Université de Lorraine

Ecole Doctorale "Informatique – Automatique – Electrotechnique – Electronique – Mathématiques"
Département de Formation Doctorale "Electrotechnique – Electronique"

THESE

Présentée en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR de l'Université de Lorraine

Spécialité : Génie Electrique

Par

Bashar GONY

Aimantation de pastilles supraconductrices

Soutenue publiquement le 28 Septembre 2015

Membres du Jury :

Rapporteurs

Mme Afef KEDOUS-LEBOUC	Directrice de recherche CNRS au G2Elab
M. Jacques NOUDEM	Professeur, Université de Caen

Examinateurs

M. Philippe VANDERBEMDEN	Professeur, Université de Liège
M. Michael KOBLISCHKA	Maître de conférences, Université de la Sarre

Directeurs de thèse

M. Bruno DOUINE	Professeur, Université de Lorraine
M. Kévin BERGER	Maître de conférences, Université de Lorraine

Groupe de Recherche en Electrotechnique et Electronique de Nancy
Faculté des Sciences & Technologies, BP 239
54506 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex

Les travaux de ma thèse présentés dans ce mémoire ont été effectués au sein du Groupe de Recherche en Electrotechnique et Electronique de Nancy (GREEN) à l'université de Lorraine.

Je tiens, tout d'abord, à remercier Monsieur Bruno DOUINE pour avoir dirigé cette thèse. Ses précieux conseils m'ont permis de progresser tout au long de ce travail de recherche.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur Kévin BERGER pour avoir co-dirigé ce travail de thèse. Je tiens à le remercier pour sa disponibilité et pour ses précieux conseils.

Je tiens particulièrement à remercier Monsieur Jean LEVEQUE pour les nombreuses discussions enrichissantes.

Je remercie très sincèrement Monsieur Abderrezak REZZOUG, Professeur émérite à l'Université de Lorraine pour ses précieuses remarques.

Je tiens à remercier vivement Monsieur Bernard DAVAT le directeur de laboratoire GREEN et l'ancien directeur Monsieur Shahrokh SAADATE pour m'y avoir accueilli pour cette thèse.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur Philippe VANDERBEMDEN Professeur à l'université de Liège d'être le président de mon jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier tous les membres du jury de thèse d'avoir accepté de s'être déplacé pour assister à la présentation de ce travail.

Je tiens également à exprimer mes remerciements aux collègues du laboratoire GREEN pour l'agréable ambiance de travail. Je remercie Florent BECKER, Stéphanie LAMANE, Ehsan JAMSHIDPOUR, Rada ALHASAN, Bastien DOLISY, Raphaël LINARES, Malika HINAJE, Lamia BELGUERRAS, Smail MEZANI, Gaëtan DIDIER, Thierry LUBIN, Francis WEINACHTER, Laurent HEYRENDT, Isabelle SCHWENKER, Fadi SHARIF, Julien LECLERC, Link QUNXU, Charles-Henri BONNARD, Hocine BOUCHEKHOU, Fabien LAFOND, Hakim BENSAÏDANE, Hocine MENANA.

Je tiens aussi à remercier mon oncle J. GHAZI et sa famille pour m'avoir soutenir durant ces trois années de thèse.

Je remercie infiniment ma famille en Syrie, mon père Michal et ma mère Ghada, pour m'avoir encouragé durant cette période. C'est grâce à vous que je réalise, aujourd'hui, mon rêve. Je remercie aussi mes frères Ammar, Mihiar, et Nezar pour m'avoir soutenir tout au long de ce travail.

Table des matières

Introduction générale 6

Chapitre 1 : État de l'art 9

1.1. Les supraconducteurs 10

1.1.1. Spécificités d'un supraconducteur 10

1.1.2. Paramètres critiques 12

1.1.3. Surface critique 15

1.2. Distributions de *B*, *J*, *E* dans un supraconducteur soumis à un champ externe variable 15

1.2.1. Modèle de Bean 16

1.2.2. Modèle de la loi en puissance 16

1.2.3. Le supraconducteur soumis à un champ appliqué 17

1.3. Méthodes d'aimantation 24

1.3.1. Refroidissement sous champ ou Field Cooling (FC) 24

1.3.2. Refroidissement hors champ ou Zero Field Cooling (ZFC) 25

1.3.3. Aimantation par champ impulsionnel ou Pulsed Field Magnetization (PFM) 27

1.4. Applications en électrotechnique à des aimants supraconducteurs 28

1.4.1. M. Hirakawa et al (Japon-2003) 29

1.4.2. Y Jiang, et al (UK-2008) 30

1.5. Conclusion 33

Chapitre 2 : Amélioration de l'aimantation d'une pastille supraconductrice par PFM 34

2.1. Introduction 35

2.1.1. Principe de l'aimantation par PFM 35

2.1.2. Procédés d'aimantation 37

2.1.3. Formes d'inducteur 39

2.2. Étude expérimentale 42

2.2.1. Banc expérimental 42

2.2.2. Les procédés d'aimantation 45

2.2.3. Influence de la forme de l'inducteur 49

2.3. Étude magnétothermique de la forme de l'inducteur par simulation 58

2.3.1. Description du problème 58

2.3.2. Bobine vortex 61

2.3.3. Système de 3 bobines 68

2.3.4. Comparaison des résultats de simulation 74

2.4. Comparaison des résultats de simulation avec les résultats de l'expérimentation 75

2.5. Conclusion 75

Chapitre 3 : Amélioration de l'aimantation par sa mise en œuvre dans un circuit magnétique 77

3.1. Introduction 78

3.2. Simulation et comparaison de l'aimantation d'une pastille avec mise en œuvre d'un circuit magnétique 79

3.2.1. Simulation sans circuit magnétique 79

3.2.2. Simulation avec circuit magnétique 86

3.3. Étude par l'expérience de l'aimantation d'une pastille avec mise en œuvre dans un circuit magnétique 93

3.3.1. Sans circuit magnétique 96

3.3.2. Avec circuit magnétique 97

3.4. Mise en œuvre d'une nouvelle bobine et de procédés d'aimantation dans le circuit magnétique 102

3.5. Conclusion 108

Chapitre 4 : Étude des perturbations extérieures sur le champ piégé dans la pastille 110

4.1. Introduction 111

4.2. Évolution temporelle du champ piégé dans la pastille sans perturbation externe 111

4.3. Effet d'un champ impulsionnel sur le champ piégé dans la pastille 113

4.4. Effet d'un champ alternatif sur le champ piégé dans la pastille 116

4.4.1. Influence de l'amplitude du champ AC 117

4.4.2. Influence de la fréquence du champ AC 123

4.4.3. Influence de la distribution du champ piégé 128

4.5. Conclusion 133

Conclusion générale 135

Perspectives 138

Références 141

Annexe 145

Introduction générale

Du fait de l'augmentation des prix de l'énergie et du pétrole dans le monde entier dans les années soixante-dix, les industriels tournent leurs yeux vers les moteurs électriques. Les chercheurs, de leur côté, développent ces moteurs. Une des voies de recherches est d'utiliser les supraconducteurs dans les moteurs électriques.

En 1911, le physicien *Heike Kamerlingh Onnes* a demandé à son élève *Gilles Holst* de mesurer la résistivité d'un barreau de mercure dans l'Hélium liquide à 4.2 K (-269°C), ils ont trouvé que sa résistivité est nulle, et ce fut la découverte de la supraconductivité. Cette découverte a été faite deux ans après la liquéfaction de l'Hélium aussi par *K.Onnes* [1].

Plusieurs théories et des recherches sont faites en pensant que la limite de la température est à 23 K jusqu'à l'année 1986, où le premier matériau supraconducteur à une température de 35 K a été découvert par *Johannes Bednorz* et *Karl Müller* [2]. C'est à partir d'ici que les Supraconducteurs à Haute Température commencent leur ascension dans la recherche, notamment en génie électrique. La température critique record, à la pression atmosphérique, est 138 K [3].

Plusieurs laboratoires de recherche dans le monde travaillent sur les supraconducteurs et leurs applications. En France depuis 1974, le laboratoire GREEN (Groupe de Recherche en Électrotechnique et Électronique de Nancy) effectue ses recherches dans le domaine de la supraconductivité et de l'intégration de ces matériaux dans les machines électriques. Plusieurs applications avec des supraconducteurs ont été étudiées et réalisées au sein du laboratoire GREEN en utilisant le supraconducteur sous sa forme de ruban ou sous forme massive.

Une des voies de recherche au sein de laboratoire GREEN est d'intégrer les pastilles supraconductrices aimantées dans les applications électriques pour profiter de l'induction magnétique importante qui peut être produite. Avant d'installer ces pastilles supraconductrices dans des applications électriques, il faut étudier l'optimisation de l'aimantation de ces pastilles, et les perturbations sur cette aimantation. Cette thèse est consacrée à l'aimantation des pastilles supraconductrices pour des applications en génie électrique. Le but de la thèse est de maîtriser l'aimantation de ces pastilles par la méthode PFM (Pulsed Field Magnetization) et les perturbations qui peuvent désaimanter ces pastilles.

Dans le premier chapitre, nous allons présenter quelques rappels sur les propriétés des supraconducteurs. Nous allons montrer, aussi, les différentes méthodes utilisées dans le domaine de l'aimantation de pastilles supraconductrices. Nous présentons aussi les différentes applications réalisées avec des aimants supraconducteurs.

Dans le deuxième chapitre, nous allons étudier l'influence de l'inducteur sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice. Par l'expérimentation, nous allons étudier et comparer deux types d'inducteurs (une bobine vortex et un système de trois bobines). Ensuite, nous allons étudier, par la simulation, le phénomène thermique durant l'aimantation en utilisant ces inducteurs et son influence sur l'aimantation de la pastille. Dans ce chapitre, nous étudions également différents procédés d'aimantation de la pastille supraconductrice afin de produire le maximum du champ magnétique piégé dans cette pastille.

Le troisième chapitre porte sur l'étude de l'effet du circuit magnétique sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice. Dans ce chapitre, nous allons étudier, expérimentalement, l'aimantation d'une pastille supraconductrice installée dans un circuit magnétique proche de celui dans un moteur. La contribution du circuit magnétique sur l'aimantation de la pastille

supraconductrice sera présentée. Une simulation numérique sera également effectuée afin d'étudier l'évolution des courants induits et la température durant l'aimantation. Deux procédés d'aimantation seront étudiés afin de produire la meilleure aimantation de la pastille supraconductrice dans le circuit magnétique.

Dans le quatrième chapitre, nous étudions expérimentalement l'influence des perturbations exercées sur une pastille aimantée dans un circuit magnétique. Ces perturbations prennent la forme de champ impulsionnel et de champ alternatif. Le champ impulsionnel peut affecter la pastille lors de grandes variations de charge dans une application ou lors du démarrage de cette application. Donc une première étude de l'influence du champ impulsionnel sur une pastille aimantée sera étudiée. Le champ alternatif AC avec ses différentes amplitudes et fréquences peut avoir une influence sur le champ magnétique piégé dans une pastille installée dans une application électrique. Une étude de l'influence du champ AC sur une pastille aimantée sera effectuée dans ce chapitre. L'influence du champ alternatif sur différentes distributions de champ piégé sera aussi présentée.

Une synthèse des résultats marquants sera faite en conclusion et des perspectives à ce travail seront détaillées.

Chapitre 1 : État de l’art

1.1. Les supraconducteurs

Dans ce chapitre, nous rappelons les propriétés des supraconducteurs et ses paramètres critiques qui définissent l'état supraconducteur. Nous présentons, par la suite, les différents modèles d'un supraconducteur et la distribution du champ magnétique, la densité de courant et le champ électrique d'un supraconducteur soumis à un champ magnétique variable.

Nous allons présenter différentes méthodes d'aimantation d'une pastille supraconductrice. Ces méthodes sont :

- FC (Field Cooling)
- ZFC (Zero Field Cooling),
- PFM (Pulsed Field Magnetization).

Ensuite, nous présentons les applications réalisées avec des pastilles supraconductrices aimantées par la méthode PFM. Enfin, nous présentons l'objectif de ce travail de thèse.

1.1.1. Spécificités d'un supraconducteur

Nous présentons les différentes propriétés d'un supraconducteur du point de vue électrique (la résistivité) et du point de vue magnétique (l'effet Meissner).

a) Résistivité

Dans un métal, tel que le cuivre, la résistivité diminue avec l'abaissement de la température jusqu'à une valeur minimale, Figure 1. Par contre, cette propriété n'est pas identique pour tous les conducteurs.

En effet, la résistivité pour un supraconducteur devient, soudainement, non mesurable (inférieure à 10^{-25} Ω.m) lorsque sa température devient inférieure à une température appelée température critique T_c. Au-delà de cette température, le matériau passe à l'état normal [4], [5].

La résistance nulle dans ce matériau, pour une température inférieure à Tc, se traduit par une absence des pertes Joule. Ce phénomène fournit une propriété très intéressante pour les applications électriques.

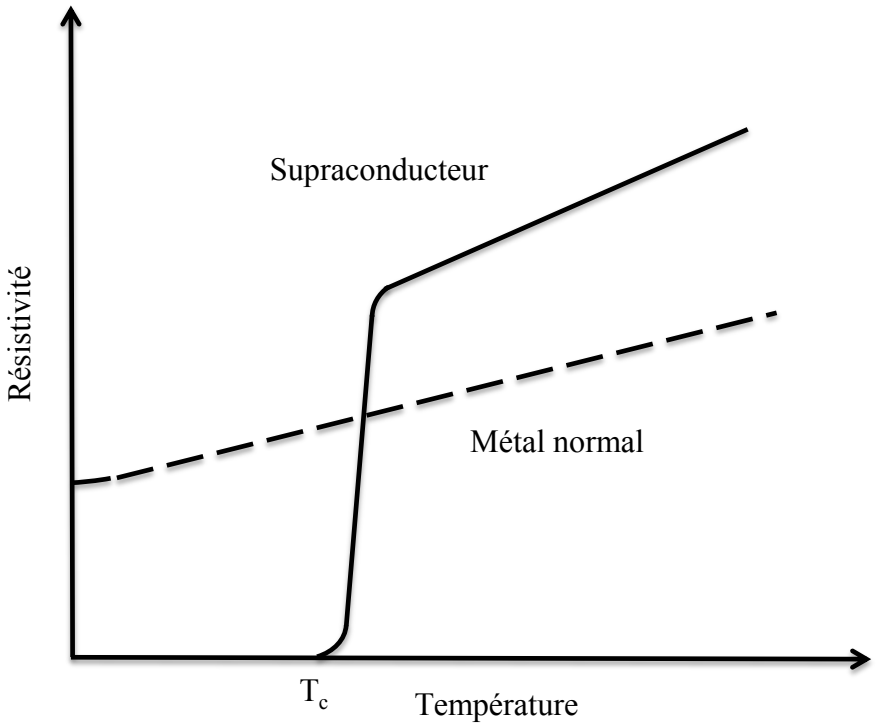


Figure 1 : Résistivité d'un supraconducteur et d'un métal normal.

b) Effet Meissner

La propriété de résistance électrique nulle n'est pas la seule propriété d'un supraconducteur. Un supraconducteur possède une autre propriété exceptionnelle appelée l'effet Meissner, car il a été découvert par *Walther Meissner* et *Robert Ochsenfeld* en 1933. Cet effet correspond à l'expulsion complète du champ magnétique de l'intérieur d'un supraconducteur (diamagnétique parfait) [6].

Lorsqu'un supraconducteur est soumis à un champ magnétique inférieur à une valeur de champ appelé champ magnétique critique *Hc*, le champ magnétique va être totalement expulsé de l'intérieur du matériau. La valeur du champ *Hc* est très petite par rapport aux champs magnétiques utilisés en génie électrique. Ce champ est de l'ordre de la dizaine de milliteslas [7]. Au-delà le champ magnétique commence à pénétrer dans le matériau supraconducteur, c'est ce qu'on appelle l'état mixte.

La Figure 2 montre une comparaison entre un conducteur parfait et un supraconducteur. Dans le cas (A), un champ magnétique est appliqué avec une valeur inférieure à *Hc1* et les deux matériaux sont à la température ambiante. Le champ traverse les deux matériaux sans aucun changement. Dans le cas (B), les deux matériaux ont une température inférieure à la température critique du supraconducteur. Dans le conducteur parfait, nous ne trouvons aucun changement, mais le supraconducteur expulse complètement les lignes du champ magnétique. Dans le cas (C), le champ externe est supprimé donc des courants induits sont produits dans le conducteur parfait et aucun changement ne produit dans le supraconducteur [8].

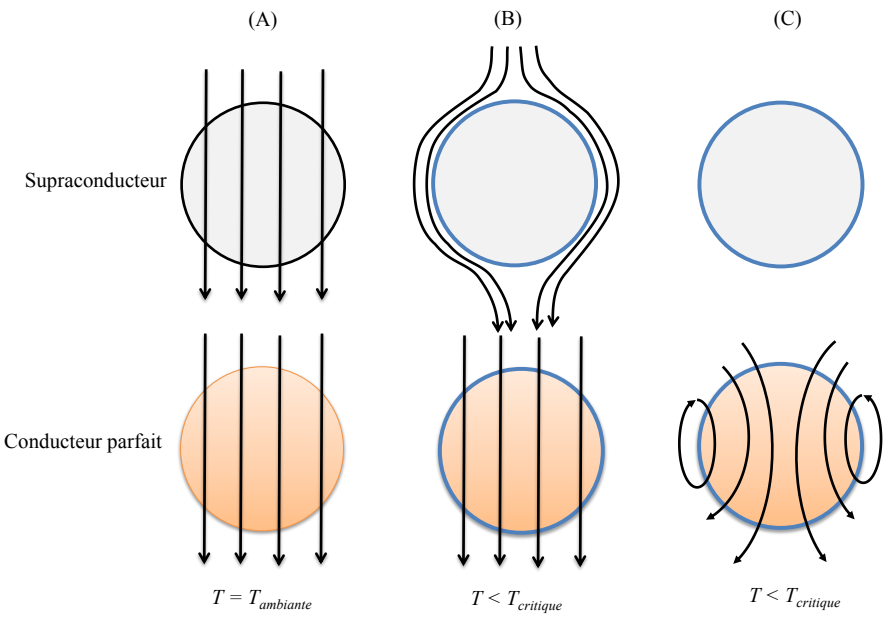


Figure 2 : Comparaison entre un conducteur parfait et l'effet Meissner d'un supraconducteur.

Nous avons présenté deux propriétés principales des supraconducteurs (résistivité nulle, et l'effet Meissner). Nous allons présenter les différents paramètres indispensables pour l'obtention de l'état supraconducteur.

1.1.2. Paramètres critiques

Comme nous venons de le voir, les matériaux supraconducteurs sont caractérisés par la résistivité nulle, et l'absence du champ magnétique à l'intérieur d'un matériau soumis à champ magnétique extérieur inférieur à *Hc* (effet Meissner). En fait, on peut définir l'état supraconducteur par trois paramètres critiques de champ magnétique, de température, et de densité du courant.

a) Champ magnétique critique

Au-dessus d'une certaine valeur de champ magnétique, le supraconducteur perd ses propriétés supraconductrices et passe à l'état normal. On distingue deux types de supraconducteurs: Type I et Type II [9].

Le supraconducteur de type I ne possède qu'une seule valeur de champ magnétique critique *Hc*. En dessous de *Hc*, ce matériau devient supraconducteur avec une expulsion de champ magnétique (diamagnétique parfait), et au-delà de cette valeur ce matériau passe à l'état normal. La valeur de ce champ *Hc* est très faible, c'est pourquoi ce type de supraconducteur n'est pas utilisé dans les applications en électrotechnique, Figure 3.

Le supraconducteur de type II possède deux champs critiques *Hc1* et *Hc2*. Pour des valeurs inférieures à *Hc1*, c'est un diamagnétique parfait. Au-delà de *Hc2*, le matériau transite à l'état

normal. Pour des valeurs intermédiaires, entre *Hc1* et *Hc2*, le supraconducteur est dit dans l'état mixte.

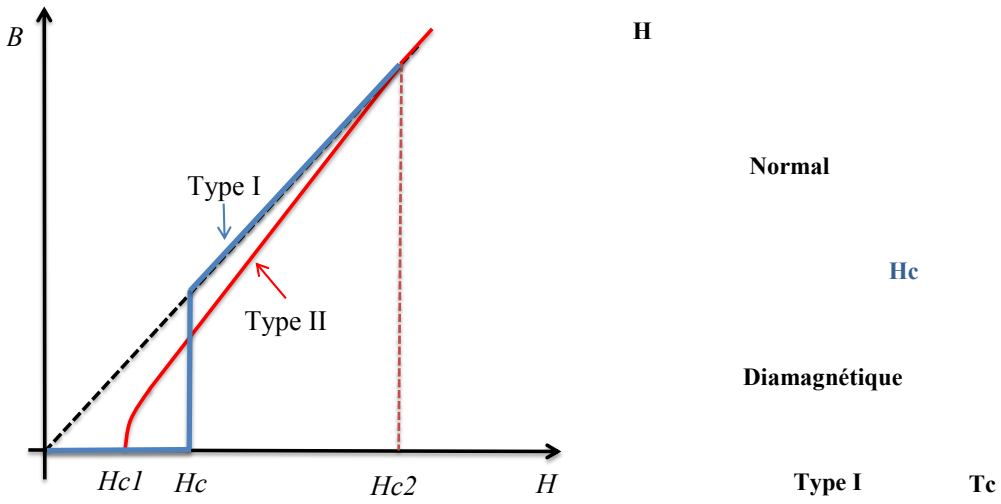


Figure 3 : Champ critique d'un supraconducteur.

Dans les applications électriques, ce sont les supraconducteurs de type II qui sont les plus utilisés.

b) Température critique

L'état supraconducteur d'un matériau est aussi lié à une condition de la température. Pour que la résistivité d'un supraconducteur soit 'nulle' il faut que la température de ce matériau devienne inférieure à une température appelée température critique *Tc*. Au-delà de cette température, ce matériau passe à l'état normal avec une résistivité assez importante, Figure 4.

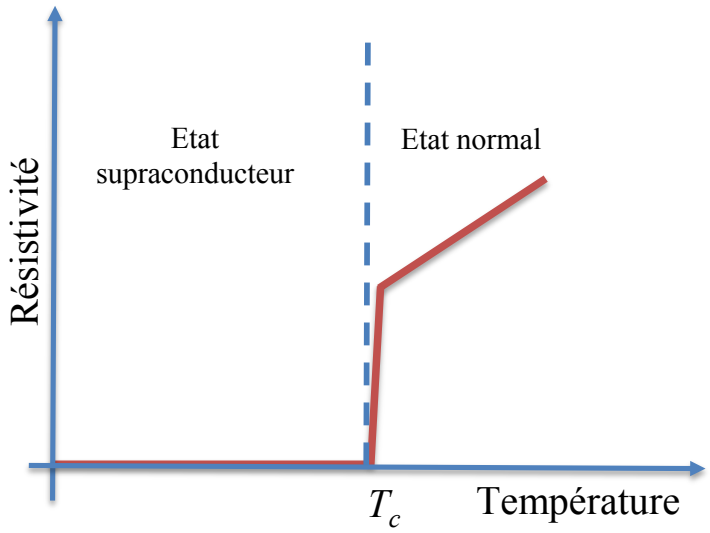


Figure 4 : Température critique d'un supraconducteur.

La valeur de la température critique d'un supraconducteur ne dépend que de la structure interne de ce matériau. Selon la valeur de la température critique, il existe deux familles principales de

matériaux supraconducteurs : à Basse Température critique (BTC), et à Haute Température critique (HTC). La température critique des matériaux BTC est inférieure à 23 K, e.g. *NbTi*, et celle des HTC peut dépasser 90 K, e.g. $YBa_2Cu_2O_7$ et $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

c) Densité de courant critique

Le champ magnétique critique et la température critique ne sont pas les seuls critères pour un supraconducteur, car c'est aussi le cas de la densité de courant critique noté *Jc*. Pour les basses températures et pour des valeurs supérieures à *Jc*, le matériau transite vers l'état normal, Figure 5.

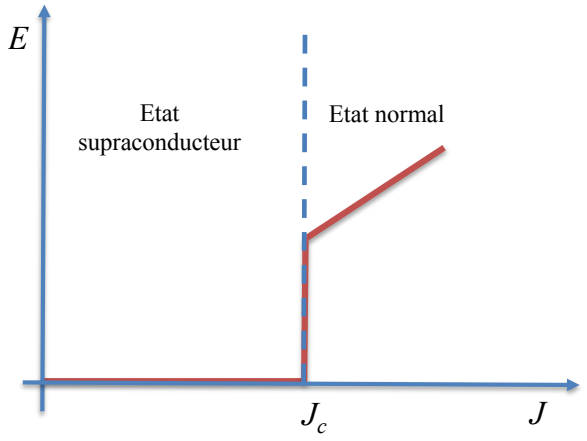


Figure 5 : Allure de la caractéristique électrique *E(J)* pour un supraconducteur à basse température.

Pour les hautes températures, le matériau ne transite pas directement après la valeur de *Jc* vers l'état normal. Mais la résistivité augmente progressivement après cette valeur jusqu'à la transition vers l'état normal. La valeur de *Jc* est déterminée, expérimentalement, à partir d'une courbe *E(J)* en imposant une valeur arbitraire du champ électrique critique *Ec* = 1 µv/cm, Figure 6.

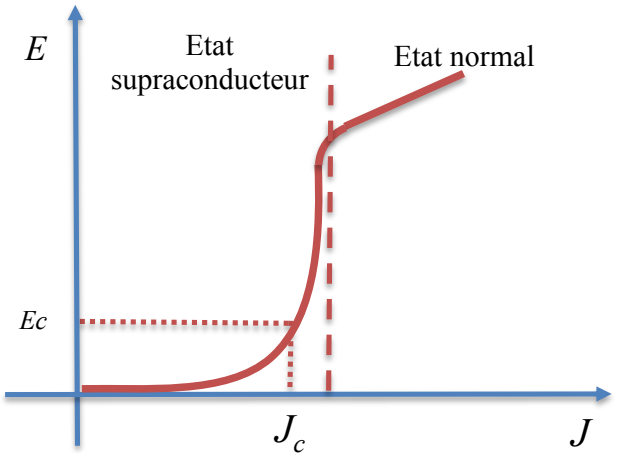


Figure 6 : Allure de la caractéristique électrique *E(J)* pour un supraconducteur de haute température.

1.1.3. Surface critique

Nous avons présenté séparément les trois paramètres critiques d'un supraconducteur *Hc*, *Tc*, et *Jc*. Mais pour qu'un matériau soit supraconducteur, il faut que toutes les valeurs de *T, H*, et *J* soient respectivement inférieures aux paramètres critiques *Tc*, *Hc*, et *Jc*.

Autrement dit, le fonctionnement classique d'un supraconducteur se fait en dessous de la surface définie par les paramètres *Tc*, *Hc*, et *Jc*. La Figure 7 montre la surface critique d'un supraconducteur.

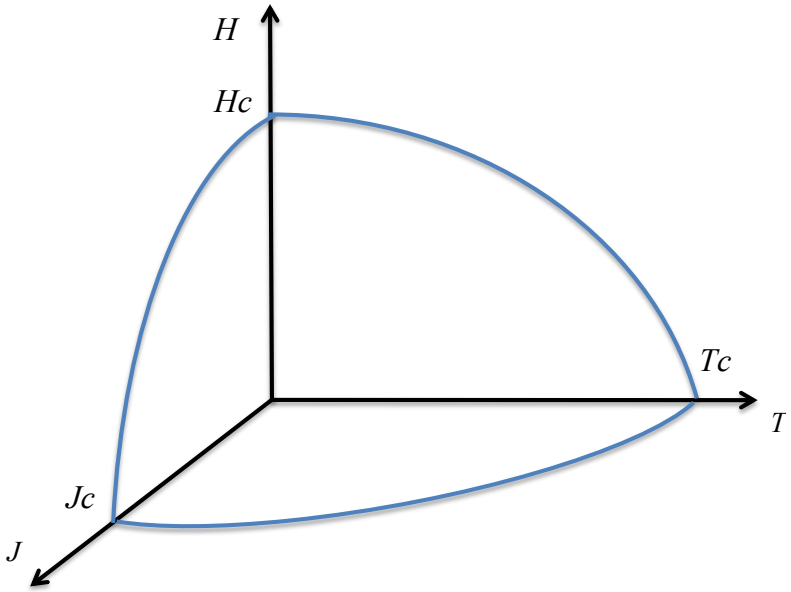


Figure 7 : Les paramètres critiques des matériaux supraconducteurs.

Nous avons rappelé quelques propriétés d'un supraconducteur et les paramètres critiques de ces matériaux. Nous allons présenter, par la suite, des distributions de *B*, *J*, et *E* dans un supraconducteur soumis à un champ variable.

1.2. Distributions de *B*, *J*, *E* dans un supraconducteur soumis à un champ externe variable

Afin d'étudier les phénomènes physiques durant l'aimantation d'une pastille supraconductrice, nous allons présenter la distribution des grandeurs suivantes : champ magnétique, densité de courant, et champ électrique dans un supraconducteur soumis à un champ magnétique externe variable.

Tout d'abord, nous allons présenter les deux modèles de la caractéristique *E(J)* utilisés pour représenter un supraconducteur. Il s'agit du modèle de Bean et de la loi en puissance. Ensuite, nous allons présenter la distribution du champ magnétique, de la densité de courant, et du champ électrique dans une plaque puis dans un cylindre supraconducteur.

1.2.1. Modèle de Bean

Le supraconducteur peut être présenté par le modèle de Bean [10]. Avec ce modèle, le supraconducteur n'existe que dans les deux états suivants, Figure 8 :

- Densité de courant nulle.
- Densité égale à la densité de courant critique J_c.

Ce modèle est le plus simple mathématiquement pour représenter un supraconducteur et se traduit par l'écriture de l'équation suivante :

$$J = \pm J_c \quad ou \quad J = 0 \tag{1}$$

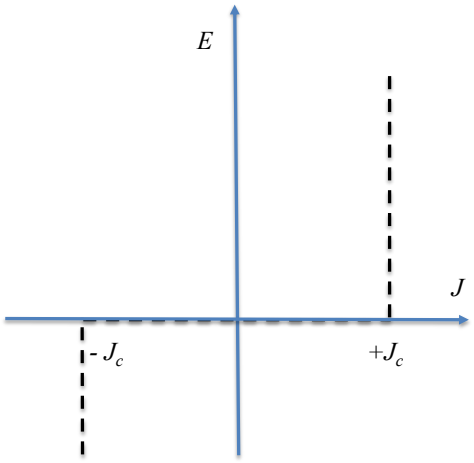


Figure 8 : Modèle de Bean.

Ce modèle reste le plus utilisé dans les calculs analytiques grâce à sa simplicité, mais ce modèle ne tient pas compte de la variation de la densité de courant en fonction de la température et du champ magnétique. En apportant quelques modifications, il est possible de tenir compte de *B*, et *T*.

1.2.2. Modèle de la loi en puissance

Ce modèle qui peut trouver un justificatif physique peut être utilisé pour interpoler la loi de comportement *E(J)* d'un supraconducteur à haute température critique, dans une certaine plage, notamment autour de *Jc*. Cette loi de comportement est obtenue en effectuant une mesure expérimentale tension-courant sur un échantillon supraconducteur. Ce modèle représente le supraconducteur grâce à l'expression mathématique suivante [11], [12], [13]:

$$\frac{E}{E_c} = \left(\frac{J}{J_c}\right)^n \tag{2}$$

Où

E_c : Champ électrique critique (V/m).

J_c : Densité de courant critique (A/m²).

n : Exposant de la loi en puissance.

La valeur E_c est généralement fixée à $1\mu V/cm$ de manière arbitraire, et J_c est la valeur de la densité de courant correspondant à E_c. Pour les valeurs de n importantes, nous nous approchons de la loi de Bean, Figure 9. Il peut exister une influence de la température et le champ magnétique sur les valeurs de J_c, et de n [14], [15].

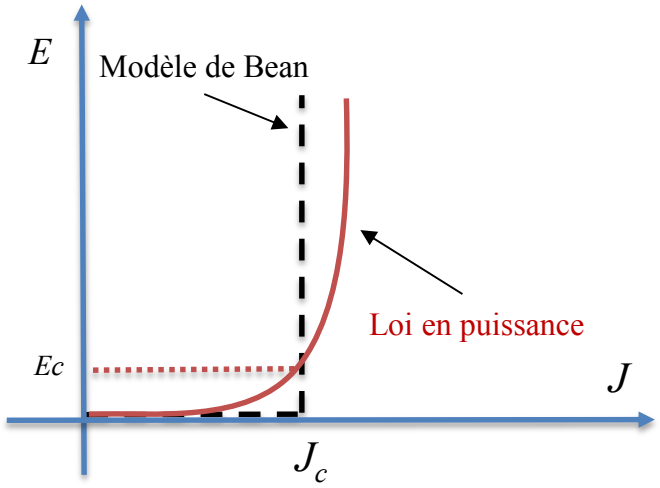


Figure 9 : Loi en puissance.

La loi en puissance est la plus utilisée dans la simulation numérique grâce à sa continuité et au fait qu'elle représente bien la réalité d'un supraconducteur. Dans cette thèse, la loi en puissance avec une dépendance en température de la densité de courant critique sera utilisée.

1.2.3. Le supraconducteur soumis à un champ appliqué

Nous étudions, maintenant, la distribution de champ magnétique (B), la densité de courant (J), et le champ électrique (E) dans une plaque puis dans un cylindre supraconducteur. Cette étude permet de comprendre d'une façon simple par un calcul analytique, les phénomènes d'aimantation d'une pastille supraconductrice. Pour simplifier cette étude, nous allons utiliser le modèle de Bean dans le supraconducteur [16].

a) Etude de la distribution de *B*, *J*, et *E* dans une plaque supraconductrice infiniment longue soumise à un champ magnétique externe.

Nous présentons la distribution de $B, J, et\ E$ dans une plaque supraconductrice infiniment longue de largeur 2a, lorsqu'un champ externe $\overrightarrow{B_a}$ est appliqué en parallèle à sa surface (suivant oy), Figure 10.

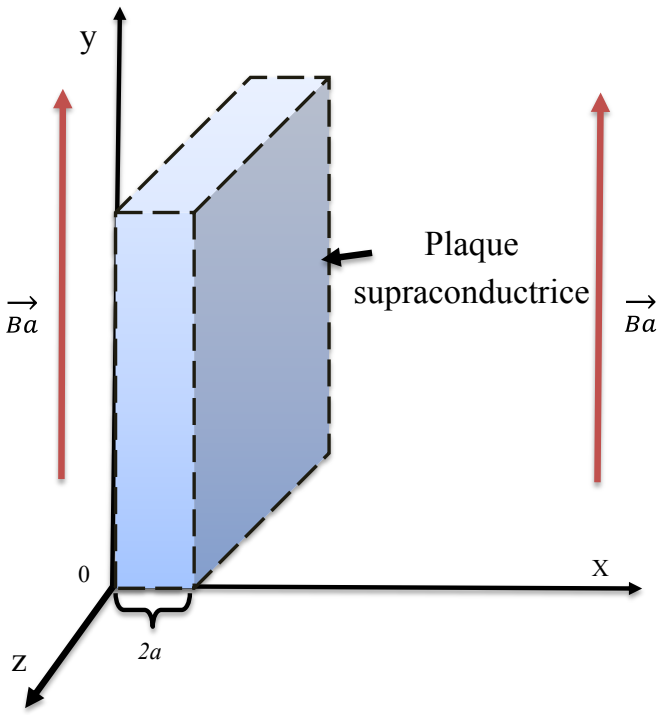


Figure 10 : Plaque supraconductrice soumise à un champ magnétique extérieur.

Toutes les grandeurs dans ce problème sont indépendantes de *y* et de *z*, donc elles ne varient que suivant *x*. En supposant que $\mu = \mu_0$ dans la plaque supraconductrice, ces grandeurs sont déterminées à partir des équations Maxwell :

$$\overrightarrow{rot}\,\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$\overrightarrow{rot}\,\vec{B} = \mu_0 . \vec{J} \qquad (4)$$

$$div\,\vec{B} = 0 \qquad (5)$$

$$div\,\vec{E} = 0 \qquad (6)$$

Lorsque la valeur du champ magnétique appliqué augmente, ce champ va pénétrer progressivement à l'intérieur de cette plaque.

Afin de déterminer facilement la distribution de champ magnétique (B), de la densité de courant (J), et du champ électrique (E), nous allons utiliser le modèle de Bean à l'intérieur de la plaque supraconductrice.

De l'équation (4), et en utilisant le modèle de Bean, nous obtenons :

$$\overrightarrow{rot}\vec{B} = \pm\mu_0 \overrightarrow{J_c} \quad ou \quad \overrightarrow{rot}\vec{B} = 0 \tag{7}$$

Dans la plaque, le champ magnétique est orienté suivant *oy* et ne dépend que de *ox* et de *t* :

$$\vec{B} = B(x,t)\,\overrightarrow{u_y} \tag{8}$$

Nous considérons, dans une première phase, que le champ externe augmente de 0 à B_{max}. La densité de courant se répartit dans la plaque, en commençant par les surfaces externes, afin de s'opposer à la pénétration du champ magnétique. La densité de courant est donc orientée suivant y, avec $J = -J_c \ ou \ 0$ pour $0 < x <$ a, et $J = +J_c \ ou \ 0$ pour a $< x < 2a$. Les équations (3) et (7) deviennent :

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \pm\mu_0 J_c \tag{9}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial t} \tag{10}$$

Autrement dit, la densité de courant (J_c) se trouve dans les zones où le champ magnétique varie dans l'espace. Le champ électrique (E) n'existe que dans la zone où le champ magnétique varie en fonction de temps. Le champ électrique et la densité de courant sont orientés suivant *oz*, Figure 11 :

$$\vec{E} = E(x,t)\,\overrightarrow{u_z} \tag{11}$$

$$\vec{J} = J(x,t)\,\overrightarrow{u_z} \tag{12}$$

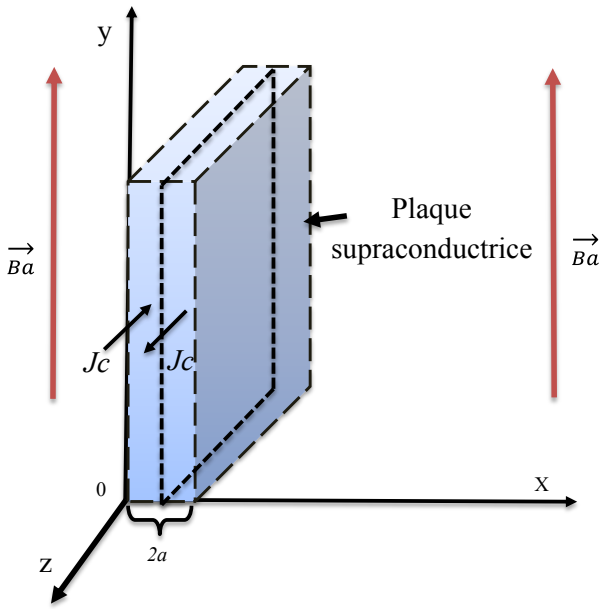


Figure 11 : Courants induits dans la plaque soumise à un champ magnétique extérieur $\overrightarrow{B_a}$ suivant *oy*.

À partir des équations (7) et (8) et pour 0<*x*<*d(t)*, nous déterminons les expressions de *B*, et de *E* (où *d(t)* est la profondeur de pénétration du champ électrique) :

$$B(x,t) = -\mu_0 J_c . x + B_a(t) \qquad (13)$$

$$E(x,t) = \frac{\partial B(x,t)}{\partial t}(x - d(t)) \qquad (14)$$

La profondeur de pénétration maximale (p), change en fonction de B_{max}. Pour une valeur faible de B_{max}, il y a une pénétration incomplète du champ magnétique dans la plaque. Si cette valeur du champ magnétique est assez grande, le champ magnétique pénètre complètement à l'intérieur de la plaque supraconductrice.
Nous représentons sur la Figure 12 la distribution de *B*, *J*, et *E* dans la plaque supraconductrice pour une pénétration incomplète.
La colonne (a) de cette figure illustre l'évolution de ces trois grandeurs lorsque le champ externe monte de 0 à sa valeur maximale. Le champ pénètre à l'intérieur de la plaque sur une profondeur p. À l'aide de l'équation 13, nous déterminons :

$$p = \frac{B_{max}}{\mu_0 J_c} \qquad (15)$$

Lorsque B diminue à partir de B_{max}, dans la colonne (b) de la même figure, le champ magnétique ne varie plus à l'intérieur de la plaque (pour $d(t) < x < p$ et $2a-p < x < 2a-d(t)$). Dans la partie externe de la plaque (pour $0 < x < d(t)$ et $2a-d(t) < x < 2a$), des courants d'amplitude J_c sont induits pour s'opposer à la diminution de B. Dans cette phase, le champ électrique n'existe que dans la partie où il y a une variation temporelle du champ magnétique.

Dans la troisième colonne (c) de cette figure et lorsque le champ magnétique atteint une valeur maximale négative, nous retrouvons la même évolution que dans la colonne (a) avec un signal négatif.

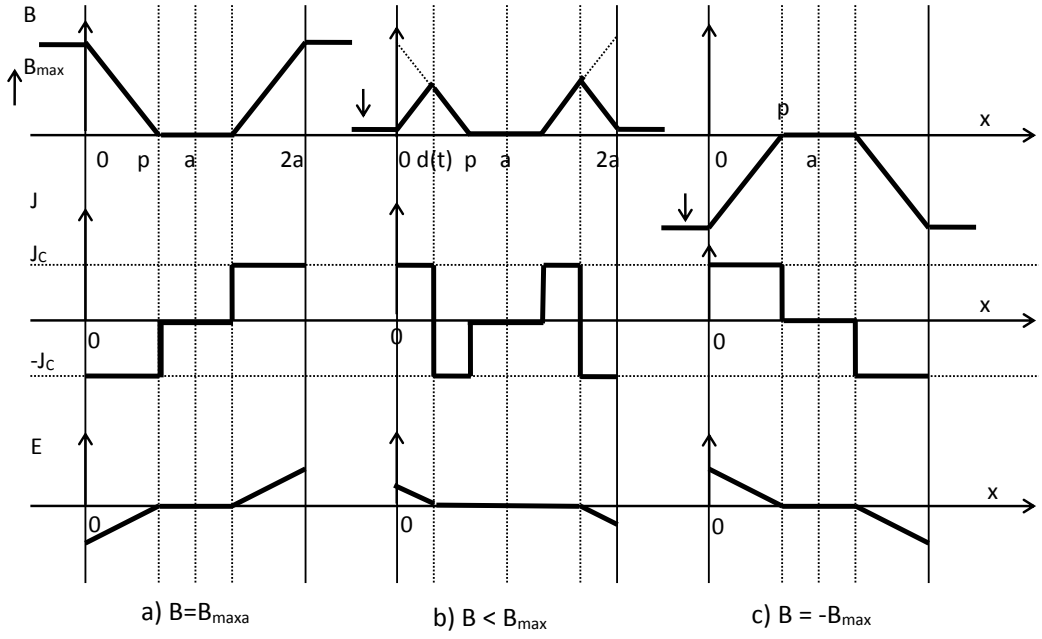


Figure 12 : Distribution de *B, J,* et *E* dans une plaque supraconductrice dans le cas de la pénétration incomplète.

La Figure 13 représente le cas d'une pénétration complète du champ magnétique à l'intérieur de cette plaque. Cette pénétration se produit lorsque la valeur du champ magnétique externe est assez grande pour arriver au centre de la plaque ($p=a$ et $B \geq B_p$). À partir de l'équation (13), nous déterminons la valeur du champ de pénétration :

$$B_p = a.\mu_0.J_c \qquad (16)$$

Nous remarquons que cette valeur du champ de pénétration complète ne dépend que de la largeur de la largeur de la plaque, et de la densité de courant critique dans cette plaque.

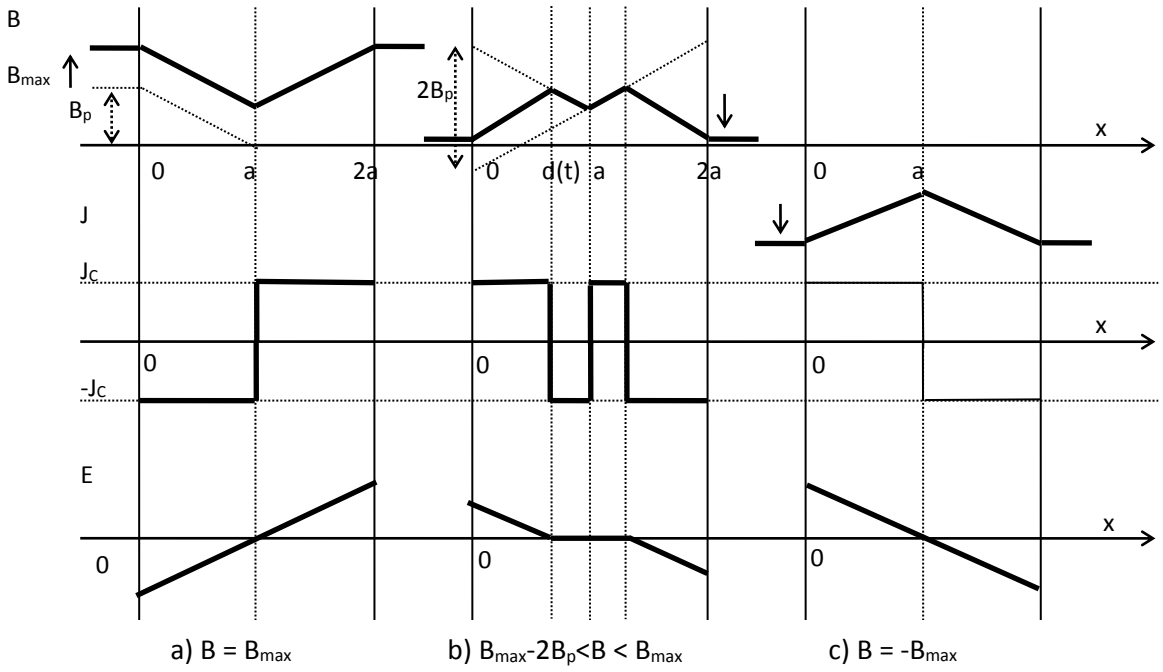


Figure 13 : Distribution de *B, J,* et *E* dans une plaque supraconductrice dans le cas de la pénétration complète.

Nous avons étudié la distribution de B, J, et E dans une plaque supraconductrice soumise à un champ magnétique externe. Nous allons étudier, par la suite, ces distributions dans un cylindre supraconducteur soumis à un champ magnétique externe.

b) Etude de la distribution de *B, J,* et *E* dans un cylindre supraconducteur soumis à un champ magnétique externe

Ce cylindre, de rayon *R*, est orienté suivant Oz. Le champ appliqué *B(t)* possède la même direction que l'axe du cylindre. La Figure 14 montre ce cylindre supraconducteur et la direction de champ magnétique appliqué.

Les phénomènes physiques sont les mêmes que pour la plaque, seules les équations changent. En remplaçant les coordonnées cartésiennes par des coordonnées cylindriques, les équations (2), et (3) deviennent :

$$-\frac{\partial B}{\partial r} = \pm\mu_0 J_c \qquad (17)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial (r.E)}{\partial r} = -\frac{\partial B}{\partial t} \qquad (18)$$

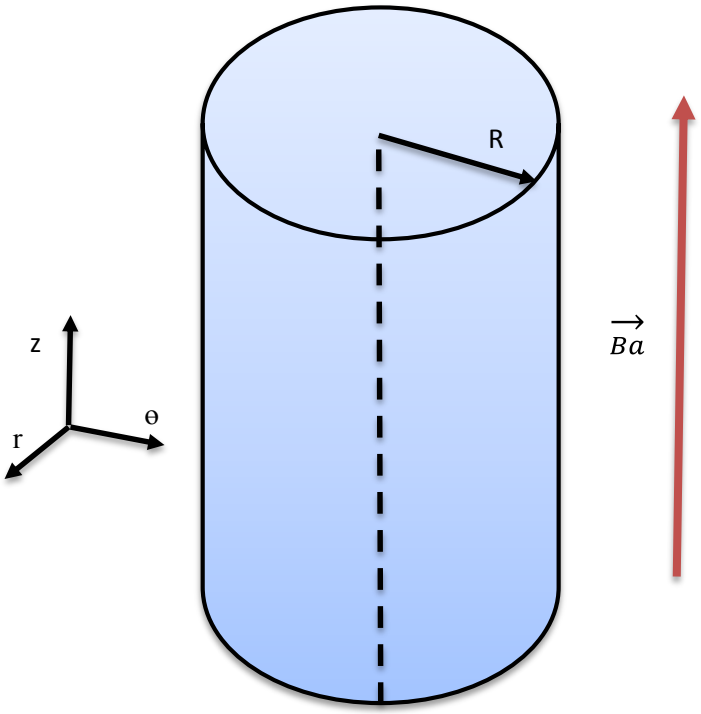


Figure 14 : Cylindre supraconducteur soumis à un champ magnétique.

La valeur du champ de pénétration complète vaut :

$$B_p = \mu_0 J_c R \tag{19}$$

Si la valeur du champ externe est inférieure à cette valeur, la pénétration dans ce cas est incomplète. Si le champ externe est supérieur à cette valeur, la pénétration est complète.

En pénétration incomplète, le champ pénètre jusqu'à R_p :

$$R_p = R - \frac{B_{max}}{\mu_0 J_c} \tag{20}$$

L'expression du champ électrique présent entre $R_1(t)$ et R à partir de (18) est la suivante :

$$E(r,t) = -\frac{\partial B}{\partial t} . \frac{r^2 - R_1^2(t)}{2r} \tag{21}$$

La valeur de $R_1(t)$ est la suivante :

$$R_1(t) = R - \frac{B_{max} - B_0(t)}{2\mu_0 J_c} \tag{22}$$

Dans le cas de pénétration complète R_p est égal à 0 et la valeur du champ électrique est la suivante :

$$E(r,t) = -\frac{\partial B}{\partial t} . \frac{r}{2} \tag{23}$$

La Figure 15 présente l'évolution de *B, J,* et *E* dans les deux cas de pénétrations dans un cylindre supraconducteur.

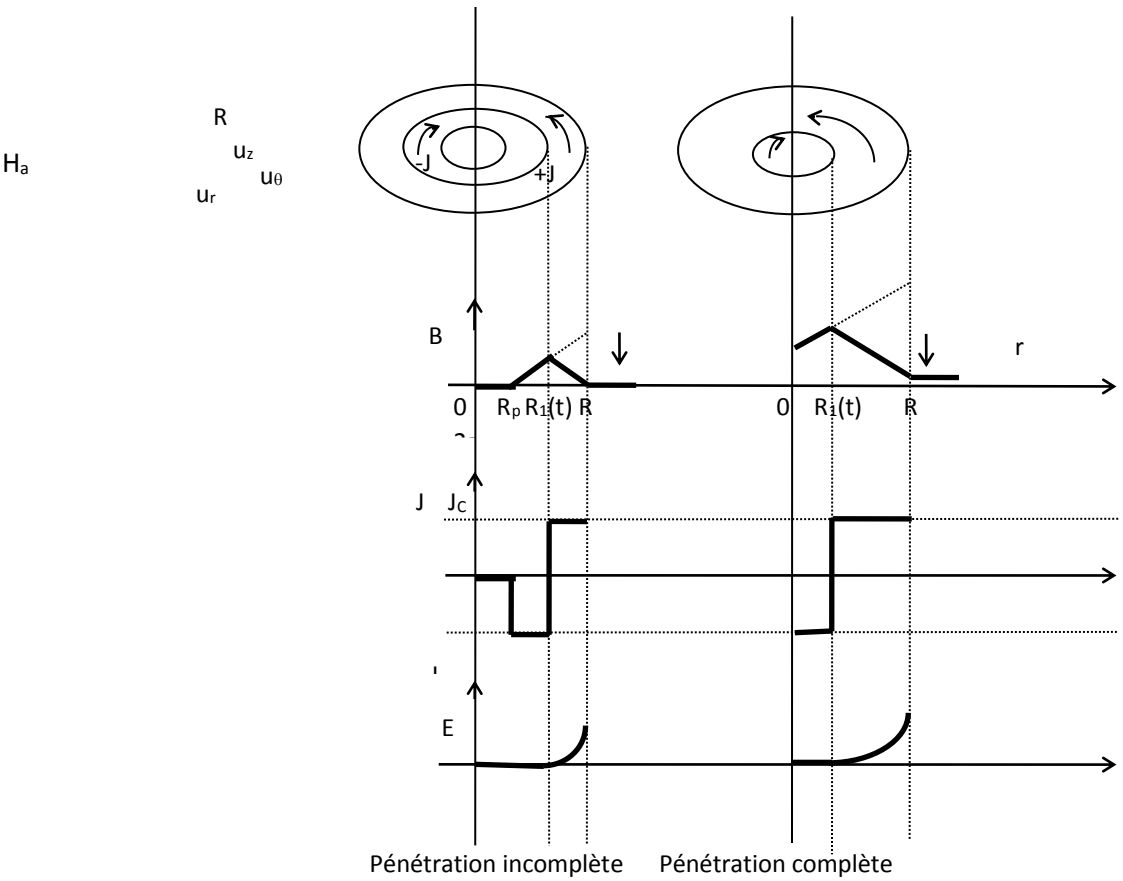


Figure 15 : Évolution de *B, J*, et *E* dans un cylindre supraconducteur soumis à un champ variable le long du son axe.

Nous avons présenté la distribution de *B, J*, et *E* dans une plaque puis dans un cylindre supraconducteur en appliquant un champ externe variable. Nous pouvons présenter maintenant les différentes méthodes d'aimantation des pastilles supraconductrices.

1.3. Méthodes d'aimantation

Il existe plusieurs méthodes d'aimantation. Toutes les méthodes d'aimantation sont basées sur une variation du champ magnétique appliqué sur une pastille supraconductrice. Cette variation crée des courants induits à l'intérieur de cette pastille supraconductrice.

1.3.1. Refroidissement sous champ ou Field Cooling (FC)

Dans cette méthode, la pastille supraconductrice est refroidie sous champ magnétique constant. Ensuite, ce champ magnétique diminue très lentement afin d'avoir un champ piégé dans la pastille quand le champ externe s'annule [17], [18].

La Figure 16 présente les différentes étapes pour aimanter une pastille supraconductrice par FC où nous distinguons trois zones : zone 1, zone 2, et zone 3. Dans la zone 1, un champ externe

est appliqué sur une pastille ‘‘chaude’’, la pastille n’est pas supraconductrice. Dans la zone 2, nous refroidissons la pastille à une température inférieure à sa température critique, la pastille devient supraconductrice avec la même valeur de champ appliqué. Dans la zone 3, nous diminuons la valeur du champ appliqué jusqu’à l’annulation de ce champ. Le temps de cette diminution peut atteindre quelques heures [19].

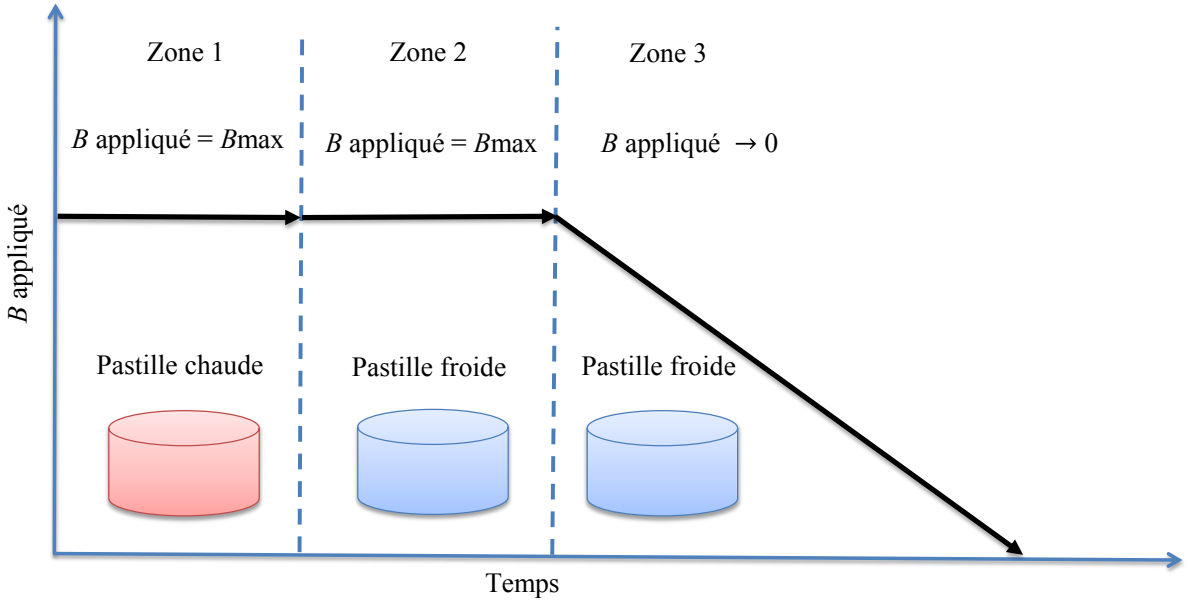


Figure 16: Aimantation par Field Cooling d’un supraconducteur.

La valeur du champ piégé dans la pastille ne peut pas être supérieure à la valeur maximale appliquée. Pour avoir un champ piégé très grand, le champ appliqué est généralement produit par des bobines supraconductrices. La distribution de B dans la pastille correspond à ce que nous avons calculé dans la partie précédente.

Cette méthode a donné les meilleurs résultats en termes de valeur de champ piégé. Il est possible avec cette méthode d’obtenir une valeur d’induction de 17 T à 29 K. Ce record a été fait par M.Tomita et M.Murakami en 2003 [19].

L’inconvénient principal de cette méthode est la nécessité d’avoir des bobines supraconductrices pour générer la forte valeur de champ magnétique.

1.3.2. Refroidissement hors champ ou Zero Field Cooling (ZFC)

Cette méthode est similaire à la méthode FC sauf que la pastille supraconductrice est tout d’abord refroidie puis le champ magnétique est appliqué [20], [21]. La Figure 17 représente les étapes suivies pour aimanter une pastille supraconductrice par la méthode ZFC où nous distinguons trois zones : zone 1, zone 2, et zone 3.

Dans la zone 1, nous refroidissons la pastille supraconductrice sans champ magnétique appliqué. Puis dans la zone 2, nous augmentons le champ magnétique appliqué sur la pastille froide jusqu’à arriver à sa valeur maximale. Dans la zone 3, nous diminuons lentement le champ appliqué jusqu’à atteindre le zéro.

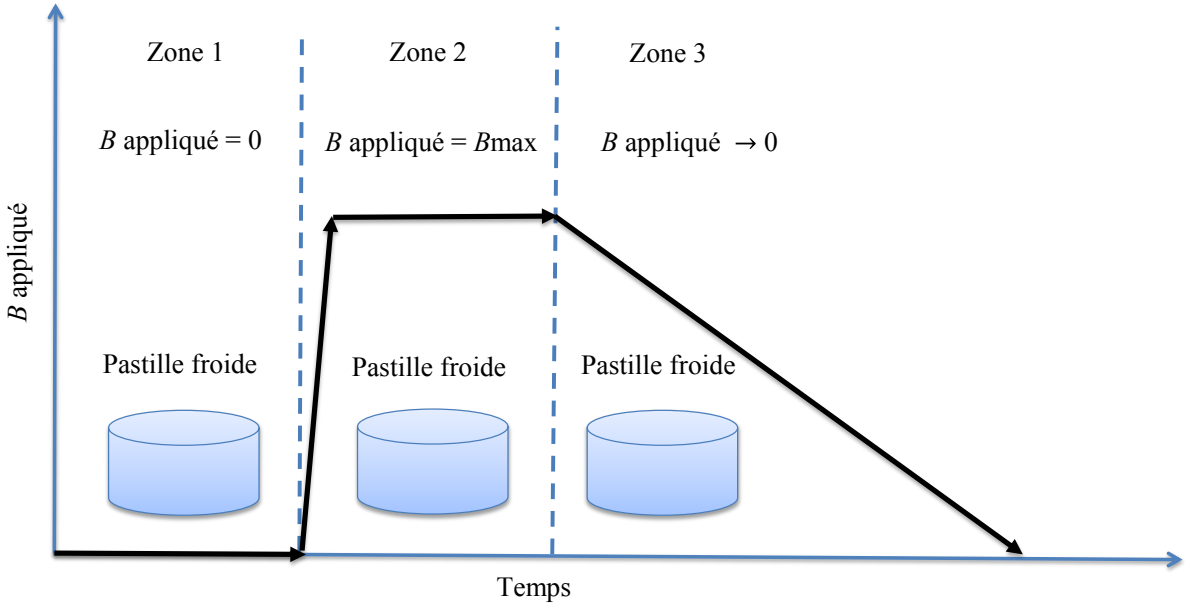


Figure 17 : Aimantation par Zero Field Cooling d'un supraconducteur.

Le champ piégé en utilisant cette méthode est inférieur à celui dans le FC (d'environ deux fois) pour la même valeur du champ appliqué [22], car il existe des courants $+J_c$ et $-J_c$ dans le matériau.

La Figure 18 montre une comparaison basée sur le modèle de Bean entre les deux méthodes FC et ZFC.

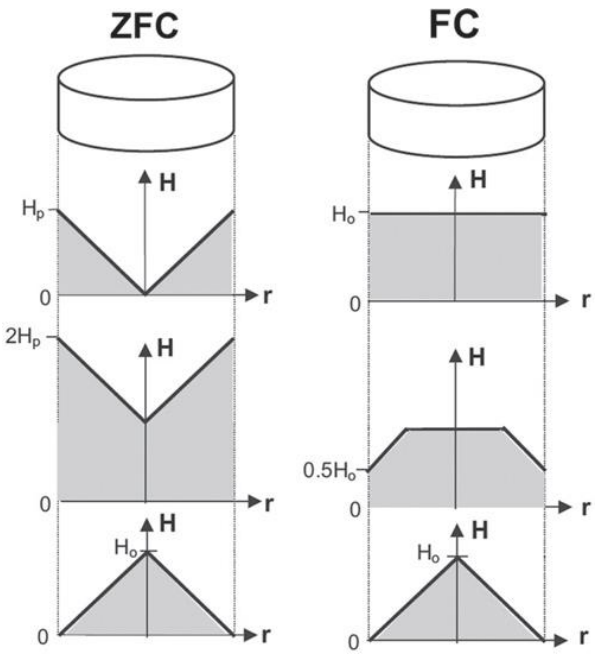


Figure 18 : Comparaison entre ZFC et FC [20].

Dans le cas de la méthode ZFC, un champ magnétique égal au champ de pénétration H_p est appliqué sur une pastille supraconductrice déjà refroidie. Puis ce champ est augmenté jusqu'à

2 H_p. À la suppression de ce champ appliqué, un champ égal à H_p reste piégé dans la pastille supraconductrice. Dans le cas de la méthode FC, un champ magnétique d'une valeur de champ égale à *Hp* est appliqué sur une pastille non refroidie. Après le refroidissement de cette pastille puis la suppression du champ appliqué, une valeur du champ égale à H_P reste piégée dans la pastille [20].

Donc en utilisant la méthode ZFC et pour piéger le même champ que lors de l'aimantation par FC, il faut appliquer un champ magnétique deux fois plus élevé que celui utilisé dans la méthode FC.

Les inconvénients de ces deux méthodes FC et ZFC sont :

- La grande dimensionne de l'inducteur
- Le refroidissement de l'inducteur s'il est supraconducteur.
- L'alimentation des bobines pour générer un champ continu est relativement imposante.

À cause de ces inconvénients ces méthodes ne sont pas envisagées en tant que tel pour les moteurs électriques supraconducteurs.

1.3.3. Aimantation par champ impulsionnel ou Pulsed Field Magnetization (PFM)

Le principe général de cette méthode est de créer une impulsion de champ magnétique sur une pastille supraconductrice. La Figure 19 représente les étapes de l'aimantation par PFM où nous pouvons définir deux zones.

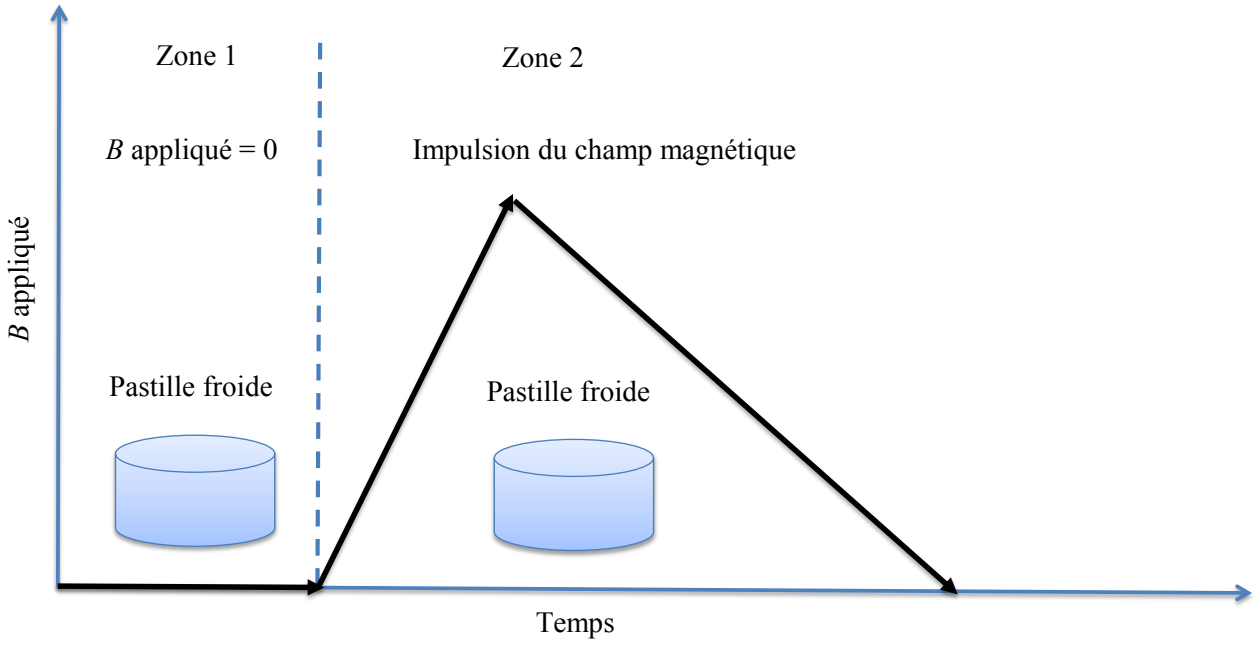


Figure 19 : Aimantation par Pulsed Field Magnetization d'un supraconducteur.

Dans la zone 1, nous refroidissons la pastille supraconductrice à une température inférieure à sa température critique. Ce refroidissement est effectué en l'absence de tout champ magnétique. Dans la zone 2, nous appliquons une impulsion du champ magnétique sur la pastille supraconductrice. Cette méthode ressemble à la méthode ZFC sauf que la durée de la variation de champ magnétique dans cette méthode est beaucoup plus courte, de l'ordre de quelques milli secondes.

Durant la phase de montée de cette impulsion, des courants induits se développent à l'intérieur de la pastille pour s'opposer à l'augmentation de champ magnétique loi de Lenz. Pendant la phase descendante de cette impulsion, de nouveaux courants induits sont créés dans la pastille, mais dans le sens inverse à ceux produits dans la phase de montée de la même impulsion. Ces courants progressent de la périphérie vers le centre de la pastille supraconductrice. À la fin de cette impulsion, des courants induits circulent dans la pastille en produisant un champ magnétique autour de la pastille [20], [23].

La valeur du champ magnétique piégée dans la pastille dépend de la densité de courant critique *Jc* dans la pastille, du volume et de la forme de la pastille et de la forme de l'impulsion du champ magnétique appliqué sur la pastille [24]. Ceci sera présenté en détail dans le deuxième chapitre.

Cette méthode est la méthode que nous envisageons pour aimanter une pastille supraconductrice dans une application électrotechnique, car elle possède les avantages suivants :

- Les dimensions de l'inducteur, bobine, sont très petites par rapport aux autres méthodes (FC, et ZFC)
- Pas de refroidissement demandé pour l'inducteur, car cet inducteur n'est pas un inducteur supraconducteur. L'inducteur utilisé dans le PFM est une bobine de cuivre.
- Aucune alimentation en continu n'est nécessaire pour créer un champ magnétique. Une simple décharge de condensateurs dans une bobine est suffisante pour générer une impulsion du champ magnétique de plusieurs Teslas.

Le champ piégé ne peut pas être supérieur à la moitié de la valeur maximale du champ appliqué. Durant nos expérimentations et pour un champ appliqué homogène et perpendiculaire à la surface de la pastille, le champ maximal piégé est égal, approximativement, à la moitié de la valeur maximale du champ appliqué.

Nous avons présenté les différentes méthodes d'aimantation d'une pastille supraconductrice. Nous présentons maintenant quelques applications réalisées avec des pastilles supraconductrices aimantées.

1.4. Applications en électrotechnique à des aimants supraconducteurs

Nous avons choisi de présenter trois applications utilisant des pastilles supraconductrices aimantées par PFM. Ces applications sont des moteurs tournants exposés ici suivant leur date de réalisation :

1.4.1. M. Hirakawa et al (Japon-2003)

C'est un moteur synchrone triphasé (200 V / 22 A). Le rotor de ce moteur se compose de 8 pastilles supraconductrices de type YBCO. Chaque pastille possède un diamètre de 60 mm et une hauteur de 15 mm. La température de refroidissement de ces pastilles est de 30 K. Les auteurs ont choisi une température inférieure à celle de l'azote liquide (77 K) afin d'avoir un champ piégé plus élevé. Les enroulements de cuivre sont placés sur le stator. La Figure 20 représente la structure et une photographie de ce moteur [25].

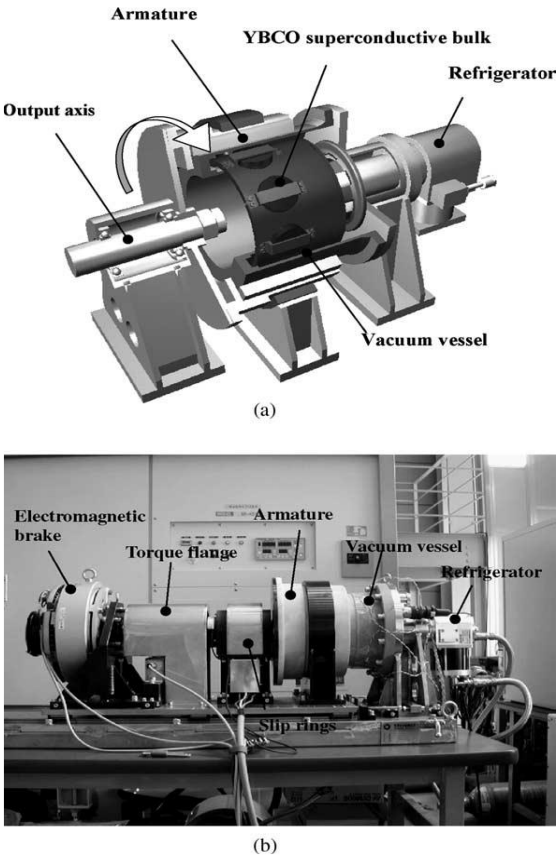


Figure 20 : a) la structure du moteur et b) une photographie de l'expérimentation de M. Hirakawa et al.

L'aimantation des pastilles supraconductrices est faite par deux bobines de cuivre. Le Tableau 1 résume les paramètres de ce moteur.

La valeur de champ piégé est étonnamment faible compte tenu de la température et du volume de la pastille.

Tableau 1 : Paramètres du moteur M. Hirakawa et al.

Température de refroidissement (K)	30
Maximum de champ piégé dans la pastille YBCO (T)	0,3
Nombre de pôles	8
Puissance de moteur (kW)	1,5
Vitesse de rotation (rpm)	600

1.4.2. Y Jiang, et al (UK-2008)

C'est un moteur triphasé**.** Le rotor de ce moteur se compose de 60 pastilles supraconductrices de type YBCO. Les pastilles YBCO possèdent un diamètre de 31 mm et une hauteur de 5 mm. Le refroidissement de ces pastilles a été fait dans l'azote liquide. Le rotor est fabriqué avec un matériau non magnétique et avec un réservoir pour l'azote liquide [26].

Le stator de ce moteur possède 6 bobines supraconductrices, avec deux bobines supplémentaires de cuivre pour l'aimantation.

La Figure 21 montre la structure générale de ce moteur. La Figure 22 représente une photographie du rotor avec les pastilles supraconductrices.

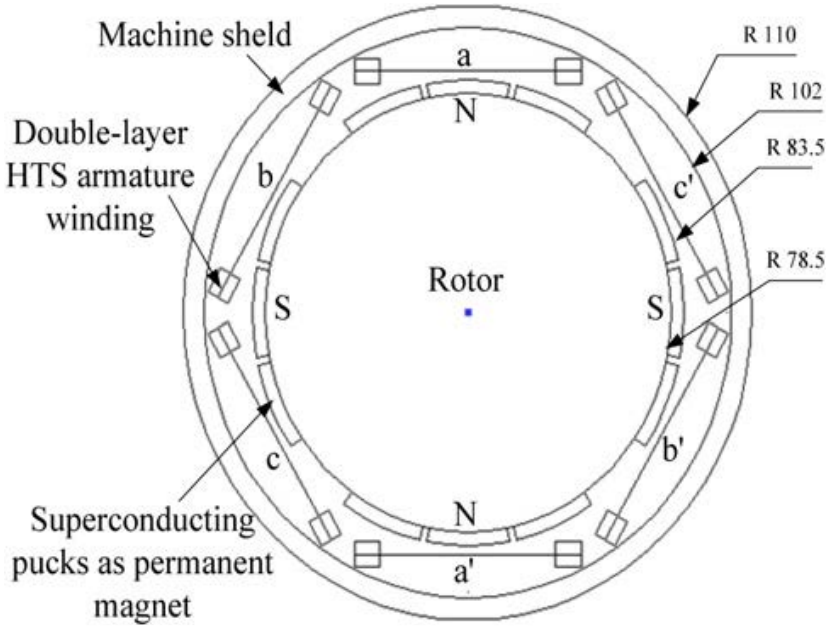


Figure 21 : Structure générale du moteur proposé par Y Jiang et al.

L'aimantation des pastilles supraconductrices est faite par la méthode PFM en utilisant les deux bobines de cuivre. L'aimantation s'est faite par paire de pôles. Un déplacement de 90° pour aimanter l'autre paire de pôles. Le Tableau 2 montre les paramètres de ce moteur.

La valeur de champ piégé est également faible, ceci est probablement dû à l'éloignement des bobines d'aimantation par rapport aux pastilles et à la température de 77 K.

Tableau 2 : Paramètres du moteur Y Jiang et al.

Température de refroidissement (K)	77
Maximum de champ piégé dans la pastille YBCO (T)	0,38
Nombre de pôles	4
Puissance de moteur (kW)	8,4
Vitesse de rotation (rpm)	1500

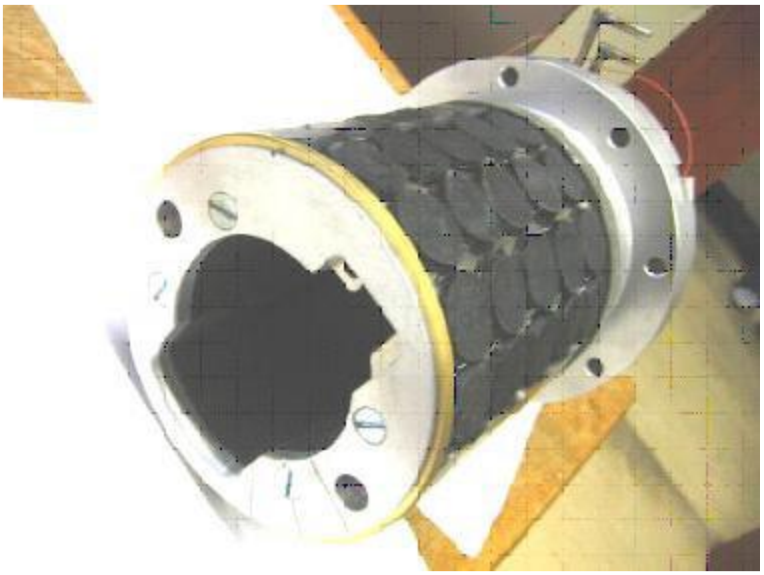


Figure 22 : Photographie du rotor avec les pastilles supraconductrices.

Ce moteur a été développé dans le même laboratoire par W. Xian et al [27] . Le rotor de ce moteur possède 75 pastilles supraconductrices de type YBCO. Ces pastilles sont refroidies par l'azote liquide et aimantées par la méthode PFM. Le stator possède 6 bobines supraconductrices.

L'aimantation a été réalisée par deux bobines de cuivre installées en haut de stator. Ces bobines sont installées sur deux pièces de fer. Une fois l'aimantation est faite par ces bobines, le rotor sera mis à l'intérieur du stator.

La Figure 23 montre la structure générale du rotor avec le système de l'aimantation. La Figure 24 représente le moteur réalisé avec son système d'aimantation.

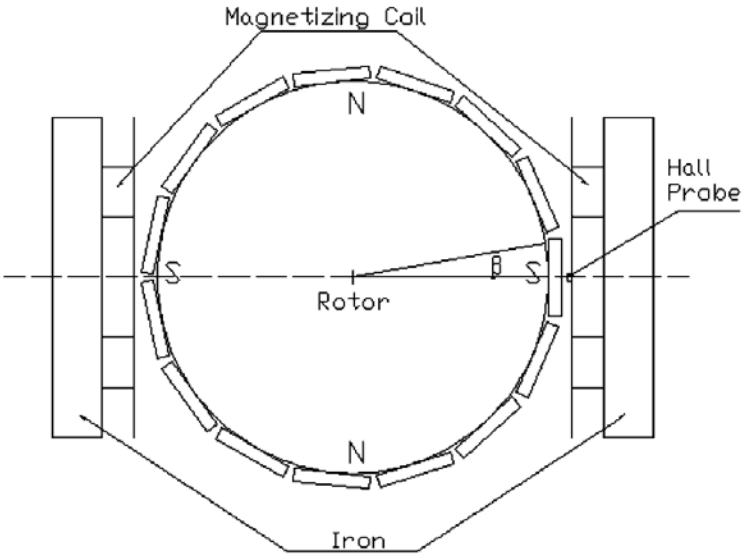


Figure 23 : Structure générale du rotor W. Xian et al avec les bobines d'aimantation.

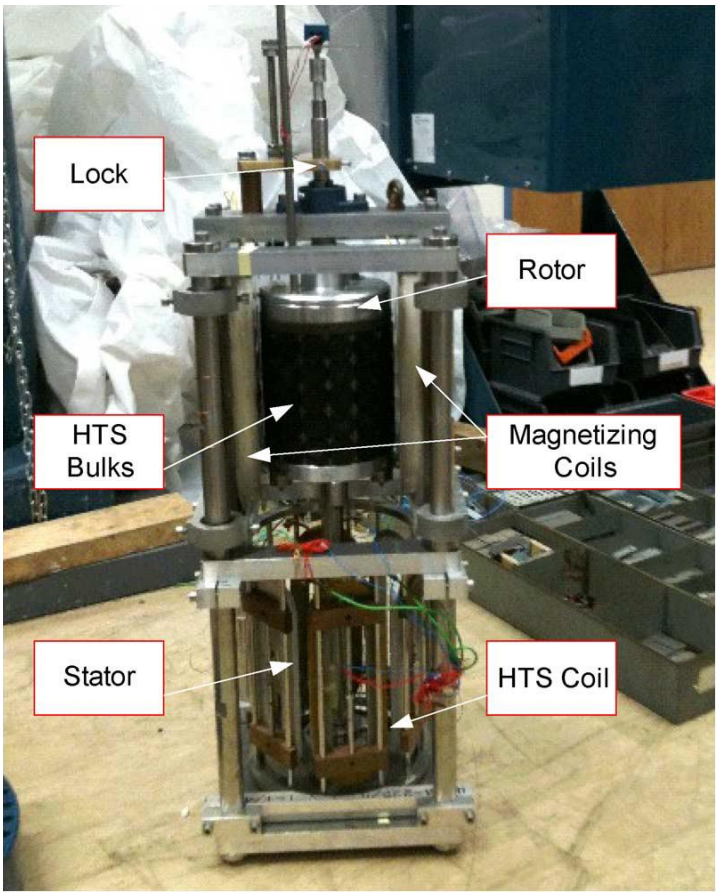


Figure 24 : Photographie du moteur réalisé par W. Xian et al.

Le Tableau 3 montre les paramètres de moteur W. Xian et al.

Tableau 3 : Paramètres du moteur W. Xian et al.

Température de refroidissement (K)	77
Maximum de champ piégé dans la pastille YBCO (T)	0,37
Nombre de pôles	4
Puissance de moteur (kW)	7,8
Vitesse de rotation (rpm)	1500

Dans les trois moteurs exposés précédemment, le moteur le plus puissant est celui de *Y Jiang, et al* avec une puissance de 8,4 kW et un champ maximal piégé de 0,38 T à 77 K pour des pastilles de type YBCO.

1.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques propriétés des supraconducteurs et leurs grandeurs critiques. Ensuite, nous avons présenté la distribution de *B, J*, et *E* dans un supraconducteur soumis à un champ magnétique externe. Nous avons également présenté les différentes méthodes d'aimantation d'une pastille supraconductrice (FC, ZFC, et PFM). La méthode PFM est la seule méthode d'aimantation que nous envisageons pour les applications électrotechnique. Enfin, nous avons présenté les moteurs réalisés avec des pastilles supraconductrices aimantées par PFM.

L'objectif de la thèse est de maitriser l'aimantation des pastilles supraconductrices par la méthode de PFM (Pulsed Field Magnetization) pour des applications électrotechniques. Nous allons étudier l'amélioration de l'aimantation par PFM, et les perturbations qui peuvent désaimanter la pastille supraconductrice aimantée. Ces études sont effectuées expérimentalement et théoriquement durant cette thèse.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier, par expérimentation et par simulation, l'effet de la forme de l'inducteur sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice où nous étudierons également deux procédés d'aimantations.

Chapitre 2 : Amélioration de l'aimantation d'une pastille supraconductrice par PFM

2.1. Introduction

Dans le premier chapitre, nous avons rappelé les propriétés des supraconducteurs et nous avons présenté la distribution de *B, J*, et *E* dans un supraconducteur soumis à un champ magnétique variable. Puis nous avons présenté les différentes méthodes utilisées pour aimanter les pastilles supraconductrices (FC, ZFC, et PFM). Enfin, nous avons montré les applications réalisées avec des pastilles supraconductrices aimantées par PFM.

Dans ce chapitre, nous allons étudier le principe de l'aimantation d'une pastille supraconductrice par PFM. Nous avons pensé travailler dans deux directions.

La première porte sur l'optimisation du nombre et de l'amplitude des impulsions du champ appliqué. Donc nous allons étudier et comparer deux procédés d'aimantation. Il s'agit du procédé à deux impulsions identiques et le procédé à impulsions successives croissantes. L'étude de ces deux procédés a été faite expérimentalement.

La deuxième direction porte sur le choix de la forme de l'inducteur permettant la meilleure aimantation des pastilles supraconductrices. Donc nous allons présenter les résultats expérimentaux pour deux types d'inducteurs (bobine vortex, et un système de 3 bobines). Ces expérimentations ont été effectuées sur une pastille supraconductrice de type YBCO à la température de l'azote liquide 77 K.

L'étude expérimentale de ces deux inducteurs est renforcée par une partie de simulation afin de déterminer le champ magnétique, la densité de courant, et la température à l'intérieur de la pastille. Notamment pour déterminer s'il existe un échauffement important dégradant le champ piégé dans la pastille.

2.1.1. Principe de l'aimantation par PFM

Une pastille supraconductrice soumise à une variation temporelle du champ magnétique va produire des courants induits à l'intérieur de cette pastille. Si le champ appliqué est suivant (Oz), ces courants circulent dans le plan xy, et un champ piégé va être produit suivant l'axe (Oz). Ce champ piégé est le champ magnétique mesuré à la surface de la pastille supraconductrice moins le champ appliqué en l'absence de cette pastille. La Figure 25 montre un schéma simplifié de ce principe.

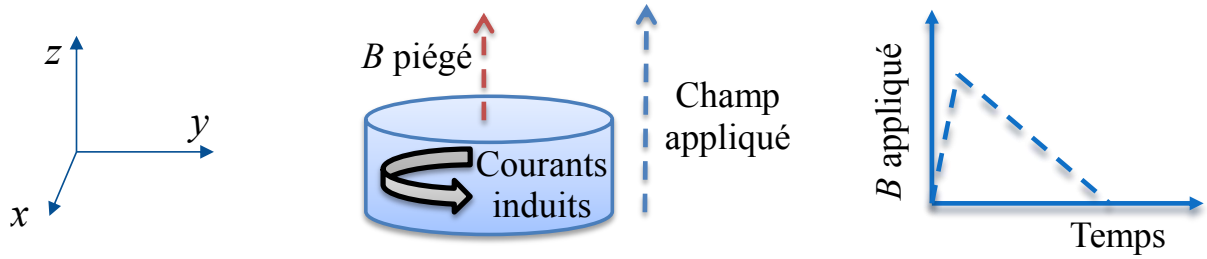


Figure 25 : Principe l'aimantation par PFM.

Du fait que la résistivité est nulle dans un supraconducteur, ce champ piégé ne devrait pas s'annuler après la fin de la variation du champ appliqué.

Nous allons présenter l'évolution du champ piégé durant une impulsion du champ appliqué obtenue expérimentalement lors d'une expérience que sera développée par la suite, Figure 26.

Nous remarquons sur cette figure deux zones différentes, dont le Zone 1 et le Zone 2. Dans la Zone 1, le champ appliqué sur la pastille augmente, donc un champ piégé opposé sera produit pour s'opposer à cette variation. Dans la Zone 2, le champ appliqué diminue, donc le champ piégé dans la pastille va augmenter pour s'opposer à cette variation. À la fin de cette impulsion du champ appliqué, un champ magnétique reste piégé dans la pastille.

Nous remarquons une diminution du champ piégé après la fin de l'impulsion. Cette évolution du champ piégé après la fin de l'aimantation va être expliquée dans le chapitre 4. L'évolution du courant induit et la température dans la pastille vont être présentées par la suite, en détail, à l'aide de simulations.

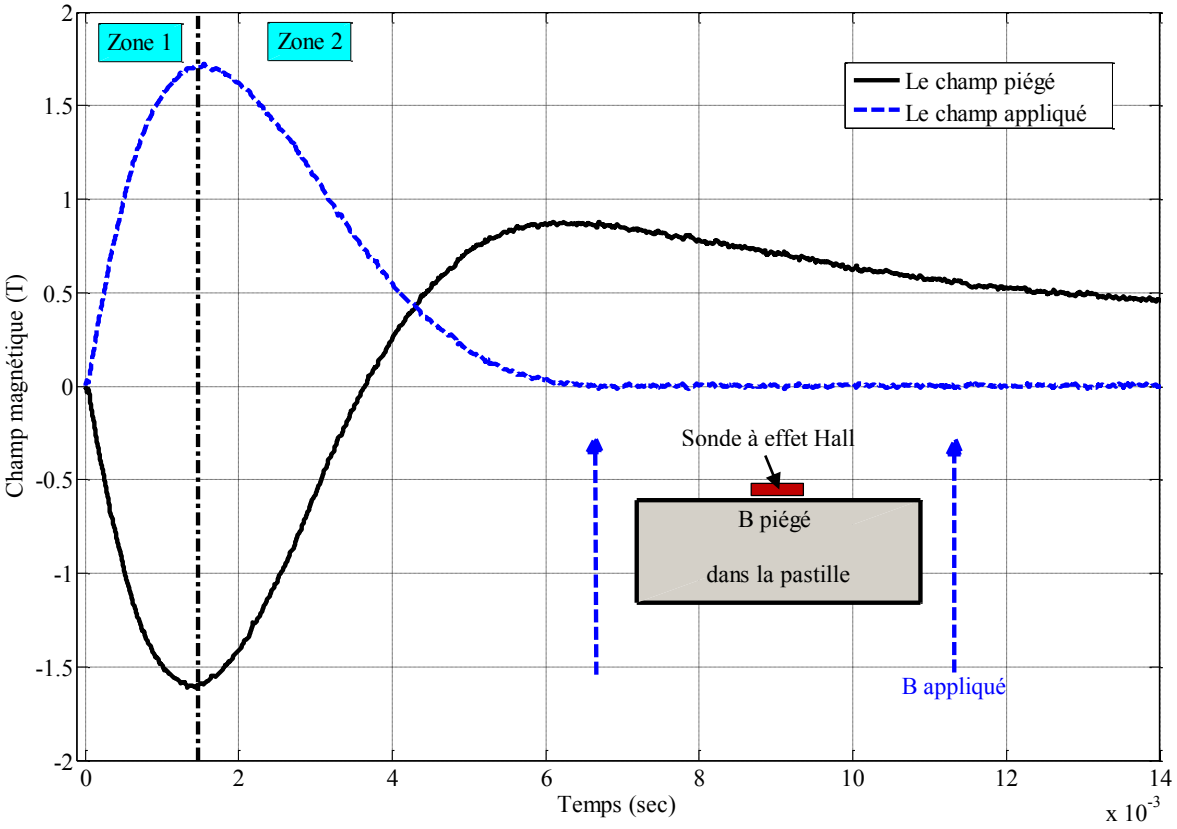


Figure 26 : Évolution du champ piégé durant une impulsion de champ appliqué.

2.1.2. Procédés d'aimantation

L'augmentation de la valeur maximale du champ magnétique appliqué ($B_{max)}$ peut augmenter la valeur du champ piégé dans la pastille. La valeur du champ piégé, à la fin de l'aimantation, peut varier si la pastille possède déjà un champ piégé ou pas. Afin d'étudier et de déterminer une façon d'avoir le maximum de champ piégé dans la pastille, nous allons étudier et comparer deux procédés d'aimantation.

a) Le procédé à deux impulsions identiques (procédé direct)

Le principe général de ce procédé est d'avoir une pastille vierge de tout champ magnétique à chaque fois qu'une aimantation est réalisée avec un champ plus élevé.

Des études d'aimantation d'une pastille supraconductrice ont été réalisées avec deux voire trois impulsions du champ magnétique de même niveau [22]. Cette répétition de la même impulsion du champ magnétique améliore la valeur du champ piégé. Autrement dit, la pastille piège un champ magnétique plus élevé (en répétant la même impulsion), si cette pastille possède déjà un champ magnétique.

D'autres études ont porté sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice avec des impulsions successives où la valeur du champ magnétique maximale augmente à chaque impulsion [28], [29]. Les auteurs en concluent à une augmentation de la valeur du champ piégé dans la pastille supraconductrice.

Dans notre procédé d'aimantation, nous allons répéter deux fois la même impulsion du champ applique sur une pastille froide sans aucun champ piégé. Nous allons aussi augmenter la valeur du champ appliqué de ces deux impulsions jusqu'à arrives à la valeur maximale du champ piégé. Avant la réalisation des nouvelles impulsions plus élevées, la pastille doit être vierge de tout champ magnétique, Figure 27.

Nous allons appeler l'impulsion du champ magnétique qui produit le maximum du champ piégé dans la pastille, l'impulsion optimale.

La Figure 27 montre les différentes étapes de ce procédé où : T1 est la durée entre deux impulsions de même niveau, T2 le temps d'attente avant la mesurer du champ piégé, T3 est le temps nécessaire au réchauffement de la pastille pour annuler le champ piégé et T4 est le temps de refroidissement de la pastille en dessous de sa température critique pour préparer la pastille à une nouvelle application du champ magnétique.

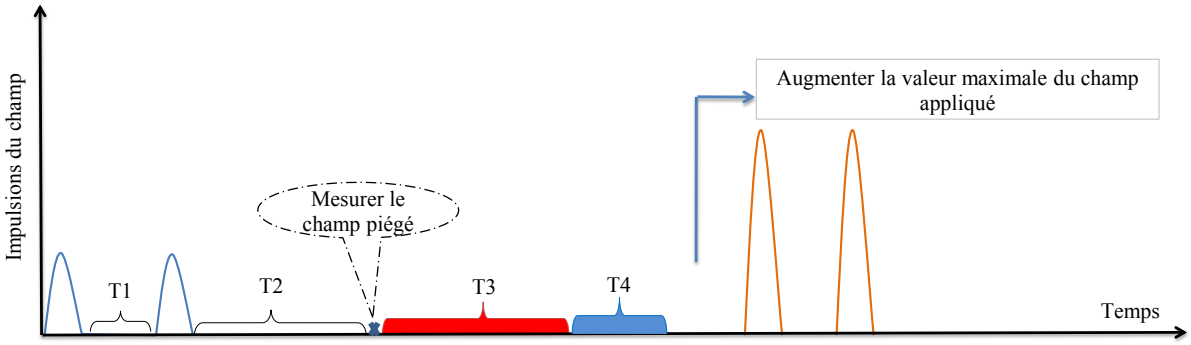


Figure 27 : Procédé d'aimantation à deux impulsions identiques.

Nous avons présenté le principe du procédé à deux impulsions identiques. Ce procédé sera développé dans la partie expérimentale de ce chapitre. Nous allons présenter maintenant un autre procédé d'aimantation appelé procédé à impulsions successives croissantes.

b) Le procédé à impulsions successives croissantes (procédé successif)

Le principe général de ce procédé est d'avoir une pastille qui possède déjà une aimantation non nulle lorsqu'une nouvelle aimantation est réalisée.

Pour les mêmes raisons que celles présentées précédemment, nous allons appliquer deux impulsions de champ magnétique sur la pastille supraconductrice. Ensuite, nous allons augmenter la valeur maximale de ces impulsions sans réchauffer la pastille. Nous allons continuer à augmenter la valeur du champ appliqué jusqu'à atteindre l'impulsion optimale qui produit le maximum du champ piégé dans la pastille.

Les différentes étapes de ce procédé sont présentées sur la Figure 28 où : T1 est la durée entre deux impulsions, et T2 est le temps avant la mesure du champ piégé dans la pastille. Après T2, une nouvelle impulsion avec une valeur maximale plus élevée est appliquée sur la pastille.

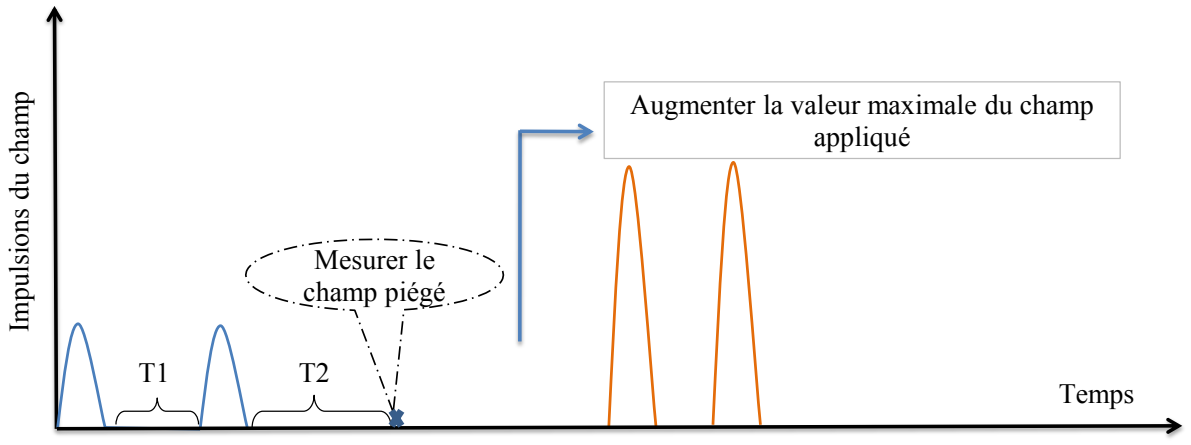


Figure 28 : Procédé d'aimantation à des impulsions successives croissantes.

Ce procédé sera développé dans la partie expérimentale de ce chapitre en comparant ce procédé avec le procédé à deux impulsions identiques.

Nous avons présenté deux procédés d'aimantation d'une pastille supraconductrice : le procédé à deux impulsions identiques et le procédé à impulsions successives croissantes. Ces deux procédé seront développés et comparés dans la partie expérimentale. Maintenant, nous allons présenter les différentes formes de l'inducteur pour aimanter une pastille supraconductrice.

2.1.3. Formes d'inducteur

Le champ magnétique appliqué sur la pastille peut être produit par une ou plusieurs bobines. La forme de l'inducteur a un rôle sur la valeur du champ piégé dans la pastille. Nous allons présenter les différents types d'inducteurs afin de déterminer l'influence de la forme de l'inducteur sur le champ piégé.

Dans la littérature, l'aimantation de la pastille supraconductrice se fait souvent par une seule bobine cylindrique autour de la pastille ce qui est la façon la plus simple de réaliser un inducteur [29], [30], Figure 29.

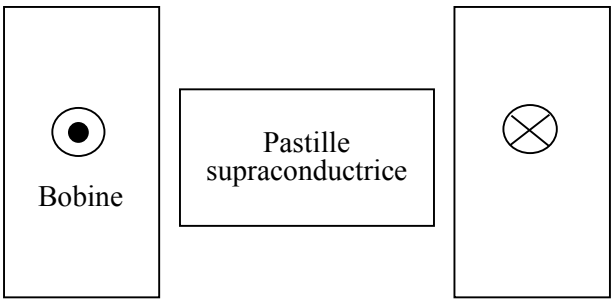


Figure 29 : Pastille aimantée par une bobine autour.

Nous proposons d'étudier deux autres formes d'inducteurs. La première forme devrait permettre son utilisation in situ dans un moteur électrique ou accouplement magnétique. La deuxième forme doit permettre d'avoir un champ piégé plus important et identique sur les deux surfaces de la pastille.

a) Bobine vortex unique

Cette bobine sera placée au-dessus de la pastille, Figure 30. Ce type d'inducteur possède une géométrie simple ce qui permet de l'utiliser facilement pour les applications en génie électrique du fait de l'utilisation d'une seule bobine d'aimantation.

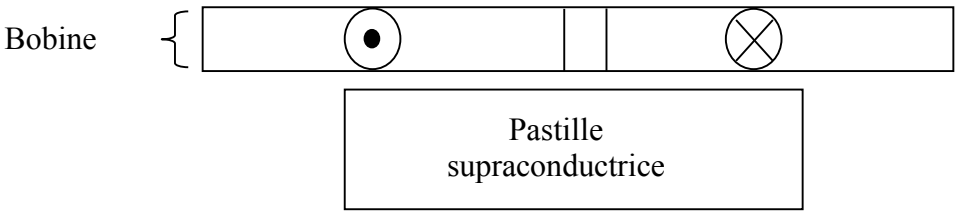


Figure 30 : Aimantation par une bobine vortex.

Ce type d'inducteur produit un champ magnétique non homogène sur une pastille installée en dessous. Les courants induits dans la pastille créent une induction en forme de dôme et la bobine vortex produit le même type de champ magnétique. Nous présentons sur la Figure 31 les lignes du champ magnétique produit par un inducteur vortex à l'absence d'une pastille supraconductrice. Ces lignes du champ magnétique ne seront pas perpendiculaires à la surface d'une pastille placée en dessous de la bobine. Ce champ magnétique produit par la bobine possède les valeurs les plus importantes dans la partie proche de la bobine. Cela peut aimanter la pastille de façon à produire un champ magnétique plus important à la surface de la pastille qui est du côté de la bobine.

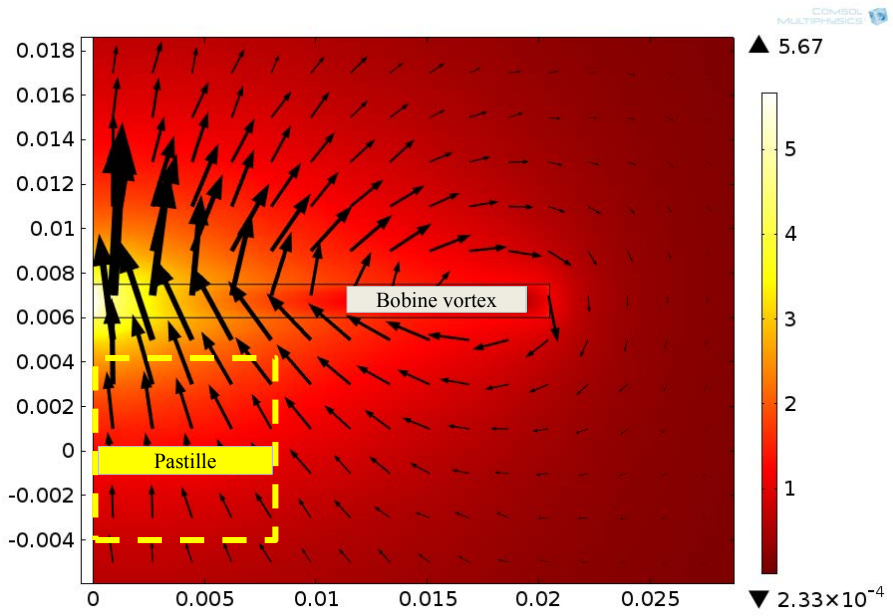


Figure 31 : Lignes de champ magnétique produit par une bobine vortex.

L'étude de ce type d'inducteur peut servir pour aimanter une pastille supraconductrice placée sur le rotor d'une machine. L'inducteur pourrait être installé sur le stator de cette machine. Cet inducteur peut être l'enroulement du stator s'il produit un champ magnétique assez fort pour aimanter cette pastille, Figure 32.

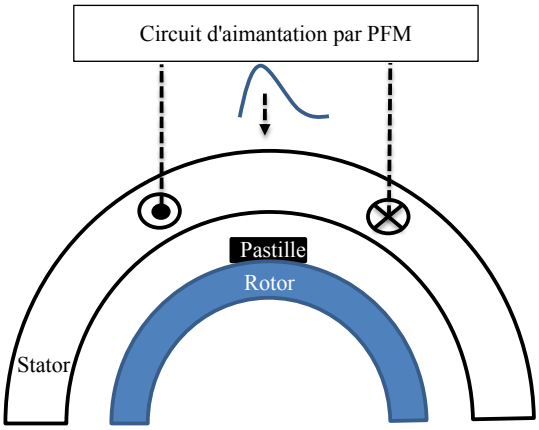


Figure 32 : Aimantation par le stator d'une pastille placée sur le rotor d'un moteur électrique.

b) Système à trois bobines

En 1873, M. James Clerk Maxwell a proposé un système d'inducteur qui produit un champ homogène [31]. Ce système se compose de 3 bobines avec des dimensions spécifiques afin de produire un champ continu et constant sur l'axe de ces 3 bobines, Figure 33 :

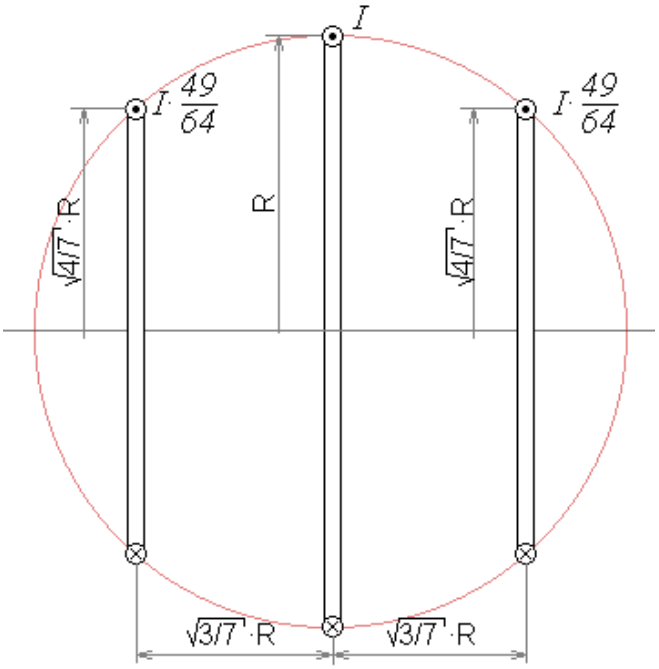


Figure 33 : Système de 3 bobines proposé par Maxwell.

À partir de cette idée de Maxwell, nous proposons un système d'aimantation qui se compose de 3 bobines : une bobine autour de la pastille et les deux autres sont au-dessus et en dessous de la pastille. Ce système a été choisi afin d'avoir le champ le plus homogène possible sur la pastille.

Ce système est destiné aux applications qui possèdent assez de places pour installer les trois bobines, Figure 34. Les bobines 1 et 3 peuvent être enlevées après la fin de l'aimantation.

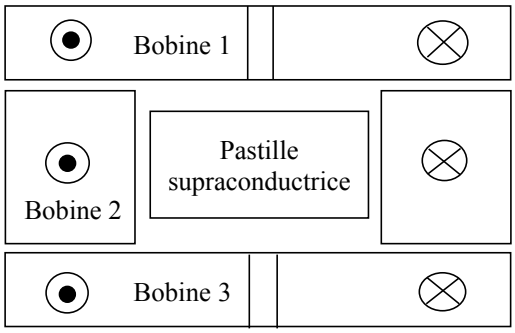


Figure 34 : Aimantation par un système de 3 bobines.

Les lignes de champ magnétique de ces trois bobines sont uniformes partout à l'intérieur de ces 3 bobines. Ces lignes de champ magnétique sont perpendiculaires aux deux surfaces de la pastille. Celle-ci sera installée entre ces trois bobines. Cette distribution du champ entre les trois bobines doit également permettre une aimantation identique sur les surfaces de la pastille, Figure 35.

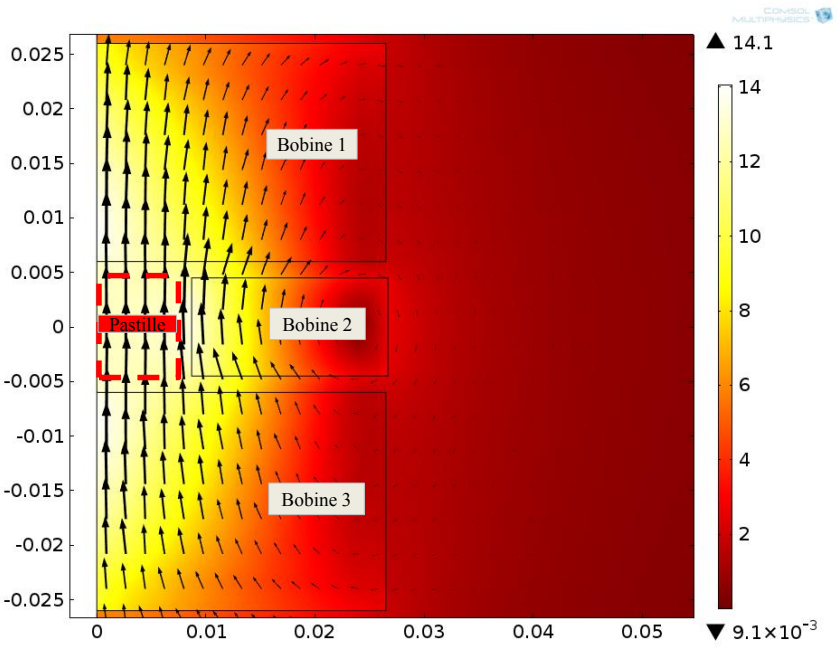


Figure 35 : Lignes de champ produit par un système de 3 bobines.

Ces deux formes d'inducteur seront étudiées en détail dans la suite de ce chapitre. Cette étude sera faite par l'expérimentation et par la simulation.

2.2. Étude expérimentale

Nous allons présenter, tout d'abord le banc expérimental d'étude de l'aimantation d'une pastille supraconductrice, puis les procédés d'aimantation et enfin l'influence de l'inducteur.

2.2.1. Banc expérimental

Le banc expérimental permet d'une part l'aimantation d'une pastille supraconductrice, et d'autre part la mesure de la carte du champ magnétique piégé.

a) Le circuit électrique d'aimantation

Il se compose d'un circuit de charge de condensateurs C et d'un circuit de décharge des condensateurs dans un inducteur L, Figure 36. Ce circuit se compose, principalement :

- D'un autotransformateur (T) avec une tension de sortie 0-230 VAC.
- D'un redresseur AC/DC pour convertir le signal alternatif vers un signal continu.

- Des 24 condensateurs connectés en parallèle avec une capacité totale d'environ 80 mF. Ces condensateurs peuvent supporter un courant de décharge d'environ 50 kA à 40 °C.
- D'un thyristor (Th) pouvant supporter un courant Imax de 15 kA.
- D'une diode (D) connectée en parallèle avec les condensateurs pour bloquer la tension négative sur les condensateurs.
- D'un inducteur produisant le champ magnétique afin d'aimanter la pastille supraconductrice.
- Des appareils de mesure : oscilloscope pour illustrer et mesurer le champ magnétique et le courant de décharge, un multimètre pour mesurer la tension de décharge.
- Un shunt pour mesurer le courant avec un rapport 2 mV/A.

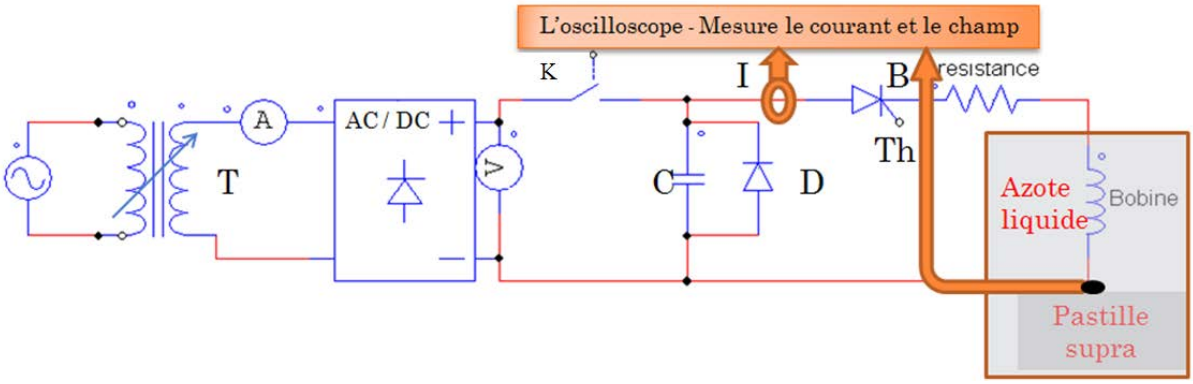


Figure 36 : Circuit d'aimantation utilisé pour l'aimantation par PFM.

Le produit final de ce circuit est l'impulsion de champ magnétique. Cette impulsion du champ magnétique créé par l'inducteur est l'image de l'impulsion de courant dans le circuit de décharge LC. Les étapes principales pour faire une charge des condensateurs puis une décharge dans l'inducteur sont :

1- Charge les condensateurs : nous fermons l'interrupteur K avec le thyristor Th ouvert. Nous augmentons la valeur de tension sur l'autotransformateur afin de charger les condensateurs à la tension souhaitée.

2- Décharge des condensateurs dans l'inducteur : nous ouvrons l'interrupteur K. Nous fermons le thyristor (Th) en appliquant une impulsion sur sa gâchette, ce qui produit une impulsion de courant dans le circuit électrique et crée une impulsion du champ magnétique sur la pastille refroidie. Si ce champ magnétique est assez élevé pour pénétrer dans la pastille, il va y avoir un champ magnétique piégé dans la pastille. Nous mesurons le champ magnétique et le courant en utilisant un oscilloscope. La Figure 37 montre une photo du circuit électrique pour l'aimantation.

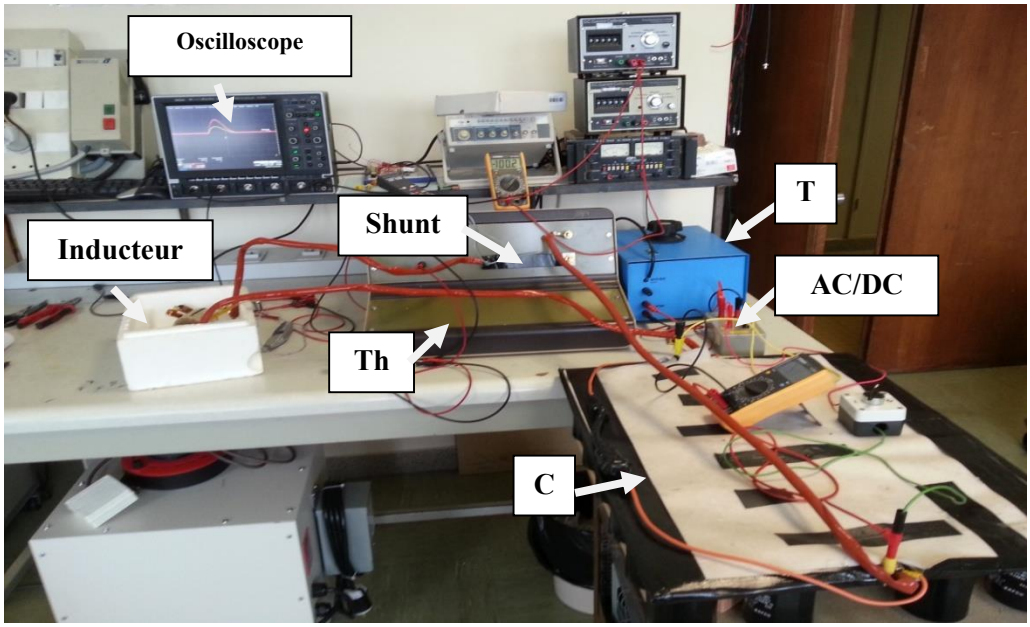


Figure 37 : Photographie du circuit électrique d'aimantation.

b) Mesure de la carte du champ piégé

Après l'aimantation, et afin d'avoir une idée de la distribution de champ magnétique piégé à la surface de la pastille aimantée, nous mettons la pastille sur une table communément appelée xyz. La Figure 38 montre la matrice des valeurs mesurées de champ magnétique dans un plan parallèle à xoy pour une distance $\triangle Z = 0{,}5$ mm de la surface de la pastille aimantée et avec un pas de mesure $\triangle X = \triangle Y = 2{,}22$ mm. Pour mesurer cette carte de champ magnétique, il faut sortir la pastille supraconductrice de l'inducteur, puis la déplacer le plus rapidement possible sur la table xyz pour mesurer la carte de champ. Malheureusement ce déplacement se fait à l'air libre, à température ambiante, donc l'aimantation de la pastille diminue légèrement lors de ce déplacement. Ceci est encore plus critique dans le cas du système à trois bobines, car l'extraction de la pastille des trois bobines prend encore plus de temps que dans le cas de la bobine vortex.

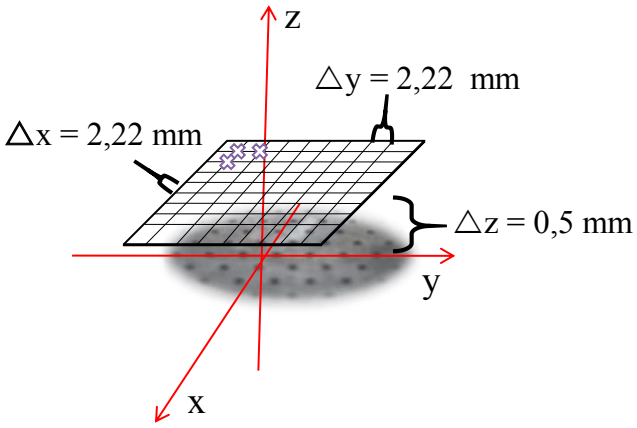


Figure 38 : Représentation de la mesure de la carte de champ au-dessus de la pastille.

Nous avons effectué les mesures sur une pastille supraconductrice YBCO possédant une température critique de 92 K, de diamètre 16 mm, et de hauteur 8 mm, Figure 39. Nous avons choisi ce type de matériau, car il possède une densité de courant élevée. Des trous orientés suivant l'axe (Oz) de cette pastille améliorent la densité de courant critique de la pastille lors de l'oxygénation et son refroidissement dans le liquide cryogénique [32].

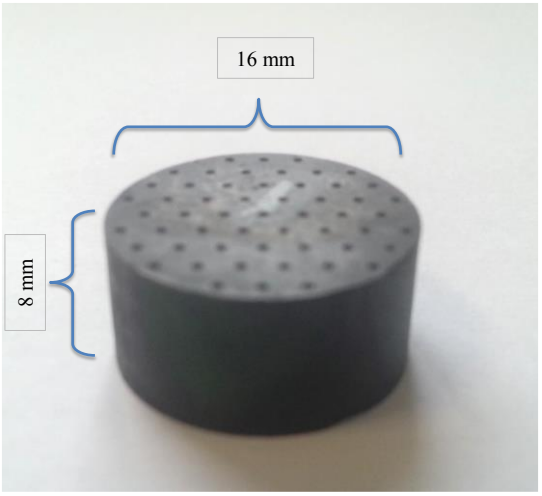


Figure 39 : Pastille YBCO utilisée dans l'expérience.

Le champ magnétique est mesuré au centre de la surface de la pastille par une sonde à effet Hall adaptée aux basses températures (AREPOC *HHP-NA*). La distance de la partie active de la sonde par rapport à sa surface est d'environ 0,5mm. L'existence de cette distance est due à l'encapsulage de la sonde, Figure 40. Cette sonde mesure le champ magnétique suivant l'axe z.

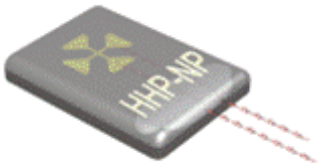


Figure 40 : Sonde à effet Hall *HHP-NP* d'AREPOC.

Nous avons présenté les différents éléments de l'expérimentation. Afin de créer le maximum du champ piégé, nous allons présenter maintenant les deux procédés d'aimantation et les deux formes d'inducteurs.

2.2.2. Les procédés d'aimantation

Nous avons présenté, précédemment, les deux procédés d'aimantation par PFM : le procédé à deux impulsions identiques (Figure 27), et le procédé à impulsions successives croissantes (Figure 28). Nous avons utilisé expérimentalement ces deux procédés et nous allons comparer les résultats.

Pour les deux procédés d'aimantation, nous allons conserver :

La même pastille YBCO (Figure 39), la même température de refroidissement (77 K), le même circuit d'aimantation (Figure 36), le même inducteur (Figure 34), et la même sonde à effet Hall (Figure 40).

a) Le procédé à deux impulsions identiques

Dans ce procédé, nous appliquons les deux impulsions pour un niveau initial de tension et nous sauvegardons le champ maximal appliqué et le champ piégé.

Le champ piégé est mesuré quelques minutes après la fin de la deuxième impulsion. Cette durée est nécessaire afin d'avoir un champ piégé presque stable dans la pastille. Il faut attendre au minimum 3 minutes après la fin de l'impulsion pour avoir un champ magnétique piégé plus stable. Cette durée peut devenir plus importante en fonction de la structure de la pastille et de l'impulsion du champ appliqué [22].

Après la mesure du champ piégé, nous annulons le champ piégé en chauffant la pastille. Nous répétons cette démarche en augmentant la tension du condensateur (i.e. le champ appliqué) jusqu'à arriver au champ magnétique optimal, Figure 27.

La durée T1 est d'environ 1 min, c'est le temps nécessaire pour charger les condensateurs et le temps T2 est supérieur à 3 min pour avoir le champ le plus stable possible.

La Figure 41 montre l'évolution du champ piégé dans la pastille en fonction du champ maximal appliqué en utilisant ce procédé d'aimantation à deux impulsions identiques. Nous trouvons que pour les valeurs du champ appliqué de moins de 0,5 T le champ piégé est quasi négligeable. Au-delà de cette valeur du champ appliqué, le champ piégé augmente quasi linéairement jusqu'à 0,47 T. Nous atteignons cette valeur de champ piégé pour un champ maximal appliqué de 1,34 T. Cette valeur de champ piégé est la valeur la plus importante que l'on peut attendre en utilisant ce procédé.

L'impulsion optimale possède une valeur maximale de 1,34 T et produit un champ magnétique piégé de 0,47 T dans la pastille.

Pour des impulsions plus importantes que l'impulsion optimale, le champ piégé commence à diminuer (saturation dans la pastille). Ces valeurs élevées de champ magnétique appliqué vont produire un échauffement dans la pastille. Cet échauffement est responsable de la diminution du champ piégé [22], [33].

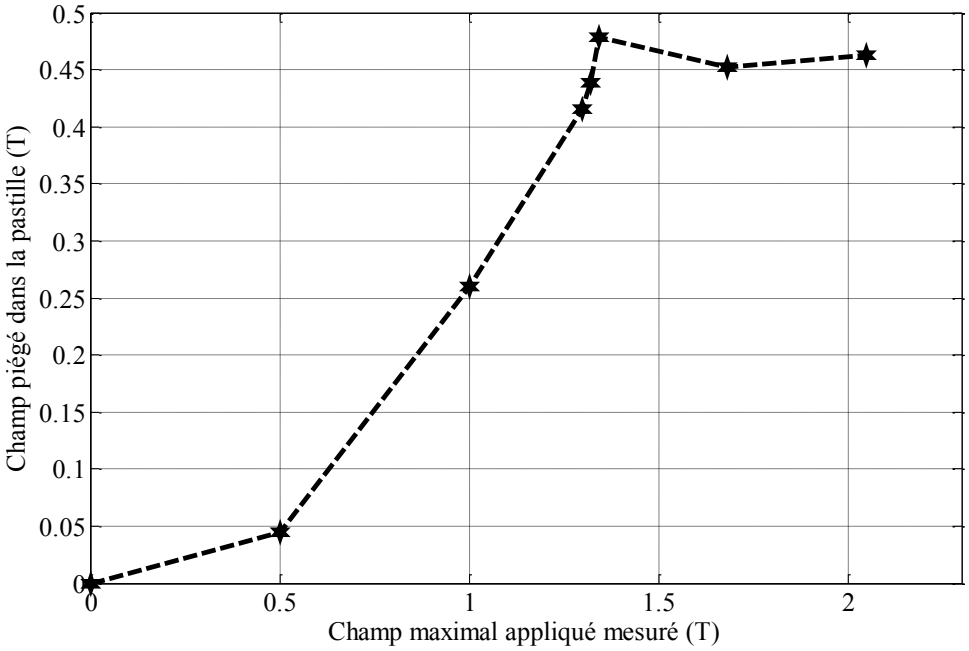


Figure 41 : Champ piégé dans la pastille en fonction de champ maximal - procédé à deux impulsions identiques.

Nous avons présenté les résultats expérimentaux du procédé à deux impulsions identiques. Nous avons trouvé que le champ maximal piégé est d'environ 0,47 T avec une impulsion optimale qui possède une valeur maximale de 1,34 T.

Nous allons présenter maintenant les résultats expérimentaux du procédé à impulsions successives croissantes.

b) Le procédé à impulsions successives croissantes

Dans ce procédé, nous appliquons les deux impulsions pour un niveau de tension choisi, mais le champ piégé entre les impulsions n'est pas annulé, Figure 28.

Nous mesurons le champ piégé, comme cela a été expliqué dans le procédé précèdent, quelques minutes après la fin de la deuxième impulsion. Nous mesurons aussi la valeur maximale du champ appliqué. Nous réappliquons deux nouvelles impulsions plus élevés sans chauffer la pastille. Nous augmentons la valeur des impulsions jusqu'à la saturation.

La pastille, dans ce procédé, est toujours maintenue dans l'azote liquide en dessous de sa température critique. Les temps T1 et T2 sont identiques à ceux du précédent procédé et possèdent les valeurs de 1 min et de 3 min, respectivement.

La Figure 42 montre l'évolution du champ piégé dans la pastille en fonction du champ maximal appliqué en utilisant le procédé à impulsions successives croissantes. Pour des valeurs de champ appliqué inférieures à 0,5 T, le champ piégé est trop faible. Pour des valeurs plus importantes du champ appliqué, le champ piégé augmente de façon non linéaire jusqu'à une valeur du

champ appliqué de 1,34 T. En augmentant le champ appliqué après cette valeur, le champ piégé commence à diminuer à cause de l'échauffement expliqué précédemment.

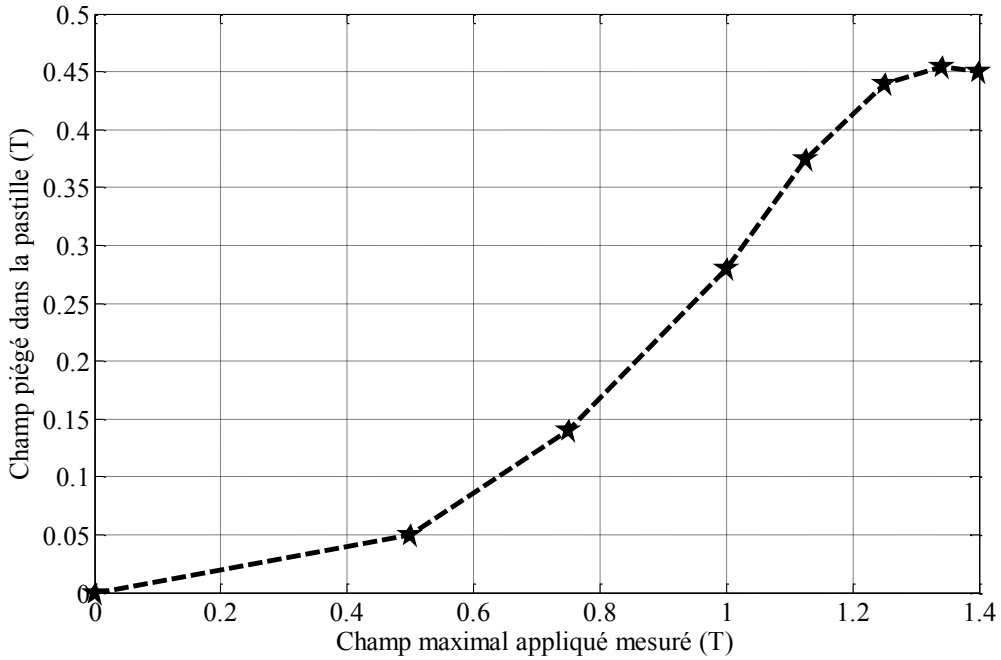


Figure 42 : Champ piégé dans la pastille en fonction de champ maximal - procédé à des impulsions successives croissantes.

En utilisant ce procédé, nous trouvons que le maximum du champ piégé est égal à 0,45 T produit par une impulsion de champ appliqué possédant une valeur maximale de 1,34 T.

c) Comparaison les deux procédés d'aimantation

Nous allons comparer les résultats expérimentaux obtenus pour les deux procédés d'aimantation Figure 41, et Figure 42.

Le Tableau 4 représente cette comparaison où nous trouvons que l'impulsion optimale est la même pour les deux procédés avec une valeur maximale de 1,34 T, avec la réaction de la pastille. Cette impulsion optimale produit, quasiment, le même champ piégé dans la pastille.

Tableau 4 : Comparaison des deux procédés d'aimantation.

	procédé à deux impulsions identiques	procédé à des impulsions successives croissantes
Champ optimal appliqué $B_{optimal}$ (T)	1,34	1,34
Champ maximal piégé B_{Pmax} (T)	0,47	0,45

En comparant les résultats des deux procédés d'aimantation, nous n'avons pas trouvé de différences significatives entre les deux procédés. En conséquence, nous proposons d'utiliser le procédé à deux impulsions identiques en appliquant l'impulsion optimale, si l'on connaît déjà cette impulsion pour la pastille.

2.2.3. Influence de la forme de l'inducteur

Nous avons présenté précédemment les deux formes d'inducteur : la bobine vortex et le système de 3 bobines (Figure 30, et Figure 34). Nous allons étudier par l'expérimentation l'influence de ces deux inducteurs sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice.

a) La bobine vortex

Pour créer le maximum du champ piégé dans une pastille supraconductrice, il faut que la valeur maximale du champ appliqué soit supérieure de 3 à 4 fois, au minimum, la valeur du champ piégé [22], [28], [29]. La valeur du champ appliquée est proportionnelle à la valeur du courant circulant dans le circuit de décharge ($B_{app}= K.I$). Afin de générer le maximum de champ appliqué, nous avons proposé une bobine qui possède la résistance la plus petite possible, tout en respectant les dimensions de la pastille utilisée, Figure 39.

Grâce à sa faible résistivité, nous allons choisir du clinquant en cuivre pour réaliser la bobine vortex qui possède les paramètres suivants :

Nombre de spires = 8 tours, diamètre effectif = 41 mm, hauteur effective = 4 mm.
Une résistance d'environ 20 mΩ et une inductance d'environ 4 µH à la température de l'azote liquide.
Des forces importantes vont apparaitre entre les spires de bobine et la pastille. Ces forces peuvent déformer la bobine. Afin de renforcer et tenir la bobine, nous l'avons moulée avec de la résine, Figure 43.



Figure 43 : Photographie de la bobine vortex.

Afin de mesurer le champ magnétique, une sonde à effet Hall adaptée à la basse température est placée au centre de la surface de la pastille (Figure 44). Le champ mesuré durant l'impulsion est égal à la somme du champ créé par la bobine plus le champ de la réaction de la pastille. Après la fin de l'impulsion, cette sonde ne mesure que le champ piégé dans la pastille.

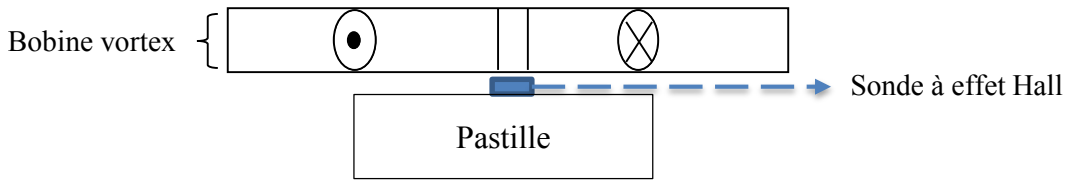


Figure 44 : Représentation du système d'aimantation par la bobine vortex.

Nous avons appliqué le procédé à deux impulsions identiques pour aimanter la pastille supraconductrice. L'impulsion optimale est obtenue par une deuxième impulsion de courant à une valeur maximale de 6000 A. La valeur maximale de l'impulsion optimale du champ magnétique qui correspond à cette impulsion de courant vaut 1,24 T. Cette impulsion de champ magnétique produit le maximum de champ piégé dans la pastille supraconductrice, Figure 45. La valeur maximale du champ piégé à la fin de l'aimantation en utilisant cet inducteur est égale à 0,25 T. Ces deux impulsions possèdent les paramètres suivants :

Courant max = 6000 A, durée de l'impulsion = 2,7 ms, champ optimal mesuré =1,24 T, B_{P1} le champ magnétique piégé dans la pastille à la fin de l'impulsion = 0,25 T et B_{P2} le champ magnétique piégé dans la pastille 3 min après la fin de l'impulsion = 0,2 T.

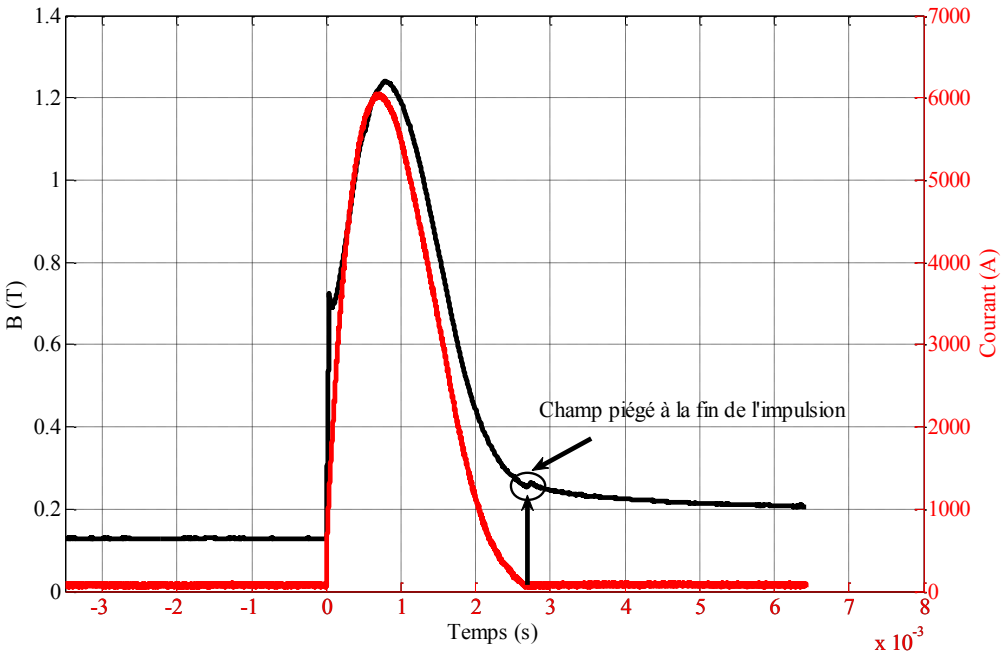


Figure 45 : Impulsion optimale de champ et son courant dans l'inducteur avec la bobine vortex.

Les cartes de champ sur les deux surfaces de la pastille ont été mesurées expérimentalement. La Figure 46 représente la carte de champ sur la surface qui est en face de la bobine. Cette carte du champ a été mesurée 30 minutes après le cycle d'aimantation, à l'aide de la table XYZ. Nous constatons que la valeur maximale du champ piégé se trouve au centre de la surface de la pastille. Cette valeur du champ piégé est d'environ 0,2 T. En partant du centre vers les bords de la pastille, le champ piégé diminue. Nous trouvons des valeurs négatives au bord de la pastille liées à la fermeture des lignes du champ. La carte de champ piégé de cette surface possède la forme d'un dôme.

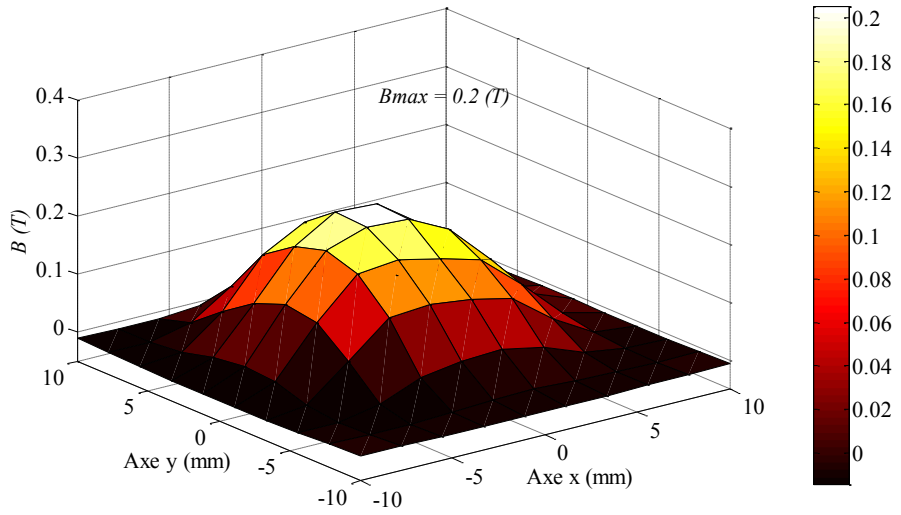


Figure 46 : Carte de champ à la surface de la pastille en face de la bobine vortex.

La Figure 47 montre la carte de champ magnétique mesurée sur l'autre surface de la pastille à l'opposé de la bobine. Les valeurs de champ magnétique sur cette surface sont relativement petites par rapport à celles mesurées sur la surface en face de la bobine vortex.

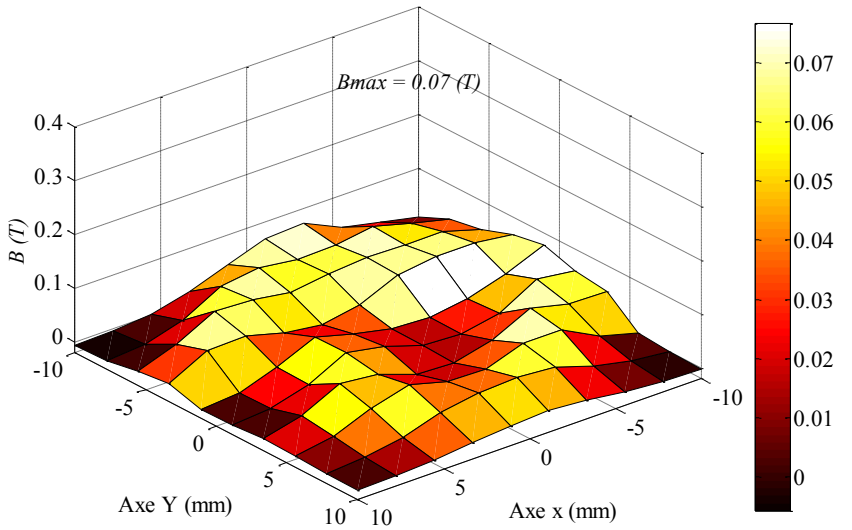


Figure 47 : Carte de champ à la surface de la pastille sur le côté opposé à la bobine vortex.

Nous avons présenté l'aimantation par la bobine vortex et nous avons trouvé le maximum du champ piégé est d'environ 0,2 T et une distribution non identique du champ magnétique sur les deux surfaces de la pastille. Nous allons maintenant présenter le système de 3 bobines.

b) Le système de 3 bobines

Pour les mêmes raisons présentées précédemment durant la réalisation de la bobine vortex, et afin de générer un champ le plus homogène possible sur la pastille supraconductrice, nous avons réalisé le système de 3 bobines. Ce système se compose de 3 bobines de cuivre, la bobine 1 est au-dessus de la pastille, la bobine 2 est autour de la pastille, et la bobine 3 est en dessous de la pastille.

Les trois bobines sont connectées en série et le champ vu par la pastille sera la somme des champs créés par les 3 bobines qui possèdent les paramètres suivants, Figure 48:

Bobines 1 et 3 : Nombre de spires = 40 tours, Diamètre effectif = 52 mm, hauteur effective = 20 mm, une résistance de 40 mΩ, et une inductance d'environ 30 µH.

Bobine 2 : Nombre de spires = 32 tours, Diamètre externe = 52 mm, diamètre interne= 16,5 mm, hauteur = 11,4 mm, une résistance de 30 mΩ, et une inductance d'environ 20 µH.



Figure 48 : Photographie de système de 3 bobines.

Afin de mesurer le champ magnétique, nous utilisons la même sonde à effet Hall utilisée précédemment. Cette sonde est placée au-dessus de la pastille au centre de sa surface. À cause de la fragilité des filles de la sonde à effet Hall, nous séparons la bobine 1 de la bobine 2 avec une distance de 2 mm. Le champ mesuré par la sonde durant l'impulsion est égal à la somme

des deux champs : le champ créé par les trois bobines plus la réaction de la pastille. Après la fin de l'impulsion, cette sonde ne mesure que le champ piégé dans la pastille supraconductrice, Figure 49.

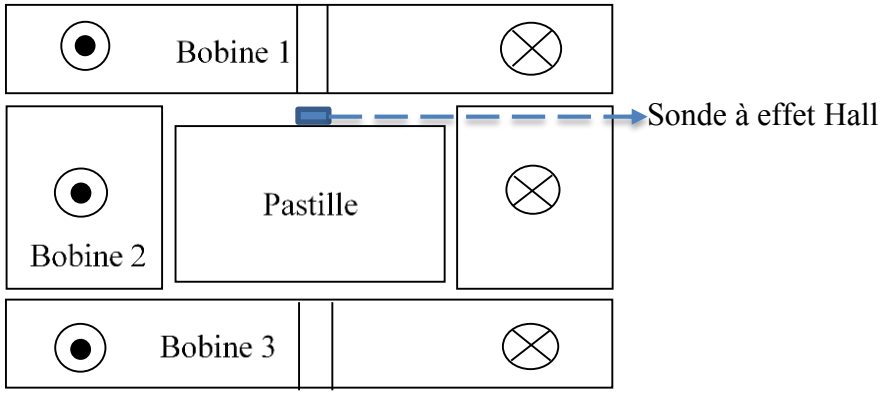


Figure 49 : Représentation de système d'aimantation avec le système de trois bobines.

L'aimantation de la pastille supraconductrice est aussi réalisée en utilisant le procédé à deux impulsions identiques. L'impulsion optimale pour ce système est obtenue par une deuxième impulsion de courant d'une valeur maximale de 1034 A. La valeur maximale de l'impulsion magnétique optimale qui correspond à cette impulsion du courant vaut 1,34 T. Cette impulsion de champ magnétique (impulsion optimale) produit le maximum de champ piégé dans la pastille supraconductrice. La valeur maximale du champ piégé à la fin de l'aimantation en utilisant cet inducteur est d'environ 0,7 T, Figure 50. Cette valeur de champ piégé diminue après la fin de l'aimantation à cause de l'échauffement produit dans la pastille. Le champ piégé devient quasiment stable après 3-5 min et il possède une valeur stable de 0,47 T. Cette évolution du champ piégé sera étudiée en détail dans le chapitre 4. Ces impulsions possèdent les paramètres suivants :

Courant max = 1034 A, durée de l'impulsion = 20 ms, champ maximal mesuré =1,34 T, B_{P1} champ magnétique piégé à la fin de l'impulsion = 0,7 T, et B_{P2} champ magnétique piégé après 3 min = 0,47 T.

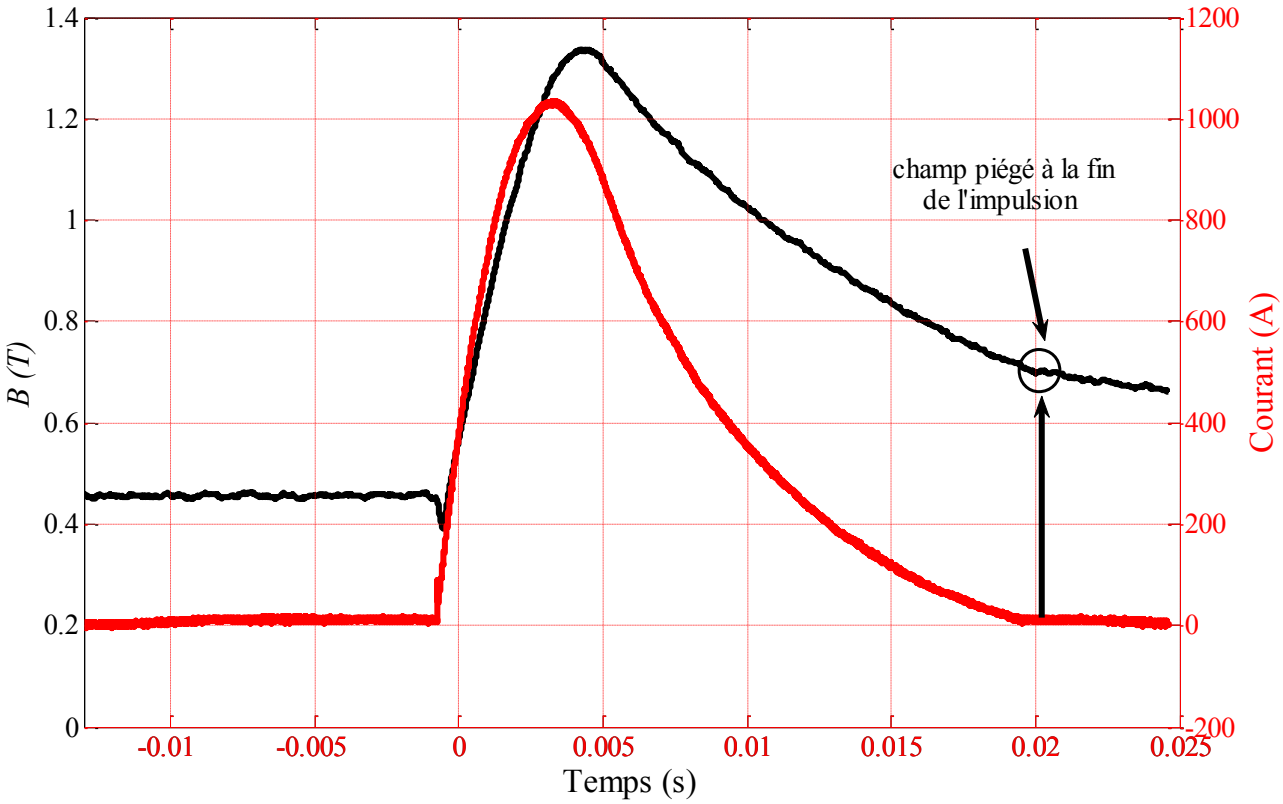


Figure 50 : Impulsion optimale de champ et son courant dans l'inducteur avec le système de 3 bobines.

Afin de présenter la distribution du champ magnétique sur les deux surfaces de la pastille aimantée, nous réalisons deux cartes de champ magnétique, une sur chaque surface. Ces cartes de champ magnétique ont été mesurées à l'aide de la table XYZ.

Ces deux cartes ont été réalisées une heure après de la fin de l'aimantation. Cette durée contient le temps de stabilisation (cela sera présenté dans le chapitre 4), le temps pour libérer la pastille des trois inducteurs, et le temps de l'installation sur la table XYZ.

Nous trouvons deux cartes du champ piégé identiques sur les deux surfaces de la pastille aimantée, Figure 51. La valeur maximale du champ piégé d'environ 0,36 T a été remarquée au centre de la surface de la pastille. Cette valeur diminue progressivement en partant du centre vers le bord de la pastille. Les deux cartes du champ sur les deux surfaces de la pastille aimantée par le système de 3 bobines possèdent une forme de dôme.

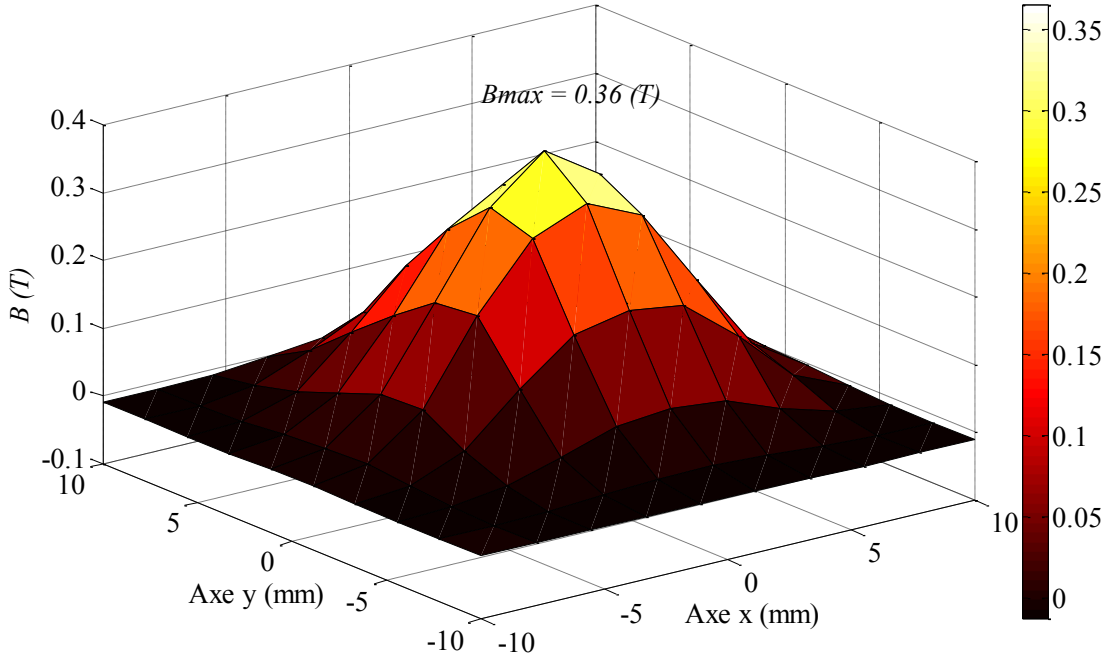


Figure 51 : Carte du champ après l'aimantation par le système de 3 bobines.

La valeur maximale du champ piégé sur les deux cartes de champ de 0,36 T est inférieure à la valeur mesurée 3 min après la fin de l'impulsion de 0,47 T. Cette diminution est due principalement au temps d'extraction de la pastille du système de 3 bobines.

Cette valeur de champ piégé 0,36 T est comparable à celle mesurée à la surface d'un aimant permanent de type Néodyme-Fer-Bore, placé dans l'air, avec une induction rémanente de 1,2 T.

Nous avons étudié, expérimentalement, les deux formes d'inducteurs : bobine vortex et le système de 3 bobines. Nous allons maintenant comparer les résultats de ces inducteurs.

c) Comparaison des résultats expérimentaux

Nous avons présenté les résultats expérimentaux de l'aimantation pour deux formes d'inducteurs différents : vortex et système de 3 bobines. Pour les deux inducteurs nous avons utilisé le (la) même :

- Procédé d'aimantation (procédé à deux impulsions identiques).
- Pastille supraconductrice (YBCO)
- Refroidissement (température de l'azote liquide 77 K)
- Sonde à effet Hall.

Les différents paramètres des impulsions optimales pour les deux inducteurs sont présentés dans le Tableau 5. La valeur maximale du champ piégé en utilisant la bobine vortex est

d'environ 0,2 T. Cette valeur devient 2-2,5 fois plus importante en utilisant le système de 3 bobines. La valeur maximale de l'impulsion du champ dans les deux cas est quasiment identique. La valeur maximale du courant correspond au champ optimal est 6 fois plus importante dans le cas de la bobine vortex.

En utilisant la bobine vortex, nous constatons que la vitesse de montée est 32 fois plus importante que dans le cas du système de 3 bobines, et la vitesse de descente est 47 fois plus importante. Cette montée et descente rapides produisent une durée d'impulsion courte dans le cas de la bobine vortex.

Après la réalisation de la carte de champ magnétique piégé, une seule surface est aimantée dans le cas de la bobine vortex par rapport au système de 3 bobines.

Tableau 5 : Comparaison des résultats obtenus par les deux inducteurs.

	Bobine vortex	**Système de 3 bobines**
Bmax piégé (T)	0,2	0,47
Bmax optimal appliqué (T)	1,24	1,34
Courant optimal max (A)	6000	1034
La vitesse de montée (A/ms)	8368	258
La vitesse de descente (A/ms)	3042	64
La durée de l'impulsion optimale (ms)	2,7	20
Nombre de surfaces utiles de la pastille	1	2

La durée de l'impulsion joue un rôle très important dans l'aimantation par la méthode PFM. Plus la durée de l'impulsion est importante, plus le champ piégé devient élevé dans la pastille [22], [34]. La durée de l'impulsion est liée aux paramètres électriques (R, L) des inducteurs. Cette durée a été plus élevée dans le cas du système de 3 bobines et le champ piégé est plus élevé que celui de la bobine vortex.

Dans le cas du système à 3 bobines et grâce à l'homogénéité du champ appliqué, où les surfaces de la pastille sont soumises au même champ magnétique, les deux surfaces sont aimantées de la même façon.

Nous trouvons qu'il est plus intéressant d'utiliser le système de 3 bobines par rapport au bobine vortex, car :

- Le champ piégé est plus fort (d'environ 2,3 fois),
- Le courant est plus faible (d'environ 6 fois),
- Les deux surfaces de la pastille sont aimantées.

Mais la mise en place et le montage de l'expérimentation avec ce système est plus difficile pour les applications de type moteur électrique que celui de la simple bobine vortex.

Nous avons étudié et comparé, par l'expérimentation, les deux formes d'inducteurs. Nous ne pouvions pas étudier certains phénomènes durant l'aimantation par PFM notamment à l'intérieur de la pastille : évolution des courants induits, du champ piégé, et de la température. Pour permettre cette étude, nous avons effectué des simulations numériques.

2.3. Étude magnétothermique de la forme de l'inducteur par simulation

Plusieurs outils de simulation existent pour traiter un problème électromagnétique avec une loi *E(J)* linéaire. Cependant le problème dans un supraconducteur est la forte non-linéarité de la loi *E (J)*. Ce problème est maintenant résolu par des logiciels commerciaux tels que COMSOL que nous avons utilisé. Ce logiciel est un logiciel de simulation numérique basé sur la méthode des éléments finis qui permet de simuler de nombreuses physiques couplées.

Deux expressions analytiques de *E(J)* présentées dans le premier chapitre, le modèle de Bean et la loi en puissance peuvent être utilisées pour résoudre les équations électromagnétiques dans un supraconducteur. La discontinuité du modèle de Bean pose un problème pour la simulation et la loi en puissance représente mieux un supraconducteur en liant les différentes grandeurs (*E*, *J, B*, et *T*). Nous avons utilisé, pour la simulation numérique, la loi en puissance pour résoudre les équations électromagnétique dans la pastille supraconductrice.

Les courants induits dans la pastille durant l'aimantation par PFM produisent des pertes. Ces pertes deviennent plus importantes pour les valeurs de $J > J_c$. Ces pertes peuvent créer un échauffement dans la pastille. Cet échauffement peut diminuer la densité de courant dans la pastille ce qui diminue le champ piégé. Donc il est important de connaitre le phénomène thermique durant l'aimantation par PFM.

2.3.1. Description du problème

Lors de l'aimantation par PFM le champ magnétique varie au cours du temps, donc notre problème de simulation est un problème non statique (temporel).

À l'aide du logiciel COMSOL et afin de modéliser la pastille supraconductrice, nous allons créer un modèle magnétothermique temporel basé sur la loi de puissance avec une densité de courant dépendant de la température *J*(T).

Le problème traité en simulation, c'est un problème 2D-axisymétrique dans la base orthonormée (*r, ϴ, z*). Les valeurs de *E, J, B* s'expriment de la manière suivante :

$$\mathrm{E}=\begin{pmatrix}0\\ E_\theta(r,z)\\ 0\end{pmatrix},\ \mathrm{J}=\begin{pmatrix}0\\ J_\theta(r,z)\\ 0\end{pmatrix},\ \mathrm{E}=\begin{pmatrix}E_r(r,z)\\ 0\\ J_z(r,z)\end{pmatrix}$$

Afin de traiter le problème magnétique dans la pastille, l'équation suivante est résolue temporellement dans la pastille supraconductrice.

$$\vec{\nabla}\times(\rho\,\vec{\nabla}\times\vec{H})=-\mu_0\frac{\overrightarrow{\partial H}}{\partial t}$$

La valeur de la résistivité (ρ) pour un conducteur normal est constante, mais pour le supraconducteur cette résistivité n'est pas constante, elle est définie par la loi en puissance :

$$\rho(J) = \frac{E_c}{J_c}\left(\frac{J}{J_c}\right)^{n-1}$$

Afin d'éviter quelques problèmes de convergence qui apparaissent pour ce type des matériaux non linéaire lorsque la résistivité tend vers zéro, nous avons rajouté une valeur de résistivité résiduelle très faible appelé ρ_0. Finalement l'expression de la résistivité imposée dans notre modèle est la suivante [5], [35] :

$$\rho(J) = \rho_0 + \frac{E_c}{J_c}\left(\frac{J}{J_c}\right)^{n-1}$$

Le problème thermique dans la pastille supraconductrice est traité à l'aide de l'équation suivante :

$$\nabla.(\lambda \nabla T) - \gamma C_P \frac{\partial T}{\partial t} + E.J = 0$$

Où λ, γ, et C_P sont respectivement la conductivité thermique (W/(m.K)), la masse volumique (Kg/m^3), et la chaleur spécifique(W/m^3). La valeur de $E.J$ dans cette équation représente l'ensemble des pertes dissipées dans le matériau.

L'augmentation de la température dans la pastille supraconductrice possède un rôle sur la densité de courant dans la pastille. Pour modéliser la dépendance en température de la densité de courant, nous utilisons l'expression suivante[36] [23] :

$$J_c(T) = J_c(T_0) \times \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]^{1.5}$$

Où $J_c(T_0)$ est la densité de courant critique pour une valeur initiale de la température $T = T_0$ (dans notre cas T_0 = 77K). Et Tc est la température critique de la pastille YBCO (92 K). En augmentant la valeur de la température T, la densité de courant diminue et s'annule quand $T = Tc$. Pour les valeurs basses de température, la densité du courant devient plus importante donc on obtient un champ magnétique piégé plus important, Figure 52.

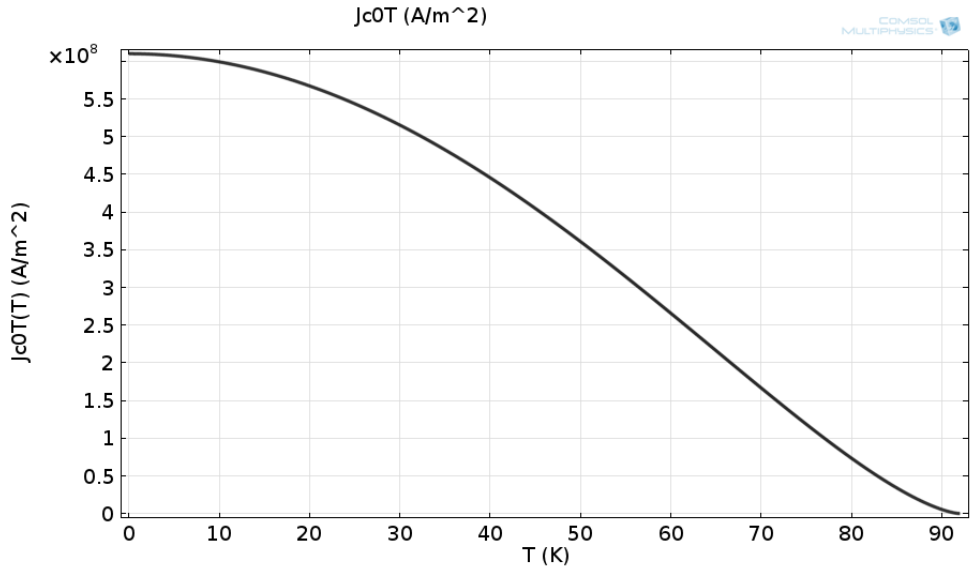


Figure 52 : Dépendance de la densité de courant en fonction de la température.

Plusieurs paramètres de la pastille sont indispensables pour étudier l'aimantation d'une pastille supraconductrice. Ces paramètres, présentés dans le Tableau 6, seront imposés dans le modèle de la pastille de type YBCO [23], [36], [37].

Tableau 6 : Paramètres de la simulation de la pastille YBCO.

Symbole	Quantité	Valeur (unité)
$\lambda\ (\lambda_r, \lambda_\theta, \lambda_z)$	Conductivité thermique	20, 20, 5 (W/ m.K)
γ	Masse volumique	5.4 (g /cm^3)
C_P	Chaleur spécifique	150 (J/Kg.K)
T_C	Température critique	92 K
E_C	Champ électrique critique	1 µV/cm
$J_C(T_0)$	Densité de courant critique à 77K	10^8 A/m^2
n_P	Exposant n durant l'impulsion	9
n_a	Exposant n après l'impulsion	15
h	Coefficient de convection du fluide cryogénique (azote)	400 W/ K.m^2

Nous avons pris en compte la dépendance de n en fonction du champ magnétique où la valeur d'exposant n est plus élevée après la fin de l'impulsion. Les dimensions de la pastille sont les mêmes que dans la partie expérimentale, Figure 39.

Nous avons étudié les évolutions du champ magnétique, la densité de courant, et la température durant l'aimantation par PFM pour les deux formes d'inducteur. Tout d'abord, nous allons présenter l'aimantation par une bobine vortex.

2.3.2. Bobine vortex

a) Maillage et champ appliqué

En sachant que notre problème est un problème 2D-axisymétrique, nous allons effectuer la simulation pour une coupe de la bobine et de la pastille. Les dimensions de la pastille sont (Rayon = 8 mm × Hauteur = 8 mm), et celles de la bobine sont (Rayon = 20mm × Hauteur = 3,7 mm). Le nombre de spires de la bobine est de 8 spires.

Une densité de maillage relativement élevée, d'environ 3600 triangles, a été imposée dans la pastille. La densité de maillage dans l'inducteur est moins élevée afin d'éviter une augmentation inutile de temps de calcul. La Figure 53 montre le maillage de ce problème.

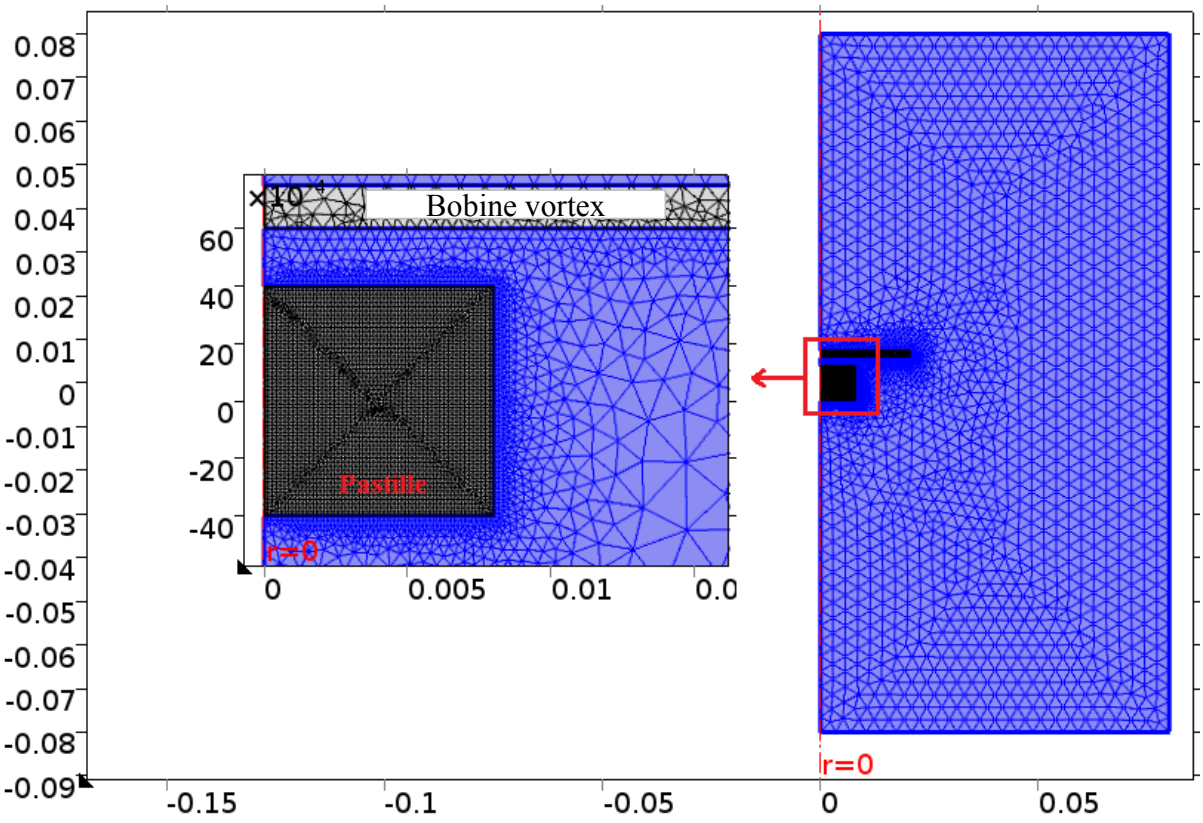


Figure 53 : Maillage du problème pastille avec l'inducteur de type vortex.

L'impulsion de courant imposée dans la bobine de cuivre est présentée dans la Figure 54. Cette impulsion a été récupérée de la partie expérimentale où cette impulsion produit un champ maximal dans la pastille supraconductrice.

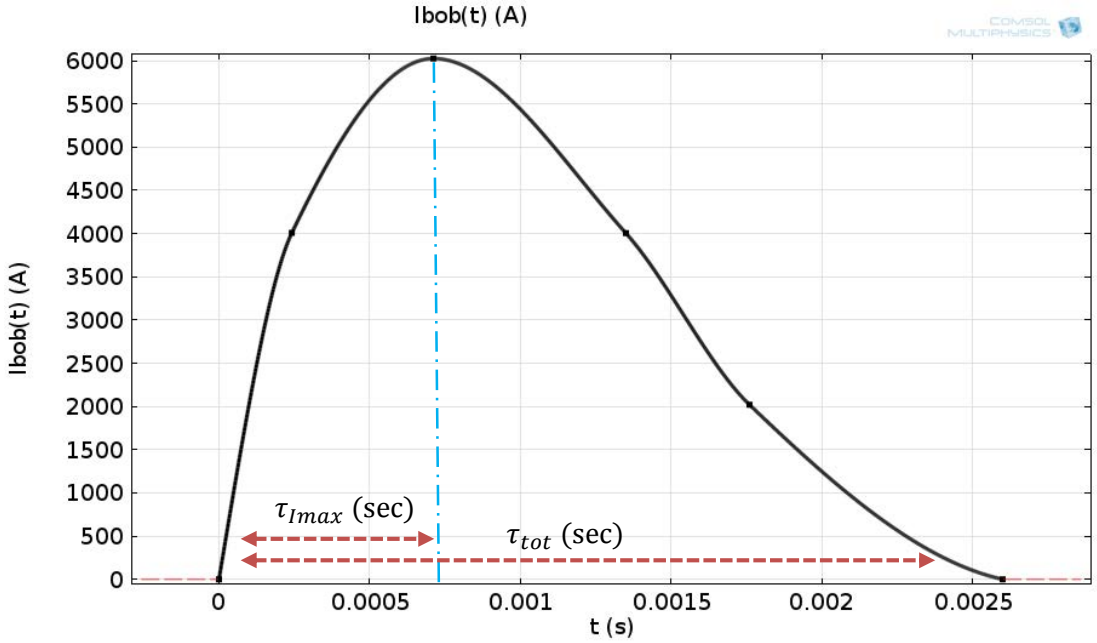


Figure 54 : Impulsion de courant imposée dans la bobine vortex.

Cette impulsion possède les paramètres présentés dans le Tableau 7.

Tableau 7 : Paramètres de l'impulsion imposée dans la bobine.

Courant maximal Imax (A)	Temps de courant maximal τ_{Imax} (ms)	Temps total de l'impulsion τ_{tot}(ms)	$K = \tau_{tot}/\tau_{Imax}$
6000	0,7115	2,6	3,636

Nous allons par la suite présenter, et discuter des résultats de la simulation pour la bobine vortex et le système de 3 bobines.

b) Résultats de la simulation

Une impulsion de champ appliquée sur la pastille supraconductrice peut être séparée en deux zones : la première zone où le champ augmente de zéro jusqu'à sa valeur maximale, et la deuxième zone où le champ diminue de sa valeur maximale jusqu'à zéro.

Des courants induits produits dans la phase de montée de l'impulsion seront de sens inverses dans la phase de descente. Ces différents courants entre la phase de montée et la phase de descente vont peut-être produire différents effets thermiques. Ces effets thermiques peuvent avoir un rôle important sur les courants induits, même après la fin de l'impulsion.

Pour ces raisons, nous allons étudier les grandeurs suivantes : le champ magnétique (*B*), la densité de courant par rapport à la densité de courant critique (*J/Jc*), et la température de la

pastille (T). Nous allons étudier ces grandeurs sur trois phases : phase de montée de l'impulsion, la phase de descente de l'impulsion, et une phase après la fin de l'impulsion.

Tout d'abord, nous allons étudier la phase de monté de 0 jusqu'à τ_{Imax} avec un pas de $\tau_{Imax}/5$. La Figure 55 montre dans la première colonne l'évolution du champ magnétique durant cette phase. Le champ magnétique pénètre progressivement à l'intérieur de la pastille. Cette pénétration possède sa valeur maximale à τ_{Imax}. La forme du champ magnétique n'est ni homogène ni perpendiculaire à la surface de la pastille.
Dans la deuxième colonne, pour le même pas de temps, nous présentons la densité de courant dans la pastille par rapport à la densité de courant critique. Nous constatons que cette densité de courant pénètre plus dans la pastille jusqu'à l'arrivée à τ_{Imax}.

En troisième colonne, l'évolution de la température a été présentée durant cette phase. Une augmentation de 2,4 K a été remarquée dans la partie haute de la pastille. Cette augmentation de température liée aux pertes joules dans la pastille diminue la densité de courant critique.

La Figure 56 montre la phase de descente de cette impulsion où nous constatons la diminution de la valeur du champ magnétique. Cette diminution du champ magnétique se traduit par une densité de courant dans un sens inverse de celui dans la phase de montée. Une augmentation de 1,3 K a été remarquée durant la phase de descente de l'impulsion.

Durant toute l'impulsion, l'augmentation de température de 3,7 K a diminué la densité de courant d'environ 30 %. Cet effet thermique a un rôle important après la fin de l'impulsion.

Une étude après la fin de l'impulsion a été réalisée jusqu'à la stabilisation du champ à une température égale à la température du liquide cryogénique 77 K, Figure 57. La pastille revient à sa température de 77 K après environ 7 s de la fin l'impulsion. Cette évolution de la température diminue la valeur maximale de la densité de courant du $J = 2{,}65 * J_C$ (à la fin de l'aimantation) jusqu'à $J = 0{,}73 * J_{c0}$ (après 7 s de la fin de l'impulsion). Cette diminution de la densité de courant induit après la fin de l'impulsion, diminue fortement le champ piégé dans la pastille de (de 3 à 4 fois).

c) Conclusion

L'effet thermique dans ce problème n'est donc pas négligeable et il possède un rôle très important sur l'aimantation de la pastille supraconductrice. Cet effet thermique peut désaimanter complètement la pastille si la valeur du champ magnétique appliqué était très forte et la pastille chauffée à une température supérieure à sa température critique.

Dans cette étude, nous avons étudié par la simulation l'aimantation par une bobine vortex avec un modèle magnétothermique couplé de la pastille supraconductrice. Durant cette étude, nous avons remarqué que les lignes de champ appliqué ne sont pas perpendiculaires sur la pastille, donc une aimantation non identique sur les deux surfaces de la pastille.

Nous avons remarqué, également, l'effet thermique important durant l'aimantation de la pastille par PFM. Cet effet thermique continue à diminuer le champ piégé durant 7 sec après la fin de l'impulsion.

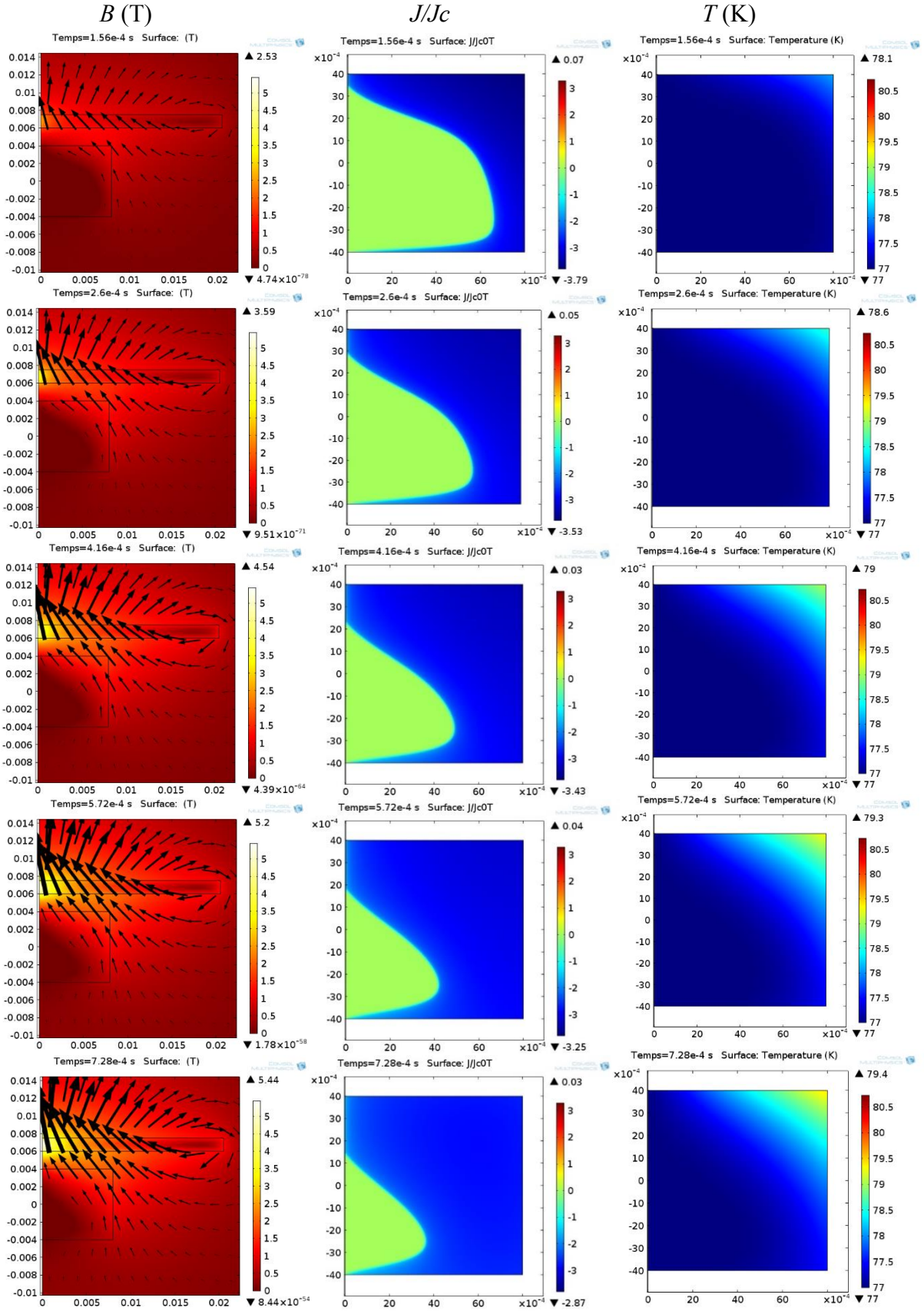


Figure 55 : Phase de montée de l'impulsion avec la bobine vortex.

B (T) *J/Jc* *T* (K)

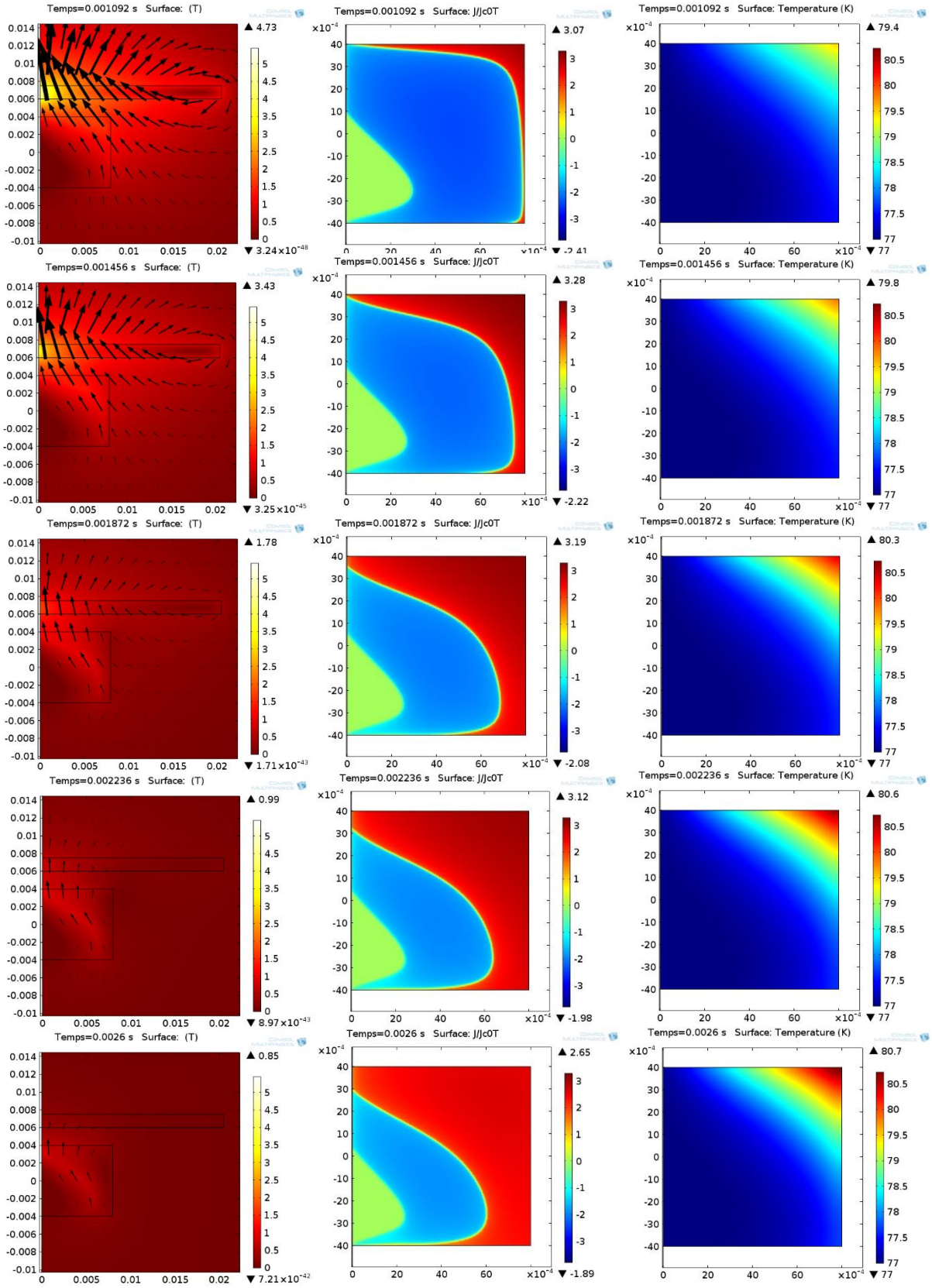


Figure 56 : Phase de descente de l'impulsion avec la bobine vortex.

J/Jc *T* (K)

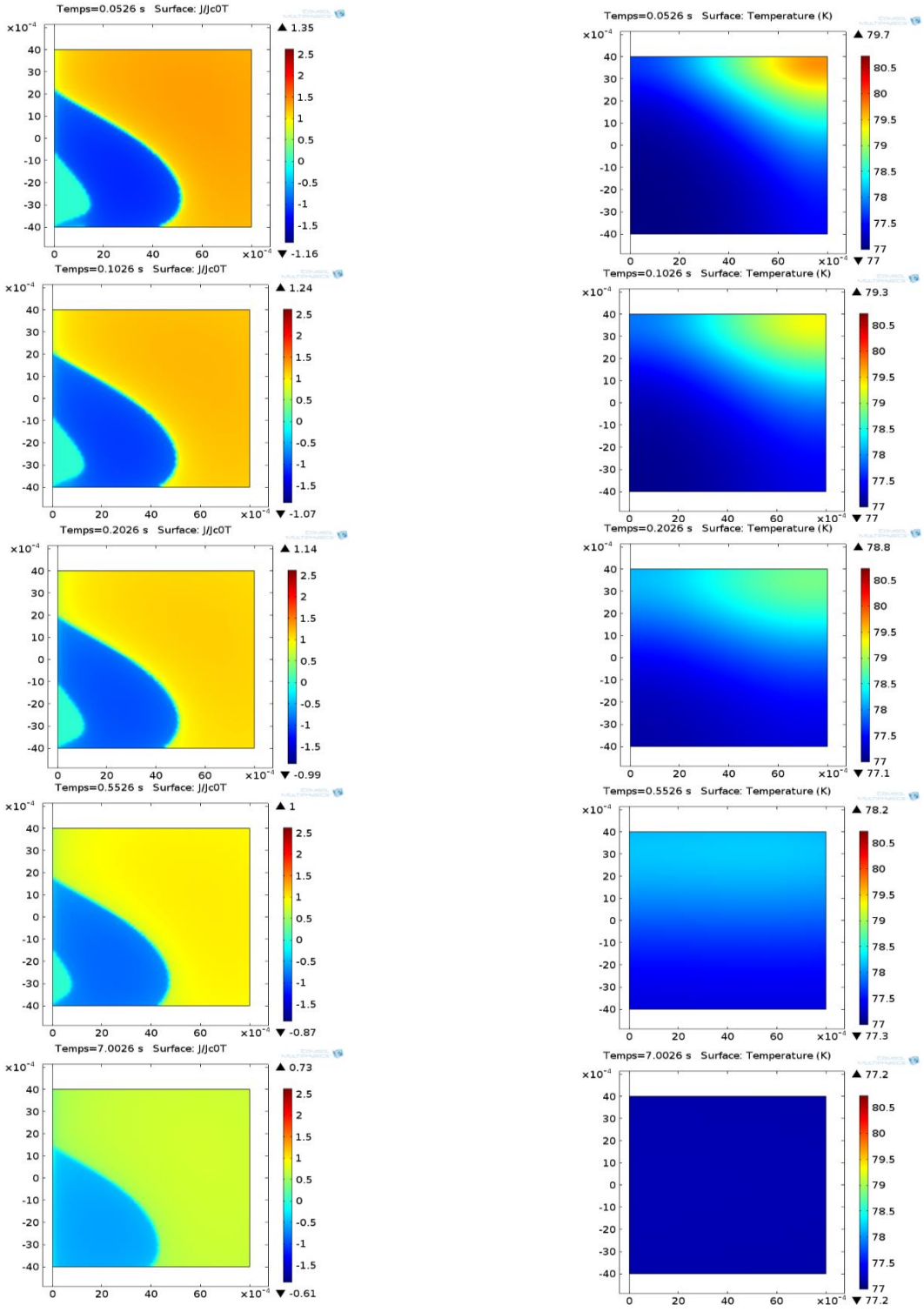


Figure 57 : Evolution de la température après la fin de l'impulsion et son effet sur la densité de courant.

2.3.3. Système de 3 bobines

a) Maillage et champ appliqué

Nous allons, maintenant, étudier le système de 3 bobines présenté précédemment dans la Figure 34. Nous allons utiliser le même dimensionnement des bobines étudiés dans la partie expérimentale :

Les bobines au-dessus et en dessous de la pastille (40 spires) : Diamètre = 52 mm, hauteur = 20 mm. La bobine autour de la pastille (32 spires) : Diamètre externe = 52 mm, diamètre interne = 16,5 mm, hauteur = 11,4 mm.

Avec un maillage de 3600 triangles dans la pastille et un maillage moins élevé plus loin de la pastille afin d'éviter l'augmentation du temps de calcul inutilement, Figure 58.

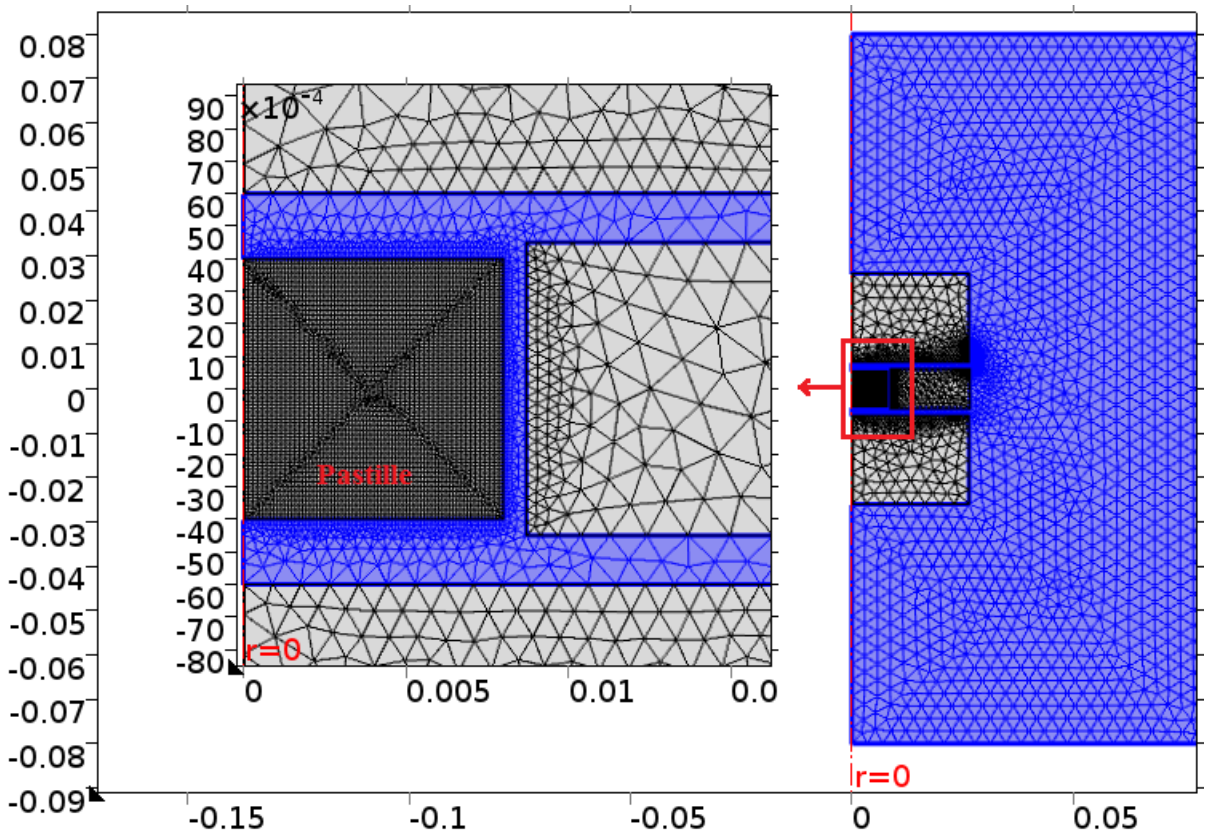


Figure 58 : Maillage de problème pastille avec le système de 3 bobines.

La Figure 59 représente l'impulsion de courant imposée dans les trois bobines. Cette impulsion a créé le maximum de champ piégé dans la partie expérimentale.

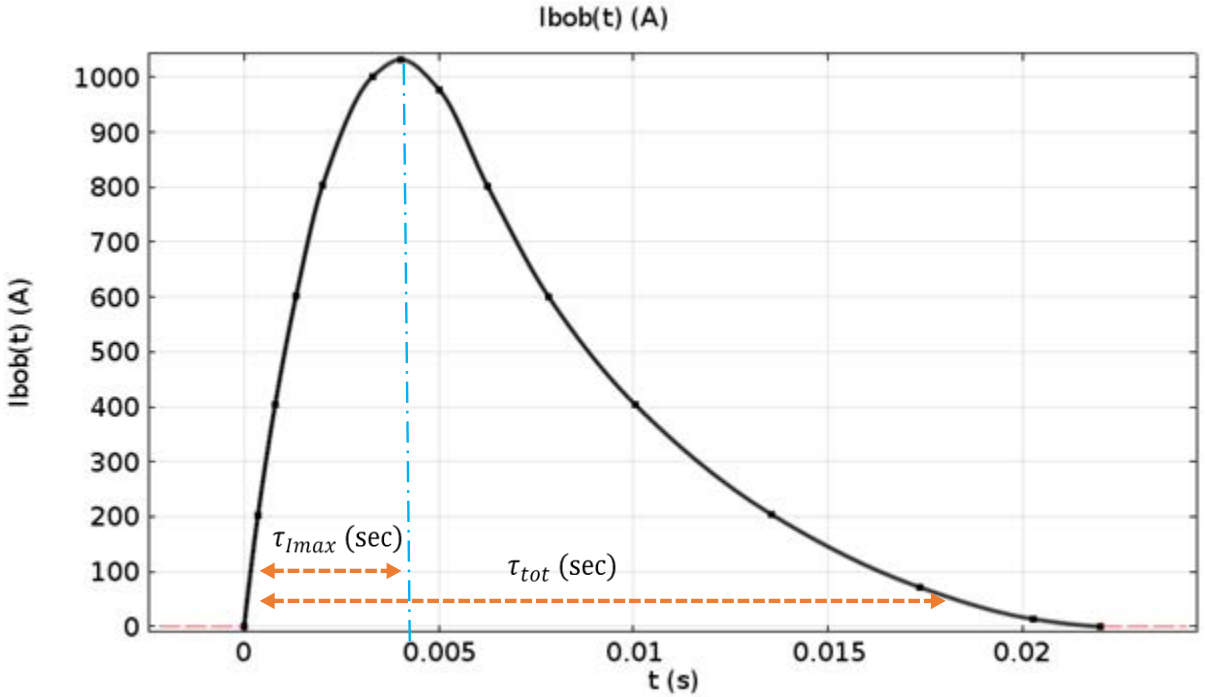


Figure 59 : Impulsion de courant imposée dans le système de 3 bobines.

Le Tableau 8 montre les paramètres de cette impulsion.

Tableau 8 : Paramètres de l'impulsion imposée dans les trois bobines.

Courant maximal Imax (A)	Le temps de courant maximal τ_{Imax} (ms)	Le temps total de l'impulsion τ_{tot}(ms)	$K = \tau_{tot}/\tau_{Imax}$
1032	4,03	22	5,46

b) Résultats de simulation

Comme nous avons présenté dans l'étude de la bobine vortex, nous séparons l'impulsion du champ magnétique en trois phases : phase de montée de l'impulsion, phase de descente, et une phase après la fin de l'impulsion. Les grandeurs étudiées sont B, J/Jc, et T.

Nous allons étudier la phase de monté avec un pas de 0 jusqu'à τ_{Imax} avec un pas de $\tau_{Imax}/5$. La Figure 60 montre dans la première colonne, le champ produit par les trois bobines durant cette phase. Ce champ, comme préciser précédent, pénètre progressivement à l'intérieur de la pastille. Cette pénétration possède sa valeur maximale à τ_{Imax}.

Dans la deuxième colonne, nous présentons la densité de courant dans la pastille par rapport à la densité de courant critique. La densité de courant apparait et progresse vers le centre de la pastille jusqu'à τ_{Imax}.

En troisième colonne de la même figure, nous présentons l'évolution de la température durant cette phase de l'impulsion. Nous constatons une augmentation au bord de la pastille de 2,4 K. Cette augmentation de température est liée aux pertes joules dans la pastille. Les pertes sont importantes, car la densité de courant est plus importante (2 à 3 fois plus important) que la densité de courant critique.

La Figure 61 montre la phase de descente de cette impulsion où nous constatons la dégradation de la valeur du champ magnétique. Cette diminution du champ magnétique se traduit par une densité de courant dans un sens inverse de celui dans la phase de montée. Une augmentation de 1,2 K a été remarquée durant la phase de descente de l'impulsion sur le bord de la pastille.

À la fin de l'impulsion, une augmentation de 3,6 K a été remarquée sur le bord de la pastille. La densité de courant moyenne est quasi homogène dans toute la pastille. Cette distribution de la densité de courant dans la pastille produit un champ magnétique identique sur les deux surfaces de la pastille.

Une étude après la fin de l'impulsion a été réalisée afin d'étudier l'effet thermique sur la stabilisation du champ dans la pastille. La Figure 62 montre l'évolution de la température après la fin de l'impulsion et son effet sur la densité de courant dans la pastille. Cet échauffement de 3,6 K diminue en pénétrant du bord vers le centre de la pastille. La pastille revient à sa température de 77 K après d'environ 10 s de l'impulsion.

Cette évolution de la température diminue la valeur maximale de la densité de courant de $J = 2{,}1 * J_{C0}$ à la fin de l'impulsion jusqu'à $J = 0{,}74 * J_{c0}$ après 10 sec de la fin de l'impulsion. Cette diminution de la densité de courant diminue (de 2 à 3 fois) la valeur maximale du champ piégé dans la pastille.

c) Conclusion

Dans cette étude, nous avons étudié par simulation l'aimantation du système de 3 bobines avec un modèle magnétothermique couplé de la pastille supraconductrice. Durant cette étude, nous avons remarqué que les lignes de champ magnétique appliqué sont perpendiculaires à la surface de la pastille. Cela produit un champ magnétique piégé plus important.

Nous avons remarqué, également, l'effet thermique important durant l'aimantation de la pastille par PFM. Cet effet thermique continue à diminuer le champ piégé durant 10 sec après la fin de l'impulsion. Cette effet thermique peut désaimanter la pastille complètement si le champ appliqué était assez grand pour chauffer la pastille jusqu'à sa température critique.

B (T) *J/Jc* *T* (K)

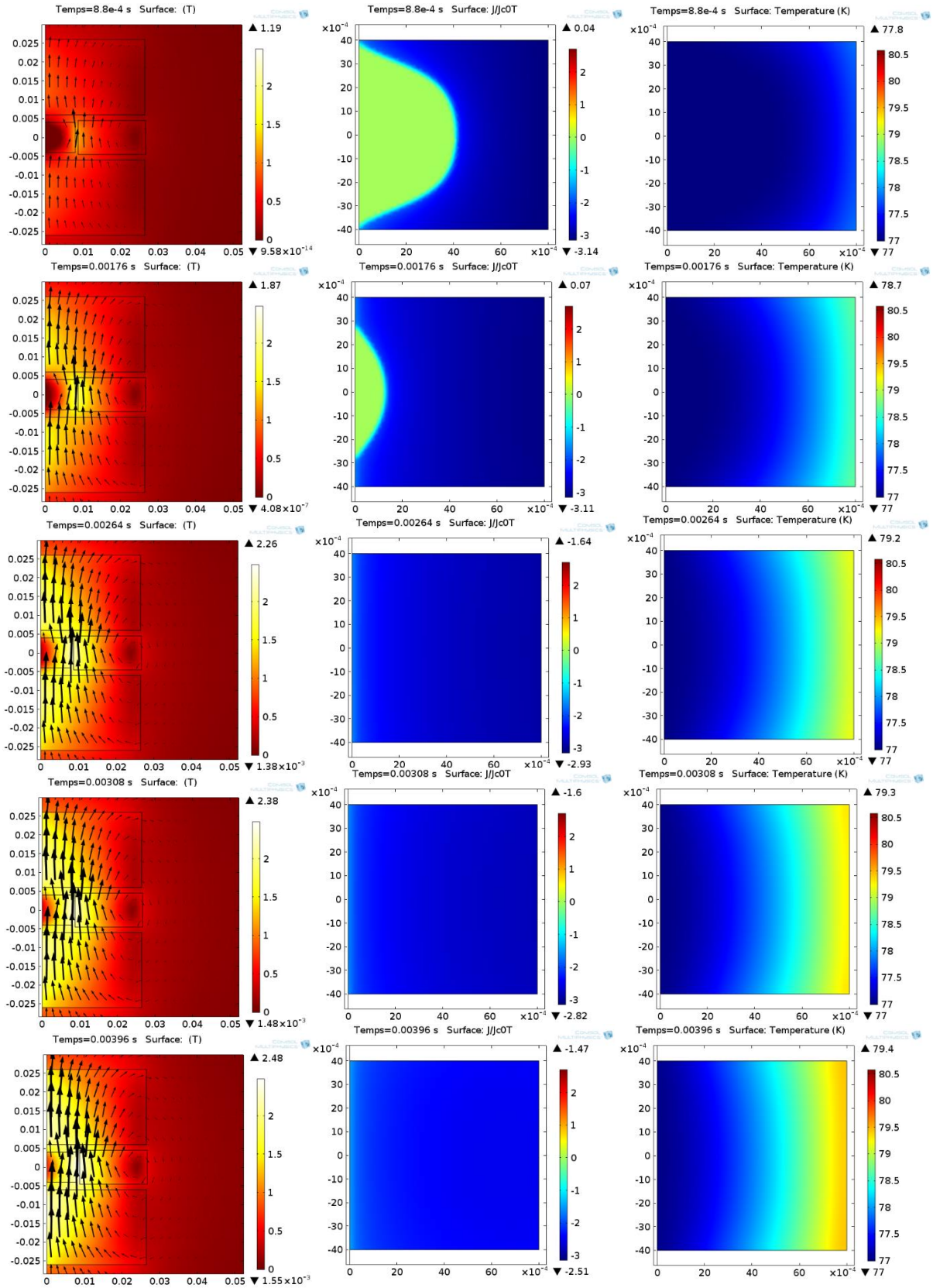


Figure 60 : Phase de montée de l'impulsion avec le système de 3 bobines.

B (T) *J/Jc* *T* (K)

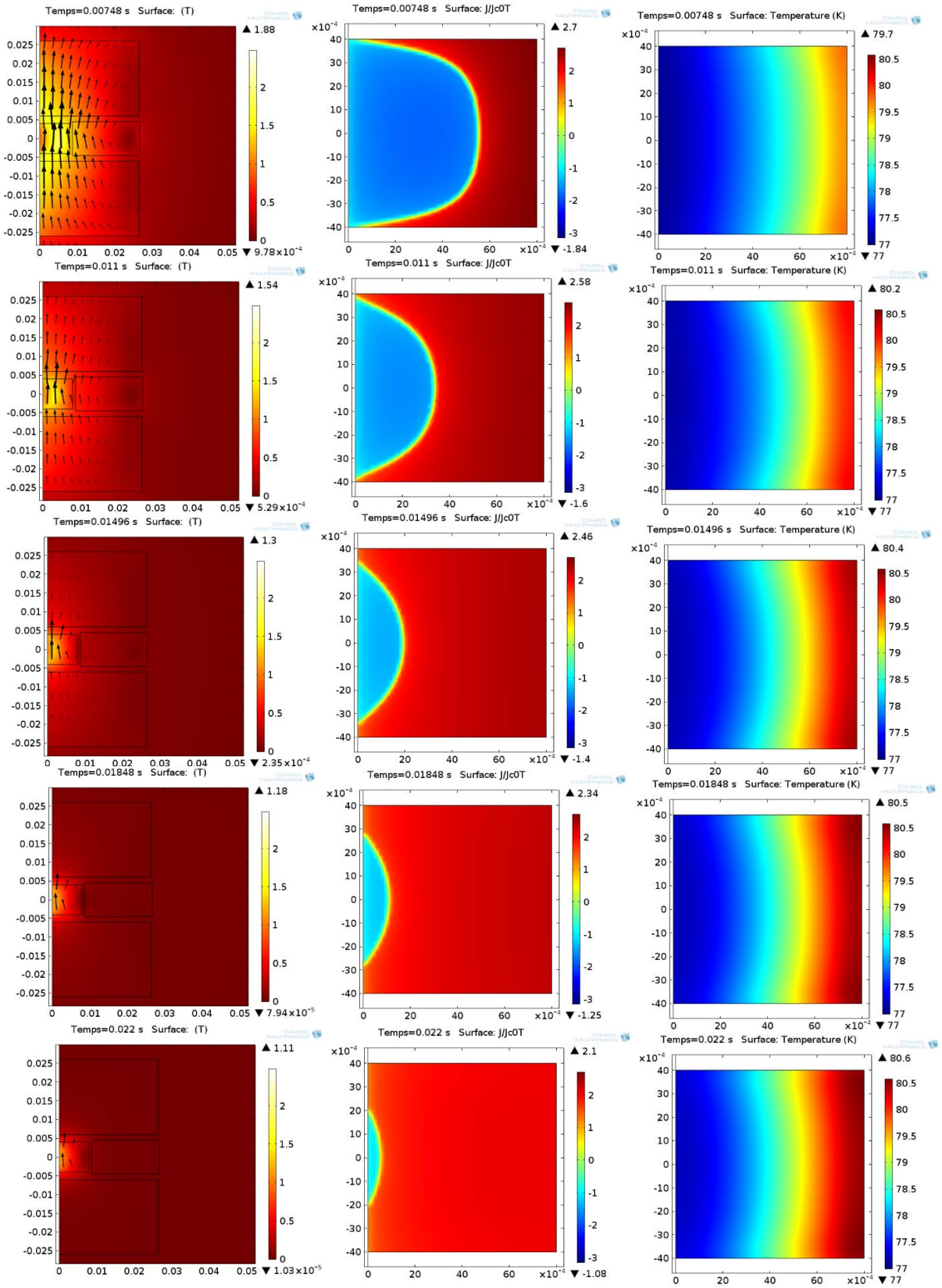


Figure 61 : Phase de descente de l'impulsion avec le système de 3 bobines.

J/Jc *T(K)*

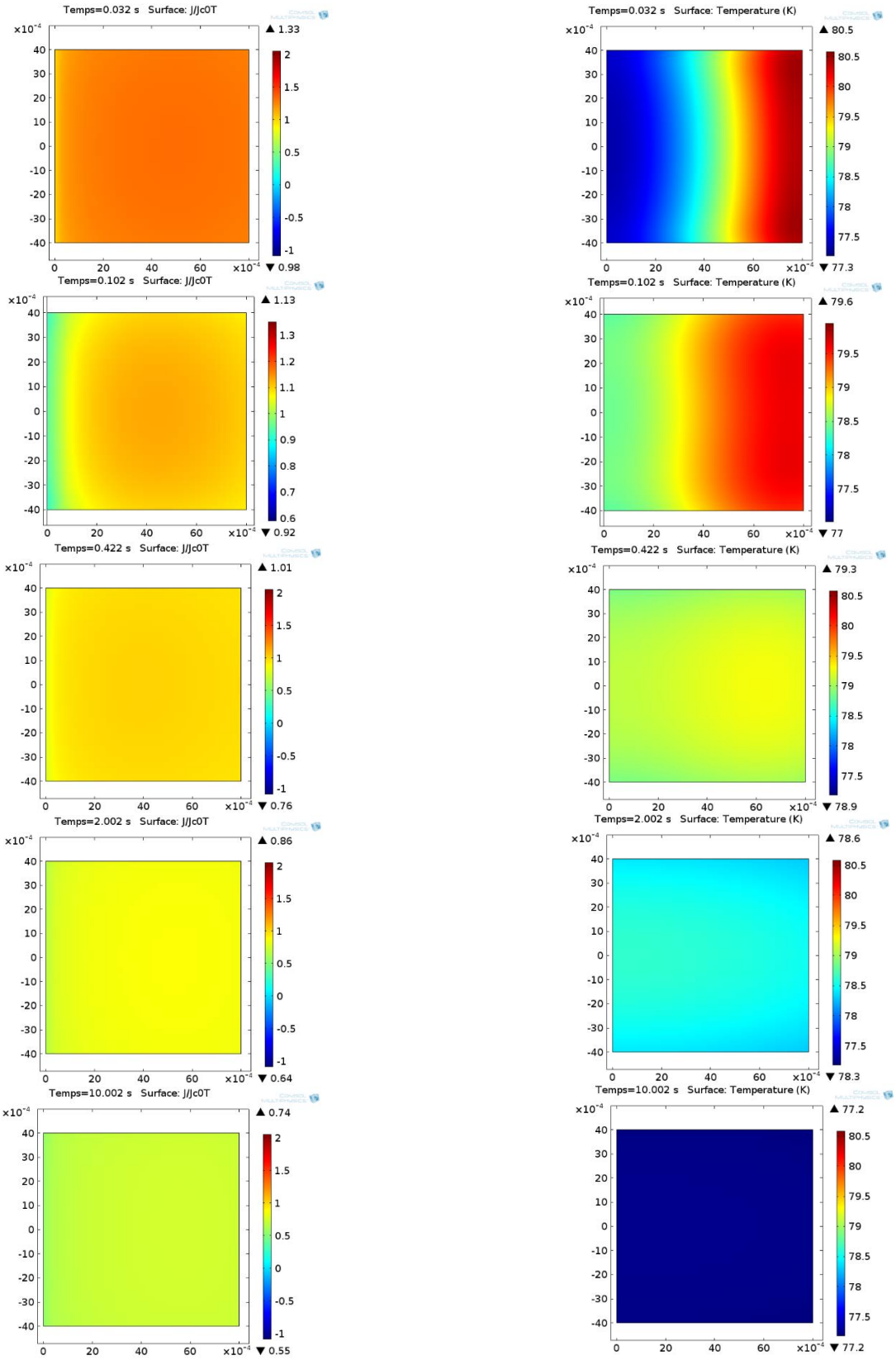


Figure 62 : Evolution de la température après la fin de l'impulsion et son effet sur la densité de courant.

2.3.4. Comparaison des résultats de simulation

Nous avons présenté précédemment un modèle magnétothermique de la pastille supraconductrice de type YBCO. Nous avons utilisé un modèle 2-D axisymétrique avec une densité de maillage assez importante pour avoir une bonne précision des résultats.

Nous avons réalisé l'étude par simulation en deux parties : la première partie concerne l'aimantation par une bobine vortex, et la deuxième concerne l'aimantation par un système de trois bobines.

Afin de comparer les résultats de simulation pour la bobine vortex et le système de 3 bobines, nous représentons sur la Figure 63 l'évolution de la valeur du champ magnétique dans la pastille supraconductrice durant l'impulsion.

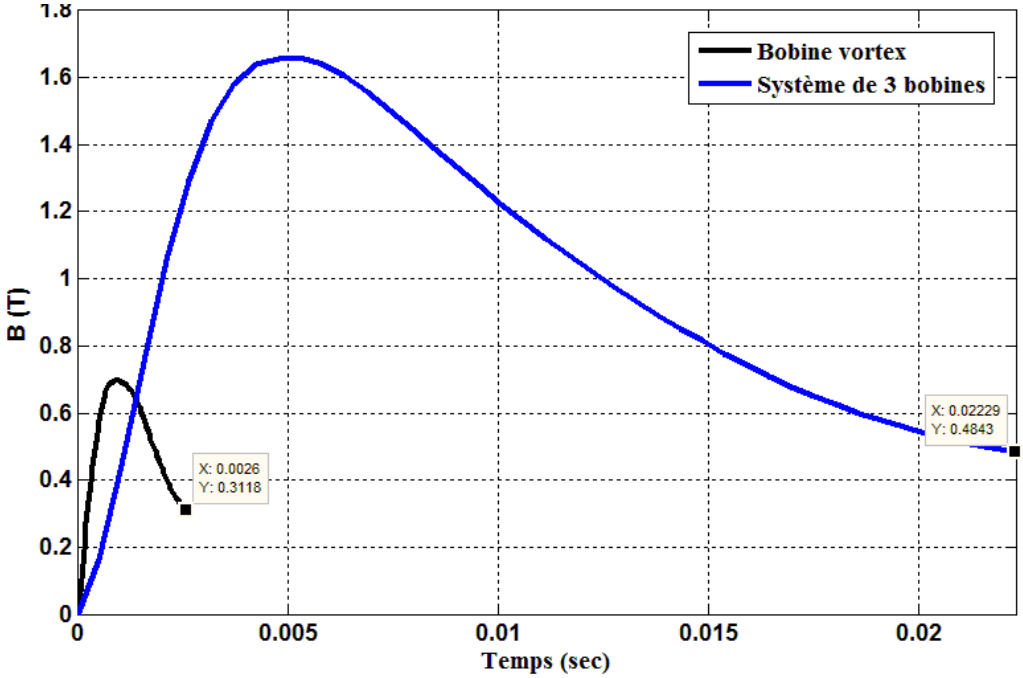


Figure 63 : Comparaison entre la bobine vortex et le système de 3 bobines.

À la fin de l'aimantation par le système de 3 bobines, nous trouvons une valeur plus importante du champ magnétique, d'environ 1,55 fois celle produite par la bobine vortex. Nous remarquons aussi que la durée de l'impulsion du champ optimal produit par le système de trois bobines est plus élevée que celle de la bobine vortex. Ces résultats confirment les études expérimentales.

Nous avons étudié et comparé, par la simulation, l'aimantation par les deux inducteurs vortex et le système de 3 bobines. À la fin de l'aimantation, une valeur moyenne du champ piégé est plus importante dans le cas du système de 3 bobines.

Dans ces types d'inducteurs, un effet thermique est assez important sur l'aimantation de la pastille supraconductrice. Cet effet diminue la densité du courant dans la pastille et cela diminue le champ piégé dans la pastille. Cet effet continue à diminuer le champ piégé dans la pastille même après la fin de l'impulsion (7 s pour la bobine vortex, 10 s dans le système de 3bobines). Nous allons comparer les résultats expérimentaux avec les résultats de simulation.

2.4. Comparaison des résultats de simulation avec les résultats de l'expérimentation

Nous avons étudié expérimentalement les deux types d'inducteurs (vortex et 3 bobines) où nous avons trouvé un champ piégé plus important en utilisant le système de 3 bobines avec le facteur suivant :

$$K_{\text{expérimentation}} = \frac{Bpiégé\ par\ le\ système\ de\ 3\ bobines}{Bpiégé\ par\ la\ bobine\ vortex} = 2{,}3$$

En simulation et à partir de notre modèle magnétothermique, nous avons trouvé un champ piégé aussi plus important en utilisant le système de 3 bobines avec le facteur suivant :

$$K_{simulation} = \frac{Bpiégé\ par\ le\ système\ de\ 3\ bobines}{Bpiégé\ par\ la\ bobine\ vortex} = 1{,}55$$

Les résultats obtenus par l'expérimentation ne sont pas tout à fait égaux aux résultats obtenus par la simulation. Cette différence peut s'expliquer par le fait qu'en simulation nous n'avons pas pris en compte :

- La dépendance de la densité de courant critique au champ magnétique *Jc(B)*
- La dépendance de l'exposant n au champ et à la température *n(B,T)*
- La pastille utilisée pendant l'expérience possède des trous qui n'existent pas dans la simulation.

Nous pouvons rajouter à ces raisons les erreurs de mesure.

Après l'étude expérimentale et l'étude par simulation nous trouvons un champ piégé plus important avec une distribution identique sur les deux surfaces de la pastille dans le cas du système de 3 bobines. Ceci s'explique par le fait que dans le système 3 bobines l'inhomogénéité du champ magnétique est très faible. Ces distributions de champ ne sont pas identiques sur les deux surfaces dans le cas l'aimantation par la bobine vortex.

2.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié le principe de l'aimantation par PFM où nous avons testé, par l'expérimentation, deux procédés d'aimantation. Il s'agit du procédé à deux impulsions identiques et le procédé à impulsions successives croissantes. En comparant ces deux procédés, nous n'avons pas remarqué une différence significative. Donc nous conseillons d'utiliser le procédé à deux impulsions identiques en utilisant l'impulsion optimale pour chaque pastille.

Ensuite, une étude expérimentale a été réalisée pour étudier deux types d'inducteurs (vortex et trois bobines). Une amélioration du champ piégé, au centre de la surface de la pastille, d'environ 2,3 fois a été remarquée en utilisant le système de 3 bobines. Pour avoir une idée de la distribution du champ sur la surface de la pastille après son aimantation, nous avons effectué une carte de champ sur la surface de la pastille. Nous avons remarqué une forme de dôme sur

les deux surfaces de la pastille aimantée par le système de trois bobines. Une seule surface a été aimantée en forme de dôme lors de l'utilisation de la bobine vortex.

Enfin, nous avons étudié l'influence de l'inducteur sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice, où nous avons testé l'effet des deux types d'inducteurs : vortex et un système de trois bobines. Une étude par simulation avec un modèle 2-D a été faite, où nous avons trouvé une augmentation de la valeur moyenne de champ piégé par le système de 3 bobines (d'environ 1.55 fois par rapport à celui produit par la bobine vortex). Un effet thermique très important a été remarqué sur l'aimantation de la pastille par PFM. Cet effet thermique diminue le champ magnétique piégé donc il faudra veiller à limiter cet effet lors de l'expérimentation.

Chapitre 3 : Amélioration de l'aimantation par sa mise en œuvre dans un circuit magnétique

3.1. Introduction

Dans la plupart des études de la littérature, l'aimantation est réalisée en l'absence de circuit magnétique [22], [29], [30], [38]. Dans les applications réalisées avec des pastilles aimantées par PFM, *W. Xian et al* ont aimanté les pastilles à l'extérieur de l'application en utilisant des matériaux magnétiques [27]. Après l'aimantation, ces pastilles ont été déplacées vers la configuration finale de la machine, Figure 23 et Figure 24 (chapitre 1).

Dans la plupart des applications en électrotechnique, il y a une forte présence des matériaux ferromagnétiques surtout des nuances de Fer, car il possède un faible prix. Ces matériaux permettent de canaliser les lignes de champ magnétique grâce à leur perméabilité magnétique élevée. *X. Granados et al* ont étudié l'influence de la présence de pièces ferromagnétiques sur l'aimantation de pastilles supraconductrices par la méthode FC [39], [40]. En ce qui nous concerne dans ce chapitre, nous étudierons l'influence d'un circuit magnétique sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice par PFM. Tout d'abord, nous allons effectuer le test sans circuit magnétique puis nous allons refaire le même test avec un circuit magnétique, enfin nous allons comparer les résultats. Ces tests ont été faits par simulation et par expérimentation. La contribution du circuit magnétique dans l'aimantation a été étudiée expérimentalement.

Nous allons étudier aussi, par l'expérimentation, deux procédés d'aimantation dans le circuit magnétique en ajoutant à la bobine initialement présente autour de la pastille, une autre bobine en série, et placée sur la colonne centrale du circuit magnétique. Cette bobine a été ajoutée afin d'augmenter la valeur champ appliqué à la pastille pour une valeur de courant donnée, notamment lorsque nous étudierons dans le chapitre 4 les perturbations d'un champ démagnétisant sur une pastille aimantée.

À partir d'une idée basée sur le remplacement des aimants permanents dans une machine synchrone par des pastilles supraconductrices aimantées, nous avons pensé étudier l'aimantation d'une pastille supraconductrice dans un circuit magnétique symétrique.

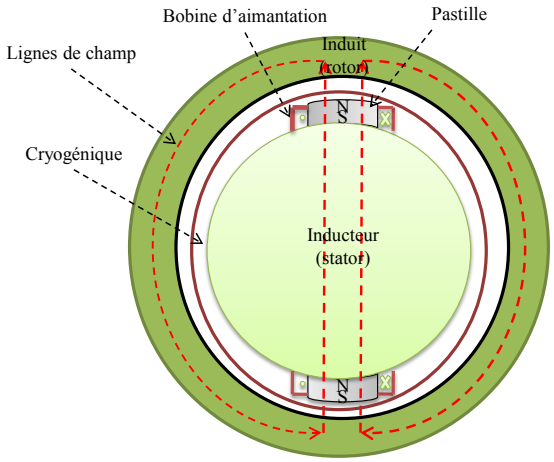


Figure 64 : Schéma d'une machine synchrone avec des pastilles supraconductrices.

La Figure 64 montre un schéma d'une machine synchrone où les aimants permanents sont remplacés par des pastilles supraconductrices. Autour de chaque pastille, nous plaçons une bobine d'aimantation. L'inducteur, fixe (stator) est formé des pastilles, des bobines et d'une pièce ferromagnétique, le tout immergé dans un fluide cryogénique. Les bobinages de l'induit ne sont pas représentés.

Nous remarquons dans la Figure 64 que les lignes de champ magnétique circulent dans le fer, la pastille, l'air et retournent dans le fer. Dans l'objectif de simplifier la structure utilisée pour les expérimentations et en tenant compte des remarques précédentes, nous proposons une structure similaire à celle d'un circuit magnétique de transformateur E-I (Figure 65).

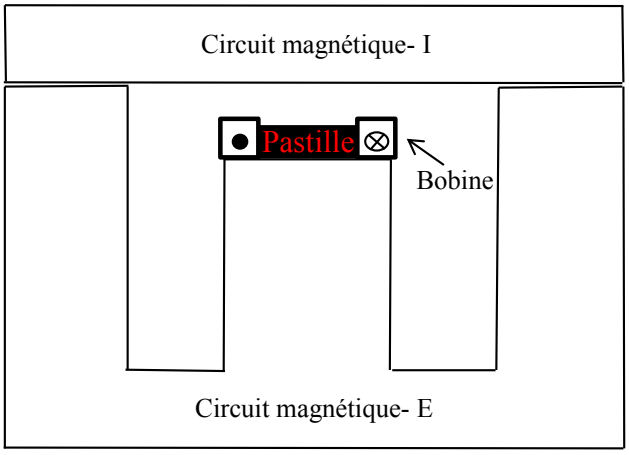


Figure 65 : Schéma de circuit magnétique E-I utilisé pour les expérimentations.

3.2. Simulation et comparaison de l'aimantation d'une pastille avec mise en œuvre d'un circuit magnétique

3.2.1. Simulation sans circuit magnétique

Une simulation sur COMSOL a été réalisée, une première fois sans circuit magnétique, et une seconde fois en ajoutant un circuit magnétique. Les équations magnétothermiques et les paramètres de la pastille utilisés dans la simulation sont les mêmes que celles présentées précédemment dans le chapitre 2. Nous avons, par la suite, comparé les résultats. Dans ces deux tests, l'inducteur est une bobine autour de la pastille. Les dimensions de la pastille et de la bobine sont reportées dans le tableau ci-dessous :

Tableau 9 : Dimensions de la pastille et de la bobine utilisées dans la simulation.

Diamètre externe de la bobine (mm)	66
Diamètre interne de la bobine (mm)	32,6
Hauteur de la bobine (mm)	20
Hauteur de la pastille (mm)	16,7
Diamètre de la pastille (mm)	31

Ces dimensions sont récupérées de la partie expérimentale où la pastille est placée dans un bain d'azote (77 K) et vierge de tout champ magnétique.

Le problème résolu est un problème 2-D axisymétrique traité avec un maillage de 3600 triangles à l'intérieur de la pastille et un maillage moins élevé à l'extérieur de la pastille. La Figure 66 montre le maillage dans le domaine d'étude.

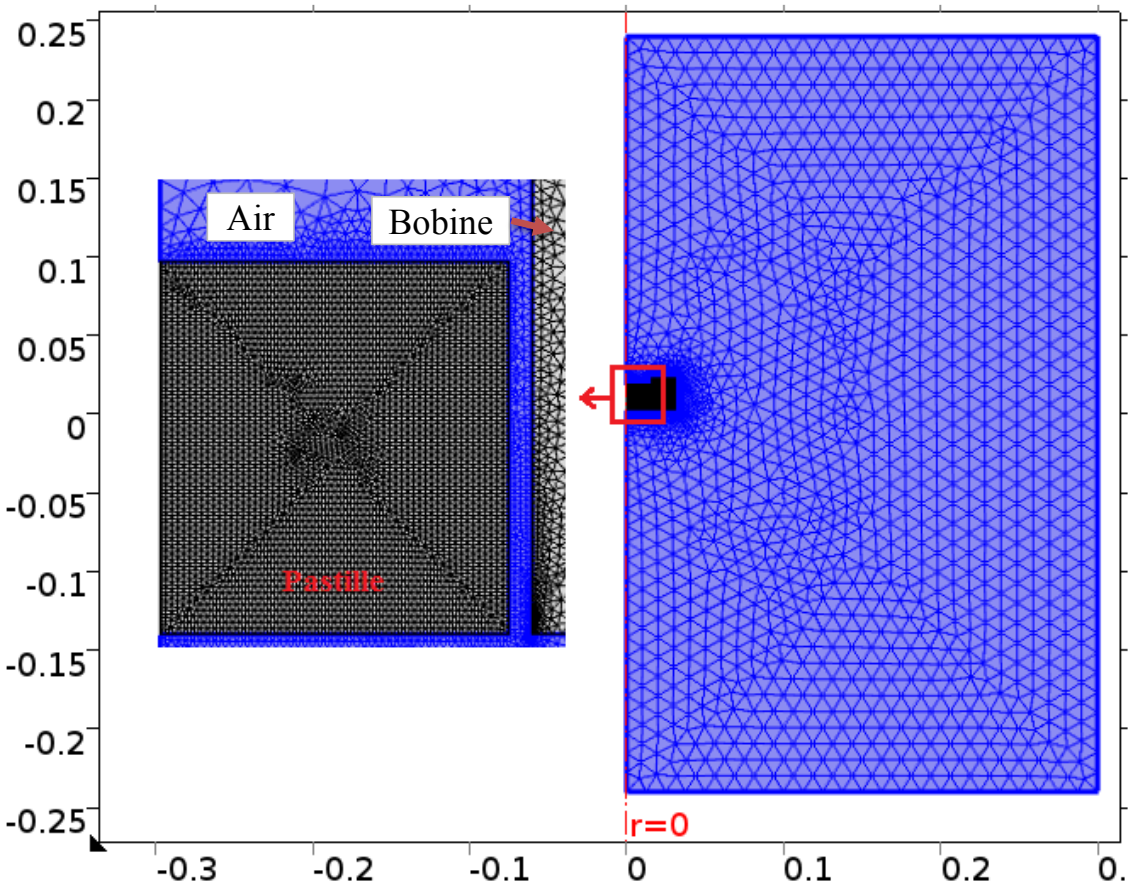


Figure 66 : Maillage de la pastille avec la bobine inductrice placée autour.

Sur la Figure 67, nous retrouvons l'impulsion de courant imposée dans la bobine. Cette impulsion est récupérée de la partie expérimentale où cette impulsion produit le maximum du champ piégé dans la pastille et elle possède les paramètres exposés dans le Tableau 10.

Tableau 10 : Paramètres de l'impulsion de courant utilisé en simulation.

Courant maximal Imax (A)	Instant associé au courant maximal τ_{Imax} (ms)	Durée totale de l'impulsion τ_{tot}(ms)	$K = \tau_{tot}/\tau_{Imax}$
4807	1,4	7	3,92

Comme nous avons expliqué précédemment (chapitre 2), nous allons étudier la simulation sur trois phases différentes : une phase de montée, une phase de descente, et une phase de stabilisation.

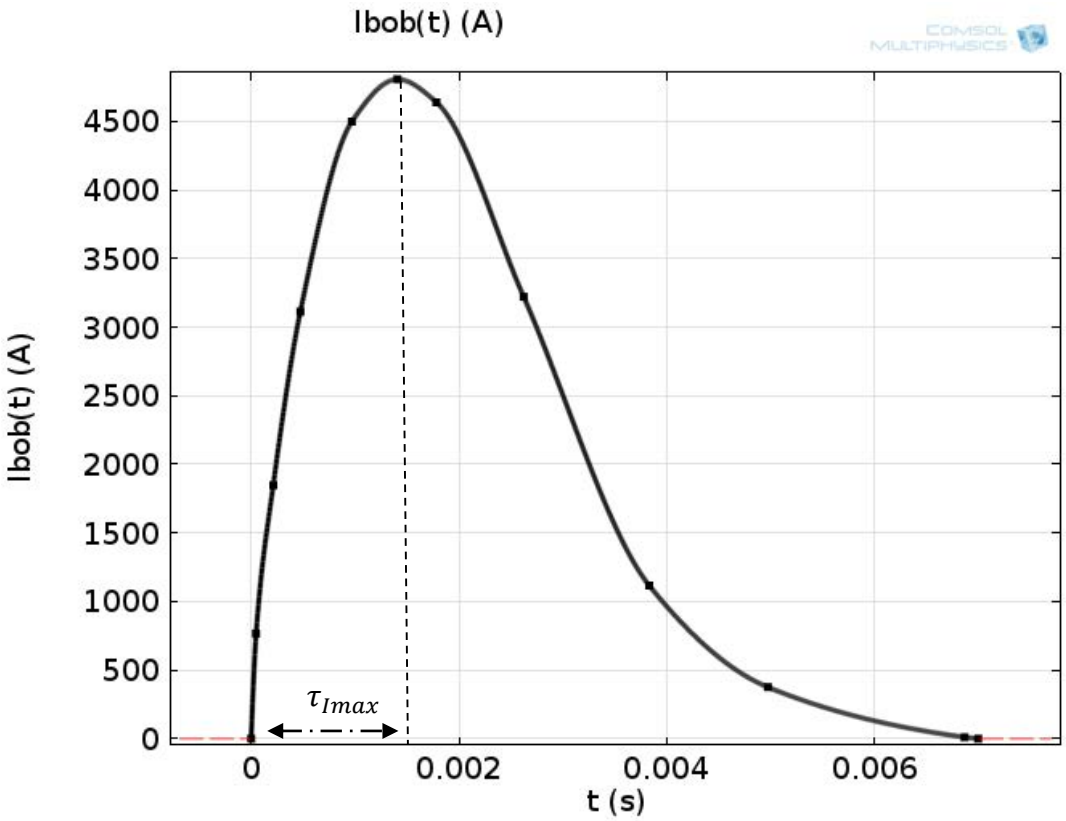


Figure 67 : Impulsion de courant imposée dans la bobine en simulation.

Pour la phase de montée et avec un pas de $\frac{\tau_{Imax}}{5}$, nous étudions les grandeurs électromagnétiques et thermiques lors de cette impulsion (*B, J/Jc,* et *T*). En première colonne de la Figure 68, nous remarquons que le champ magnétique pénètre progressivement à l'intérieur de la pastille. Cette pénétration possède sa valeur maximale de 2,92 T à τ_{Imax}. Les lignes de champ magnétique produit par la bobine se ferment autour de l'inducteur.

Pour avoir une idée de la répartition des courants induits dans la pastille, nous présentons en deuxième colonne, la densité de courant dans la pastille par rapport à la densité de courant critique *J/Jc*. Comme nous avons montré précédemment que la valeur de la densité de courant critique dépend de la température donc une variation de la valeur de Jc va se produire avec le changement de la température. Nous remarquons que la densité de courant pénètre avec une amplitude d'environ $-1{,}8 * J_C$ vers le centre de la pastille au court de l'impulsion. Le signe négatif vient du fait qu'il s'agit d'un courant induit qui s'oppose à l'augmentation du champ magnétique appliqué.

En troisième colonne de la même figure, l'évolution de la température durant cette phase de l'impulsion a été présentée. Nous constatons une augmentation d'environ 3,1 K au bord de la

pastille. Cette augmentation de température est liée aux pertes Joule dans la pastille. La présence des pertes Joule est due à la valeur de la densité de courant qui est presque 2 fois égale à sa valeur critique *Jc*.

La phase de descente de cette impulsion est illustrée sur la Figure 69 où nous pouvons constater la dégradation de la valeur du champ magnétique jusqu'à la fin de l'impulsion. Le champ restant à la fin de l'impulsion est le champ piégé dans la pastille. La dégradation du champ magnétique est due à une densité de courant dans le sens inverse de celui existant dans la phase de montée. Sur le bord de la pastille, une augmentation de 1,6 K est remarquée durant la phase de descente de cette impulsion.

Durant toute l'impulsion, nous constatons une augmentation de 4,7 K sur le bord de la pastille et des valeurs moins élevées à l'intérieur de la pastille. À la fin de l'impulsion, on observe une distribution de densité de courant avec une région valant $+1{,}73 * J_C$ et une autre région égale à $-1{,}38 * J_C$.

L'effet thermique continue après la fin de l'impulsion. Afin d'étudier l'effet thermique sur la stabilisation du champ dans la pastille, nous avons continué la simulation après la fin de l'impulsion. La Figure 70 représente l'évolution de la température après la fin de l'impulsion et son effet sur la densité de courant dans la pastille. L'augmentation de température de 4,7 K remarquée durant l'impulsion commence à s'atténuer en se propageant du bord vers le centre de la pastille. La pastille se refroidit à nouveau à la température de l'azote liquide après environ 21 s suivant l'impulsion. Cette évolution de la température diminue la valeur maximale de la densité de courant de $+1{,}73 * J_c$ à$+0{,}76 * J_c$ et de $-1{,}38 * J_C$ à $-0{,}63 * J_c$ dans le sens inverse.

(a) (b) (c)

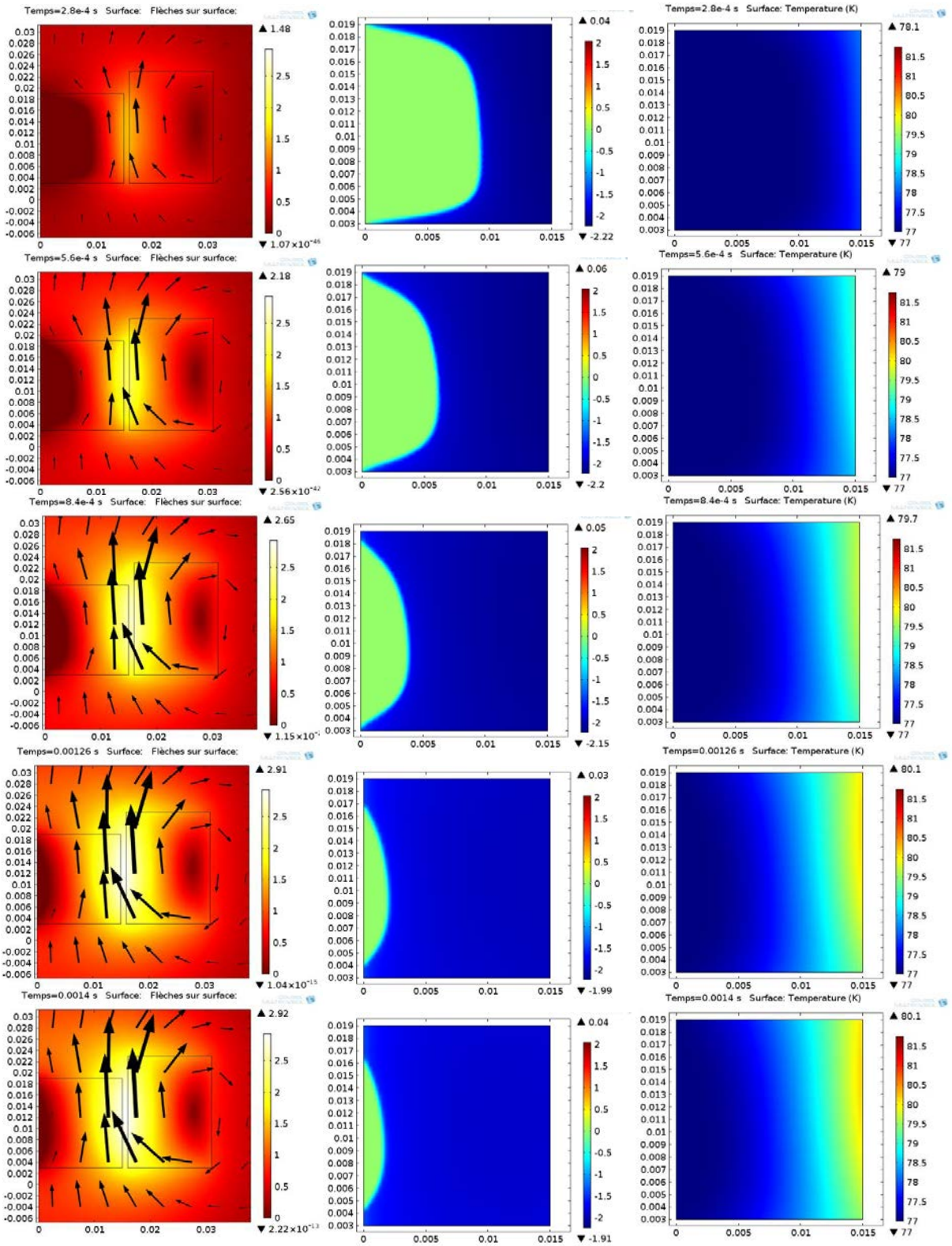


Figure 68 : (a) Induction magnétique (*B*), (b) Densité de courant (*J/Jc*), et (c) la température (*T*) durant la phase de montée de l'impulsion avec seulement une bobine seule autour de la pastille.

(a) (b) (c)

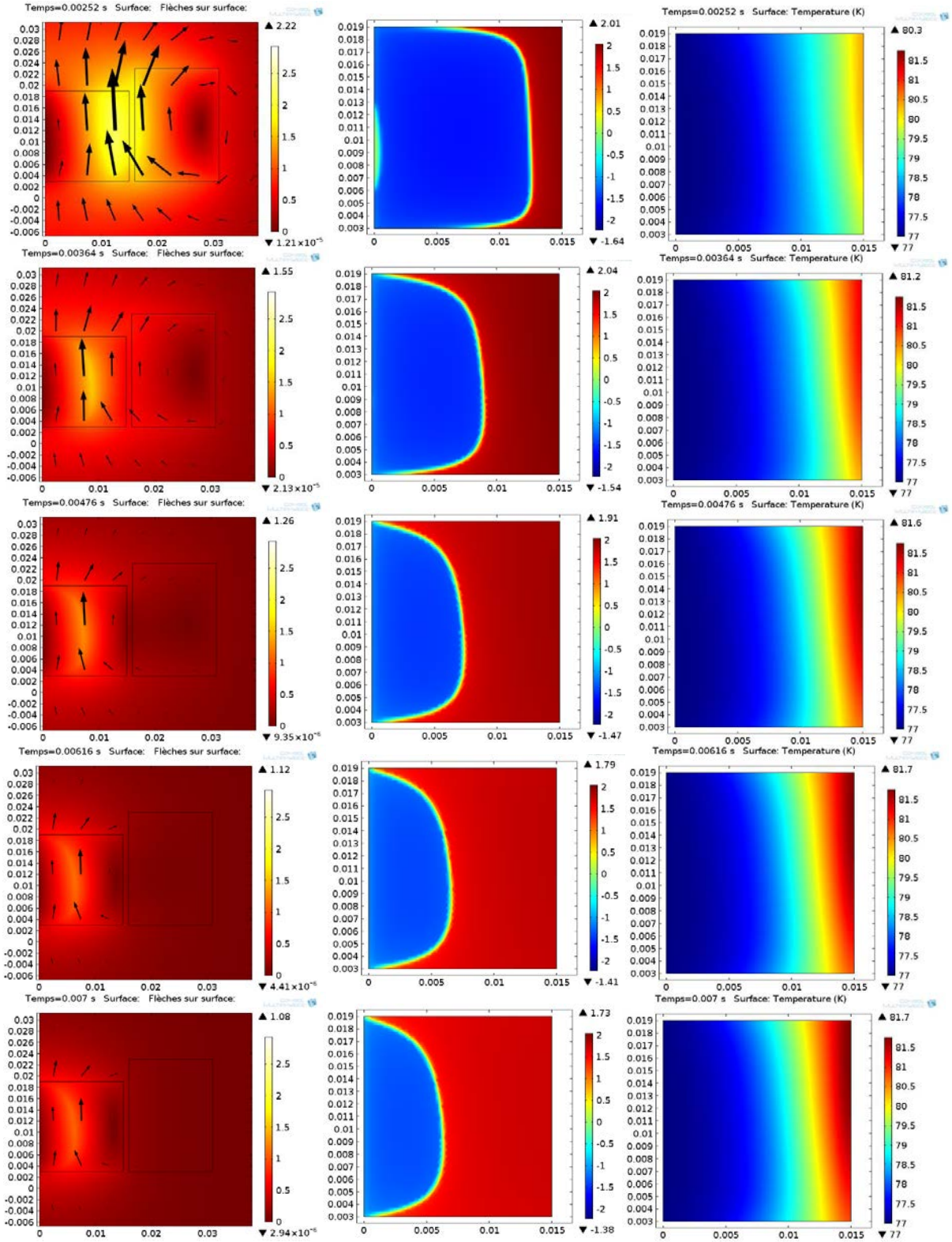


Figure 69 : (a) Induction magnétique *B*, (b) Densité de courant *J/Jc*, et (c) la température (*T*) durant la phase de descente de l'impulsion avec seulement une bobine seule autour de la pastille.

(a) (b)

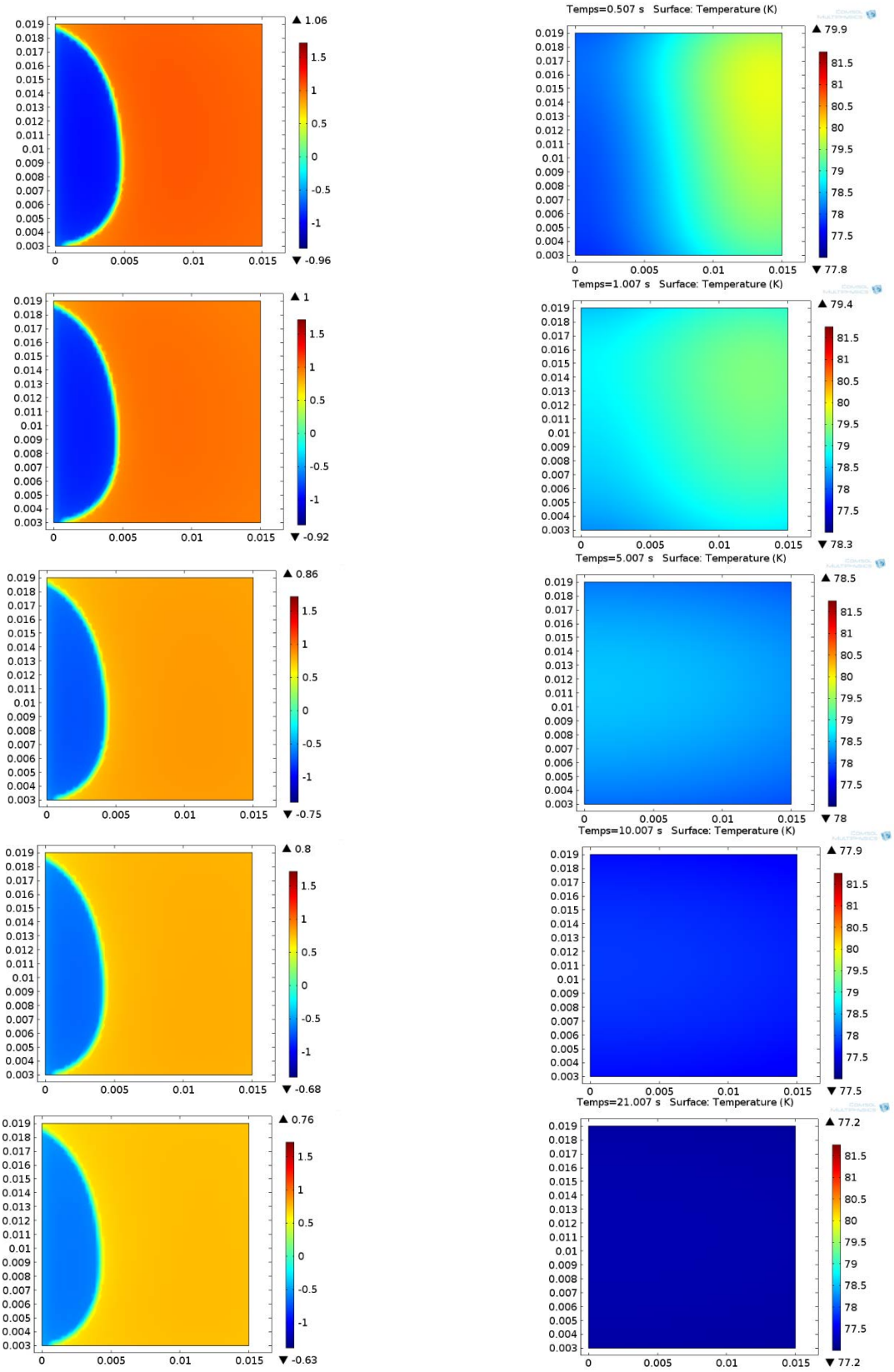


Figure 70 : (a) Densité de courant *J/Jc*, et (b) la température *T* durant la phase de stabilisation thermique après une impulsion réalisée avec seulement une bobine seule autour de la pastille.

3.2.2. Simulation avec circuit magnétique

À présent, nous allons étudier l'aimantation de la pastille installée dans un circuit magnétique. Les paramètres de la bobine et de la pastille sont ceux présentés dans le Tableau 9. Un circuit ferromagnétique dont les dimensions sont données dans le Tableau 11 a été introduit dans notre simulation COMSOL.

Tableau 11 : Dimensions du circuit magnétique simulé sous COMSOL.

Hauteur totale (mm)	Longueur totale (mm)	Largeur totale (mm)
130	150	74

La Figure 71 montre le maillage de la pastille et l'inducteur qui sont installés dans le circuit magnétique.

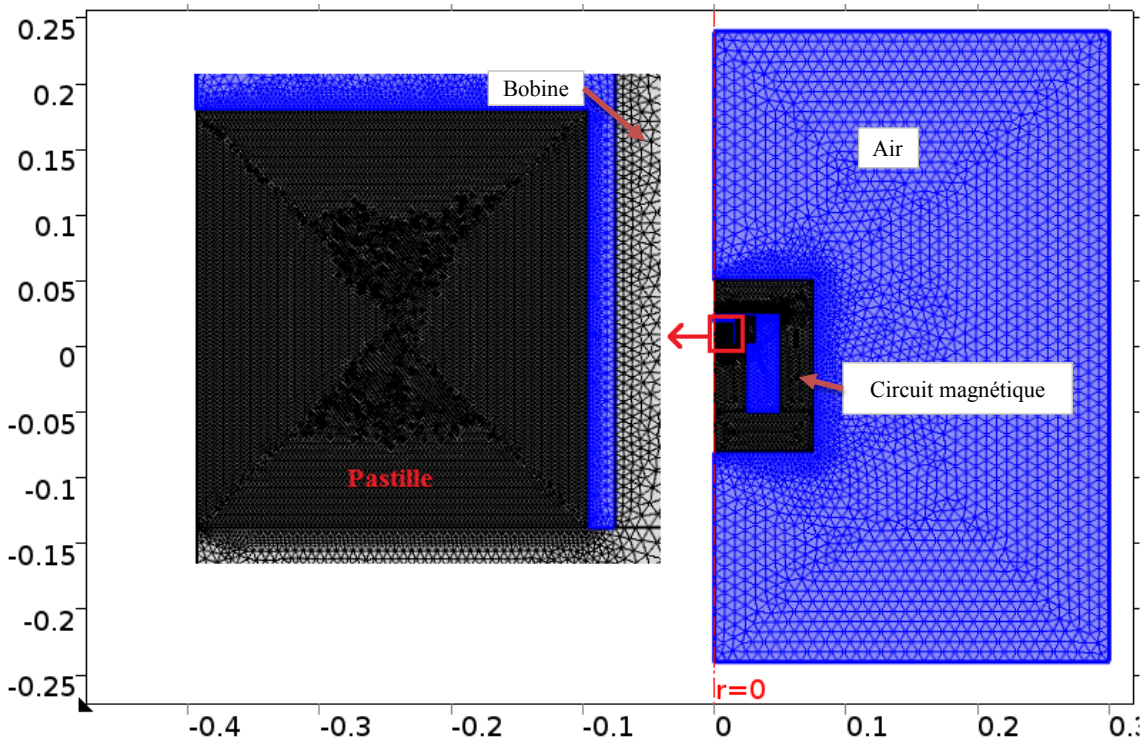


Figure 71 : Maillage de la pastille installée dans un circuit magnétique de type E-I.

Le circuit magnétique utilisé dans la simulation est un circuit magnétique non linéaire. Une courbe B(H) a donc été imposée pour notre circuit magnétique, Figure 72.

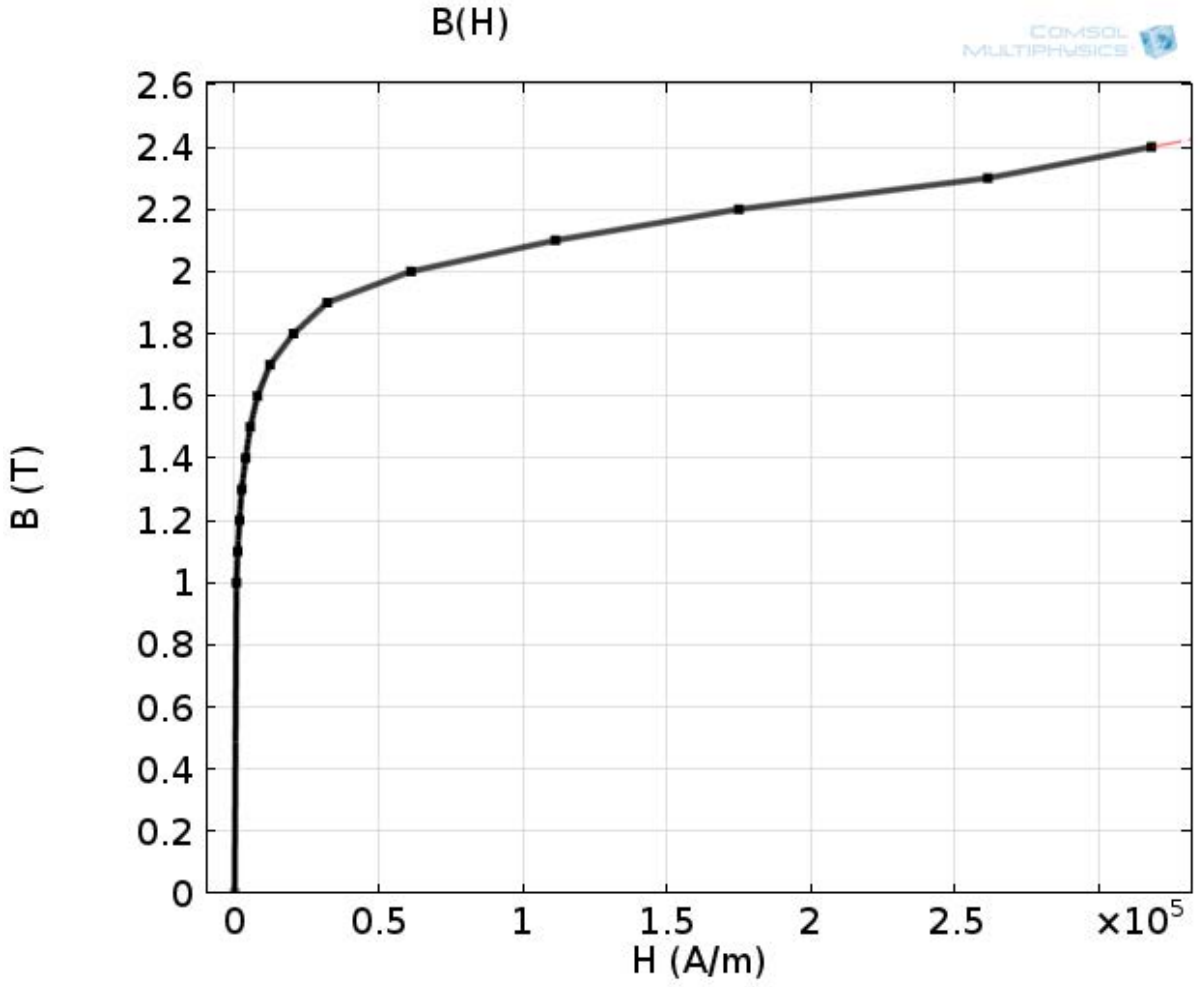


Figure 72 : Courbe B(H) imposée en simulation pour le circuit magnétique de type E-I.

La Figure 73 illustre l'impulsion de courant imposée dans la bobine de l'aimantation. Cette impulsion possède les paramètres exposés dans le Tableau 12. Cette impulsion a été récupérée de la partie expérimentale où cette impulsion produit le maximum du champ piégé dans la pastille.

Tableau 12 : Paramètres de l'impulsion de courant utilisé en simulation avec le circuit magnétique.

Courant maximal Imax (A)	Instant associé au courant maximal τ_{Imax} (ms)	Durée totale de l'impulsion τ_{tot}(ms)	$K = \tau_{tot}/\tau_{Imax}$
2732	1,87	8,6	5,62

Par la suite, nous allons suivre la même démarche d'analyse que précédemment. Nous allons donc étudier la phase de montée de l'impulsion avec un pas de $\frac{\tau_{Imax}}{5}$. La Figure 74 montre les grandeurs électromagnétiques et thermiques lors de cette phase. En première colonne, le champ magnétique est représenté et en deuxième colonne la densité de courant par rapport à la densité

de courant critique *J*/*Jc*. La dernière colonne de la même figure représente la température dans la pastille.

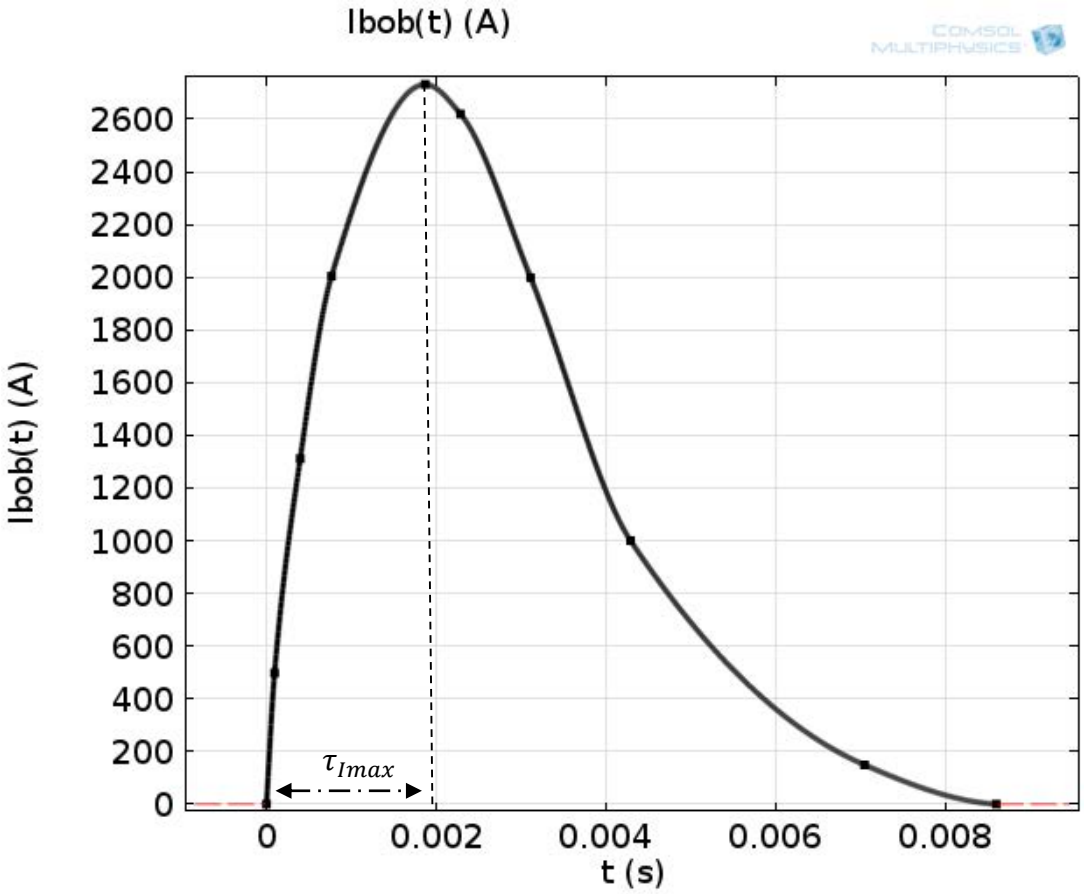


Figure 73 : Impulsion de courant imposée dans la bobine en simulation.

La valeur maximale du champ magnétique (2,81 T) est obtenue pour τ_{Imax} où le courant atteint sa valeur maximale dans la bobine. À cet instant, la densité de courant possède une valeur d'environ $-1{,}92 * J_C$. Une augmentation d'environ 3,3 K dans la pastille est observée à la fin de l'impulsion.

La phase de descente de l'impulsion est illustrée dans la Figure 75. Avec un pas de $\frac{\tau_{tot} - \tau_{Imax}}{5}$, nous allons étudier cette partie de l'impulsion. Dans la colonne correspondante au champ magnétique, on constate qu'il commence à se dégrader jusqu'à la fin de l'impulsion. C'est pourquoi une nouvelle densité de courant avec un sens opposé à celui de la phase de montée commence à pénétrer dans la pastille vers le centre. La température, dans cette partie, continue à augmenter et à se propager vers le centre de la pastille. Une augmentation d'environ 1,6 K a été remarquée durant cette partie de l'impulsion.

À la fin de l'impulsion, nous trouvons une augmentation de la température d'environ 4,9 K par rapport au début l'impulsion. La densité de courant à la fin de l'impulsion de courant est

présente dans 2 régions, d'une valeur d'environ $-1{,}73 * J_C$ dans la première et $+1{,}39 * J_C$ dans la seconde.

La Figure 76 représente l'évolution de la densité de courant et de la température suite à l'impulsion. Nous remarquons que la pastille redevient stable à une température de 77 K après environ 23 s. Après cette durée l'effet thermique s'arrête et aucun changement significatif n'est remarqué au niveau de la densité de courant. Donc nous obtenons un champ magnétique stable à partir de cet instant et nous n'avons aucun intérêt à continuer la simulation après.

(a) (b) (c)

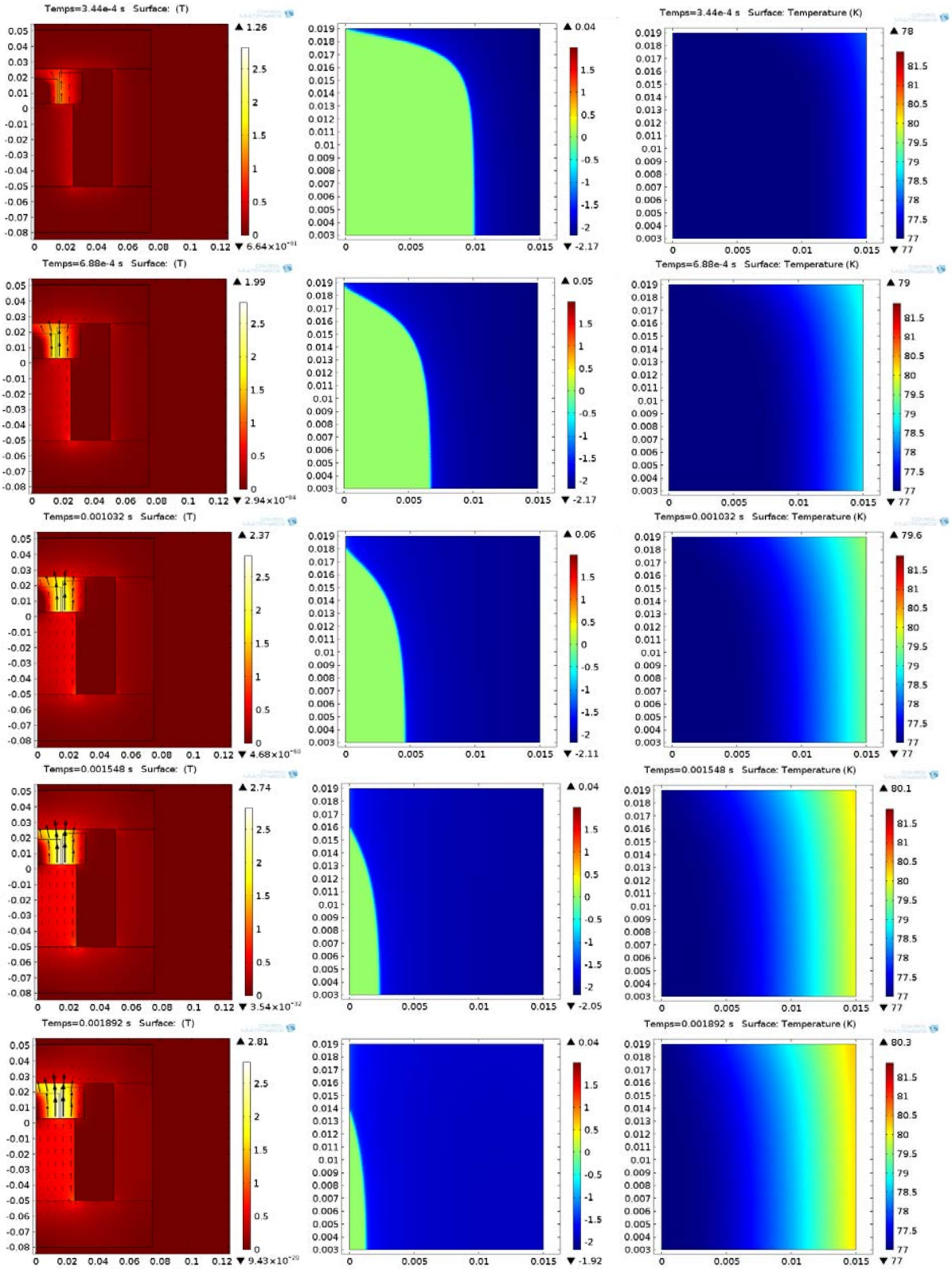


Figure 74 : (a) Induction magnétique *B*, (b) densité de courant *J/Jc*, et (c) la température *T* durant la phase de montée de l'impulsion avec une bobine autour de la pastille et un circuit magnétique.

(a) (b) (c)

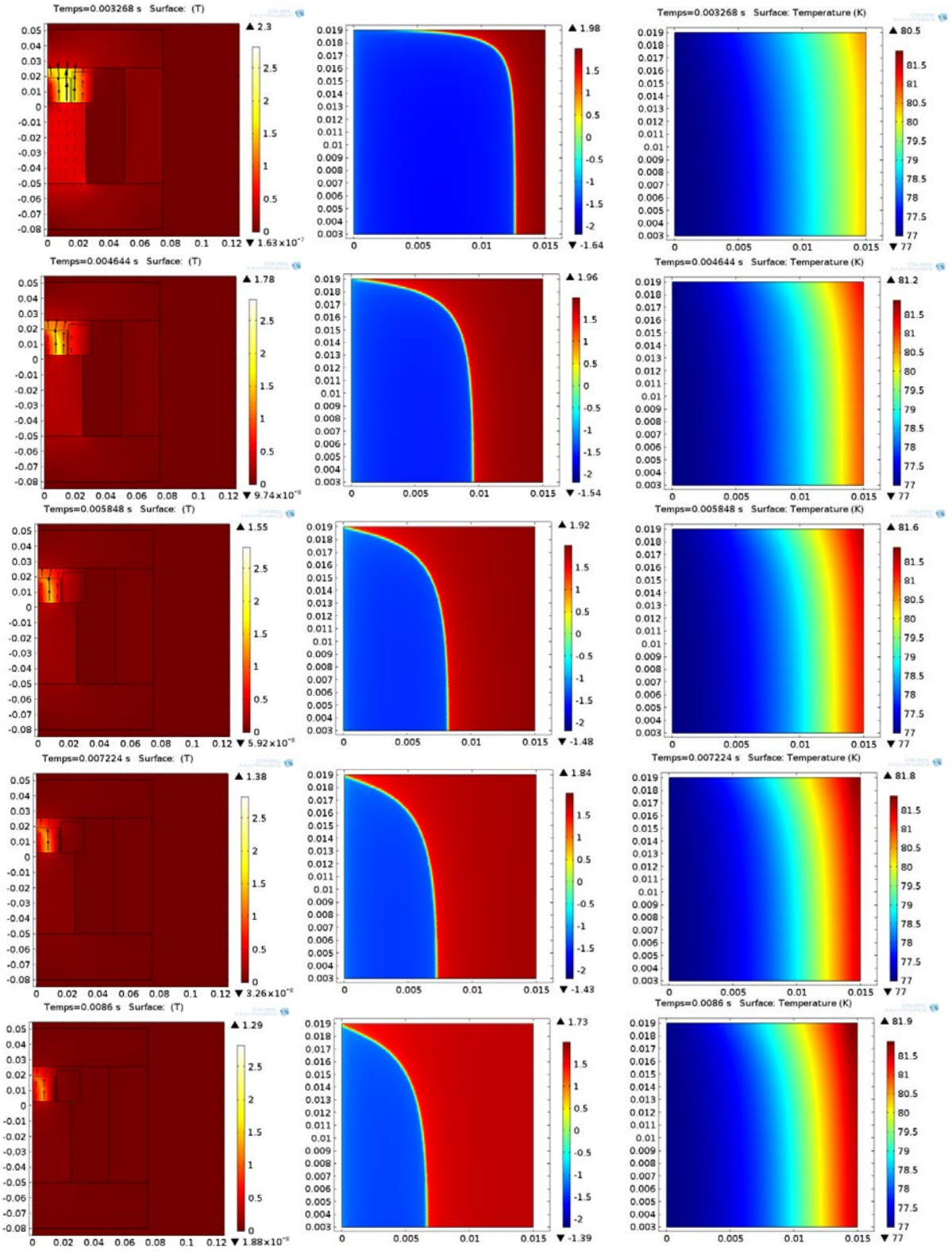


Figure 75 : (a) Induction magnétique *B*, (b) densité de courant *J/Jc*, et (c) la température *T* durant la phase de descente de l'impulsion avec une bobine autour de la pastille et un circuit magnétique.

(a) (b)

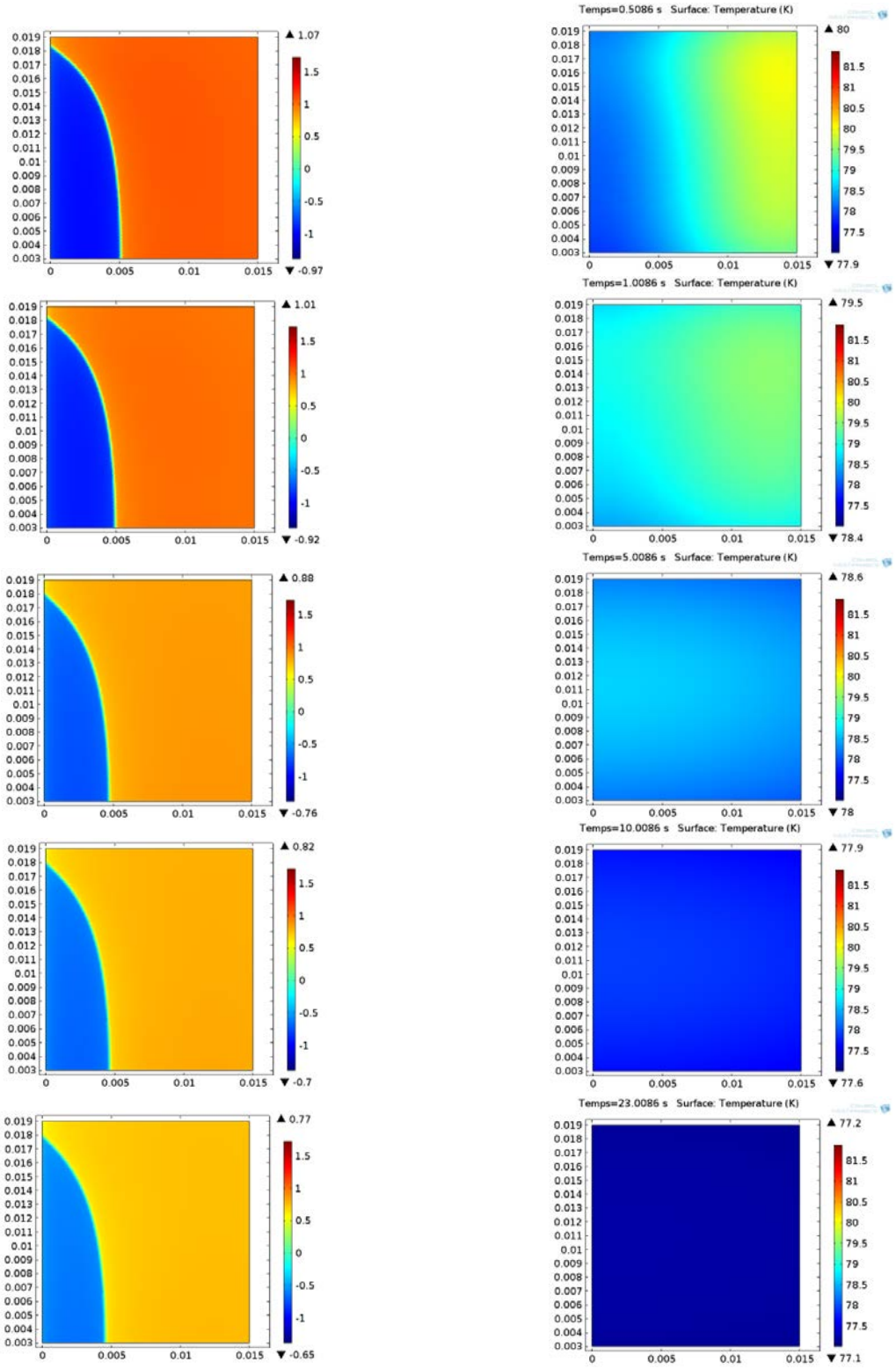


Figure 76 : (a) Densité de courant *J/Jc,* et (b) température *T* durant la phase de stabilisation thermique après une impulsion réalisée avec une bobine autour de la pastille et un circuit magnétique.

La Figure 77 montre une comparaison entre la valeur moyenne du champ magnétique dans la de pastille aimantée (la partie étudiée en simulation) après une impulsion avec et sans circuit magnétique. À la fin de l'aimantation réalisée avec le circuit magnétique, nous trouvons une valeur plus importante du champ magnétique de 668 mT soit environ 1,32 fois celle piégée en utilisant seulement la bobine sans le circuit magnétique.

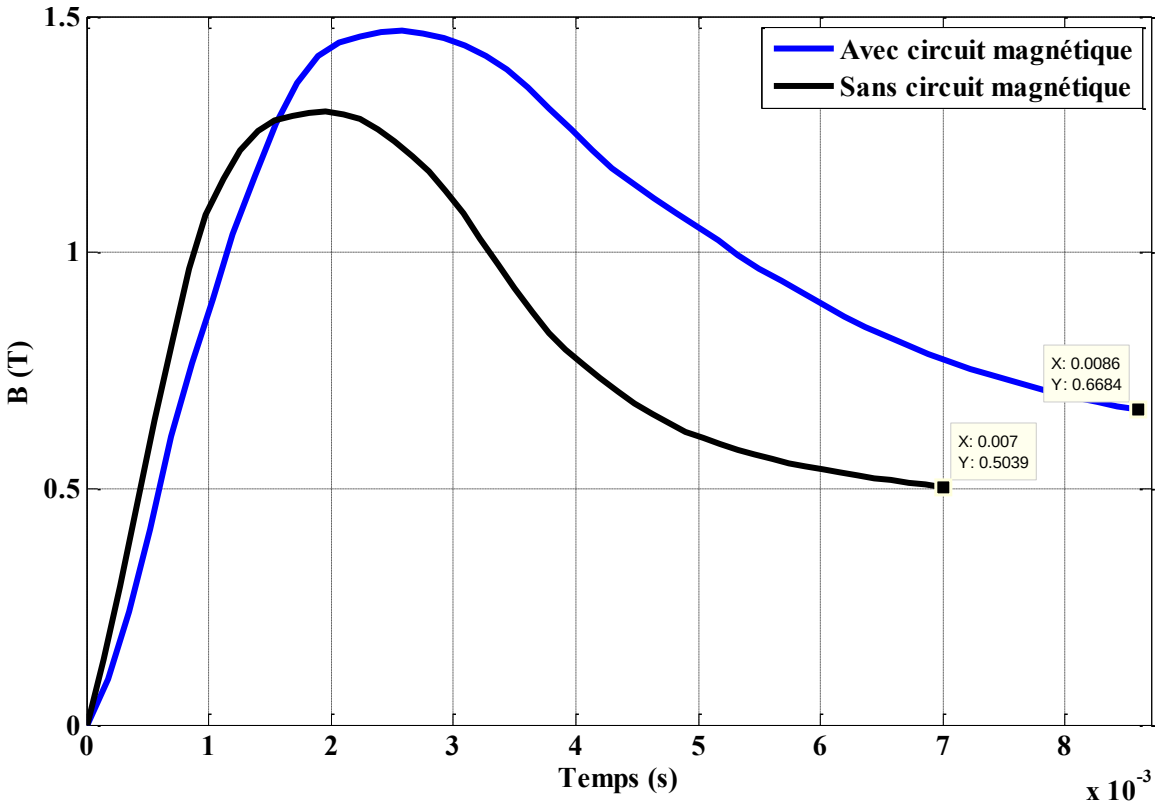


Figure 77 : Evolution de la valeur de l'induction magnétique moyenne ($B_{moyenne}$) dans la pastille. Comparaison entre les deux systèmes avec/sans circuit magnétique.

Nous avons étudié et comparé, par simulation, l'aimantation avec et sans un circuit magnétique. Nous remarquons une amélioration de champ piégé en rajoutant le circuit magnétique. Nous allons, dans la section suivante, à travers plusieurs expérimentations, étudier l'aimantation avec/sans circuit magnétique.

3.3. Étude par l'expérience de l'aimantation d'une pastille avec mise en œuvre dans un circuit magnétique

Le circuit magnétique, présenté dans la Figure 65, sera utilisé dans les expériences qui vont suivre. Il se compose de : 200 tôles de types E-I, chaque tôle est isolée de sa tôle voisine afin de réduire les courants induits dans le circuit magnétique. Les tôles de type I sont séparées de la colonne centrale des tôles de type E pour pouvoir placer la pastille et sa bobine d'aimantation. Ces dernières tôles sont rassemblées par deux plaques de fibre de verre, et quatre pattes de fixation. La Figure 78 montre le circuit réalisé. Les dimensions externes de ce circuit sont reprises dans le Tableau 13.

Tableau 13 : Dimensions du circuit magnétique E-I.

Hauteur (cm)	Longueur (cm)	Largeur (cm)
13	15	7,4

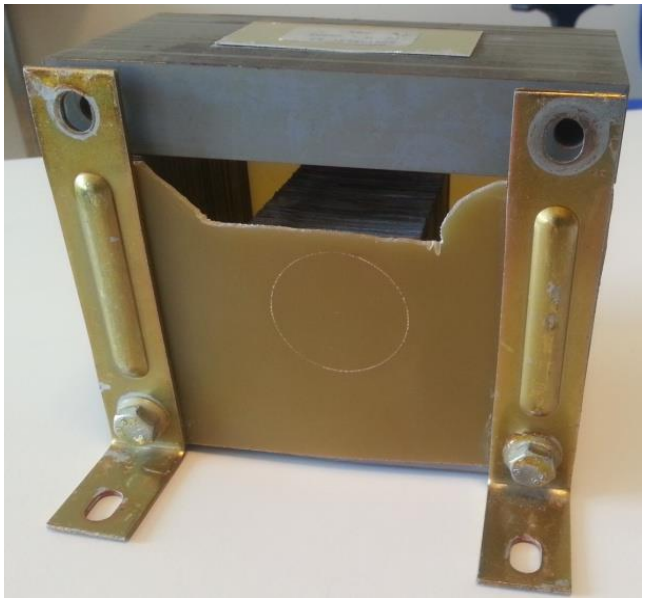


Figure 78 : Circuit magnétique réalisé.

Au-dessus de la colonne centrale, qui possède une hauteur moins longue que celle des deux autres, une pastille supraconductrice est placée. La Figure 79 montre la pastille supraconductrice utilisée. Cette pastille est de type YBCO non percée avec un diamètre de 30 mm et une hauteur de 16,7 mm. La température critique de cette pastille est de 92 K donc l'expérimentation sera effectuée à l'azote liquide.



Figure 79 : Pastille YBCO utilisée dans les expériences d'aimantation.

Autour de cette pastille, une bobine d'aimantation est placée. Cette bobine possède 17 tours de bande de cuivre. Chaque tour est isolé de l'autre par une couche de scotch Kapton. Les dimensions de cette bobine sont présentées dans le Tableau 14 :

Tableau 14 : Dimensions de la bobine d'aimantation placée autour de la pastille.

Diamètre externe (mm)	Diamètre interne (mm)	Hauteur (mm)
62	32,6	20

Ces paramètres de bobine sont choisis pour les raisons suivantes :

1- Avoir une bobine simple et pratique pour la mise en œuvre.
2- Pour qu'elle s'adapte aux dimensions du circuit magnétique et de la pastille supraconductrice.
3- Pour pouvoir produire un champ magnétique élevé et ainsi réaliser une aimantation complète de la pastille supraconductrice.

La Figure 80 montre cette bobine d'aimantation enroulée dans du ruban tissu de verre pour tenir les tours et isoler la bobine de la pastille qui sera installée dans la bobine.



Figure 80 : Bobine d'aimantation.

L'induction magnétique est mesurée par deux sondes à effet Hall adaptées aux basses températures de type HHP-NP (Arepoc). Ces deux sondes sont placées sur la surface de la pastille : la première sonde est installée au centre de la surface de la pastille, et la deuxième est installée 10 mm plus loin de la première (dite au bord de la surface de la pastille). Avec ces sondes, nous pouvons mesurer le champ sur la surface de la pastille dans deux endroits différents. Le Tableau 15 montre les caractéristiques de ces sondes.

Tableau 15: Caractéristiques des sondes à effet Hall utilisées.

	Courant nominal (mA)	Sensitivité (mV/T)	Dimensionnements actifs (µm)	Dimensionnements physiques (mm)	Place d'installation
HHP-NP(790)	20	91.5	500×100	5×7×1	Centre de la surface
HHP-NP(789)	20	91.6	500×100	5×7×1	Bord de la surface

Ces sondes sont fragiles mécaniquement, donc nous les avons protégées par :

1- Du Kapton pour protéger les fils minces.
2- Une distance suffisante entre la pastille et le fer au-dessous.

La Figure 81 présente l'installation des deux sondes sur la pastille.

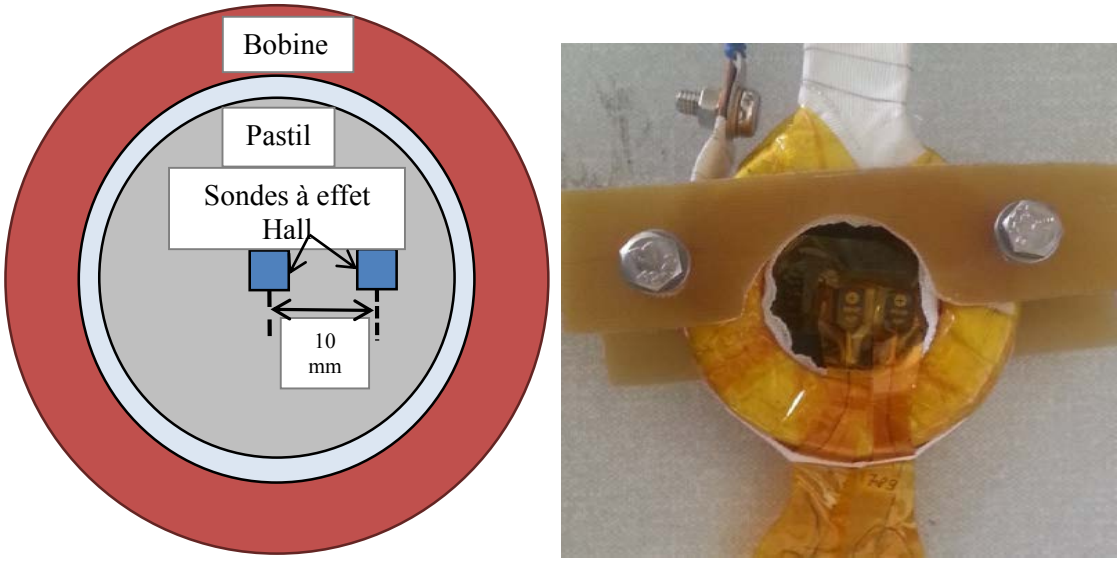


Figure 81 : Les sondes à effet Hall placées sur la surface de la pastille.

3.3.1. Sans circuit magnétique

Tout d'abord, nous testons la pastille sans fer en mesurant le champ au centre de la surface de la pastille et au bord de cette surface. La Figure 82 montre l'impulsion optimale du champ qui produit le maximum de champ piégé dans la pastille. En rouge, c'est l'impulsion de courant circulant dans le circuit électrique. Cette impulsion a une valeur maximale de 4745 A, et une durée de 6 ms. Cette impulsion de courant produit l'impulsion de champ. Le Tableau 16 montre les caractéristiques de cette impulsion du champ. La valeur du champ mesuré sur la surface de la pastille, durant l'impulsion, est égale à la somme de deux composantes : le champ produit par l'inducteur (bobine d'aimantation) plus la réaction de la pastille (champ produit par la pastille durant l'impulsion).

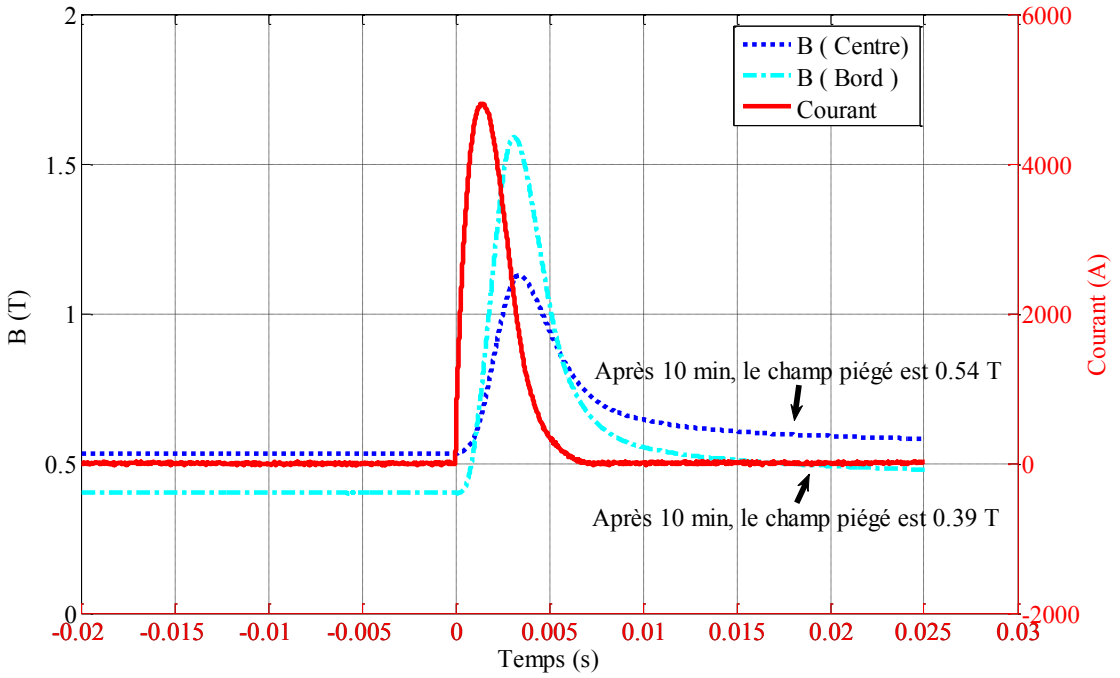


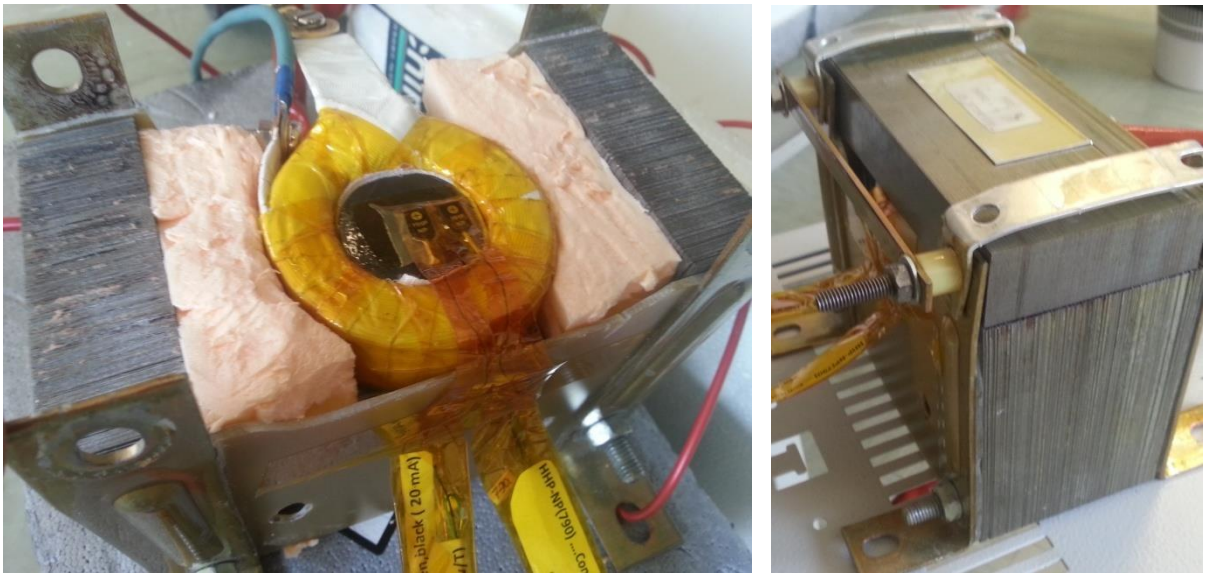
Figure 82 : Évolution temporelle du courant et du champ magnétique lors de l'impulsion optimale sans circuit magnétique.

Tableau 16 : Les caractéristiques de l'impulsion sans circuit magnétique.

	La valeur maximale de champ appliqué (T)	Champ piégé 10 min après la fin de l'impulsion optimale (T)
Au centre de la surface de la pastille	1,12	0,54
Sur le bord de la surface de la pastille	1,58	0,39

3.3.2. Avec circuit magnétique

La deuxième partie de cette expérimentation correspond à l'installation de la pastille supraconductrice dans un circuit magnétique. La bobine d'aimantation et la pastille sont placées dans le circuit magnétique au-dessus de la colonne centrale. La partie inférieure de la pastille est placée directement en contact avec le fer, tandis qu'une distance d'environ 7 mm (entrefer) subsiste entre la partie supérieure de la pastille et les tôles en forme de I. Cette distance est suffisamment large pour faire sortir les fils des sondes à effet Hall. La Figure 83-a montre la pastille placée avec sa bobine d'aimantation dans le circuit magnétique. Nous avons calé la bobine avec des pièces de Polystyrène. La Figure 83-b montre la structure finale du circuit magnétique.



(a) **(b)**

Figure 83 : Structure de circuit magnétique avec la pastille et la bobine d'aimantation.

Nous appliquons notre procédé d'aimantation pour produire un champ maximal piégé dans la pastille.

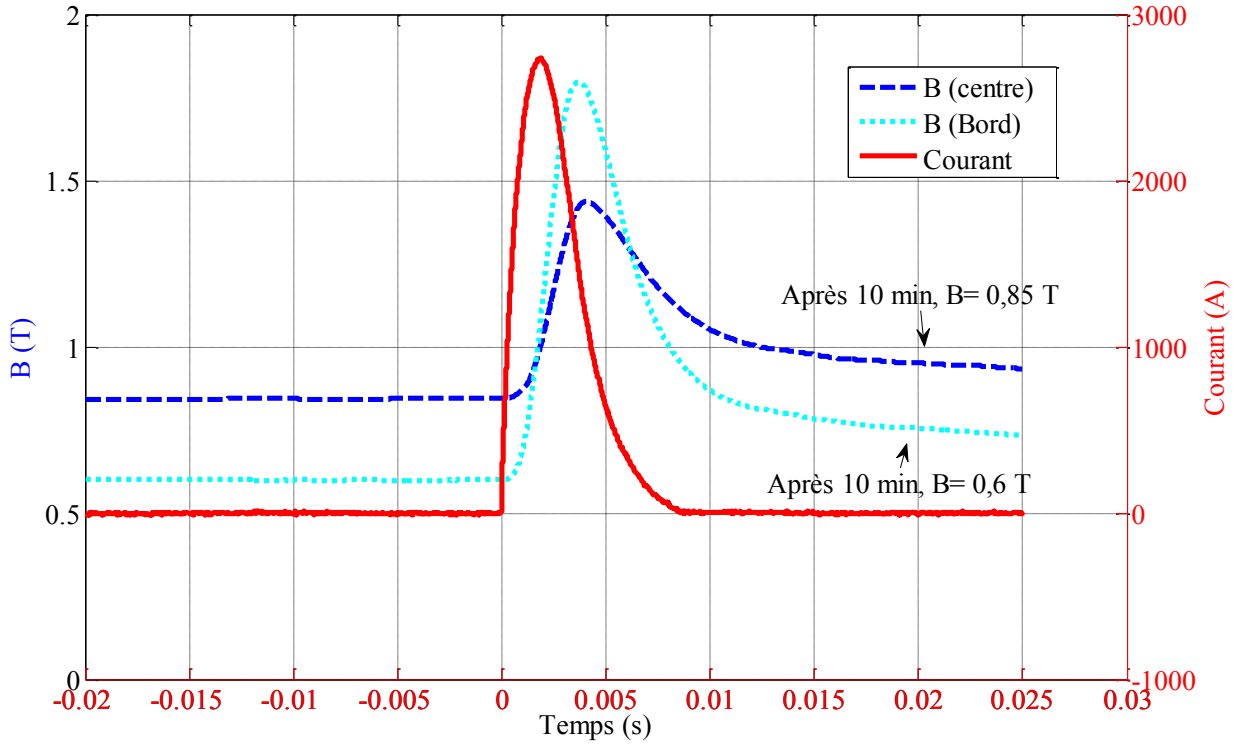


Figure 84: Évolution temporelle du courant et du champ magnétique lors de l'impulsion optimale avec circuit magnétique.

La Figure 84 montre cette impulsion de courant (en rouge) qui circule dans le circuit d'aimantation. Cette impulsion possède une valeur maximale égale à 2734 A et une durée de

8,5 ms. Cette impulsion de courant crée un champ magnétique mesuré au centre de la surface de la pastille et 10 mm plus loin (au bord). Le Tableau 17 présente les caractéristiques des champs mesurés sur la surface de la pastille installée dans le circuit magnétique. Comme précisé précédemment le champ mesuré durant l'impulsion est égale au champ appliqué plus la réaction de la pastille.

Tableau 17: Les caractéristiques de l'impulsion avec le circuit magnétique.

	La valeur maximale de champ appliqué (T)	Champ piégé 10 min après la fin de l'impulsion optimale (T)
Au centre de la surface de la pastille	1,43	0,85
Au bord de la surface de la pastille	1,79	0,6

Afin de comparer l'aimantation avec/sans circuit magnétique et à partir des Figure 82 et Figure 84, nous traçons les deux impulsions de courant et du champ magnétique au centre de la surface de la pastille. La Figure 85 montre ces impulsions : en rouge est le courant et en bleu est le champ magnétique mesuré au centre.

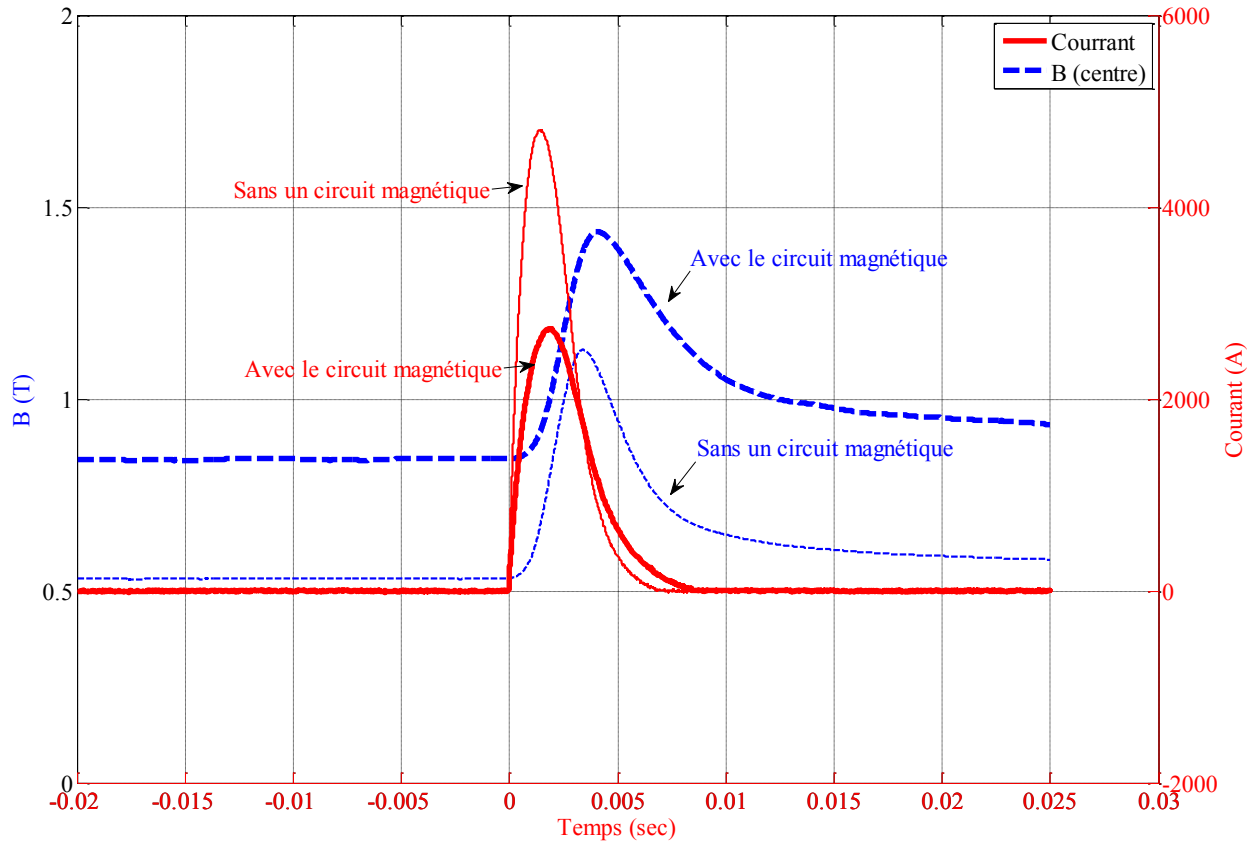


Figure 85 : Comparaison entre les impulsions avec/sans circuit magnétique.

Nous remarquons l'amélioration au niveau de champ piégé dans la pastille en utilisant le circuit magnétique. Cette amélioration est dans l'ordre de 36,5 % au centre de la surface de la pastille et 35 % au bord de cette surface. En utilisant le circuit magnétique, nous avons non seulement

un avantage au niveau de champ piégé, mais aussi une baisse au niveau de courant maximal dans le circuit d'aimantation pour le champ optimal. Cette baisse est de l'ordre de 43%, et comme le champ produit par l'inducteur est proportionnel au courant, nous avons donc une baisse du champ produit par l'inducteur de 43 % pour le champ piégé maximal dans la pastille. Le Tableau 18 montre cette comparaison avec/sans fer. Nous pouvons remarquer aussi une augmentation de la durée de l'impulsion d'environ 20 % en utilisant le circuit magnétique. Cette augmentation de la durée de l'impulsion augmente la valeur du champ piégé. Ceci a été expliqué précédemment dans le deuxième chapitre.

Tableau 18: Améliorations apportées lors de l'aimantation en utilisant le circuit magnétique.

Amélioration du champ piégé au centre (%)	Amélioration du champ piégé au bord (%)	Baisse du courant (%)	Augmentation de la durée de l'impulsion (%)
36,5	35	43	20

Afin d'étudier la contribution de circuit magnétique dans cette aimantation, nous avons réalisé les étapes suivantes, illustrées en Figure 86 :

1- La pastille aimantée est retirée du circuit magnétique après la stabilisation du champ piégé, au point A, et nous observons la valeur du champ magnétique piégé. Le circuit magnétique est complètement fermé durant l'aimantation donc nous commençons à retirer la partie I du circuit magnétique puis l'inducteur et la pastille aimantée.
2- Après la nouvelle stabilisation du champ magnétique piégé, nous remettons la pastille dans le circuit magnétique, au point B, où on trouve une augmentation rapide du champ magnétique piégé.
3- Après la nouvelle stabilisation du champ piégé, on enlève la pastille de ce circuit une autre fois, au point C, où nous constatons une diminution rapide du champ.
4- La pastille est mise une dernière fois dans le circuit, au point D, et nous pouvons observer une nouvelle augmentation du champ magnétique piégé du même ordre de grandeur que pour le cas précédent.

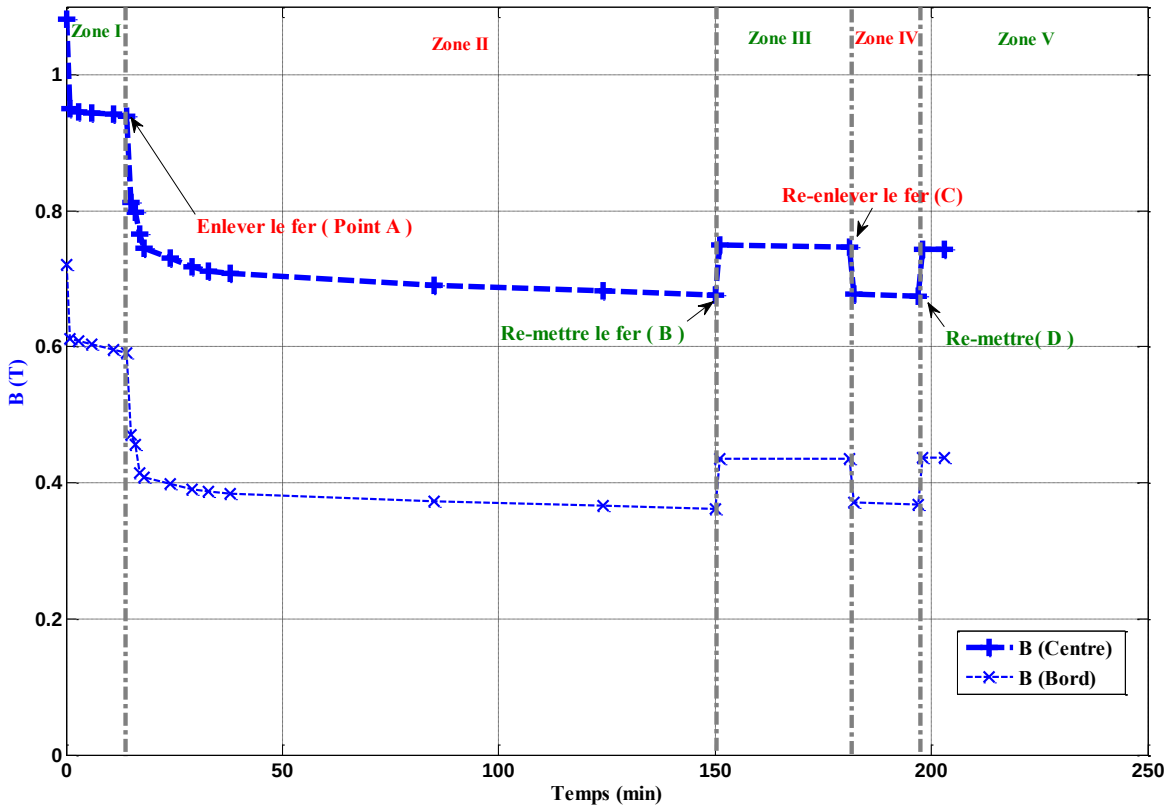


Figure 86: Influence du fer sur le champ piégé dans pastille après différentes manipulations sur la pastille : Point(s) A, et C enlever le la pastille du circuit magnétique. Point(s) B, et D Remettre la pastille dans le circuit magnétique.

Nous pouvons remarquer dans la Figure 86, clairement, l'influence du noyau de fer sur le champ magnétique piégé dans la pastille. Les zones I, III, et V correspondent à l'évolution du champ magnétique piégé lorsque le noyau de fer est en place. Les zones II et IV correspondent à l'évolution du champ magnétique piégé lorsque le noyau de fer est retiré.

On peut trouver que la diminution de la valeur du champ magnétique piégé entre le niveau du point A, et le niveau du point B, est due à la variation de champ magnétique appliqué sur la surface de pastille. Cette valeur est perdue si l'on enlève le fer, et nous ne pouvons pas la reproduire sans une nouvelle impulsion magnétique. Lorsque nous mettons de nouveau le noyau de fer au point B, l'augmentation rapide du champ magnétique ne peut pas être expliquée par la redistribution de courant dans cette pastille.

En outre, la différence entre la valeur aux points B et C, est reproduite entre les points C et D. On peut donc en conclure que cette variation du champ magnétique piégée entre les points B et C, ou C et D, est uniquement due à magnétisation de fer, qui est de l'ordre de 70 mT. Nous perdons cette valeur quand on enlève le fer et nous la reproduisons quand nous mettons le noyau de fer sans avoir besoin d'une nouvelle impulsion.

Nous observons le même phénomène au centre et au bord de la surface de la pastille.

En d'autres termes, la différence entre le niveau de point A et le niveau de point B est égale à la somme de la différence entre A et C plus la différence entre C et B :

$$\Delta B_{AB} = \Delta B_{AC} + \Delta B_{CB}$$

Pour conclure sur cette partie, on peut noter l'amélioration sur l'aimantation des pastilles supraconductrice du fait de la présence de noyau ferromagnétique. Cette amélioration provient certainement de l'aimantation de fer et de la canalisation des lignes de champ magnétique.

3.4. Mise en œuvre d'une nouvelle bobine et de procédés d'aimantation dans le circuit magnétique

Alimentée par un amplificateur 50A - 20V, la bobine qui est autour de la pastille ne crée pas assez de champ magnétique pour étudier les perturbations en régime alternatif, ce qui sera fait dans le quatrième chapitre. Afin d'augmenter la valeur du champ externe qui va être appliqué sur la pastille après son aimantation, nous avons installé une autre bobine autour de la colonne centrale du circuit magnétique. Cette nouvelle bobine sera connectée en série avec la bobine qui est autour de la pastille. Les deux bobines vont créer deux champs magnétiques dans le même sens. Le champ appliqué sur la pastille sera égal à la somme des champs créés par les deux bobines :

$$B = B_{bobine1} + B_{bobine2}$$

Où la bobine 1 est la bobine autour de la pastille, et la bobine 2 celle qui est autour de la colonne magnétique centrale. Le Tableau 19 représente les dimensions de la bobine 2.

Tableau 19 : Dimensions de la bobine 2.

	Nombre de spires	Hauteur effective (mm)	Longueur (mm)	Largeur (mm)
Bobine 2	42	40	80	60

La Figure 87 montre la nouvelle structure du circuit magnétique avec les deux bobines connectées en série.

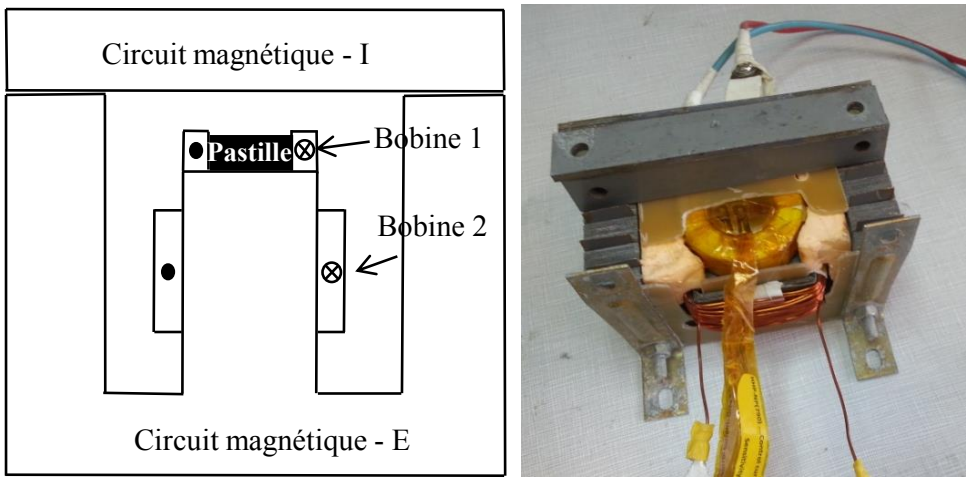


Figure 87 : Nouvelle configuration du circuit magnétique avec les deux bobines connectées en série.

Afin d'étudier l'aimantation d'une pastille supraconductrice dans le circuit magnétique avec la nouvelle structure, nous allons tester deux procédés d'aimantation et nous allons les comparer. Ces deux procédés sont :

a- Aimantation successive améliorée : C'est un procédé proche de l'aimantation à impulsions successives croissantes étudié précédemment, mais en répétant l'impulsion optimale de sorte à améliorer le champ piégé dans la pastille. Ce procédé se compose de deux parties :
La première partie consiste à envoyer les impulsions l'une après l'autre en augmentant la valeur de ces impulsions en gardant la pastille toujours dans l'azote liquide. Autrement dit, la pastille garde un champ magnétique à chaque fois qu'une nouvelle impulsion est appliquée. Les impulsions de courant et le champ piégé dans la pastille sont enregistrés par un oscilloscope. La Figure 88 montre cette partie où les impulsions sont de plus en plus grandes (D > C > B > A). La comparaison entre les champs piégés (Bta, Btb, Btc, et Btd) montre que Btc > Btd > Btb > Bta. Donc à partir de ces résultats nous nommons l'impulsion C la meilleure impulsion qui produit le maximum de champ piégé dans cette partie.

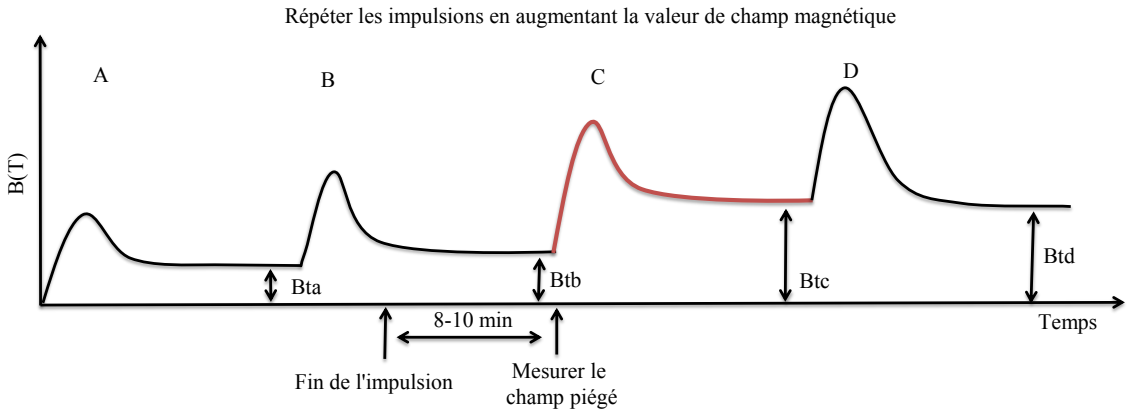


Figure 88 : Première partie du procédé d'aimantation successive améliorée.

Dans la deuxième partie de ce procédé, nous allons toujours garder la pastille dans l'azote. Nous recommençons à appliquer les impulsions, mais quand nous arrivons à la meilleure impulsion C trouvée dans la première partie, nous répétons cette impulsion afin de trouver l'impulsion optimale. La Figure 89 représente cette partie où nous déchargeons la même tension que l'impulsion C (la même énergie stockée dans les capacités), mais le champ piégé Btc(3) > Btc(2) > Btc(1) donc C3 est nommée l'impulsion optimale, car elle produit le maximum du champ piégé dans la pastille. La répétition d'impulsions après C3 ne permet pas de piéger plus de champ dans la pastille.

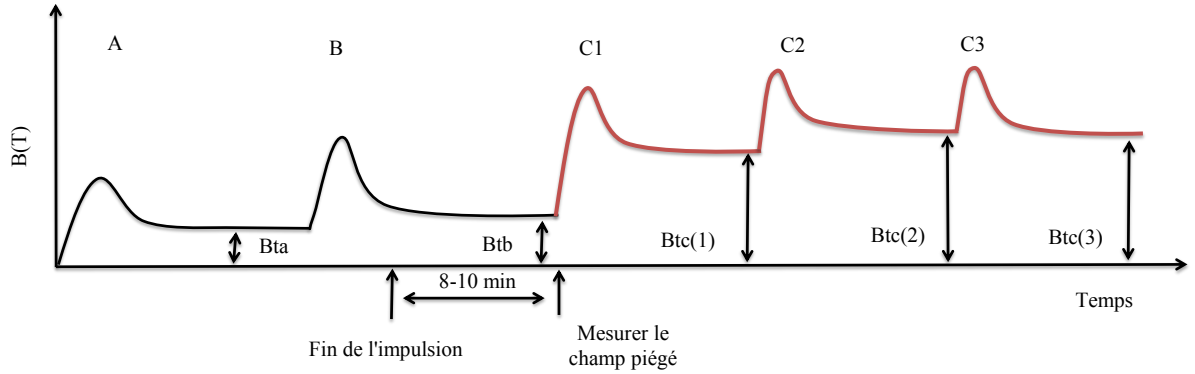


Figure 89 : Deuxième partie du procédé d'aimantation successive améliorée.

b- Aimantation directe améliorée : Ce procédé se compose aussi de deux parties. Dans la première partie, la pastille est chauffée entre deux impulsions différentes. En d'autres termes, la pastille est vierge de tout champ magnétique, à chaque fois qu'une nouvelle impulsion est appliquée. La Figure 90 montre la première partie du procédé d'aimantation directe où D > C > B > A, et le champ piégé Btc > Btd > Btb > Bta. Donc l'impulsion C est la meilleure impulsion, car elle produit le maximum de champ piégé dans la pastille.

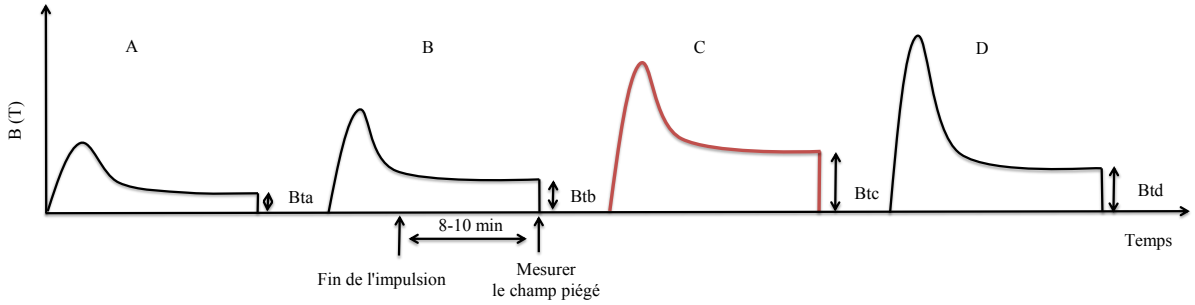


Figure 90 : Première partie du procédé d'aimantation directe amélioré.

La Figure 91 représente la deuxième partie du procédé d'aimantation directe où on applique directement la meilleure impulsion trouvée dans la première partie (C). En répétant cette impulsion, le champ piégé dans la pastille va s'améliorer et l'impulsion qui produit le maximum de champ piégé dans la pastille est appelée l'impulsion optimale.

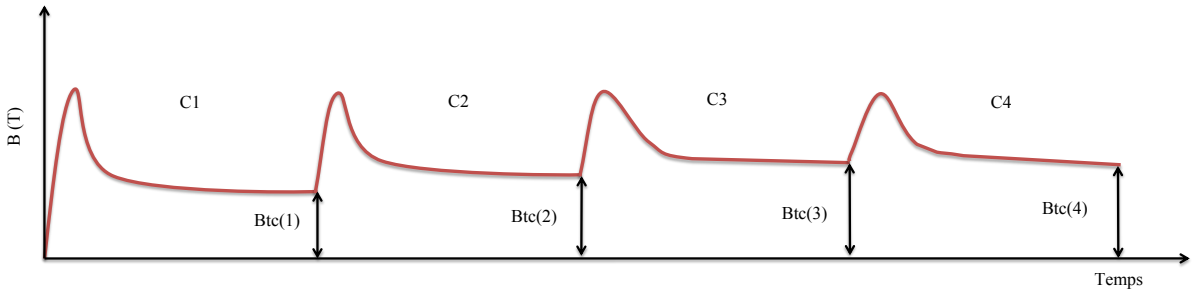


Figure 91 : Deuxième partie du procédé d'aimantation directe amélioré.

La Figure 92 montre ces deux procédés d'aimantation sur la pastille installée dans le circuit magnétique, et en utilisant les deux bobines d'aimantation. Les lignes continues en bleu présentent le procédé d'aimantation successive au centre et au bord de la surface de la pastille, et les lignes pointées en rouge présentent le procédé d'aimantation directe. Si nous comparons les deux processus pour les petites valeurs de champ magnétique appliqué (tension de décharge < 100V), nous ne trouvons pas de différence significative sur le champ piégé non seulement au centre, mais aussi au bord de la surface de la pastille supraconductrice. Au-delà d'une tension de charge de 100 V nous observons un champ magnétique piégé plus élevé lorsque nous utilisons la méthode directe (pour la même tension de décharge dans les condensateurs).

En comparant le champ piégé au centre avec celui au bord pour chaque procédé nous trouvons que :

Pour une valeur de tension de décharge inférieure à 120 V et 150 V, respectivement, pour le procédé direct et le procédé successif, le champ magnétique piégé au bord est plus grand que celui au centre de la surface de la pastille. On peut donc en conclure que le champ magnétique n'a pas complètement pénétré la pastille. Après ces valeurs, le champ magnétique au centre devient plus grand que celui au bord. La pénétration complète et obtenue pour des tensions de 160 V et 220 V, respectivement, pour le procédé direct et le procédé successif.

En comparant juste les premières parties des deux procédés, nous pouvons piéger un champ magnétique de 0.97 T à 220 V pour le procédé successif, et 0.92 T à 160 V pour le procédé direct. Ces valeurs du champ piégé s'améliorent dans la deuxième partie où nous augmentons ces valeurs à 1 T pour la même tension (220V) pour le procédé successif et 0.97 T pour la même tension (160 V) pour le procédé direct.

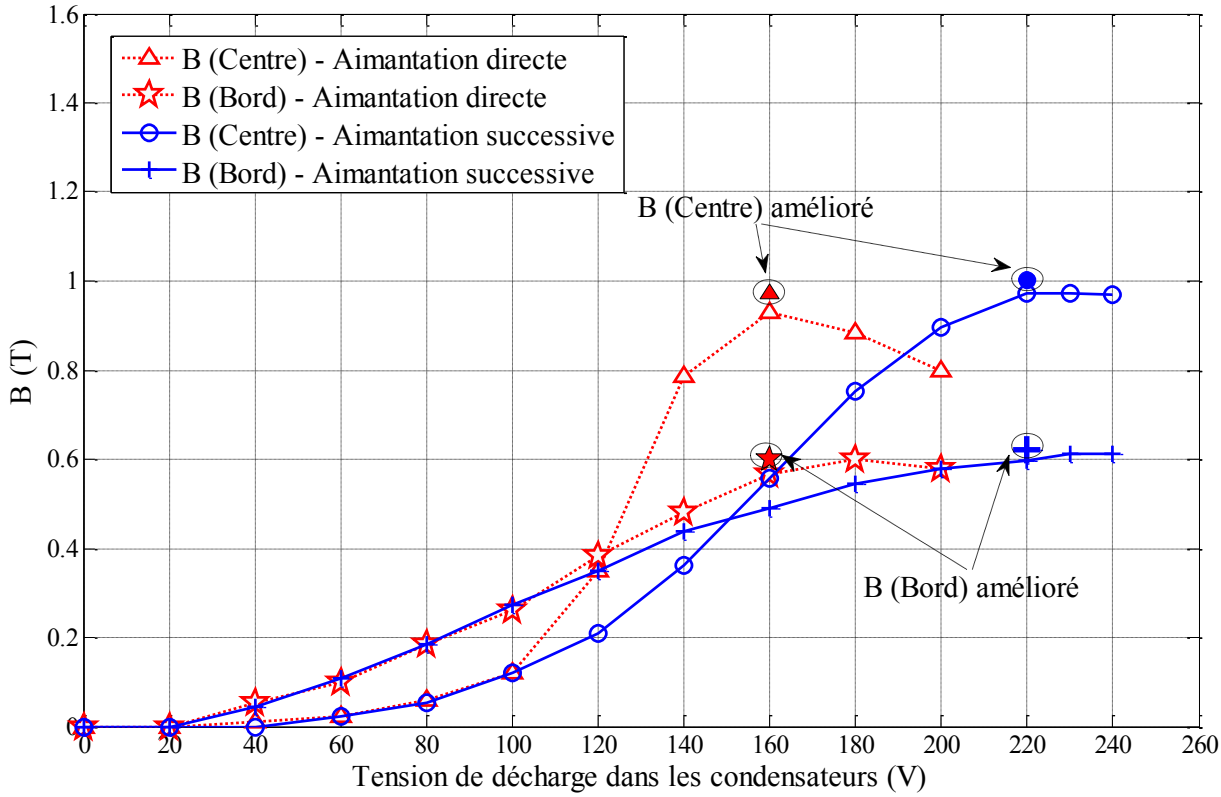


Figure 92 : Comparaison des champs piégés en fonction de la tension de décharge des condensateurs pour les procédés d'aimantation direct et successif et leur version améliorée.

Le Tableau 20 présente une comparaison des valeurs obtenues pour les impulsions optimales avec les procédés direct et successif dans le circuit magnétique. Le champ magnétique piégé stable dans la pastille 10 min après la fin de l'aimantation est également reporté. Nous ne constatons pas de différence significative entre les champs maximaux piégés dans les deux procédés. Mais dans le procédé successif, des impulsions plus élevées sont demandées pour atteindre le champ maximal piégé.

Tableau 20 : Comparaison des valeurs obtenues pour les impulsions optimales avec les procédés direct et successif dans le circuit magnétique.

	B (centre) à la fin de l'impulsion (T)	B (bord) à la fin de l'impulsion (T)	B (centre) stable (T)	B (bord) stable (T)
Procédé direct	1,16	1,14	0,97	0,6
Procédé successif	1,46	1,32	1	0,62

En comparant les deux procédés d'aimantation, nous trouvons presque le même maximum du champ magnétique piégé, mais il correspond à valeurs différentes de tension de décharge. Autrement dit, nous pouvons produire un maximum de champ magnétique piégé d'environ 1 T à 160 V en utilisant le procédé direct, et aussi environ 1 T de champ piégé à 220 V en utilisant

le procédé successif. Finalement, avec les deux procédés, nous produisons le même champ piégé dans la pastille.

Nous avons remarqué que pour les petites impulsions où la valeur de tension de décharge est inférieure à 120 V et 150 V, respectivement, pour le procédé direct et le procédé successif : le champ magnétique piégé au bord est supérieur à celui au centre de la surface de la pastille. Afin d'analyser ce phénomène, nous avons effectué une simulation avec une impulsion faible sur une pastille vierge de tout champ magnétique. La Figure 95 montre la distribution du champ piégé sur le rayon de la pastille (AB). Ce champ piégé possède sa valeur minimum au point A (le centre de la surface de la pastille), et au point B. La valeur maximale est au milieu entre ces deux points (A, et B).

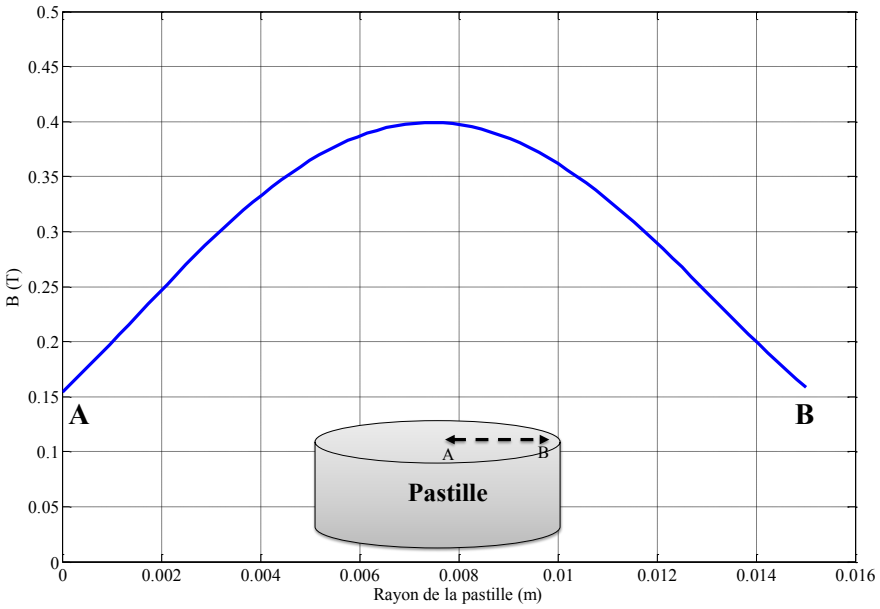


Figure 93 : Distribution du champ magnétique piégé sur le rayon d'une pastille aimantée par une impulsion faible (pénétration incomplète).

Pour cette distribution du champ piégé, nous allons étudier la distribution de la densité de courant à l'intérieur de la pastille. La Figure 94 montre la distribution de la densité de courant par rapport à la densité de courant critique *J/Jc*.

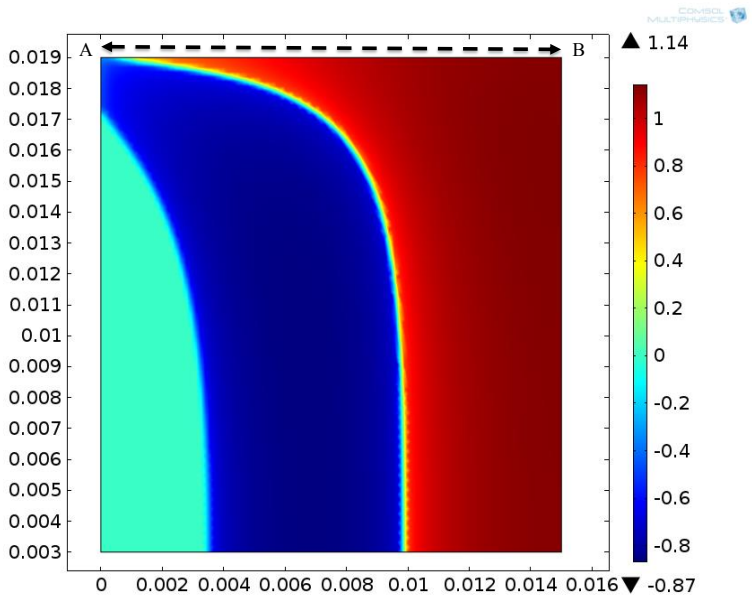


Figure 94 : Distribution de *J/Jc* dans une pastille aimantée par une petite impulsion en pénétration incomplète.

Dans la partie haute de la pastille une distribution différente de celle dans la partie basse de la pastille. Cette distribution non homogène de la densité de courant dans la pastille produit un champ magnétique différent sur les surfaces inférieure et supérieure de la pastille. Le champ produit sur la surface supérieure est celui de la Figure 93.

3.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié par simulation l'influence d'un circuit magnétique sur l'aimantation d'une pastille supraconductrice. Un modèle 2-D axisymétrique a été étudié avec/sans circuit magnétique. Dans les deux cas, nous avons trouvé une influence non négligeable de la température sur le champ piégé dans la pastille avec une différant répartition de la densité de courant. Cette influence de la température possède un rôle même après la fin de l'impulsion. Après la stabilisation du champ piégé, on constate une amélioration d'environ 32 % du champ magnétique piégé en utilisant le circuit magnétique par rapport à celui sans circuit magnétique.

Par l'expérience, nous avons aimanté la pastille supraconductrice avec/sans circuit magnétique en utilisant une bobine simple autour de la pastille. À partir de cette expérimentation, nous avons trouvé une amélioration du champ piégé autour de 36,5 % au centre de la surface de la pastille et 35 % au bord par rapport aux résultats sans le circuit magnétique. Nous avons remarqué, aussi, une baisse du courant maximal pour l'aimantation d'environ 43 %.

Nous avons clarifié, également, la contribution du fer sur l'aimantation dans le circuit magnétique. À partir de cette étude, nous conseillons d'aimanter la pastille directement dans le circuit magnétique de l'application visée, si cela est possible.

Enfin, nous avons étudié par l'expérimentation deux procédés d'aimantation de la pastille. De notre point de vue, il est conseillé d'utiliser le procédé direct qui est plus rapide à mettre en œuvre et pour lequel les résultats sont comparables à ceux du procédé successif.

Nous allons étudier par la suite de cette thèse les perturbations sur une pastille aimantée dans le circuit magnétique. Ces perturbations concernent le champ magnétique impulsionnel et le champ magnétique alternatif.

Chapitre 4 : Étude des perturbations extérieures sur le champ piégé dans la pastille

4.1. Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré l'amélioration de champ piégé dans une pastille en utilisant un circuit magnétique. Dans les moteurs électriques, la pastille supraconductrice aimantée peut être soumise à un champ démagnétisant.

Par exemple, un échelon de couple sur une machine synchrone avec des pastilles aimantées pourrait changer le champ piégé dans une pastille [41]. Dans le littérature, une étude de l'effet du champ impulsionnel a été faite en l'absence de circuit magnétique [42], [43]. Dans ce chapitre, nous allons étudier en détail l'influence d'un champ impulsionnel sur une pastille aimantée dans un circuit magnétique. Cette étude va nous aider à mieux gérer les échelons de couple d'une machine qui posséderait des pastilles supraconductrices aimantées.

La pastille supraconductrice aimantée peut être soumise à un champ magnétique alternatif produit par le stator de l'application (en considérant que les pastilles aimantées soient placées sur le rotor). Dans la littérature, nous avons trouvé une étude de l'influence du champ magnétique alternatif sur le champ piégé pour une courte période après la fin d'aimantation à l'absence de fer [44]. Nous allons étudier dans ce chapitre en détail, l'influence de l'amplitude et de la fréquence du champ magnétique alternatif sur le champ magnétique piégé dans une pastille installée dans un circuit magnétique.

Nous allons réaliser ces études dans la partie non stable du champ piégé (après la fin de l'aimantation), et dans la partie stable du champ piégé (quelques jours après l'aimantation). Nous comparerons par la suite ces résultats.

Nous étudierons également l'influence d'un champ alternatif sur plusieurs formes de champ piégé à la surface la pastille.

Toutes ces études seront réalisées expérimentalement dans l'azote liquide.

4.2. Évolution temporelle du champ piégé dans la pastille sans perturbation externe

Dans tous nos précédents essais, nous avons mesuré le champ piégé quelques minutes après la fin de l'aimantation. Dans cette expérimentation, nous allons étudier l'évolution temporelle du champ magnétique piégé dans la pastille au cours d'une longue durée sans appliquer aucun champ externe qui perturberait le champ piégé. La Figure 95 montre l'évolution temporelle du champ magnétique piégé après la fin de l'aimantation en fonction du temps. La courbe en rouge représente l'évolution du champ magnétique mesuré au centre de la surface de la pastille, et en bleu montre ce champ au bord de la surface de la pastille. Cette expérimentation a été effectuée pendant 14 jours. Nous remarquons que l'évolution du champ au centre est similaire à celui au bord de la surface de la pastille. Nous trouvons aussi que la grande diminution du champ magnétique piégé existe dans le premier jour, les premières minutes après la fin de l'aimantation. Après cette période le champ magnétique reste quasi stable dans la pastille.

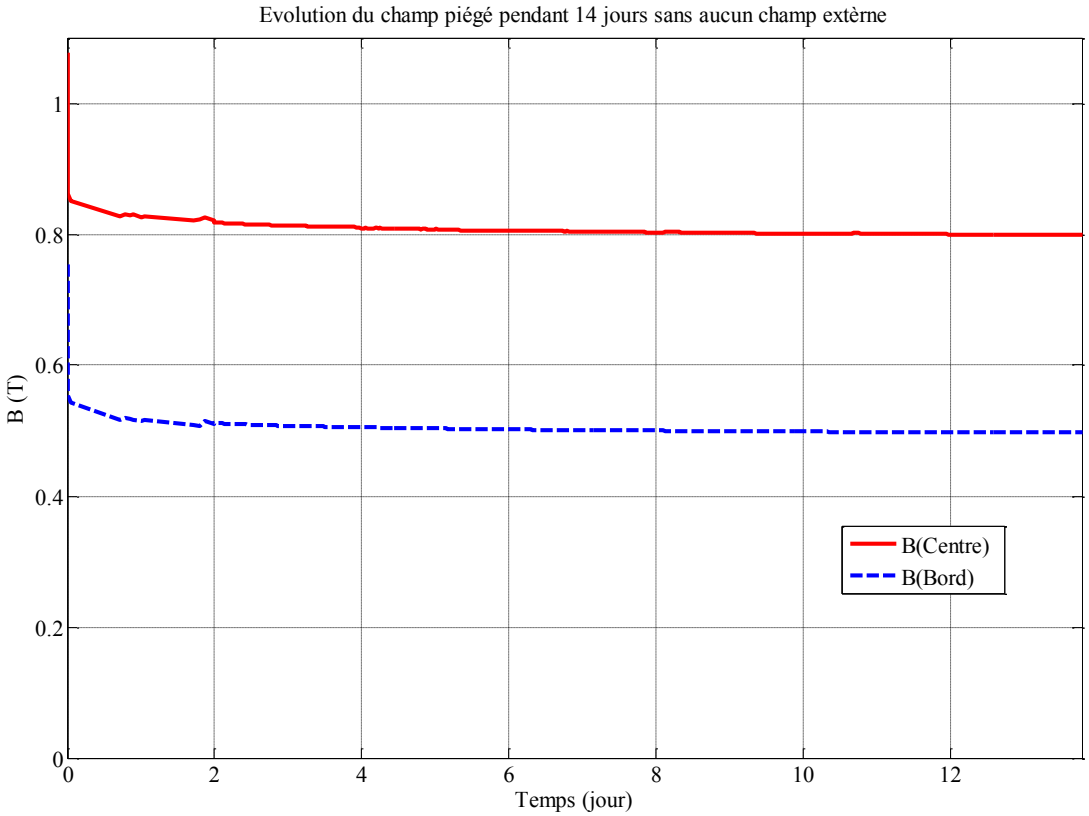


Figure 95 : Evolution temporelle durant 14 jours du champ piégé dans la pastille après l'aimantation.

Afin d'étudier l'évolution temporelle du champ piégé, *Ph. Vanderbemden et al* ont étudiés l'évolution temporelle du champ piégé en utilisant l'équation suivante [43] :

$$\frac{B}{B_0} = \left(1 + \frac{t}{t_0}\right)^m, \qquad avec\ \ m = \frac{1}{1-n}$$

Où B_0 est le champ piégé mesuré à l'instant t_0, et *n* est l'exposant de la loi en puissance.

À partir de cette équation et l'aide de l'outil *CFTOOL* de *Matlab*, nous comparons l'évolution du champ piégé par rapport au champ initiale $\left(\frac{B}{B_0}\right)$ avec les résultats expérimentaux obtenus (Figure 96) où nous trouvons une valeur de *m*= -0.01247. Donc nous obtenons une valeur de *n* d'environ *n* = 81. Cette valeur de *n* est élevée par rapport à celles de *Ph. Vanderbemden et al* [45] et *B. Douine* [46]. Ce résultat peut être expliqué par des conditions expérimentales différentes notamment présence du fer.

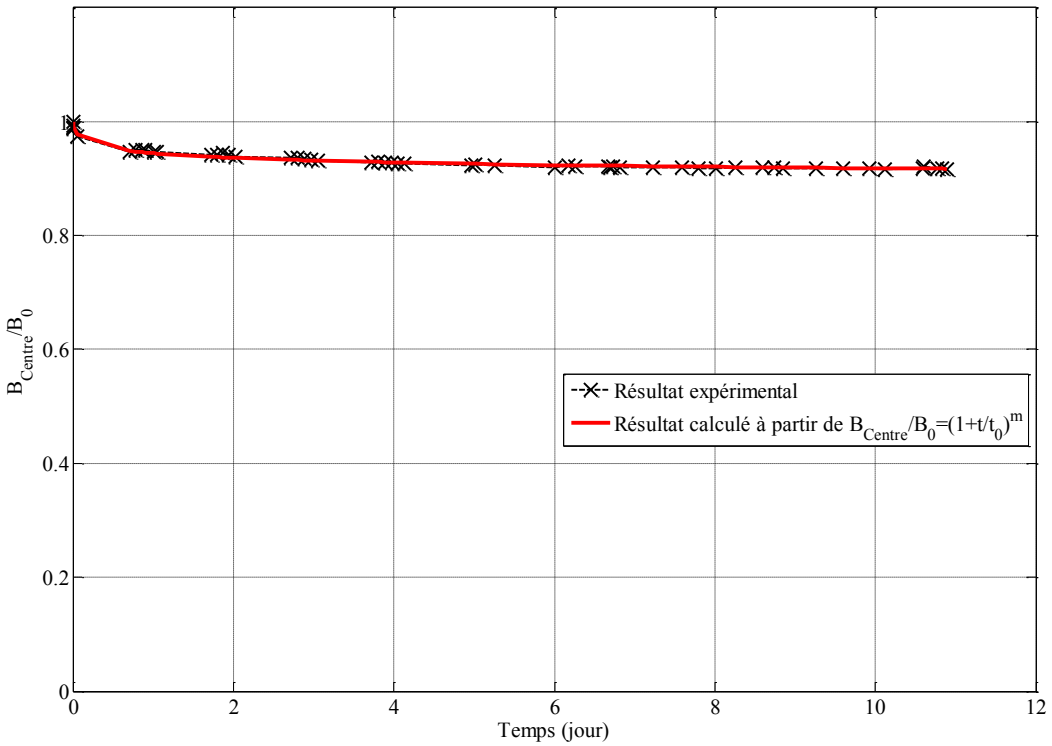


Figure 96 : Comparaison de résultat expérimental de l'évolution du champ piégé avec le résultat donné par l'expression analytique.

En ce qui concerne les applications qui doivent fonctionner sur une longue durée comme un moteur électrique, en précisant une gamme du champ magnétique acceptable, le franchissement à la baisse d'une valeur seuil d'induction piégé doit engendrer la réalisation d'une nouvelle impulsion d'aimantation pour réaimanter la pastille.

Nous avons étudié l'évolution propre du champ piégé dans la pastille, c'est-à-dire, sans appliquer aucun champ externe. Dans la plupart des applications électrotechniques, un champ magnétique externe existe. Ce champ magnétique peut être un champ magnétique impulsionnel ou alternatif. Dans la suite nous allons étudier l'influence d'un champ impulsionnel et d'un champ alternatif sur une pastille aimantée.

4.3. Effet d'un champ impulsionnel sur le champ piégé dans la pastille

Pour connaître l'influence d'un champ magnétique impulsionnel sur une pastille supraconductrice aimantée par le procédé successif, nous allons appliquer différentes valeurs d'impulsion magnétique sur la pastille dans deux directions : dans la même direction que le champ piégé dans la pastille ou dans la direction opposée.

La Figure 97 montre le champ magnétique piégé (mesuré 10 min après la fin de l'impulsion) au centre et au bord de la surface de la pastille pour différentes valeurs de la tension de décharge. Les étapes de cette expérimentation sont les suivantes :

Dans la partie entre les deux points 0 et 1, nous augmentons continuellement la valeur de la tension de décharge avec un pas de 20 V. Autrement dit, nous augmentons linéairement la valeur du champ magnétique appliqué sur la pastille supraconductrice jusqu'à arriver à la saturation du champ piégé dans la pastille supraconductrice (point 1). Puis dans la partie entre 1 et 2 (1-2), nous diminuons le champ magnétique appliqué sur la pastille, tout en conservant la même direction que dans la phase 0-1, jusqu'à la « décharge à 0 V » des condensateurs.

À partir du point 2, nous commençons à augmenter la valeur du champ magnétique dans la direction opposée à celle du champ piégé dans la pastille jusqu'à arriver à la saturation d'un champ piégé négatif dans la pastille au le point 3.

À partir de 3, tout en conservant la même direction que dans la phase 2-3, nous commençons à diminuer l'amplitude du champ magnétique appliqué jusqu'à arriver au point 4.

Enfin, nous augmentons la valeur du champ magnétique à partir du point 4 jusqu'à retrouver le point 1. La direction du champ magnétique appliqué dans cette partie est opposée au à celle de la partie 3-4.

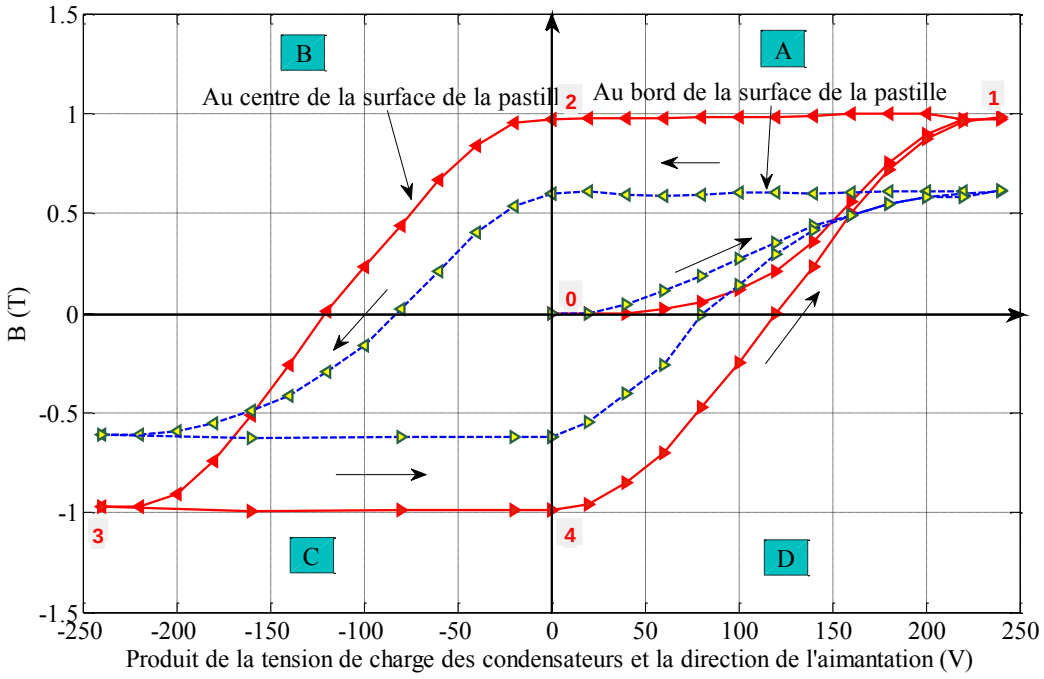


Figure 97 : Cycle d'hystérésis mesuré sur une pastille YBCO dans un circuit magnétique. Influence d'un champ impulsionnel sur la pastille aimantée.

La Figure 98 présente aussi le champ magnétique piégé dans la pastille mais en fonction de N*Imax (où N nombre de spires et Imax la valeur maximale de courant).

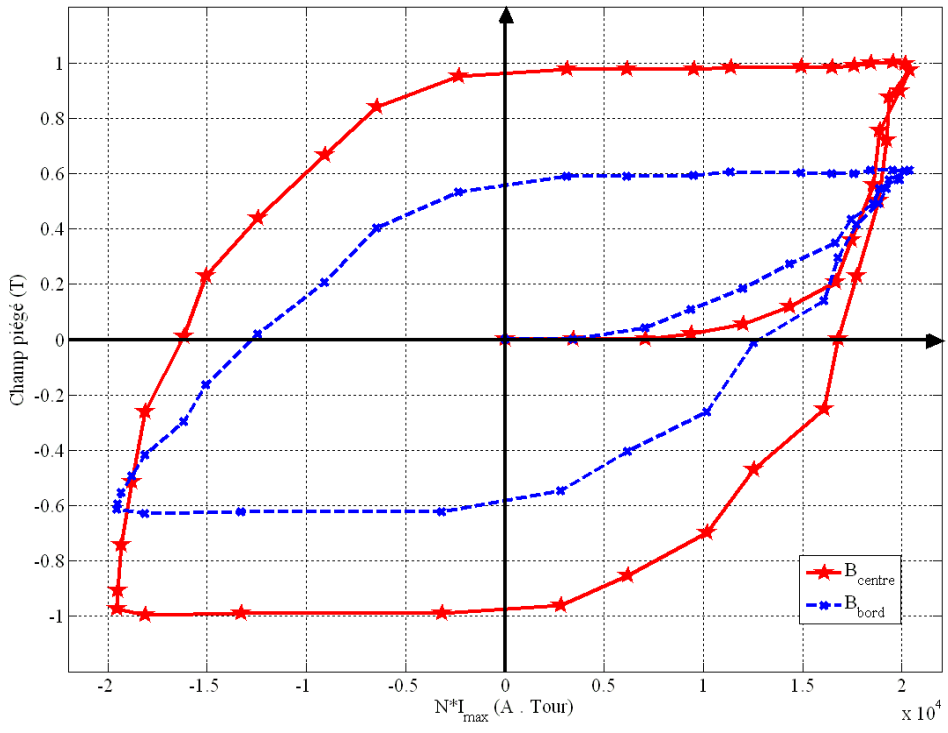


Figure 98 : Cycle d'hystérésis mesuré sur une pastille YBCO dans un circuit magnétique. Champ magnétique piégé en fonction de N.Imax

Le Tableau 21 résume les détails de l'expérimentation.

Tableau 21 : Détails sur l'expérimentation de l'influence de champ impulsionnel.

	Partie 0-1	Partie 1-2	Partie 2-3	Partie 3-4	Partie 4-1
Amplitude du champ appliqué	↗	↘	↗	↘	↗
Direction du champ appliqué	+	+	-	-	+

Dans la Figure 97, le champ magnétique piégé au centre de la surface de la pastille est plus petit que celui au bord pour une tension de décharge inférieure à 150 V. En d'autres termes, la distribution du champ piégé n'est pas homogène, car le champ magnétique n'a pas complètement pénétré dans la pastille. Pour une tension de décharge de 150V, la variation de champ piégé entre ces deux points (au centre, et au bord) sur la surface de la pastille supraconductrice aimantée est quasiment négligeable. Cette forme d'aimantation se rapproche le plus d'une aimantation uniforme sur la surface de la pastille. Au-dessus de 150 V de tension de décharge, le champ piégé au centre devient plus grand que celui au bord de la surface de la pastille. À 220 V de décharge, la pastille est complètement saturée avec une valeur de champ piégé au centre de la surface de la pastille est supérieure à celui-ci au bord. Nous pouvons dire que la distribution du champ magnétique à la surface ressemble à un dôme lorsqu'on arrive au point de saturation (comme dans la Figure 51).

Dans la partie 1-2, la distribution du champ magnétique piégé ne change pas. Du point 2 vers le point 3, la courbe de champ magnétique au bord de la surface de la pastille se rapproche de celui au centre de la surface de la pastille jusqu'à la valeur de décharge -160 V où les champs au centre et au bord sont identiques. On obtient donc une nouvelle distribution quasi homogène sur la surface de la pastille.

Les mêmes profils de champ magnétique sont observés dans la phase 3-4-1 que dans la phase 1-2-3, mais avec une direction du champ magnétique opposée.

Cette expérience nous permet de bien contrôler la répartition du champ magnétique à la surface de l'aimant supraconducteur installée dans un circuit magnétique selon l'exigence de l'application électrique. Ce contrôle du champ magnétique dans l'entrefer d'une application de type moteur conduit à contrôler son couple, c'est donc une option intéressante.

4.4. Effet d'un champ alternatif sur le champ piégé dans la pastille

Le champ alternatif est un des champs démagnétisants auquel peut être soumise la pastille après son aimantation dans des applications électrotechniques. Dans ces expérimentations, nous allons étudier l'influence d'un champ magnétique AC sur une pastille aimantée dans notre circuit magnétique. La durée totale de ces expérimentations est d'environ 3 mois. Les expérimentations, généralement, se composent de deux parties.

1- Aimantation par PFM (connexion 1 fermée - connexion 2 ouverte).
2- Application d'un champ alternatif (connexion 1 ouverte - connexion 2 fermée).

La Figure 99 montre les connexions de ces étapes.

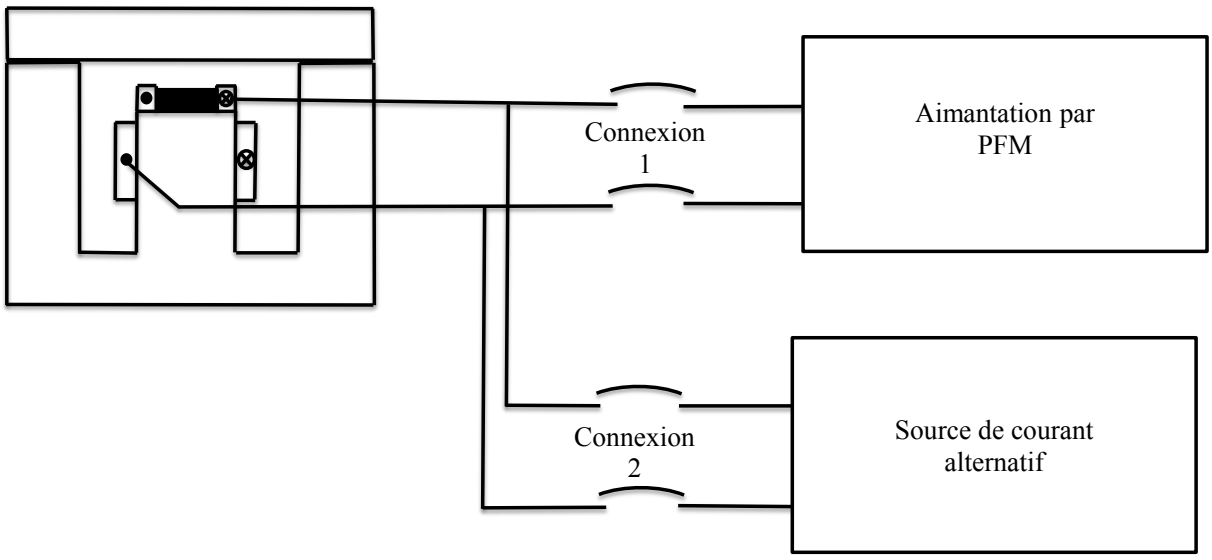


Figure 99 : Schéma des connexions électriques de l'expérimentation concernant l'effet d'un champ démagnétisant alternatif.

Le champ magnétique alternatif appliqué est produit par un amplificateur de puissance de marque KEPCO. La Figure 100 montre la source de courant qui possède un courant de sortie maximal de 50 A et une tension de sortie maximale de 50 V. Le courant imposé à l'inducteur produisant le champ démagnétisant sur la pastille aimantée sera sinusoïdal.



Figure 100 : Photographie de l'amplificateur BOP 20-50MG.

Grâce à cette alimentation alternative, nous pouvons faire varier l'amplitude et la fréquence du champ démagnétisant. Dans la suite, nous allons étudier les effets de l'amplitude, et de la fréquence du champ magnétique sur le champ piégé dans la pastille. Ces tests seront tout d'abord effectués une première fois, quelques minutes après la fin de l'aimantation (dite partie non stable), puis l'expérimentation sera répétée après quelques jours où le champ piégé est quasi-stable. Nous testerons aussi l'effet d'un champ magnétique alternatif sur plusieurs profils du champ magnétique piégé à la surface de la pastille.

4.4.1. Influence de l'amplitude du champ AC

Afin de réaliser un moteur synchrone à aimants supraconducteurs, il faut étudier l'influence du champ magnétique alternatif qui est produit par les bobines de stator. La valeur de ce champ magnétique est au maximum de l'ordre 100-200 mT dans une machine classique. La pastille supraconductrice aimantée ne verra pas cette valeur dans le fonctionnement normal d'une machine, car les aimants tournent à la vitesse de rotation du champ magnétique synchrone. Dans ce cas, les aimants ne verront que les harmoniques de l'ordre 5, 7 ... qui sont d'amplitude plus petite que la valeur fondamentale de ce champ. Néanmoins, il se peut que ces aimants soient soumis à un champ plus élevé que le $5^{ème}$ harmonique par exemple dans le cas d'un démarrage direct ou d'une forte variation de la charge. Actuellement l'utilisation de l'électronique de puissance pour alimenter les machines électriques augmente le nombre d'harmoniques existant dans ces machines.

Le matériel à disposition au laboratoire nous a permis de tester deux amplitudes de champ magnétique 32 mT, et 120 mT pour une fréquence choisie arbitrairement de 50 Hz. Ces tests sont effectués une fois dans la partie non stable et l'autre fois dans la partie stable.

a) Dans la partie non stable

Le Tableau 22 montre les étapes suivies pendant cette expérimentation destinée à étudier l'influence de l'amplitude du champ magnétique dans la partie non stable du champ piégé.

Tableau 22 : Etapes de l'expérimentation,
Influence de l'amplitude du champ AC appliqué dans la partie non stable.

Étape de l'expérimentation	Description
1	Aimanter la pastille supraconductrice avec l'impulsion optimale
2	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2 (Figure 99). Cette opération peut durer de 5 à 10 min
3	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 50 Hz (moins d'une minute)
4	Réaimanter la pastille avec l'impulsion optimale.
5	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2. Cette opération peut durer de 5 à 10 min
6	Appliquer le champ magnétique 32-120 mT / 50 Hz

La Figure 101 montre l'évolution temporelle du champ magnétique piégé dans la pastille près l'application d'un champ alternatif. B0 est le champ magnétique piégé avant l'application du champ magnétique alternatif AC. Cette évolution est tracée pour deux amplitudes de champs alternatifs appliqués 32 et 120 mT, et pour une fréquence de 50 Hz. Le champ magnétique piégé a été mesuré au centre (ligne continue sur la figure) et au bord de la surface de la pastille (ligne pointé).

La plus grande variation remarquée dans cette expérimentation est celle pour le champ magnétique d'amplitude de 120 mT et au bord de la surface de la pastille. Dans les premiers instants, la pente observée est de l'ordre 0,2% par seconde.

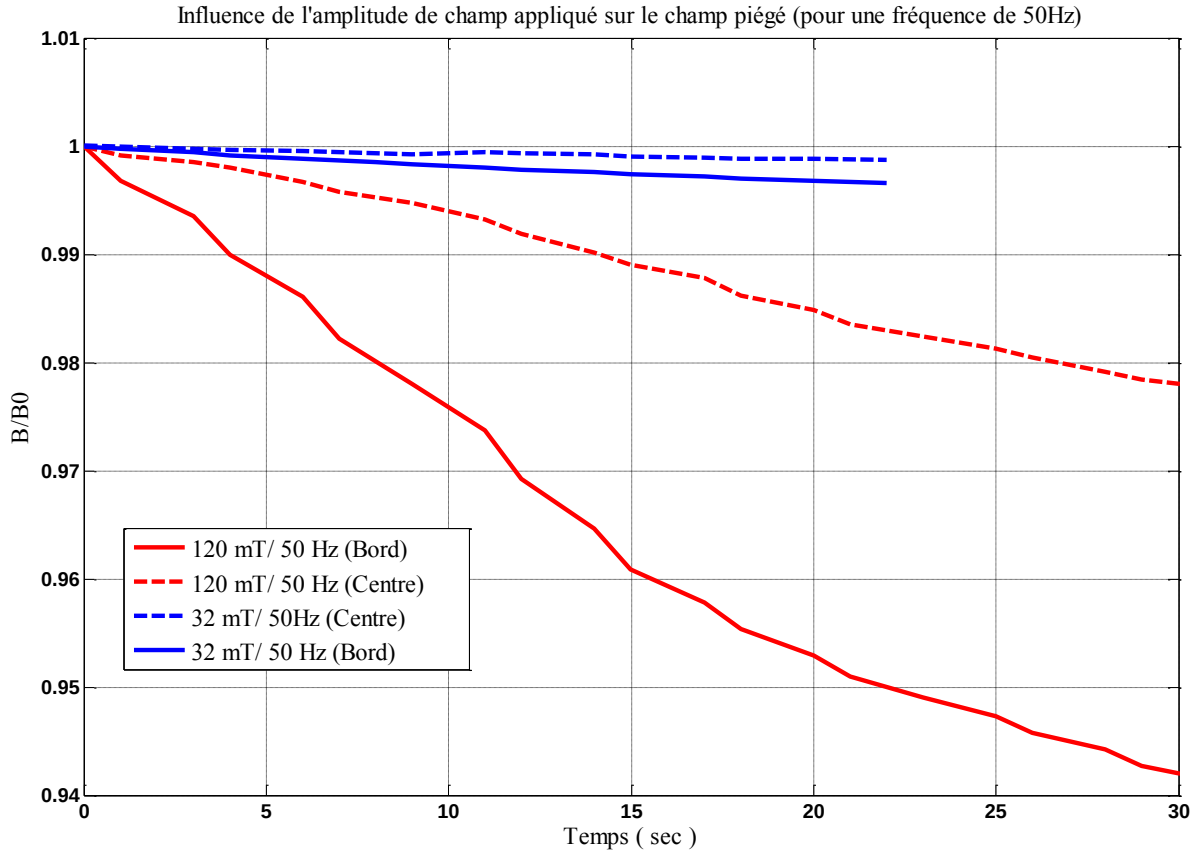


Figure 101 : Influence de l'amplitude du champ alternatif sur le champ piégé, dans la partie non stable.

b) Dans la partie stable

Le Tableau 23 montre les étapes de cette manipulation pour étudier l'effet de l'amplitude d'un champ alternatif sur le champ piégé dans la pastille (dans la partie stable). Les étapes de 1 à 4 montrent l'expérimentation qui concerne l'étude de l'amplitude de 32 mT avec une fréquence de 50 Hz et celles de 5 à 12 concernent l'amplitude 120 mT. Le champ 32 mT/ 50Hz a été appliqué 5 jours après la fin de l'aimantation. Cette période de 5 jours est choisie en fonction de la durée de stabilisation du champ piégé de la pastille.

Tableau 23 : Etapes de l'expérimentation,
Influence de l'amplitude du champ AC appliqué dans la partie –stable.

Étape de l'expérimentation	Description
1	Aimanter de la pastille supraconductrice avec l'impulsion optimale
2	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2. Cette opération peut durer de 5 à 10 min
3	Attendre 5 jours pour avoir une quasi-stabilisation
4	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 50 Hz pendant 7 jours
5	Réaimanter la pastille avec l'impulsion optimale
6	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2
7	Attendre 14 jours pour avoir une quasi-stabilisation
8	Appliquer le champ magnétique 120 mT / 50 Hz pendant 7 jours
9	Arrêter le champ magnétique pendant 5 jours
10	Appliquer le champ magnétique 120 mT / 50 Hz
11	Arrêter le champ 120 mT / 50 Hz pendant 5 jours
12	Réappliquer ce champ

La Figure 102 montre l'évolution temporelle du champ piégé au centre (en rouge) et au bord (en bleu) de la surface de la pastille. Quelques minutes après la fin de l'aimantation, le champ magnétique se dégrade avec une vitesse relativement élevée. Cette dégradation est moins prononcée au fil du temps.

Le champ alternatif 32 mT / 50 Hz a été appliqué au point A où nous pouvons remarquer une nouvelle dégradation du champ piégé. Nous avons gardé la pastille sous ce champ pendant 7 jours. La valeur de la dégradation du champ piégé causée par le champ alternatif est autour de 30 à 40 mT.

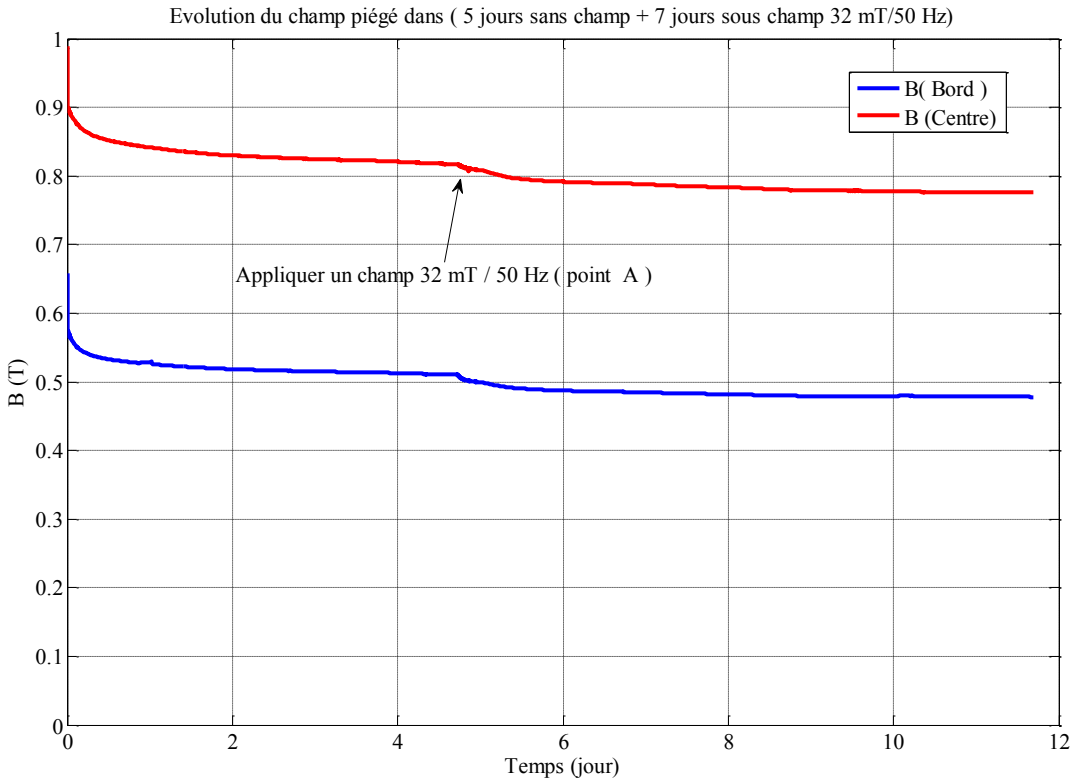


Figure 102 : Évolution du champ piégé lorsqu'un champ démagnétisant AC 32 mT /50 Hz est appliqué dans la partie stable (après 5 jours).

La Figure 103 représente l'évolution temporelle du champ piégé en appliquant les étapes de 5 à 12 du Tableau 23. Ces étapes ont une durée totale d'environ un mois.

La zone 1 représente l'évolution temporelle du champ magnétique piégé sans champ alternatif durant 14 jours. Dans la zone 2, un champ magnétique démagnétisant AC de 120 mT / 50 Hz a été appliqué pendant une période de 7 jours. Après cette période, le champ magnétique démagnétisant a été supprimé pendant 5 jours et réappliqué de nouveau.

Au moment de la première application du champ magnétique (zone 2), le champ magnétique piégé diminue brutalement. La valeur de cette diminution est autour de 61 mT et 65 mT, respectivement, au centre et au bord de la surface de la pastille. Le champ piégé durant cette phase diminue avec une vitesse qui est significativement plus élevée que celle dans la partie stable de la zone 1. Après 7 jours, le champ AC démagnétisant 120 mT / 50 Hz es supprimé. Aucune nouvelle variation n'a été observée après l'arrêt de ce champ.

Dans toute la zone 3, il n'y a pas de champ démagnétisant appliqué à la pastille. Puis, lorsque le même champ AC 120 mT / 50 Hz est réappliqué de nouveau (zone 4) aucun nouveau changement n'a été observé.

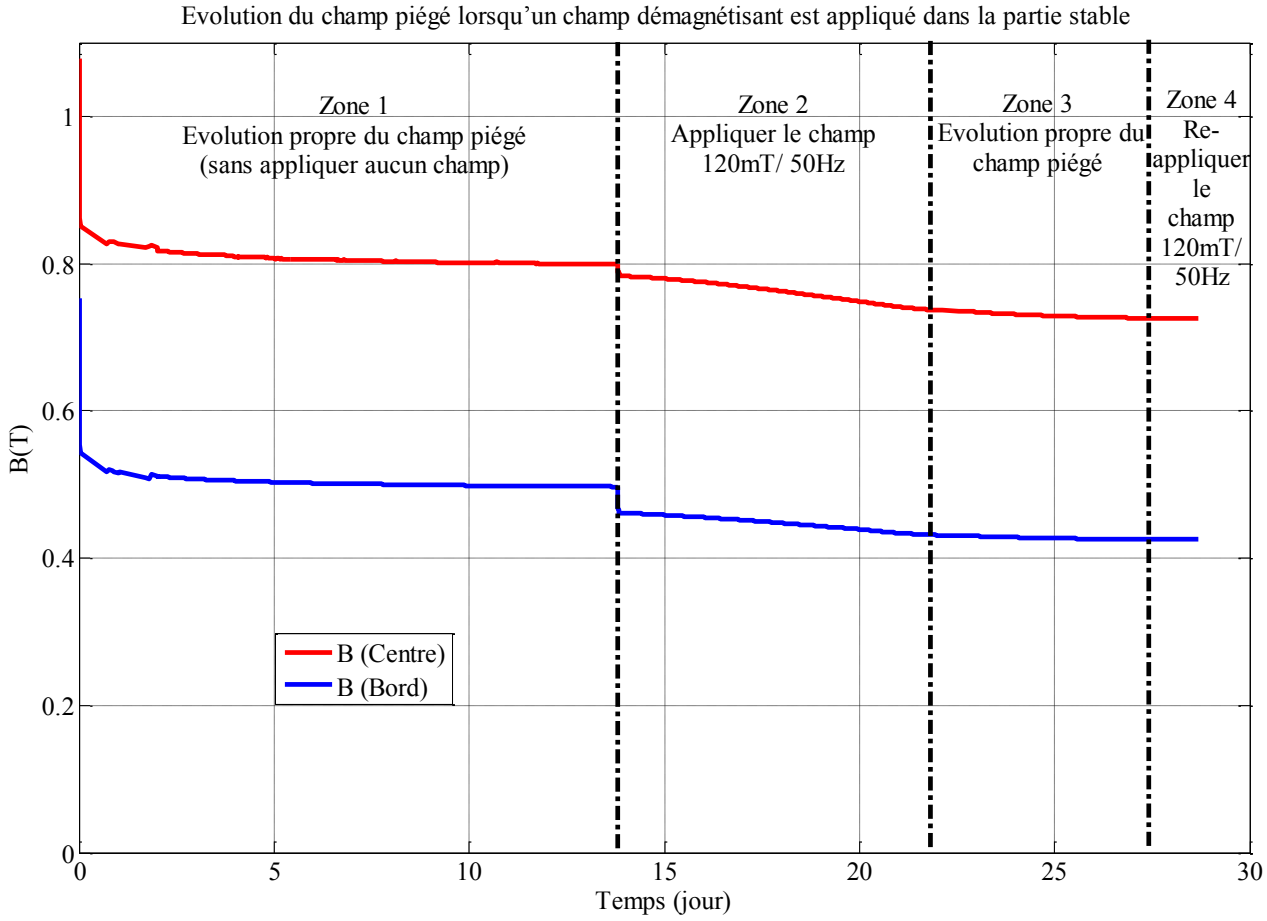


Figure 103 : Évolution du champ piégé lorsqu'un champ démagnétisant AC 120 mT /50 Hz est appliqué dans la partie stable (après 5 jours).

Suite à la dernière expérimentation, et afin d'avoir un aimant supraconducteur « stable » dans les applications électriques, il est conseillé d'appliquer le plus grand champ démagnétisant attendu ($B_{externe}$). Après cette manipulation aucune nouvelle modification ne sera observée si un autre champ magnétique externe d'une valeur $B \leq B_{externe}$ est réappliqué.

Pour comparer ces variations avec celles dans la partie non stable, nous traçons la Figure 104 qui représente l'évolution temporelle du champ magnétique piégé après l'application du champ AC démagnétisant d'amplitude 32 mT et 120 mT à 50 Hz par rapport *B0*.

Dans cette expérimentation, nous constatons que l'influence du champ démagnétisant de 120 mT est plus importante que celle de 32 mT. Nous remarquons aussi que l'influence du champ magnétique est plus importante au bord de la surface de la pastille.

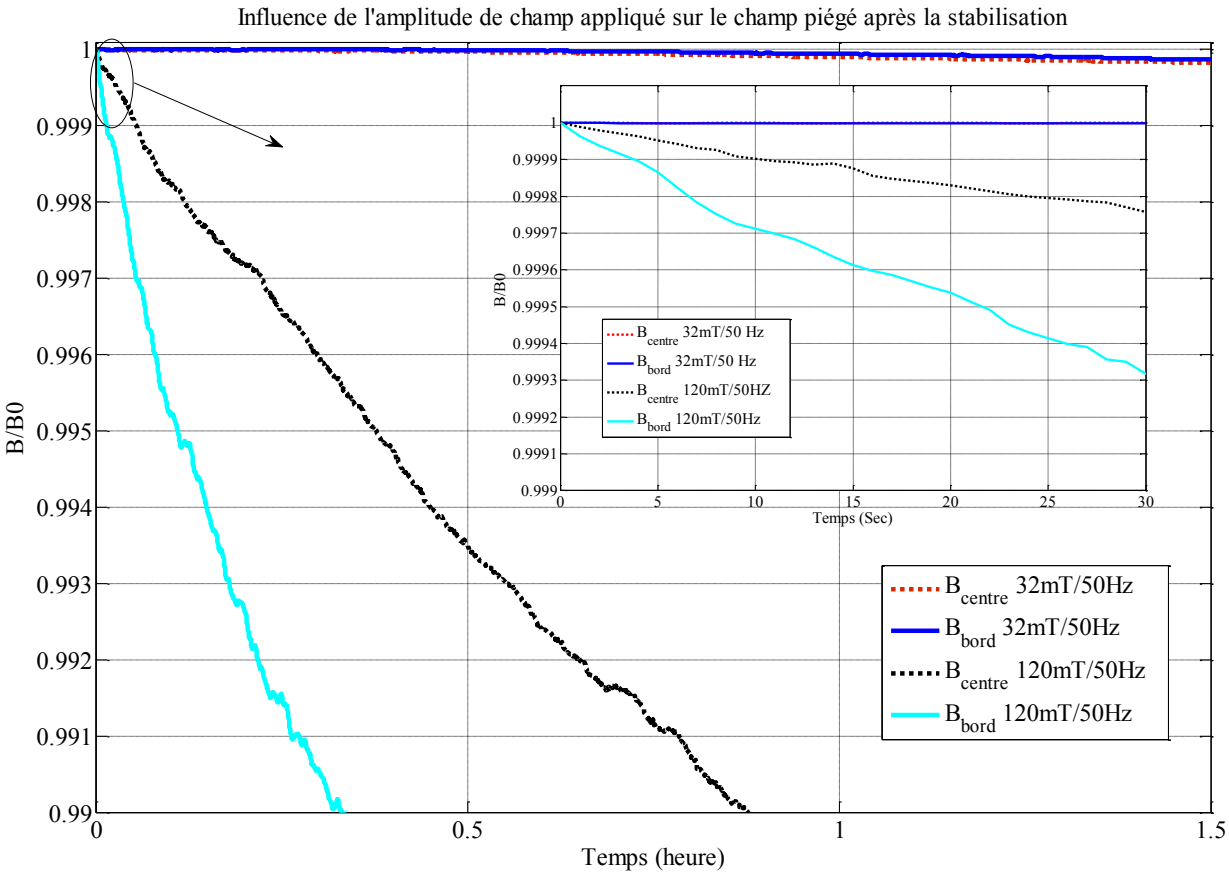


Figure 104 : Influence de l'amplitude du champ AC démagnétisant sur le champ piégé partie stable.

Nous remarquons, après les expérimentations sur l'influence de l'amplitude du champ démagnétisant que :

- La valeur de la dégradation du champ piégé augmente avec l'augmentation de l'amplitude du champ alternatif. Cette dégradation est liée aux pertes produites à l'intérieur de la pastille. La valeur de ces pertes augmente en fonction de l'amplitude du champ AC appliquée[47], [48]. Cette dégradation est plus importante au bord de la surface de la pastille par rapport à cela au centre. La raison de ces phénomènes est liée au fait que le champ magnétique commence à pénétrer du bord vers le centre.
- Cette dégradation est plus importante dans la partie non stable (0,2 % par sec) que celle dans la partie stable (0,002 % par sec). Ceci peut être expliqué aussi par des pertes plus importantes dans la partie non stable.

4.4.2. Influence de la fréquence du champ AC

Les harmoniques de champ magnétique présents dans les applications électriques peuvent engendrer un effet sur le champ piégé dans la pastille. Donc dans cette partie, nous étudions l'influence de la fréquence d'un champ magnétique démagnétisant sur le champ piégé. Ces expérimentations ont été réalisées dans deux configurations différentes :

- Le champ magnétique externe est appliqué directement après l'aimantation (partie non stable).
- Le champ magnétique est appliqué quelques jours après la fin de l'aimantation (partie stable).

a) Dans la partie non stable

Dans cette expérimentation, nous allons étudier l'influence de la fréquence du champ alternatif quelques minutes après la fin de l'aimantation lorsque le champ magnétique piégé dans la pastille supraconductrice n'est pas complètement stable. Pour l'amplitude de 32 mT, nous avons choisi arbitrairement différentes fréquences du champ AC : 0,1 Hz, 50 Hz et 250 Hz. Le Tableau 24 synthétise les étapes de cette expérimentation.

Tableau 24 : Etapes de l'expérimentation concernant l'influence de la fréquence du champ démagnétisant AC dans la partie non stable.

Étape de l'expérimentation	Description
1	Aimanter la pastille supraconductrice avec l'impulsion optimale
2	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2. Cette opération peut durer de 5 à 10 min
3	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 0,1 Hz
4	Réaimanter la pastille avec l'impulsion optimale
5	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2. Cette opération peut durer de 5 à 10 min
6	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 50 Hz
7	Réaimanter la pastille avec l'impulsion optimale
8	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 250 Hz

Les résultats de cette expérimentation sont présentés dans la Figure 105 avec une amplitude de 32 mT. Cette figure montre l'évolution temporelle du champ piégé au centre et au bord de la surface de la pastille. Ces évolutions sont tracées en pourcentage du champ piégé avant l'application du champ magnétique AC. Nous constatons que l'influence de la fréquence est plus importante pour la haute fréquence et au bord de la surface de la pastille. La valeur de cette diminution pour une fréquence de 250 Hz est d'environ 0,02 % par seconde. Cette variation se réduit après quelques minutes.

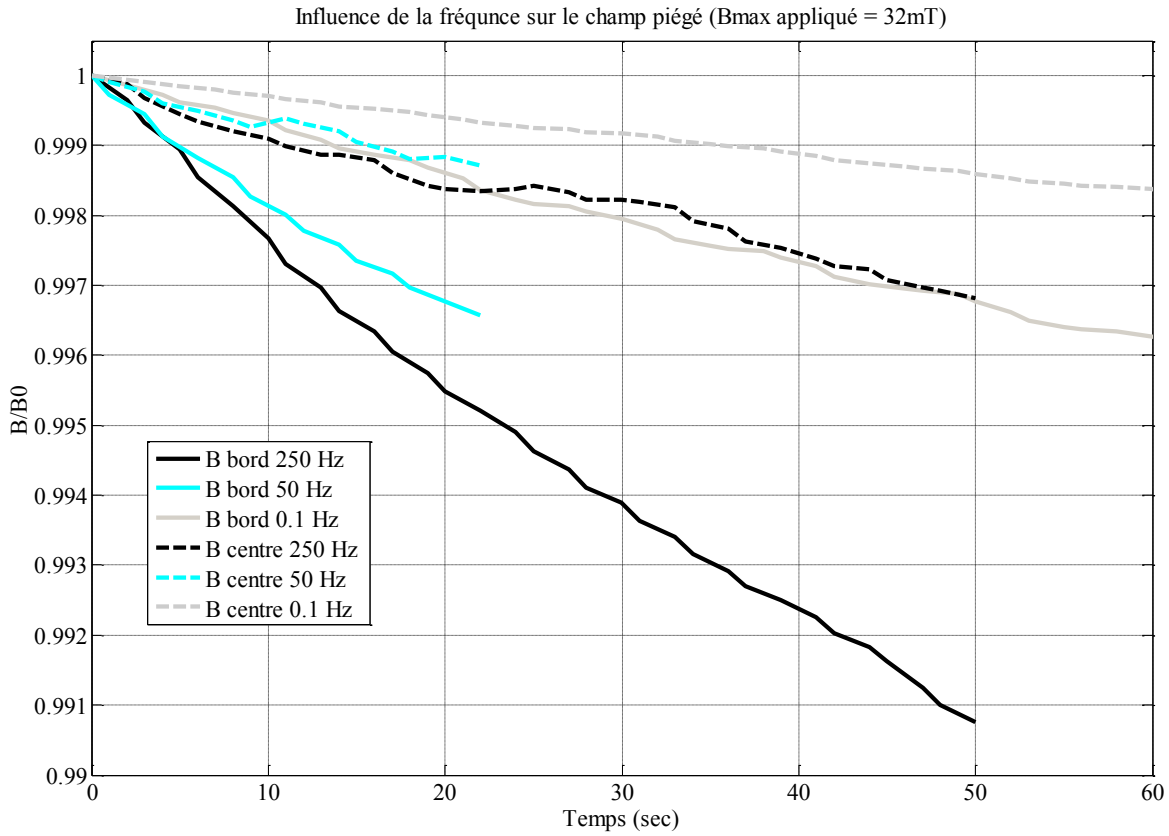


Figure 105 : Influence de la fréquence dans la partie non stable pour une amplitude de 32 mT.

Afin de vérifier l'influence de la fréquence, nous avons répété l'expérimentation pour une amplitude 120 mT à différentes fréquences. La dégradation la plus importante est évidemment pour la fréquence la plus élevée. Cette diminution à une valeur de 0,2 % par seconde pour la fréquence de 50Hz. Cette dégradation devient moins importante après quelques minutes. La Figure 108 montre ces évolutions du champ pour des différentes fréquences variant de 0,1 à 50 Hz. Ces fréquences ont été choisies arbitrairement et en fonction des limites de notre source AC pour cette amplitude. Les champs piégés, au centre et au bord de la surface de la pastille, sont tracés en pourcentage de *B0*.

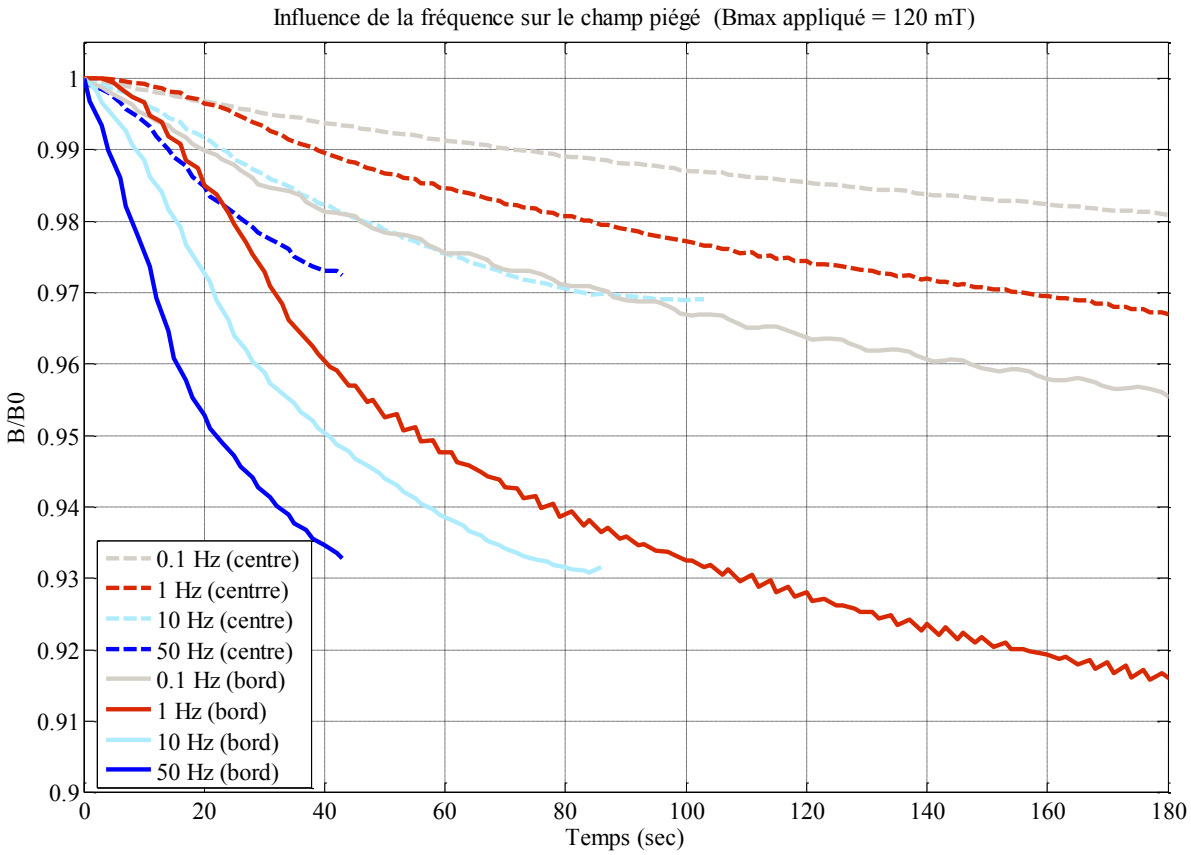


Figure 106 : Influence de la fréquence dans la partie non stable pour une amplitude de 120 mT.

b) Dans la partie stable

Dans cette expérimentation, le champ magnétique AC a été appliqué quelques jours après l'aimantation de la pastille. Différentes fréquences ont été étudiées, le Tableau 25 montre les étapes de cette expérimentation. La Figure 107 représente l'évolution temporelle du champ piégé pendant une longue durée. Après l'aimantation de la pastille dans le noyau de fer, nous attendons environ 5 jours jusqu'à avoir un champ relativement stable. Au point (A), un champ alternatif de 32 mT / 50 Hz est appliqué pendant 7 jours jusqu'à avoir de nouveau la stabilisation. L'application de ce champ magnétique AC diminue le champ piégé d'environ 41 mT au centre et 32 mT bord de la surface de la pastille.

Au point B, nous augmentons la valeur de la fréquence à 250 Hz pour la même amplitude 32 mT. Cette étape dure un jour pendant lequel nous n'avons pas remarqué une variation significative de la valeur du champ piégé. Une fréquence de 10 Hz est appliquée à partir du point (C), puis à 0,1 Hz au point (D). Ces fréquences n'ont pas produit de dégradation significative du champ piégé.

Tableau 25 : Etapes de l'expérimentation concernant l'influence de la fréquence du champ démagnétisant AC dans la partie stable.

Étape de l'expérimentation	Description
1	Aimanter de la pastille supraconductrice par l'impulsion optimale
2	Ouvrir la connexion 1 et fermer la connexion 2. Cette opération peut durer de 5 à 10 min
3	Attendre quelques jours
4	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 50 Hz durant 7 jours
5	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 250 Hz durant 1 jour
6	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 10 Hz durant 1 jour
7	Appliquer le champ magnétique 32 mT / 0,1 Hz durant 1 jour

Pour clarifier l'influence de la fréquence dans la partie stable, nous retraçons les courbes de champ piégé, pour chaque fréquence, en pourcentage par rapport à *B0*. La Figure 108 montre ces évolutions du champ piégé où nous trouvons la plus grande dégradation avec la fréquence 250 Hz. Cette dégradation possède une valeur autour de 0,003 % par heure.

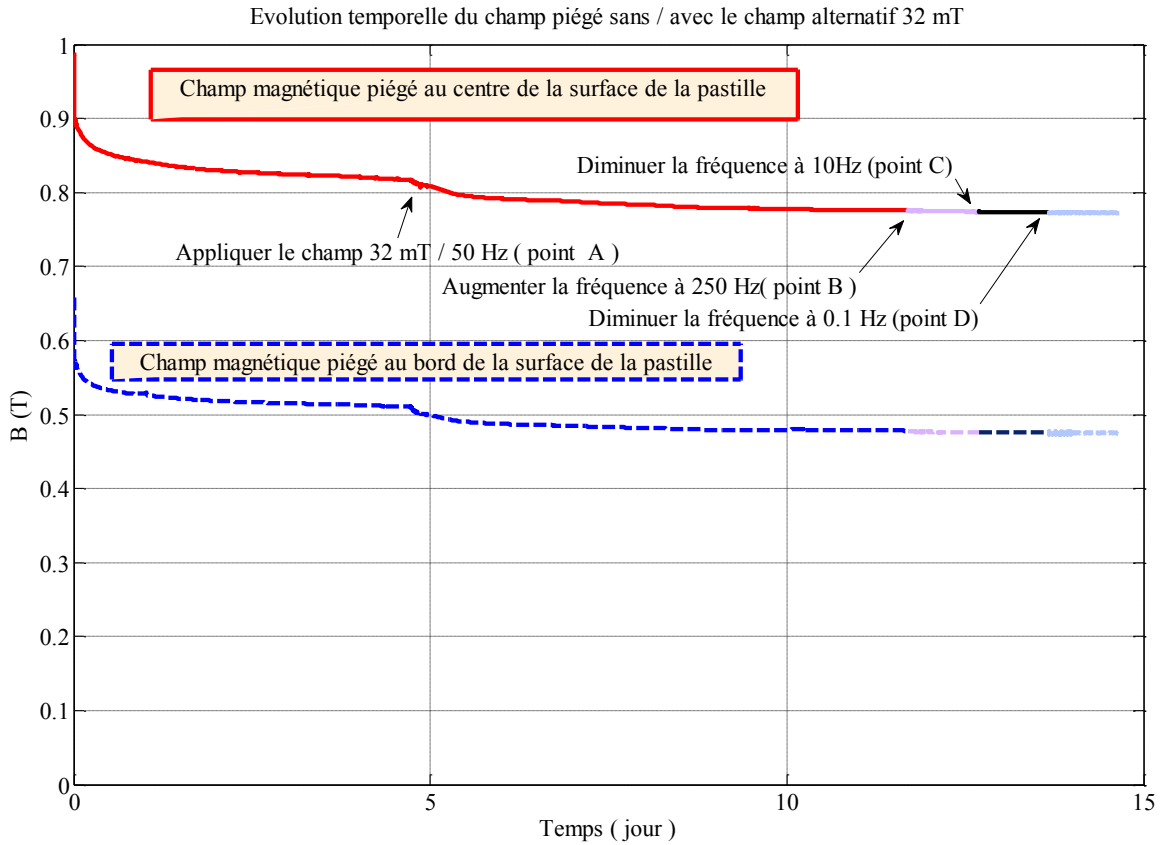


Figure 107 : Influence de la fréquence du champ AC sur le champ piégé après la stabilisation.

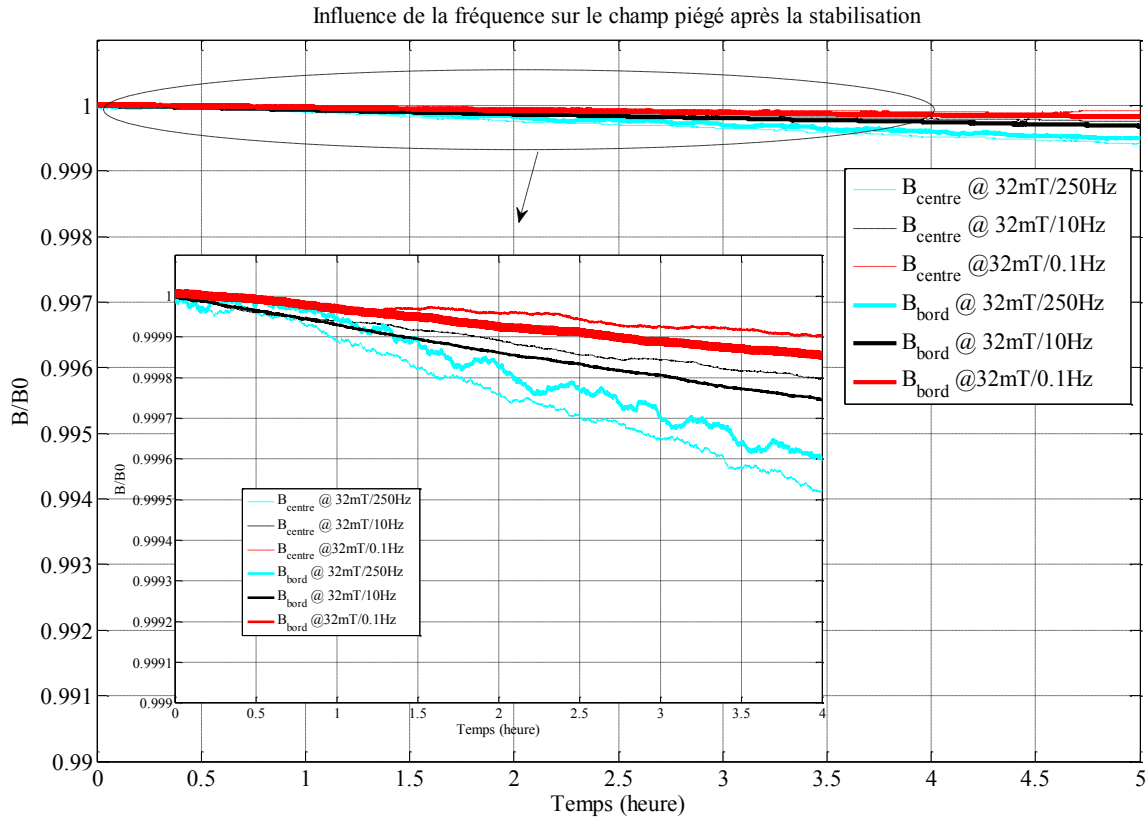


Figure 108 : Influence de la fréquence du champ AC sur le champ piégé après la stabilisation.

Si nous comparons les résultats de l'étude de la fréquence du champ démagnétisant AC sur la pastille aimantée, nous trouvons que :

- La dégradation du champ piégé dépend de la fréquence appliquée ; plus la fréquence est élevé plus la dégradation devient importante dans les deux parties : stable et non-stable. Cela est liée aux pertes dans la pastille [47], [49].
- Cette dégradation est plus importante dans la partie non stable pour le même champ appliqué. Cela peut être expliqué par des pertes plus importantes dans la partie non stable.

On peut dire également que l'influence du champ démagnétisant dépend de sa fréquence et de son amplitude, mais aussi de l'instant d'application de ce champ après l'aimantation.

4.4.3. Influence de la distribution du champ piégé

À l'aide de l'expérimentation pulsée représentée sur la Figure 97, nous pouvons choisir la distribution du champ magnétique sur la surface de la pastille. Ce choix peut être déterminé par l'application électrique où la pastille sera installée. Afin d'étudier l'effet d'un champ démagnétisant AC sur plusieurs distributions du champ piégé, nous avons mené l'expérimentation suivante dans le circuit magnétique.

L'expérimentation consiste à appliquer un champ magnétique alternatif 120 mT / 50Hz sur trois distributions de champ différentes sur la surface de la pastille :

a) Test 1

Nous avons aimanté la pastille afin de générer une distribution de champ piégé où la valeur du champ piégé est moins importante au centre de la surface de la pastille que celui au bord (10 mm plus loin de centre de la surface de la pastille), Figure 109.

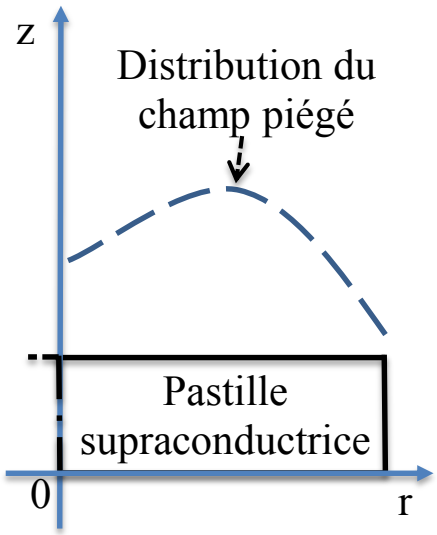


Figure 109 : Schéma montrant la distribution de champ à la surface de la pastille lorsque le champ piégé est plus élevé au bord qu'au centre de celle-ci.

Tableau 26 : Etapes de l'expérimentation concernant l'effet de la distribution du champ piégé (Test 1).

Étape de l'expérimentation	Description
1	Aimanter la pastille (Tension de décharge 100V)
2	Attendre environ une heure en observant l'évolution du champ piégé au centre et au bord
3	Réaimanter la pastille avec la même valeur (Tension de décharge 100V)
4	Attendre quelques minutes pour avoir la stabilisation
5	Applique le champ 120 mT / 50 Hz

La première aimantation a été réalisée, étape 1 du Tableau 26 , pour observer l'évolution propre du champ piégé après l'aimantation sans aucune perturbation (en pointillées sur la Figure 110). Nous remarquons une stabilisation du champ piégé après 2-3 minutes de la fin de l'aimantation,

donc lorsque la deuxième aimantation, étape 3 du Tableau 26, nous pouvons appliquer le champ AC après cette période.

La Figure 110 montre l'évolution du champ magnétique piégé au centre (en rouge), et au bord (en bleu) de la surface de la pastille. La zone 1 montre l'évolution propre du champ magnétique piégé dans la pastille sans appliquer aucun champ alternatif. La zone 2 montre l'évolution du champ piégé à la surface de la pastille aimantée soumise à un champ alternatif 120 mT / 50Hz. Nous constatons une dégradation du champ piégé au moment de l'application de ce champ alternatif. Cette dégradation est assez importante quelques minutes après l'application de ce champ alternatif et devient moins importante avec le temps. Le champ piégé devient quasi-stable après 10 minutes. Cette dégradation possède une valeur plus importante (15 %) au bord de la surface de la pastille plus que celle du centre (7 %). Ces pourcentages ont été calculés par rapport au champ magnétique piégé dans la partie stable de la zone 1.

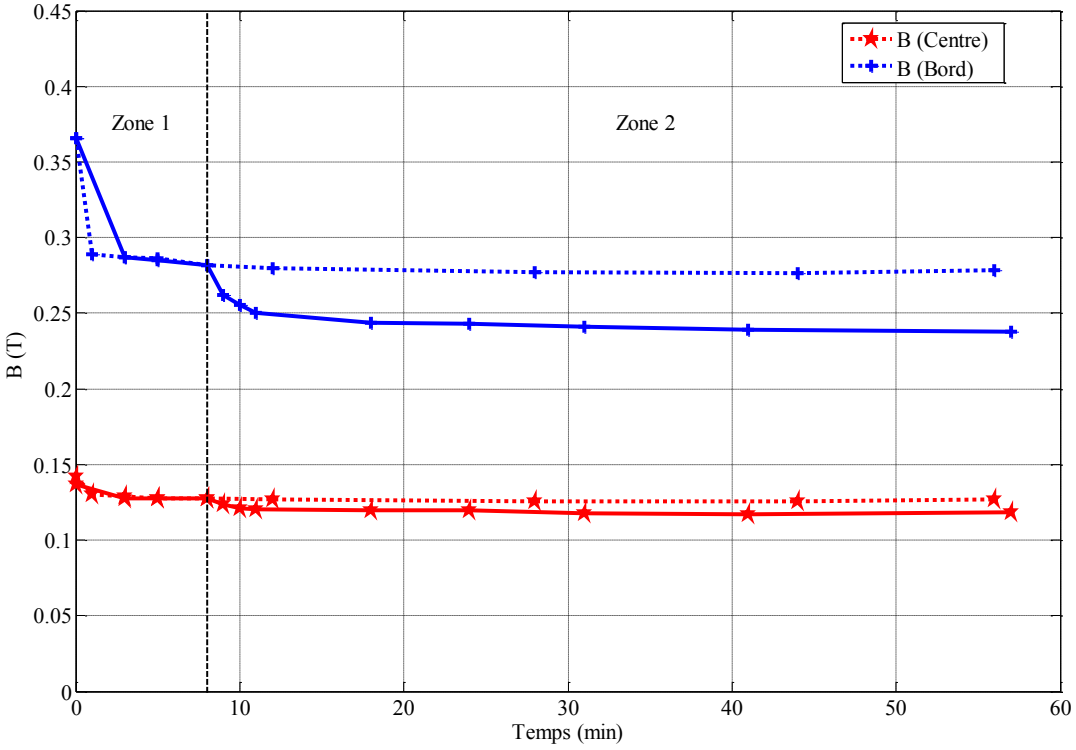


Figure 110 : Influence d'un champ démagnétisant pour une distribution de champ piégé telle que le champ piégé est plus élevé au bord qu'au centre de la surface de la pastille – Test 1.

b) Test 2

Dans cette expérimentation, nous avons aimanté la pastille avec une valeur de champ piégé au centre égale à cela au bord de la surface de la pastille. Cette distribution du champ piégé quasi homogène ressemble à celle présentée Figure 111.

Les étapes de cette expérimentation sont les mêmes que dans le Tableau 26 avec une tension de décharge 120 V. La première aimantation a été réalisée pour avoir le temps de stabilisation pour

cette décharge qui est d'environ 2-3 minutes (en pointillées sur la Figure 112). Donc il faut attendre au minimum cette durée après la fin de la deuxième aimantation, pour appliquer le champ AC.

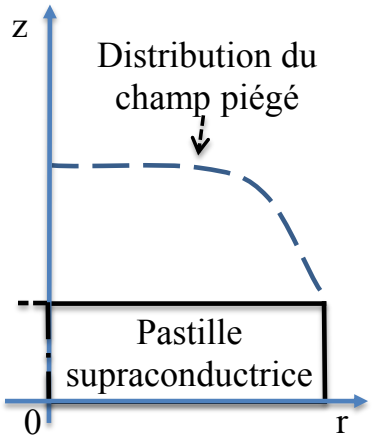


Figure 111 : Schéma montrant la distribution de champ à la surface de la pastille lorsque le champ piégé est presque identique au bord et au centre de celle-ci.

La Figure 112 montre les résultats de ce test où nous constatons une dégradation du champ magnétique piégé d'environ 5 % au centre et 12 % au bord de la surface de la pastille.

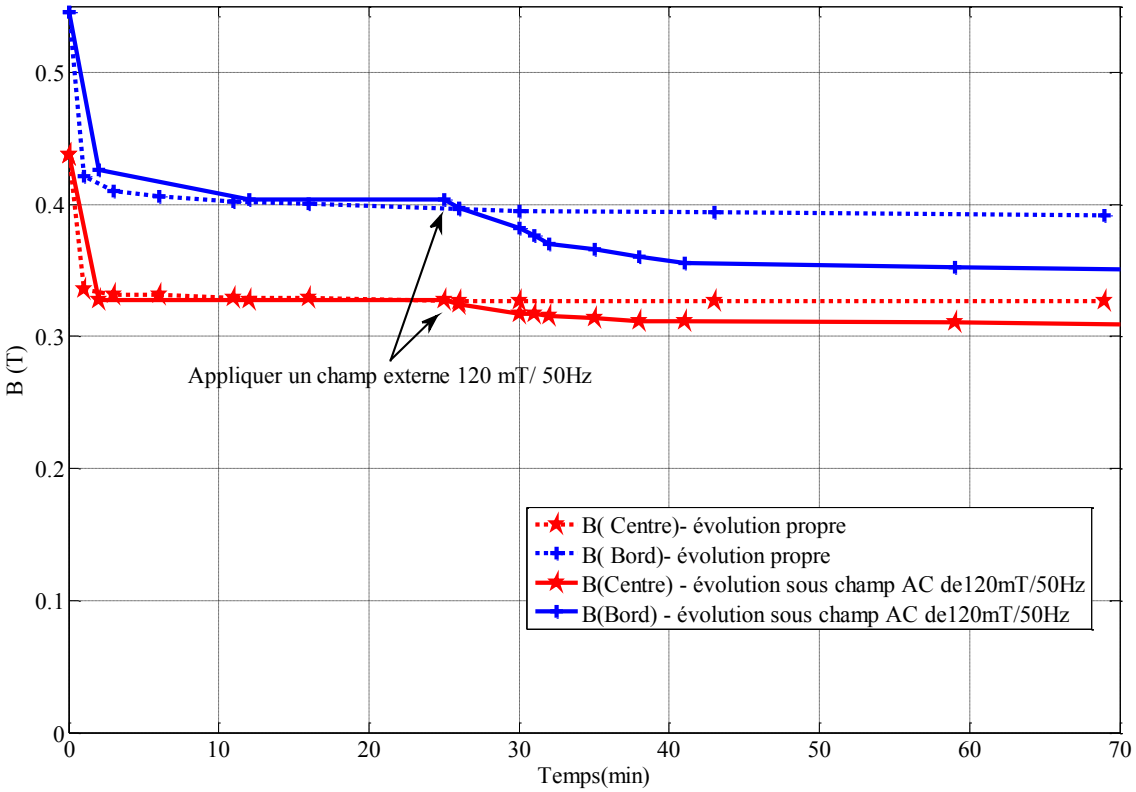


Figure 112 : Influence d'un champ démagnétisant pour une distribution de champ piégé telle que le champ piégé est presque identique au bord et au centre de la surface de la pastille – Test 2.

c) Test 3

Dans ce test nous aimantons la pastille avec une impulsion optimale qui produit un champ plus élevé au centre de la surface de la pastille qu'au bord, Figure 113.

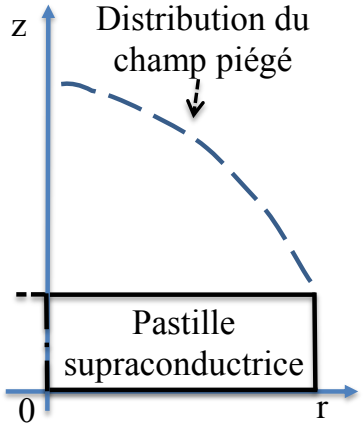


Figure 113 : Schéma montrant la distribution de champ à la surface de la pastille lorsque le champ piégé est plus élevé au centre qu'au bord de celle-ci.

Lorsque de la première aimantation(en pointillées sur la Figure 114), nous trouvons aussi une période d'environ 3 minutes à attendre pour avoir un champ magnétique piégé stable. Il faut attendre au minimum cette période pour appliquer le champ AC après la deuxième aimantation.

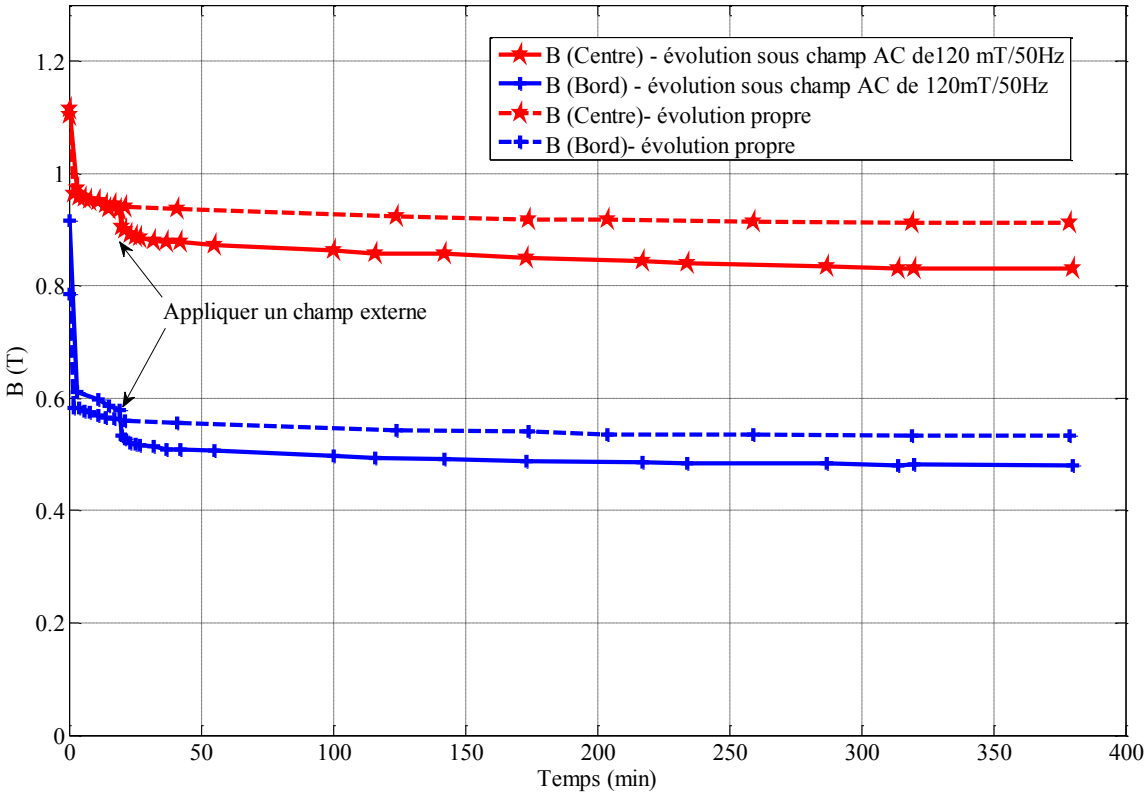


Figure 114 : Influence d'un champ démagnétisant pour une distribution de champ piégé telle que le champ piégé est plus élevé au centre qu'au bord de la pastille – Test 3.

La Figure 114 représente l'effet d'un champ magnétique AC 120 mT / 50 Hz sur le champ piégé dans la pastille avec l'impulsion optimale. Nous constatons que la valeur de la dégradation est d'environ 11 % au centre et 17 % au bord de la surface de la pastille.

La Figure 115 montre la comparaison entre le pourcentage de diminution du champ piégé lors des trois tests. Nous pouvons remarquer que l'effet du champ magnétique AC 120 mT / 50Hz est moins important dans le deuxième test (distribution quasi homogène). Nous trouvons aussi que la dégradation, dans les trois tests, est plus élevée au bord de la surface de la pastille qu'au centre. Cette dégradation importante au bord par rapport au centre de la surface de la pastille peut être expliquée par le fait que le champ AC pénètre comme celui de champ impulsionnel du bord vers le centre, et aussi par l'échauffement transmit par l'effet Joule de la bobine qui est autour de la pastille.

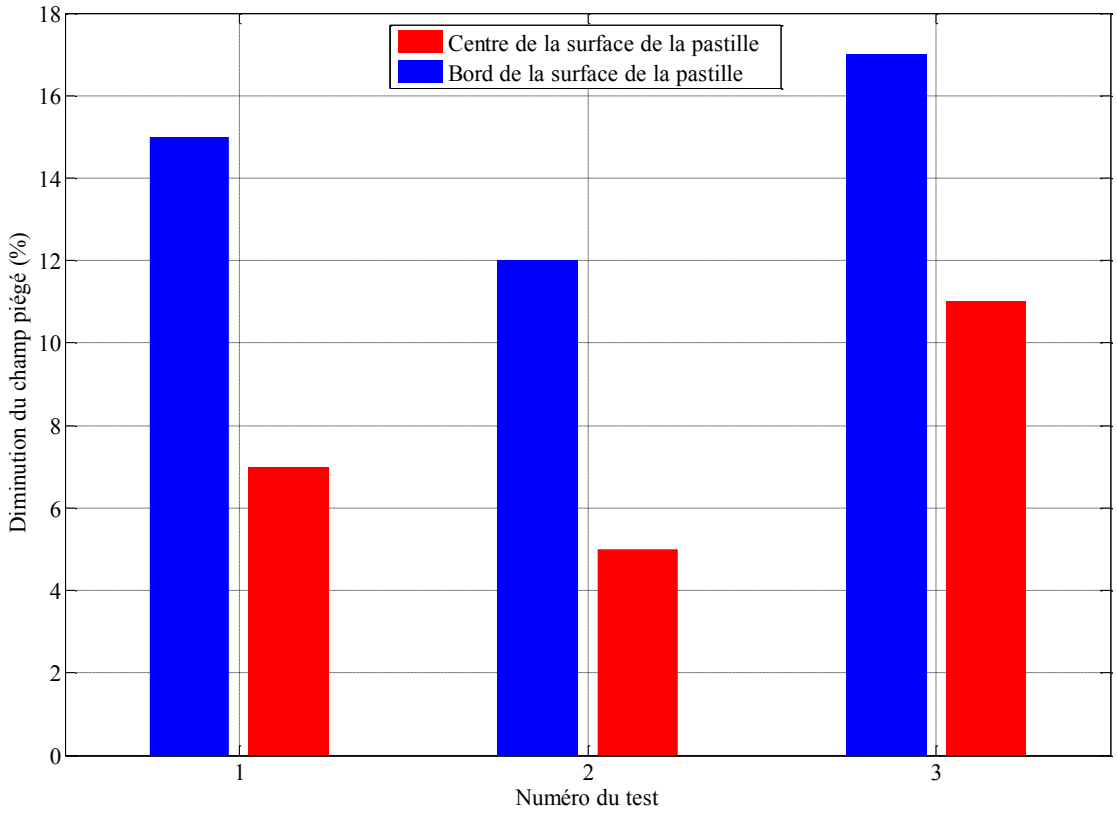


Figure 115 : Comparaison des pourcentages de diminution du champ piégé lors des trois tests.

4.5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié, par l'expérimentation, l'évolution temporelle du champ piégé, sans aucune perturbation, où nous avons trouvé qu'une évolution temporelle de la même façon se produit au centre et au bord de la surface de la pastille après la fin de l'aimantation. Nous avons remarqué une chute assez importante quelques instants après la fin de l'aimantation. Ce champ devient plus stable après 2-3 min après la fin de l'aimantation.

Nous avons également testé l'effet de perturbations qui peuvent subvenir sur le champ piégé.

Nous avons étudié l'effet d'un champ magnétique impulsionnel sur le champ piégé. À l'aide de cette expérimentation, nous avons également montré que le choix de la distribution du champ piégé dans la pastille était possible.

Nous avons étudié aussi l'effet d'un champ alternatif sur le champ piégé où nous avons trouvé que la dégradation du champ magnétique piégé devient plus importante en augmentant l'amplitude, et la fréquence de ce champ. Ces dégradations dépendent aussi de l'instant auquel est appliqué le champ démagnétisant AC. Nous avons observé que ces dégradations deviennent quasi-négligeables si le champ alternatif est appliqué quelques jours après l'aimantation. Ces dégradations ne sont pas répétitives. Une fois la dégradation effective, tout autre champ démagnétisant d'amplitude inférieure ou égale n'aura plus d'influence sur le champ piégé.

Nous avons montré que l'effet du champ alternatif dépend aussi de la distribution du champ piégé dans la pastille. Ce champ démagnétisant engendre, en relatif, un effet moins important pour une distribution homogène sur la surface de la pastille.

Pour les applications et afin de produire un aimant supraconducteur stable dans la durée de fonctionnement d'une application, nous conseillons d'appliquer, dans la partie stable, le champ alternatif le plus élevé attendu dans l'application avant le démarrage de cette application, en amplitude et fréquence.

Si une nouvelle perturbation non attendu est appliquée sur la pastille durant le fonctionnement de cette application, nous pouvons fixer une valeur seuil du champ magnétique piégé. Si le champ dépasse cette limite, une nouvelle impulsion devrait être appliquée pour recréer l'aimantation souhaitée.

Conclusion générale

Ces travaux, principalement expérimentaux, ont permis de maitriser le processus d'aimantation par champ magnétique pulsé (Pulsed Field Magnetization) de pastilles supraconductrices à haute température critique. Un objectif plus lointain est de mettre ces pastilles aimantées dans des applications électrotechniques par exemple un moteur électrique à aimants permanents supraconducteurs.

Le premier objectif de cette étude est d'améliorer le processus d'aimantation par PFM en travaillant sur deux axes. Le premier axe est l'influence de la forme de l'inducteur sur l'aimantation en comparant deux types d'inducteurs différents. Le premier est composé d'une bobine vortex unique qui a l'avantage d'être un système d'aimantation compact. Le deuxième composé de trois bobines inspirées des bobines de Maxwell a l'avantage créé un champ magnétique appliqué très homogène et d'obtenir une aimantation symétrique dans la pastille supraconductrice. Il a été montré que ce deuxième système avait l'avantage de créer un champ magnétique plus l'important que le premier avec un courant dans la bobine créant le champ magnétique appliqué plus faible. Cet avantage est à relativiser par rapport à l'inconvénient principal du système à trois bobines qui est son encombrement. Celui-ci peut être préjudiciable pour les applications de types moteurs électriques.

Le deuxième objectif est d'étudier l'aimantation d'une pastille supraconductrice in-situ dans un circuit magnétique en fer ce qui correspond à son utilisation dans un moteur électrique. Les résultats expérimentaux et par simulation ont montré une amélioration de l'aimantation des pastilles supraconductrices en présence d'un noyau ferromagnétique. Ceci nous permet de conclure à l'utilité d'aimanter in-situ ces pastilles dans les applications en électrotechniques visées. Cette amélioration de l'aimantation des pastilles peut-être dû à l'aimantation du fer et à la canalisation des lignes de champs magnétiques dûe à la présence du fer.

Le troisième objectif est d'étudier expérimentalement l'effet de perturbations extérieures sur le champ magnétique piégé dans une pastille supraconductrice placé dans un circuit magnétique. Les effets de deux perturbations ont été étudiés. La première perturbation consiste à soumettre la pastille aimantée à un champ magnétique impulsionnel de même sens que le champ magnétique piégé et de sens opposé. On a ainsi pu montrer que le champ piégé peut diminuer ou s'inverser si l'on applique un champ impulsionnel en sens opposé. Un résultat intéressant de cette étude est le fait que l'on peut contrôler la distribution du champ magnétique sur la surface de la pastille aimantée pour la rendre par exemple plus homogène. La deuxième perturbation étudiée est l'effet d'un champ magnétique alternatif de faible amplitude. Nous avons fait varier l'amplitude puis la fréquence de cette perturbation. Ces études ont été réalisées soit juste après l'aimantation soit quelques jours après la fin de l'aimantation. La dégradation du champ magnétique piégé augmente avec la fréquence et/ou l'amplitude du champ magnétique alternatif. Une influence quasiment négligeable du champ magnétique alternatif a été notée si ce champ magnétique alternatif est appliqué en régime permanent. Pour de futures applications, nous conseillons d'appliquer un champ alternatif le plus élevé attendu (amplitude et fréquence) quand le champ magnétique piégé est arrivé en régime permanent stable.

Tous ces objectifs étant atteints, cela a permis à l'équipe d'envisager avec plus de connaissances et d'outils expérimentaux la possibilité de réaliser un moteur supraconducteur à aimants permanents supraconducteurs dans les prochaines années.

Perspectives

- Suite à nos études durant cette thèse, nous envisageons d'étudier l'aimantation et la désaimantation d'une pastille supraconductrice dans un circuit magnétique à basse température (moins de 77 K). Cette pastille sera aimantée par PFM dans le circuit magnétique sera installé sur une tête froide (Figure 116). Ensuite, une étude de l'influence de l'amplitude et la fréquence sera réalisé et les résultats seront comparés avec les résultats effectués dans cette thèse à 77 K.

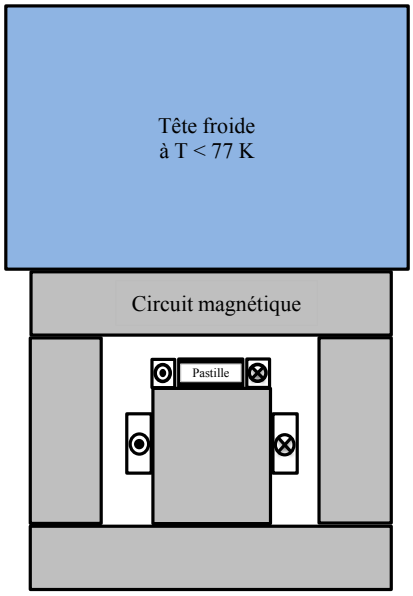


Figure 116 : Étude à basse température dans un circuit magnétique.

- Nous proposons aussi d'étudier et réaliser un moteur supraconducteur avec des pastilles supraconductrices. Ces pastilles sont installées sur le rotor de la machine à la place des aimants permanents. Ces pastilles seront aimantées par des bobinages de stator (Figure 117).

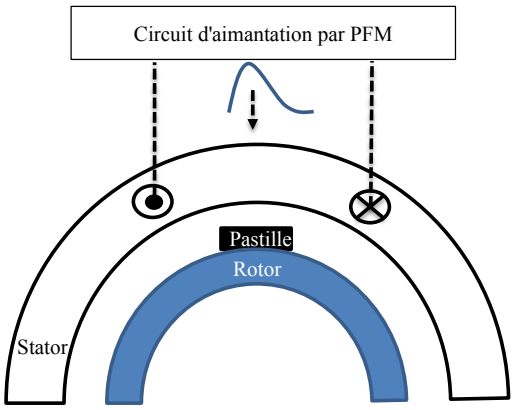


Figure 117 : Étude d'un moteur avec des pastilles supraconductrices aimantée par PFM.

Puis un champ AC avec l'amplitude et la fréquence le plus élevé attendu dans cette application est appliqué quelques heures après la fin de l'aimantation (partie stable), pour avoir du champ

magnétique piégé stable durant le fonctionnement de cette application. Le champ piégé dans la pastille sera surveillé par des sondes à effet Hall, si une diminution non acceptable du champ piégé est effectuée, à cause d'une perturbation non attendue, une nouvelle impulsion du champ magnétique sera réalisée afin de reproduire de nouveau le champ piégé acceptable dans la pastille.

- Nous proposons d'étudier et réaliser un accouplement magnétique où sur une partie des bobines de cuivre sont placées (Partie 1) et sur l'autre partie (Partie 2) des pastilles supraconductrices sont installées avec des bobines de cuivres autour et arrière ses pastilles (Figure 118).

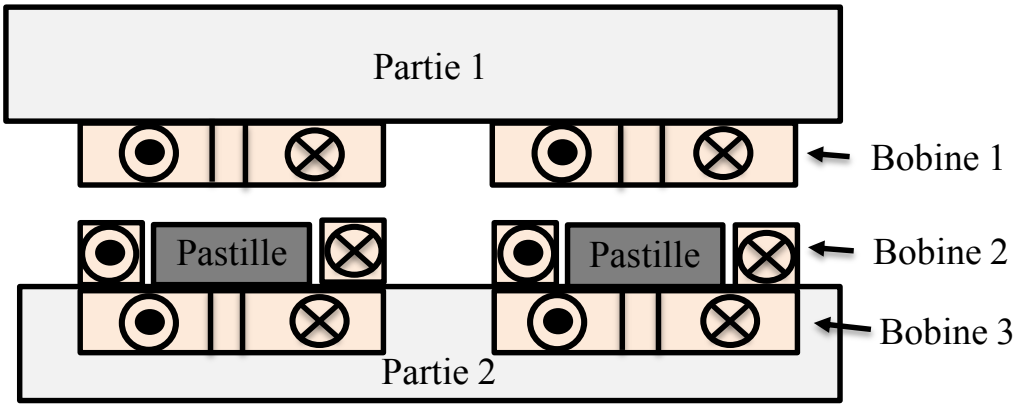


Figure 118 : Accouplement magnétique en utilisant des pastilles supraconductrices aimantées.

L'aimantation de chaque pastille sera avec l'ensemble de 3 bobines en série. Puis dans la période de fonctionnement normal, la bobine 1 sera alimentée avec un courant DC en face des pastilles supraconductrices aimantées.

Références

[1] D. V. Delft and P. Kes, “The discovery of superconductivity,” *Physics Today*, 2010.

[2] S. Tanaka, “High-Temperature Superconductivity: History and Outlook,” Superconductivity Research Laboratory, 2001.

[3] E. Uykur, “High Temperature Cuprate Superconductors,” *Pseudogap and Precursor Superconductivity Study of Zn doped YBCO*, pp. 5–32, 2015.

[4] H. K. Onnes., “The Superconductivity of Mercury,” *Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden*, vol. 120b, 122b, 124c, 1911.

[5] K. Berger, “Etude des phénomènes couplés magnétothermiques dans les supraconducteurs à haute température,” Université Henri Poincaré, Nancy-I, Thèse de doctorat, 2006.

[6] W. Meissner and R. Oschenfeld, “Ein neuer Effect bei Eintritt der Supraleitfähigkeit,” *Naturwissenschaften*, vol. 21 (44), pp. 787–788, 1933.

[7] J. Leclerc, “Méthodes et outils de caractérisation électrique et magnétique des supraconducteurs,” Université de Lorraine, 2013.

[8] C. Kittel, “Introduction to Solid State Physics,” *John Wiley Sons*, p. 337, 1996.

[9] P. Tixador, *Les supraconducteurs*, Hermes Science Publications. 1995.

[10] C. P. Bean, “Magnetization of high-field superconductors,” *Rev Mod Phys*, vol. 36, pp. 31–39, 1964.

[11] J. K. Sykulski, R. L. Stoll, and A. E. Mahdi, “Modelling HTc Superconductors for AC Power Loss Estimation,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 33, 1997.

[12] S. Le Naour, A. Lacaze, Y. Laumond, P. Estop, and T. Verhaege, “AC Current Distribution and Losses in Multifilamentary Superconductors Exposed to longitudinal Magnetic Field,” *IEEE Trans. Magn.*, vol. 32, 1996.

[13] S. Bendali, “Dimensionnement d’un moteur supraconducteur HTC,” Université de Lorraine, 2012.

[14] N. Takeda, M. Uesaka, and K. Miya, “Computation and experiments on the static and dynamic characteristics of high Tc superconducting levitation,” *Cryogenics*, vol. 34, 1994.

[15] C. Levillain, P. Manuel, and P. G. Thérond, “Current induction Profiles and hysteretic losses in High Tc Superconducting tapes,” *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 5, 1995.

[16] B. Douine, “Etude des pertes dans les supraconducteurs à haute température critique,” Université Henri Poincaré, Nancy-I, Thèse de doctorat, 2001.

[17] N. D. Valle, A. Sanchez, E. Pardo, C. Navau, and D. X. Chen, "Enhanced stability by field cooling in superconducting levitation with translational symmetry," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, 2007.

[18] A. E. Koshelev and A. I. Larkin, "Paramagnetic moment in field-cooled superconducting plates: Paramagnetic Meissner effect," *Phys Rev B*, 1995.

[19] M. Tomita and M. Murakami, "High-temperature superconductor bulk magnets that can trap magnetic fields of over 17 tesla at 29 K," *Nature*, vol. 421, pp. 517–520, 2003.

[20] M. D. Ainslie and H. Fujishiro, "Modelling of bulk superconductor magnetization," *Supercond Sci Technol*, vol. 28, 2015.

[21] Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, "Giant Flux Creep and Irreversibility in an Y-Ba-Cu-O Crystal: An Alternative to the Superconducting-Glass Model," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, 1988.

[22] L. Chen, Y. S. Cha, H. Claus, H. Zheng, B. W. Veal, and F. Z. Peng, "Optimization of Pulsed-Current Profile for Magnetizing High Bulk YBCO Superconductors," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 34, pp. 1702–1708, 2006.

[23] M. D. Ainslie, H. Fujishiro, T. Ujiie, J. Zou, A. R. Dennis, Y.-H. Shi, and D. A. Cardwell, "Modelling and comparison of trapped fields in (RE)BCO bulk superconductors for activation using pulsed field magnetization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 27, p. 065008, 2014.

[24] B. Gony, R. Linares, Q. Lin, K. Berger, B. Douine, and J. Leveque, "Influence of the inductor shape, and the magnetization processes on a trapped magnetic flux in a superconducting bulk," *Phys. C Supercond.*, vol. 503, pp. 1–6, 2014.

[25] M. Hirakawa, S. Inadama, K. Kikukawa, E. Suzuki, and H. Nakasima, "Developments of superconducting motor with YBCO bulk magnets," *Phys. C Supercond.*, vol. 392–396, pp. 773–776, 2003.

[26] Y. Jiang, R. Pei, W. Xian, Z. Hong, and T. A. Coombs, "The design, magnetization and control of a superconducting permanent magnet synchronous motor," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 21, p. 065011, 2008.

[27] W. Xian, Y. Yan, W. Yuan, R. Pei, and T. A. Coombs, "Pulsed Field Magnetization of a High Temperature Superconducting Motor," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 21, pp. 1171–1174, 2011.

[28] M. Sander, U. Sutter, M. Adam, and M. Klaser, "Comparison of pulsed magnetization processes for HTS bulk parts," *Supercond Sci Technol*, vol. 15, pp. 748–753, 2002.

[29] U. Mizutani, T. Oka, Y. Itoh, Y. Yanagi, M. Yoshikawa, and H. Ikuta, "Pulsed-field magnetization applied to high-Tc superconductors," *Appl. Supercond.*, vol. 6, pp. 235–246, 1998.

[30] Y. Itoh, Y. Yanagi, and U. Mizutani, "Flux motion during pulsed field magnetization in Y-Ba-Cu-O superconducting bulk magnet," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, pp. 5600–5611, 1997.

[31] J. C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*. Oxford : Clarendon Press, 1873.

[32] G. P. Lousberg, J. F. Fagnard, X. Chaud, M. Ausloos, P. Vanderbemden, and B. Vanderheyden, "Magnetic properties of drilled bulk high-temperature superconductors filled with a ferromagnetic powder," 2011.

[33] H. Fujishiro, T. Oka, K. Yokoyama, and K. Noto, "Time evolution and spatial distribution of temperature in YBCO bulk superconductor after pulse field magnetizing," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 16, 2003.

[34] H. Fujishiro, K. Yokoyama, M. Kaneyama, T. Oka, and K. Noto, "Effect of metal ring setting outside HTSC bulk disk on trapped field and temperature rise in pulse field magnetizing," *Appl. Supercond. IEEE Trans.*, vol. 15, pp. 3762 – 3765, 2005.

[35] F. Sirois and F. Grilli, "Numerical considerations about using FEM to compute AC losses in HTS," *IEEE Trans Appl Supercond*, vol. 18, pp. 1733–1742, 2008.

[36] H. Fujishiro and T. Naito, "Simulation of temperature and magnetic field distribution in superconducting bulk during pulsed field magnetization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 23, 2010.

[37] A. Patel and B. A. Glowacki, "Enhanced trapped field achieved in a superconducting bulk using high thermal conductivity structures following simulated pulsed field magnetization," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 25, p. 125015, 2012.

[38] H. Ohsaki, T. Shimosaki, and N. Nozawa, "Pulse field magnetization of a ring-shaped bulk superconductor," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 15, p. 754, 2002.

[39] X. Granados, M. Torner, T. Puig, and X. Obradors "Magnetization of Ferromagnetic-SC Heterostructures for Trapped Field Low Power Motors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, 2007.

[40] X. Granados,E. Bartolomé, X. Obradors, M. Tornes, L.Rodrigues, W. Gawalek, M. McCulloch , D. Dew Hughes, A. Campbell, T. Coombs, M. Ausloos, R. Cloots "Iron-YBCO heterostructures and their application for trapped field superconducting motor", Journal of Physics: Conference Series 43 (2006) 788–791.

[41] M. Qiu, H. K. Huo, Z. Xu, D. Xia, L. Z. Lin, and G. M. Zhang, "Technical analysis on the application of HTS bulk in 'Permanent Magnet' motor," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 15, pp. 3172–3175, 2005.

[42] L. Chen, Y. S. Cha, H. Claus, T. R. Askew, H. Zheng, B. W. Veal, and F. Z. Peng, "Demagnetization of Trapped Field in High TC Superconductors Using Pulsed Field Methods," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 17, pp. 20–26, 2007.

[43] P. Vanderbemden, Z. Hong, T. A. Coombs, M. Ausloos, N. H. Babu, D. A. Cardwell, and A. M. Campbell, "Remagnetization of bulk high-temperature superconductors subjected to crossed and rotating magnetic fields," *Supercond. Sci. Technol.*, vol. 20, p. S174, 2007.

[44] T. Ohyama, H. Shimizu, M. Tsuda, and A. Ishiyama, "Trapped field characteristics of Y-Ba-Cu-O bulk in time-varying external magnetic field," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 11, pp. 1988–1991, 2001.

[45] P. Vanderbemden, Z. Hong, A. Coombs, S. Denis, M. Ausloos, J. Schwartz, I. B. Rutel, N. H. Babu, D. A. Cardwell, and A. M. Campbell, "Behavior of bulk high-temperature superconductors of finite thickness subjected to crossed magnetic fields : Experiment and model," *Phys Rev B*, 2007.

[46] B. Douine, C. H. Bonnard, F. Sirois, K. Berger, A. Kameni, and J. Leveque, "Determination of Jc and n -Value of HTS Pellets by Measurement and Simulation of Magnetic Field Penetration," *IEEE Trans. Appl. Supercond*, 2015.

[47] J. Zou, M. D. Ainslie, D. Hu, and D. A. Cardwell, "Influence of Time-Varying External Magnetic Fields on Trapped Fields in Bulk Superconductors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, vol. 25, pp. 1–5, 2015.

[48] K. Yamagishi, J. Ogawa, O. Tsukamoto, M. Murakami, and M. Tomita, "Decay of trapped magnetic field in HTS bulk caused by application of AC magnetic field," *Phys. C Supercond.*, vol. 392–396, Part 1, pp. 659–663, 2003.

[49] J. Ogawa, M. Iwamoto, K. Yamagishi, O. Tsukamoto, M. Murakami, and M. Tomita, "Influence of AC external magnetic field perturbation on trapped magnetic field in HTS bulk," *Phys. C Supercond.*, vol. 386, pp. 26–30, 2003.

Annexe

- Réglage de la vitesse du champ appliqué

Afin d'augmenter la valeur de champ piégé dans la pastille, nous avons proposé une modification sur le circuit électrique d'aimantation. Cette modification consiste à ajouter un nouveau circuit électrique appelé circuit de contrôle sur le circuit principal d'aimantation. Ce circuit contrôle la descente de l'impulsion du courant de l'inducteur. La modification sur l'impulsion de courant porte une modification sur le champ magnétique de l'inducteur.

La Figure 119 montre la partie de décharge de ce circuit proposé. Le circuit principal d'aimantation se compose du condensateur chargé C1, la diode D1, et le thyristor T1. Ce circuit connecté à l'inducteur de l'aimantation RL. Le circuit de contrôle se compose de branches connectées en parallèle avec le circuit principal comme dans la figure. Chaque branche se compose aussi d'un condensateur chargé, une diode, et un Thyristor, mais en ajoutant un inducteur entre le thyristor et le condensateur. Ces composants de circuit de contrôle doivent avoir des paramètres quasi identiques avec celles de circuit principal de l'aimantation.

$$R \approx Ra \approx Rb,\ L \approx La \approx Lb,\ C1 \approx C2 \approx C3, \text{ et } V1 \approx V2 \approx V3$$

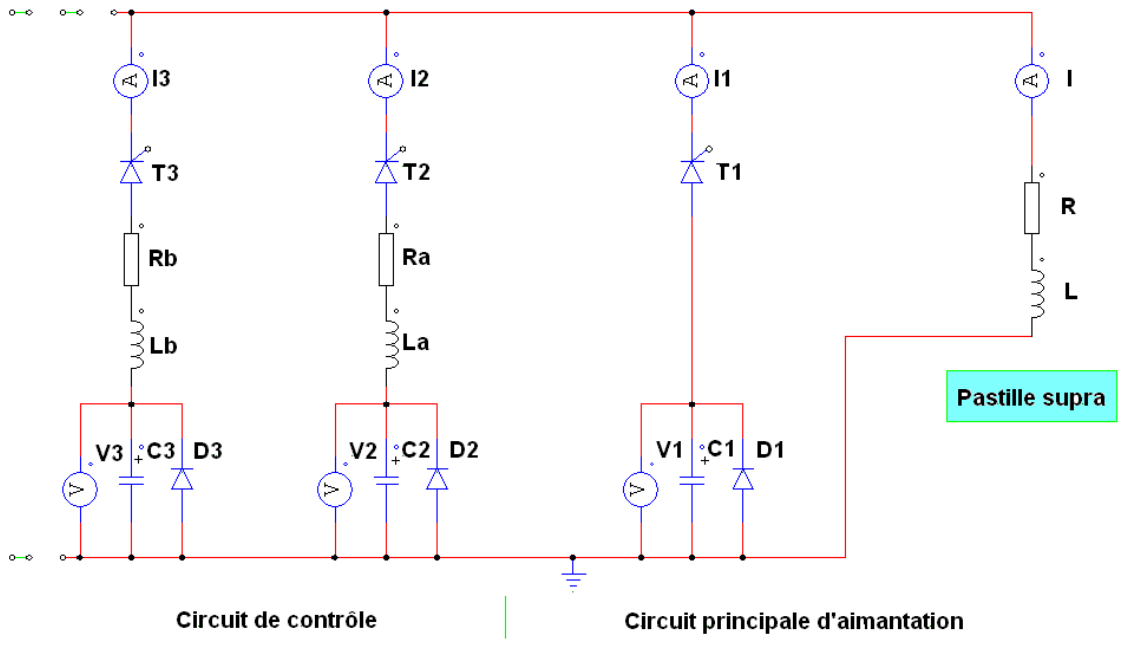


Figure 119 : Circuit électrique proposé pour améliorer le champ piégé.

La Figure 120 montre la simulation qui a été faite pour contrôler la descente de courant dans le circuit d'aimantation. En noir, c'est le courant de décharge en utilisant juste la branche principale de circuit de l'aimantation (T1 est fermé et les autres thyristors sont ouverts), où nous trouvons un courant d'une valeur maximale d'environ 1000 A et une durée de 50 msec. En rouge, c'est le courant en utilisant juste une branche de circuit de contrôle (T2 ou T3 est fermé

et T1 est ouvert) où nous trouvons un courant d'une valeur maximale d'environ 400 A et une durée de 100 ms. Donc le courant produit juste par une branche de circuit de contrôle possède une valeur maximale moins élevé mais avec une durée plus élevé de celle-ci de courant de circuit principal. Donc l'idée, c'est de profiter de la durée de l'impulsion de circuit de décharge qui est relativement élevé et de la valeur maximale de circuit principal de décharge.

En bleu, c'est le courant en fermant le thyristor T1 de circuit principal et le thyristor T2 de circuit de contrôle, au même moment. Ce courant possède une valeur maximale d'environ 1000 A avec une durée de 100 ms. Si on ferme les Thyristors T1, T2, et T3, un courant de décharge d'une durée plus élevé sera circulé dans la bobine de décharge. Plus nous augmentons le nombre des branches de circuit de contrôle plus nous augmentons la durée d'impulsion en gardant une valeur maximale de courant quasi stable.

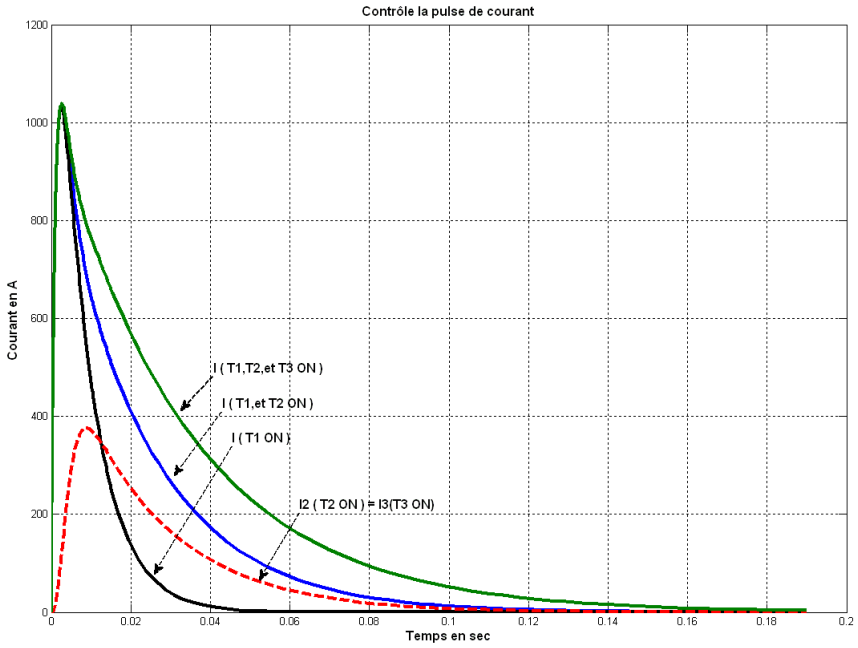


Figure 120 : Courants de décharge en utilisant le circuit de contrôle.

- Essais préliminaires de PFM avec un cryocooler

Un premier essai à basse température, d'environ 25 K, a été réalisé avec la structure suivante : Une pastille placée sur une tête froide entourée par un inducteur de 17 tours et couverte par un support de cuivre au-dessous. Une résistance pour contrôler la température de la température de la tête froide. Les mesures du champ a été faites par deux sondes à effet Hall, et les mesures de la température par une PT1000 et une Cernox.

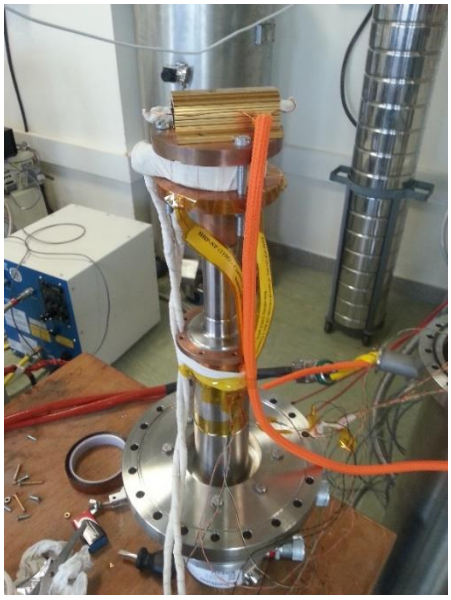


Figure 121 : Tête froide avec la pastille entourée par la bobine d'aimantation.

Cette structure a été entourée par un écran thermique de cuivre connecté à la tête froide aussi. Le rôle de cet écran c'est de limiter l'échauffement pour avoir la température la plus basse de la pastille.



Figure 122 : Ecran thermique installé sur la tête froide.

Cette structure a été installée dans un cryostat en faisant un vide à 10^{-6} mbar.

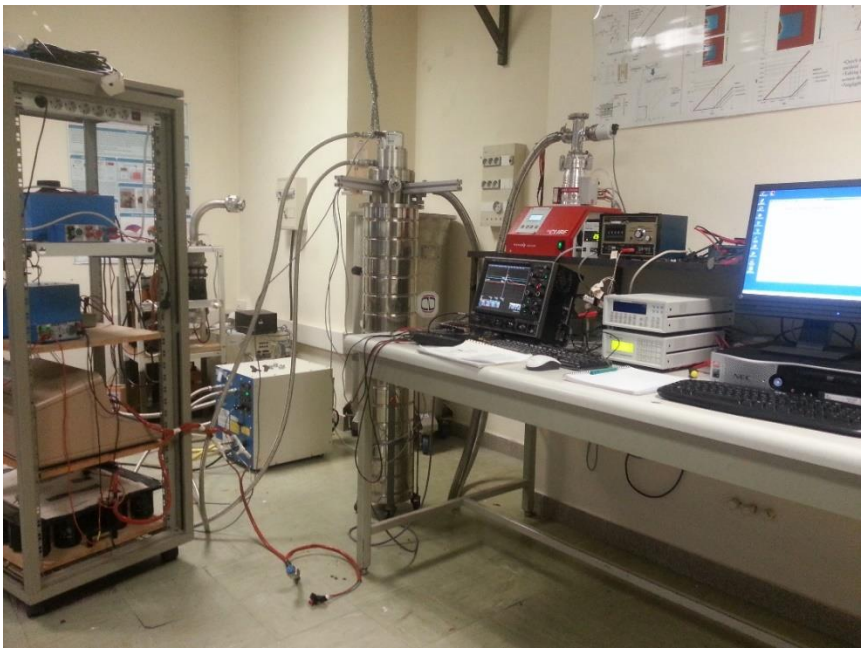


Figure 123 : Photographie de l'expérimentation.

Lors de l'aimantation, avec une température de 24 K de la tête froide, des courants induits importants dans la tête froide et le support de cuivre ont empêché l'aimantation de cette pastille. Des solutions sont en cours d'étude pour limiter ces phénomènes tout en refroidissant correctement la pastille.

Résumé :

Les pastilles supraconductrices peuvent produire des forts champs magnétiques très supérieurs aux aimants permanents. Plusieurs méthodes d'aimantation de ces pastilles existent néanmoins une seule est principalement utilisée pour les applications en génie électrique, l'aimantation par champ magnétique impulsionnel (*Pulsed Field Magnetization)*.

Afin de maîtriser l'aimantation de ces pastilles supraconductrices par PFM, nous avons étudié l'influence de la forme de l'inducteur sur le champ magnétique piégé où nous trouvons une influence significative de la forme de l'inducteur sur le champ piégé dans la pastille supraconductrice. Afin de prévoir la mise en œuvre des pastilles supraconductrices dans des applications en génie électrique, nous avons étudié l'aimantation de ces pastilles dans un circuit magnétique et l'influence de ce circuit sur le champ piégé. Nous remarquons une nette amélioration du champ piégé dans la pastille en utilisant le circuit magnétique. Nous avons étudié, également, l'influence d'un champ démagnétisant impulsionnel et alternatif sur le champ piégé dans une pastille supraconductrice aimantée. Les dégradations observées ne montrent pas de contre-indication à l'utilisation des pastilles supraconductrices aimantées dans les applications en génie électrique.

MOTS CLES :

Supraconducteur, aimantation, champs impulsionnels, modélisation.

Abstract:

The superconducting bulks can produce very strong magnetic fields greater than those of permanent magnets can. Several methods of magnetization of the superconducting bulks exist, however one is mainly used for the electrical applications, the Pulsed Field Magnetization.

In order to control the magnetization of the superconducting bulks by PFM, we studied the influence of the shape of the inductor on the trapped magnetic field where we find a significant influence of the shape of the inductor on the trapped magnetic field in the anticipate superconducting bulk. In order to the implementation of the superconducting bulk in the electrical applications, we studied the magnetization of these bulks in a magnetic core and the influence of this magnetic core on the trapped magnetic field. We notice an important improvement of the trapped magnetic field in the superconducting bulk by using the magnetic core. We studied also the influence of a pulsed and an alternating demagnetizing field on the trapped magnetic field in a superconducting bulk. The observed degradation does not show any contraindication to use the superconducting magnetic bulks in the electrical engineering applications.

KEY WORDS:

Superconductor, magnetization, Pulsed Field Magnetization (PFM), modelling.