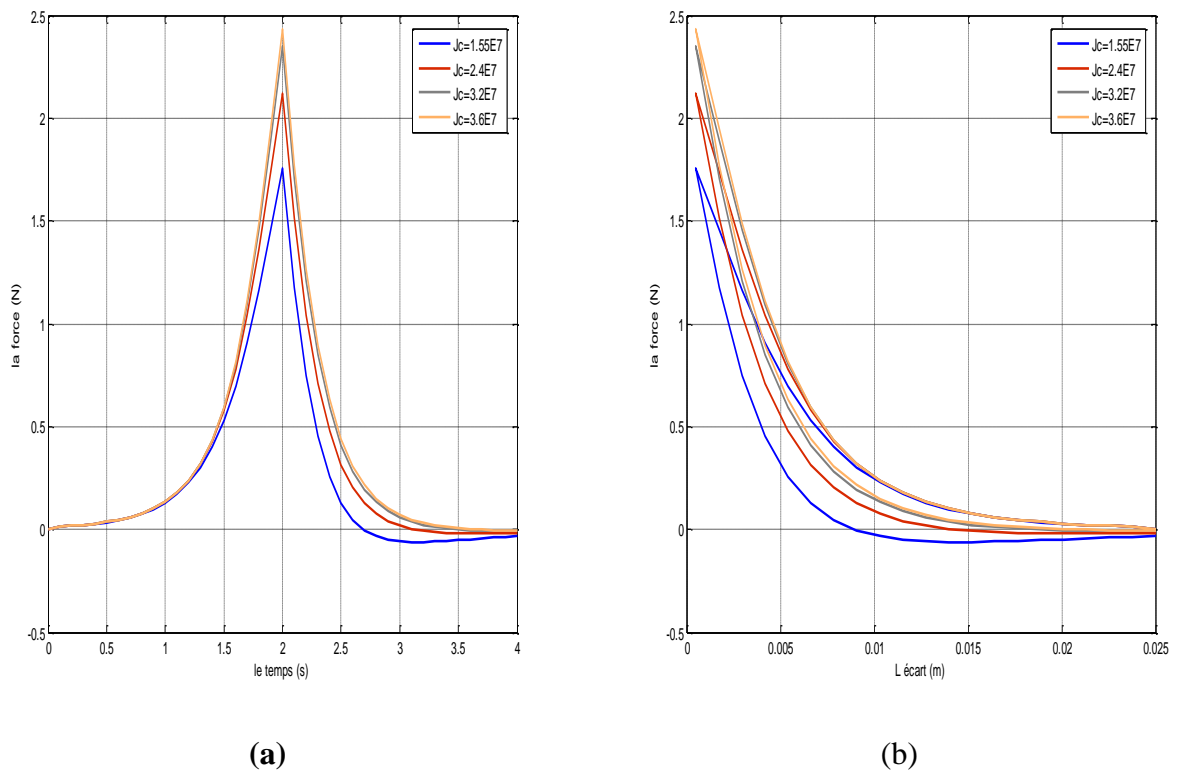


Figure (IV. 45): la force magnétique de lévitation en fonction de l'écart

IV. 4 CONCLUSION

Dans ce chapitre, on a traité deux systèmes de lévitation. Le premier est entre aimant et aimant et le deuxième entre aimant et supraconducteur. On a vu que dans le premier système que la valeur de la force augmente lorsqu' on diminue l'écart entre aimants et que cette force est indépendante de la dynamique du système de lévitation. La méthode des trapèzes est un outil performant de résolution. La force de lévitation augmente linéairement avec l'augmentation de l'aimantation, du rayon et de l'épaisseur de l'un des aimants et paraboliquement avec l'augmentation simultanée de l'aimantation, du rayon et de l'épaisseur des deux aimants.

Dans le deuxième système, la force de lévitation entre aimant et une pastille supraconductrice est conditionnée par plusieurs paramètres géométriques et physiques à savoir le rayon du supra, la vitesse de descente, l'aimantation de l'aimant et le courant critique. D'après les résultats obtenus, on peut dire que :

1. La force croît linéairement et d'une façon importante 37 % avec l'augmentation du rayon de la pastille supraconductrice.
2. l'augmentation de la vitesse n'influe pas beaucoup sur la valeur de la force de lévitation 1.5 % en moyenne avec saturation.
3. L'augmentation de l'aimantation n'influe pas beaucoup sur la valeur de la force de lévitation (16 % par rapport à 37 % pour l'augmentation du rayon).
4. l'augmentation de la densité de courant critique de 10 % n'influe pas beaucoup sur la valeur de la force de lévitation Figure (IV. 34) (4 % pour faible J_c à 2.5 % pour grand J_c). la valeur de la force maximale sature quand la densité critique augmente.
5. le rapprochement et le retrait de l'aimant créent un cycle d'hystérésis de la force de lévitation. Ce dernier assure la stabilité d'un système en lévitation. La surface du cycle diminue avec l'augmentation de la densité de courant critique J_c .
6. pour des valeurs importantes de la densité de courant critique J_c , le cycle de force disparaît. Dans ce cas, la force de lévitation est toujours répulsive, ainsi la stabilité du système ne peut être assurée.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail est une contribution à la modélisation des phénomènes électromagnétiques présents dans les systèmes de lévitation électromagnétiques. Dans ce travail, la méthode analytique est utilisée pour résoudre les équations aux dérivées partielles caractéristiques aux phénomènes physiques traités. Notre travail est divisé en deux grandes parties :

- La première est basée sur la modélisation de l'interaction entre aimants permanents. Dans cette modélisation, le modèle Coulombien est utilisé pour calculer le champ magnétique créé par l'aimant permanent. Par la suite, nous avons calculé la force d'interaction entre deux aimants.

- La deuxième partie est dédiée principalement à l'étude des phénomènes électromagnétiques présents dans les matériaux supraconducteurs haute température critique. Un code de calcul a été élaboré pour résoudre les équations magnétodynamiques qui régissent le comportement de ces matériaux. Nous avons calculé la force d'interaction entre un supraconducteur et un aimant permanent. La validité des résultats ainsi obtenus par le code de calcul est atteinte par la confrontation aux résultats expérimentaux trouvés dans la littérature [YOSHIDA et All].

Les modèles mathématico-numériques développés ont été implémentés sous l'environnement MATLAB, ce dernier, présente de nombreux avantages, tels que, le calcul matriciel, l'interface graphique .etc. De plus, il permet de tracer dans l'espace ou suivant un chemin donné les divers grandeurs physiques calculées, tels que : le potentiel vecteur magnétique, l'induction magnétique, le champ électrique, la densité de puissance, ...etc.

En perspective, nous proposons, en premier lieu le couplage magnétique-thermique pour voir l'effet thermique sur le comportement d'un système en lévitation. En moyen terme, une étude comparative entre le modèle proposé et le modèle bidimensionnel qui utilise la méthode des volumes finis pour la résolution des équations aux dérivées. A long terme, un développement d'un modèle tridimensionnel qui permet de calculer les forces d'interactions transversales et latérales qui interviennent dans la stabilité des systèmes en lévitation.

BIBLIOGRAPHIE

- [**AIL06**] : El Hadj AILAM “Machine synchrone à plots supraconducteurs : Etude et réalisation ” Thèse de Doctorat 26 juin 2006
- [**All09**] : L. Alloui, F. Bouillault, S. M. Mimoune, “Numerical study of the influence of flux creep and of thermal effect on dynamic behaviour of magnetic levitation systems with a high-Tc superconductor using control volume method”, EPJ. App. Phys., Vol. 45, 20801, Feb. 2009.
- [**All10**] : L. Alloui, F. Bouillault, S. M. Mimoune, “Modélisation 3D par la méthode des volumes finis des phénomènes électromagnétiques et thermiques couplés dans les matériaux supraconducteurs à haute température critique ”, Accepté à la Revue pour publication dans la revue internationale de Génie Electrique RIGE 2010.
- [**BAI98**] : JOSEPH BAIXERAS “Les supraconducteurs Applications à l’électronique et à l’électrotechnique ” Edition CNRS, octobre 1998
- [**Ban98**] : F.Bancel and G. Lemarquand, “Tree-Dimensional Analytical Optimization of Permanent Magnets Alternated Structure” IEEE Trans. Magn. vol. 34 p. 242-247, January 1998
- [**BAR03**] : Olivier BARRE “Contribution à l’étude des formulation de calcul de la force magnétique en magnétostatique, approche numérique et validation expérimental” Thèse de Doctorat 2003
- [**BER06**] : Kévin BERGER “ Etude des phénomènes couplés magnétothermiques dans les supraconducteurs à haute température” Thèse de Doctorat 21 septembre 2006
- [**BRI97**] : Pierre Brissonneau“ Magnétisme et matériaux magnétiques ” Edition HERMES, janvier 1997.
- [**DOU01**] : Bruno DOUINE “Etude des pertes dans les supraconducteurs à haute température critique” Thèse de Doctorat 7 novembre 2001
- [**Fur93**] : E.P. Furlani, “A Formula for the Force and Torque of Axial Couplings, ”IEEE Trans. Magn. vol. 29, p. 2295-2301, September 1993
- [**Fur01**] : Edward P. Furlani “Permanent Magnet and Electromechanical Devices Materials, Analysis, and Applications” Edition Academic Press 2001
- [**HO00**] : S. Ho Tam Fou,Erroud, and F. Bouillault “Numerical Modling of the Association of Magnet and HTS Superconductors” IEEE Trans. Magnetics, vol 36, NO. 4,p. 1197-1200, July 2000

- [Kos96]** : Kosuke nagaya and Syunsuke Shuto “ Approximate Boundary Conditions in a Circular Conductor and Their Application to Nonlinear Vibration of High-Tc Superconducting Levitation System” IEEE Trans. Magn. vol. 32 no. 3, p. 1888-1895 May 1996.
- [Kos94]** : Kosuke nagaya, “Analysis of a High TC Superconductor Levitation System with Vibration Isolation control” IEEE Trans. magn. vol. 32 no. 2, p. 445-452 March 1994.
- [MAG03]** : PH. MANGIN “Supraconductivité un condensât de physique ” école des mines de Nancy, séminaire IFR matériaux (juin 2003).
- [MOO04]** : FRANCIS C. MOON “SUPERCONDUCTING LEV I TAT I 0 N Applications to Bearings and Magnetic Transportation” Edition WILEY-VCH 2004.
- [Nav99]** : Cales Navau and Alvaro Sanchez, “Current and Field Penetration in a Superconductor in the Field of a Permanent Magnets” IEEE Trans. Appl. Supercond. vol. 9 No. 2, p. 1610-1613 June 1999.
- [PIS80]** : N. PISKOUNOV “CALCUL DIFFÉRENTIEL et INTÉGRAL“ Edition MIR 1980
- [RAM03]** : Abdelaziz RAMZI “Etude de l’aimantation irréversible, de la densité de courant critique et de la susceptibilité dans les nouveaux supraconducteurs” Thèse de Doctorat 2003 Agadir
- [Tre98]** : André-Marie Tremblay “Supraconductivité: l'ancien et le nouveau”Centre de recherche sur les propriétés électroniques de matériaux avancés CERPEMA université de SHERBROOKE 1998
- [Xia07]** : Xian-Feng Zhao Yuan Liu “ The Maximum Levitation Force of High-Tc Superconductors” J Low Temp Phys(2007) 149:200-208.
- [Xia05]** : Xiao-Jing Zheng,Xiao-Fan Gou, and You_He Zhou, “Influence of Flux Creep on Dynamic Behavior of Magnetic Levitation Systems With a High-Tc Superconductor ” IEEE Trans. Appl. Supercond. vol. 15 No. 3, p. 3856-3863, September 2005
- [Yos94]** : Yoshikatsu yoshida, Mitsuru Uesaka and Kenzo Miya “Magnetic Field and Force Analysis of High Tc Superconductor with Flux Flow and Creep” IEEE Trans. Magn. vol. 30, no.5 p. 3503-3506, September 1994.

Résumé:

Ce travail est une contribution à la modélisation des phénomènes électromagnétiques présents dans les systèmes de lévitation électromagnétiques. Notre travail est divisé en deux parties :

- La première est basée sur la modélisation de l'interaction entre aimants permanents. Dans cette modélisation, le modèle Coulombien est utilisé pour calculer le champ magnétique créée par l'aimant permanent. Par la suite, nous avons calculé la force d'interaction entre deux aimants permanents.
- La deuxième partie est dédié principalement à l'étude des phénomènes électromagnétiques présents dans les matériaux supraconducteurs haute température critique. Nous avons calculé la force d'interaction entre un supraconducteur et un aimant permanent. La validité des résultats obtenus par le code de calcul est atteinte par la confrontation aux résultats expérimentaux trouvés dans la littérature [YOSHIDA et All].

Mots clés : Supraconducteur à haut température, Lévitation magnétique, Modèle de flux flow et creep

المخلص:

يقدم هذا العمل إسهاما في نمذجة الظواهر الكهرومغناطيسية الظاهرة في أنضم الرفع المغناطيسية .

لذلك فإن عملنا مقسم إلى جزأين:

الأول مركز على نمذجة تفاعل بين قطع من المغناط الدائمة، استعملنا في هذه الدراسة التمثيل الكولمبي للمغناط لحساب التحريض المغناطيسي الساكن، و بعد ذلك حساب القوة المغناطيسية الساكنة بين قطعتين من المغناطيس عن طريق عبارة تحليلية تسمح لنا بدراسة أثر جميع المعاملات على هذه القوة على سبيل المثال: الخصائص الفيزيائية للمواد، الأبعاد هذه القطع، و بعد القطع عن بعضها البعض.

و الثاني مكرس على دراسة الظواهر الكهرومغناطيسية الناتجة في المعادن الناقلية الممتازة ذات درجة حرارة عالية قمنا بحساب القوة المغناطيسية الناتجة عن تفاعل قطعة من المغناطيس الدائم مع شريحة رقيقة من النواقل الممتازة مع مراعاة العلاقة الغير خطية بين التيار و الحقل الكهربائي.

و للتأكد من صحة نتائج العمل المنجز في هذه المذكرة، قمنا بمقارنتها مع نتائج عملية منشورة.

المفتاح: النواقل الممتازة، الرفع المغناطيس، نموذج Flux Creep and Flux Flow

Abstract:

This work is a contribution to the modeling of electromagnetic phenomena in the electromagnetic levitation system.

Our work is divided into two parts:

- The first is based on modeling the interaction between permanent magnets. In this modeling, the model Coulombien is used to calculate the magnetic field created by the permanent magnet. Thereafter, we calculated the interaction force between two magnets.
- The second part is mainly dedicated to the study of electromagnetic phenomena in the high temperature superconducting materials critical. We calculated the strength of interaction between a superconductor and a permanent magnet. The validity of the results obtained by the calculation code is affected by the confrontation with experimental results found in the literature [YOSHIDA and All].

Keywords: high-temperature superconductors, magnetic levitation, Model flux flow and creep