



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



DEA PROTEE 2001/2002

Rapport de stage
par Kévin BERGER

DECHARGE IMPULSIONNELLE D'UNE BOBINE SUPRACONDUCTRICE

Avant propos

Je remercie Monsieur Abderrezak REZZOUG, directeur du GREEN, pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et permis de mener à biens mes travaux dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie Monsieur Jean LEVEQUE d'avoir accepter de diriger mon travail de stage de DEA. Sa disponibilité, ses conseils et l'intérêt qu'il a porté à mes recherches m'ont été d'une grande utilité.

Je remercie Monsieur Denis NETTER pour ses explications et ses conseils. Son expérience dans le domaine m'a permis d'orienter mes recherches dans le bon sens et d'être plus efficace.

Je remercie Monsieur Jean Paul CARON pour son aide durant les essais expérimentaux.

Je remercie également Monsieur Philippe MASSON pour son aide, pour l'enthousiasme et la bonne humeur qu'il a su apporter.

Je remercie enfin toutes les personnes du laboratoire qui ont permis, de près ou de loin, à ce que mon stage se déroule dans des conditions idéales.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	1
I. QU'EST-CE QUE LA SUPRACONDUCTIVITE ?.....	3
II. DIMENSIONNEMENT ELECTRIQUE.....	9
2.1. Transformateur impulsionnel.....	10
2.1.1. Principe.....	10
2.1.2. Équations électriques et rendement de la décharge.....	11
2.1.3. Influence de la variation de la résistance primaire.....	15
2.2. Structure choisie.....	16
2.2.1. Choix de la forme du tore.....	17
2.3. Transition de la bobine supraconductrice.....	18
2.3.1. Caractéristiques d'un brin supraconducteur.....	19
2.3.2. Caractéristiques de la chaufferette.....	20
2.3.3. Fil supraconducteur et sa chaufferette.....	20
III. DIMENSIONNEMENT MAGNETIQUE.....	21
3.1. Calcul du champ créée par un tore mince continu.....	22
3.1.1. Géométrie du tore mince continu.....	23
3.1.2. Calcul de l'induction magnétique créée par un tore.....	25
3.2. Calcul de l'énergie magnétique.....	27
3.2.1. Tore à section circulaire.....	28
3.2.2. Tore à section elliptique.....	29
3.3. Expression de l'inductance mutuelle entre deux tores minces continus.....	32
3.3.1. Formulation de la mutuelle en fonction des inductions magnétiques....	32
3.3.2. Calcul de l'inductance mutuelle.....	33
3.4. Expression du coefficient de couplage k entre deux tores minces continus	34
IV. RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	36
4.1. Environnement.....	37
4.1.1. Matériel disponible.....	37
4.1.2. Point de fonctionnement du fil supraconducteur.....	39
4.1.3. Caractéristiques du tore utilisé.....	40
4.2. Modèle théorique et simulations.....	42
4.3. Essais effectués.....	46
4.3.1. Schéma d'ensemble.....	46
4.3.2. Allure des courants.....	48
4.3.3. Rendement.....	49
4.4. Comparaison avec le modèle théorique.....	49
4.4.1. Détermination de la variation de la résistance primaire.....	49
4.4.2. Simulation des résultats.....	51
CONCLUSION.....	53
PHOTOGRAPHIES.....	55
BIBLIOGRAPHIE.....	57

INTRODUCTION GENERALE

Depuis quelques années, de nombreuses études ont été menées sur des systèmes de stockage d'énergie utilisant des matériaux supraconducteurs. Ce type de stockage est intéressant car les matériaux supraconducteurs permettent l'utilisation de fortes densités de courant et donc la réalisation d'installations de forte puissance et de taille réduite.

Actuellement, on espère utiliser ce mode de stockage dans la réalisation d'alimentations impulsionnelles, notamment dans des applications militaires du type lanceurs électromagnétiques. En effet, les lanceurs électromagnétiques nécessitent une alimentation de forte puissance pour permettre de lancer des objets à plus de 2 Km/s par l'intermédiaire d'une décharge impulsionnelle.

Dans ce rapport, nous nous intéresserons au dimensionnement et à la conception d'une alimentation impulsionnelle supraconductrice. Des études ont déjà été menées sur ce sujet [6], [9], [10], il s'agit ici non pas de refaire la même chose mais de montrer que l'on peut concevoir un système de décharge permettant de faire transiter la bobine supraconductrice massivement de façon à obtenir un rendement intéressant.

Dans un premier chapitre, nous exposerons ce qu'est la supraconductivité de manière simple et rapide.

Dans le deuxième chapitre, nous réaliserons une étude préliminaire qui nous permettra de mieux comprendre le phénomène de décharge impulsionnelle et de concevoir un système de décharge impulsionnelle dans les meilleures conditions.

Dans le troisième chapitre, nous nous attacherons à l'étude et au dimensionnement magnétique de notre système.

Enfin, dans le quatrième et dernier chapitre de ce rapport, nous exposerons et analyserons nos résultats expérimentaux.

En terme de conclusion, nous regarderons quelles sont les perspectives et dans quelles directions orienter les prochaines études sur ce sujet.

PREMIER CHAPITRE :
QU'EST-CE QUE LA SUPRACONDUCTIVITE ?

La supraconductivité est un état remarquable dans lequel certains matériaux appelés « supraconducteurs » perdent leur résistance électrique lorsqu'ils sont maintenus à des températures suffisamment basses. C'est en 1911 que le physicien hollandais Heike Kammerling ONNES découvre par hasard le phénomène sur le mercure à la température de l'hélium liquide 4.2 K comme le montre la Figure 1- 1:

Allure caractéristique des courbes de résistivité en fonction de la température

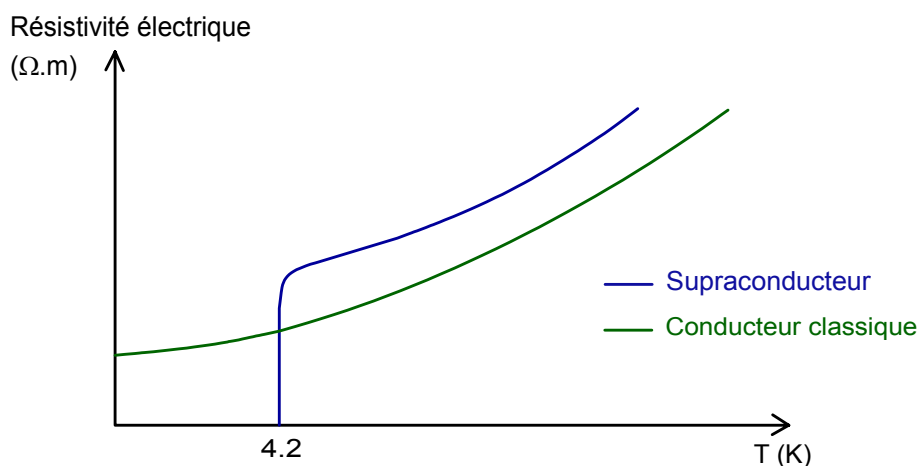


Figure 1- 1

Malheureusement, le critère température (T), quoiqu'il soit assez contraignant, n'est pas le seul paramètre physique conditionnant l'état supraconducteur ; il y a aussi le champ magnétique (H) dans lequel se trouve le matériau ainsi que la densité de courant (J) qui le traverse.

Dans l'espace (T, H, J), l'état supraconducteur n'existe qu'en dessous d'une surface critique (Figure 1- 2). Les premiers matériaux supraconducteurs découverts voyaient leur état supraconducteur disparaître pour des courants relativement faibles et pour des champs magnétiques appliqués de quelques dixièmes de tesla, ce qui les rendait inutilisables. C'est dans les années 60, qu'au terme de nombreuses recherches, on a découvert des alliages et composés supraconducteurs supportant de forts courants électriques en présence de champs magnétiques intenses.

CHAPITRE I : Qu'est-ce que la supraconductivité ?

Caractéristiques (T, B, J) de quelques supraconducteurs

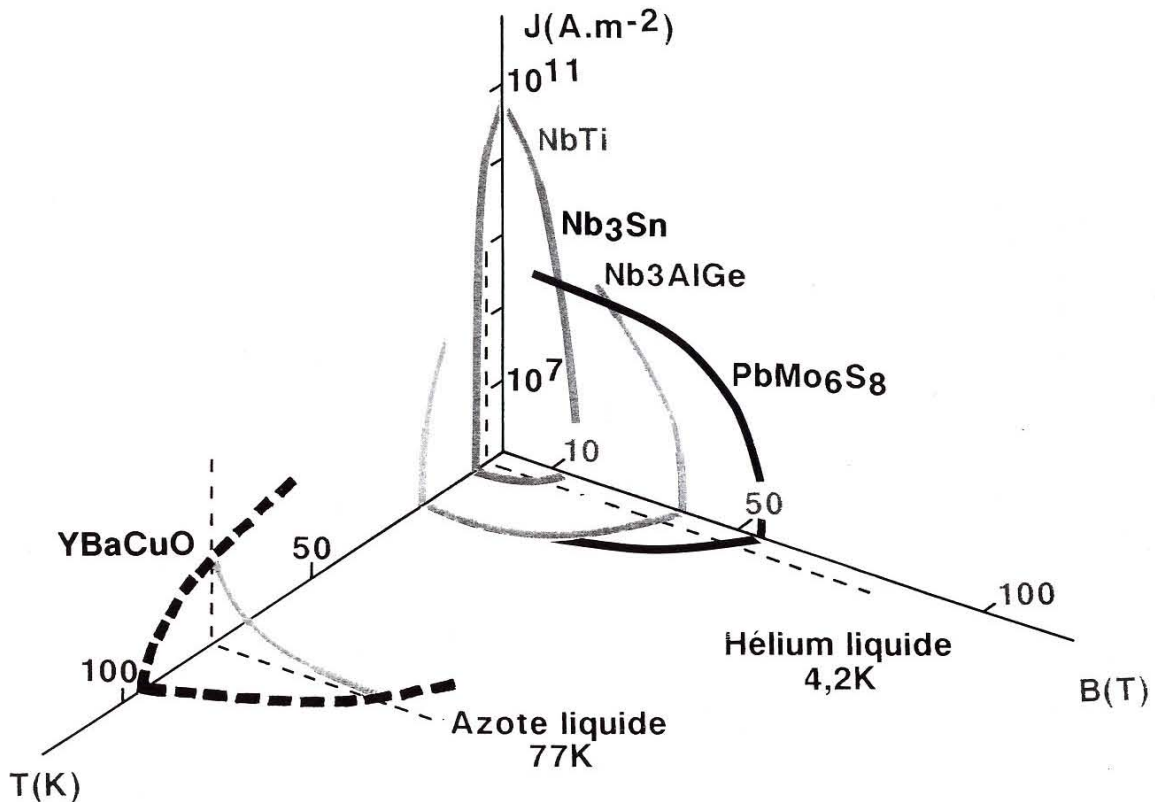
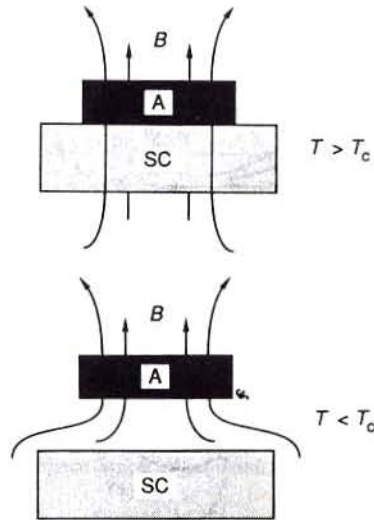


Figure 1- 2

Depuis la découverte du phénomène, la compréhension de ses propriétés physiques et la théorie n'ont cessé d'évoluer. Initialement, on pensait qu'un supraconducteur était un conducteur parfait avec une conductivité infinie, mais les expériences de MEISSNER (1993) montrèrent que le comportement d'un supraconducteur dans un champ magnétique était très différent de celui que l'on pouvait attendre d'un métal ayant une conductivité infinie. C'est la découverte de l'effet MEISSNER qui montre qu'un matériau dans l'état supraconducteur situé dans un champ magnétique repousse les lignes de flux (Figure 1- 3). Tant que le champ magnétique ne dépasse pas la valeur critique, le supraconducteur est un diamagnétique parfait ($B = 0$ dans le matériau). Un peu plus tard, on découvrait des matériaux ayant moins de sensibilité au champ et au courant, ce qui conduisit les physiciens à classer les supraconducteurs en deux types : type I et type II.

CHAPITRE I : Qu'est-ce que la supraconductivité ?

Lévitation d'un aimant (Expulsion du flux magnétique dans un supraconducteur)



! Dans l'état normal, le supraconducteur SC est traversé par le champ d'induction magnétique B créé par l'aimant A qui est posé dessus ; refroidi sous champ, dès que T atteint T_c , le flux est expulsé du volume du supraconducteur (effet Meissner) et l'aimant est repoussé.

Figure 1- 3

Dans le cas des supraconducteurs de type I, le flux magnétique pénètre le matériau de façon brutale au-delà d'un certain champ appelé champ critique (H_c). Dans le cas des supraconducteurs de type II, le flux pénètre le matériau par quantum de flux $Q_0 = h 2e$ à partir d'une valeur de champ H_{c1} appelé premier champ critique et ce, jusqu'au deuxième champ critique H_{c2} , où il est totalement pénétré. Entre H_{c1} et H_{c2} , il existe au sein du matériau un réseau de vortex représentant chacun un quantum de flux. Dans la pratique (voir Tableau 1- 1), seuls les supraconducteurs de type II sont industriels (NbTi et Nb₃Sn). Il a fallu attendre 1957 pour qu'une théorie microscopique de la supraconductivité, basée sur les interactions électron-électron par l'intermédiaire du réseau (deux électrons couplés = paire de COOPER) soit développée par J. BARDEN, L. COOPER et J-R. SCRIEFFER (théorie B.C.S.), ce qui leur valut le Prix Nobel de Physique en 1972.

L'ensemble des analyses faites entre les années 60 et 70 à partir des théories en vigueur tendait à montrer que les températures critiques des supraconducteurs ne dépasseraient jamais une trentaine de kelvins et le record était détenu par le

Nb₃Ge avec 23 K. Cette idée, sans doute vraie pour des matériaux métalliques (composés ou alliages), s'effondrait en 1986 lorsque deux physiciens BEDNORZ et MULLER découvrirent que certains oxydes de cuivre présentaient l'état supraconducteur à des températures beaucoup plus élevées : 40 K, puis 90 K et 120 K à l'heure actuelle. Cette découverte leur valu le prix Nobel de Physique en 1987.

Ces nouveaux matériaux appelés matériaux supraconducteurs à haute température critique (SHTC) présentent un intérêt évident et font l'objet de nombreuses études dans divers laboratoires internationaux, mais ils n'ont pour l'instant que peu d'applications industrielles. Cet état de fait est dû essentiellement à leur faible densité de courant critique et à leur structure céramique rendant leur mise en œuvre délicate. Néanmoins, il existe déjà des fils possédant des densités de courant critique d'environ 500A/mm² à 20 K sous quelques teslas.

Le Tableau 1- 1 montre les propriétés critiques des principaux supraconducteurs connus aujourd'hui. Seuls le NbTi et, à moindre degré, le Nb₃Sn sont considérés comme des produits industriels, le Nb₃Sn restant encore délicat à utiliser.

CHAPITRE I : Qu'est-ce que la supraconductivité ?

Propriétés critiques des principaux supraconducteurs

SUPRACONDUCTEURS		ELEMENTS	TEMPERATURE CRITIQUE T_c (K)	INDUCTION MAGNETIQUE CRITIQUE $B_c = \mu_0 H_c$ (T)
TYPE I		He ₃	0,0028	
		Al	1,19	$1,05 \cdot 10^{-2}$ à 0 K
		Hg	4,15	$4,12 \cdot 10^{-2}$ à 0 K
		Pb	7,18	$8,03 \cdot 10^{-2}$ à 0 K
		W	0,012	10^{-4} à 0 K
		U	0,68	$1,50 \cdot 10^{-2}$ à 0 K
TYPE II	ALLIAGES METALLIQUES	Nb	9,2	$\mu_0 H_{c2}$ (T) 0,3 à 0 K
		NbTi	10	11 à 4,2 K
		Nb ₃ Sn	18	20,1 à 4,2 K
		Nb ₃ Ge	23	35 à 4,2 K
		PbMo ₆ S ₈	15	50 à 4,2 K
		ORGANIQUES	(TMTSF) ₂ PF ₆ (BEDT-TTF) ₂ I ₃	1 (sous 12 kbar) 3,6 à p ₀ -8,1 (ss 1 kbar)
	HTSC	YBaCuO	92	6(H//c)-67(H⊥c) à 77 K
		BiSrCaCuO	110	
		TlBaCaCuO	125	
		BaKBiO ₃	30	

Tableau 1- 1

SECOND CHAPITRE :

DIMENSIONNEMENT ELECTRIQUE

La structure qui semble la mieux adaptée pour faire une décharge impulsionnelle est une structure à deux bobines couplées Figure 2.1-1. En effet, contrairement à la topologie à bobine unique, cette structure ne fait pas apparaître de fortes surtensions à ses bornes lorsque la décharge est très rapide et que l'énergie stockée est importante.

De plus, cette structure permet d'isoler la charge de l'alimentation et de régler le courant maximum qui peut y circuler en faisant varier le nombre de spires primaires et secondaires. Ce qui permet d'amplifier le courant circulant dans la charge par rapport au courant de stockage.

2.1. Transformateur impulsionnel

2.1.1. Principe

Schéma d'un dispositif de décharge supraconducteur avec un transformateur

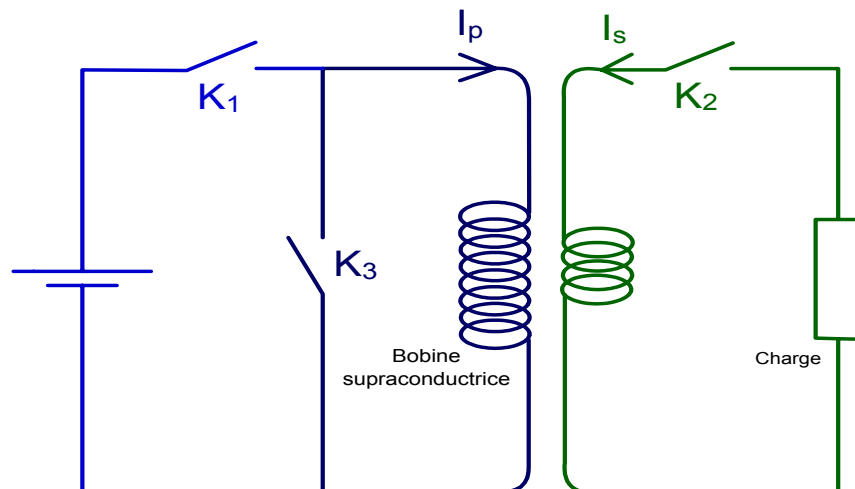


Figure 2.1-1

Le principe de fonctionnement se déroule en trois séquences :

- ♦ Charge : l'interrupteur K_1 est fermé et les interrupteurs K_2 et K_3 sont ouverts. On fait croître le courant I_p dans la bobine supraconductrice jusqu'à une valeur I_0 de manière à stocker de l'énergie électrique $\frac{1}{2} \cdot L_p \cdot I_0^2$.

♦ Stockage : l'interrupteur K_1 est ouvert, l'interrupteur K_3 est fermé, et K_2 peut être ouvert ou fermé. La bobine supraconductrice présente une résistance nulle, ce qui permet au courant qui la traverse de circuler sans perte à I_0 .

♦ Décharge : l'interrupteur K_1 est ouvert, les interrupteurs K_2 et K_3 sont fermés. On fait transiter massivement la bobine supraconductrice, ce qui fait décroître le courant primaire car la résistance primaire n'est plus nulle. Du fait du couplage magnétique, la variation du courant primaire entraîne l'apparition d'un courant au secondaire (loi de Lenz) dont l'amplitude dépend fortement de la rapidité de la transition.

Il ne faut pas que la bobine secondaire soit supraconductrice car si elle transite durant la décharge, la dissipation des pertes joules entraînerait une quantité d'énergie transférée à la charge moindre et donc un rendement plus faible.

2.1.2. Équations électriques et rendement de la décharge

Schéma électrique équivalent pour une décharge par transformateur

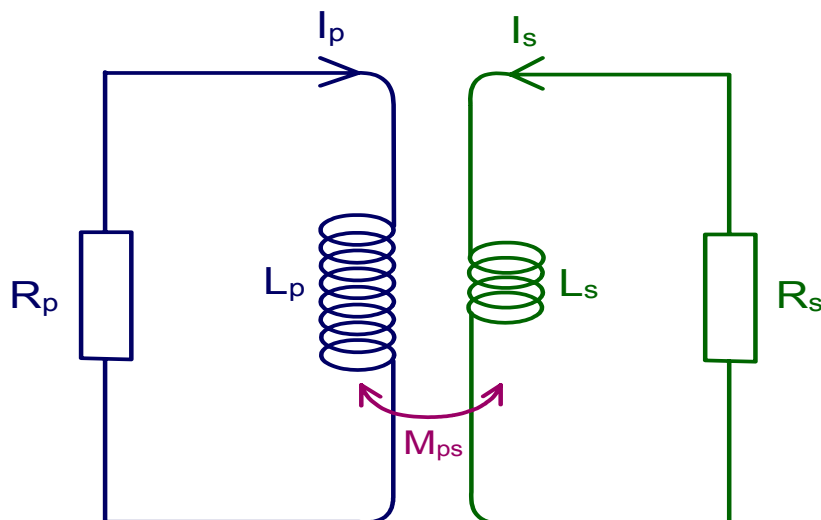


Figure 2.1-2

Avec :

L_p l'inductance propre totale du circuit électrique primaire,

- L_s l'inductance propre totale du circuit électrique secondaire,
- M_{ps} l'inductance mutuelle entre le circuit primaire et le circuit secondaire,
- R_p la résistance totale du circuit électrique primaire,
- R_s la résistance totale du circuit électrique secondaire,
- I_0 le courant de stockage dans la bobine supraconductrice (primaire).

L'énergie stockée initialement dans la bobine supraconductrice vaut :

$$E_0 = \frac{1}{2} \cdot L_p \cdot I_0^2 \quad \text{Eq. 2.1-1}$$

Le circuit électrique de la Figure 2.1-2 peut être représenté par le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} R_p \cdot I_p + L_p \cdot \frac{dI_p}{dt} + M_{ps} \cdot \frac{dI_s}{dt} = 0 \\ R_s \cdot I_s + L_s \cdot \frac{dI_s}{dt} + M_{ps} \cdot \frac{dI_p}{dt} = 0 \end{cases} \quad \text{Eq. 2.1-2}$$

Il est préférable pour étudier la décharge de faire apparaître les différentes constantes de temps :

$$\tau_p = \frac{L_p}{R_p}, \quad \tau_s = \frac{L_s}{R_s} \quad \text{et} \quad k_{ps}^2 = \frac{M_{ps}^2}{L_p \cdot L_s} \quad \text{Eq. 2.1-3}$$

Avec :

- τ_p la constante de temps du primaire,
- τ_s la constante de temps du secondaire,
- k_{ps} le coefficient de couplage magnétique.

Dans le cas d'une décharge impulsionnelle il vaut mieux que les valeurs des constantes de temps τ_p et τ_s soient très petites devant la durée souhaitée de la décharge T_d , afin d'obtenir des variations brèves des courants, utilisant ainsi l'énergie stockée pour l'obtention d'une impulsion.

♦ La constante de temps du primaire τ_p est une fonction de l'énergie stockée et du courant de stockage (Eq. 2.1-1 et Eq. 2.1-3), ainsi que de la résistance de la bobine supraconductrice à l'état normal. Cette grandeur dépend donc fortement de la nature et de la quantité de fil supraconducteur utilisé.

♦ R_s , intervenant dans l'équation de la constante de temps du secondaire τ_s , caractérise la résistance totale du circuit secondaire : c'est-à-dire la résistance de la charge, de la bobine secondaire ainsi que des fils reliant le secondaire à la charge, les soudures, Il faut que la résistance du reste du circuit soit très faible devant celle de la charge pour empêcher qu'une importante partie de l'énergie transférée au secondaire soit perdue avant qu'elle n'arrive à la charge.

♦ Le coefficient de couplage k_{ps} entre le primaire et le secondaire dépend uniquement de la géométrie du système car il n'y a pas de fer.

La résolution du système différentiel ne pose pas de problème particulier. Toutes simplifications faites on trouve :

$$\begin{cases} I_p(t) = I_0 \cdot [K_1 \cdot e^{-t/t_1} + K_2 \cdot e^{-t/t_2}] \\ I_s(t) = t_2 \cdot \frac{M_{ps}}{L_p} \cdot [K_3 \cdot e^{-t/t_1} + K_4 \cdot e^{-t/t_2}] \end{cases} \quad \text{Eq. 2.1-4}$$

Avec :

$$\begin{cases} t_1 = \frac{2 \cdot \tau_p \cdot \tau_s \cdot (1 - k_{ps}^2)}{\tau_p + \tau_s + \sqrt{\Delta}} \\ t_2 = \frac{2 \cdot \tau_p \cdot \tau_s \cdot (1 - k_{ps}^2)}{\tau_p + \tau_s - \sqrt{\Delta}} \end{cases} \quad \text{et } \Delta = (\tau_p + \tau_s)^2 - 4 \cdot \tau_p \cdot \tau_s \cdot (1 - k_{ps}^2) \quad \text{Eq. 2.1-5}$$

Et :

$$\left\{ \begin{array}{l} K_1 = \frac{\frac{1}{t_2} - \frac{1}{\tau_p \cdot (1 - k_{ps}^2)}}{\frac{1}{t_2} - \frac{1}{t_1}} \quad , \quad K_2 = 1 - K_1 \\ K_3 = \left(\frac{1}{\tau_p} - \frac{1 - k_{ps}^2}{t_1} \right) \cdot K_1 \quad \text{et} \quad K_4 = -K_3 \end{array} \right. \quad \text{Eq. 2.1-6}$$

Les expressions des courants (Eq. 2.1-4) nous permettent de calculer les équations des pertes dissipées par effet joule après transition de la bobine supraconductrice :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_p(t) = \int_0^t R_p \cdot I_p(t')^2 \cdot dt' \\ E_s(t) = \int_0^t R_s \cdot I_s(t')^2 \cdot dt' \end{array} \right. \quad \text{Eq. 2.1-7}$$

Avec :

- $E_p(t)$ énergie dissipée par effet joule au primaire à un instant t ,
- $E_s(t)$ énergie dissipée par effet joule au secondaire à un instant t .

Comme l'énergie dissipée par effet joule au secondaire correspond à l'énergie transférée au secondaire, on calcule aisément le rendement :

$$\eta = \frac{E_s(t)}{E_0} \quad \text{Eq. 2.1-8}$$

Le rendement maximum est obtenu en prenant l'énergie transférée au secondaire à la fin de la décharge :

$$\eta_{\max} = \frac{\lim_{t \rightarrow \infty} E_s(t)}{E_0} = k_{ps}^2 \frac{\tau_s}{\tau_s + \tau_p} \quad \text{Eq. 2.1-9}$$

L'équation Eq. 2.1-9 met en jeu le coefficient de couplage magnétique qui ne dépend que de la géométrie du système et un facteur temporel $\frac{1}{1 + \tau_p/\tau_s}$.

Cela montre que le rendement maximum de la décharge est directement proportionnel au carré du coefficient de couplage k_{ps}^2 , ce dernier constitue de plus une borne supérieure pour le rendement.

On voit aussi que les constantes de temps primaire et secondaire doivent être adaptées l'une par rapport à l'autre. Il ne suffit pas que ces deux constantes de temps soient faibles devant le temps de décharge T_d pour obtenir un bon rendement.

En résumé, pour obtenir un rendement acceptable, il faudra que la constante de temps du primaire τ_p soit très inférieure à la constante de temps du secondaire τ_s et que le coefficient de couplage k_{ps} soit le plus proche possible de 1.

2.1.3. Influence de la variation de la résistance primaire

Dans ce qui précède, nous avons supposé que les grandeurs électriques étaient constantes. Dans ce paragraphe nous allons voir la limite de validité de ce modèle lorsque la résistance R_p n'est plus supposée constante.

Cette étude qui a été menée par D. NETTER [6] va montrer l'importance de la variation de la résistance primaire sur l'efficacité de la décharge.

En effet, la résistance primaire ne passe pas brutalement de 0 à $R_{p \max}$. La transition est initialisée en certains points de la bobine supraconductrice par une ou des chaufferettes et les zones résistives se propagent par diffusion de la chaleur à travers le fil. La variation de la résistance primaire dépend à la fois de la vitesse de propagation de la chaleur mais également de la distribution de température dans la bobine, car la résistivité est aussi fonction de la température.

Un modèle simple telle qu'une variation linéaire de la résistance primaire permet déjà de voir l'influence de la rapidité de la transition :

On s'aperçoit que si la transition est trop lente, alors le transfert d'énergie vers la charge est ralenti et par la même occasion que le rendement diminue fortement.

De plus, une augmentation de la durée de la transition entraîne une diminution importante du courant maximum dans la charge. Cela signifie que la bobine supraconductrice doit transiter massivement et atteindre sa résistance maximale le plus vite possible. Comme la résistance du primaire dépend fortement de la température, une transition massive sera inefficace si la température du fil augmente trop lentement.

2.2. Structure choisie

La structure choisie est celle du tore continu, car seule cette structure nous permet de réaliser un système de décharge rapidement (la durée du stage est de six mois).

En effet, contrairement à une structure solénoïdale, le tore minimise le champ électromagnétique de fuite, ce qui permet de concevoir un système sans s'occuper de la pollution électromagnétique.

De plus, la structure du tore continu permet par rapport au tore discontinu de diminuer les résistances de soudures et de contacts, qui nuisent à la circulation du courant primaire sans pertes dans la bobine supraconductrice.

Seul inconvénient, si l'on souhaite diminuer le nombre de soudures, il faut bobiner le fil supraconducteur autour de la structure de façon continue, et on doit faire passer la totalité du fil par le centre du tore pour chaque spire à bobiner.

2.2.1. Choix de la forme du tore

Des études sur l'optimisation de la forme du tore par rapport à la tension mécanique exercée sur une spire montrent que la forme la plus adaptée de la section transversale de la bobine ressemble à la lettre D (voir Figure 2.2-1) connue sous le nom de la forme de Shafranov.

(1) *Forme en D de la section transversale du tore ; (2) Forme circulaire de la section transversale du tore*

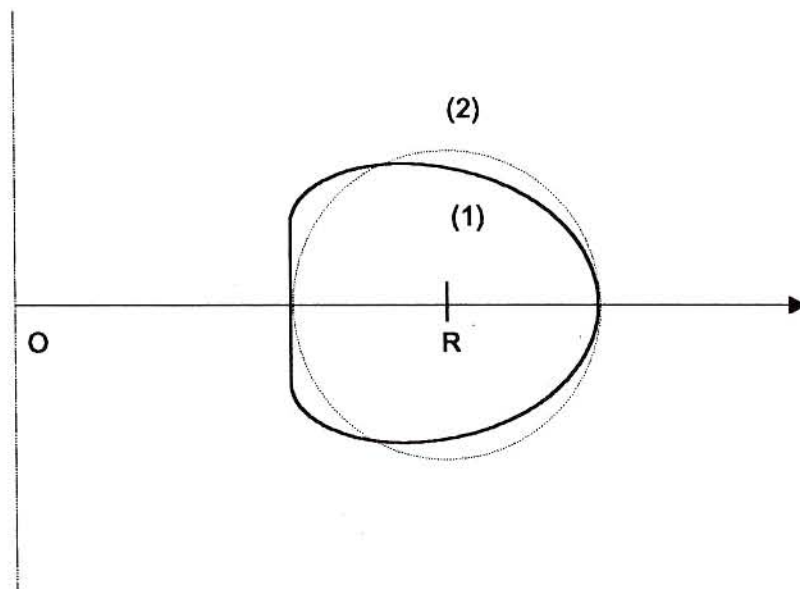


Figure 2.2-1

En d'autres termes, une telle forme permet de minimiser les contraintes mécaniques sur le conducteur ; la tension maximale est réduite de presque 10% par rapport à celle exercée sur un tore dont la section transversale est circulaire. Par ailleurs, elle permet également d'avoir le maximum d'énergie stockée dans la bobine, et ce pour une longueur de fil donnée. Le gain obtenu sur l'énergie maximale est de l'ordre de 18%.

Cependant, pour des raisons de simplification de la technologie de fabrication et d'étude, notre choix a porté sur un tore de section transversale circulaire ou elliptique.

2.3. Transition de la bobine supraconductrice

Deux modes de transition par dépassement de la température critique T_c sont envisageables :

- ♦ Le premier consiste à mettre en série avec la bobine primaire un interrupteur supraconducteur que l'on fera transiter de façon à transférer l'énergie vers le secondaire. Cette approche a pour avantage de rendre indépendante l'étude de la fonction interrupteur et de la fonction stockage d'énergie.

- ♦ Le second consiste à utiliser la bobine supraconductrice comme interrupteur.

C'est ce dernier mode de transition que nous étudierons car sinon il faut étudier complètement la fonction interrupteur qui doit supporter de fortes contraintes thermiques et diélectriques.

Dans la thèse [6], la transition de la bobine supraconductrice était réalisée par des chaufferettes réparties stratégiquement autour de la bobine supraconductrice. Il s'est avéré que cette méthode n'est pas la meilleure, en effet il fut très difficile de faire transiter la bobine supraconductrice de manière massive et rapide.

Une autre solution consiste à l'utilisation d'une chaufferette (fil fortement résistif) qui serait directement en contact avec le fil supraconducteur sur toute sa longueur. C'est avec cette méthode que nous essayerons de faire transiter la bobine. On envisage la mise en parallèle de plusieurs brins supraconducteur (trois ou six habituellement) avec un fil de cuivre qui constituerait l'âme centrale de manière à conserver une certaine symétrie. En fonction des caractéristiques des fils supraconducteurs disponibles et du courant que l'on souhaite faire circuler à l'intérieur, nous regarderons quelle possibilité est la meilleure.

2.3.1. Caractéristiques d'un brin supraconducteur

*Caractéristiques des différents brins supraconducteurs de type 54S43
(Supercon Inc.)*

Type (Cu:SC)	Diamètre (in.)	Diamètre (mm)	I _c (A) à 4.2K B (Tesla)			
			9	7	5	3
54S43 (1.3:1) 43.48%	0.04	1.016	180	500		
	0.035	0.889	135	380	630	
	0.03	0.762	105	310	525	760
	0.025	0.635	77	215	350	505
	0.02	0.508	45	140	225	315
	0.016	0.4064	30	90	150	205
	0.011	0.2794	14	43	70	90
0.0045	0.1143	2	6	7.5	9	

Tableau 2.3-1

Nous souhaitons commander un brin supraconducteur de type 54S43, en effet au moment de notre étude, ce fil est celui qui comprend le moins de cuivre (43%) et de plus le fabricant est l'un des moins chers.

Nous souhaitons faire passer environ 260 A dans le fil supraconducteur, cela représente le maximum de notre alimentation en courant. Si le fil est composé de n brins en parallèle alors on peut considérer que le courant qui traverse un brin est de 260 n ampères. Ce qui donne 86.7 A et 43.3 A pour un fil composé respectivement de trois et six brins supraconducteurs.

L'induction maximale que nous pouvons créer avec notre tore à 260 A est de l'ordre de deux à trois teslas, par conséquent la seule solution consiste à utiliser trois brins de 0.28 mm (voir encadrement en gras dans le Tableau 2.3-1) pour que le point de fonctionnement se trouve le plus proche possible du point de fonctionnement critique du supraconducteur.

2.3.2. Caractéristiques de la chaufferette

Le fil de chaufferette doit être un fil très résistif et dont la conductivité thermique est importante. Le cuivre est généralement utilisé pour réaliser ce genre de fonction.

De plus, le fil servant de chaufferette va être en contact avec les fils supraconducteurs, il faut donc une isolation électrique autour de celui-ci. Cette isolant électrique doit avoir une bonne conductivité thermique et un bon comportement aux variations brutales de température.

2.3.3. Fil supraconducteur et sa chaufferette

Schéma du fil supraconducteur avec son système de déclenchement par dépassement de la température critique



Figure 2.3-1

Les trois brins supraconducteurs (NbTi sur la Figure 2.3-1) sont torsadés autour du fil de cuivre isolé qui constitue l'âme centrale. Le diamètre global du fil ainsi constitué est de l'ordre de 1 mm. L'opération de torsadage permet avant tout de solidifier la structure du fil, ce qui permettra un bobinage moins délicat à réaliser.

TROISIEME CHAPITRE :

DIMENSIONNEMENT MAGNETIQUE

Les grandeurs intéressantes pour le dimensionnement magnétique d'un tore continu sont :

- ♦ L'induction maximale sur fil B_{\max} ,
- ♦ L'énergie qu'il peut emmagasiner E_0 ,
- ♦ Le coefficient de couplage entre primaire et secondaire k_{ps} .

En effet, le fil supraconducteur, comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, comporte une induction critique au-delà de laquelle il devient non supraconducteur. La connaissance de cette induction est nécessaire au choix du fil supraconducteur.

Il est également intéressant de connaître l'énergie stockée dans la bobine primaire car c'est elle, lorsque le système est bien dimensionné ($\tau_p \ll \tau_s$ et k_{ps}^2 proche de 1), qui va donner l'importance de la décharge impulsionnelle.

Le coefficient de couplage k_{ps} dépend uniquement de la géométrie du système, il y a donc tout intérêt à correctement étudier ce paramètre pour optimiser le rendement.

La détermination de l'énergie du primaire permet également de connaître son inductance, celle-ci ayant une importance capitale sur la constante de temps mais également sur le rendement de la décharge.

3.1. Calcul du champ créée par un tore mince continu

Nous allons examiner dans cette partie le cas d'un tore mince continu dont la structure géométrique est illustrée par la Figure 3.1-1 et calculer l'induction magnétique en tout point.

Structure géométrique d'un tore continu

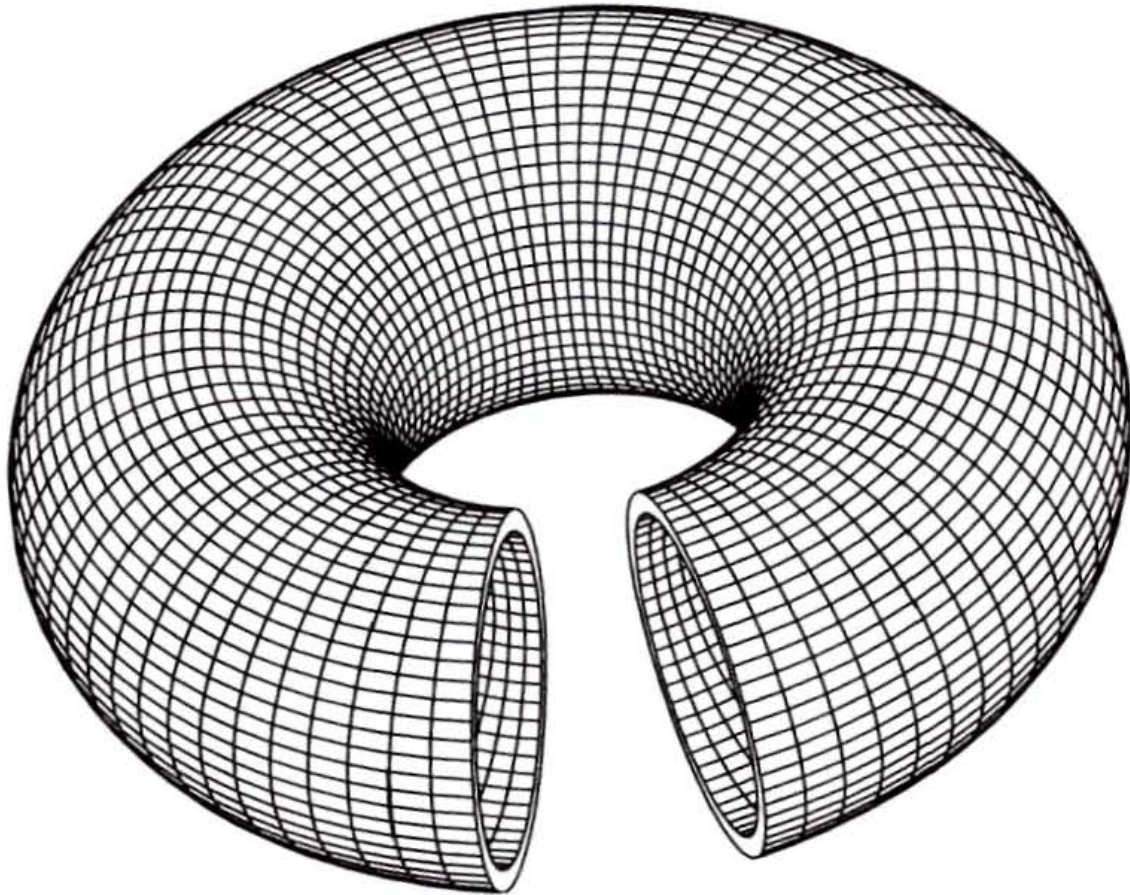


Figure 3.1-1

3.1.1. Géométrie du tore mince continu

Soit le tore mince continu illustré par la Figure 3.1-2, ses caractéristiques géométriques sont : le rayon moyen R , le rayon intérieur R_i et le nombre de spires N_{sp} .

Soit M un point quelconque de l'espace, il est repéré par ses coordonnées r , ψ et θ .

Notations et géométrie du tore mince continu

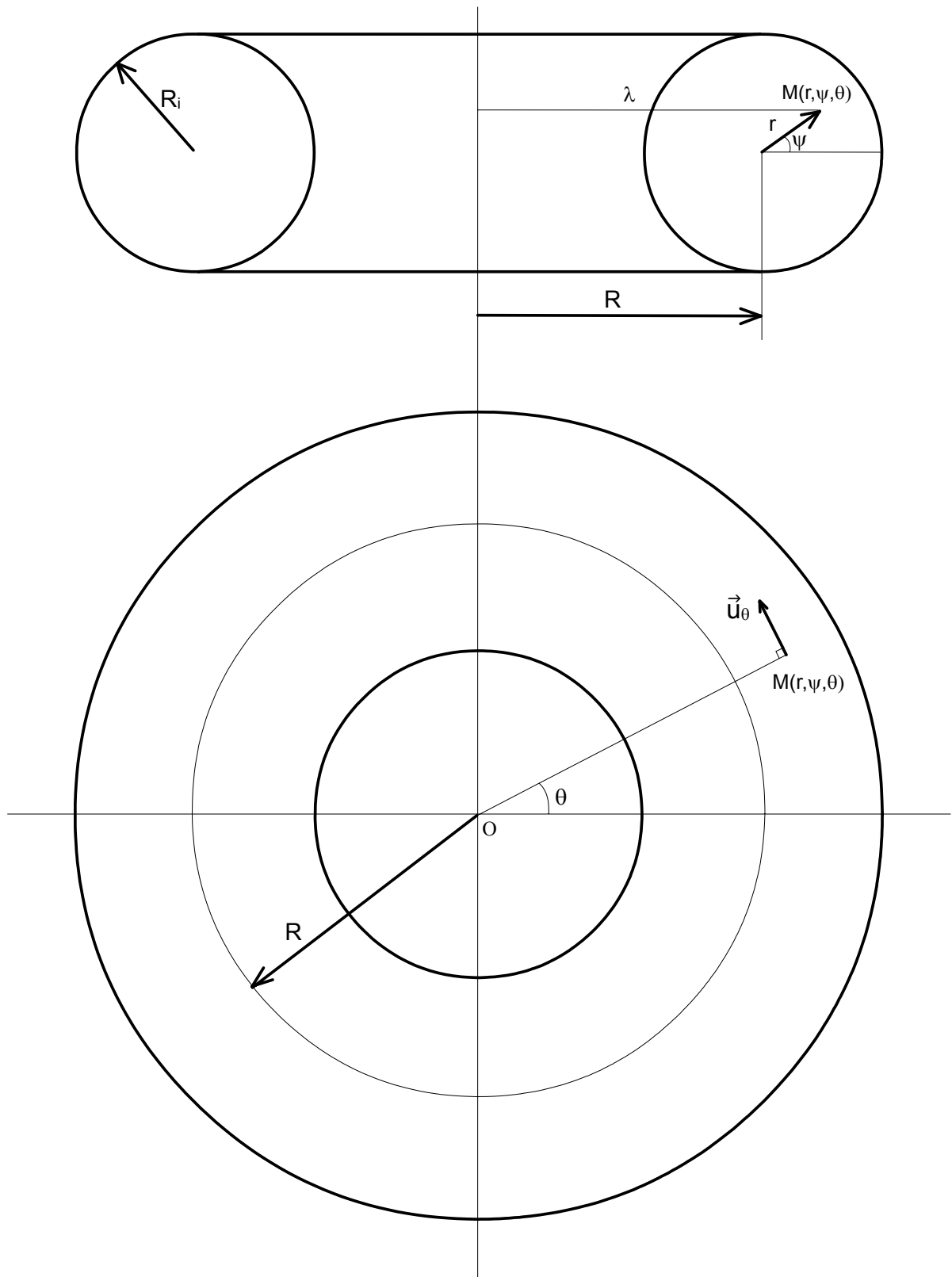


Figure 3.1-2

3.1.2. Calcul de l'induction magnétique créée par un tore

Le tore étant parcouru par un courant I_0 , la structure toroïdale est invariante par toute rotation de centre O et d'angle θ , il en découle que l'induction magnétique est indépendante de θ . On peut alors écrire :

$$\vec{B}(M) = B(r, \psi) \cdot \vec{u}_\theta \quad \text{Eq. 3.1-1}$$

Pour calculer $B(r, \psi)$, on distingue deux régions :

- ♦ Pour $r \leq R_i$:

On applique le théorème d'Ampère :

$$\oint_{\Gamma} \vec{H}(M) \cdot d\vec{M} = N_{sp} \cdot I_0 \quad \text{Eq. 3.1-2}$$

Avec :

Γ le contour fermé de rayon λ .

De plus $d\vec{M} = \lambda \cdot d\theta \cdot \vec{u}_\theta = (R + r \cdot \cos(\psi)) \cdot d\theta \cdot \vec{u}_\theta$, et $\vec{H}(M) = \frac{B(r, \psi)}{\mu_0} \cdot \vec{u}_\theta$.

On aboutit à l'expression de l'induction suivante :

$$B(r, \psi) = \frac{\mu_0 \cdot N_{sp} \cdot I_0}{2\pi \cdot (R + r \cdot \cos(\psi))} \quad \text{Eq. 3.1-3}$$

- ♦ Pour $r > R_i$:

Les lignes de champ sont confinées à l'intérieur. Par conséquent le champ à l'extérieur du tore est nul : $\vec{B}(M) = \vec{0}$.

En conclusion, l'induction magnétique créée par un tore mince continu a pour expression :

$$\begin{aligned} \vec{B}(M) &= B(r, \psi) \cdot \vec{u}_\theta \\ r \leq R_i, \quad B(r, \psi) &= \frac{\mu_0 \cdot N_{sp} \cdot I_0}{2\pi \cdot (R + r \cdot \cos(\psi))} \\ r > R_i, \quad \vec{B}(M) &= \vec{0} \end{aligned} \quad \text{Eq. 3.1-4}$$

Pour obtenir l'induction maximale il faut prendre la ligne d'induction qui parcourt le plus court chemin. L'induction magnétique $B(r, \psi)$ est donc maximale pour $r = R_i$ et $\psi = \pm \pi$, ce qui donne la relation suivante :

$$B_{\max} = \frac{\mu_0 \cdot N_{sp} \cdot I_0}{2\pi} \cdot \frac{1}{(R - R_i)} \quad \text{Eq. 3.1-5}$$

Le nombre de spires est déterminé en divisant la longueur du fil par la longueur d'une spire :

$$N_{sp} = \frac{l_{fil}}{2\pi \cdot R_i} \quad \text{Eq. 3.1-6}$$

D'où :

$$B_{\max} = \frac{\mu_0 \cdot l_{fil} \cdot I_0}{4\pi^2 \cdot R_i \cdot (R - R_i)} \quad \text{Eq. 3.1-7}$$

On préférera lors de cette étude l'utilisation de paramètres sans dimensions ($\alpha = R_i/R$) qui sont appelés facteurs de forme.

$$B_{\max} = \frac{\mu_0 \cdot l_{fil} \cdot I_0}{4\pi^2 \cdot R^2} \cdot B_t(\alpha) \quad \text{Eq. 3.1-8}$$

Avec :

$$B_t(\alpha) = \frac{1}{\alpha \cdot (1 - \alpha)}$$
 une fonction qui ne dépend que du paramètre adimensionnel

α du tore.

On voit déjà par cette fonction que l'induction maximale, à R donné et à longueur de fil donnée, admet un minimum lorsque α vaut 1/2.

3.2. Calcul de l'énergie magnétique

Dans cette partie nous allons exprimer l'énergie magnétique stockée par un tore mince continu et ensuite déduire l'expression des inductances propres. L'expression de ces grandeurs nous sera utile pour le dimensionnement de la bobine de stockage supraconductrice toroïdale.

L'énergie magnétique stockée par le tore continu est donnée par l'expression suivante :

$$E_0 = \iiint_{\mathfrak{R}^3} \frac{B^2(M)}{2\mu_0} \cdot d\mathfrak{V} \quad \text{Eq. 3.2-1}$$

Où $\vec{B}(M)$ est l'induction magnétique créée par le tore au point M et \mathfrak{R}^3 représente tout l'espace.

On connaît également la relation $d\mathfrak{V} = r \cdot (R + r \cdot \cos(\psi)) \cdot d\psi \cdot dr \cdot d\theta$.

3.2.1. Tore à section circulaire

$$\begin{aligned}
 E_0 &= 2\pi \cdot \int_0^{R_i} r \cdot \left(\int_0^{2\pi} \frac{B^2(r, \psi)}{2 \cdot \mu_0} \cdot (R + r \cdot \cos(\psi)) \cdot d\psi \right) \cdot dr \\
 &= \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot \int_0^{R_i} r \cdot \left(\int_0^{\pi} \frac{1}{R + r \cdot \cos(\psi)} \cdot d\psi \right) \cdot dr
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 3.2-2}$$

On pose :

$$\tan\left(\frac{\psi}{2}\right) = t \Rightarrow \cos(\psi) = \frac{1-t^2}{1+t^2} \quad \text{et} \quad d\psi = \frac{2}{1+t^2} \cdot dt
 \tag{Eq. 3.2-3}$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned}
 \int_0^{\pi} \frac{1}{R + r \cdot \cos(\psi)} \cdot d\psi &= \int_0^{\infty} \frac{2}{(R+r) + (R-r) \cdot t^2} \cdot dt \\
 &= \frac{2}{R+r} \sqrt{\frac{R+r}{R-r}} \cdot \int_0^{\infty} \frac{1}{1+u^2} \cdot du \\
 &= \frac{2}{\sqrt{R^2 - r^2}} \cdot [\arctan(u)]_0^{\infty} \\
 &= \frac{\pi}{\sqrt{R^2 - r^2}}
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 3.2-4}$$

Et par conséquent :

$$\begin{aligned}
 E_0 &= \frac{\mu_0}{2} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot \int_0^{R_i} \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}} \cdot dr \\
 &= \frac{\mu_0}{2} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot \left[\sqrt{R^2 - r^2} \right]_0^{R_i} \\
 &= \frac{\mu_0}{2} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot \left[R - \sqrt{R^2 - R_i^2} \right]
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 3.2-5}$$

En utilisant Eq. 3.1-6, on obtient alors :

$$E_0 = \frac{\mu_0}{8\pi^2} \cdot I_{\text{fil}}^2 \cdot I_0^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_c(\alpha) \quad \text{Eq. 3.2-6}$$

Avec :

$E_c(\alpha) = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha^2}}{\alpha^2}$ une fonction qui ne dépend que du paramètre adimensionnel α du tore à section circulaire.

Par ailleurs l'expression liant l'énergie magnétique du tore continu à son inductance s'écrit :

$$E_0 = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I_0^2 \quad \text{Eq. 3.2-7}$$

Il en découle l'expression de l'inductance propre du tore continu à section circulaire :

$$L_c = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot I_{\text{fil}}^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_c(\alpha) \quad \text{Eq. 3.2-8}$$

3.2.2. Tore à section elliptique

Le tore à section elliptique (Figure 3.2-1) a ceci d'intéressant qu'il permet de mieux utiliser le fil supraconducteur, car une plus grande partie de celui-ci se trouve à proximité de l'induction maximale B_{max} .

Pour un tore à section elliptique, les formules sont très peu différentes de ceux d'un tore à section circulaire, mais l'obtention des résultats passent par l'évaluation d'intégrales elliptiques, ce qui rend difficile la résolution analytique.

Dans cette partie, nous allons donc calculer l'expression de l'énergie électromagnétique d'un tore mince continu à section elliptique.

Notations et géométrie d'un tore mince à section elliptique

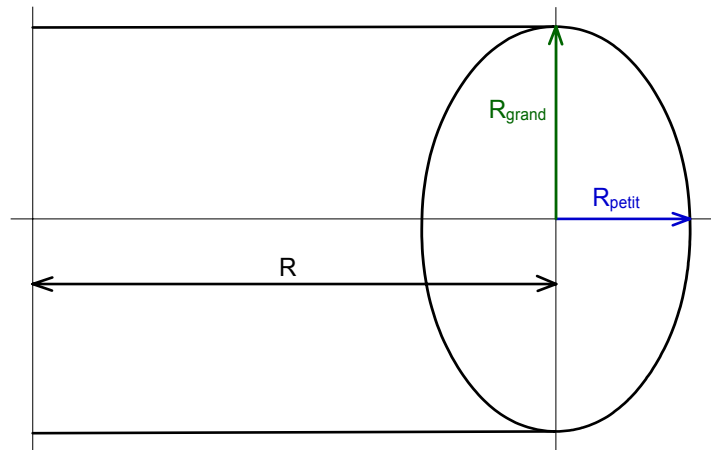


Figure 3.2-1

$$\begin{aligned}
 E_0 &= 2\pi \cdot \int_0^{2\pi} \left(\int_0^{\rho(\psi)} \frac{B^2(r, \psi)}{2 \cdot \mu_0} \cdot r \cdot (R + r \cdot \cos(\psi)) \cdot dr \right) \cdot d\psi \\
 &= \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot \int_0^{\pi} \left(\int_0^{\rho(\psi)} \frac{r}{R + r \cdot \cos(\psi)} \cdot dr \right) \cdot d\psi
 \end{aligned}
 \tag{Eq. 3.2-9}$$

Avec :

$$\rho(\psi) = \frac{R_i}{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi)}},$$

$\varepsilon = \frac{R_{petit}}{R_{grand}}$ est le coefficient d'aplatissement par rapport au cercle de rayon R_i .

On pose de plus l'égalité $R_i = R_{petit}$ qui permet de conserver la relation $\alpha = R_i/R$.

La première intégrale (suivant dr) se calcule sans difficulté, on obtient alors :

$$E_0 = \frac{\mu_0}{2} \cdot N_{sp}^2 \cdot I_0^2 \cdot R \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \int_0^{\pi} \frac{1}{\cos(\psi)} \cdot \left(\frac{1}{\cos(\psi)} \cdot \text{Log} \left(\frac{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi)}}{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi)} + \alpha \cdot \cos(\psi)} \right) \dots \right) \cdot d\psi$$

Eq. 3.2-10

Ou encore :

$$E_0 = \frac{\mu_0}{8\pi^2} \cdot I_{\text{fil}}^2 \cdot I_0^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_e(\alpha, \varepsilon) \quad \text{Eq. 3.2-11}$$

Avec :

$$E_e(\alpha, \varepsilon) = \frac{1}{\pi \cdot \alpha^2} \cdot \int_0^\pi \frac{1}{\cos(\psi)} \cdot \left(\frac{1}{\cos(\psi)} \cdot \text{Log} \left(\frac{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi)}}{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi) + \alpha \cdot \cos(\psi)}} \right) \dots \right. \\ \left. + \frac{\alpha}{\sqrt{1 - (1 - \varepsilon^2) \cdot \sin^2(\psi)}} \right) \cdot d\psi$$

une fonction qui ne dépend que des paramètres adimensionnels α et ε du tore à section elliptique.

Il en découle l'expression de l'inductance propre du tore continu à section elliptique :

$$L_e = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot I_{\text{fil}}^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_e(\alpha, \varepsilon) \quad \text{Eq. 3.2-12}$$

L'intégrale restant à déterminer dans $E_e(\alpha, \varepsilon)$ sera calculée numériquement par les méthodes connues (méthode des trapèzes, Gauss Legendre, Monte-Carlo, ...).

3.3. Expression de l'inductance mutuelle entre deux tores minces continus

Nous allons ici exprimer l'inductance mutuelle entre deux tores minces continus imbriqués. Cette grandeur contribue à l'évaluation du coefficient de couplage magnétique du transformateur impulsionnel dont le primaire et le secondaire sont des bobines toroïdales continues imbriquées.

3.3.1. Formulation de la mutuelle en fonction des inductions magnétiques

Soient deux tores continus imbriqués, leurs paramètres géométriques sont donnés sur la Figure 3.3-1. On définit les coefficients adimensionnels suivants :

$$\alpha_p = \frac{R_{i_p}}{R} \text{ et } \alpha_s = \frac{R_{i_s}}{R} \quad \text{Eq. 3.3-1}$$

Paramètres géométriques des tores

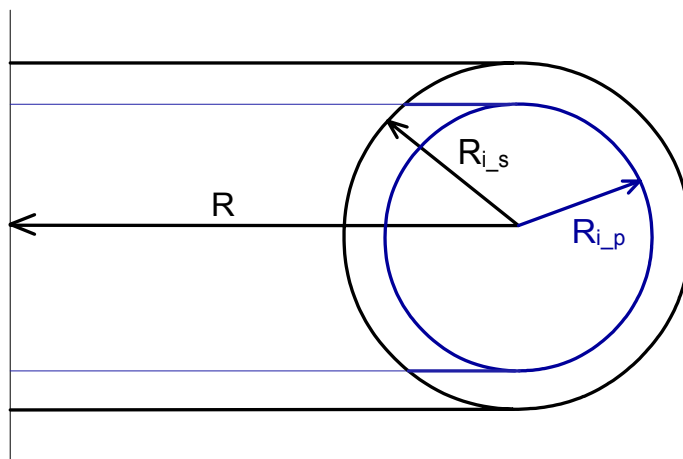


Figure 3.3-1

L'expression de l'inductance mutuelle entre le tore primaire et le tore secondaire est :

$$M_{ps} = \frac{1}{\mu_0 \cdot I_p \cdot I_s} \cdot \iiint_{\mathcal{R}^3} \vec{B}_p(M) \cdot \vec{B}_s(M) \cdot d\mathcal{V} \quad \text{Eq. 3.3-2}$$

I_p et I_s sont respectivement le courant circulant dans les tores primaire et secondaire.

$\vec{B}_p(M)$ et $\vec{B}_s(M)$ sont respectivement l'induction magnétique créée par le tore primaire et secondaire.

\mathcal{R}^3 signifie que l'intégration se fait sur tout l'espace.

3.3.2. Calcul de l'inductance mutuelle

A la lumière des résultats concernant le calcul de champ créé par un tore mince continu, il en découle :

$$\begin{aligned} r \leq R_{i_p}, \quad \vec{B}_p(M) &= \frac{\mu_0 \cdot N_{sp_p} \cdot I_p}{2\pi \cdot (R + r \cdot \cos(\psi))} \cdot \vec{u}_\theta \quad \text{et} \quad \vec{B}_s(M) = \frac{\mu_0 \cdot N_{sp_s} \cdot I_s}{2\pi \cdot (R + r \cdot \cos(\psi))} \cdot \vec{u}_\theta \\ R_{i_p} < r \leq R_{i_s}, \quad \vec{B}_p(M) &= \vec{0} \quad \text{et} \quad \vec{B}_s(M) = \frac{\mu_0 \cdot N_{sp_s} \cdot I_s}{2\pi \cdot (R + r \cdot \cos(\psi))} \cdot \vec{u}_\theta \\ R_{i_s} < r, \quad \vec{B}_p(M) &= \vec{0} \quad \text{et} \quad \vec{B}_s(M) = \vec{0} \end{aligned}$$

Eq. 3.3-3

On remplace ces relations dans l'expression de la mutuelle et on calcule les trois intégrales, on aboutit alors au résultat suivant :

$$M_{ps} = \mu_0 \cdot N_{sp_p} \cdot N_{sp_s} \cdot R \cdot \alpha_p^2 \cdot E_x(\alpha_p, \varepsilon_p) \quad \text{Eq. 3.3-4}$$

Avec :

$E_x(\alpha_p, \varepsilon_p)$ une fonction qui ne dépend que des facteurs de forme du tore primaire.

De plus, en fonction de la forme de la section du tore, on choisira :

$$\diamond E_x(\alpha, \varepsilon) = \begin{cases} E_c(\alpha) \\ \text{ou} & \text{pour un tore à section circulaire,} \\ E_e(\alpha, 1) \end{cases}$$

$$\diamond E_x(\alpha, \varepsilon) = E_e(\alpha, \varepsilon) \text{ pour un tore à section elliptique.}$$

On peut également exprimer l'inductance mutuelle entre les deux tores minces continus primaire et secondaire en faisant intervenir les longueurs de fil :

$$M_{ps} = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot l_{\text{fil}_p} \cdot l_{\text{fil}_s} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\alpha_p}{\alpha_s} \cdot E_x(\alpha_p, \varepsilon_p) \quad \text{Eq. 3.3-5}$$

3.4. Expression du coefficient de couplage k entre deux tores minces continus

Comme nous l'avons vu lors de l'étude du circuit électrique, le coefficient de couplage k_{ps} entre la bobine primaire et secondaire tient un rôle important dans le rendement de la décharge.

Sa formulation la plus connue est la suivante :

$$k_{ps} = \frac{M_{ps}}{\sqrt{L_p \cdot L_s}} \quad \text{Eq. 3.4-1}$$

Nous avons déjà calculé toutes les grandeurs permettant la détermination du coefficient de couplage entre deux tores minces continus. Voici, leur expression :

$$M_{ps} = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot I_{fil_p} \cdot I_{fil_s} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{\alpha_p}{\alpha_s} \cdot E_x(\alpha_p, \varepsilon_p) \quad \text{Eq. 3.4-2}$$

$$L_p = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot I_{fil_p}^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_x(\alpha_p, \varepsilon_p) \quad \text{Eq. 3.4-3}$$

$$L_s = \frac{\mu_0}{4\pi^2} \cdot I_{fil_s}^2 \cdot \frac{1}{R} \cdot E_x(\alpha_s, \varepsilon_s) \quad \text{Eq. 3.4-4}$$

On aboutit à :

$$k_{ps} = \frac{\alpha_p}{\alpha_s} \cdot \sqrt{\frac{E_x(\alpha_p, \varepsilon_p)}{E_x(\alpha_s, \varepsilon_s)}} \quad \text{Eq. 3.4-5}$$

Par conséquent le coefficient de couplage magnétique entre les deux tores minces continus primaire et secondaire dépend uniquement des facteurs de forme des tores. De plus, la valeur maximale est atteinte lorsque $\alpha_s \rightarrow \alpha_p$, ce qui signifie que l'épaisseur de la bobine supraconductrice primaire doit être la plus faible possible pour avoir le meilleur coefficient de couplage.

C'est ce critère qui nous a guidé vers l'étude des tores continus « minces », plutôt que vers celle des tores continus « épais ».

QUATRIEME CHAPITRE :

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Le rôle de la partie expérimentale est de montrer qu'une transition de la bobine supraconductrice par un fil de cuivre constituant l'âme centrale du fil supraconducteur est possible. De plus, il sera intéressant de voir si cette transition massive va provoquer l'apparition rapide d'une forte résistance dans le circuit primaire, mais compte tenu des caractéristiques du fil. Cela est peu probable car le fil supraconducteur comporte trop de cuivre pour être fortement résistif à l'état normal.

Dans ce chapitre nous allons décrire, puis étudier notre dispositif expérimental, pour ainsi pouvoir analyser et interpréter les courbes expérimentales de la décharge.

4.1. Environnement

Pour la construction de notre système de décharge, il a fallu tenir compte du matériel disponible au laboratoire.

4.1.1. Matériel disponible

Nous avons à notre disposition :

- ♦ Une alimentation en courant 260 A spécifique aux bobines supraconductrices,

- ♦ Un environnement cryogénique comprenant :
 - un cryostat de diamètre interne de 200 mm,
 - une pompe à vide,
 - un bidon d'hélium liquide et deux d'azote liquide,
 - un niveau pour situer la quantité d'hélium liquide restante dans le cryostat.

- ♦ Un oscilloscope avec lecteur de disquettes 3^{1/2} permettant de stocker les mesures sur un ordinateur.

Les seules grandeurs facilement mesurables lors de notre décharge impulsionnelle sont les courants primaire, secondaire et chaufferette. Voici quelques explications sur le matériel utilisé pour nos mesures :

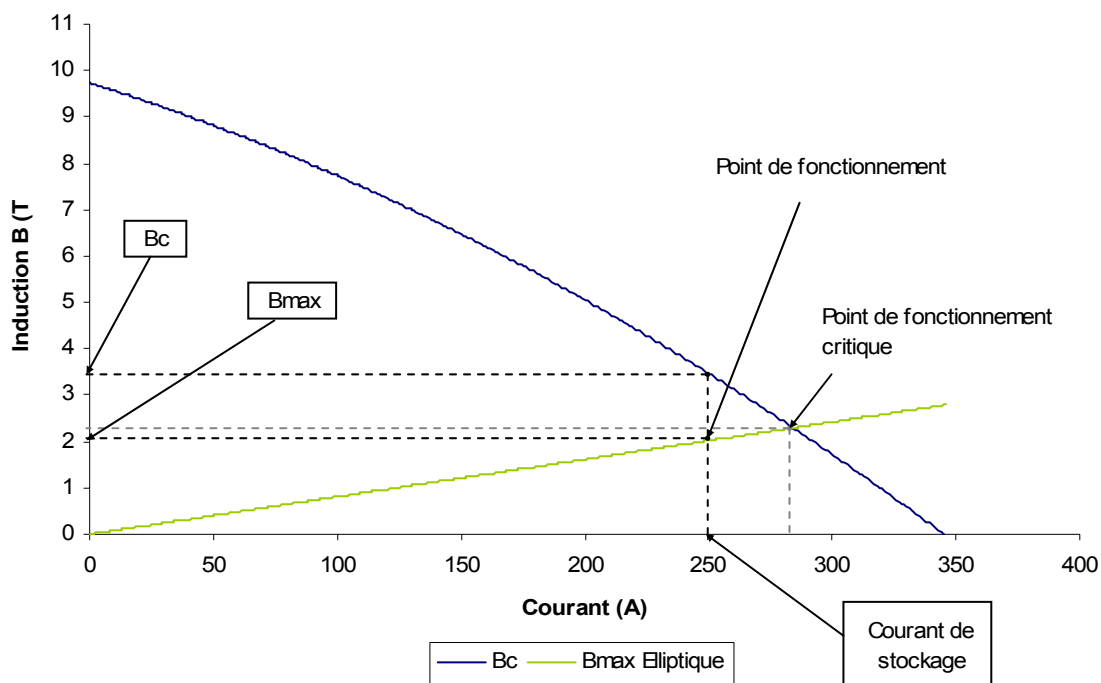
- ✧ Le courant primaire est mesuré à l'aide d'un shunt 100 A légèrement sous dimensionné, il faudra donc veiller à ce qu'il ne chauffe pas trop durant les essais,

- ✧ La mesure du courant secondaire s'effectue par un shunt 50 A, celui-ci ne pose pas de problème particulier car le courant qui le traverse retombe vite à 0. Pour vérifier tout de même de la véracité de nos mesures en régime impulsionnel, nous l'avons testé sur une décharge capacitive et nous avons obtenu un résultat concluant avec un courant impulsionnel maximum de 2 kA dans le shunt 50 A,

- ✧ La mesure du courant de la chaufferette s'effectue simplement par une pince de courant, car la bande passante limitée de la pince n'est pas importante ici contrairement aux mesures des courants primaire et secondaire.

4.1.2. Point de fonctionnement du fil supraconducteur

Courbe critique $B_c(I)$ et points de fonctionnement



Courbe 4.1-1

On peut lire sur ce graphique :

Désignation	Valeur	Unité
I_0	250	A
B_{max} (induction maximale sur fil)	2.02	T
B_c (induction critique du fil supraconducteur)	3.47	T

Ce sont ces grandeurs qui fixent le point de fonctionnement du système.

4.1.3. Caractéristiques du tore utilisé

La structure que nous avons utilisé pour concevoir notre transformateur impulsif est un gabarit de tore en altuglas à section elliptique.

En effet, le délai de fabrication d'une autre structure en altuglas, nous permettant de travailler plus proche du point de critique du fil, était trop important pour permettre au projet d'aboutir.

Pour le primaire

Désignation	Valeur	Unité
N_{sp_p}	2017	
l_{fil_p}	320	m
Epaisseur à l'intérieure	4.5	mm
Epaisseur à l'extérieure (en moyenne)	2.5	mm
R	70	mm
R_petit	20	mm
R_grand	30	mm
α_p	29	%
ε_p	67	%
Diamètre intérieur	91	mm
Diamètre extérieur	185	mm

Pour le secondaire

Désignation	Valeur	Unité
N_{sp_s}	40	
l_{fil_s}	7	m
Epaisseur à l'intérieure	0.7	mm
Epaisseur à l'extérieure (en moyenne)	0.3	mm
R	70	mm
R_petit	23	mm
R_grand	33	mm
α_s	33	%
ε_s	70	%
Diamètre intérieur	90	mm
Diamètre extérieur	186	mm

Avec ces paramètres, nous pouvons déterminer les différentes grandeurs électriques du système de décharge, notamment les inductances :

Désignation	Valeur	Unité
L_p calculée	22	mH
L_s calculée	11.4	μ H
M_{ps} calculée	443	μ H
d'où k_{ps}	88	%

Désignation	Valeur	Unité
L_p mesurée	23	mH
L_s mesurée	10.4	μ H
M_{ps} mesurée	444	μ H
d'où k_{ps}	91	%

Dans la pratique, on a pu mesurer de manière très sûre ces différentes grandeurs et l'on ne peut que constater la concordance des valeurs.

Les résistances ne sont pas calculées à l'avance car nous ne connaissons pas la résistivité exacte des fils à 4.2 K (température de l'hélium liquide). Nous nous contenterons donc de la mesure. Dans ce tableau, R_p et R_s représentent les résistances globales des circuits primaire et secondaire.

Désignation	Valeur (à 4.2 K)	Unité
R_p (état supraconducteur)	5	$m\Omega$
R_p (état normal)	480	$m\Omega$
R_s	15	$m\Omega$

De plus, compte tenu de l'inductance du tore primaire, si le courant de stockage est de 250 A, alors l'énergie stockée dans la bobine supraconductrice est de 700 J.

4.2. Modèle théorique et simulations

Nous avons vu que notre système est en fait constitué de trois circuits électriques : le circuit primaire, le secondaire et la chaufferette. Ces trois circuits sont couplés magnétiquement, donc pour éviter une décharge inintéressante qui se produirait dans la chaufferette en même temps que dans le secondaire, on a recours à une diode en série sur la chaufferette pour bloquer le courant de décharge.

Cette diode va devoir supporter de fortes tensions inverses de plusieurs kV dans le cas d'une décharge très rapide. Nous considérerons dans ce qui va suivre que notre système n'est constitué que de deux circuits électriques (Eq. 4.2-1), c'est-à-dire qu'il existe une diode capable de réaliser l'ouverture du circuit constitué par la chaufferette. Ceci nous permettra ensuite de calculer la tension appliquée aux bornes de la diode.

L'ouverture du circuit de la chaufferette par la diode n'est pas importante pour la transition de la bobine. En effet, lorsque la bobine transite et que le courant de décharge commence à apparaître dans la chaufferette alors la diode ouvre le circuit de la chaufferette, la transition ne peut alors plus être arrêtée car il se produit un effet d'avalanche dans le matériaux supraconducteur.

Dans cette partie, nous allons étudier le système de décharge impulsionnelle en regardant l'influence de la résistance primaire sur les courants de la décharge et sur le rendement.

Les courants sont obtenus par résolution (Runge-Kutta d'ordre 4) du système différentiel suivant :

$$\begin{cases} R_p(t) \cdot I_p(t) + L_p \cdot \frac{dI_p(t)}{dt} + M_{ps} \cdot \frac{dI_s(t)}{dt} = 0 \\ R_s \cdot I_s(t) + L_s \cdot \frac{dI_s(t)}{dt} + M_{ps} \cdot \frac{dI_p(t)}{dt} = 0 \end{cases} \quad \text{Eq. 4.2-1}$$

CHAPITRE IV : Résultats expérimentaux

Avec un modèle de variation de la résistance primaire du type exponentiel :

$$R_p(t) = R_{p_normal} \cdot (1 - e^{-t/\tau}) \quad \text{Eq. 4.2-2}$$

La résistance du primaire à l'état normal (à l'intérieur du cryostat) est estimée par une méthode Voltampère-métrique à environ 0.5Ω . Nous rentrons les valeurs des différentes grandeurs du système dans un classeur sous Excel (Figure 4.2-1), ce dernier nous permet alors d'obtenir l'allure des courants de la décharge (Courbe 4.2-1) pour un courant de stockage I_0 de 200 A.

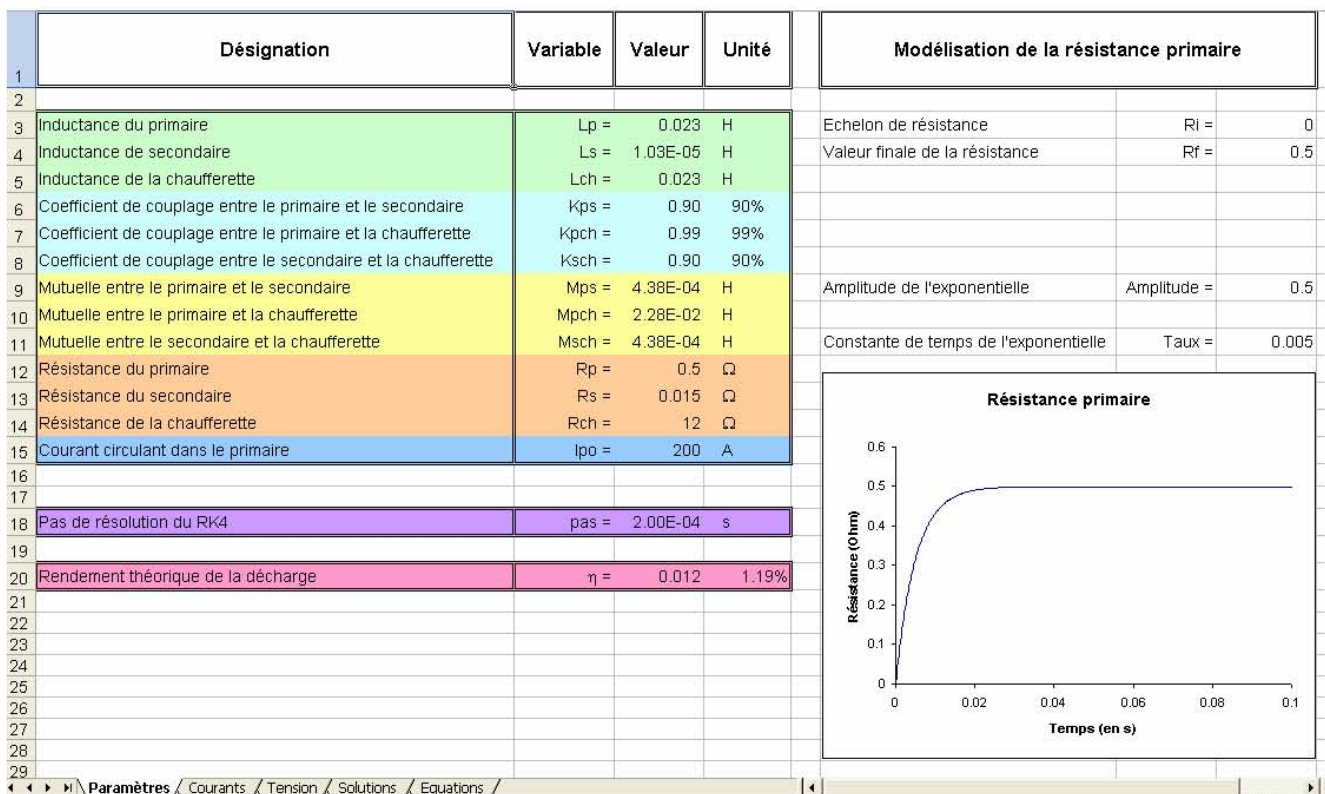
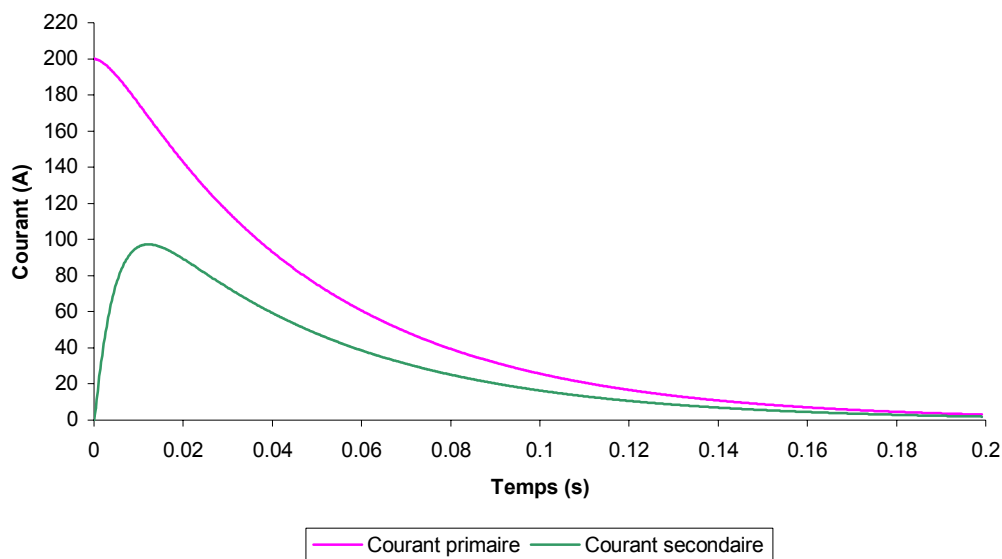


Figure 4.2-1

Le rendement de la décharge lors de cette simulation est de 1.2 %, ce qui nous donne un aperçu du rendement que l'on pourra obtenir avec notre système.

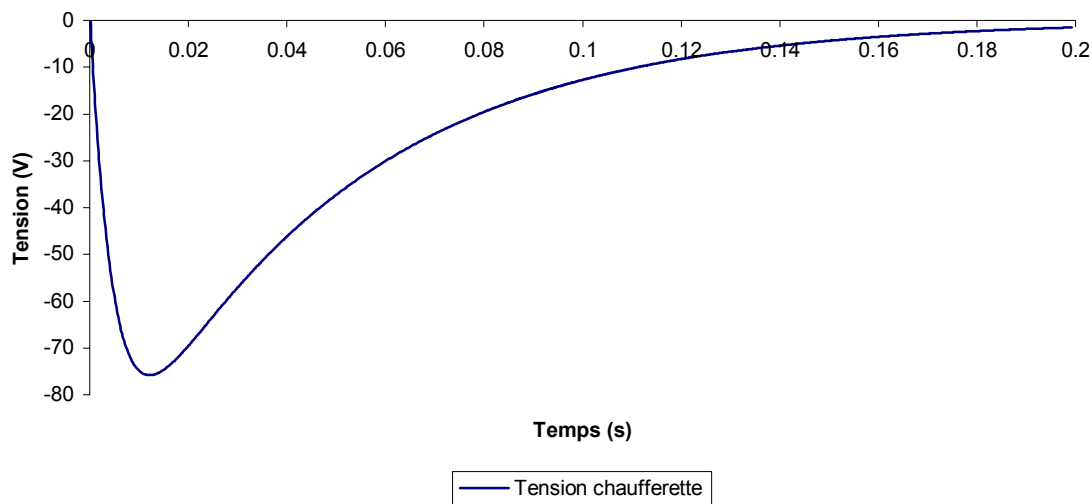
De plus, le courant maximal au secondaire n'est que 100 A soit 20 fois inférieur au courant de stockage, et la décharge dure environ 200 ms. Tout cela vient du fait que la résistance du supraconducteur à l'état normal est beaucoup trop faible.

Allure des courants simulés avec $R_{p_normal} = 0.5 \Omega$



Courbe 4.2-1

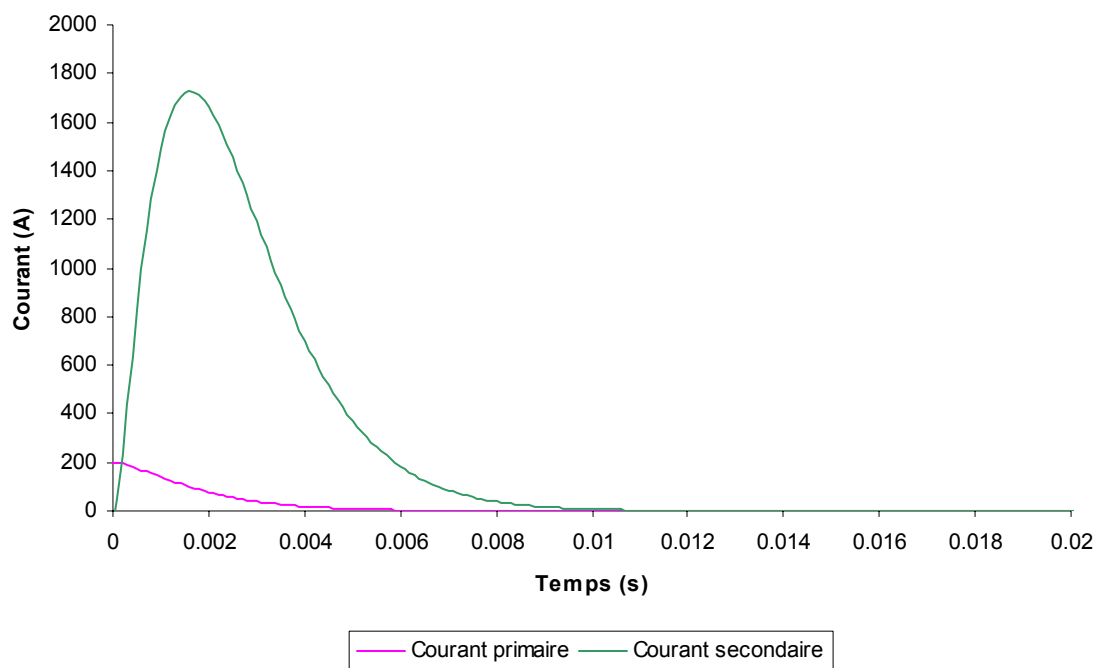
Tension simulée aux bornes de la chaufferette avec $R_{p_normal} = 0.5 \Omega$



Courbe 4.2-2

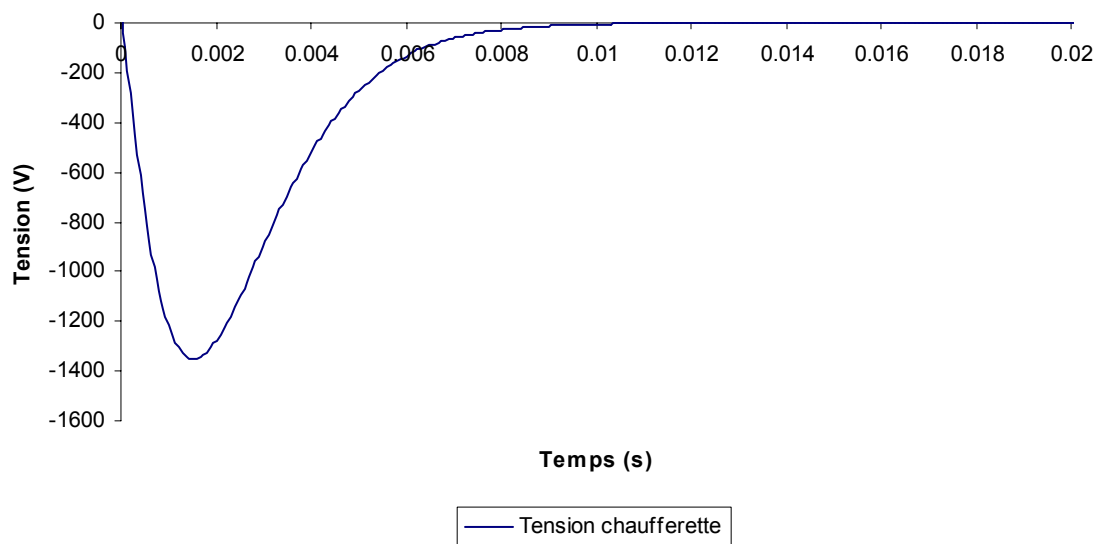
Nous souhaitons voir maintenant quel aurait été le rendement et l'allure des courants si la résistance du fil supraconducteur à l'état normal était environ 100 fois supérieure à celle du fil que nous utilisons, soit de 50Ω .

Allure des courants simulés avec $R_{p_normal} = 50 \Omega$



Courbe 4.2-3

Tension simulée aux bornes de la chaufferette avec $R_{p_normal} = 50 \Omega$



Courbe 4.2-4

Lors de cette décharge simulée (Courbe 4.2-3), le rendement est beaucoup plus important que celui obtenu précédemment puisqu'il est de 48.6 % et, dans le même temps, la durée de la décharge T_d est passée de 200 ms à 10 ms soit 20 fois moins qu'avec notre résistance primaire de 0.5Ω .

Ceci montre bien l'importance d'avoir un fil très résistif à l'état normal, c'est-à-dire un fil supraconducteur qui comporte le moins de cuivre (la matrice) possible.

On voit également sur les courbes de la tension aux bornes de la chaufferette (Courbe 4.2-2 et Courbe 4.2-4), l'ordre de grandeur de la tension que devra bloquer la diode. Même avec une décharge qui dure 10 ms, la tension inverse que devra supporter la diode ne dépasse pas 1.4 kV, ce qui est technologiquement acceptable.

4.3. Essais effectués

4.3.1. Schéma d'ensemble

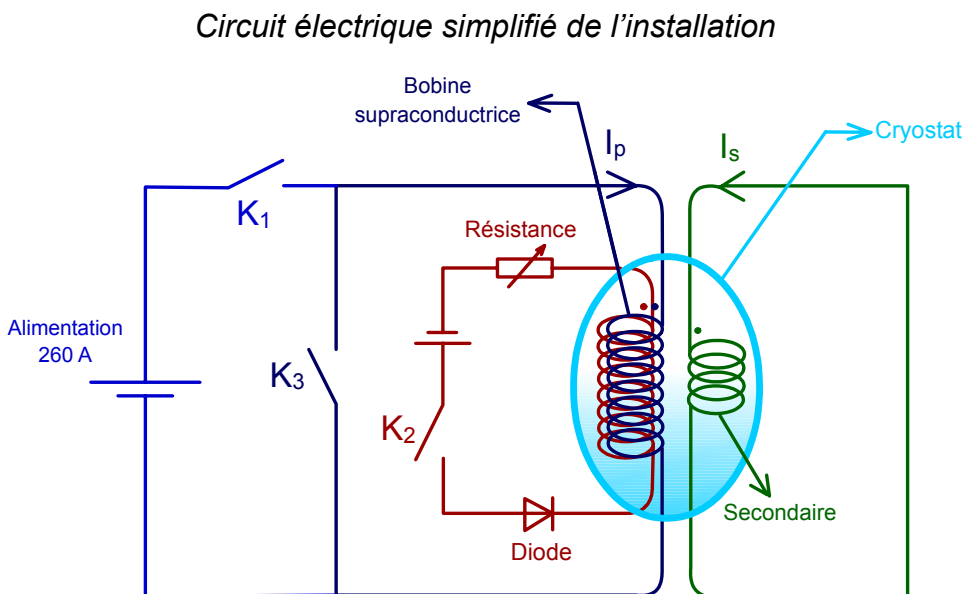
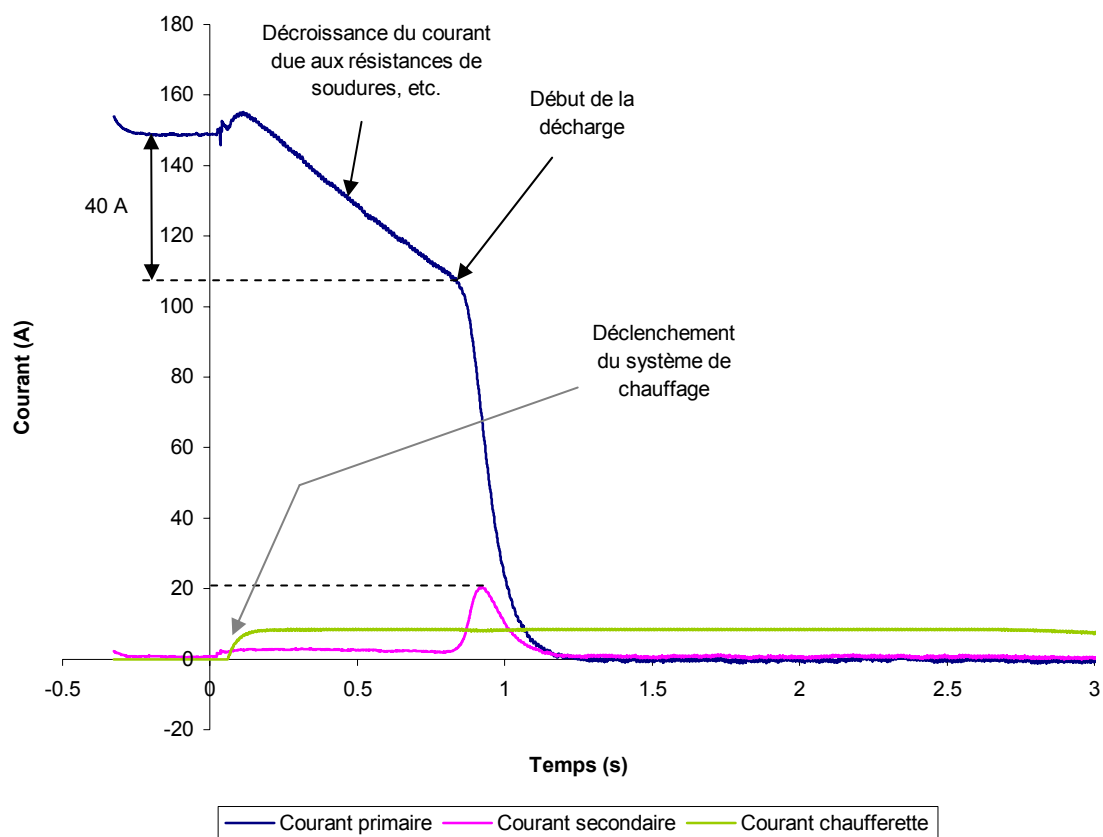


Figure 4.3-1

Des transitions ont été déclenchées pour différentes valeurs de courant de stockage I_0 , soit à 10, 50, 100, 150, 200 et enfin 240 A.

Pour les courants autres que 240 A, les résultats sont assez décevants car on se situe trop loin de la Courbe 4.1-1 représentant l'induction critique B_c en fonction du courant. L'élévation de température nécessaire à la transition est plus importante, de ce fait la décharge est déclenchée plus tardivement, et le courant de stockage décroît de façon significative.

*Courbes expérimentales des courants mesurés lors
d'une décharge provoquée à $I_0 = 150$ A*



Courbe 4.3-1

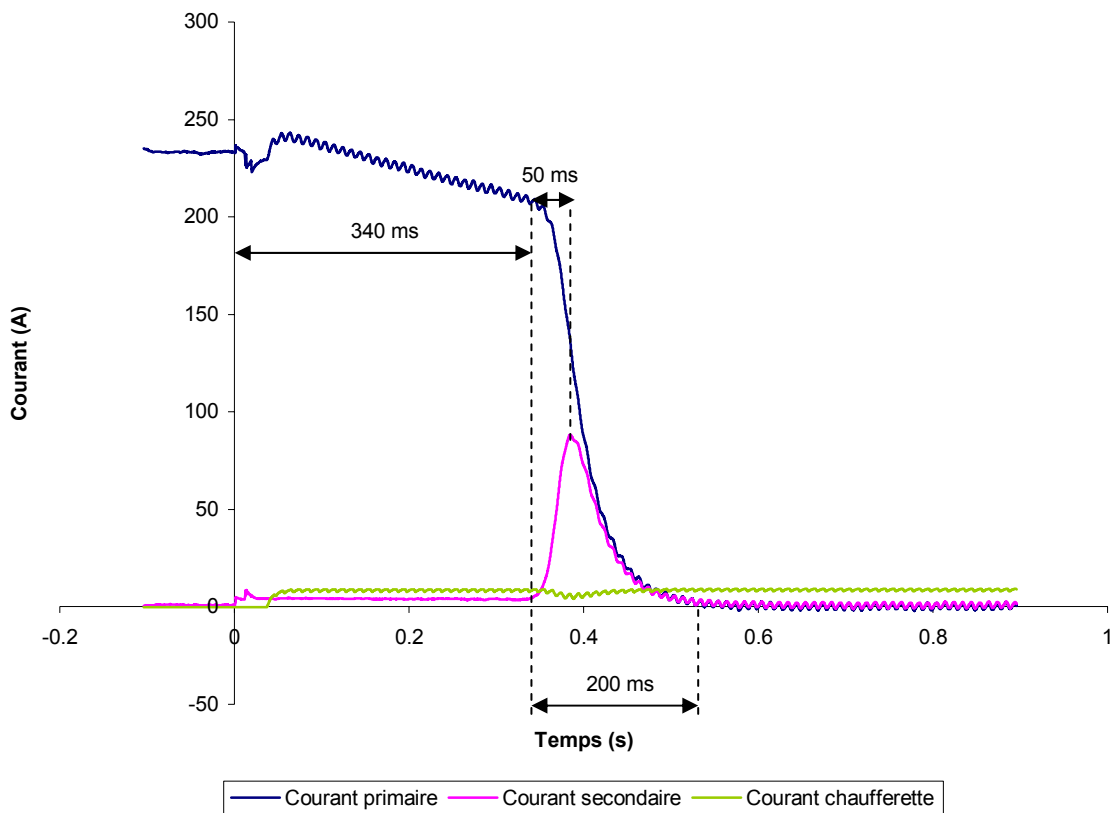
On constate sur la Courbe 4.3-1 que pour un courant de stockage de 150 A, il faut environ une seconde au supraconducteur avant de transiter et dans le même temps le courant primaire a diminué d'environ 40 A soit 26%, cette diminution du courant fait considérablement chuter l'énergie transférable au secondaire.

Lors de la montée en courant, la bobine a transité naturellement vers 240 A, c'est un phénomène classique de « training ». Ces transitions naturelles sont

également appelées des « quenches » dans le jargon supraconducteur, elles sont dues à la mise en place des fils sous l'action des forces électromagnétiques. Il y a eu très peu de quenches, ce qui signifie d'une part que le fil a été bobiné soigneusement et également que les amenés de courant ont été attachés de manière efficace. On peut également expliquer le peu de training par le fait que nous nous trouvons encore loin du point de fonctionnement critique du fil (voir Courbe 4.1-1).

4.3.2. Allure des courants

Courbes expérimentales des courants mesurés lors d'une décharge provoquée à $I_0 = 240 A$



Courbe 4.3-2

4.3.3. Rendement

À partir des valeurs des résistances primaire et secondaire, on peut calculer les énergies dissipées dans chaque circuit et ainsi déterminer le rendement global de la décharge :

Désignation	Valeur	Unité
Energie stockée initialement	697	J
Energie dissipée au primaire	690	J
Energie dissipée au secondaire	7	J
Rendement global	1	%

Le rendement obtenu est quasiment identique à celui que nous avons déterminé en supposant une variation exponentielle de la résistance avec une valeur maximale R_{p_normal} de 0.5Ω . Il est donc normal, même avec un bon coefficient de couplage que le rendement soit aussi faible compte tenu des caractéristiques du fil supraconducteur.

On estime que l'énergie apportée par la chaufferette au fil supraconducteur avant qu'il ne transite est d'environ 27 J.

4.4. Comparaison avec le modèle théorique

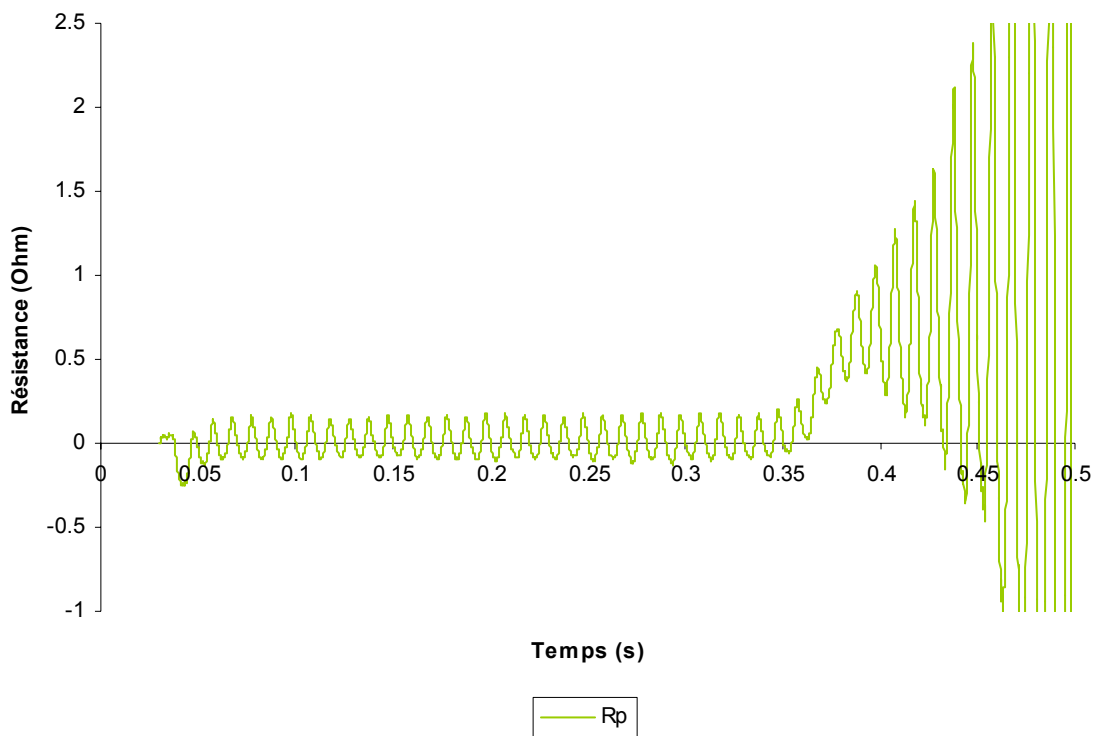
4.4.1. Détermination de la variation de la résistance primaire

Une fois la mesure des courants effectuée, il est possible de déterminer la variation de résistance du primaire :

$$R_p(t) = -\frac{1}{I_p(t)} \cdot \left(L_p \cdot \frac{dI_p(t)}{dt} + M_{ps} \cdot \frac{dI_s(t)}{dt} \right), \text{ si } I_p(t) \neq 0 \quad \text{Eq. 4.4-1}$$

L'obtention de cette résistance passe par l'utilisation de la dérivée des courants, ce qui signifie dans notre cas qu'il faut filtrer les signaux de mesure car ils sont trop bruités pour une utilisation directe. Nous avons décidé d'utiliser un filtre passe bas numérique classique qui nous a donné des résultats concluants.

*Détermination de la variation de résistance primaire par le calcul
(avec les courants de la Courbe 4.3-2)*



Courbe 4.4-1

La tension appliquée aux bornes du circuit de chaufferette est issue d'un pont de diodes auquel on applique une tension réseau (50 Hz), ceci explique les oscillations (à 100 Hz) que l'on pourra retrouver dans les différentes courbes expérimentales. Il aurait fallu pour éviter ce problème, réaliser un filtre passe-bas qui aurait permis de lisser la tension appliquée à la chaufferette.

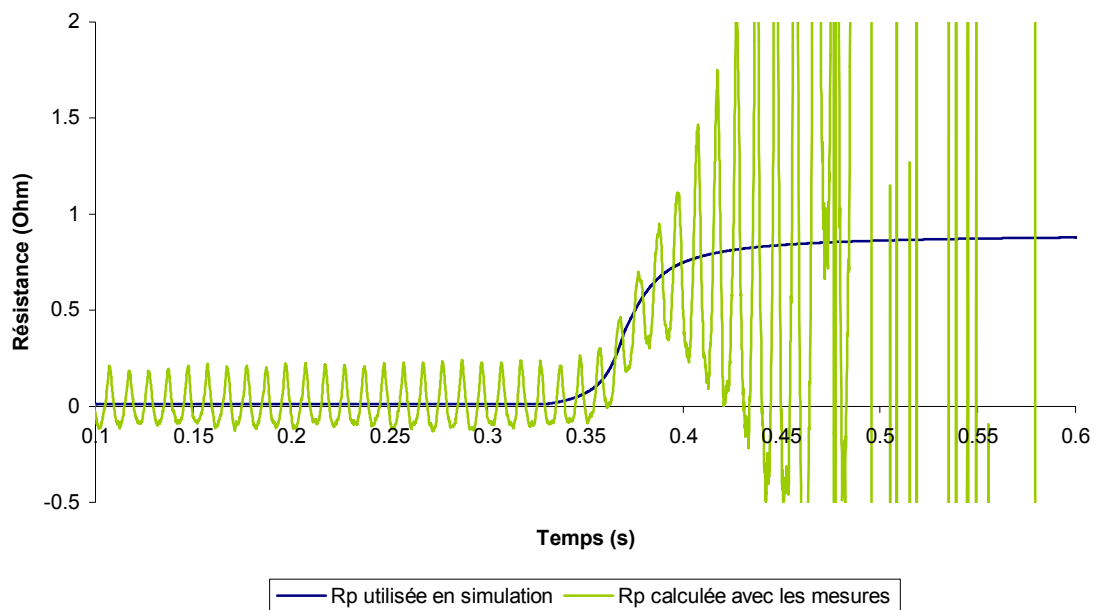
Ces oscillations perturbent la détermination de la résistance primaire, notamment lorsque le courant primaire s'approche de 0. Par conséquent, on

prendra comme valeur de la résistance primaire la moyenne sur une période d'oscillations de la résistance R_p calculée (Courbe 4.4-1).

4.4.2. Simulation des résultats

Connaissant l'allure de la résistance primaire, nous avons décidé d'introduire une fonction caractérisant la variation cette résistance dans un code de calcul en c++. Cela nous permet de retrouver les courants de la décharge expérimentale en calculant les courants d'un système différentiel formé de trois circuits couplés, dans le but de valider notre modèle.

Résistance primaire utilisée pour la simulation



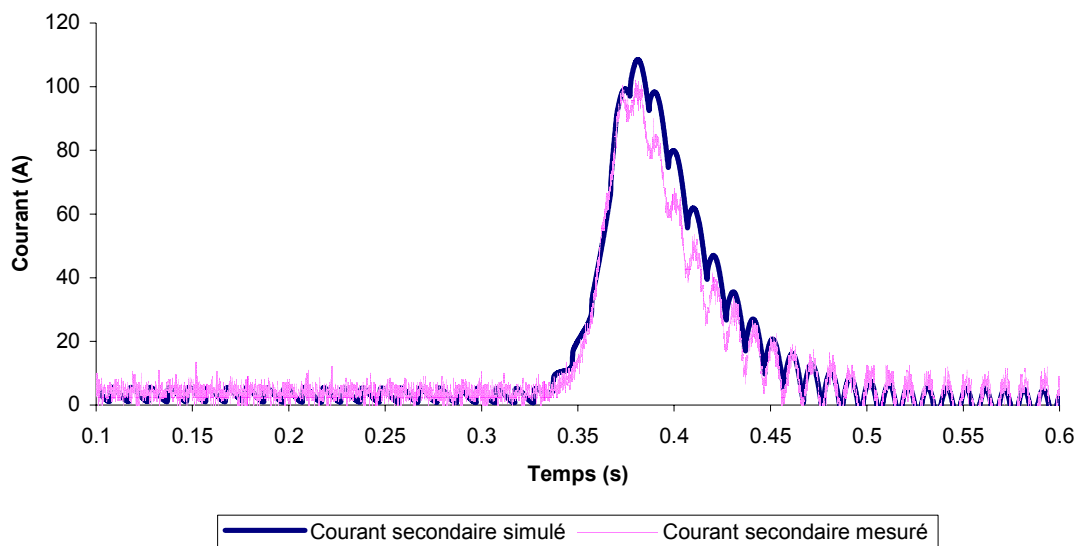
Courbe 4.4-2

Les résultats obtenus (Courbe 4.4-3 et Courbe 4.4-4) nous permettent de dire que la variation de la résistance du primaire lors de la décharge a bien l'allure que nous lui avons donné en simulation.

Ainsi le fil supraconducteur a transité en environ 100 ms ; on peut dire à ce sujet que le point de fonctionnement se trouvant assez éloigné du point de

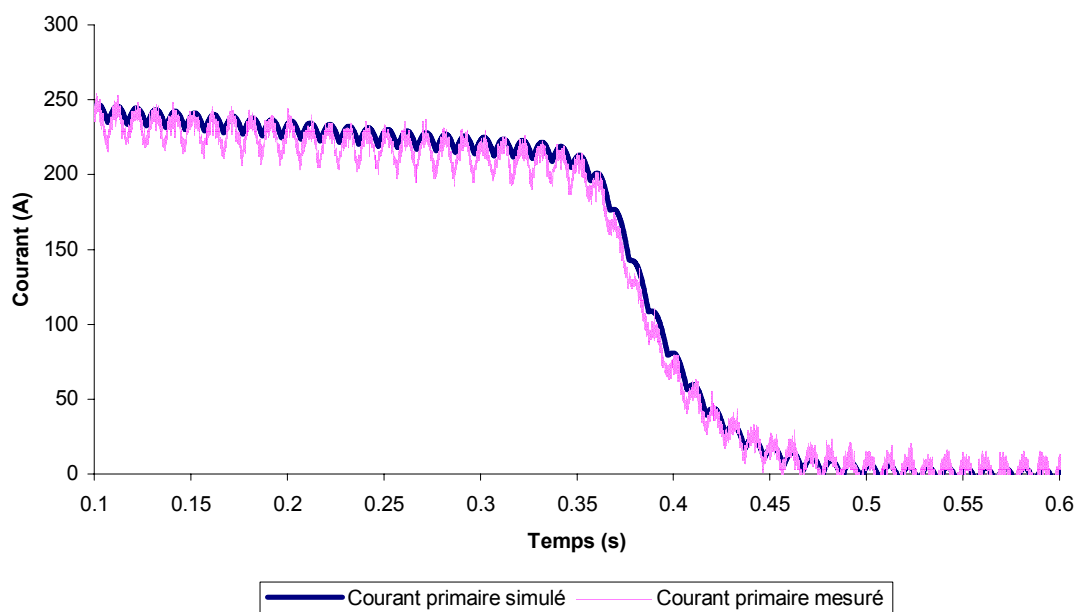
fonctionnement critique du fil ($B_c - B_{\max} = 1.45 \text{ T}$), il est normal que la transition ne soit pas celle escomptée, c'est-à-dire une transition plus brutale.

Comparaison entre les courants secondaires simulé et mesuré



Courbe 4.4-3

Comparaison entre les courants primaires simulé et mesuré



Courbe 4.4-4

CONCLUSION

Cette étude nous a permis de mettre en évidence les caractéristiques du stockage électromagnétique par bobine supraconductrice dans le cadre d'une décharge impulsionnelle.

On a pu constater que le coefficient de couplage ne dépend que des facteurs de formes des deux tores, et qu'un bon coefficient de couplage est nécessaire pour transmettre l'énergie à la charge mais pas suffisant. En effet, il faut également que les constantes de temps des circuits primaire et secondaire soient adaptées $\tau_p \ll \tau_s$, et que la transition du fil supraconducteur se fasse de façon massive.

Nous avons également vu que le système de déclenchement de la transition par une âme centrale en cuivre est efficace. Il nous a permis de faire transiter la bobine supraconductrice de manière reproductible.

À l'avenir, il sera absolument nécessaire d'utiliser un fil très résistif pour augmenter les performances de la décharge de façon considérable. A l'heure actuelle, le meilleur rendement qui ait été obtenu est de 38%, le notre est très faible mais la décharge impulsionnelle par bobine supraconductrice peut prétendre à des rendements nettement supérieurs. Il faudrait pour cela développer des fils supraconducteurs aux caractéristiques spécifiques ce qui demande un investissement important.

Il sera également intéressant de suivre l'évolution des fils supraconducteurs à haute température critique, qui même s'ils stockent moins d'énergie, présentent une forte résistivité à l'état normal. De nouvelles études sur la décharge impulsionnelle par bobine supraconductrice pourraient alors voir le jour avec une cryogénie à l'azote liquide, ce qui permettrait la diminution du matériel nécessaire à la cryogénie.

PHOTOGRAPHIES

Photographies



BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Brunet, « Supraconducteurs », Techniques de l'ingénieur génie électrique, D 2700.
- [2] P. Tixador, « les supraconducteurs », Hermes, 1995.
- [3] M. N. Wilson, « Superconducting Magnets », Clarendon Press, Oxford, 1983.
- [4] H. Brechna, « Superconducting magnet systems », Editor Spring-Verlag, 1973.
- [5] E. Durand, « Magnétostatique », Masson & Cie, 1968.
- [6] D. Netter, « Etudes Théoriques et Pratiques des Phénomène liés à la Transition de Bobines Supraconductrices en Régime de Décharge Impulsionnelle », Thèse de l'université Henri Poincaré Nancy 1, 1997.
- [7] D. Netter, J. Leveque, A. Rezzoug, J. P. Caron, F. M. Sargos, « Analytical design of a SMES for pulsed power peak », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 32, N° 5, pp. 5139–5141, 1996.
- [8] D. Netter, J. Leveque, A. Rezzoug, J.-P. Caron, F. M. Sargos, « Theoretical Studies and Experimental Results of a SMES Used in a Pulsed Current Supply », IEEE Transactions on Applied Superconductivity, Vol. 8, N° 1, March 1998.
- [9] K. Mazouz, « Stockage Supraconducteur d'Energie Magnétique pour Alimentation Impulsionnelle », Thèse de l'Université de Franche Comté, 1995.
- [10] E. Floch, « Conception d'un Transformateur Impulsionnel Supraconducteur Modélisation de la Transition », Thèse de l'Université de Franche Comté, 1999.
- [11] E. Floch, P. Hiebel, « Modelization and Test of a 500 J Superconducting Pulsed Power Transformer », IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 9, N° 2, June 1999.