HAL
open science

Etude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min

Hervé Daffix

To cite this version:

Hervé Daffix. Etude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min . Energie électrique. Institut National Polytechnique Grenoble (INPG), 1996. Français. NNT : . tel-01849098

HAL Id: tel-01849098

https://hal.science/tel-01849098v1

Submitted on 25 Jul 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par :

Hervé DAFFIX
Ingénieur ENSIEG

Pour obtenir le grade de DOCTEUR
DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE
(SPECIALITE : GENIE ELECTRIQUE)

(Arrêté ministériel du 30 mars 1992)

Etude d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min

Date soutenance : 28 octobre 1996

Composition du Jury : M. JUFER (Président)

A. LACAZE
B. TRANNOY
Y. LAUMOND
Y. BRUNET
P. TIXADOR

Médiathèque L.E.G.
E.N.S.I.E.G.
04 DEC. 1996
506

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble et du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures

REMERCIEMENTS

Ce travail sur les machines supraconductrices a été effectué au sein du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures et du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble. Il a fait l'objet d'une convention Cifre avec la société Gec Alsthom.

Je tiens donc à remercier M. P. MONCEAU, Directeur du C.R.T.B.T., M. J.C. SABONNADIERE, Directeur du L.E.G., ainsi que M. Y. LAUMOND, Chef de Service au Département d'Electrotechnique Avancée de Gec Alsthom.

Je suis très reconnaissant à M. JUFER d'avoir bien voulu présider ce jury, ainsi qu'aux autres membres du jury :
M. Y. BRUNET, professeur au C.U.E.F.A.,
M. A. LACAZE, rapporteur de ce travail,
M. B. TRANNOY, professeur à l'I.N.P.T.,
et tout particulièrement M. P. TIXADOR, mon directeur de thèse, qui m'a proposé ce sujet et guidé tout au long de mon travail avec une très grande disponibilité.

Je remercie aussi très sincèrement :
D. DEVILLERS, pour avoir entièrement frappé ce document,
J.L. BRET pour sa contribution à la mise au point du banc de mesures des pertes supraconductrices,
A. BOULBES et M. DELEGLISE pour leur aide et leur efficacité concernant la réalisation des bobines supraconductrices.

Je ne saurais oublier la sympathie de l'ensemble des techniciens, chercheurs et doctorants des deux laboratoires, ainsi que des personnes que j'ai rencontrées lors de mes déplacements à l'usine de Belfort.

TABLE des MATIERES

Pages

Introduction 1

Chapitre I : Les Matériaux Supraconducteurs 7

I - Généralités 9
I.1 - Définition de la supraconductivité 9
I.2 - Présentation de plusieurs matériaux 13

II - Structure d'un conducteur alternatif 14
II.1 - Pertes électromagnétiques 14
II.2 - Spécificités d'un conducteur alternatif 20
II 2 1 - Présentation du conducteur compacté 20
II 2 2 - Transition du conducteur 22
II 2 3 - Stabilité du conducteur 23

III - Mesures électriques des pertes supraconductrices 25
III.1 - Intérêt d'une méthode électrique 25
III.2 - Principe de la méthode électrique 27
III.3 - Résultats concernant les conducteurs bas T_c 31
III 3 1 - Contribution des courants induits dans la matrice 33
III 3 2 - Effet de champ propre 33
III 3 3 - Influence du champ transverse 36
III 3 4 - Calcul des pertes supraconductrices 38
III.4 - Caractérisation d'une bobine haut T_c 40

Chapitre II : Particularités des machines supraconductrices 45

I - Intérêt de la machine supraconductrice 47

II - Structure d'une machine supraconductrice 49
II.1 - Différentes associations d'induit et d'inducteur 49
II 1 1 - Les cryoalternateurs 49
II 1 2 - Solution entièrement supraconductrice 50
II 1 3 - Inducteur à aimants permanents ou haut T_c 51
II.2 - Topologie des enroulements de l'induit 52
II 2 1 - Structure à cinq rayons 53
II 2 2 - Structure spirale "pancake" 55
II 2 3 - Structure répartie 55

III - Essais de la M.a.p.s. 58
III.1 - Présentation de la machine 58
III.2 - Essais en régime sinusoïdal 60
III 2 2 - Fonctionnement en alternateur 60
III 2 2 - Fonctionnement en moteur 63
III.3 - Essais sous convertisseur de puissance 69
III 3 1 - Principe de l'autopilotage 69

III 3 2 - Essais en régime permanent 72
III 3 3 - Essais en régime transitoire 73
III.4 - Conclusion 75

Chapitre III : Conception générale d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min 79

I - Rappel des inconnues et des notations 81

II - Structure cryogénique et mécanique de la machine 83

III - Hypothèses fondamentales du dimensionnement 87
III.1 - Commande de la machine 87
III 1 1 - Commande de l'induit 87
III 1 2 - Commande de l'inducteur 88
III.2 - Limitation de courant 88
III.3 - Limitation de la réactance synchrone 88
III.4 - Modélisation électromagnétique 89
III.5 - Choix des conducteurs de l'induit et de l'inducteur 89
III 5 1 - Conducteur de l'induit 89
III 5 2 - Conducteur de l'inducteur 90

IV - Equations du dimensionnement 92
IV.1 - Equations électriques et magnétiques 92
IV.2 - Relations supplémentaires 92

V - Résolution 94

VI - Bilan thermique 102
VI.1 - Bilan des pertes 102
VI.2 - Intégration d'un cryoréfrigérateur 104

VII - Plan d'ensemble 107

Chapitre IV : Etude électromagnétique et réalisation des enroulements de l'induit 111

I - Etude globale 113
I.1 - Etude bidimensionnelle 113
I 1 1 - Présentation du modèle analytique bidimensionnel 113
I 1 2 - Composante pulsante au niveau de l'inducteur 115
I.2 - Etude tridimensionnelle 116
I 2 1 - Présentation du modèle analytique tridimensionnel 116
I 2 2 - Validité de l'approximation bidimensionnelle 118

II - Etude locale 119
II.1 - Présentation des modèles analytiques 119
II 1 1 - Modèle bidimensionnel 119
II 1 2 - Modèle tridimensionnel 119
II.2 - Etude de l'inducteur 120
II 2 1 - Calcul des efforts électromagnétiques 120
II 2 2 - Reprise des efforts électromagnétiques 121
II 2 3 - Induction maximale sur le conducteur 123

II.3 - Enroulements de l'induit 126
II 3 1 - Géométrie des bobines 126
II 3 2 - Performances théoriques d'une bobine 127

III - Réalisation des enroulements de l'induit 130
III.1 - Présentation du problème 130
III.2 - Réalisations de bobines pré-imprégnées 131
III 2 1 - Utilisation du conducteur C 131
III 2 2 - Réalisation des bobines de taille réelle 134
III.3 - Essais électriques des bobines 136

Chapitre V : Extrapolations 143

I - Loi d'échelle 146

II - Application à la traction ferroviaire 149

Conclusion 155

Annexe 1 : Calcul des champs magnétiques 159
Annexe 2 : Calcul des pertes supraconductrices 167

INTRODUCTION

Alors que la supraconductivité a été découverte en 1911 par Kammerling Onnes, il faudra attendre les années 50 pour voir fonctionner le premier aimant supraconducteur. Ce n'est qu'une décennie plus tard que sont apparues les premières applications significatives.

Aujourd'hui, les conducteurs supraconducteurs destinés au régime continu ont franchi le stade industriel. La production mondiale s'élève à plusieurs centaines de tonnes par an. Ils sont principalement utilisés dans le domaine de la physique pour générer de forts champs magnétiques, ainsi que dans les bobines d'imagerie médicale. D'autres réalisations, certes marginales (train à lévitation japonais MLU/002N, bateau à propulsion MHD Yamato I, S.M.E.S. Bonneville Power Administration, stabilisateur de réseau qui a fonctionné pendant près d'une année, ...), montrent la diversité des domaines d'application [1].

En régime variable, un conducteur supraconducteur est le siège de pertes électromagnétiques. Cette contrainte supplémentaire explique en partie le retard concernant les applications alternatives. La mise au point du premier conducteur a.c. par Alcatel Alsthom Recherche (A.A.R.) et GEC Alsthom date de 1983 et les premières réalisations de dispositifs électrotechniques sont très récentes. Les performances de quelques grands projets (étude et réalisation partielle d'un limiteur de courant de 63 kV / 1,25 kA_{eff} / 3 kA_{max} par GEC Alsthom, A.A.R. et E.D.F. [2], construction et tests d'un transformateur de 330 kVA par ABB [3], ...) démontrent la potentialité de ces matériaux.

Dans le domaine des machines tournantes, la course à la consommation d'énergie et l'augmentation des puissances unitaires observées pendant la première moitié de ce siècle ont incité les laboratoires et industriels à définir et à développer des modèles et de nouveaux matériels utilisant les techniques et les matériaux cryogéniques. Malgré la crise économique et la diminution de la consommation d'énergie, qui ont eu pour conséquence un net ralentissement des études de générateurs cryogéniques, certains travaux restent d'actualité [4].

Aujourd'hui, les machines supraconductrices trouve un nouvel essor dans le domaine des systèmes embarqués, où le gain de poids et de volume par rapport à leurs homologues classiques est d'un intérêt évident.

Un moteur synchrone de 15 kW à 750 tr/min, associant un inducteur à aimants permanents et un induit supraconducteur a déjà été réalisé au CNRS/CRTBT/LEG en collaboration avec la DRET [5]. Outre les essais de cette machine, ce travail décrit la conception générale d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min, ainsi que l'extrapolation de machines encore plus puissantes. Ces aspects théoriques sont complétés par la fabrication et les tests des enroulements d'induit, éléments clés en vue d'une réalisation. Un premier chapitre fait préalablement le point sur nos connaissances du matériau.

Références Introduction

1. P. Tixador. *"Les supraconducteurs"*. Collection Matériaux, éditeur Hermes, 1995.

2. T. Verhaege, C. Cottevieille, P. Estop, M. Quemener, J.P. Tavergnier, M. Bekhaled, C. Bencharab, P. Bonnet, Y. Laumond, V.D. Pham, C. Poumarède, P.G. Therond. *"Experiments with a high voltage (40 kV) superconducting fault current limiter"*. Cryogenics **36** (1996) 521.

3. S. Hörnfeldt, O. Albertsson, D. Bonmann, F. König. *"Power transformer with superconducting windings"*. IEEE Transactions on Magnetics **29** n° 6 (1993) 3556.

4. T. Ogawa, K. Uyeda, K. Takahashi, T. Saito, Y. Tanaka, M. Nagata, O. Kono, K. Kamata, H. Taniguchi. *"Development of conductors for superconducting generators"*. IEEE Transactions on Magnets **27** n° 2 (1991) 1783.

5. P. Tixador, Y. Brunet, F. Simon, H. Daffix. *"Superconducting permanent magnet motor. Experimental results on a 15 kW 750 rpm model"*. Proc. Int. Conf. on Electrical Machines, Paris, Octobre 1994.

CHAPITRE I

Les Matériaux Supraconducteurs

I - GENERALITES
II - STRUCTURE D'UN CONDUCTEUR ALTERNATIF
III - MESURES ELECTRIQUES DES PERTES SUPRACONDUCTRICES

I - GENERALITES

I.1 - Définition de la supraconductivité

L'état supraconducteur existe seulement dans un domaine limité par trois grandeurs critiques : température, induction magnétique et densité de courant critiques. Si les trois grandeurs T, B et J auxquelles est soumis le matériau sont inférieures aux grandeurs critiques, celui-ci sera dans l'état supraconducteur et sera caractérisé par une résistivité nulle ($\rho < 10^{-14}\ \Omega m$) et un comportement diamagnétique partiel ou total.

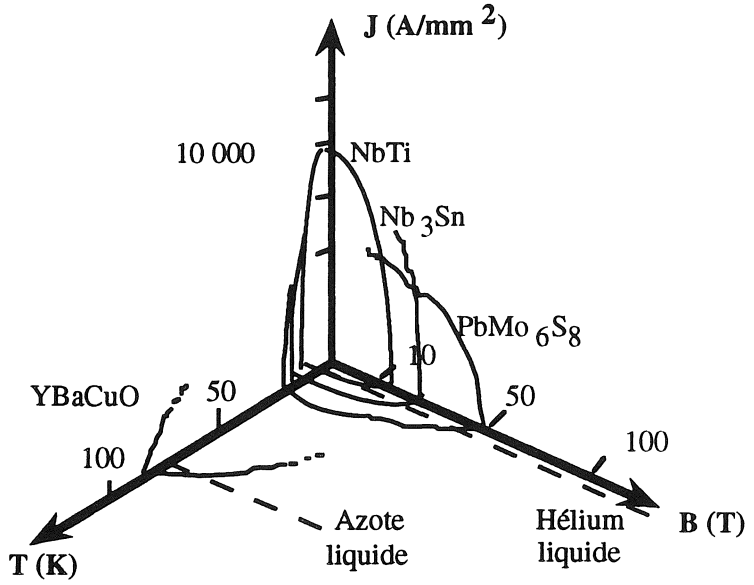


***Figure I.1** : Limites de l'état supraconducteur.*

Le dépassement d'une seule des caractéristiques critiques suffit à faire transiter le matériau de l'état supraconducteur à l'état normal. Paradoxalement, la résistivité de ces matériaux dans l'état normal non supraconducteur est élevée [1].

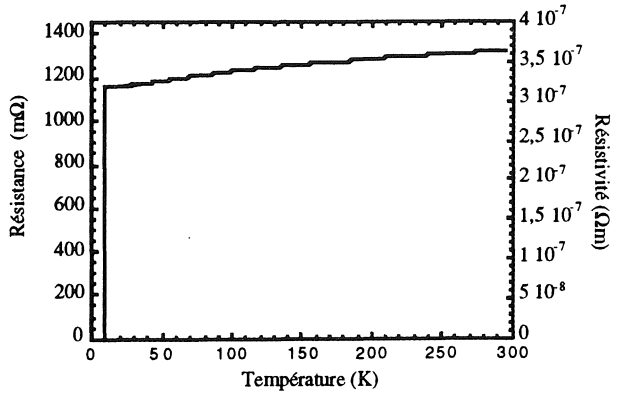


***Figure I.2** : Résistance d'un échantillon de 10 cm de brin R (ϕ = 0,2 mm) .*

Dans l'étude des propriétés diamagnétiques de ces matériaux, on distinguera les supraconducteurs de 1ère espèce, qui ne trouvent que peu d'applications dans le domaine du génie électrique, des supraconducteurs de 2ème espèce. La figure I.3 donne la caractéristique magnétique de ces matériaux.

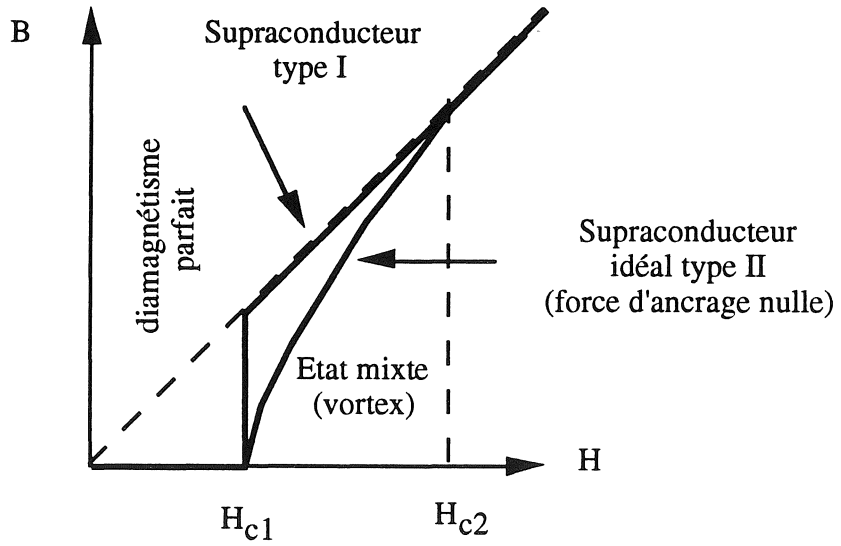


***Figure I.3** : Propriétés diamagnétiques.*

Sous l'action d'un champ magnétique extérieur, des supercourants s'établissent sur une très faible épaisseur du matériau (type I), appelé longueur de London, et empêchent le champ magnétique de pénétrer à l'intérieur de celui-ci.

Au-delà du champ H_c, les supraconducteurs de type I perdent leurs propriétés supraconductrices et deviennent amagnétiques. Par contre, au-delà d'un champ H_{c1}, les supraconducteurs de type II restent dans l'état supraconducteur avec un diamagnétisme partiel : le champ magnétique pénètre à l'intérieur du matériau sous forme de tubes de flux appelés vortex.

Chaque vortex peut être assimilé à un coeur normal, autour duquel circulent des supercourants d'écrantage. Le matériau se trouve alors dans un état mixte où cohabitent zones normales et zones supraconductrices. Cet état mixte cesse d'exister au-delà de H_{c2}.

Malgré l'absence de résistance, les densités de courant des supraconducteurs sont limitées [2]. Les tubes de flux sont retenus par des forces d'ancrage F_a, provenant de "défauts" du matériau. Lorsqu'on applique un courant macroscopique perpendiculaire aux tubes de flux, les vortex sont soumis à la force de Laplace $\mathbf{F_L} = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B}$. Pour une valeur $J = J_c$, la force de Laplace dépasse la force d'ancrage F_a, les vortex se décrochent et l'énergie libérée produit un échauffement ramenant le matériau dans son état normal.

Alors que les grandeurs critiques T_c, H_c, H_{c1} et H_{c2} sont des grandeurs intrinsèques du matériau, la densité de courant critique J_c dépend de sa métallurgie pour un supraconducteur de type II.

Le modèle de l'état critique stipule que la densité de courant locale (courant de transport ou courants d'écrantage) à l'intérieur d'un matériau supraconducteur est soit égale à $\pm J_c$, soit nulle. D'après le modèle de Bean, la densité de courant critique est indépendante de l'induction magnétique, d'où la caractéristique électrique d'un matériau supraconducteur parfait ou caractéristique de l'état critique.

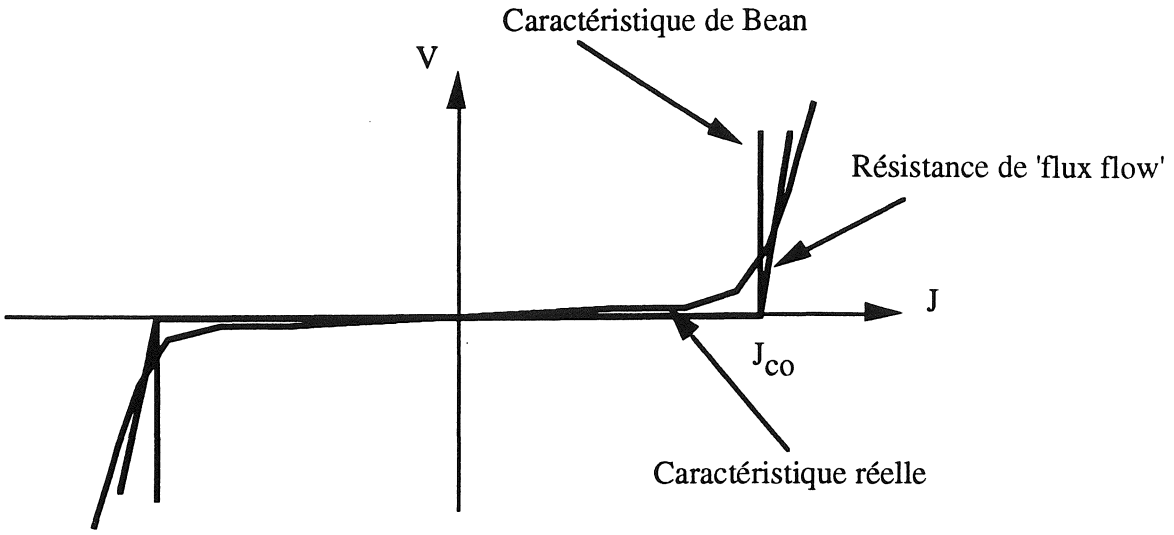


***Figure I.4** : Caractéristique électrique.*

En réalité, la caractéristique n'est pas si abrupte. Au-delà de J_{co}, les vortex en mouvement sont freinés par des forces de type visqueux. Le comportement résistif du supraconducteur est modélisé par une résistance dite résistance de flux flow. Le matériau est alors décrit par l'équation

$$E = \rho(J-J_{co})$$

avec
$$\begin{cases} \rho = 0 & \text{pour } J < J_{co} \\ \rho = \rho_n \dfrac{B}{B_{c2}} & \text{pour } J > J_{co} \end{cases}$$

où ρ_n est la résistivité du matériau à l'état normal et $B_{c2} = \mu_0 H_{c2}$, la valeur de l'induction magnétique au-delà de laquelle le matériau est normal.

D'autre part, les vortex ne sont parfaitement immobiles qu'à 0 K. Au-delà, sous l'effet de l'agitation thermique, ils oscillent autour d'une position moyenne. Le champ électrique apparaît alors progressivement avec la densité de courant dans le matériau.

Dans la pratique, on extrapole souvent la caractéristique réelle par une loi de puissance du type $E = E_0\left(\frac{J}{J_0}\right)^n$ ou une loi exponentielle du type $E = E_0 \exp\left(\frac{J-J_0}{J_1}\right)$ autour du point de fonctionnement (E_0,J_0) [3].

Les conducteurs en NbTi, destinés aux applications en régime continu dont le diamètre des filaments est de l'ordre du micron, sont caractérisés par des transitions très abruptes ($30 < n < 100$) [4]. Pour les brins à usage alternatif possédant des filaments submicroniques, la valeur de n est beaucoup plus faible ($3 < n < 5$). Ceci entraîne une imprécision dans la définition du courant critique.

Pour définir le courant critique des bas T_c, les critères habituellement retenus comme limite de l'état supraconducteur sont de 0,1 µV/cm ou 1 µV/cm pour le champ électrique le long du conducteur, ou une résistivité globale inférieure à 10^{-14} Ωm.

I.2 - Présentation de plusieurs matériaux

Le tableau ci-dessous donne quelques valeurs de température et de champ critiques.

Matériau	Type	T_c (K)	$\mu_o H_c$(T)	
Al	I	1,19	$1{,}05.10^{-2}$	H_{c_1}
Sn	I	3,72	3.10^{-2}	à
Hg	I	4,25	$4{,}12.10^{-2}$	0 K
Pb	I	7,18	$8{,}03.10^{-2}$	
Nb	II	9,2	0,3 à 0 K	
NbTi	II	9,5	11 à 4,2 K	
PbMoS	II	15	60 à 4,2 K	H_{c2}
NbSn	II	18,1	20,1 à 4,2 K	
NbGe	II	23	35 à 4,2 K	
BiSrCaCuO	II	85	>15 à 77 K	
YBaCuO	II	93	>15 à 77 K	
TlBaCaCuO	II	125	>15 à 77 K	
HgBaCaCuO	II	133	>15 à 77 K	

Tableau I.1 : Matériaux supraconducteurs

L'apparition, à partir de 1986, d'oxydes supraconducteurs dont les températures critiques sont supérieures à celles de l'azote liquide (77 K) laisse entrevoir un grand développement de l'électrotechnique supraconduc-

trice. Actuellement, leur utilisation sous forme de fils ou de rubans reste très délicate et les premières bobines réalisées avec succès sont encore au stade du laboratoire [5].

Les conducteurs en NbTi et Nb_3Sn, utilisables à la température de l'hélium liquide (4,2 K), couvrent les principales applications de la supraconductivité dans le domaine du génie électrique [6]. Bien que les grandeurs critiques (T_c, J_c, H_c) du Nb_3Sn soient plus intéressantes que celles du NbTi, sa mise en oeuvre nécessitant en particulier un traitement thermique à haute température après son bobinage explique le succès remporté par le NbTi.

II - STRUCTURE D'UN CONDUCTEUR ALTERNATIF

II.1 - Pertes électromagnétiques

Un conducteur supraconducteur est composé d'une multitude de filaments noyés dans une matrice résistive. Si les pertes en régime continu peuvent être considérées comme nulles, il n'en est pas de même en régime variable. Excités par un champ magnétique variable dans le temps et perpendiculaire au conducteur, des courants d'écrantage se développent à l'intérieur des filaments. Il en résulte des phénomènes d'aimantation et des pertes par hystérésis associées [7].

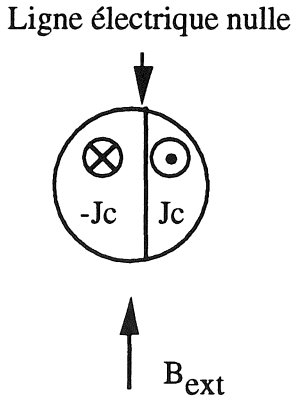


***Figure I.5** : Hystérésis dans les filaments.*

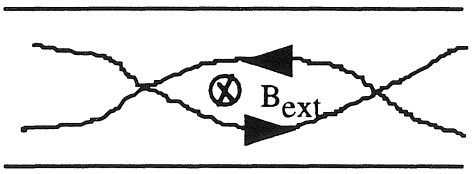


***Figure I.6** : Courants de Foucault dans la matrice.*

En l'absence de courant de transport, la ligne de champ électrique nul est diamétrale, puis se décale au fur et à mesure que le courant de transport augmente.

De même, des courants de Foucault se développent à l'intérieur du conducteur. Ces courants ont un trajet non dissipatif à l'intérieur des filaments supraconducteurs, mais se rebouclent par la matrice résistive, d'où une dissipation d'énergie $P_{cf}(t)$.

Les expressions analytiques des densités volumiques de pertes instantanées sont les suivantes :

$$\begin{cases} P_h(t) = \dfrac{2}{3\pi}\, df\, J_c(B)\left[1+\left(\dfrac{J}{J_c(B)}\right)^2\right]\left|\dfrac{dB}{dt}\right| & (W/m^3) \\ P_{cf}(t) = \dfrac{1}{\rho_{tr}}\left(\dfrac{p}{2\pi}\right)^2 \left|\dfrac{dB}{dt}\right|^2 & (W/m^3) \end{cases}$$

df : diamètre des filaments	ρ_{tr} : résistivité transverse de la matrice
J : densité de courant instantanée	p : pas de torsadage
J_c : densité de courant critique	B : induction magnétique

La diminution drastique du diamètre des filaments (de l'ordre de 0,2 µm) et l'utilisation d'une matrice très résistive en CuNi ont permis de réduire sensiblement la contribution de ces pertes électromagnétiques et a mis en évidence les effets de champ propre.

Le champ propre est le champ créé par le courant de transport d'un brin supraconducteur. Dans une telle configuration, le courant circule principalement par les couches extérieures des brins élémentaires, de façon à protéger le centre du brin des variations de champ magnétique. La densité de courant dans ces couches extérieures est maximale, elles sont saturées.

Pour un courant alternatif variant de $-I_{max}$ à I_{max}, la distribution de courant à l'intérieur d'un brin est la suivante :

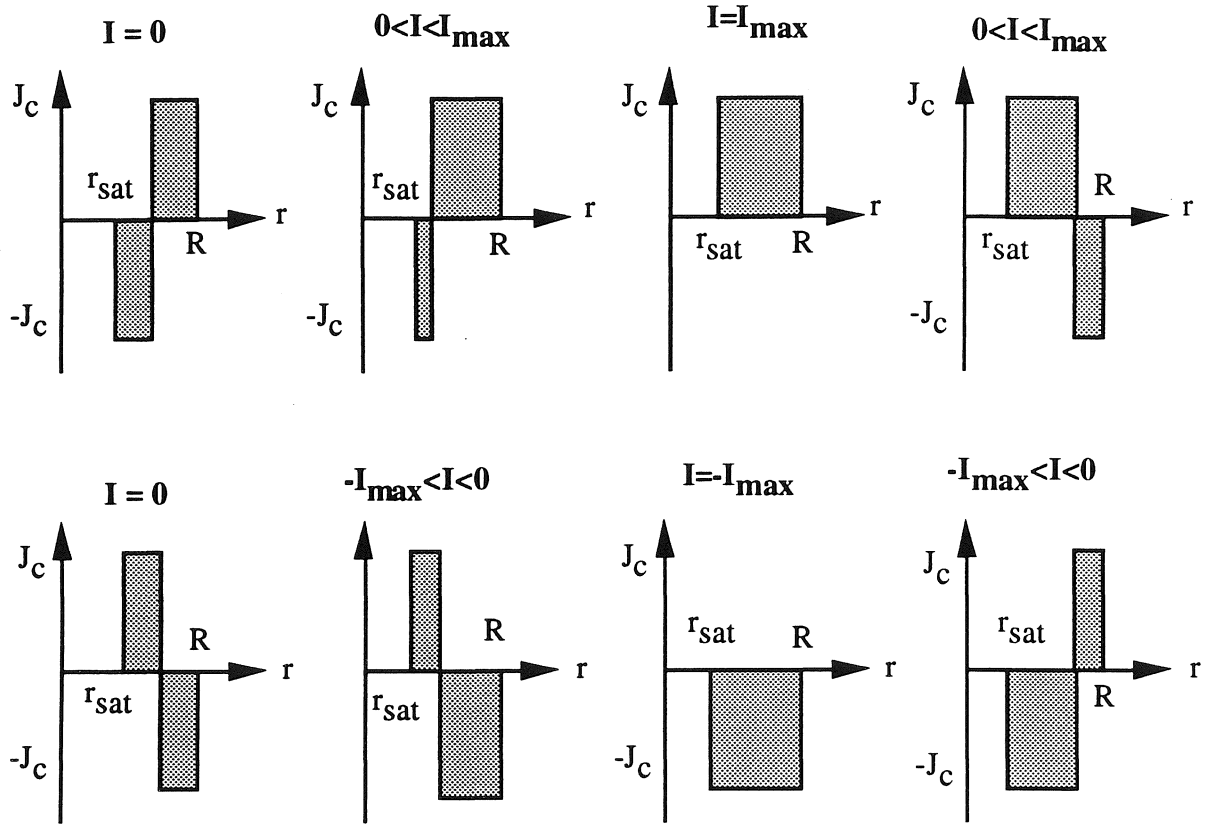


***Figure I.7** : Distribution de courant en régime de champ propre. Saturation des couches extérieures.*

La périphérie des brins élémentaires est soumise à des variations de champ magnétique, d'où des pertes électromagnétiques associées. La densité volumique de pertes instantanées, calculée en considérant J_c comme constant, est la suivante :

$$P_{cp}(t) = -\frac{\mu_0 I_c}{4\pi}\frac{dJ}{dt}\left[\ln\left(1-\frac{I_{max}}{2I_c}\pm\frac{I(t)}{2I_c}\right)-\frac{I_{max}\pm I(t)}{2I_c}\right].$$

A l'aide d'une intégration sur le temps, on obtient la densité volumique de pertes moyennes sur une période, pour un courant variant de $-I_m$ à I_m [8].

$$P_{cp} = \mu_0 J_c^2 f \frac{D^2}{8}\,[2i - i^2 + 2(1-i)\ln(1-i)] \qquad (W/m^3)$$

$$= \mu_0 J_c^2 f \frac{D^2}{8}\, g(i)\,. \qquad (W/m^3)$$

D : diamètre d'un brin élémentaire
f : fréquence
i : taux d'utilisation du supraconducteur

Le taux d'utilisation i du supraconducteur est défini comme le rapport du courant maximum d'utilisation du conducteur par le courant critique en régime continu : $i = \frac{I_{max}}{I_c}$. En régime sinusoïdal, on a $i = I_{eff}\sqrt{2}/I_c$.

Les pertes en champ propre ne dépendent pas du diamètre des filaments, mais du diamètre des brins élémentaires et du taux d'utilisation du conducteur. Le graphe de g(i) montre la dépendance de la densité volumique de perte P_{cp} en fonction du taux d'utilisation du supraconducteur. Celle-ci peut être assimilée à une loi en $i^{3,2}$.

Pour diminuer ces pertes, on aura tout intérêt à travailler loin du courant critique du conducteur, avec des brins peu saturés. Le graphe de $\frac{g(i)}{i}$ tient compte de l'augmentation de volume de supraconducteur liée à une sous-utilisation du matériau et représente la variation des pertes en champ propre en fonction de ce taux d'utilisation.

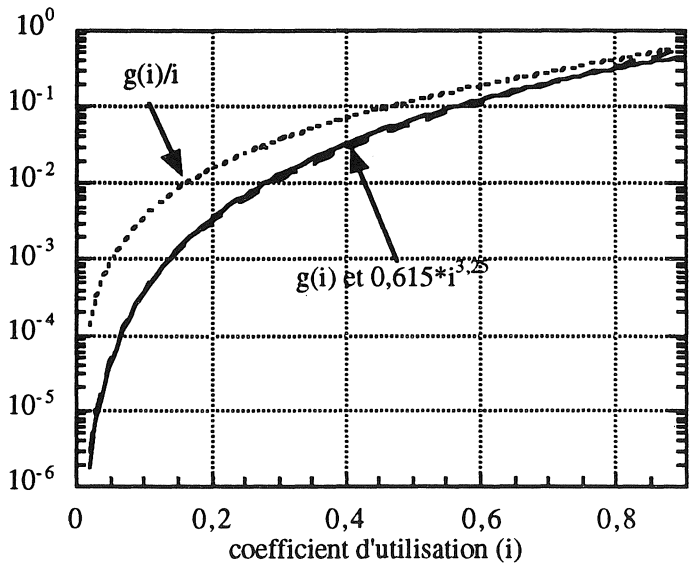


***Figure I.8** : Influence du taux d'utilisation du conducteur.*

Un taux d'utilisation trop faible engendre une augmentation du volume de supraconducteur importante, ce qui peut être défavorable quant au coût économique du dispositif électrotechnique. D'autre part, les variations de pertes en champ propre doivent être corrigées en tenant compte du terme lié à l'hystérésis.

Pour tenir compte de l'ensemble des contributions —hystérésis, courants de Foucault, champ propre—, nous avons calculé les pertes de plusieurs solénoïdes ayant le même volume intérieur et la même induction magnétique sur leur axe de révolution. Ces solénoïdes ne se différencient que par leur taux d'utilisation du conducteur, donc leur nombre de couches bobinées et le volume de matériau utilisé. La figure I.9 montre la dépendance de l'ensemble des pertes supraconductrices en fonction du taux d'utilisation du conducteur.

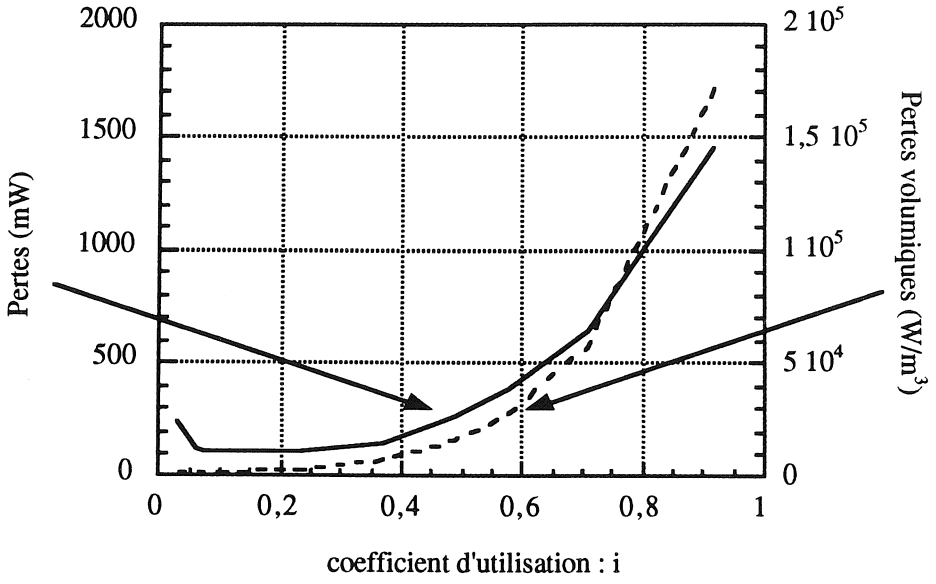


***Figure I.9** : Dépendance des pertes totales en fonction du taux d'utilisation*

Pour un taux d'utilisation du conducteur i < 10 %, la principale contribution des pertes supraconductrices provient du terme lié à l'hystérésis. La densité volumique de perte dépend peu du coefficient i. Les pertes sont alors proportionnelles au volume de supraconducteur utilisé et varient en $\frac{1}{i}$.

Pour un taux d'utilisation du conducteur i > 50 %, la distribution de courant à l'intérieur d'un brin élémentaire est proche d'une configuration de champ propre. Les pertes augmentent rapidement avec la saturation du conducteur.

L'analyse d'une composante longitudinale de champ est plus délicate. Cette composante ayant un effet important sur la saturation des brins élémentaires, sa contribution peut être très diverse. Une faible induction axiale peut forcer le courant de transport à pénétrer à l'intérieur du conducteur et avoir un effet favorable sur le niveau des pertes supraconductrices. En revanche, l'application d'une composante plus importante peut au contraire accentuer les phénomènes de saturation et entraîner une augmentation sensible des pertes supraconductrices. D'une manière générale, cette contribution dépend fortement du déphasage entre le courant de transport et l'induction extérieure, du niveau de cette induction et du pas de torsade du conducteur [9,10].

Cette configuration est peu fréquente, mais apparaît par exemple au niveau des têtes de bobine pour les enroulements de machines électriques, ou lors de l'utilisation de conducteurs multi-étages, torsadés entre eux. Dans ce dernier cas, le niveau des pertes supraconductrices dépend non seulement du pas de torsadage des filaments, mais aussi du pas d'assemblage du conducteur et des sens de torsadage des différents étages [11] . De nombreux auteurs considèrent que l'instabilité de ces conducteurs multi-étages est due à cette composante longitudinale [12].

Dans un conducteur supraconducteur, la frontière entre le matériau normal CuNi et le matériau supraconducteur n'est pas abrupte. Des supercourants peuvent diffuser dans le métal normal et accroître ainsi la zone supraconductrice, d'où des effets de proximité [13]. La densité des supercourants dans le métal normal s'atténue suivant une loi de la forme

$$J = J_0 \, e^{-\frac{dn}{\xi n}} \, e^{-\frac{B}{B_0}}$$

dn : distance interfilamentaire

ξn : longueur de cohérence du métal normal

B : induction magnétique

B_0 : coefficient (T)

La diminution drastique de la distance interfilamentaire peut entraîner des couplages entre filaments par l'intermédiaire de supercourants dans le métal normal. Cette distance peut devenir comparable à la longueur de cohérence de la matrice ($\xi_n \simeq 10$ nm à 4,2 K pour le CuNi). La prise en compte de ces effets de proximité oblige à passer du comportement d'un filament isolé à celui plus global d'un ensemble de filaments caractérisé par le diamètre des filaments, la distance interfilamentaire, l'induction magnétique locale, la température.

Ce phénomène est à l'origine de pertes supplémentaires, de nature hystérétique, dans les brins submicroniques et peut entraîner une diminution de la stabilité du conducteur. Pour se protéger des effets de proximité, il est nécessaire de conserver une distance interfilamentaire minimale de l'ordre de 100 nm. Pour cette raison, la proportion de matériau supraconducteur dans un conducteur à usage alternatif est assez faible, de l'ordre de 20 %.

II.2 - Spécificités d'un conducteur alternatif

II.2.1 - Présentation du conducteur compacté

Le développement permanent, par Alcatel Asthom Recherche et GEC Asthom, de conducteurs toujours plus performants, associé à des méthodes de fabrication plus industrielles, a abouti à la réalisation du brin "C" [14].

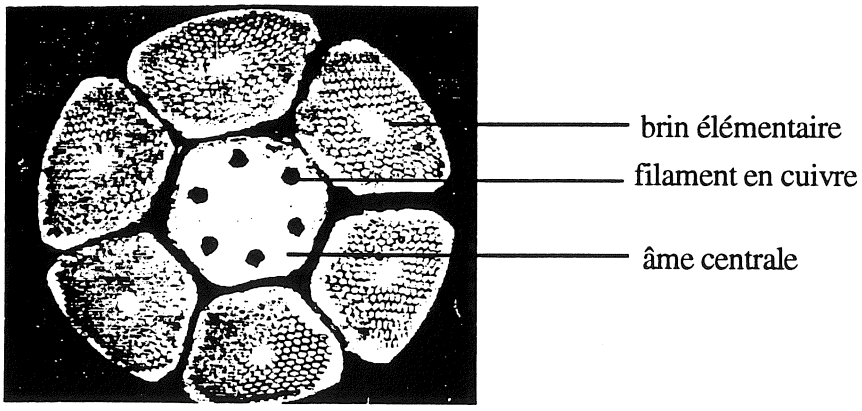


***Figure I.10** : Brin "C".*

Le principe de fabrication d'un brin multifilamentaire est récurrent :

Une première série de p billettes en NbTi, gainées par une barrière résistive en Nb, est noyée dans une matrice en CuNi. Ces billettes sont filées à chaud, puis étirées à froid jusqu'à la forme d'un hexagone d'étage 1.

Un conducteur d'étage 2, comportant n×p filaments, est obtenu en étirant n hexagones d'étage 1, empilés et noyés dans une matrice en CuNi.

Les brins élémentaires sont obtenus après plusieurs opérations d'empilage et d'étirage successives, puis sont assemblés et torsadés entre eux. Le conducteur obtenu est ensuite réduit au cours du compactage. Compte tenu des déformations provoquées par cette dernière opération, les sous-brins élémentaires ne sont pas isolés entre eux.

Le fait de travailler avec des brins élémentaires de diamètre relativement important, puis réduit au cours du compactage, réduit le coût de fabrication du conducteur final. Pour les pertes en champ propre, le diamètre à considérer est celui des sous-brins élémentaires, qui est faible, donc favorable.

Les caractéristiques du brin "C" sont regoupées dans le tableau I.2

Diamètre du conducteur	0,5 mm
Nombre de brins élémentaires	6
Nombre de filaments	6 × 186 252
Diamètre des filaments	0,165 µm
Pas de torsade	1,12 mm
Proportion de matériau supraconducteur dans un sous-brin élémentaire (type R)	19 %

Tableau I.2 : Caractéristiques du brin "C".

II.2.2 - Transition du conducteur

Une bobine supraconductrice ne transite d'abord que très rarement dans son intégralité. Seules une ou plusieurs zones normales plus ou moins étendues apparaissent après les premiers instants suivant la transition. De part les effets de la conduction thermique et des pertes Joule, ces zones normales se propagent dans le bobinage. Si la vitesse de propagation des fronts résistifs est suffisamment importante, la transition sera alors considérée comme massive et totale.

Pour diminuer l'énergie $\frac{V^2}{R}$ dissipée dans le conducteur, il est intéressant d'avoir une résistance R élevée, donc une transition massive et complète du bobinage. La présence de six filaments de cuivre à l'intérieur de l'âme centrale augmente sensiblement la vitesse de propagation de la zone normale lors d'une transition. Le courant, passant préférentiellement par ces filaments, échauffe le conducteur sur toute sa longueur et garantit ainsi une transition rapide et totale, donc une meilleure protection du bobinage [14].

Une bobine plate en brin"C" a été réalisée. La longueur du conducteur est de 9 m. La figure I.11 montre l'enregistrement d'une transition.

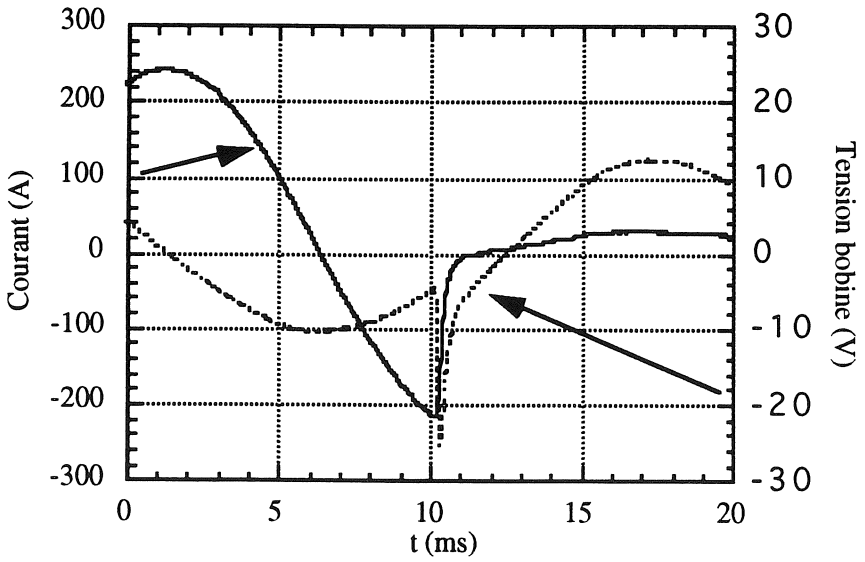


Figure I.11 *: Analyse d'une transition*

La résolution, par la méthode de Runge-Kutta, des équations thermo-électriques obtenues en considérant le modèle adiabatique et la propagation de la zone normale unidirectionnelle, permet d'estimer la vitesse de propagation v_p de la zone normale pendant la transition. La simulation obtenue avec une loi du type $v_p(t) = v_0 e^{-t/\tau}$ (v_0 = 19 km/s et τ = 0,55 ms) se trouve sur la figure I.12.

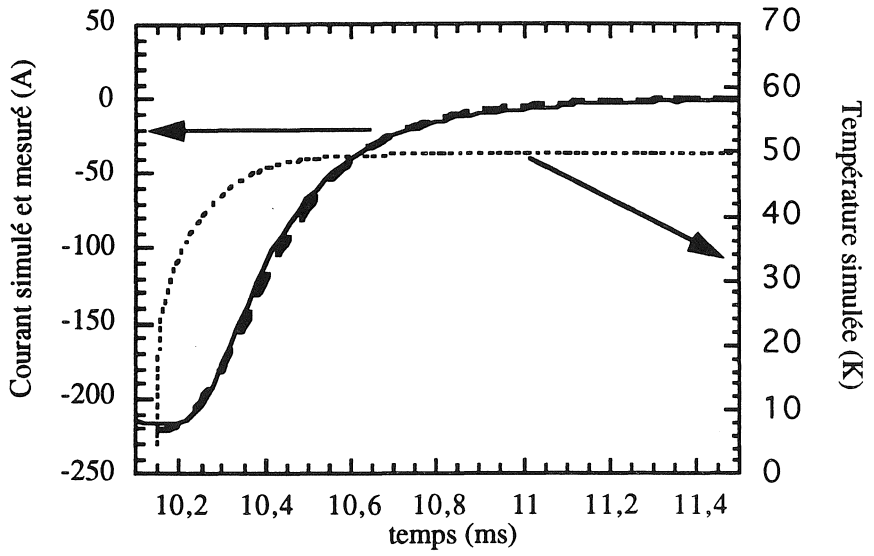


***Figure I..12** : Expérience et simulation de quench.*

II.2.3 - Stabilité du conducteur

Alors que, pour un conducteur destiné au régime continu, la stabilité de l'état supraconducteur est acquise en partie par l'utilisation d'une matrice en cuivre, pour un conducteur alternatif, celle-ci n'est obtenue que par la diminution de la taille des filaments [15], puisque la matrice très résistive stabilise difficilement. La réalisation de bobines alternatives susceptibles d'atteindre leur caractéristique critique théorique est encore plus délicate.

En régime alternatif, de par les effets de champ propre, le courant de transport circule principalement par les couches extérieures du conducteur. Des brins de diamètre trop important sont le siège d'instabilités thermo-

électromagnétiques. Le courant de transport maximum en régime variable, appelé courant de blocage, est alors inférieur au courant critique obtenu en régime continu. Le tableau I.3 regroupe les caractéristiques mesurées sur les conducteurs du type R, C, (6+1)C.

Conducteur	R	C	(6+1)C
Courant de blocage en régime continu	114 A	500 A	1400 A*
Courant de blocage en régime alternatif	60 A_{eff} 85 A_{max}	220 A_{eff} 310 A_{max}	450 à 500 A_{eff} 640 à 710 A_{max}

*cet essai a été effectué en superposant au conducteur un champ magnétique transversal de 0,3 T.

Tableau I.3 : Caractéristiques mesurées sur les conducteurs du type R, C, (6+1)C.

La recherche d'une bonne stabilité associée à un faible niveau de pertes supraconductrices a abouti à la fabrication de conducteurs de faibles diamètres pour les applications aux fréquences industrielles et à faible induction.

Pour transporter des courants de plusieurs centaines d'ampères, il est nécessaire d'assembler un grand nombre de ces brins multifilamentaires. Ceci entraîne néanmoins des difficultés : frottement d'un brin sur un autre, influence d'une composante longitudinale de champ provoquée par le pas d'assemblage, courants induits entre les brins du conducteur assemblé ... . Il en résulte des pertes et des problèmes de stabilité supplémentaires. Dans ces conditions, le conducteur peut transiter avant les performances escomptées [16].

Pour des applications nécessitant des courants de transport de plusieurs milliers d'ampères, il est préférable de transposer directement le bobinage plutôt que de multiplier le nombre d'étages supplémentaires.

III - MESURES ELECTRIQUES DES PERTES SUPRA-CONDUCTRICES

III.1 - Intérêt d'une méthode électrique

Les deux aspects essentiels assurant la pérénité des supraconducteurs, fonctionnant à la température de l'hélium liquide, concernent la stabilité de l'état supraconducteur et la recherche permanente de pertes électromagnétiques en régime variable toujours plus faibles. La connaissance des lois qui régissent la distribution de courant à l'intérieur d'un brin multifilamentaire destiné au régime alternatif est complexe, et prête à diverses interprétations. Les nombreux paramètres rentrant en jeu (effet dimensionnel des filaments, pas de torsadage, transposition de brins, saturation du conducteur, ...) rendent une approche théorique globale extrêmement délicate et très difficile. Une démarche expérimentale est nécessaire.

Les techniques habituellement utilisées pour mesurer les pertes a.c. sont de nature calorimétrique. Une bobine supraconductrice et une résistance sont logées dans un anticryostat, lui-même plongé dans un cryostat. Lorsque la bobine est alimentée, on mesure le débit d'hélium gazeux évaporé par l'énergie dissipée dans le supraconducteur. On coupe alors l'alimentation de la bobine pour injecter un courant dans la résistance. On ajuste alors la puissance dissipée par effet Joule dans l'anticryostat, pour retrouver le même débit d'hélium qu'auparavant. La connaissance de la puissance dissipée dans la résistance permet d'accéder au niveau des pertes supraconductrices. Cette mesure, par comparaison, permet de s'affranchir des équilibres thermiques qu'il faudrait attendre pour la mesure directe.

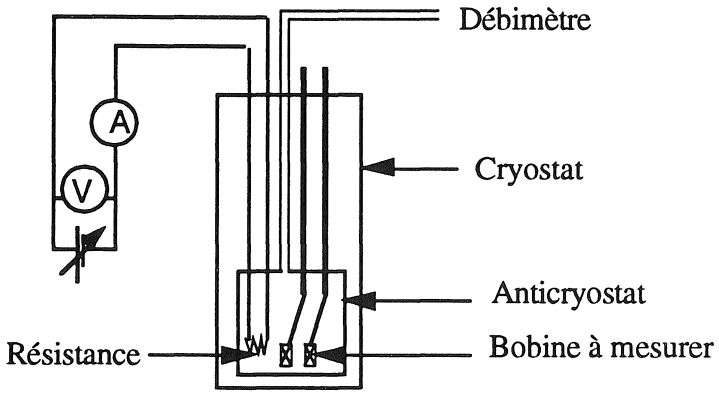


***Figure I.13** : Principe de la méthode calorimétrique.*

Une méthode électrique permet non seulement d'avoir un outil de comparaison, mais est aussi plus riche d'enseignement. La méthode calorimétrique donne un résultat global, alors que la méthode électrique donne un signal de pertes, ce qui devrait nous permettre d'analyser les différentes contributions (hystérésis au niveau des filaments, effet de champ propre, courants induits dans la matrice, ...).

Les deux méthodes restent néanmoins complémentaires. Alors que la précision de la méthode calorimétrique [1,17] dépend principalement du niveau d'hélium évaporé, la fiabilité de la méthode électrique fait intervenir le facteur de puissance de la bobine. Pour des essais en échantillon court, avec de très faibles niveaux de pertes (< 10 mW), on préfèrera utiliser la méthode électrique. La méthode calorimétrique semble en revanche mieux adaptée à l'étude de bobines très inductives avec de faibles pertes à courant élevé.

D'autre part, pour étudier l'influence d'une induction extérieure (déphasage, intensité, ...) sur le niveau des pertes supraconductrices, l'expérimentateur est amené à plonger une bobine de mesure 1 dans le champ créé par une bobine auxiliaire 2.

Les tensions aux bornes des deux bobines sont données par les équations électriques

$$\begin{cases} V_1 = \text{“}r_1\text{”}\, I_1 + L_1 \dfrac{dI_1}{dt} + M \dfrac{dI_2}{dt} \\ V_2 = \text{“}r_2\text{”}\, I_2 + M \dfrac{dI_{1,}}{dt} + L_2 \dfrac{dI_2}{dt} \end{cases}$$

(1) indice correspondant à la bobine de mesure 1,
(2) indice correspondant à la bobine auxiliaire 2,
L,M inductances propre et mutuelle des bobines,
rI composante dissipatrice de la tension aux bornes des bobines.

Compte tenu du couplage magnétique entre ces deux bobines, une partie des pertes dissipées dans la bobine 1 (courants de Foucault dans la matrice, hystérésis dans les filaments) peut être fournie par la puissance

active $r_2 I_2^2$ de la bobine 2. D'autre part, si I_2 est en quadrature et à la même fréquence que I_1, compte tenu des inductances mutuelles entre les deux bobines, il peut apparaître une composante de tension aux bornes de la bobine de mesure 1, en phase avec son courant de transport. Ceci amène des difficultés supplémentaires dans l'interprétation des signaux de pertes. Néanmoins, ce problème ne se pose pas si les deux bobines sont montées en série ($I_1 = I_2$). Dans ce cas, l'utilisation d'une seule mutuelle de compensation suffit pour supprimer les deux composantes inductives $M_{12}\frac{dI}{dt} + L\frac{dI}{dt}$ aux bornes de la bobine à analyser.

En revanche, pour l'étude des supraconducteurs à haut T_c, la forte chaleur de vaporisation de l'azote liquide rendra difficile la transposition directe de la méthode calorimétrique.

III.2 - Principe de la méthode électrique

Le facteur de puissance proche de zéro (10^{-4} à 10^{-5} ; $R << L\omega$) des bobines supraconductrices rend l'intégration directe du produit tension-courant totalement imprécise. Pour mesurer les pertes des bobines supraconductrices, nous avons utilisé la méthode proposée par Wilson [18]. Le principe est simple : on mesure la tension aux bornes de la bobine, puis on ramène le facteur de puissance à l'unité en soustrayant le terme inductif, pour ne conserver que le terme "résistif" qu'on appelle tension compensée.

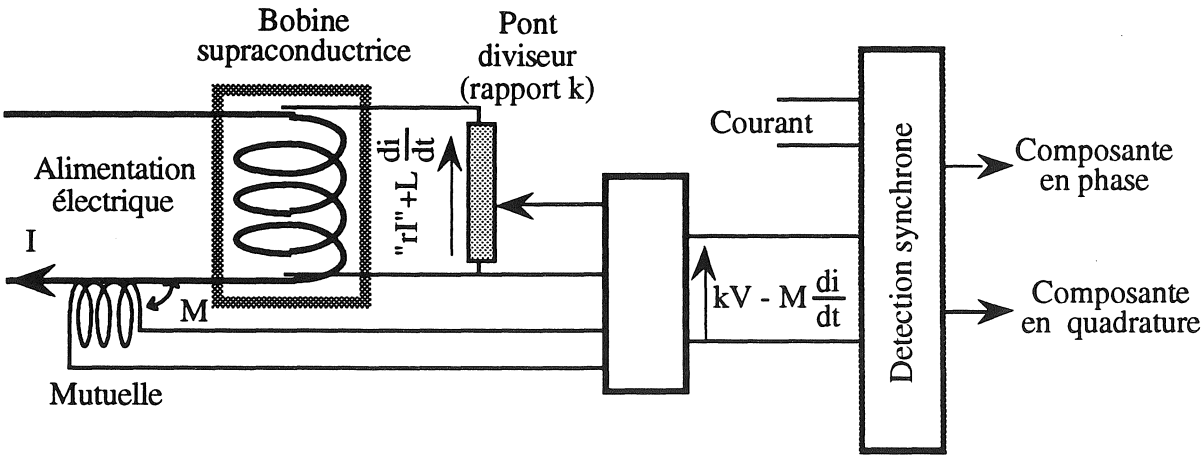


***Figure I.14** : Principe de la mesure électrique. Méthode de Wilson.*

Dans le cas où le courant est sinusoïdal, une détection synchrone permet d'accéder directement aux pertes, en donnant pour la tension compensée les composantes en phase $V_{comp} \cos\varphi$ et en quadrature $V_{comp} \sin\varphi$, avec le courant qui constitue le signal de référence pour la détection. Les pertes sont données par le produit $P = IV_{comp} \cos\varphi$.

Cette méthode requiert un certain nombre de précautions. Le cryostat et tout l'espace autour de la bobine doivent être exempts de pièces conductrices. Le circuit électronique et le montage entre les différents instruments doivent être particulièrement performants. Ils ne doivent introduire aucune non linéarité sur une large bande de fréquences et toute rotation de phase doit être corrigée. Le principe même de la mesure et le faible niveau du signal de perte engendrent des problèmes de compatibilité électromagnétique supplémentaires.

Les techniques classiques comprennent une réduction de la tension bobine "rI" + $L\frac{dI}{dt}$ par l'intermédiaire d'un pont diviseur de tension. La soustraction de la composante inductive $kL\frac{dI}{dt}$ est ensuite obtenue par une mutuelle de compensation M.

Cependant, tout pont diviseur de tension, y compris très performant, de type inductif par exemple, introduit une rotation de phase du signal et perturbe la mesure. La tension compensée, obtenue par un tel dispositif, est alors de la forme :

$$krI + \delta P$$

où δP représente les erreurs de mesure provenant des imperfections du montage.

Alors que le fait de travailler avec un faible rapport de réduction k permet de réduire la valeur de l'inductance mutuelle M, les erreurs de mesure sont amplifiées d'un facteur $\frac{1}{k}$.

La mise au point de notre banc d'essais nous a amenés à soustraire directement la totalité de la composante inductive de la bobine. Cependant, dans une telle configuration, on mesure les pertes de la bobine, diminuées

d'une partie des pertes de la mutuelle. La précision de la mesure repose désormais sur la qualité de cette mutuelle de compensation.

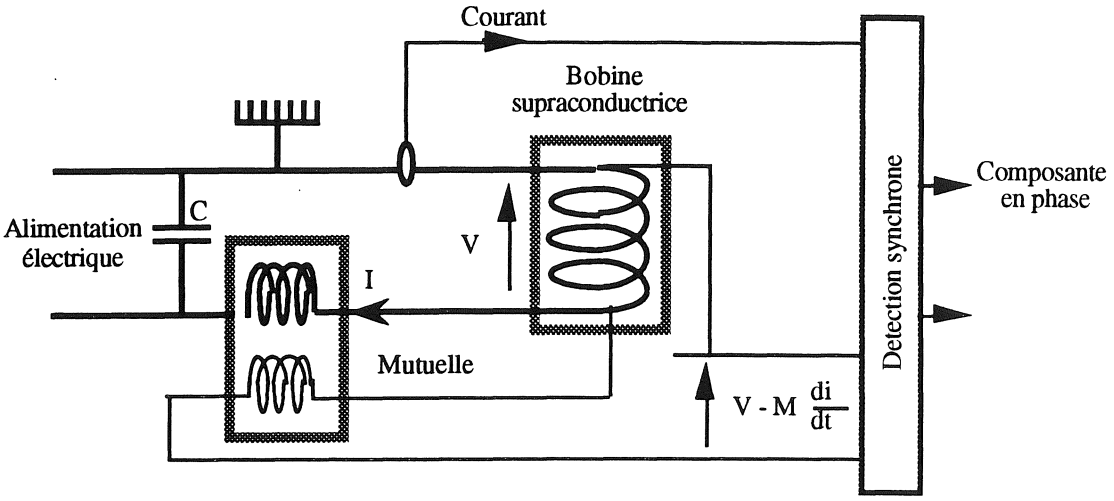


Figure I.15 *: Amélioration du système de compensation.*

Nous utilisons, comme mutuelle de compensation, un solénoïde supraconducteur facile à réaliser. Pour diminuer au maximum le volume de supraconducteur utilisé et réduire ainsi les pertes de la mutuelle, la section utile au passage du flux est maximale et limitée par le diamètre intérieur de notre cryostat. Cette mutuelle se compose d'un enroulement primaire, travaillant loin de sa caractéristique critique (conducteur (6+1)T) et de plusieurs secondaires isolés entre eux (conducteur CCN 14000).

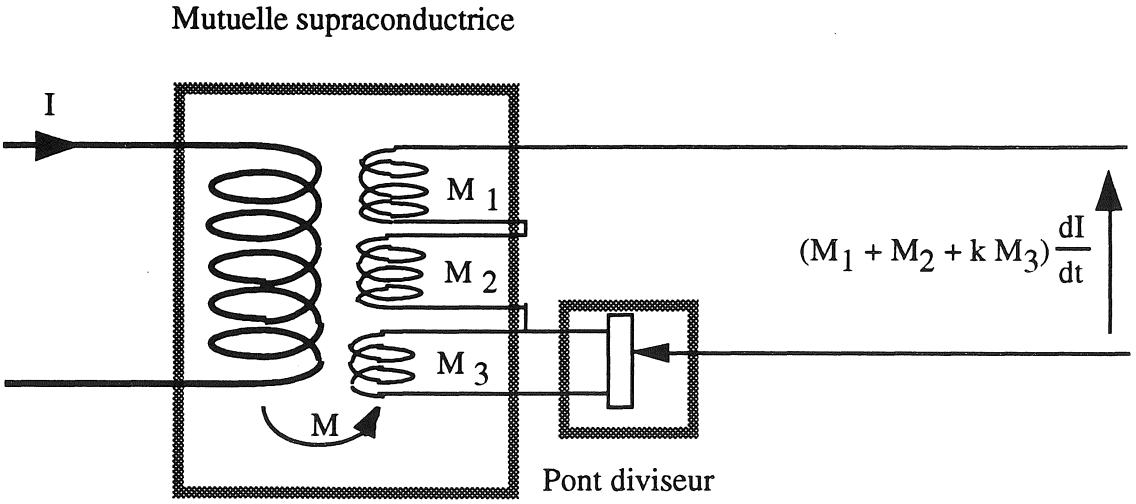


Figure I.16 *: Mutuelle variable.*

La mise en série de plusieurs secondaires permet de compenser au mieux l'inductance de la bobine à caractériser, la compensation parfaite est obtenue par l'intermédiaire d'un pont diviseur inductif alimenté par un dernier enroulement. Comme nous l'avons vu précédemment, l'utilisation de ce pont amène une rotation de phase entre le signal d'entrée (primaire du pont) et le signal de sortie (secondaire du pont). Les erreurs de mesure sont d'autant plus importantes que ce signal d'entrée est grand. Il convient donc de n'utiliser ce pont que sous tension réduite. Le dernier enroulement du secondaire de la mutuelle ne comporte par conséquent que peu de spires.

Lorsque le signal de pertes est extrêmement faible (cas de mesures en échantillons courts), les signaux extérieurs captés par la mutuelle de compensation risquent d'être prédominants. Pour les atténuer au maximum, nous utilisons une mutuelle de compensation formée de deux demi-mutuelles identiques, géométriquement en opposition et électriquement en série. Les perturbations uniformes captées par ces deux demi-mutuelles se retranchent alors.

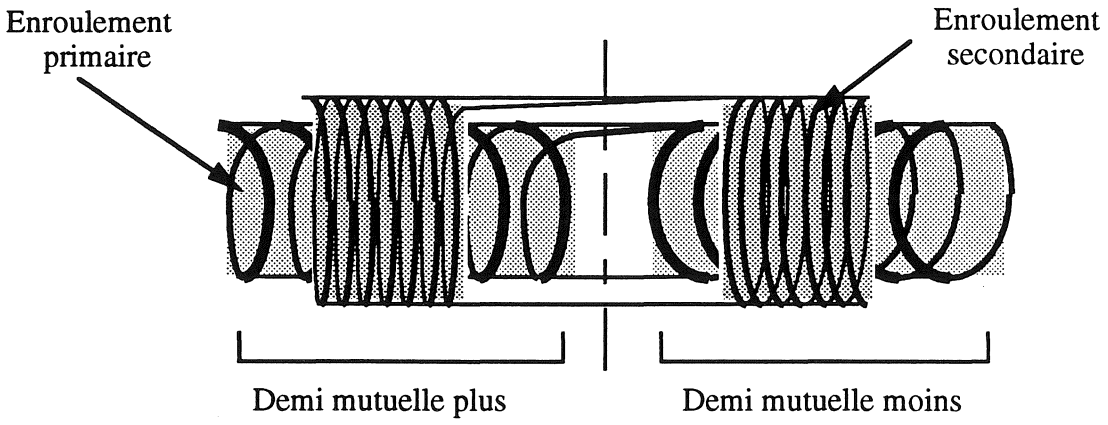


***Figure I.17** : Mutuelle faible perturbation.*

Pour ne pas noyer le signal de pertes par des signaux parasites, il convient de prendre quelques précautions de manipulation au niveau des appareils électriques, du choix de la masse de montage ... . On notera que la rotation de phase du capteur de courant et des filtres d'entrée de la détection synchrone peut être corrigée en jouant sur la référence de phase de la détection.

La mutuelle de compensation et la bobine à caractériser doivent être suffisamment découplées pour ne pas retrancher une partie des pertes supraconductrices. L'utilisation de l'âme centrale d'un conducteur assemblé comme moyen de compensation est à proscrire.

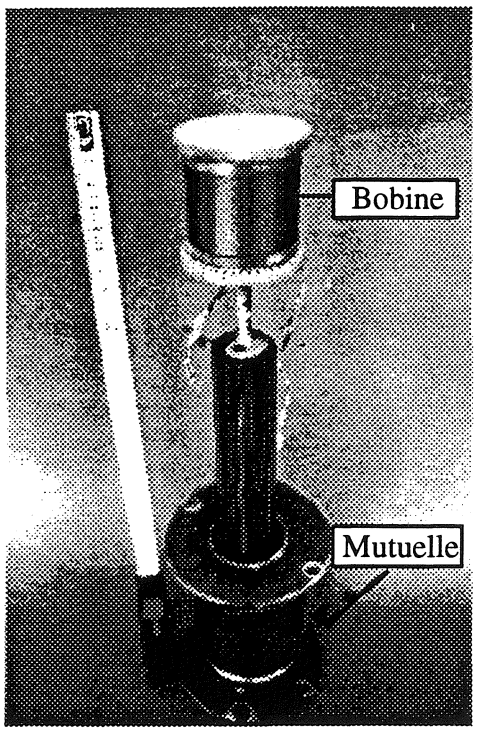


Figure I.18 *: Photo bobine + mutuelle.*

III.3 - Résultats concernant les conducteurs bas T_c

La figure I.19 compare les résultats obtenus par les deux méthodes électrique et calorimétrique pour la bobine n° 19 Alcatel Alsthom Recherche. L'inductance de cette bobine est de 3,8 mH ; la constante magnétique sous la couche intérieure est de 0,02 T/A et le volume de supraconducteur de l'ordre de $9{,}95.10^{-6}$ m^3.

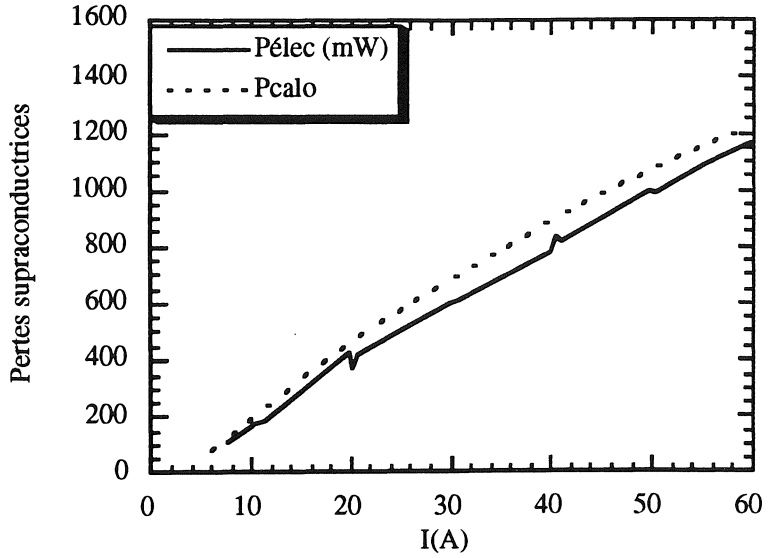


Figure I.19 *: Pertes supraconductrices.*

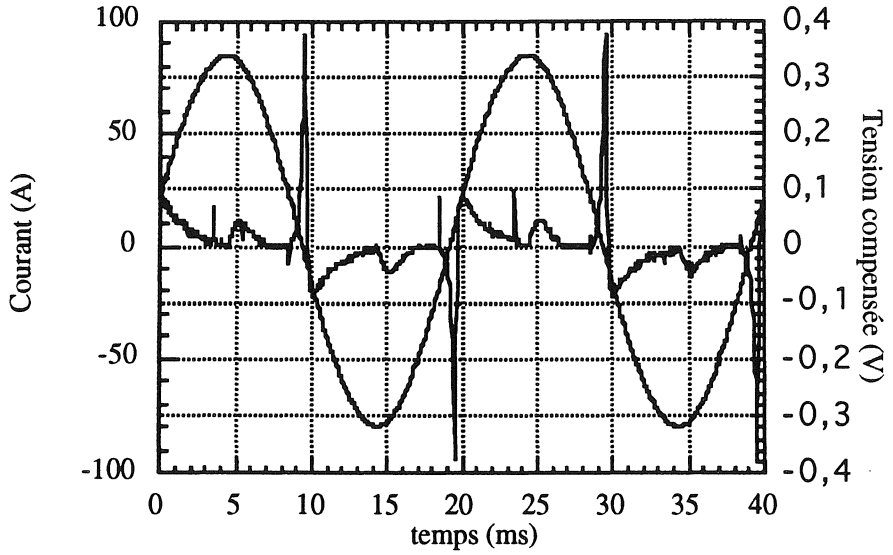


Figure I.20 *: Signal image des pertes.*

Les écarts obtenus par ces deux méthodes ne sont pas significatifs. La figure I.20 montre le signal image des pertes supraconductrices. Compte tenu des pertes par hystérésis dans les filaments et des pertes en champ propre, il subsiste des pertes à courant de transport nul. On a donc un pic de tension compensée en i = 0. Lorsque le courant atteint une amplitude maximale, on se retrouve localement en régime continu, les pertes instantanées sont pratiquement nulles.

III.3.1 - Contribution des courants induits dans la matrice

Les calculs montrent que la contribution des pertes par courant de Foucault dans la matrice est négligeable par rapport aux pertes par hystérésis dans les filaments et aux effets de champ propre.

Des mesures de pertes supraconductrices ont été effectuées sur une plage de fréquences s'étalant de 10 Hz à 300 Hz. La dépendance linéaire confirme ces calculs. L'inductance de la bobine et la puissance disponible par notre alimentation nous ont contraints à limiter la gamme de fréquence pour des courants plus importants.

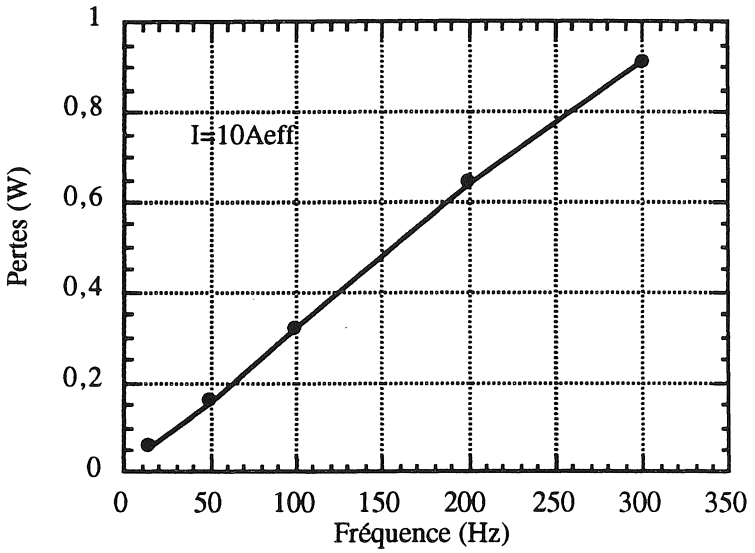


***Figure I.21** : Etude fréquentielle.*

III.3.2 - Effet de champ propre

Un élément de conducteur se retrouve dans une situation de champ propre lorsqu'il n'est soumis à aucune induction longitudinale ou transversale extérieure. Pour approcher ces conditions de manière expérimentale, nous avons bobiné une longueur de 1,70 m de brin R (réf. B4 186 252), constituant élémentaire d'un brin C comme l'indique la figure I.22. La bobine se compose de 18 spires imprégnées sur un mandrin de 29 mm de diamètre. Le pas d'hélice est de 2 mm.

051 095958 2

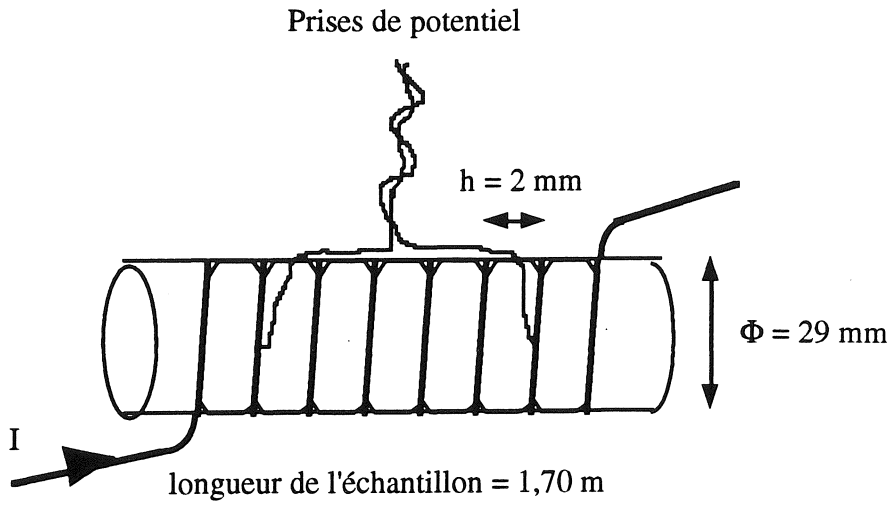


Figure I.22 *: Echantillon court.*

Ces études sur les pertes supraconductrices sont menées conjointement avec S. Le Naour (GEC Alsthom-Creebel) qui développe des outils de simulation [19]. La figure I.23 montre le signal de pertes obtenu sur cet échantillon pour différentes valeurs du courant. Le signal théorique est obtenu par l'intermédiaire de la distribution de courant à l'intérieur du multifilamentaire. Un signal similaire a été enregistré sur un brin T [9].

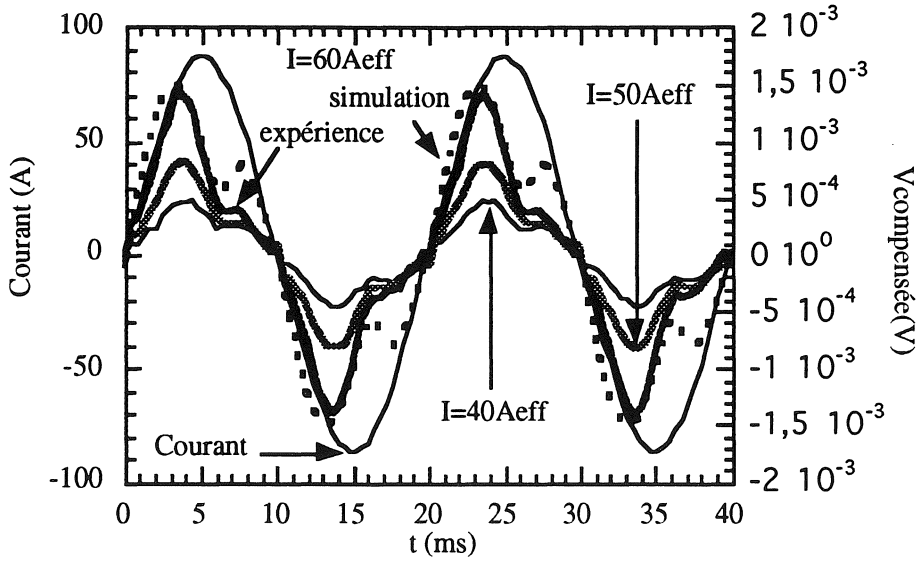


Figure I.23 *: Signal de champ propre.*

La figure I.24 compare les niveaux de pertes simulés et mesurés. La dépendance est proche d'une loi en i^3.

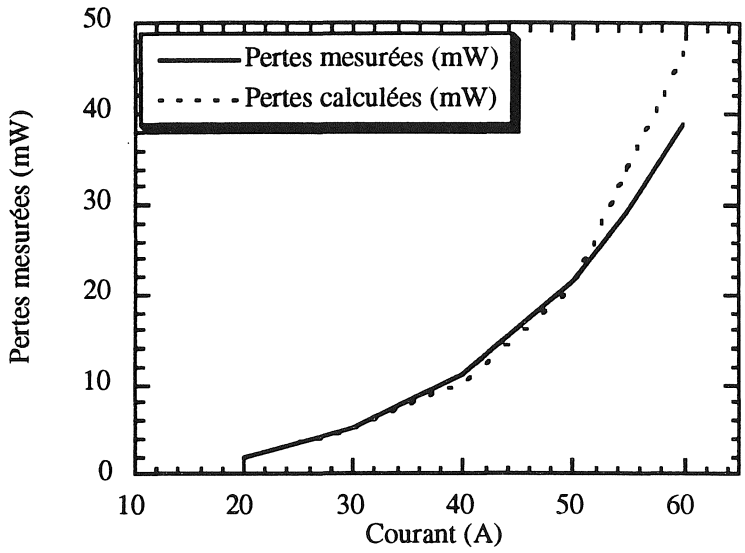


Figure I.24 *: Pertes supraconductrices.*

Les écarts obtenus par l'expérience et la simulation ne sont pas significatifs. Néanmoins, il s'agit d'un cas très particulier où le conducteur utilisé est monobrin (brin R) et se retrouve uniquement dans une situation de champ propre idéal. Le calcul des pertes supraconductrices dans une situation réelle (conducteur assemblé, composantes longitudinale et transversale de l'induction extérieure, effet de champ propre, champ tournant, ...) reste problématique et très coûteux. Nos connaissances actuelles ne nous permettent pas d'obtenir en règle générale une aussi bonne précision.

Nous avons étudié le comportement de notre conducteur alimenté en onde non sinusoïdale. La figure I.25 montre le signal caractéristique du champ propre pour un courant alternatif triangulaire variant de $-I_{max}$ à I_{max}. D'un point de vue théorique, nous devrions retrouver le même niveau global de perte qu'en régime alternatif sinusoïdal avec un courant ayant la même amplitude I_{max}. L'utilisation de la détection synchrone ne nous permet pas de mesurer les pertes en régime non sinusoïdal. L'utilisation d'un intégrateur est nécessaire. Néanmoins, les niveaux de pertes semblent comparables.

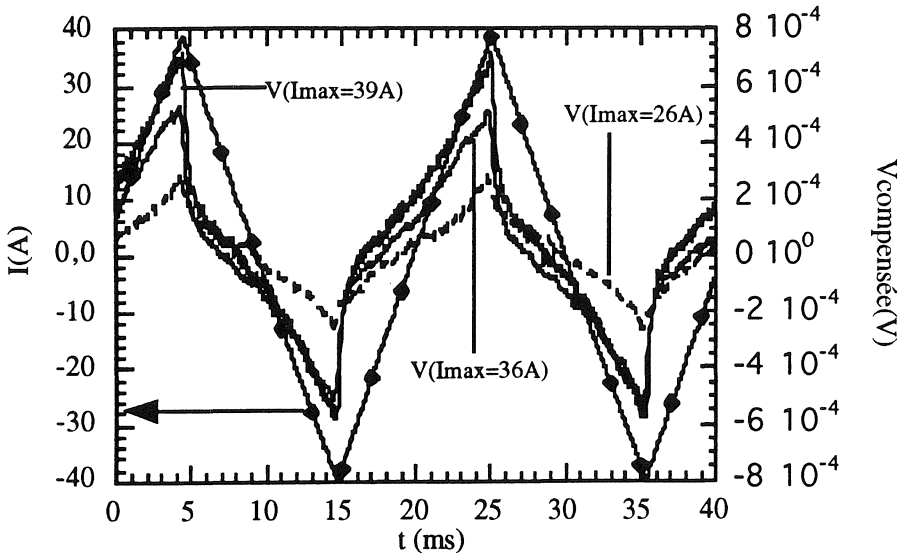


***Fig.I.25** : Champ propre en onde triangulaire.*

III.3.3 - Influence du champ transverse

Pour étudier l'influence du champ transverse sur la répartition de courant à l'intérieur d'un conducteur multifilamentaire, un bobineau aselfique pouvant s'insérer à l'intérieur d'une bobine de champ a été réalisé.

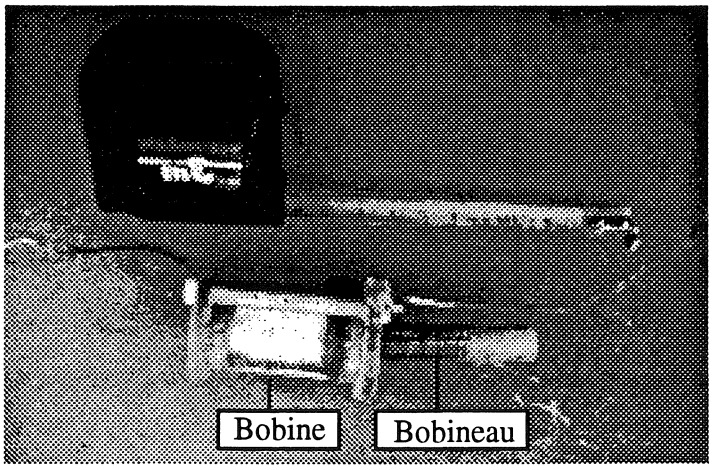


***Figure I.26** : Bobineau à l'intérieur de la bobine de champ.*

Deux essais ont été réalisés en plongeant ce bobineau dans deux bobines de champ extérieur se différenciant par leur constante magnétique sous la première couche. Dans chaque cas, la bobine et le bobineau sont montés en série. Dans ces conditions, on peut analyser le signal de perte aux bornes du bobineau (cf. page). Le système de compensation ne comporte qu'une seule mutuelle.

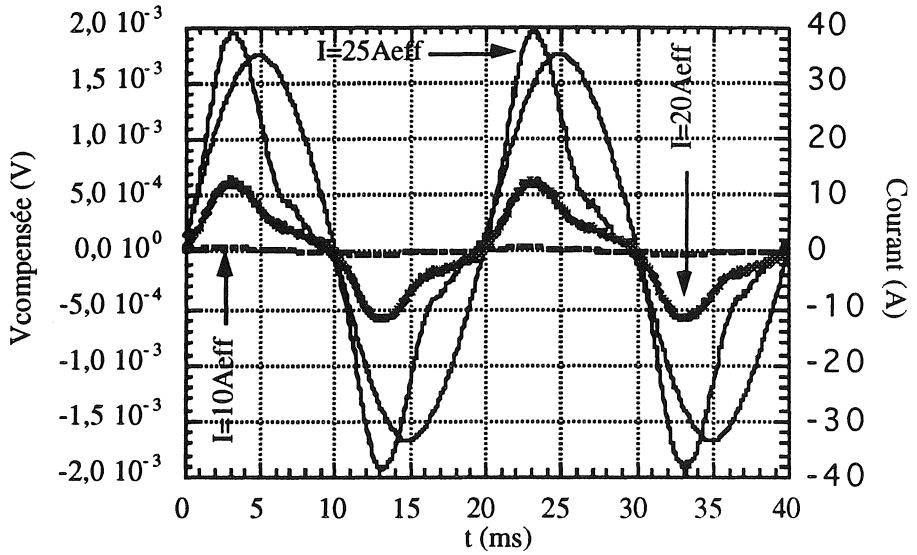


Figure I.27 *: Caractéristique magnétique sous la 1ière couche = 6,36 mT/A.*

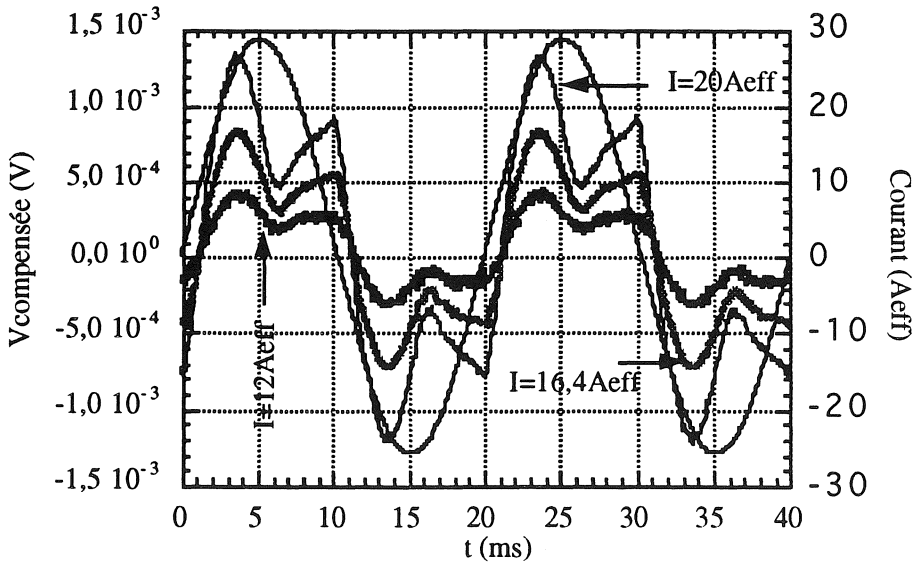


Figure I.28 *: Caractéristique magnétique sous la 1ière couche = 30 mT/A.*

Dans le premier cas, la composante transversale de l'induction extérieure est faible (0,1 T à 0,25 T). La contribution des pertes par hystérésis n'est pas prédominante, on retrouve un signal caractéristique d'une répartition de courant en champ propre.

L'application d'une induction extérieure transverse plus importante force le courant de transport à pénétrer à l'intérieur du conducteur, diminue donc l'épaisseur de la zone périphérique saturée et réduit la contribution des pertes en champ propre, tout en augmentant la contribution du terme lié à l'hystérésis qui est proportionnelle à $J_c\left|\frac{dB}{dt}\right|$.

En régime sinusoïdal, les pertes instantanées Ph(t) ne devraient dépendre que du niveau de l'induction extérieure B, et non du signe de $\frac{dB}{dt}$. Le signal obtenu avec une induction transverse extérieure de l'ordre de 0,35 T à 0,85 T est un peu plus symétrique par rapport à un axe passant par un maximum de courant que dans l'essai précédent, ce qui est conforme aux prévisions. Il subsiste néanmoins une forte contribution due au champ propre.

Il s'agit d'une première mise en évidence d'un signal caractéristique des pertes par hystérésis dans les filaments. D'autres essais doivent être réalisés avant de se prononcer fermement sur ce résultat.

III.3.4 - Calcul des pertes supraconductrices

Cette étude, en accord avec d'autres travaux récents, tend à montrer que la répartition du courant à l'intérieur des brins multifilamentaires submicroniques est essentiellement gouvernée par le champ propre, tout au moins dans la gamme des champs rencontrés couramment en électrotechnique (B < 1 T). On peut par conséquent avoir une estimation des pertes dans les brins élémentaires même en présence de champ magnétique important.

Pour calculer ces pertes, on suppose que le courant de transport circule essentiellement par les couches extérieures des brins élémentaires qui sont alors saturées. Les filaments des couches intérieures du conducteur sont parcourus par des supercourants qui écrantent le champ magnétique extérieur. La répartition de courant instantanée est alors la suivante [20] :

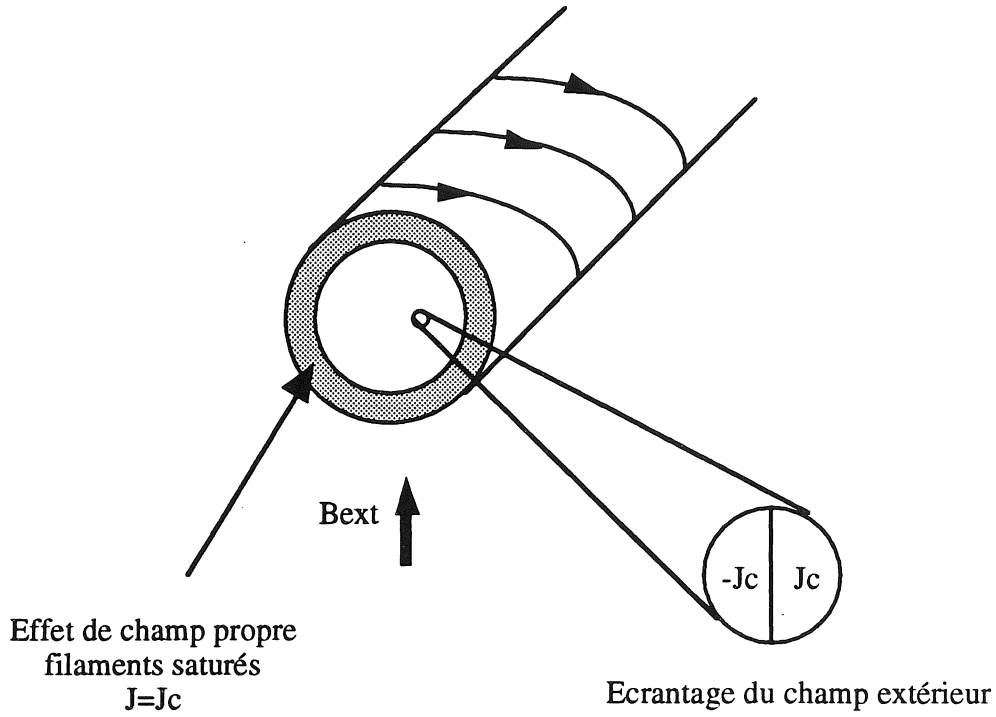


Figure I.29 *: Répartition du courant à l'intérieur d'un conducteur élémentaire.*

Les pertes sont alors la somme des pertes en champ propre et des pertes par hystérésis, en champ transverse à courant de transport nul, dans le centre du brin. Elles sont évaluées par une double intégration sur le temps et sur l'espace.

Ce modèle a été testé en calculant les pertes de différentes bobines supraconductrices et de la MAPS (Machine à Aimants Permanents Supraconductrice que possède le laboratoire. Loin d'être exacte, cette méthode est toutefois aussi fiable que l'utilisation de formules empiriques. L'erreur est estimée à 30 % environ. Des modèles plus complets conduisent rapidement à des calculs beaucoup plus lourds et sont difficiles à valider compte tenu du manque d'éléments de comparaison.

Le concepteur de machines électriques retiendra que les pertes sont proportionnelles à la fréquence, varient comme le cube du taux d'utilisation du supraconducteur et augmentent avec l'induction magnétique.

III.4 - Caractérisation d'une bobine haut T_c

Nous avons pu étudier les pertes supraconductrices d'une bobine haut T_c monocouche, fabriquée avec du ruban en bismuth, fonctionnant à la température de l'azote liquide (77 K). Cette bobine nous a été prêtée par EdF DER. La figure I.30 montre la dépendance des pertes a.c. en fonction du courant de transport à différentes fréquences.

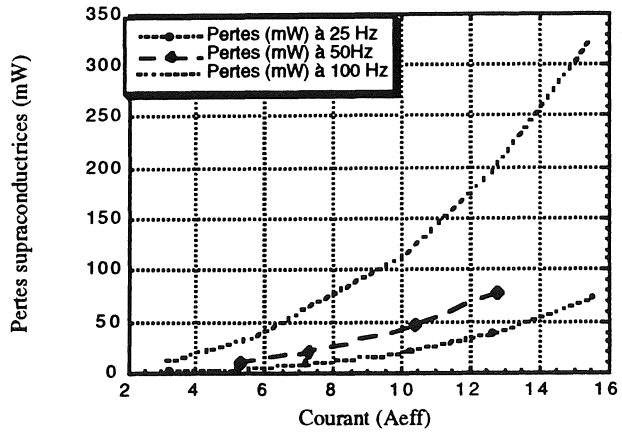


***Figure I.30** : Etude d'une bobine haut T_c.*

Une analyse fine des signaux, images des pertes supraconductrices, nous a permis de séparer les différentes contributions.

A basse fréquence et fort courant, nous avons retrouvé un signal de perte analogue à celui du champ propre. Pour des fréquences inférieures à 25 Hz, la dépendance des pertes en fonction du courant de transport est proche d'une loi en I^3.

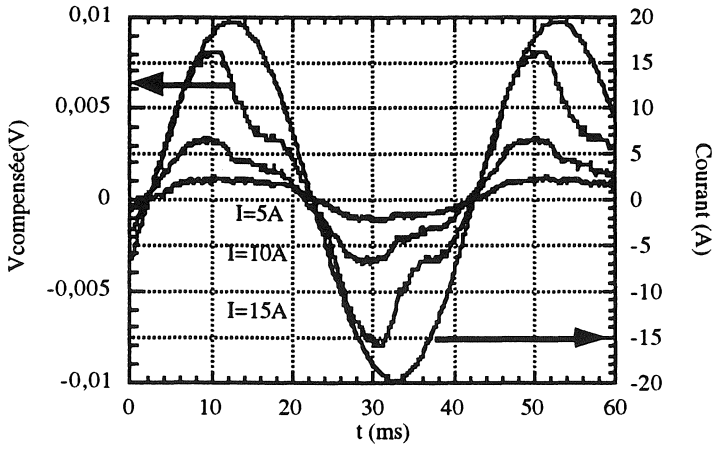


***Figure I.31** : Signal de perte à 25 Hz.*

A fréquence élevée, f > 100 Hz, le signal de perte est proche d'une sinusoïde. La contribution des pertes par courant de Foucault dans le conducteur est prédominante. La dépendance des pertes à courant de transport donné en fonction de la fréquence suit une loi en f^2.

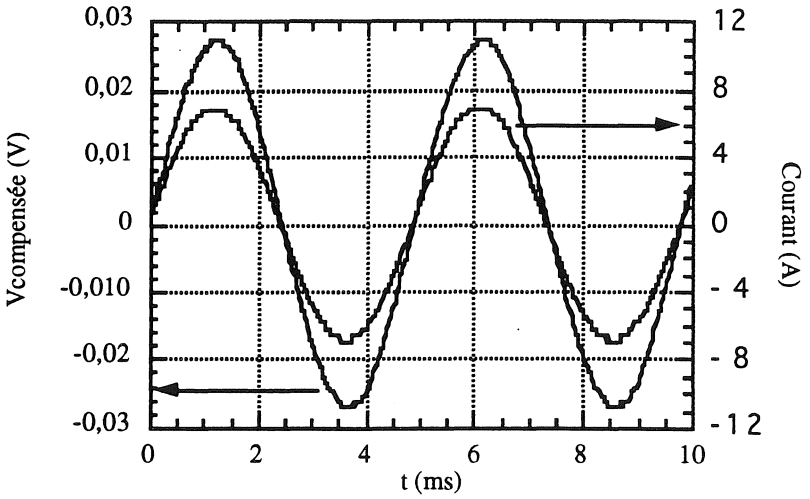


Figure I.32 *: Signal image des pertes à 200 Hz pour I = 5 A_{eff}).*

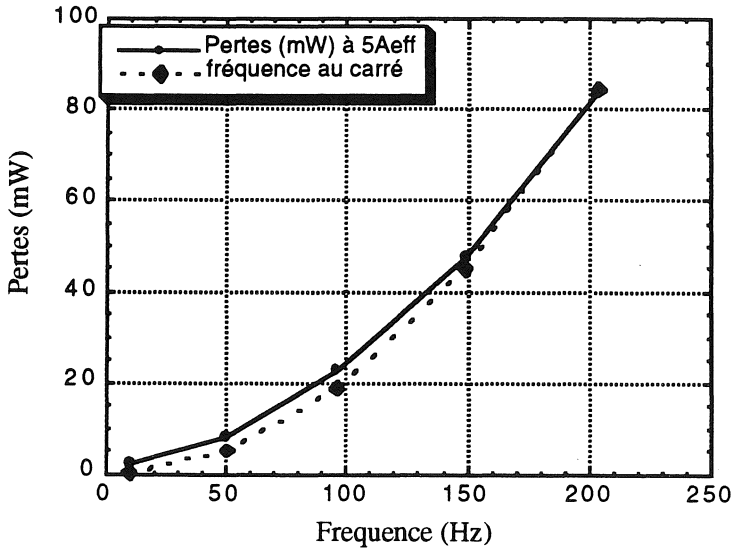


Figure I.33 *: Dépendance pertes-fréquences (I = 5 A_{eff}).*

Références Chapitre I

1. M.N. Wilson. *"Superconducting Magnets"*, Clarendon Press, Oxford.

2. O. Miura, I. Inoue, T. Suzuki, K. Matsumoto, Y. Tanaka, K. Funaki, M. Iwakuma, K. Yamafuji, T. Matsushita. *"Development of high J_c NbT_i multifilamentary superconducting wires for a.c. use by artificially introduced pins"*, Cryogenics **35** n° 3 (1995).

3. S. Fukui, I. Hlasnik, O. Tsukamoto, N. Amemiya, M. Polak, P. Kottman. *"Electric field and losses at a.c. self-field mode in MF composites"*, IEEE Transactions on Magnetics **30** n° 4 (1994) 2411.

4. E.Y. Klimenko, N.N. Moertovetsky. *"Initiation of flux jumps in SC composites by heat pulse"*, IEEE Transactions on Magnetics **25** (1989) 2109.

5. K. Sato, N. Shibuta, H. Mukai, T. Hikata, M. Ueyama, T. Kato, J. Fajikami. *"Bismuth superconducting wires and their applications"*, Cryogenics **33** n° 3 (1993) 243.

6. B. Turck. *"Recent developments in superconducting conductors"*, Elsevier Science Publishers B.V. (North-Holland 1991), p. 135.

7. J.R. Cave, A. Fevrier, T. Verhaege, A. Lacaze, Y. Laumond. *"Reduction of a.c. losses in ultra-fine multifilamentary NbTi wires"*, IEEE Transactions of Magnetics **25** n° 2 (1989) 1945.

8. M. Polak, I. Hlasnik, S. Fukui, N. Ikeda, O. Tsukamoto. *"Self-field effect and current-voltage characteristics of a.c. superconductors"*, Cryogenics **34** n° 4 (1994).

9. S. Fukui, O. Tsukamoto, N. Amemiya, I. Hlasnik. *"Dependence of self-field a.c. losses in a.c. multifilamentary composites on phase of external a.c. magnetic field"*, IEEE Transactions of Applied Superconductivity **5** n° 2 (1995) 733.

10. H. Kanetaka et al. *"Experimental evaluation of a.c. losses in superconducting multifilamentary wires for 50/60 Hz use exposed to a magnetic field with arbitrary angle with the wire axis"*, IEEE Transactions of Applied Superconductivity **5** n° 2 (1995) 737.

11. K. Funaki, H. Ueda, F. Yoshiya, M. Iwahuma, M. Takeo, K. Yamafuji. *"Theoretical evaluation of longitudinal a.c. losses in large-capacity superconducting cables for 50/60 Hz use"*, Cryogenics **33** n° 2 (1993).

12. N. Amemiya, I. Hlasnik, O. Tsukamoto. *"Influence of longitudinal magnetic field on thermomagnetic instabilities in a.c. superconducting cables"*, Cryogenics **33**, n° 9 (1993).

13. P. Estop, J.P. Tavergnier, C. Agnoux, A. Ferrier, A. Lacaze. *"Magnetization and critical density of ultra-fine multifilamentary superconducting wires"*, IEEE Transactions on Magnetics **27** n° 2 (1991) 2170.

14. T. Verhaege, P. Estop, W. Weber, A. Lacaze, Y. Laumond, P. Bonnet. *"A new class of a.c. superconducting conductors"*, IEEE Transactions of Applied Superconductivity **3** n° 1 (1993).

15. P. Estop, A. Lacaze. *"Stabilité et pertes des conducteurs pour régime alternatif"*, Journal de Physique III (1994) 569.

16. N. Amemiya, T. Ghizumi, N. Ikeda, I. Hlasnik, O. Tsukamoto. *"Instabilities in multi-strand a.c. superconducting cables caused by longitudinal magnetic field with transverse magnetic field"*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity **3** n° 1 (1993) 160.

17. T.M. Mower and Y. Iwasa. *"Experimental investigation of a.c. losses in cabled superconductors"*, Cryogenics **26** (1986) 281.

18. M.N. Wilson. *"An improved technique for measuring hysteresis loss in superconducting magnets"*, Cryogenics **13** (1973) 361.

19. S. Le Naour, A. Lacaze, Y. Laumond, P. Estop, T. Verhaege. *"AC current distribution and losses in multifilamentary superconductors exposed to longitudinal magnetic field"*, IEEE Transactions on Magnetics **22** (1996) 3036.

20. P. Estop, C. Cottervieille, S. Poullain, J.P. Tavergnier, T. Verhaege, A. Lacaze, Y. Laumond, S. Le Naour, A. Ansart, P. Manuel. *"Application of 50 Hz superconductors close to self-field conditions"*, IEEE Transactions of Applied Superconductivity **5** n° 2 (1995) 988.

CHAPITRE II

Particularités des machines supraconductrices

I - INTERET DE LA MACHINE SUPRACONDUCTRICE

II - STRUCTURE D'UNE MACHINE SUPRACONDUCTRICE

III - ESSAIS DE LA MAPS

I - INTERET DE LA MACHINE SUPRACONDUCTRICE

La conversion électromécanique des systèmes à double excitation est basée sur l'interaction d'une induction magnétique et d'un courant électrique [1]. Le couple d'une machine synchrone à alimentation sinusoïdale est proportionnel à la densité linéique de charge K, à l'induction magnétique à vide $B_r°$ et au volume actif de la machine :

On a :

$$\begin{cases} K = \dfrac{q\, N_s\, k_d\, I}{\pi\, r_0} \\ C = \sqrt{2}\, B_r°\, K\, \pi\, r_0^2\, L \end{cases}$$

avec q : nombre de phases
N_s : nombre de spires en série par phase
k_d : coefficient de bobinage
r_0 : rayon moyen de l'induit
L : longueur active de la machine
C : couple électromagnétique

Dans une machine classique, les conducteurs sont logés dans des encoches. L'induction à vide est limitée par la saturation des matériaux magnétiques et la densité linéique de charge est définie par la taille maximale des encoches et les pertes Joules.

Les fortes densités de courant des supraconducteurs alternatifs (100 à 1000 A/mm^2) permettent d'augmenter d'un facteur 3 à 8 la charge linéique de la machine, tout en diminuant considérablement les pertes dans le conducteur.

Cependant, une machine supraconductrice n'est pas une machine classique dans laquelle les enroulements en cuivre auraient été remplacés par du supraconducteur. Compte tenu du coût des pertes à 4,2 K (1 W à

4,2 K ≃ 700 W à 300 K), les parties froides et exposées à des variations de champs magnétiques sont dépourvues de pièces conductrices (électriquement) et magnétiques. Une machine supraconductrice se caractérise par sa structure air, ce qui lui confère d'excellentes performances massiques.

D'autre part, le couple électromagnétique dépend de la co-énergie W emmagasinée dans la machine (induit triphasé) suivant la loi :

$$C = \left[\frac{\partial W(i_a, i_b, i_c, i_f, \theta)}{\partial \theta} \right]_{i_a, i_b, i_c, i_f}$$

θ	:	position de l'inducteur
i_a, i_b, i_c	:	courants de phase (cas triphasé)
i_f	:	courant dans l'inducteur

La densité volumique d'énergie magnétique stockée dans l'air, nettement plus forte que celle stockée dans le fer, entraîne aussi une amélioration des performances volumiques.

Néanmoins, ces gains en masse, volume et rendement doivent être suffisamment importants pour compenser le surcoût de fonctionnement et de construction lié à l'environnement de la machine. Les contraintes cryogéniques (isolement thermique et réfrigérateur) étant beaucoup plus pénalisantes pour les systèmes de faible puissance, il existe une taille critique au-delà de laquelle la solution supraconductrice devient plus compétitive. L'appréciation de ces gains est très différente suivant qu'il s'agit d'un système fixe ou d'un système embarqué. Le coût d'un kilogramme supplémentaire peut varier de plusieurs ordres de grandeur suivant qu'il s'agit d'un véhicule terrestre, d'une application spatiale ou d'un dispositif fixe. La taille critique dépend essentiellement de l'application envisagée et du contexte économique.

II - STRUCTURE D'UNE MACHINE SUPRACONDUCTRICE

II.1 - Différentes associations d'induit et d'inducteur

II.1.1 - Les cryoalternateurs

L'industrialisation dans les années soixante des conducteurs supraconducteurs a permis de concevoir les premiers cryoalternateurs. Compte tenu du niveau élevé des pertes a.c. de ces conducteurs, ces machines associaient un induit résistif chaud et un inducteur supraconducteur. Certaines études sont encore en cours et notamment au Japon avec le programme "Super G.M." [2].

Tout en réduisant les pertes au niveau de l'inducteur, cette solution semi-classique favorise les performances massique et volumique de la machine, mais améliore aussi le comportement statique et dynamique de l'alternateur (faibles réactance synchrone et couplage induit-inducteur).

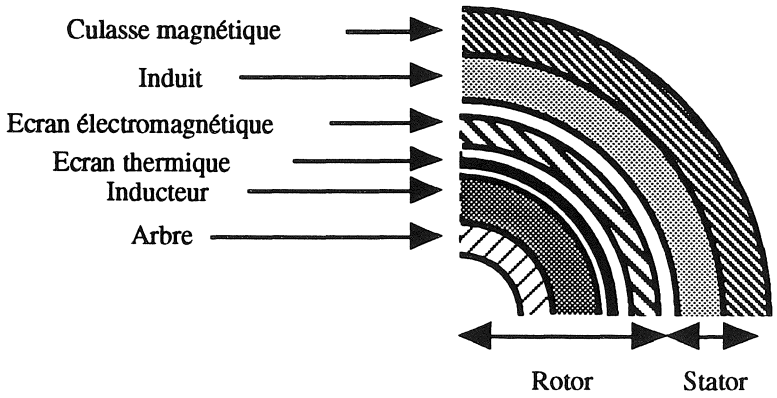


Figure II.1 *: Cryoalternateur à inducteur supraconducteur.*

L'utilisation d'un conducteur exclusivement réservé au régime continu nécessite un dispositif d'écrantage électromagnétique protégeant les enroulements supraconducteurs de toute variation temporelle de champ magnétique. La présence d'écrans électromagnétiques amène néanmoins des

difficultés mécaniques supplémentaires : ceux-ci sont soumis à des contraintes très importantes lors des régimes de défaut.

L'utilisation de conducteurs submicroniques destinés aux applications alternatives simplifie la structure générale du rotor et permet de concevoir des machines à induits supraconducteurs encore plus performantes.

II.1.2 - Solution entièrement supraconductrice

La structure thermique et mécanique de la machine entièrement supraconductrice est plus simple que celle d'un cryoalternateur à inducteur supraconducteur. L'utilisation d'un conducteur a.c. permet de s'affranchir du système d'écrantage magnétique et la présence d'un cryostat statorique entourant l'enceinte rotorique ne nécessite plus l'emploi d'écrans thermiques au niveau de "l'entrefer" [3].

La conception des cryostats statorique et rotorique peut être menée conjointement par l'intermédiaire d'un vide commun dans l'espace délimité par les parties fixe et tournante. Néanmoins, un vide parfait entraînant des difficultés dans la réalisation de l'étanchéité dynamique n'est pas nécessaire. Des études ont montré qu'un écoulement laminaire d'hélium gazeux dans un entrefer basse pression réduisait suffisamment l'apport thermique axial. Cependant, l'utilisation de deux vides d'isolement séparés réduit considérablement les exigences demandées au système d'étanchéité dynamique et améliore par la même la fiabilité globale de la machine.

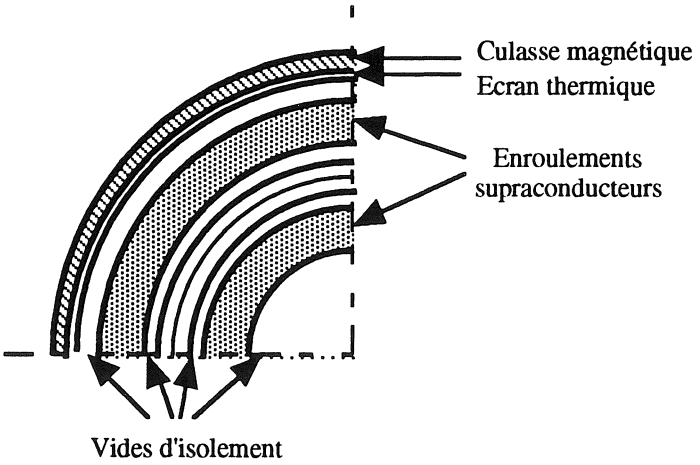


Figure II.2 *: Coupe transversale, vide d'entrefer séparé.*

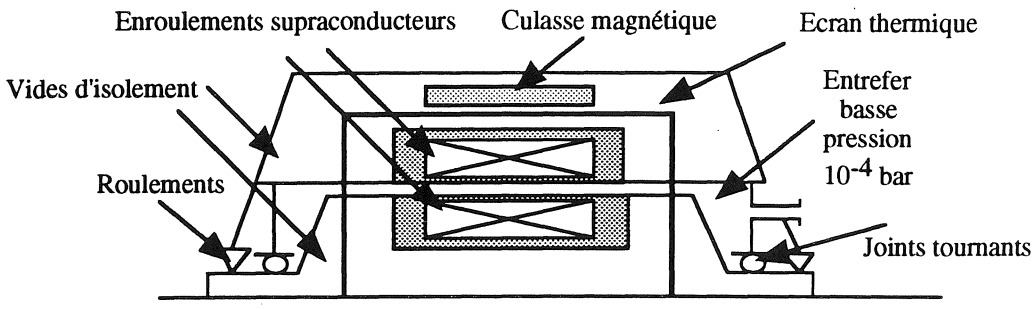


Figure II.3 *: Coupe longitudinale : "entrefer basse pression".*

La machine est dépourvue de tout matériau magnétique si ce n'est une couronne de refermeture de flux. Ce blindage électromagnétique peut faire office d'écran thermique au détriment du coût des pertes fer. Celles-ci doivent être corrigées par le coefficient de performance pour ramener l'énergie dissipée à basse température jusqu'à température ambiante.

II.1.3 - Inducteur à aimants permanents ou haut T_c

De nombreux dimensionnements de machines supraconductrices ont montré qu'une induction magnétique trop importante au niveau de l'induit (> 1,5 T) pénalisait les performances des enroulements supraconducteurs (décroissance des densités de courant et de la marge en température, forte augmentation des pertes a.c. ...).

Même si les nombreuses réalisations françaises de rotors supraconducteurs ont permis d'acquérir un savoir-faire en matière de cryogénie tournante, cette solution reste délicate (étanchéité tournante, pertes occasionnées par le système d'injection de l'hélium ...) [4].

L'induction rémanente des composés NdFeB de l'ordre de 1,4 T à 1,5 T en dessous de 150 K, associée à un champ coercitif supérieur à 2 T, améliore la compétitivité des inducteurs à aimants permanents et réduit sensiblement le risque de désaimantation accidentelle [5].

A moins de rechercher une réduction importante de la masse et du volume de la machine, l'association d'un inducteur à aimants permanents du type terre rare et d'un induit supraconducteur peut être une alternative intéressante à la machine à inducteur bas T_c. Cette structure particulièrement simple réduit les problèmes de cryogénie tournante, améliore la fiabilité et la robustesse du système, mais restreint le domaine d'application, la machine ne pouvant être défluxée.

Une première machine hybride a déjà été construite au laboratoire. La présentation et les particularités de fonctionnement de ce moteur font l'objet du dernier paragraphe de ce chapitre [6].

Les progrès récents effectués sur les matériaux supraconducteurs à haut T_c laissent entrevoir la faisabilité d'une machine entièrement supraconductrice, associant un induit bas T_c et un inducteur haut T_c, refroidis, par exemple, par les vapeurs d'hélium provenant du cryostat statorique. Cette structure, certainement plus légère que la solution hybride associant un inducteur à aimants permanents permettrait de simplifier considérablement les problèmes de cryogénie tournante, tout en offrant la souplesse d'utilisation d'un inducteur bobiné.

II.2 - Topologie des enroulements de l'induit

Dans une machine classique, les conducteurs de l'induit sont logés dans des encoches et s'enchevêtrent au niveau des têtes de bobine. Pour pouvoir bénéficier des fortes densités de courant des conducteurs supraconducteurs, leur maintien mécanique doit être des plus rigoureux. La géométrie des têtes de bobine, en forme de développante de cercle, utilisée dans les machines classiques ne facilite pas ce blocage mécanique. Les enroulements d'un induit supraconducteur se composent de plusieurs bobines élémentaires en forme de selle de cheval et reposent entièrement sur un support rigide.

II.2.1 - Structure à cinq rayons

Une structure assez simple comporte cinq rayons [7]. Les bobines de la phase a sont réparties sur les rayons 1 et 5, celles de la phase b sur les rayons 2 et 4, la phase c occupe le cylindre central 3. Dans le cas où le nombre de spires serait trop important, la phase c pourrait être répartie sur deux rayons (le nombre de spires placées sur le cylindre central est approximativement le double de celui des autres cylindres).

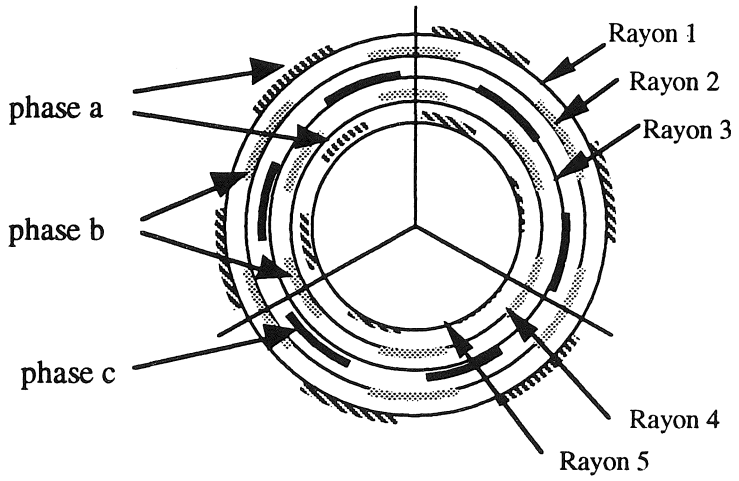


Figure II.4 *: Structure à cinq rayons.*

La matrice des inductances propres et mutuelles de l'induit est de la forme

$$(M) = \begin{pmatrix} L_a & M_{ab} & M_{ac} & M_{af} \\ M_{ab} & L_b & M_{bc} & M_{bf} \\ M_{ac} & M_{bc} & L_c & M_{cf} \end{pmatrix}$$

a, b, c : indices des phases
f : indice de l'inducteur

$L_a = L_1+L_5+2M_{15}$ $L_b = L_2+L_4+2M_{24}$ $L_c = L_3$

avec $M_{ab} = M_{21}+M_{25}+M_{41}+M_{45}$ $M_{bc} = M_{23}+M_{43}$ $M_{ac} = M_{13}+M_{53}$

$M_{af} = M_{1f}+M_{5f}$ $M_{bf} = M_{2f}+M_{4f}$ $M_{cf} = M_{3f}$

i : indice des enroulements répartis sur le rayon i

Bien que cette disposition procure un équilibre satisfaisant au niveau des f.e.m., le couplage imparfait des bobines d'une même phase réparties sur des cylindres différents entraîne un déséquilibre des inductances de la machine. On a $L_c > L_b > L_a$.

Ce déséquilibre peut être atténué en jouant sur le nombre de spires des différentes bobines. La fabrication des enroulements se compose alors de cinq séries de bobines ayant chacune ses spécificités (angle d'ouverture, nombre de spires, rayon de galbage, ...) et est plus difficilement industrialisable qu'une unique série de bobines toutes identiques.

Néanmoins, cette procédure ne suffit pas à garantir un parfait équilibre. Les équations du dimensionnement de la machine fixent les nombres de spires N_3 et N_f des enroulements de la phase c et de l'inducteur, donc les inductances L_3 et M_{cf}. La liberté sur le choix des nombres de spires N_1, N_2, N_4 et N_5 réparties sur les rayons 1, 2, 4 et 5 n'est pas suffisante pour respecter les contraintes :

$$\begin{cases} L_1 + L_5 + 2M_{15} = L_3 \\ L_2 + L_4 + 2M_{24} = L_3 \\ M_{ab} = M_{bc} = M_{ac} \\ M_{af} = M_{bf} = M_{cf} \end{cases}$$

II.2.2 - Structure spirale "pancake"

Cette structure [7] parfaitement symétrique procure un bon équilibre des f.e.m. et des inductances.

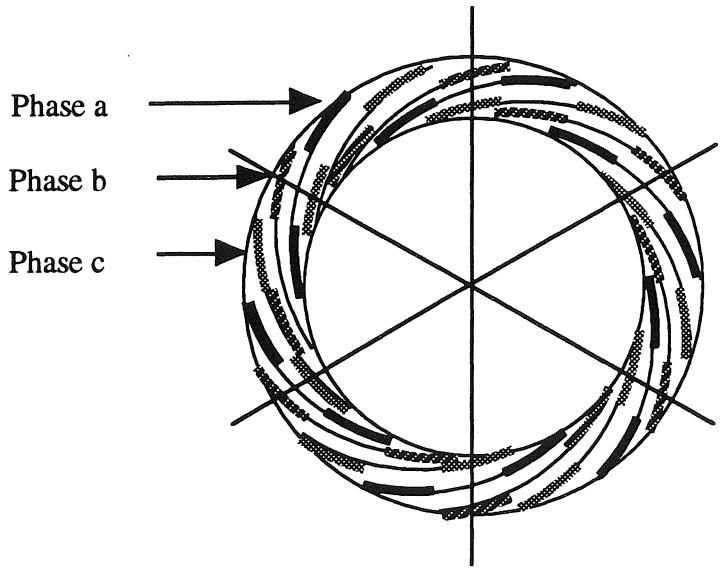


Figure II.5 *: Structure spirale "pancake".*

Bien que les caractéristiques communes de l'ensemble des bobines élémentaires simplifient la réalisation des enroulements, l'utilisation d'un support discontinu ne facilite pas le frettage des conducteurs. Les différentes bobines doivent être frettées de façon individuelle. Cette solution n'a donc pas été retenue.

II.2.3 - Structure répartie

Une répartition obtenue en distribuant sur chaque cylindre le même nombre de bobines de chaque phase garantit un bon équilibre global des f.e.m. et des inductances de la machine. Les figures II.6 et II.7 proposent une topologie compatible avec des induits triphasés ayant un nombre pair de paires de pôles.

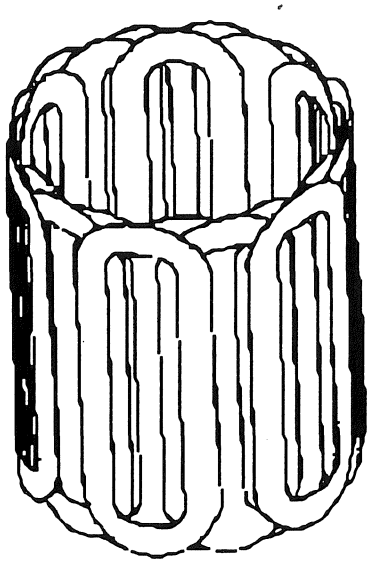


Figure II.6 *: Vue 3D d'une structure répartie.*

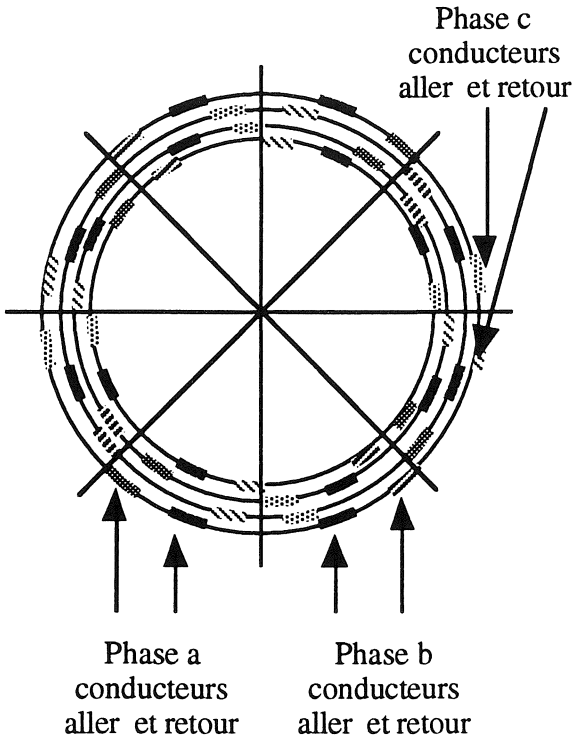


Figure II.7 *: Coupe transversale de la structure à 4 rayons.*

Le chevauchement des bobines d'une même phase permet de concentrer les conducteurs sur les axes interpolaires et garantit par là même un coefficient de bobinage élevé (répartition davantage sinusoïdale). La sup-

pression d'un harmonique dans la distribution des conducteurs peut être obtenue en jouant sur l'angle de chevauchement de ces bobines.

La topologie équivalente pour les machines à nombre de paires de pôles impair est représentée sur la figure II.8.

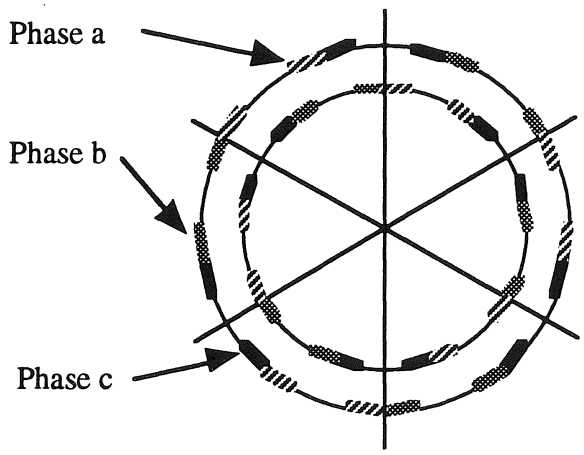


Figure II.8 *: Structure répartie pour nombre de paires de pôles impair.*

Si cette géométrie, ne comportant que deux rayons, diminue l'encombrement radial de l'induit, l'utilisation de bobines à pas raccourcis affaiblit considérablement le coefficient de bobinage ($k_d \simeq 0{,}7$).

L'équilibre des structures réparties n'est que global. Il subsiste néanmoins un déséquilibre pôle à pôle qui entraîne une composante pulsante au niveau de l'inducteur.

<u>Remarque</u> :

La décroissance des inductions magnétiques en $\left(\frac{1}{r}\right)^{np+1}$ dans l'air et l'absence de couple réluctant provoqué par les encoches du circuit magnétique devraient favoriser la discrétion acoustique des machines à structure "air" et améliorer leur comportement vibratoire.

$$\begin{cases} n : \text{rang des harmoniques} \\ p : \text{nombre de paires de pôles de la machine} \\ r : \text{rayon moyen du bobinage} \end{cases}$$

III - ESSAIS DE LA MAPS (Machine à Aimants Permanents Supraconductrice)

III.1 - Présentation de la machine

Une machine de 15 kW à 750 tr/min, associant un inducteur à aimants permanents et un induit supraconducteur, a été réalisée par le L.E.G. et le C.R.T.B.T., en collaboration avec la D.R.E.T.. Cette étude a fait l'objet de la thèse de C. Berriaud [6]. Les caractéristiques principales du moteur sont regroupées dans le tableau II.1.

Caractéristiques géométriques (mm)	
Rayon moyen du bobinage induit	72
Rayon intérieur de la couronne magnétique statorique	88
Rayon extérieur des aimants	50
Rayon extérieur de la culasse magnétique rotorique	35
Longueur active	200
Caractéristiques électriques	
Puissance maximale atteinte	17 kW
Puissance nominale	15 kW
Courant nominal	92 A_{eff}
Tension nominale	220 V_{eff}
Fréquence	50 Hz
Réactance synchrone	2,3 p.u.
Réactance subtransitoire	2,1 p.u.
Pertes nominales du bobinage induit (calcul)	1,2 W à 4,2 K
Poids (kg) **et performances**	
Poids total	36
• circuit magnétique	8,4
• aimants permanents	4,4
• matériau supraconducteur	0,9
Couple massique (hors réfrigération)	5,3 Nm/kg
Rendement électrique (ξ = 600)	96 %

Tableau II.1 : Caractéristiques de la MAPS

La structure de la machine est particulièrement simple :

Les enroulements supraconducteurs sont placés dans une enceinte annulaire contenant de l'hélium liquide. Celle-ci est entourée par la couronne magnétique faisant office d'écran thermique (60 K) et d'écran magnétique. L'ensemble est contenu dans une enceinte à vide. Les parois extérieures sont métalliques.

Le rotor se compose d'un arbre et d'une culasse magnétique FeNi sur laquelle sont fixés les aimants permanents. Ils sont refroidis par les vapeurs d'hélium provenant du cryostat statorique. L'aimantation est radiale et l'angle d'ouverture de 120° permet d'éliminer les harmoniques 3.

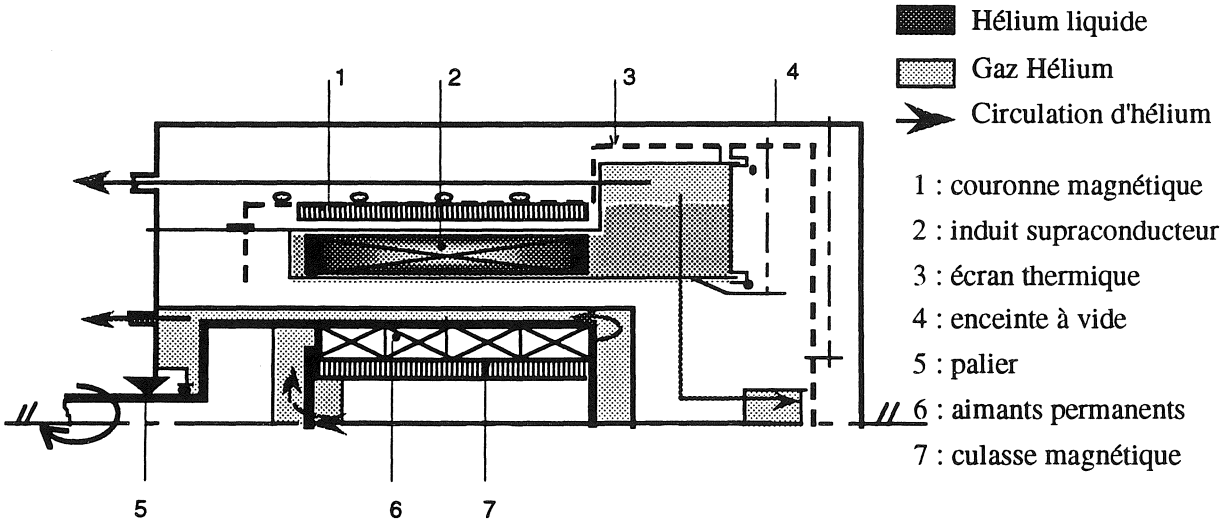


***Figure II.9** : Coupe schématique de la MAPS.*

Les différents essais de la machine ont non seulement pour but de déterminer les caractéristiques générales de notre moteur et valider les approximations effectuées au cours du dimensionnement théorique, mais sont aussi nécessaires pour étudier le comportement global de la maquette (régimes transitoires, pertes supraconductrices en champ tournant, comportement du conducteur alimenté par un onduleur à M.L.I., transitions des bobinages ...).

III.2 - Essais en régime sinusoïdal

III.2.1 - Fonctionnement en alternateur

- Essais à vide :

La figure II.10 montre la f.e.m. mesurée à vitesse nominale en fonction de la température du rotor. L'aimantation augmente légèrement lorsque la température diminue de 300 K à 150 K. Au-delà, une réorientation de spin [8] provoque la chute de l'aimantation globale. La température de fonctionnement optimale est de l'ordre de 150 K.

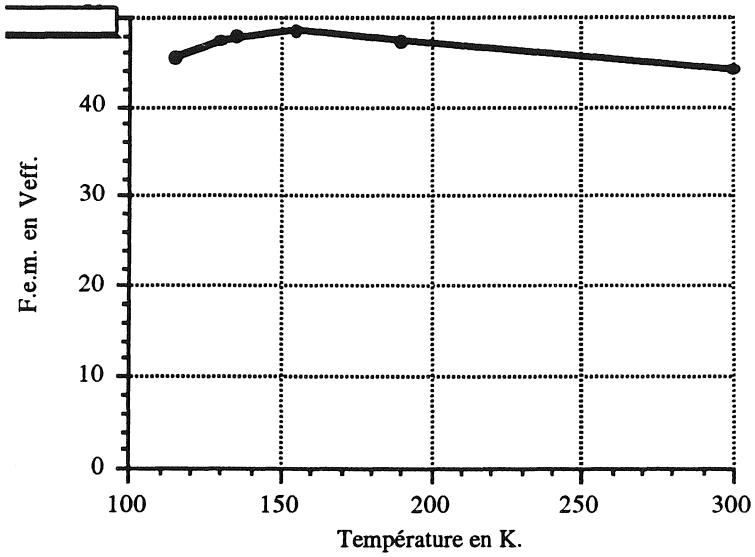


***Figure II.10** : Variation de la f.e.m. en fonction de la température à vitesse nominale.*

A 150 K, la f.e.m. mesurée est de 48 V_{eff}, alors que la valeur calculée lors du dimensionnement général est de 55 V_{eff}. Cette baisse de f.e.m. provient à la fois d'une aimantation rémanente inférieure à la valeur théorique et des effets de bord négligés lors des calculs électromagnétiques.

A vide, les pertes supraconductrices mesurées de manière calorimétrique s'élèvent à approximativement 300 mW, valeur comparable aux 250 mW calculés par le modèle proposé au chapitre I.

- Equilibre de la machine :

L'induit de la machine se compose de 24 bobines réparties sur 4 rayons. Le bon équilibre des phases a été vérifié en mesurant les différentes inductances de la machine. Les valeurs expérimentales sont regroupées dans le tableau II.2.

	Phase 1	**Phase 2**	**Phase 3**
Phase 1	$L_1 = 3{,}06$		
Phase 2	$M_{12} = 1{,}12$	$L_2 = 3{,}06$	
Phase 3	$M_{13} = 1{,}13$	$M_{23} = 1{,}15$	$L_3 = 3{,}10$

Tableau II.2 : Valeurs des inductances propres et mutuelles en (mH).

- Essais en court-circuit :

Dans le cas d'une machine à aimants permanents, caractérisée par une excitation constante, l'équation du courant dans une phase, après un court-circuit triphasé brusque à vide, est de la forme :

$$i(t) = -E\sqrt{2}\left[\frac{1}{X_d} + \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_d}\right)e^{-t/T_d''}\right]\cos(\omega t+\theta_o)$$

$$+\frac{E\sqrt{2}}{2}\,e^{-t/T_a}\left[\left(\frac{1}{X_d''} + \frac{1}{X_q''}\right)\cos\theta_o + \left(\frac{1}{X_d''} - \frac{1}{X_q''}\right)\cos(2\omega t+\theta_o)\right]$$

E : f.e.m. à vide

X_d : réactance transitoire en Ω

X_d'', X_q'' : réactances subtransitoires en Ω

T_a : constante de temps de l'induit

T_d'' : constante de temps subtransitoire

θ_o : déphasage entre la roue polaire et l'axe de la phase considérée au moment du court-circuit.

La couronne FeNi, située en dessous des aimants permanents, peut jouer le rôle d'amortisseur. T_d'' a été évalué par la résolution des équations de diffusion des ondes électromagnétiques [9]. On a :

$$T_d'' = \frac{\mu_0 e r}{2\rho} \simeq 0{,}3 \text{ ms}$$

e : épaisseur de la couronne magnétique du rotor
r : rayon moyen de la couronne magnétique du rotor
ρ : résistivité de la couronne magnétique du rotor

T_a a été évalué à partir d'une mesure de la résistance ($R_s \simeq 30$ mΩ) d'une phase du stator (amenées de courant, contacteur du banc d'essais, ...) et des inductances subtransitoires ($L_d'' \simeq L_q'' \simeq 4{,}2$ mH). On a :

$$T_a = \frac{2}{R_s\left[\frac{1}{L_d''} + \frac{1}{L_q''}\right]} \simeq 150 \text{ ms}$$

La figure II.11 représente un court-circuit triphasé brusque à la vitesse nominale de la machine, celle-ci étant à vide.

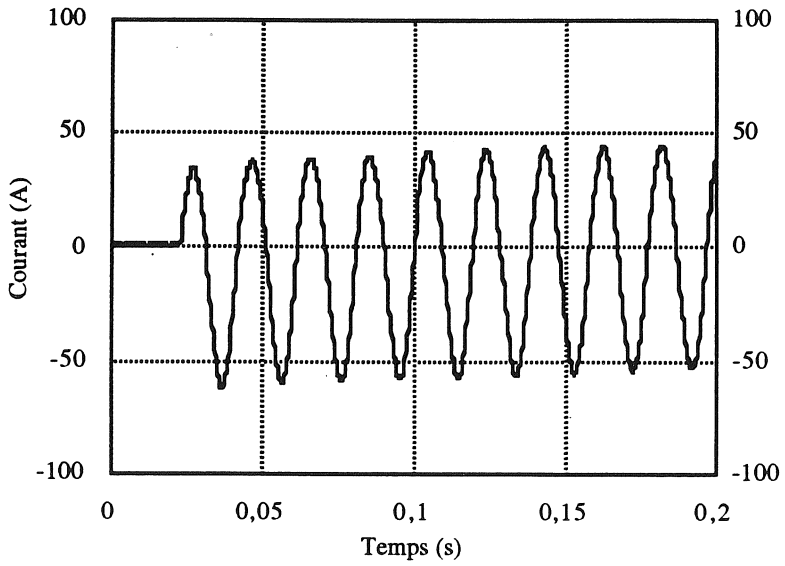


Figure II.11 *: Courant de court-circuit*

Le faible couplage induit-inducteur ($X_d'' \simeq X_d$) et la résistance des enroulements d'induits pratiquement nulle expliquent la durée d'établissement du régime permanent, ainsi que l'absence de régime subtransitoire.

III.2.2 - Fonctionnement en moteur

- <u>Présentation du banc d'essais</u> :

La MAPS, alimentée par le réseau en tension à fréquence fixe, est accouplée à une machine à courant continu (M.C.C.) par l'intermédiaire d'un réducteur. La puissance développée par notre moteur peut varier de façon continue en jouant sur l'excitation de la M.C.C.. Des variations discrètes de la résistance de charge permettent de générer des créneaux de couples. La figure II.12 schématise l'ensemble de notre banc d'essais.

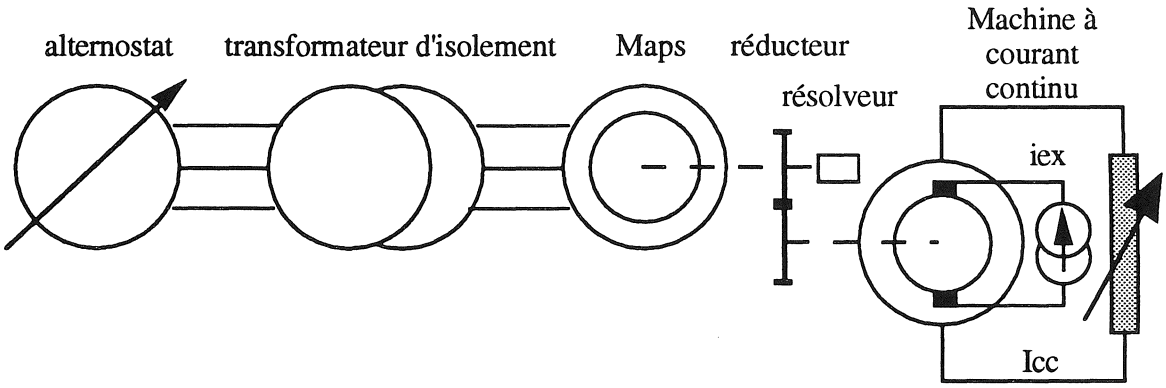


***Figure II.12** : Banc d'essais de la MAPS.*

- <u>Essais en régime permanent</u> :

Notre moteur, d'une puissance nominale de 15 kW à 750 tr/min, a développé à cette même vitesse une puissance maximale de 17 kW. Cette limitation provient des enroulements supraconducteurs qui transitent dès que le courant atteint 120 A_{eff}, valeur bien inférieure aux estimations théoriques.

- Essais des bobinages :

Une bobine d'essai, identique à celles montées dans la machine, a été testée une première fois dans des conditions analogues à celle de la MAPS, puis une seconde fois, noyée dans un bloc de glace. Une autre bobine a été entièrement frettée sur un mandrin avant d'être essayée. Les différents résultats sont regroupés dans le tableau II.3.

	Bobine de la MAPS	**Bobine d'essai 1**	**Bobine d'essai 1 noyée dans la glace**	**Bobine frettée**	**Performances théoriques**
Essai en régime continu		163 A	245 A	450 A	490 A
Essai en régime alternatif	120 A_{eff}	160 A_{eff}	190 A_{eff}	227 A_{eff}	250 A_{eff}

Tableau II.3

La limitation des performances de la machine provient d'une mauvaise tenue mécanique des conducteurs. Le frettage complet des enroulements semble nécessaire.

Le nombre important de transitions de l'induit supraconducteur n'a pas dégradé les performances des enroulements de la machine. Ces transitions ont généralement lieu lors d'un courant trop élevé (charge trop importante ou décrochage du moteur (angle interne supérieur à 90°)).

La figure II.13 montre l'évolution des grandeurs électriques au cours d'une transition. L'augmentation de la tension phase-neutre après les premiers instants suivant la transition s'explique par le déplacement du neutre provoqué par le changement d'impédance d'une des trois phases de la machine.

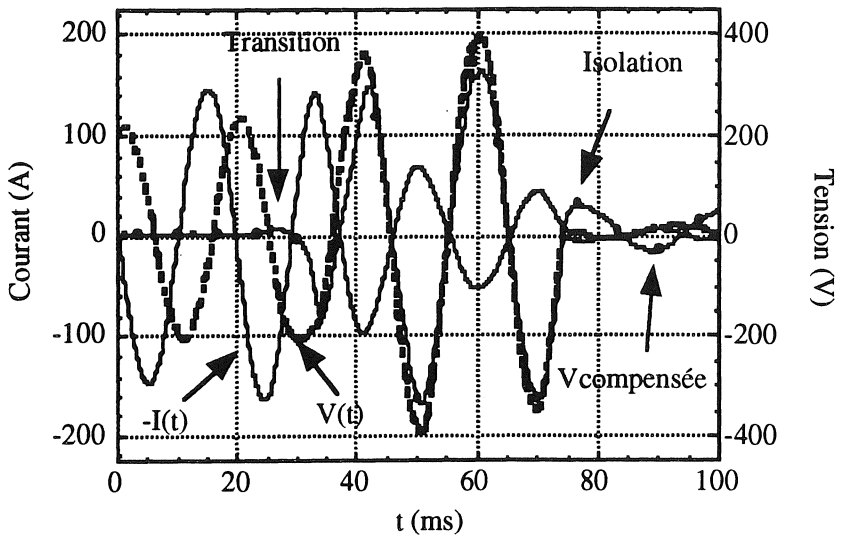


***Figure II.13** : Transition des enroulements de la machine.*

La soustraction, à l'aide de l'âme centrale du conducteur, des composantes inductives et de la f.e.m. induite dans une phase de la machine permet d'obtenir une tension compensée, image de la composante résistive aux bornes du bobinage.

Dès que cette tension compensée dépasse un certain seuil pendant un délai suffisant, les enroulements sont connectés sur des résistances de décharge et isolés de l'alimentation. La machine est ensuite stoppée par un frein électromagnétique.

Une fois la machine déconnectée de son alimentation, le blocage du courant n'est pas immédiat. La vitesse de propagation initiale, calculée par la pente $\frac{dR(t)}{dt}$, où R(t) représente la résistance des enroulements de la machine, s'élève à quelques centaines de m/s. La transition n'est pas massive et totale, mais intervient localement et est certainement due à un échauffement ponctuel provoqué par un déplacement d'un conducteur. Ceci explique que le courant de blocage des bobines soit plus faible que celui enregistré en échantillon court.

- **Essai en température** :

Un essai en température a été mené en refroidissant au maximum les aimants permanents par les vapeurs d'hélium provenant du cryostat statorique. La température de l'inducteur est descendue en dessous de 50 K. Cela confirme par là même la possibilité d'utiliser un inducteur supraconducteur à haut T_c, refroidi par les gaz provenant de l'induit à des températures où leur T_c est élevé, y compris sous inductions magnétiques [10].

- **Essai en régime transitoire** :

Pour étudier le comportement dynamique de la machine, nous avons enregistré, à l'aide d'un phasemètre, les oscillations de l'angle interne de la machine, suite à un à-coup de couple, le moteur étant toujours alimenté en tension à fréquence fixe.

Les figures II.14 et II.15 montrent les réponses de l'angle δ obtenues à vide et en charge.

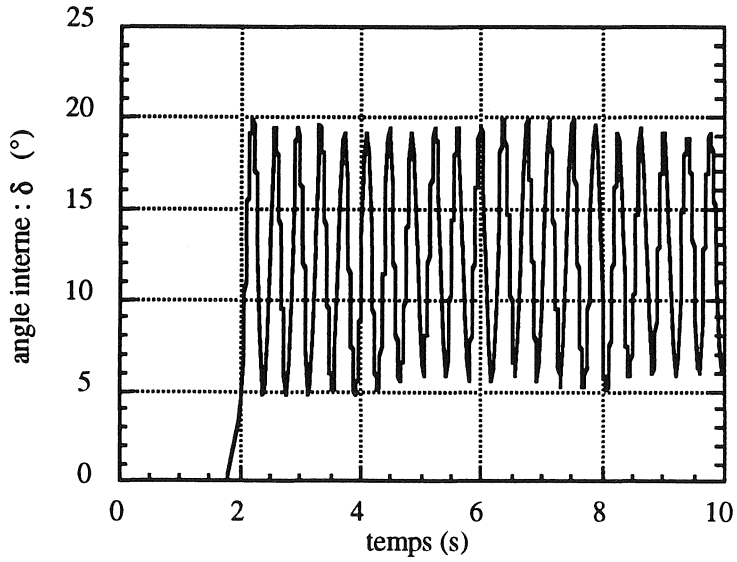


Figure II.14 *: Réponse de l'angle interne à vide.*

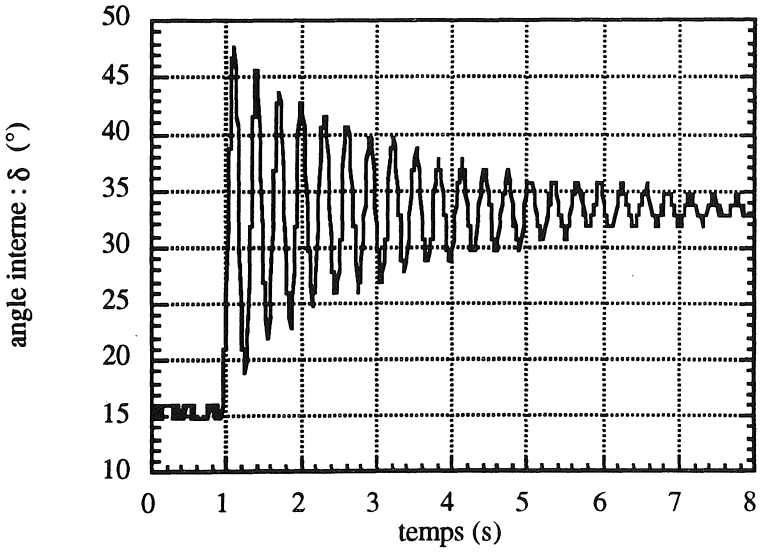


Figure II.15 *: Réponse de l'angle interne en charge.*

A vide, l'amortissement des oscillations est extrêmement faible et s'explique par le très faible couplage induit-inducteur (σ = 0,93) de notre moteur, ainsi que par l'absence de pièces conductrices au coeur de la machine.

Une simulation numérique basée sur la résolution des équations de Park par la méthode de Runge Kutta a permis de valider cette hypothèse. Les figures II.16 et II.17 montrent les réponses obtenues avec deux coefficients de couplage différents. Les constantes de temps de l'induit et de l'ensemble —couronne FeNi,inducteur— sont inchangées.

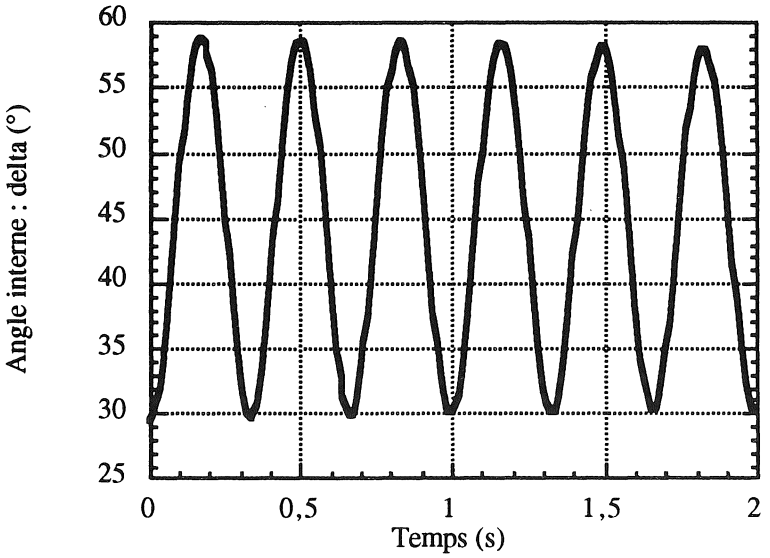


Figure II.16 *: Coefficient de dispersion σ = 0,8 .*

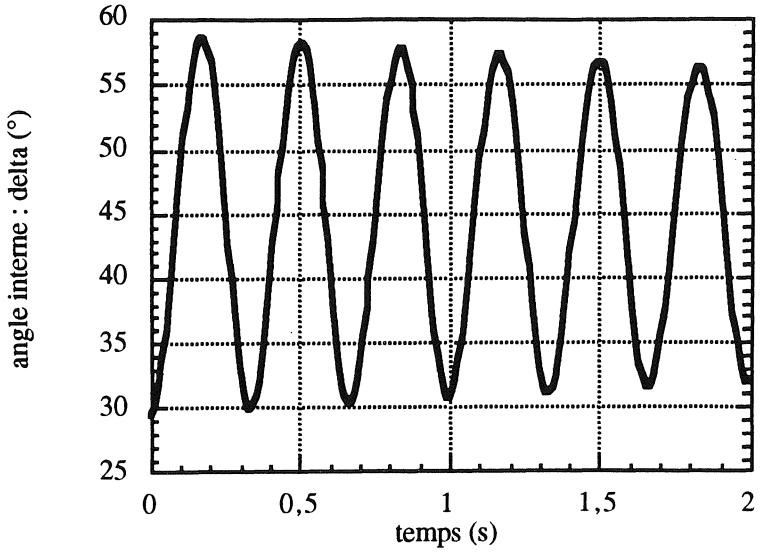


Figure II.17 *: Coefficient de dispersion $\sigma = 0,5$.*

Contrairement à une machine classique, le facteur qui détermine l'amortissement de ces oscillations n'est pas d'origine électrique, mais mécanique, et provient de la charge de la machine (MCC).

La linéarisation des équations d'état du système complet nous a permis de modéliser, sous forme de fonction de transfert, l'ensemble de notre banc d'essais.

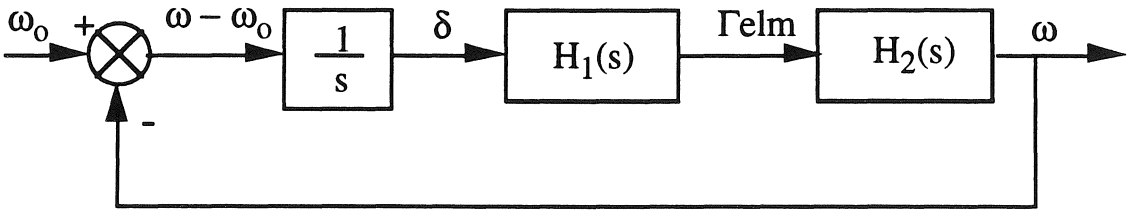


Figure II.18 *: Modélisation du banc d'essais.*

s : Variable de Laplace

$H_1(s)$: Fonction de transfert donnant la variation du couple électromagnétique en fonction de l'angle interne de la machine.

$H_2(s)$: Fonction de transfert mécanique obtenue en modélisant la M.C.C. comme un frottement visqueux $f = \frac{P}{\Omega^2}$ (débit résistif), où P représente la puissance mécanique de la charge et Ω la vitesse de la MAPS.

La résolution du système bouclé permet de calculer l'amortissement et la pulsation des oscillations.

$$\tau = \frac{2\,J\,\Omega^2}{P} = 3{,}2\ \text{s} \qquad f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{48\,E\,V\cos\delta_0}{J\,L\,\omega^2}} = 3{,}4\ \text{Hz}$$

E : f.e.m. de la machine — ω : pulsation électrique
L : inductance cyclique — J : moment d'inertie de la ligne d'arbre
V : tension simple d'alimentation.

Le faible moment d'inertie des machines supraconductrices (réduction de la masse et du rayon moyen de l'inducteur) ne suffit pas à amortir ces oscillations.

Le fonctionnement très faiblement amorti des machines supraconductrices est lié à l'utilisation d'une structure "air". Pour un alternateur entièrement supraconducteur, ce comportement peut être amélioré en insérant des bobinages supraconducteurs disposés en quadrature au niveau de l'inducteur et refermés sur des résistances extérieures, ou en jouant sur le courant d'excitation. Le flux inducteur peut être contrôlé par l'intermédiaire d'un S.M.E.S. (Superconducting Magnetic Energy Storage). Ce système est constitué d'une bobine supraconductrice reliée à l'alternateur et d'un convertisseur dont on commande judicieusement les transferts d'énergie [11]. Dans le cadre d'un moteur, il paraît plus élégant d'auto-piloter la machine.

III.3 - Essais sous convertisseur de puissance

III.3.1 - Principe de l'auto-pilotage

Le couple C d'une machine synchrone est la somme du couple C_1 résultant de l'interaction rotor-stator, du couple réluctant C_2 dû à l'anisotropie du rotor et du couple réluctant C_3 provenant des encoches du stator. Dans le cas linéaire, ce couple a pour expression :

$$C = \frac{p}{2}\,(I)^t \frac{\partial(L)}{\partial\theta}(I)$$

t : symbole de transposition
p : nombre de paires de pôles
(I) : matrice des courants
(L) : matrice des inductances
θ : position du rotor dans un référentiel lié au stator

Dans notre cas, les couples C_2 et C_3 sont négligeables, l'expression du couple C_1 peut se mettre sous la forme :

$$C_1 = p\left[k_1 \cos\theta\, i_a + k_1 \cos(\theta - \frac{2\pi}{3})i_b + k_1 \cos(\theta + \frac{2\pi}{3})i_c\right]$$

k_1 : constante de f.e.m. $(E = k_1\,\omega)$

Le principe de l'auto-pilotage consiste à générer des courants de la forme :

$$\begin{cases} i_a = -I_0 \sin(\theta - \nu) \\ i_b = -I_0 \sin(\theta - \frac{2\pi}{3} - \nu) \\ i_c = -I_0 \sin(\theta + \frac{2\pi}{3} - \nu) \end{cases}$$

Le couple C_1 est alors indépendant de la position du rotor, il est entièrement déterminé par la valeur de l'angle auto-pilotage ν et de l'amplitude I_0 des courants de phase. On a :

$$C_1 = \frac{3}{2}\, p\, k_1\, I_0 \sin\nu$$

Cette commande semble particulièrement bien adaptée aux machines supraconductrices puisqu'elle résout les problèmes d'instabilité liés à l'utilisation d'une structure "air". D'autre part, le choix d'un angle ν fixé et égal à $\frac{\pi}{2}$ permet d'avoir un courant minimum pour un couple donné, les enroulements travaillent alors au plus loin de leur caractéristique critique.

L'alimentation de la machine fait généralement appel à un onduleur à modulation de largeur d'impulsion (M.L.I. reconstitution d'un courant sinusoïdal par l'intermédiaire de créneaux de tension de très faible largeur). La

position du rotor est déterminée par le résolveur. Une électronique de commande comportant deux boucles imbriquées (boucle de courant et boucle de vitesse) permet de contrôler l'amplitude I_0 des courants statoriques. La figure II.19 rappelle l'ensemble du dispositif.

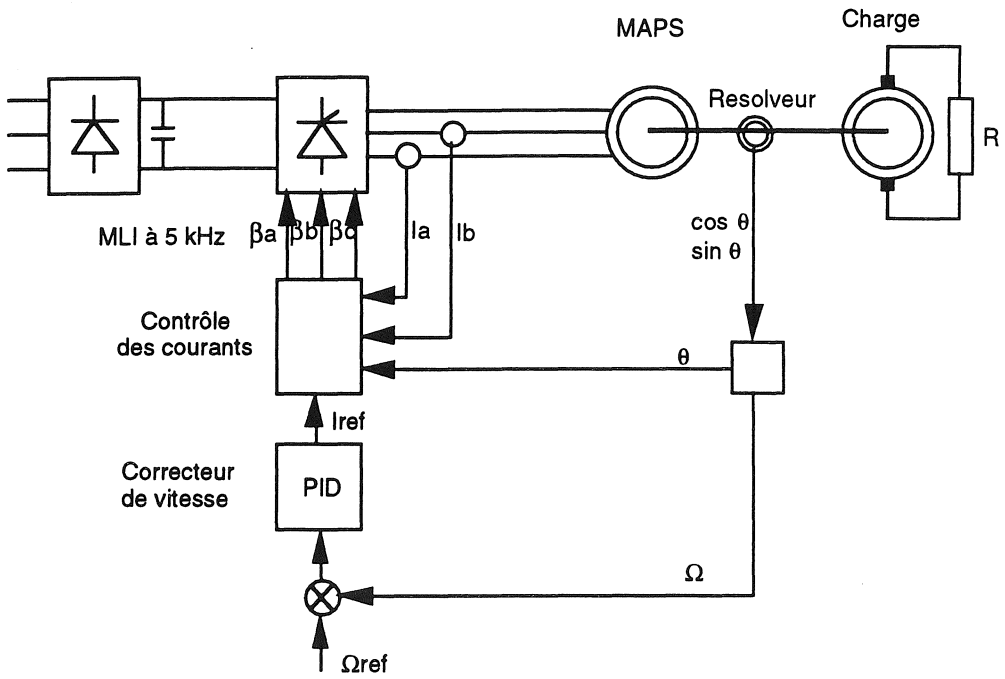


***Figure II.19** : Machine synchrone auto-pilotée.*

La MAPS se caractérise par des constantes de temps électriques comparables à la constante de temps mécanique. La faible résistance de la machine et sa forte variation en cours de fonctionnement (fils de connexion, amenées de courant, contacteurs, ...) pose des problèmes supplémentaires en terme de robustesse des asservissements. Des études de faisabilité basées sur des simulations numériques n'ont indiqué aucun problème particulier pour le contrôle des courants en fonctionnement auto-piloté [12].

Les essais de notre moteur alimenté par un convertisseur doivent nous éclairer sur le comportement des conducteurs alimentés par un onduleur à M.L.I. et soumis à différents types de régimes transitoires.

III.3.2 - Essais en régime permanent

La machine a été testée sur une gamme de vitesse allant jusqu'à 1000 tr/min et une gamme de puissance s'étalant jusqu'à 10 kW —limitation du convertisseur—. En régime permanent, nous n'avons pas relevé de dégradations significatives des performances de la machine. Les caractéristiques des enroulements supraconducteurs ne semblent pas être sensiblement affectées par ce type d'alimentation. Les figures II.20 et II.21 donnent les formes d'onde des tensions et des courants relevées sur l'oscilloscope à vitesse nominale.

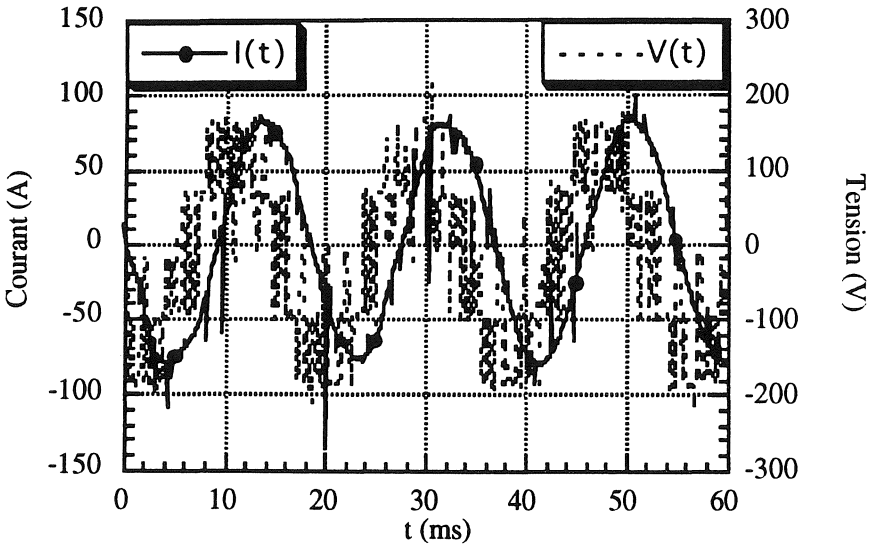


***Figure II.20** : Régime permanent sinusoïdal*

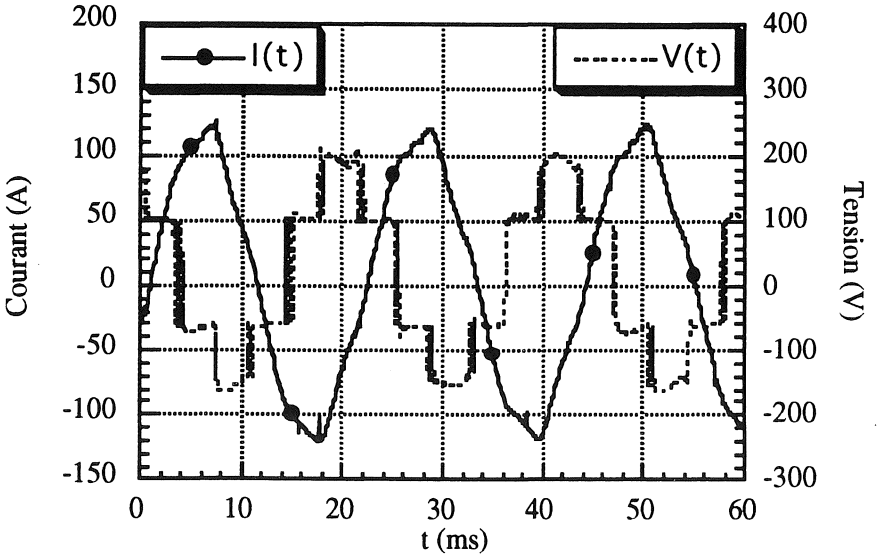


***Figure II.21** : Saturation de l'onduleur*

Sur la figure II.21, la distorsion de l'onde de courant s'explique par la saturation de l'onduleur. Le fonctionnement reste correct malgré la présence d'harmoniques.

III.3.3 - Essais en régime transitoire

Les boucles de régulation ont dû être adaptées à notre application. Compte tenu du manque d'informations concernant les éléments de la boucle de courant, nous avons procédé à une identification en ouvrant de manière fictive la boucle de vitesse et en enregistrant la réponse à un échelon de couple. Cette réponse est assimilée à un premier ordre de constante de temps τ_e = 100 ms.

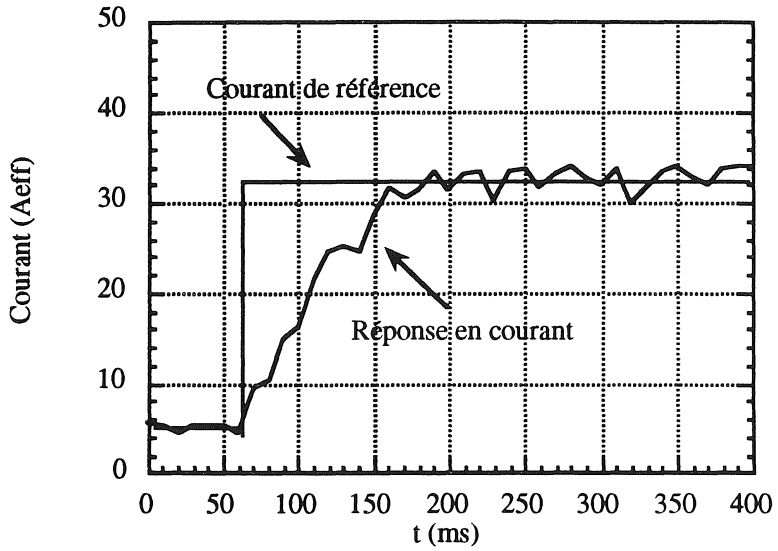


***Figure II.22** : Réponse de la boucle de courant à un échelon de couple.*

Le correcteur de vitesse est du type P.I.D. (proportionnel, intégral, dérivé). Le terme dérivé ne joue que sur le retour d'information du tachymètre. Le schéma bloc de la figure II.23 rappelle l'ensemble des éléments de l'asservissement.

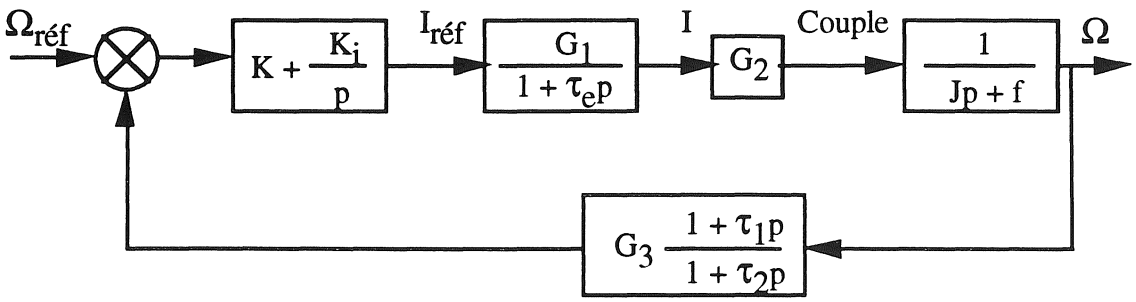


***Figure II.23** : Structure de l'asservissement.*

Le système bouclé est d'ordre 4, un réglage par placement de pôle nous a amené à choisir deux pôles rapides et deux pôles lents. La réponse théorique est assimilable à un deuxième ordre. La constante de temps d'amortissement est de 500 ms et la pseudo période des oscillations de 1,5 s.

Le bon fonctionnement de la machine et des asservissements a été vérifié en imposant des consignes en rampe et en créneau.

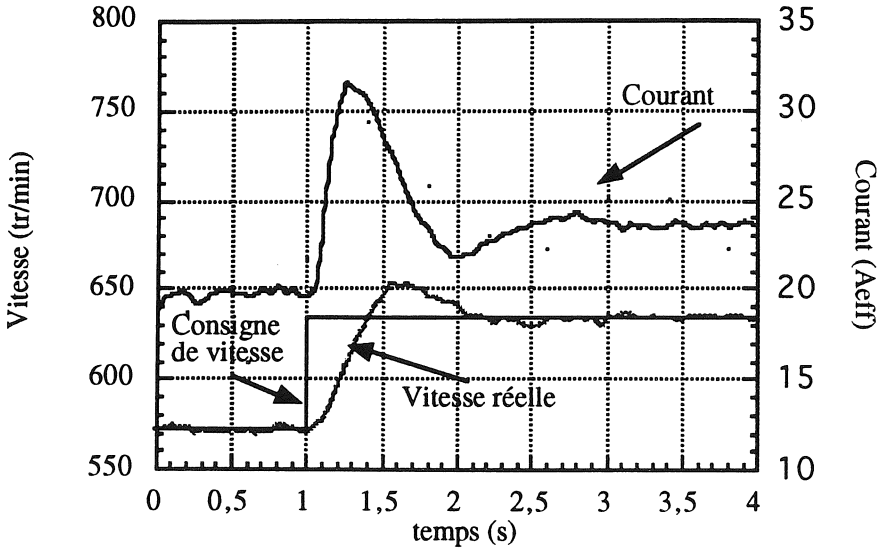


Figure II.24 *: Réponse à un créneau de vitesse.*

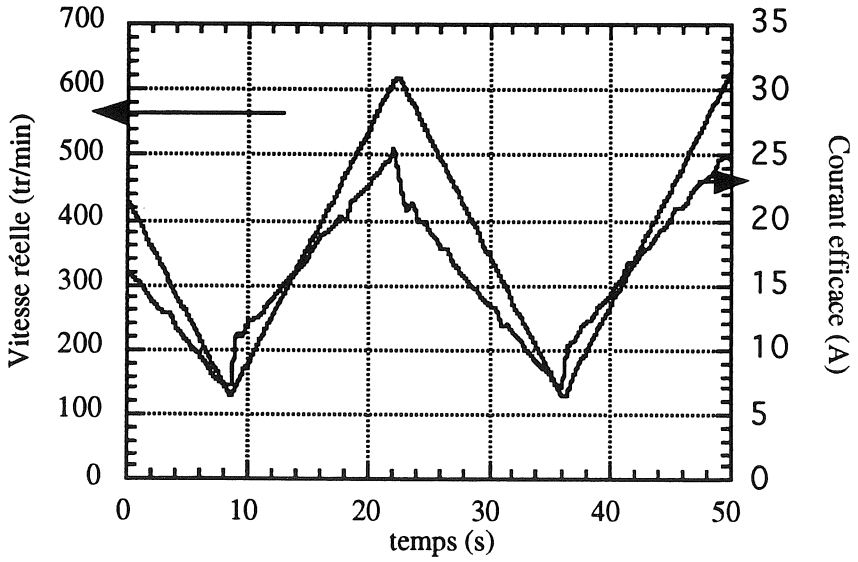


Figure II.25 *: Réponse à une rampe de vitesse.*

En régime transitoire, nous avons noté une dégradation des performances des enroulements supraconducteurs. Des transitions surviennent alors que le courant est de faible amplitude ($I_{max} < 60$ A). Ce phénomène est beaucoup plus marqué lors de réponse à un échelon que lors de suivi de consigne triangulaire et est encore mal expliqué. Son origine pourrait provenir du mauvais maintien mécanique des conducteurs. Dans une machine à structure "air", les efforts sont entièrement repris par le bobinage. D'autre part, ces transitions interviennent davantage à haute vitesse qu'à faible vitesse. A vitesse nominale, les vibrations mesurées à partir d'accéléromètres sont 30 % plus élevées quand la machine est alimentée par l'onduleur que lors des essais couplés au réseau.

III.4 - Conclusion

La machine hybride supraconductrice à aimants permanents a atteint et dépassé sa puissance nominale de 15 kW. Néanmoins, les performances de l'induit supraconducteur sont inférieures aux estimations théoriques.

En parfait état de marche, cette maquette est un outil privilégié d'investigations expérimentales. Les essais à vitesse variable du moteur alimenté par un convertisseur statique à fréquence variable ont montré que la machine se pilote correctement en vitesse et que les enroulements supraconducteurs acceptent bien les ondes déformées de l'onduleur à modulation d'impulsion. Ce résultat important, et encore inconnu jusqu'ici, démontre la faisabilité des machines supraconductrices et est encourageant pour les développements futurs.

Références Chapitre II

1. G. Seguier, F. Notelet. *Electrotechnique industrielle,* Lavoisier Tec et Doc.

2. N. Higuchi *et al.*. *"Recent progress of development of 70 MW class superconducting generators"*. IEEE Transactions of Applied Superconducting **3** (1993) 369.

3. Y. Brunet, P. Tixador, T. Lecomte, J.L. Sabrié. *"First conclusions on the advantages of full superconducting synchronous machines"*. Electrical Machines and Power Systems **11** (1986) 511.

4. Y. Laumond, R. Gillet, A. Marquet, J.L. Duchâteau. *"Description of a cryogenic generator motor model"*. Proceedings of International Cryogenic Engineering Conference (Geneva) **8** (1980) 606.

5. E. Potenziani. *"The temperature dependence of the magnetic properties of commercial magnets of greater than 25 MGOe energy product"*. J. Appl. Phys. **57** n° 1 (1985) 1452.

6. C. Berriaud. *"Moteur supraconducteur à aimants permanents"*. Thèse de l'Université J. Fourier, Grenoble, 1992.

7. G.H. Aichholzer. *"Neue lösungswerge zum Enturorf grosser Turbogeneratoren"*. Elektrotech. und Machinenbau, Jahrgang **92** (1975) 249.

8. D. Givord, H.S. Li, R. Perrier de la Bâthie. *"Magnetic properties of $Y_2Fe_{14}B$ and $Nd_2Fe_{14}B$ single crystals"*. Solid State Commun. **51** (1984) 857.

9. T.J.E. Miller *et al.* *"Penetration of transient magnetic fields through conducting cylindrical structures with particular reference to superconducting a.c. machines*.

10. T.P. Sheahen. *Introduction to high-temperature superconductivity,* Ed. S. Wolf, Plenum Press, New York (1994) p. 333.

11. Y. Mitani, K. Taiji. *"Power system stabilization by superconducting magnetic energy storage connected to rotating exciter"*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity **3** (1993) 219.

12. D. Diallo. *"Autopilotage et asservissement des machines synchrones à aimants spéciaux"*. Rapport de stage D.E.A., INPG (1990).

CHAPITRE III

Conception générale d'une machine entièrement supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min

I - RAPPEL DES INCONNUES ET DES NOTATIONS

II - STRUCTURE CRYOGENIQUE ET MECANIQUE DE LA MACHINE

III - HYPOTHESES FONDAMENTALES DU DIMENSIONNEMENT

IV - EQUATIONS DU DIMENSIONNEMENT

V - RESOLUTION

VI - BILAN THERMIQUE

VII - PLAN D'ENSEMBLE

La conception générale d'une machine entièrement supraconductrice est un problème délicat. Les aspects thermique, mécanique et électromagnétique sont parfois contradictoires et ne peuvent être abordés séparément. L'augmentation des longueurs axiales de la machine et la réduction des rayons moyens des tubes supports des enceintes hélium permettent de réduire les pertes par conduction thermique. En revanche, une approche électromagnétique (diminution des champs en $(\frac{1}{r})^{p+1}$, ...) ou mécanique (vitesses critiques, contraintes de cisaillement, ...) préconiserait plutôt la diminution de la longueur totale de la machine au dépend de son encombrement radial. Certains compromis sont inévitables.

D'autre part, l'optimisation des performances de la machine ne doit pas se faire au détriment de son environnement (prise en compte du système de refroidissement, contraintes sur le convertisseur de puissance, ...). Une approche globale est nécessaire.

Contrairement aux problèmes physiques qui peuvent être abordés par une modélisation adéquate de la machine, le stade encore préindustriel des supraconducteurs a.c. et la difficulté de chiffrer le degré de fiabilité de l'ensemble du dispositif cryoélectrotechnique ne facilite pas l'optimisation des paramètres à caractère économique. Certains choix, même s'ils sont déterminants, ne seront justifiés que de façon qualitative.

I - RAPPEL DES INCONNUES ET DES NOTATIONS

<u>Caractéristiques géométriques</u> :

Rayon moyen de l'inducteur	R_f
Rayon moyen de l'induit	R_o
Rayon intérieur de la culasse magnétique	R_s
Epaisseur de la culasse magnétique	e
Longueur active	L

On posera $y = R_o/R_s$ et $z = R_f/R_o$.

Caractéristiques électriques et magnétiques :

Courant	I
Tension simple	V
Tension à vide	E
Réactance synchrone réduite[1]	x_d
Nombre de paires de pôles	p
Fréquence	f
Courant inducteur	I_f
Champ radial au niveau de l'induit[2]	B_r^o
Coefficient de couplage	k
Pulsation électrique	ω

Caractéristiques des conducteurs de l'induit et de l'inducteur :

Coefficients des bobinages induit et inducteur	k_d, k_f
Sections des conducteurs induit et inducteur	S, S_f
Nombres de spires en série de l'induit et de l'inducteur	N_s, N_f
Densités de courant de l'induit et de l'inducteur	J, J_f
Volume de supraconducteur au stator	V_{scs}
Volume de supraconducteur au rotor	V_{scr}

Caractéristiques générales :

Puissance	P
Vitesse (en tr/min)	N
Vitesse (en rad/s)	Ω
Couple	C
Masse de la culasse	M_c
Volume de la machine	V_m

[1]La réactance synchrone est réduite par rapport à la f.e.m.
[2]Valeur maximale à vide.

II - STRUCTURE CRYOGENIQUE ET MECANIQUE DE LA MACHINE

Pour des raisons de fiabilité, nous avons retenu une structure à deux vides d'isolement séparés. La figure III.1 représente une coupe transversale de la machine. Une coupe longitudinale se trouve sur la page suivante.

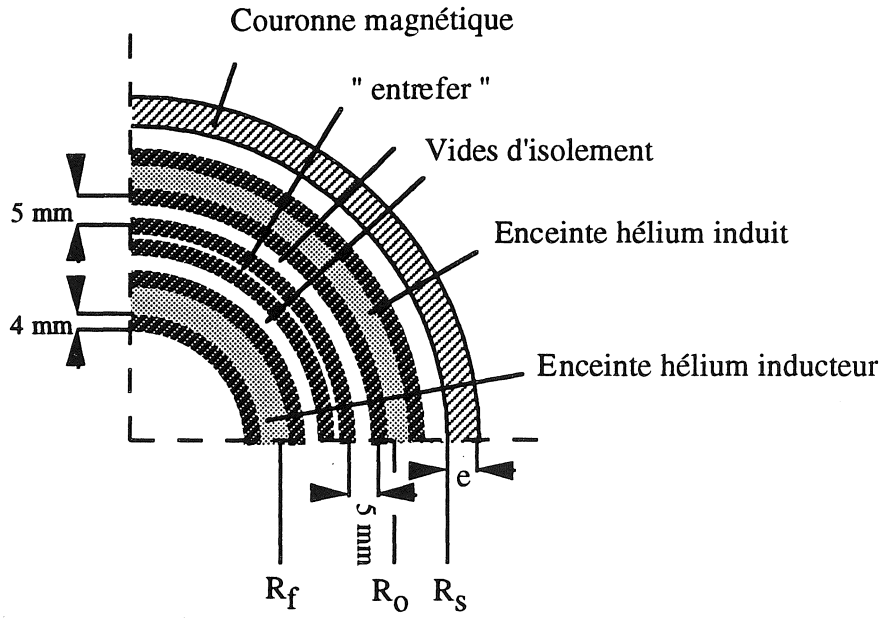
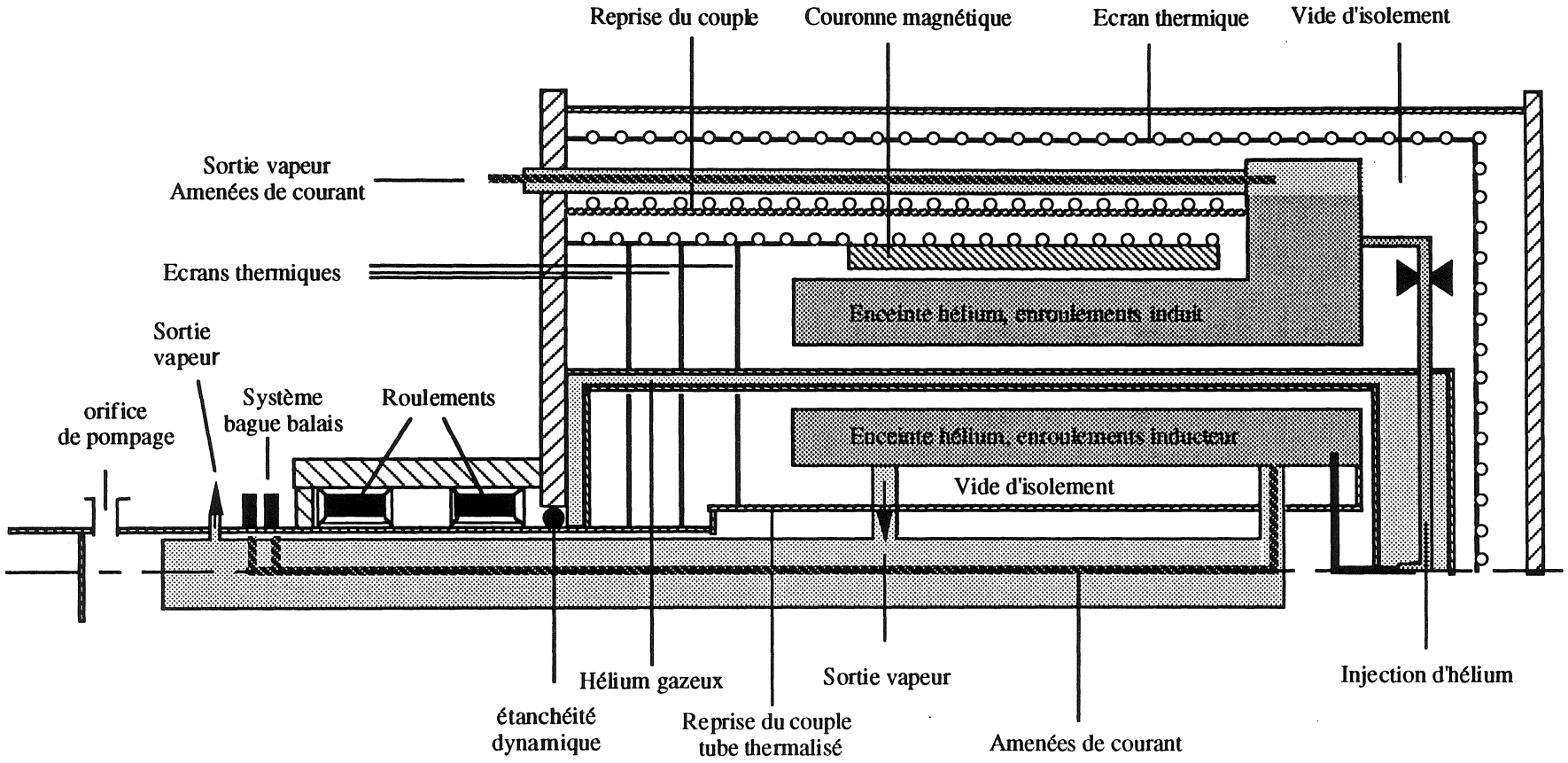


***Figure III.1** : Coupe transversale de la machine*

L'ensemble du dispositif cryogénique est étudié pour fonctionner en mode liquéfacteur. La machine est continuellement alimentée par un réservoir extérieur contenant l'hélium liquide. La chaleur sensible de l'hélium évaporé dans l'enceinte par les pertes (thermique et supraconductrice) est utilisée au mieux pour refroidir les amenées de courant, les écrans thermiques et les tubes de reprise du couple. Ces vapeurs sont ensuite récupérées à température ambiante pour être refroidies et liquéfiées à nouveau.

D'un point de vue thermodynamique, un fonctionnement mixte en mode réfrigérateur-liquéfacteur, où une partie des gaz travaillent en cycle fermé pour refroidir la structure de la machine et où les amenées de courant sont refroidies en mode liquéfacteur par leurs propres pertes, est peut-être

COUPE SCHEMATIQUE DE LA MACHINE



plus performant. Néanmoins, ce fonctionnement en mode liquéfacteur est beaucoup mieux adapté aux conditions d'utilisation du laboratoire.

De part la compétition entre la force de pesanteur et les forces d'inertie, lorsque la machine tourne suffisamment rapidement, l'hélium contenu dans le cryostat tournant est rejeté contre le cylindre extérieur de l'enceinte rotorique. La phase liquide est concentrée contre la paroi extérieure de l'enceinte annulaire, alors que la phase gazeuse se situe contre la paroi intérieure. En revanche, lorsque la machine est à l'arrêt ou à basse vitesse, la phase gazeuse tend à occuper le haut de l'enceinte, alors que la phase liquide tend à descendre en bas de l'enceinte et risque de s'écouler par les sorties vapeur et les tubes des amenées de courant. Pour éviter les fuites d'hélium au niveau des sorties de l'enceinte tournante, il est préférable d'utiliser de l'hélium pressurisé monophasique sous sa forme hypercritique.

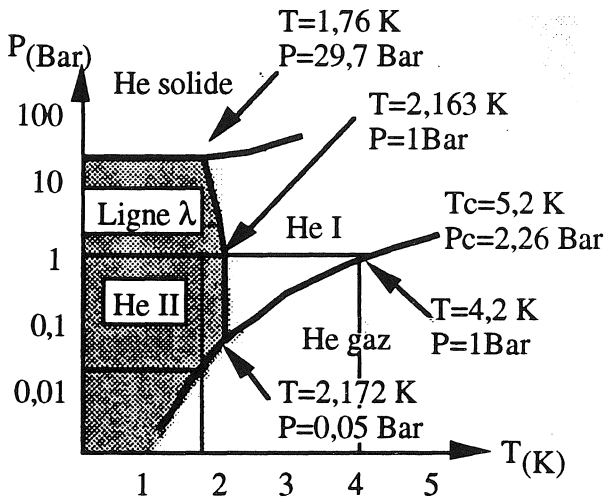


Figure III.2 *: Diagramme de phase de l'hélium.*

Dans ces conditions, le fluide cryogénique passe progressivement de la phase liquide à la phase gazeuse sans discontinuité de densité.

Pour diminuer les pertes axiales par conduction thermique, les enceintes hélium des cryostats statorique et rotorique sont montées en porte à faux et les tubes de reprise de couple sont refroidis de façon continue par les

vapeurs d'hélium. Pour augmenter les longueurs de conduction et utiliser au mieux l'encombrement axial de la machine, ces tubes traversent une grande partie de la machine avant d'être raccordés sur les enceintes hélium.

La couronne magnétique est également refroidie à une température proche de 80 K par les vapeurs d'hélium provenant du cryostat statorique. Elle sert d'écran thermique. Un second système d'écrantage thermique, constitué par un cylindre en fibre de verre et également refroidi par les vapeurs d'hélium, entoure l'ensemble de la machine. L'espace délimité par l'enceinte hélium et la paroi extérieure de la machine contient du super-isolant. La présence d'écrans thermiques axiaux limite le rayonnement sur les faces latérales des cryostats.

Le système d'alimentation d'hélium est particulièrement simple. Le fluide provient directement de l'enceinte du stator ou d'un réservoir extérieur, et est injecté dans l'enceinte tournante à l'aide d'une baïonnette. Les problèmes d'étanchéité dynamique sont ramenés à l'extrémité chaude de la machine et peuvent être résolus par la mise en place d'un joint à friction par exemple. L'espace limité par l'enceinte à vide du rotor et la paroi extérieure de la machine sera aussi réduit que possible afin d'éviter le développement de la convection. Au niveau de l'inducteur, les vapeurs d'hélium sont canalisées à l'intérieur d'un tube disposé sur l'axe du rotor et sont récupérées par un collecteur situé en bout d'arbre.

Les amenées de courant qui alimentent l'inducteur sont reliées à l'extérieur par un système de bagues-balais. La bobine de l'inducteur devra pouvoir être court-circuitée par un shunt supraconducteur lors des fonctionnements en mode persistant, afin de réduire les pertes occasionnées par ces amenées. L'électronique du rotor et l'ensemble du système des télémesures seront alimentés par un transformateur tournant. La puissance devra être suffisante pour faire transiter le shunt supraconducteur. La transmission des informations peut être assurée par une liaison capacitive. Ce système a déjà été largement utilisé sur les différentes machines réalisées au CRTBT/LEG.

Le surdimensionnement des épaisseurs des enceintes à vide en fibre de verre permet de réduire les problèmes liés à la porosité, à chaud, du

matériau composite et réduit ainsi la pollution des vides d'isolement par l'hélium gazeux, très bon conducteur de la chaleur. Une épaisseur de l'ordre de 4 mm est souhaitable. De même, l'espace occupé par chaque vide d'isolement au niveau de l'entrefer est de l'ordre de 5 mm. Les épaisseurs des tubes supports des bobinages sont dimensionnées pour pouvoir supporter le couple maximum C_{max} de la machine, calculé en régime permanent.

$$C_{max} = \frac{3\ E\ I_{max}}{\Omega}$$

I_{max} : courant de blocage des enroulements supraconducteurs
E, Ω : f.e.m. et vitesse de la machine au régime nominal

III - HYPOTHESES FONDAMENTALES DU DIMENSIONNEMENT

III.1 - Commande de la machine

III.1.1 - Commande de l'induit

Comme nous l'avons vu au cours des essais de la MAPS, une commande par auto-pilotage semble particulièrement bien adaptée aux machines supraconductrices. Notre moteur de 150 kW à 400 tr/min est donc directement conçu pour fonctionner en mode auto-piloté. On supposera que le régime nominal est atteint en maintenant les flux induit et inducteur en quadrature. L'angle d'auto-pilotage est alors fixé et égal à $\frac{\pi}{2}$.

III.1.2 - Commande de l'inducteur

L'inducteur peut être commandé en courant au moyen d'une alimentation extérieure branchée aux bornes des amenées de courant, ou peut fonctionner en mode persistant court-circuité par le shunt supraconducteur. Dans cette configuration, l'inducteur ne travaille plus à courant constant, mais à flux constant. Cependant, en maintenant l'angle d'auto-pilotage à $\frac{\pi}{2}$, les flux induit et inducteur sont en quadrature, de sorte qu'une modification du courant de l'induit ne provoque aucune variation de flux au niveau de l'inducteur ($I_d = 0$). Dans ce cas, le fonctionnement en mode persistant s'apparente à un fonctionnement à courant constant.

III.2 - Limitation de courant

Pour des problèmes de continuité de service, les alternateurs supraconducteurs sont généralement dimensionnés pour ne pas transiter lors de courts-circuits triphasé ou biphasé brusques, ou sont étudiés pour fonctionner avec un limiteur de courant disposé en série avec les enroulements de l'induit. Pour un fonctionnement moteur, alimenté par une électronique de puissance, la limitation des courants de l'induit peut être contrôlée par une commande adaptée du convertisseur. Les contraintes de non transition lors de régimes de défauts graves ne seront pas prise en compte dans notre application : le convertisseur devra limiter activement les courants en deçà des valeurs de blocage de l'induit supraconducteur.

III.3 - Limitation de la réactance synchrone

Les fortes densités linéiques de courant des induits supraconducteurs entraînent généralement une élévation de la réactance synchrone réduite x_d de la machine électrique. Si les flux induit et inducteur sont en quadrature, la puissance apparente est alors beaucoup plus élevée que la puissance réelle au dépend d'un surdimensionnement en tension. Au cours du dimen-

sionnement de notre machine, on veillera à limiter cette réactance synchrone pour ne pas pénaliser le convertisseur de puissance associé.

III.4 - Modélisation électromagnétique

Au cours du dimensionnement général, la machine sera supposée bidimensionnelle. Les enroulements supraconducteurs seront assimilés à des nappes sinusoïdales de courant disposées sur les rayons moyens des bobinages. Ces approximations seront justifiées et quantifiées au cours de l'étude électromagnétique complète décrite au chapitre suivant.

III.5 - Choix des conducteurs de l'induit et de l'inducteur

III.5.1 - Conducteur de l'induit

Le conducteur retenu pour les enroulements de l'induit est du type (6+1)C. Les pertes sont calculées en décomposant ce conducteur en 36 sous-brins élémentaires du type R. Les pertes totales sont assimilées à celles des sous-brins élémentaires. Comme elles dépendent des propriétés locales du champ magnétique instantané, nous avons discrétisé le bobinage dans l'espace pour calculer les densités volumiques de pertes instantanées. Les pertes moyennes sont obtenues par une double intégration sur le temps et sur l'espace. La méthode est détaillée en annexe. Nos connaissances actuelles ne nous permettent pas d'évaluer correctement les pertes supraconductrices dissipées dans les têtes de bobine. Leur densité volumique sera assimilée à celle des parties droites. L'erreur commise ne devrait pas être très importante dans la mesure où les parties droites représentent la majeure partie du bobinage.

Pour se protéger des effets de champ propre et réduire ainsi le niveau des pertes supraconductrices, il est préférable de sous-utiliser ce conducteur. Le fait de travailler loin de la surface critique permet non seulement d'aug-

menter la fiabilité globale de la machine en régime nominal, mais aussi d'augmenter temporairement sa puissance au-delà de la valeur nominale. La puissance maximale est entièrement déterminée par la transition des enroulements supraconducteurs. Cette marge en puissance est nécessaire pour garantir des régimes transitoires rapides. Néanmoins, une augmentation du taux d'utilisation entraîne une diminution équivalente du volume de matériau supraconducteur et réduit par conséquent le coût économique de la machine (hors réfrigération et capitalisation des pertes). Une étude économique complète doit tenir compte des coûts de fonctionnement. Le taux d'utilisation du supraconducteur ($i = I_n\sqrt{2}/I_c$) est fixé à 25 %, son influence sur le degré de fiabilité et les performances de la machine sera étudiée par la suite.

Compte tenu de cette sous-utilisation, on admettra que les surchamps locaux (maxima de champ magnétique) qui se situent en bordure de bobinage restent inférieurs au champ critique et ne font pas transiter le bobinage. Dans l'hypothèse d'une répartition parfaitement sinusoïdale des conducteurs de l'induit et de l'inducteur, le champ maximum au niveau de l'induit est $B_r^o\sqrt{1+x_d^2}$. L'équation de la caractéristique critique du conducteur donne l'équation (1) :

$$J = \frac{0{,}25}{\sqrt{2}}\, J_c \left(B_r^o\sqrt{1+x_d^2}\right) \qquad (1)$$

Dans la mesure où les surchamps locaux n'affectent qu'une infime partie du bobinage, pour le calcul des pertes supraconductrices, nous avons défini le taux d'utilisation comme le rapport $i = \frac{J}{J_c}$ où J_c est la densité de courant critique calculée en négligeant tout surchamp.

III.5.2 - Conducteur de l'inducteur

Pour une machine idéale en régime permanent, les variations temporelles de champ magnétique sont nulles au niveau de l'inducteur. Néanmoins, une répartition non sinusoïdale des conducteurs de l'induit, un déséquilibre des courants d'alimentation, des oscillations mécaniques autour de

la vitesse de synchronisme et une variation du courant inducteur peuvent provoquer des pertes supraconductrices au sein du bobinage inducteur.

Sans pour autant utiliser un conducteur destiné au régime alternatif, le choix d'un conducteur à filaments de faible diamètre permettra de réduire les pertes a.c.. Parmi l'ensemble des conducteurs disponibles sur le catalogue GEC Alsthom, les spécificités du conducteur développé pour le L.H.C. (Large Hardron Collider) semblent les mieux appropriées à notre application. La présence de barrières résistives en cupronickel permettrait de réduire les pertes par courants de Foucault dans la matrice. Dans un avenir proche, les brins en cours de développement destinés à la réalisation de S.M.E.S. (bobine supraconductrice utilisée pour le stockage magnétique de l'énergie électrique) seront certainement d'excellents candidats. Ces conducteurs en NbTi, gainés par des barrières en Nb et noyés dans une matrice en CuNi, s'apparentent davantage aux conducteurs à usage alternatif. Les filaments ont cependant un diamètre plus important, ce qui permet de réduire les coûts de fabrication.

Pour des raisons de fiabilité, le taux d'utilisation du supraconducteur est fixé à 50 % au régime nominal. Le champ magnétique local, au point de la bobine le plus chargé magnétiquement, a été évalué en tolérant un surchamp local de 40 % par rapport à une distribution des conducteurs parfaitement sinusoïdale. On a :

$$B_{f_{max}} = 1{,}4\, B_r^o \frac{1}{z^{p+1}} \frac{1+(yz)^{2p}}{1+y^{2p}} \qquad (2)$$

L'équation de la caractéristique critique du conducteur permet d'évaluer la densité de courant.

$$J_f = 0{,}5\, J_c(B_{f_{max}}) \qquad (3)$$

IV - EQUATIONS DU DIMENSIONNEMENT

IV.1 - Equations électriques et magnétiques

Certains paramètres sont liés. Nous avons les relations suivantes :

$$E = \sqrt{2}\, N_s\, k_d\, B_r^o\, L\, \frac{\omega}{p}\, R_o \qquad (4)$$

$$\omega = \frac{2\pi N p}{60} \qquad (5)$$

$$V = E\sqrt{1+x_d^2} \qquad (6)$$

$$x_d = \frac{3\sqrt{2}}{2}\, \mu_o\, \frac{N_s\, k_d\, I}{\pi\, R_o\, B_r^o}\, (1+y^{2p}) \qquad (7)$$

$$P = 3EI = \Gamma\Omega \qquad (8)$$

$$k^2 = z^{2p}\, \frac{1 + y^{2p}}{1 + (yz)^{2p}} \qquad (9)$$

IV.2 - Relations supplémentaires

- **<u>Evaluation des volumes de supraconducteur</u>** :

La longueur des têtes de bobine en forme de "selle de cheval" peut être approximée par la formule :

$$L_{tb} = \left(\pi - \frac{\alpha}{2}\right) \frac{R}{p} \qquad R : \text{rayon du bobinage}$$

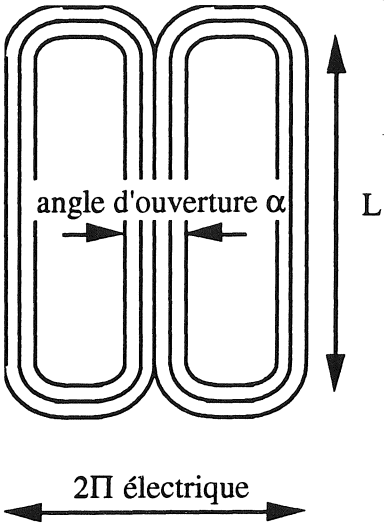


Figure III.3 *: Vue développée des enroulements pour p = 1.*

Pour éliminer l'harmonique 5, on prend $\alpha = \frac{2\pi}{5}$ pour le bobinage induit. La suppression de l'harmonique 3 est obtenue en prenant $\alpha = \frac{2\pi}{3}$ pour les enroulements inducteurs.

On a
$$V_{scs} = 6\, N_s\, S\left(L + \frac{4\pi\, R_o}{5p}\right) \tag{10}$$

$$V_{scr} = 2\, N_f\, S_f\left(L + \frac{2\pi\, R_f}{3p}\right) \tag{11}$$

- **<u>Masse de la culasse</u>** :

La conservation du flux permet de calculer la masse de la couronne magnétique. On a :

$$M_c = \frac{4\pi\, R_o^2\, L\, B_r^o\, y^{p-1}\, \rho\sqrt{1+x_d^2}}{p\left(1 + y^{2p}\right) B_c} \tag{12}$$

ρ : masse volumique du fer,
B_c : induction moyenne dans la couronne magnétique.

- **Volume de la machine** :

Le volume de la machine peut être approximé par la formule :

$$V_m = \pi \left(\frac{R_0}{y} + 0,035 \right)^2 \left(L + \frac{\pi R_0}{p} + 0,4 \right) \qquad (13)$$

Les 40 centimètres supplémentaires correspondent aux distances d'isolement latérales. $\frac{\pi R_0}{p}$ rend compte de l'encombrement des têtes de bobine. L'espace annulaire délimité par la couronne magnétique et l'enceinte extérieure de la machine est de l'ordre de 3,5 cm.

V - RESOLUTION

Outre la compacité de la machine, le concepteur d'une machine supraconductrice cherchera à réduire au maximum la couronne magnétique, qui représente la principale contribution en masse ainsi que le niveau des pertes supraconductrices. Dissipées à 4,2 K, ces pertes sont l'image du rendement et déterminent la taille du système de réfrigération.

Néanmoins, la réduction simultanée du volume de la machine et de la masse de la couronne magnétique ne favorise pas le niveau des pertes supraconductrices. En augmentant le nombre de paires de pôles de la machine, on réduit l'épaisseur du blindage magnétique, mais on augmente la fréquence des grandeurs électriques et le niveau des pertes supraconductrices qui y est sensiblement proportionnel. L'augmentation des rayons moyens des enroulements permet d'accroître naturellement le couple électromagnétique et peut être mis à profit pour diminuer l'induction dans la machine, donc le niveau des pertes supraconductrices et la masse de matériau supraconducteur.

Pour chiffrer ce compromis, nous avons recherché le point de dimensionnement correspondant aux pertes minimales pour un volume de la machine et une masse de la culasse donnés.

En prenant en compte l'ensemble des équations du dimensionnement pour une masse M_c et un volume V_m donnés, il reste à déterminer trois paramètres pour connaître l'ensemble des caractéristiques de la machine. Nous choisissons par exemple p, L et R_o.

La figure III.4 indique la structure du programme multiboucle qui sélectionne le point de dimensionnement correspondant au minimum de pertes supraconductrices.

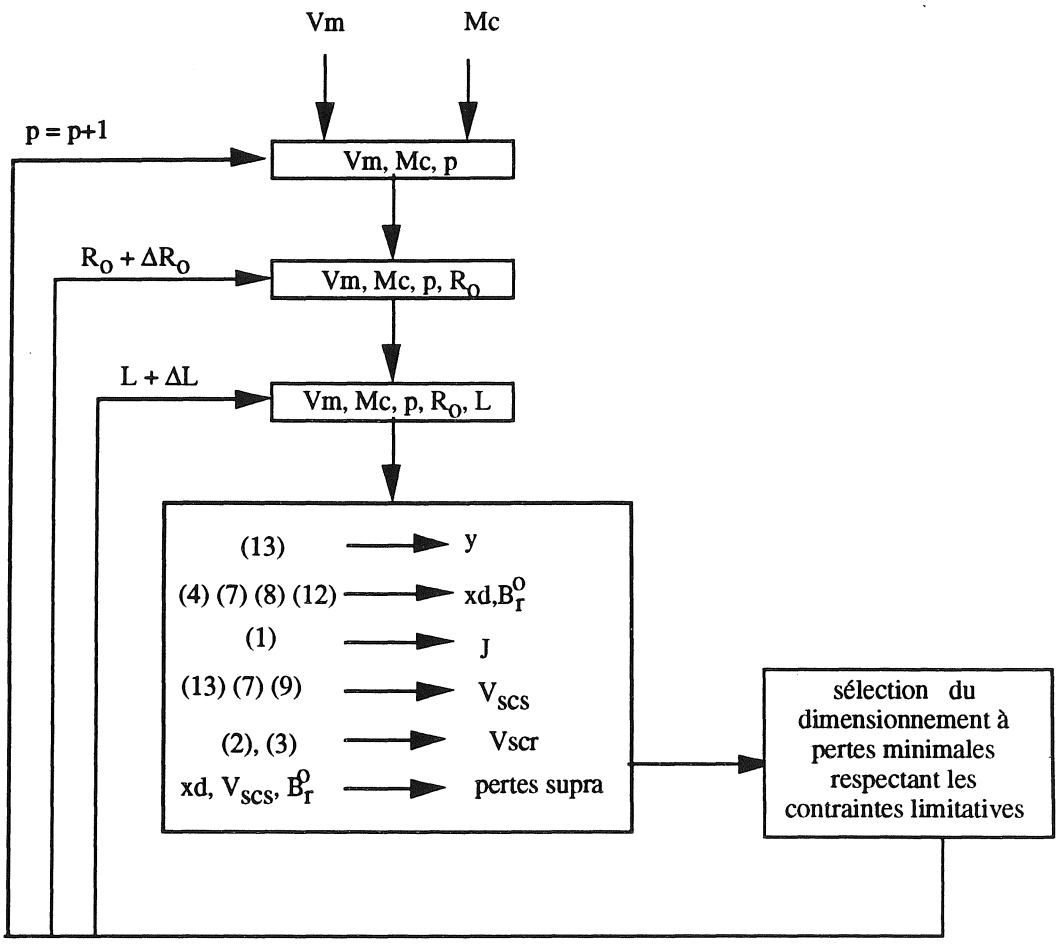


***Figure III.4** : Structure du programme d'optimisation*

En plus d'une limitation de la réactance synchrone de la machine, pour des raisons économiques et compte tenu des efforts électromagnétiques s'exerçant sur les enroulements de l'inducteur, nous nous sommes imposés

deux contraintes supplémentaires. Les points de dimensionnement ne vérifiant pas les trois conditions :

$$\begin{cases} x_d < 2 \\ \text{Masse totale de supraconducteur} < 20 \text{ kg} \\ \text{Champ au niveau de l'inducteur} < 5 \text{ T} \end{cases}$$

ont été rejetés.

La figure III.5 montre la dépendance entre le volume de la machine, la masse de la couronne magnétique et le niveau des pertes supraconductrices. Compte tenu des trois contraintes limitatives, les variations des pertes a.c. sont assez importantes dans la zone délimitée par les valeurs

$$\begin{cases} V_m < 0{,}1 \text{ m}^3 \\ \text{et} \\ M_c < 30 \text{ kg} \end{cases},$$

la dépendance est ensuite moins prononcée.

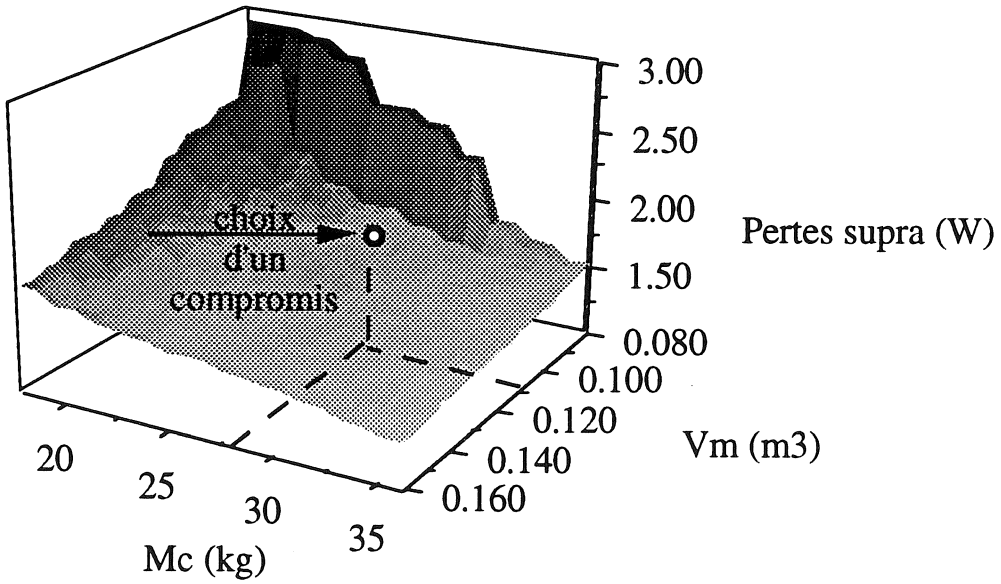


Figure III.5 *: Choix d'un compromis.*

En partant du point de dimensionnement $V_m = 0{,}11\ m^3$ et $M_c = 28$ kg, nous avons recherché si de petites modifications des paramètres d'optimisation ne permettaient pas d'améliorer ce dimensionnement initial (considérations économiques, effets tridimensionnels, ...) aux dépens d'une légère augmentation des pertes supraconductrices.

Le programme d'optimisation nous donne une valeur du nombre de paires de pôles p = 3. Une structure de bobinage réparti avec un nombre impair de paires de pôles ne garantit pas un bon coefficient de bobinage. Pour utiliser au mieux le conducteur de l'induit, nous préférons choisir un nombre p pair. Si p = 2, la longueur des têtes de bobine devient prédominante par rapport aux longueurs actives. Nous prenons donc p = 4. Le minimum de pertes supraconductrices obtenu en fixant $V_m = 0{,}11\ m^3$, $M_c = 28$ kg et p = 4 est de 1,75 W, soit 4 % de plus que le minimum obtenu en prenant p = 3. Cette différence n'est nullement significative compte tenu de la précision et de la modélisation adoptée lors du calcul des pertes a.c..

Les grandeurs V_m, M_c et p étant fixées, nous avons représenté sur les figures III.6, III.7 et III.8 les variations de la réactance synchrone x_d, des pertes supraconductrices et du volume de supraconducteur en fonction des deux autres paramètres d'optimisation R_o et L

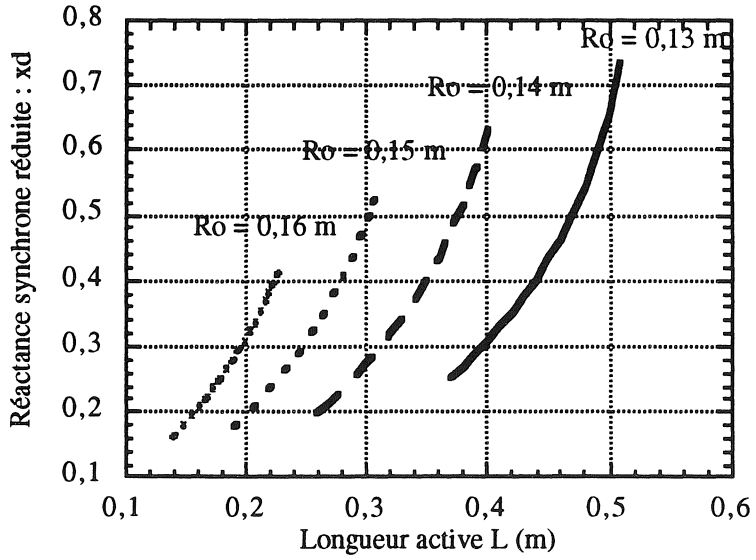


***Figure III.6** : Evolution de la réactance synchrone.*

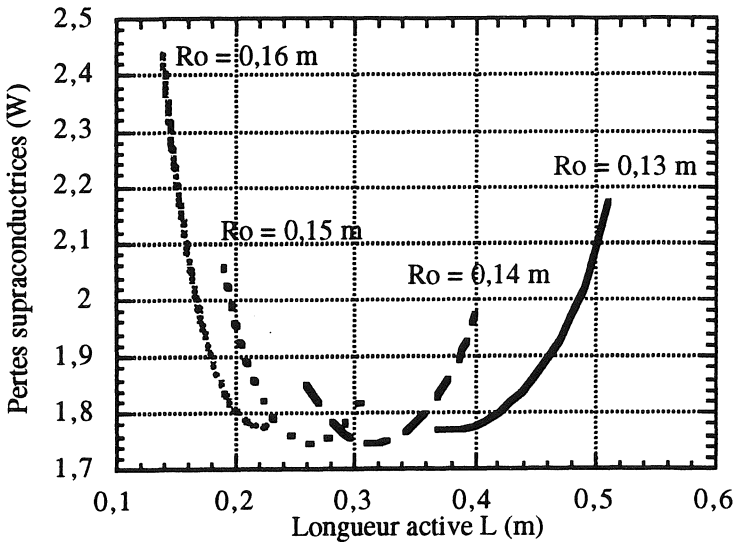


***Figure III.7** : Evolution des pertes supraconductrices.*

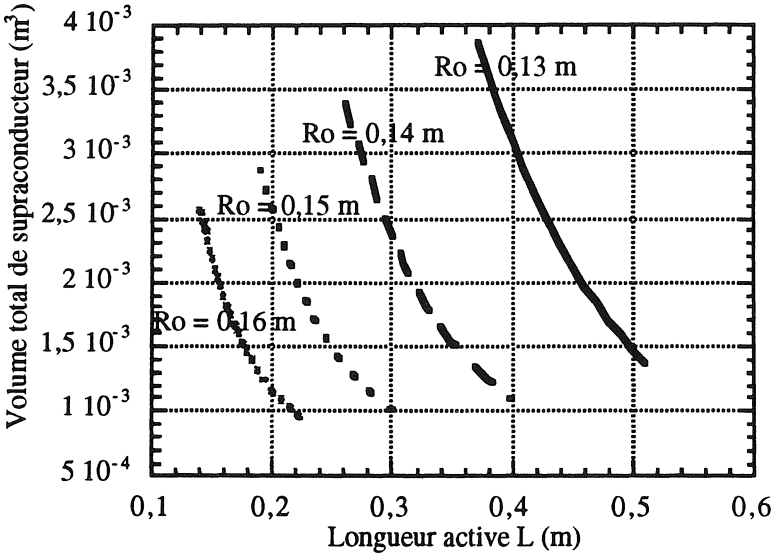


***Figure III.8** : Evolution du volume de matériau supraconducteur.*

Le minimum de pertes supraconductrices est obtenu pour les valeurs R_0 = 0,14 m et L = 0,31 m aux dépens d'une quantité de matériau supraconducteur élevée. Celle-ci peut être réduite en augmentant, pour R_0 fixé, la longueur active de la machine, au détriment de la réactance synchrone, image d'un surdimensionnement en tension du convertisseur ($\cos\varphi = \frac{1}{\sqrt{1+x_d^2}}$).

Le point de dimensionnement R_0 = 0,16 m et L = 0,21 m concilie la recherche d'un faible volume de matériau supraconducteur et d'un rendement élevé. Néanmoins, le coefficient de forme de la machine $k = \frac{L}{R_0}$ est faible (1,3). L'approximation bidimensionnelle effectuée au cours du dimensionnement général risque de ne plus être vérifiée.

Nous choisissons donc le point de dimensionnement R_0 = 0,15 m et L = 0,29 m dont le coefficient de forme est meilleur. Les caractéristiques générales de la machine se trouvent dans les tableaux III.1, III.2 et III.3.

Elles sont comparées à celles d'une machine à vide d'entrefer commun basse pression. Malgré des niveaux de pertes et un bilan massique comparables, la solution à vide d'entrefer basse pression est un peu moins volumineuse. La principale différence provient du volume de supraconducteur utilisé au niveau de l'inducteur. Le champ radial à vide est plus important pour la solution à entrefer basse pression. Néanmoins, compte tenu du meilleur couplage induit-inducteur, l'induction maximale calculée par une approximation au premier harmonique s'élève à 2,2 T au niveau de l'inducteur, alors qu'elle atteint 3,3 T pour la machine à deux vides d'isolement séparés. L'économie des ampères-tours et le gain sur la densité de courant dans le supraconducteur explique l'écart de volume de matériau supraconducteur utilisé au niveau de l'inducteur.

- **Paramètres géométriques** :

	Solution à entrefer basse pression	Solution à deux vides d'isolement
Longueur hors tout (mm)	1050	1120
Longueur active (mm)	270	320
Rayon intérieur de la couronne magnétique (mm)	154	173
Epaisseur de la couronne magnétique (mm)	15,6	11,5
Rayon moyen de l'induit (mm)	125	150
Rayon moyen de l'inducteur (mm)	90	100

- Matériaux supraconducteurs :

	Solution à entrefer basse pression	Solution à deux vides d'isolement
Densité de courant des enroulements induits	270 A_{eff}/mm^2	310 A_{eff}/mm^2
Marge en température	2,5 K	2,9 K
Quantité de matériau supraconducteur des enroulements induits	6,4 kg	5,6 kg
Pertes supraconductrices	1,6 W	1,8 W
Densité de courant des enroulements inducteurs	1780 A/mm^2	1330 A/mm^2
Quantité de matériau supraconducteur des enroulements inducteurs	2,6 kg	6,3 kg

- Paramètres électro-mécaniques :

	Solution à entrefer basse pression	Solution à deux vides d'isolement
Puissance maximale (kW)	330 kW	300
Puissance nominale (kW)	150	150
Vitesse (tr/min)	400	400
Fréquence (Hz)	20	27
f.e.m. à vide (V)	234	205
Courant de l'inducteur (A)	1130	847
Tension nominale (V)	255	225
Courant nominal (A_{eff})	213	243
Champ radial à vide (T)	0,7	0,57
Nombre de paires de pôles	3	4
Réactance synchrone réduite	43 %	44 %
Réactance subtransitoire réduite	35 %	42 %
Coefficient de couplage	0,172	0,051

Influence du taux d'utilisation du supraconducteur

Plusieurs dimensionnements de la machine, ne se différenciant que par leur taux d'utilisation du supraconducteur à la puissance nominale de 150 kW, ont été menés, les paramètres géométriques, électriques et magnétiques restant inchangés.

La figure III.9 montre le gain en puissance et la température maximale de fonctionnement des enroulements supraconducteurs, pour différents taux d'utilisation. Compte tenu des instabilités thermoélectromagnétiques, le courant de blocage alternatif est nettement plus petit que le courant critique continu. Le taux d'utilisation maximum est de 50 %.

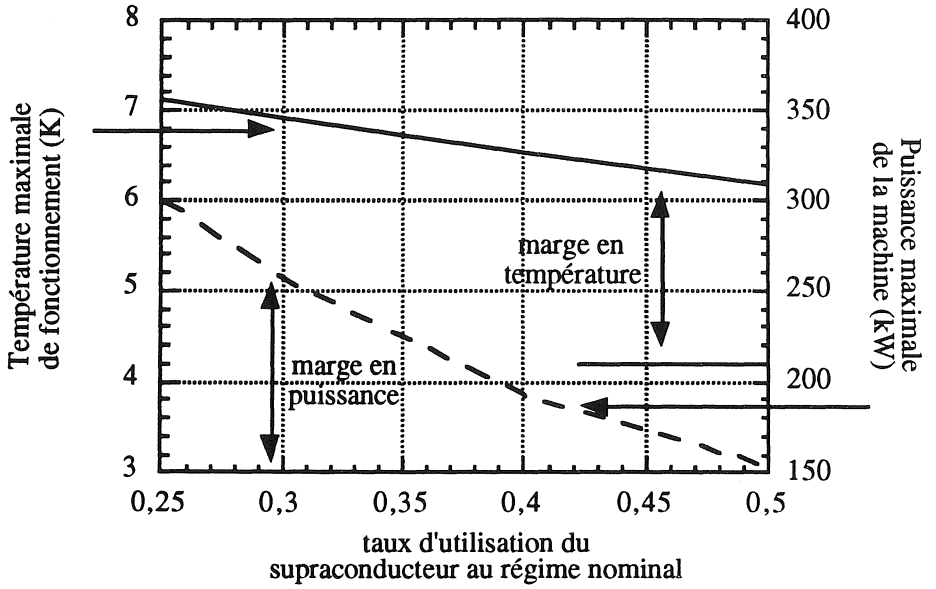


***Figure III.9** : Influence du taux d'utilisation du supraconducteur.*

La dépendance du niveau des pertes supraconductrices au fonctionnement nominal de 150 kW à 400 tr/min, en fonction du taux d'utilisation, est reportée sur la figure III.10. Cette augmentation du niveau des pertes a.c. est essentiellement due aux effets de champ propre.

Par rapport à une utilisation maximale du conducteur (i = 50 %), le choix d'un taux d'utilisation de 25 % permet de gagner 1,9 K sur la marge en température et de bénéficier de 150 kW supplémentaires lors des régimes transitoires.

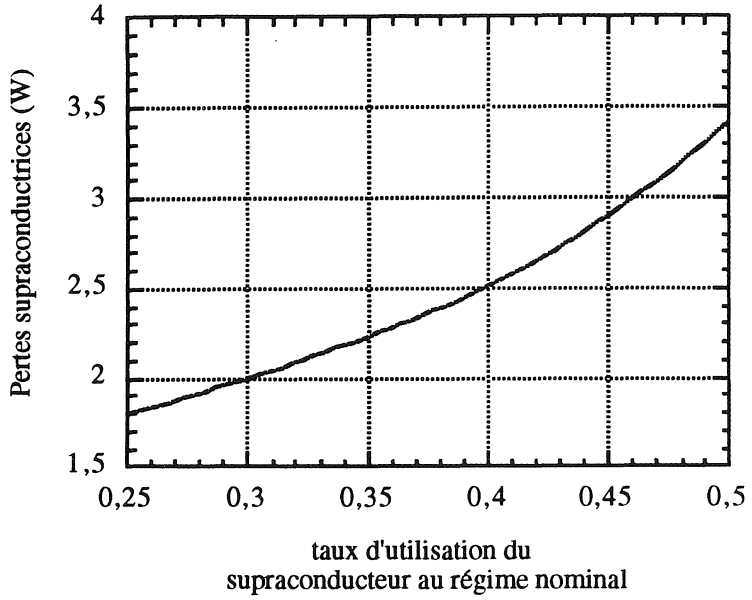


Figure III.10 *: Dépendance du niveau de pertes en fonction de l'utilisation du conducteur.*

VI - BILAN THERMIQUE

VI.1 - Bilan des pertes

Le niveau des pertes dissipées à 4,2 K s'élève à près de 9,5 W, soit une consommation d'hélium de 13 l/h. Les différentes contributions sont détaillées sur la figure III.11. A ces pertes, il faut ajouter celle de la ligne de transfert reliant la machine au réservoir d'hélium extérieur, soit près de 2 W. Toutefois, les pertes dans les amenées de courant qui alimentent l'inducteur peuvent être réduites en faisant fonctionner l'aimant supraconducteur en mode persistant.

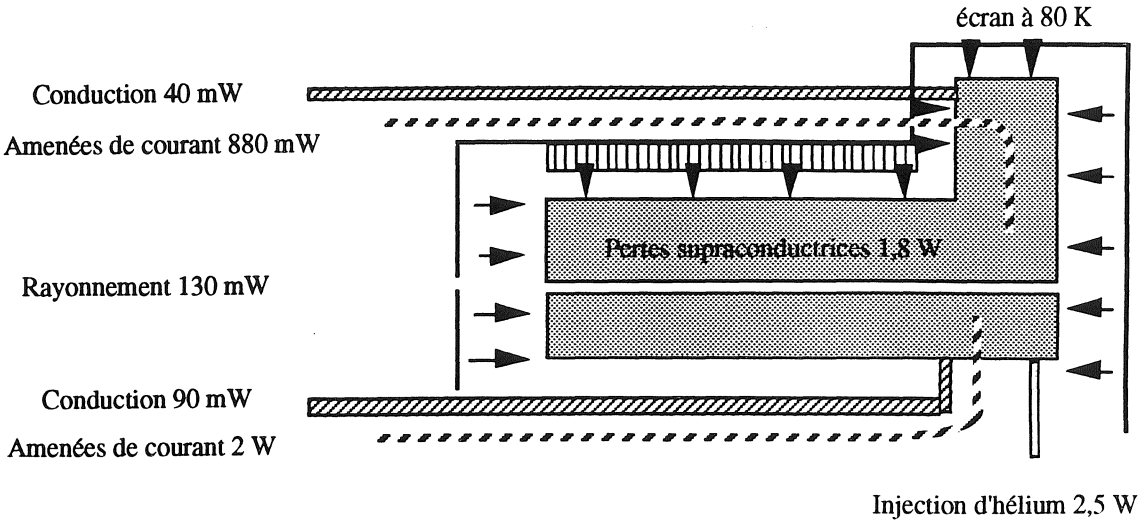


***Figure III.11** : Bilan thermique.*

Les pertes par conduction thermique ont été évaluées en supposant les échanges parfaits et les matériaux refroidis par leurs propres pertes. Pour évaluer les pertes par rayonnement, nous avons considéré que le flux thermique transmis par la paroi à 80 K à l'enceinte d'hélium liquide s'élevait à 15 $\mu W/cm^2$. Cette valeur a été mesurée expérimentalement par B. Gautier au CRTBT sur un cryostat de démonstration, dans des conditions thermiques similaires à celles de notre machine.

L'évaluation des pertes occasionnées par le système d'injection d'hélium est un problème difficile et très délicat. Les différents travaux théoriques et expérimentaux entrepris sur cette question donnent des résultats très différents. Certains auteurs [1] annoncent une dépendance en $\Omega^4 \Delta r^9$ (où Ω est la vitesse de rotation de la machine et Δr le jeu radial au niveau du joint baïonnette). D'autres travaux [2] soulignent plutôt une dépendance en $\Delta r^{1,2}$ et montrent que l'influence de la vitesse peut être très différente suivant qu'il s'agit d'un régime de convection libre à faible vitesse, d'un écoulement laminaire pour des vitesses intermédiaires, ou d'un écoulement turbulent à vitesse élevée.

Pour notre part, nous supposerons que ces pertes sont égales à celles mesurées sur l'alternateur hypersynchrone de 500 kW construit au CNRS/CRTBT/LEG. La baïonnette avait une longueur de 7 cm et un jeu radial Δr de 0,1 mm pour un rayon d'environ 2 mm. Cette valeur est néan-

moins pessimiste puisque la vitesse de rotation de notre machine est beaucoup plus petite que celle de l'alternateur. D'autre part, nous ne devrions avoir aucune perte par conduction.

VI.2 - Intégration d'un cryoréfrigérateur

Le Service des Basses Températures du C.E.A. développe des réfrigérateurs à cycle fermé à partir de réfrigérateurs commerciaux Gifford MacMahon [3]. Le schéma de fonctionnement et les puissances disponibles sur les différents étages d'une machine utilisant une détente Joule Thomson comme dernier étage sont rappelés sur la figure III.12.

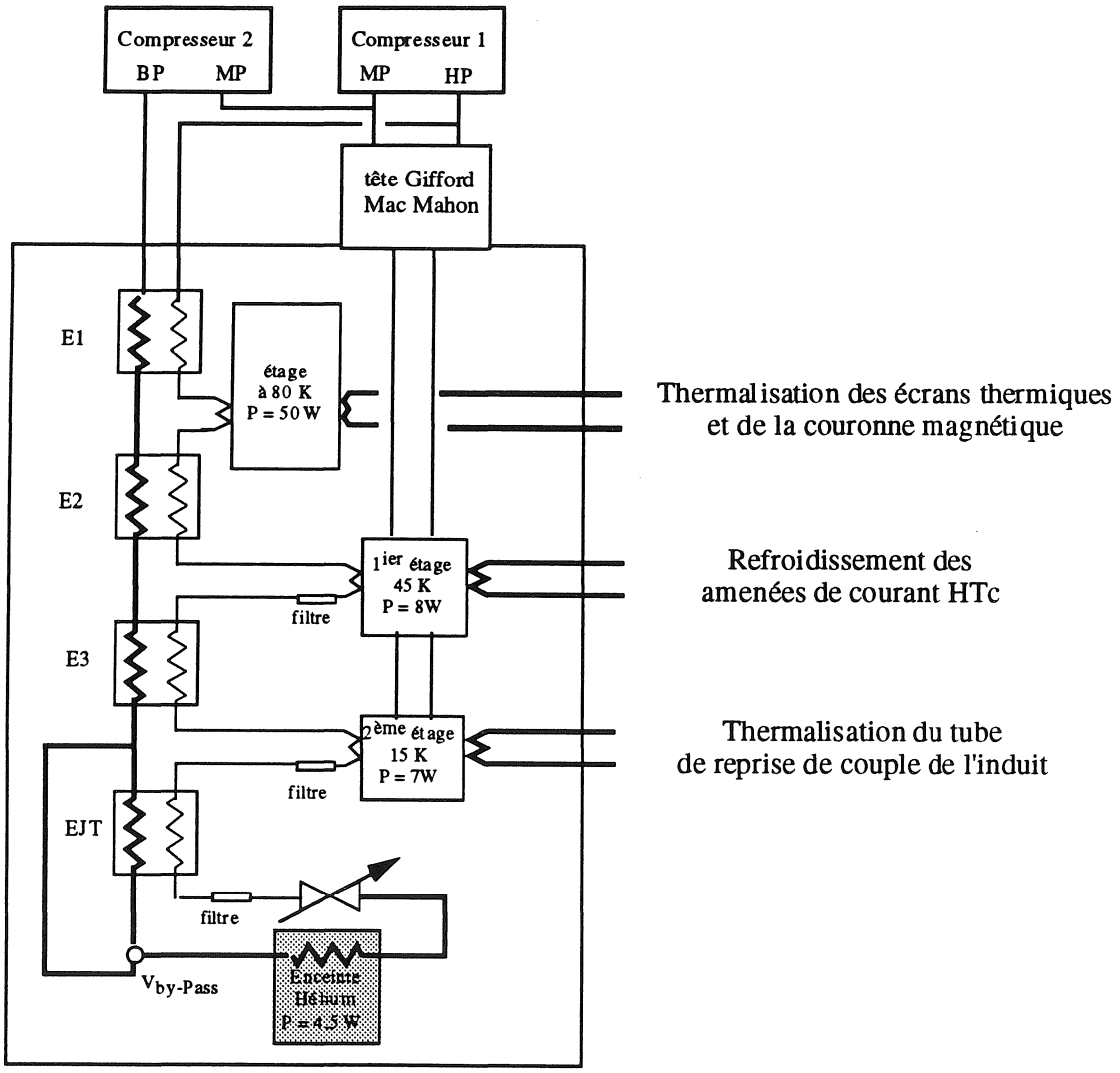


Figure III.12 *: Réfrigérateur Joule-Thomson.*

La machine se compose d'une partie froide, appelée tête froide, qui pèse environ 70 kg, d'un compresseur principal pour la machine Gifford MacMahon d'environ 150 kg et d'un compresseur secondaire utilisé pour la détente isenthalpique d'environ 50 kg. Soit une masse d'environ 300 kg pour la machine complète.

La puissance disponible sur l'étage à 80 K est suffisante pour absorber les pertes de la couronne magnétique et la chaleur rayonnée sur les écrans thermiques situés autour des enceintes hélium.

L'utilisation d'oxydes supraconducteurs à haut T_c, refroidis par l'étage à 45 K est nécessaire pour réduire considérablement les pertes au niveau des amenées de courant de l'induit.

Le flux de chaleur arrivant par conduction sur l'enceinte hélium de l'induit peut être absorbée par l'étage à 15 K.

Si l'inducteur travaille en mode persistant, la puissance disponible au niveau de l'étage froid est suffisante pour absorber les pertes supraconductrices et la puissance dissipée dans les parties tournantes.

Néanmoins, un surdimensionnement du système de réfrigération permettrait d'augmenter la fiabilité globale de la machine et de réduire considérablement les temps de mise en froid. Un réfrigérateur comportant une boîte froide, constituée de deux têtes froides similaires à la précédente, permettrait d'absorber le double de puissance sur chaque étage. La masse de la boîte froide serait de l'ordre de 100 kg et celle des compresseurs de 250 kg et 100 kg chacun. Soit une masse totale de 500 kg pour le système de réfrigération.

VII - PLAN D'ENSEMBLE

1 Enceinte extérieure
2 Ecran thermique
3 Tube de reprise du couple
4 Couronne magnétique
5 Enroulements supraconducteurs
6 Enceinte hélium stator
7 Vanne de siphonnage
8 Enceinte à vide stator
9 Enceinte à vide rotor
10 Système d'injection d'hélium
11 Enceinte hélium rotor
12 Enroulements de l'inducteur
13 Tube de reprise du couple
14 Ecran thermique
15 Paliers - roulements
16 Système bague balais
17 Collecteur de récupération de vapeur d'hélium du rotor et orifice de pompage du vide rotor

Références Chapitre III

1. W.D. Lee. MSS Thesis MIT (1970).

2. Y. Brunet, M. Renard. *"Heat transfert between two horizontal concentric cylinders, the outer cylinder rotating, the inner at rest"*. Cryogenics (1977) 423.

3. G. Claudet, R. Lagnier, J.M. Poncet, A. Ravex. *"Réfrigérateurs autonomes à détente Joule-Thomson"*. Recueil des posters et tables rondes, Vol. **2**, 4ièmes Journées d'Aussois, Centre Paul Langevin, Mai 1993.

CHAPITRE IV

Etude électromagnétique et réalisation des enroulements de l'induit

I - ETUDE GLOBALE

II - ETUDE LOCALE

III - REALISATION DES ENROULEMENTS DE L'INDUIT

La connaissance du champ magnétique est nécessaire pour dimensionner avec précision tout matériel électrique. Dans les machines supraconductrices, elle revêt une importance particulière dans la mesure où les propriétés du conducteur dépendent fortement du champ local (état supraconducteur, pertes électromagnétiques, ...). D'autre part, l'induction autour du bobinage doit être connue pour concevoir le cryostat, calculer les pertes par courants de Foucault dans les parties métalliques, déterminer le choix des matériaux et la géométrie des éléments.

Etant donné la structure de la machine (absence de fer dans le cryostat entraînant une mauvaise canalisation du flux, longueur active peu supérieure au diamètre), cette étude doit être tridimensionnelle.

Les fortes densités de courant des supraconducteurs entraînent de faibles épaisseurs de bobinage devant les dimensions de la machine. Les modélisations à base de densités linéïques de courant sont alors bien adaptées à l'étude globale. Néanmoins, pour l'étude locale (évaluation des champs sur le bobinage, calcul des efforts électromagnétiques, ...), une modélisation sous forme de densités surfaciques de courant est nécessaire. Compte tenu de la structure "air" de notre machine, la résolution des équations électromagnétiques est un problème linéaire et peut être résolue par l'emploi de méthodes analytiques plus souples d'utilisation que des méthodes purement numériques.

I - ETUDE GLOBALE

I.1 - Etude bidimensionnelle

I.1.1 - Présentation du modèle analytique bidimensionnel

Le modèle a été développé par [1]. On considère la machine comme infiniment longue suivant l'axe des z. Le bobinage est modélisé par des densités linéïques de courant de la forme :

$$\mathbf{K} = K(\theta)\,\mathbf{e_z}$$

Le potentiel vecteur, associé à une nappe sinusoïdale de courant de la forme $\mathbf{K} = K \sin(np\theta)\,\mathbf{e_z}$ située sur le rayon R_0 et entourée d'une couronne magnétique supposée infiniment perméable de rayon intérieur R_s, est connu.

Pour chaque couche de bobinage, on décompose la densité linéïque de courant **K**, correspondant à l'ensemble des conducteurs d'une même phase de la machine en série de Fourier :

$$\mathbf{K} = \sum_n K_n \sin(np\theta)\,\mathbf{e_z}$$

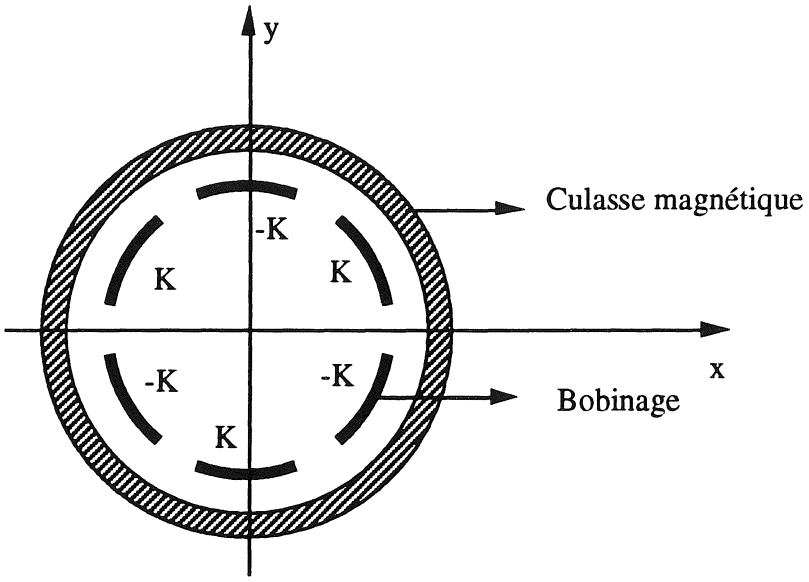


***Figure IV.1** : Modélisation bidimensionnelle.*

Il suffit de sommer la contribution de tous les harmoniques pour obtenir le potentiel vecteur **A**, correspondant à l'ensemble des conducteurs d'une même phase de la machine situés sur un seul rayon.

La connaissance du potentiel vecteur nous permet d'accéder au champ magnétique $\mathbf{B} = \mathbf{rot\ A}$ et de calculer les inductances propres et mutuelles par application des formules de Neumann.

I.1.2 - Composante pulsante au niveau de l'inducteur

Comme nous l'avons vu au cours du chapitre II, l'équilibre d'une structure répartie n'est que global. Il subsiste un déséquilibre pôle à pôle, entraînant une composante pulsante au niveau de l'inducteur.

La figure IV.2 représente les variations de l'induction magnétique créée par les enroulements de l'induit en un point lié au référentiel du rotor.

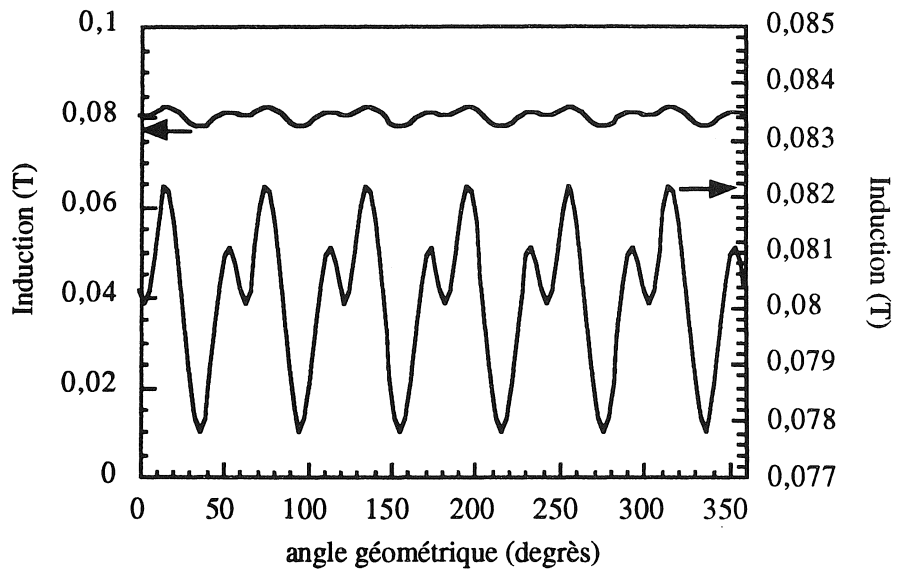


***Figure IV.2** : Champ magnétique dans un référentiel lié à l'inducteur.*

Les oscillations ont une fréquence fondamentale égale à 6 Ω, où Ω représente la vitesse mécanique du rotor. Ces variations de champ magnétique sont sources de pertes supplémentaires dans le bobinage inducteur. Cependant, leur amplitude est faible et s'élève à 5 % de l'induction totale. Elles peuvent être réduites en jouant sur le nombre de spires des bobines réparties sur des rayons différents.

I.2 - Etude tridimensionnelle

I.2.1 - Présentation du modèle analytique tridimensionnel

Le calcul a été développé par [2], puis [3] et [4]. On modélise le bobinage par une densité linéïque de courant **K**, de composantes en coordonnées cylindriques K_θ et K_z.

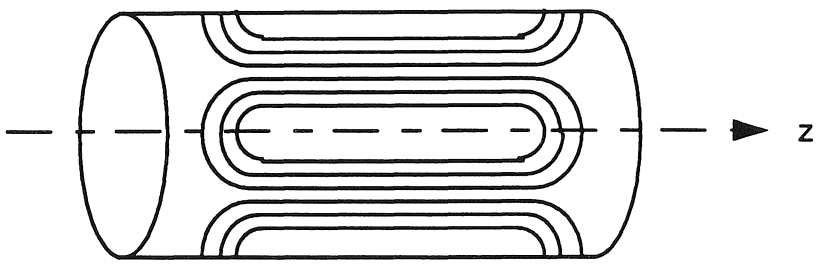


Figure IV.3 *: Modélisation tridimensionnelle.*

Le potentiel vecteur créé par une densité de courant de la forme

$$\mathbf{K} = K_\theta \sin(\beta_1 z) \sin(np\theta)\, \mathbf{e}_\theta + K_z \cos(\beta_1 z) \cos(np\theta)\, \mathbf{e}_z$$

est connu. Il suffit donc de développer K_z et K_θ en double série de Fourier :

$$K_z = \sum_n \sum_k a_{nk} \cos\left(\frac{k\pi z}{g}\right) \cos(np\theta)$$

$$K_\theta = \sum_n \sum_k c_{nk} \sin\left(\frac{k\pi z}{g}\right) \sin(np\theta)$$

et de sommer la contribution de tous les harmoniques pour obtenir le champ magnétique **B** = **rot**(**A**). On obtient les inductances propres et mutuelles par les formules de Neumann.

Le développement suivant θ est classique. Pour l'axe z, on imagine une succession axiale de période 2g de bobinages identiques. Si g est suffisamment grand devant la longueur d'une bobine, les influences électromagnétiques entre bobinages seront négligeables.

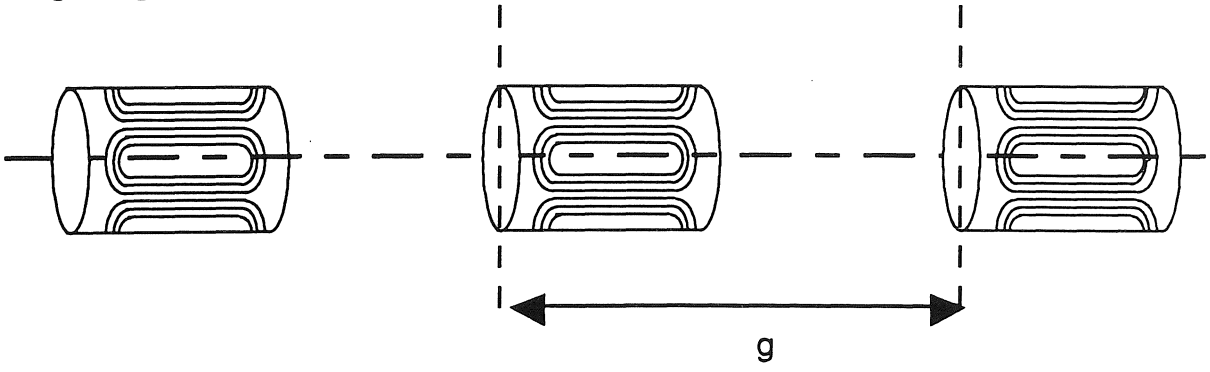


Figure IV.4 *: Décomposition suivant l'axe des z.*

Pour tenir compte de la couronne magnétique (supposée infiniment longue et perméable), on utilise le théorème des images magnétiques pour calculer un nouveau potentiel vecteur **A** tel que **A+A*** satisfasse la condition aux limites $\partial(\mathbf{A}+\mathbf{A}^*)/\partial\mathbf{n} = \mathbf{0}$ sur le rayon intérieur de la couronne magnétique. Le champ total créé par la bobine en présence d'une couronne magnétique sera $\mathbf{B} = \mathbf{rot}(\mathbf{A}+\mathbf{A}^*)$.

Pour simplifier les calculs de a_{nk} et c_{nk}, ce n'est pas la géométrie exacte de la bobine qui a été prise, mais celle présentée sur la figure IV.5.

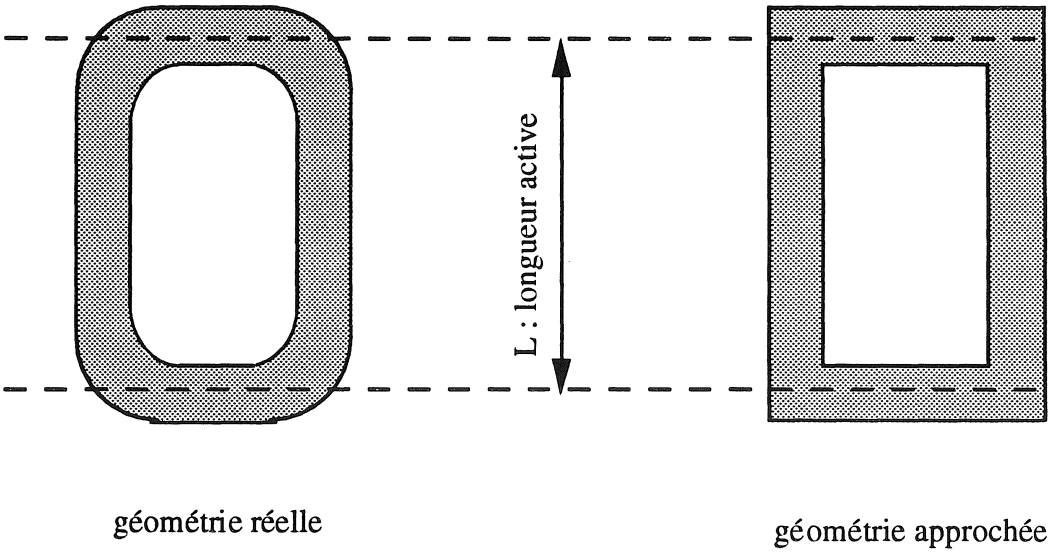


Figure IV.5 *: Géométries des bobines.*

I.2.2 - Validité de l'approximation bidimensionnelle

La figure IV.6 représente les composantes radiale et axiale du champ créé par l'inducteur au niveau de l'induit.

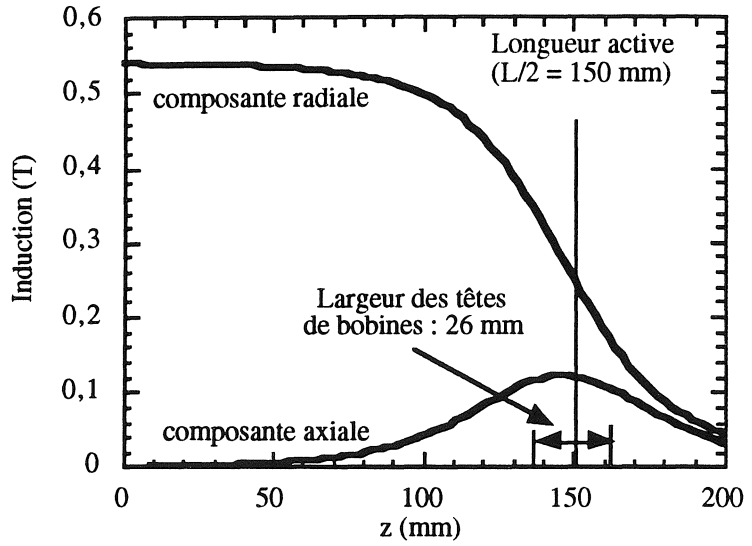


***Figure IV.6** : Induction radiale au niveau de l'induit.*

Dans le cas de notre machine de 150 kW à 400 tr/min, l'inductance mutuelle M_{af} entre une phase de l'induit et l'inducteur calculée par le modèle bidimensionnel est de 2,97 mH. Le calcul tridimensionnel nous donne une valeur de 2,61 mH, soit une baisse des performances de 12 % pour la machine réelle, si l'hypothèse bidimensionnelle n'est pas corrigée.

Pour compenser cette chute de f.e.m., nous avons augmenté la longueur active de la machine de 30 mm.

II - ETUDE LOCALE

II.1 - Présentation des modèles analytiques

II.1.1 - Modèle bidimensionnel

Les calculs bidimensionnels s'appuient sur le modèle analytique présenté lors de l'étude globale. En sommant les potentiels vecteurs de nappes de courant d'épaisseur élémentaire, on obtient le potentiel vecteur correspondant à une nappe d'épaisseur finie. On peut donc calculer les grandeurs magnétiques à l'intérieur du bobinage et à sa proximité.

II.1.1 - Modèle tridimensionnel

Compte tenu des géométries relativement simples des bobines et en négligeant le galbage de celles-ci, les calculs électromagnétiques tridimensionnels peuvent être menés de façon analytique par la formulation de Biot et Savart. Chaque bobine est reconstruite par des portions de solénoïdes ou de barres de section rectangulaire.

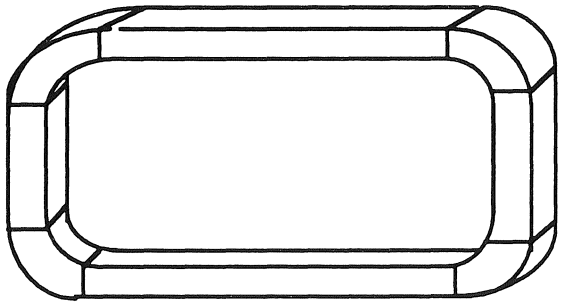


Figure IV.7 *: Géométrie simplifiée d'une bobine.*

II.2 - Etude de l'inducteur

II.2.1 - Calcul des efforts électromagnétiques

Les efforts électromagnétiques qui s'exercent sur le bobinage inducteur sont considérables. Ces forces anisotropes tendent à provoquer l'explosion des bobines élémentaires et à ramener les conducteurs vers l'équateur de chaque pôle.

L'induction magnétique a été calculée en chaque point du bobinage en modélisant l'inducteur par une nappe de courant de densité constante, d'épaisseur uniforme et d'angle d'ouverture des bobines de 120° électrique.

Les efforts magnétiques ont été évalués par une double intégration du produit champ-courant. La force magnétique, exercée par unité de longueur, sur une demi-bobine est de 163 000 N/m, soit 52 000 N/m pour notre machine. Les composantes F_x et F_y exercées sur la demi-bobine 1 valent respectivement :

$$\begin{cases} F_x = -26\,000 \text{ N/m} \\ F_y = 161\,000 \text{ N/m} \end{cases}$$

h

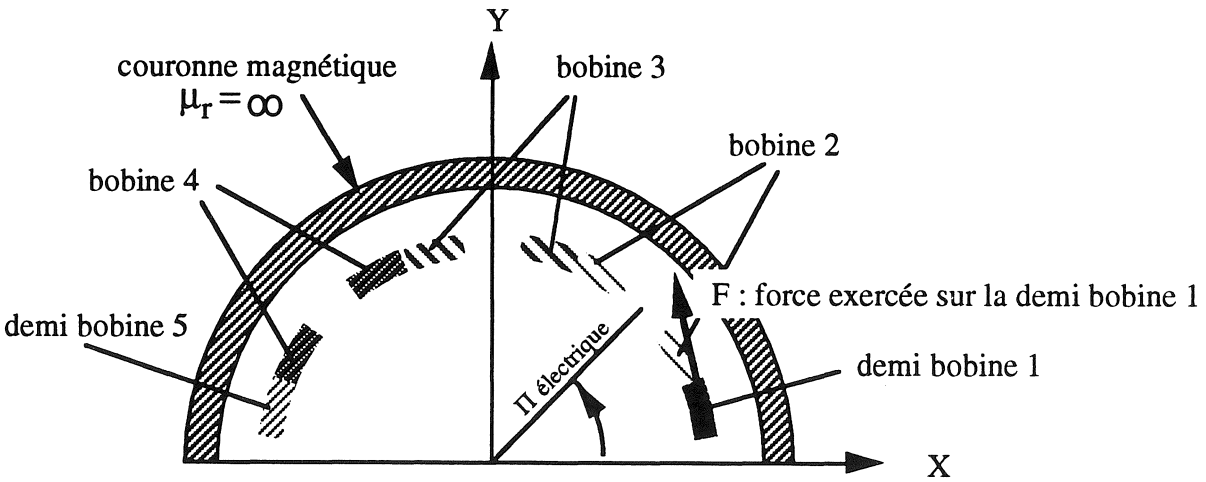


***Figure IV.8** : Force exercée sur un demi pôle.*

Les contraintes σ_r et σ_θ s'exerçant sur la liaison entre le bobinage et son support sont représentées sur la figure IV.9.

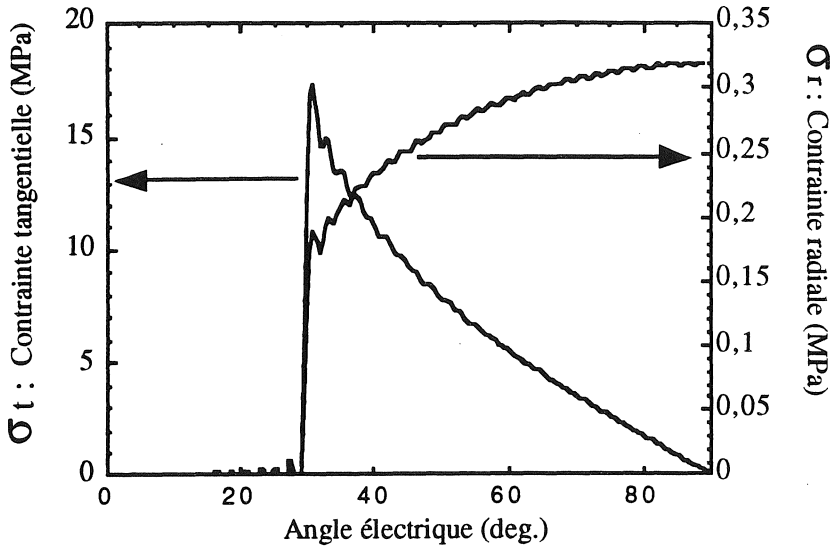


Figure IV.9 *: Contraintes sur la liaison bobinage-mandrin.*

A ces contraintes, il faut ajouter :

- la force liée au couple moteur F = 35 000 N, reprise directement par les conducteurs,
- la force centrifuge négligeable à la vitesse de 400 tr/min.

II.2.2 - Reprise des efforts électromagnétiques

Dans le cas des dipôles utilisés pour le guidage des faisceaux de particules, on dispose de tout le domaine extérieur pour placer des supports mécaniques importants. Seul le domaine interne est utilisé. Dans notre cas, les efforts mécaniques peuvent être repris par le tube support de bobinage et une frette externe [5]. Cette frette externe peut exercer sur le supraconducteur une pression P_1 égale au maximum de la pression magnétique. La différence est alors une pression anisotrope $P_2(\theta)$ supportée par le tube

support, qui est le seul à pouvoir supporter des moments de flexion. Ces pressions ont été évaluées de manière analytique.

L'induction magnétique a été calculée en chaque point du bobinage en assimilant l'inducteur par une nappe de courant octopolaire supposée parfaitement sinusoïdale et d'épaisseur uniforme e.

L'intégration, sur l'épaisseur du bobinage, des produits champ courant permet de calculer les densités des forces radiale et tangentielle $\frac{dF_r}{d\theta}$ et $\frac{dF_\theta}{d\theta}$.

Les efforts internes à l'intérieur du bobinage sont assimilés à une pression du type hydraulique P(θ).

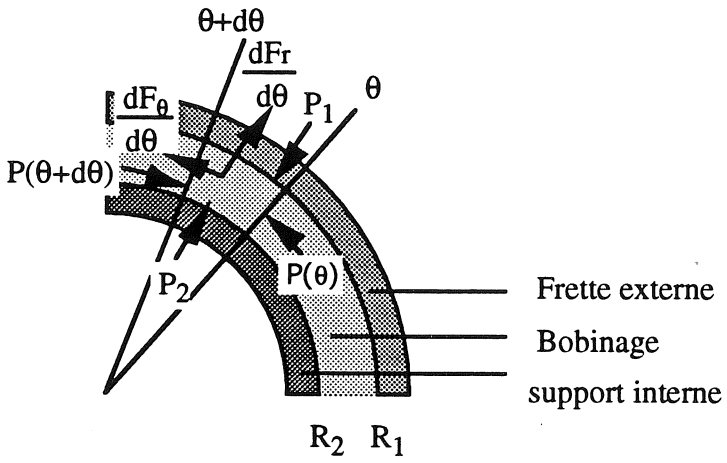


***Figure IV.10** : Bilan des efforts mécaniques.*

La condition d'équilibre de l'élément de bobinage compris entre θ et θ+dθ nous donne le système d'équations :

$$\begin{cases} R_2P_2(\theta) - R_1P_1(\theta) + \dfrac{dF_r}{d\theta} + e\,P(\theta) = 0 \\ \dfrac{dF_\theta}{d\theta} = \dfrac{dP}{d\theta} \cdot e \end{cases}$$

La résolution donne :

$$\begin{cases} P_1 = 21 \text{ bars} \\ P_2(\theta) = P_2[1+\cos(8\theta)] \end{cases}$$

avec $P_2 = 23$ bars.

II.2.3 - Induction maximale sur le conducteur

- <u>Etude bidimensionnelle</u> :

Les calculs électromagnétiques bidimensionnels montrent que, pour un inducteur octopolaire, comportant 8 bobines élémentaires en forme de selle de cheval, d'angle d'ouverture égal à 120°, l'induction est maximale sur le contour intérieur des bobines.

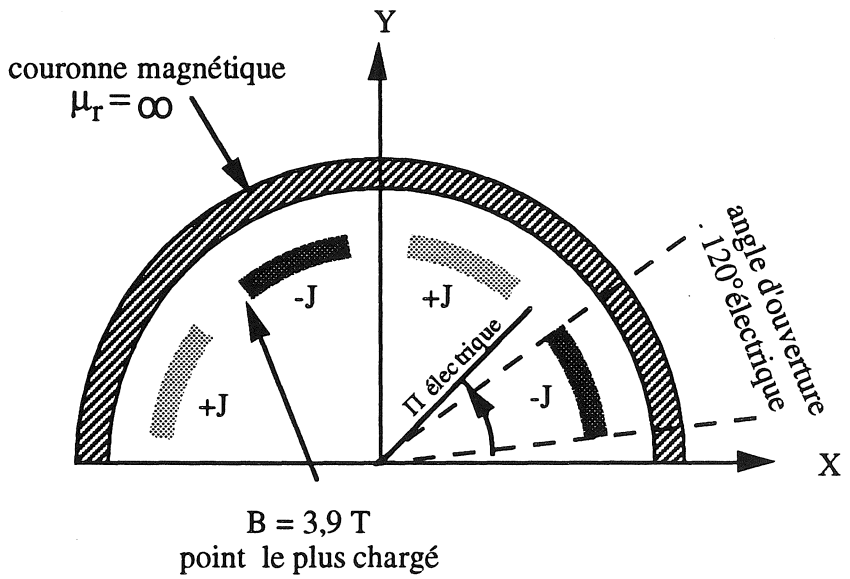


***Figure IV.11** : Détermination du point le plus chargé magnétiquement.*

Dans les parties droites, l'induction maximale est de 3,9 T, ce qui correspond à un surchamp de 20 % par rapport à une répartition parfaitement sinusoïdale des conducteurs.

La figure IV.12 représente les variations de l'induction magnétique, à la surface inférieure du bobinage en fonction de l'angle électrique.

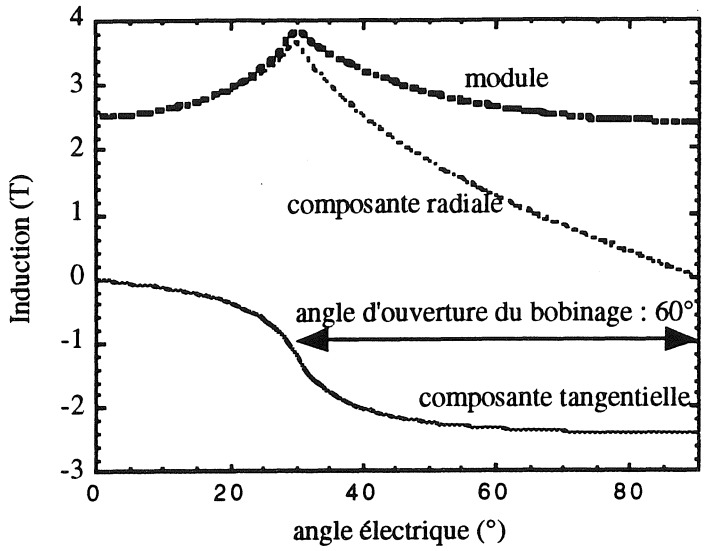


***Figure IV.12** : Induction (T) dans les parties droites sur le contour intérieur du bobinage.*

- <u>Etude tridimensionnelle</u> :

Pour calculer l'induction maximale au niveau des têtes de bobines, nous avons reconstruit le bobinage inducteur sur un angle d'ouverture de 2π. Une ouverture d'une période géométrique permet de prendre en compte le champ créé par la bobine à étudier et celui créé par ses plus proches voisines.

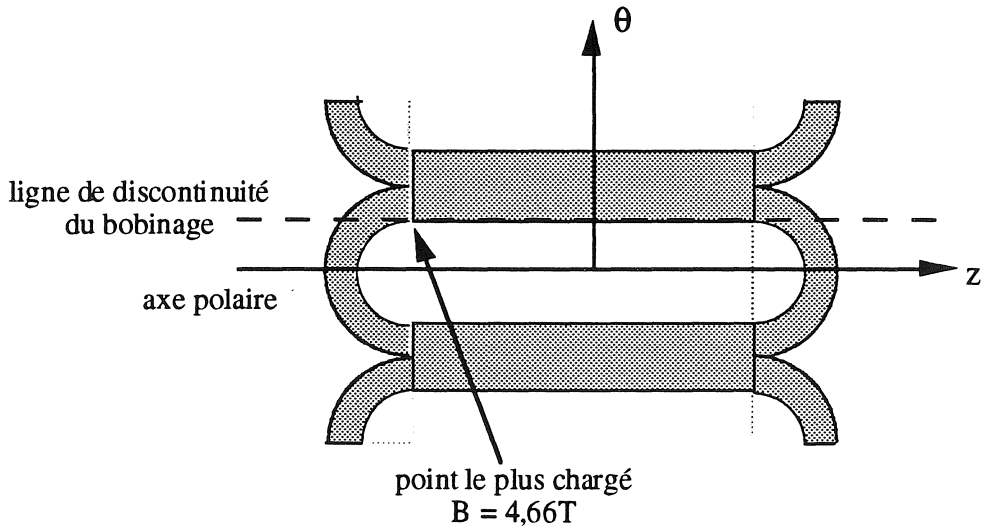


***Figure IV.13** : Reconstruction d'un pôle de l'inducteur.*

L'induction maximale (4,66 T) est obtenue en surface du bobinage, à la limite entre les parties droites et les têtes de bobine. Cette valeur correspond à un surchamp de 40 % par rapport à un calcul bidimensionnel effectué en considérant une répartition parfaitement sinusoïdale des conducteurs. Ce surchamp local réduit considérablement le courant critique de l'inducteur et entraîne une mauvaise utilisation du conducteur. Pour des problèmes de facilité de réalisation, ce point peut être toléré lors de la construction d'une machine de laboratoire. Dans le cadre d'une production industrielle, on veillera à réduire ces surchamps en insérant des espaceurs au niveau des têtes de bobine.

Les inductions obtenues sur l'axe d'un pôle et à la discontinuité du bobinage sont représentées sur la figure IV.14.

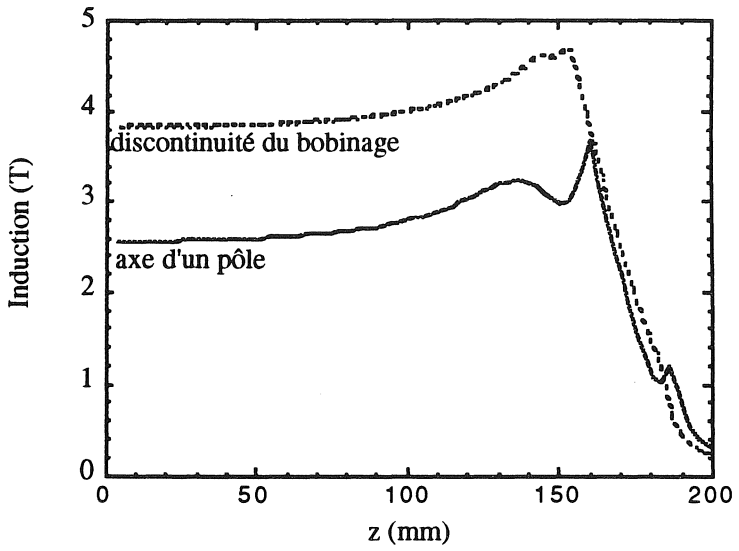


Figure IV.14 *: Induction calculée en 3D.*

II.3 - Enroulements de l'induit

II.3.1 - Géométrie des bobines

Pour les enroulements de l'induit, nous avons choisi une structure répartie. L'ensemble du bobinage se compose de 24 bobines élémentaires disposées sur quatre rayons. Ces bobines sont monocouches et comportent 19 spires chacune.

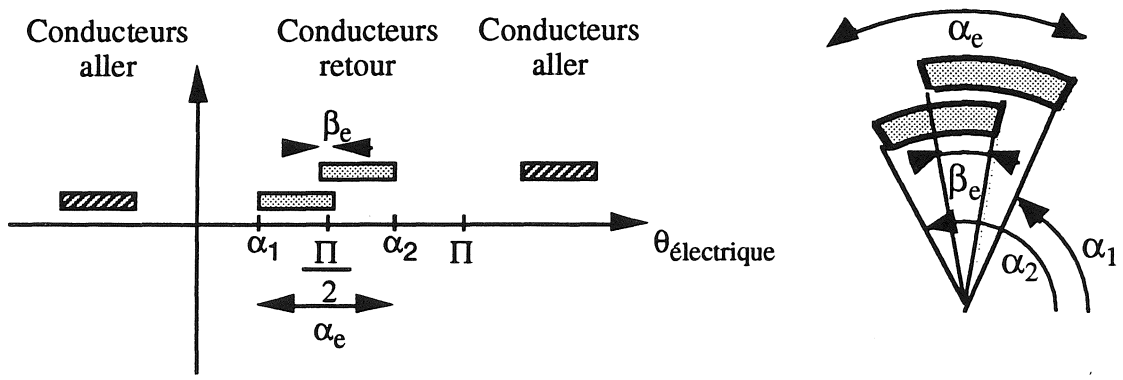


***Figure IV.15** : Coupe du bobinage.*

En supposant l'ensemble des conducteurs distribués sur un même rayon, le coefficient de bobinage associé à l'harmonique de rang 2n+1 vaut :

$$k_d(2n+1) = \frac{\sin\left[(2n+1)\frac{\alpha_{2e}+\alpha_{1e}}{2}\right]\sin\left[(2n+1)\frac{\alpha_{2e}-\alpha_{1e}}{2}\right]}{(2n+1)\left(\frac{\alpha_{2e}-\alpha_{1e}}{2}\right)}$$

Pour éliminer l'harmonique de rang 5, on prendra $\alpha_e-\beta_e = \frac{\pi}{5}$. Pour loger l'ensemble des conducteurs, il faut que $R(\alpha_{2g}-\alpha_{1g}) \approx 19\ \phi$, où ϕ est le diamètre d'un conducteur et R le rayon de bobinage. Les indices e et g désignent respectivement les angles électriques et géométriques.

La géométrie des différentes bobines disposées sur un même cylindre est rappelée sur la figure IV.16.

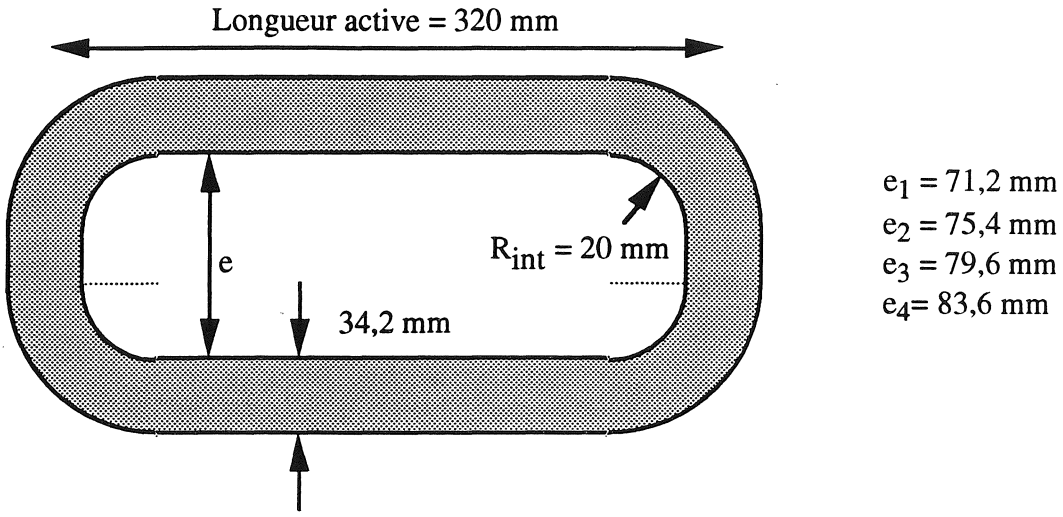


Figure IV.16 *: Géométrie des bobines de l'induit.*

Une machine supraconductrice hybride de 150 kW à 400 tr/min, associant un inducteur à aimants permanents et induit supraconducteur, est en cours de réalisation au laboratoire. Dans la suite de ce chapitre, l'étude électromagnétique, la réalisation et les tests des bobines supraconductrices concernent celles de la machine hybride. Cependant, les spécifités de l'induit de notre machine entièrement supraconductrice sont proches de celles présentées par la suite.

II.3.2 - Performances théoriques d'une bobine

La figure IV.17 montre la carte de champ magnétique calculée dans un plan médian de la bobine. Le champ maximum se situe sur le contour intérieur de la bobine et vaut 0,57 T pour un courant de 1000 A. Sur le contour extérieur de la bobine, il s'élève à 0,32 T.

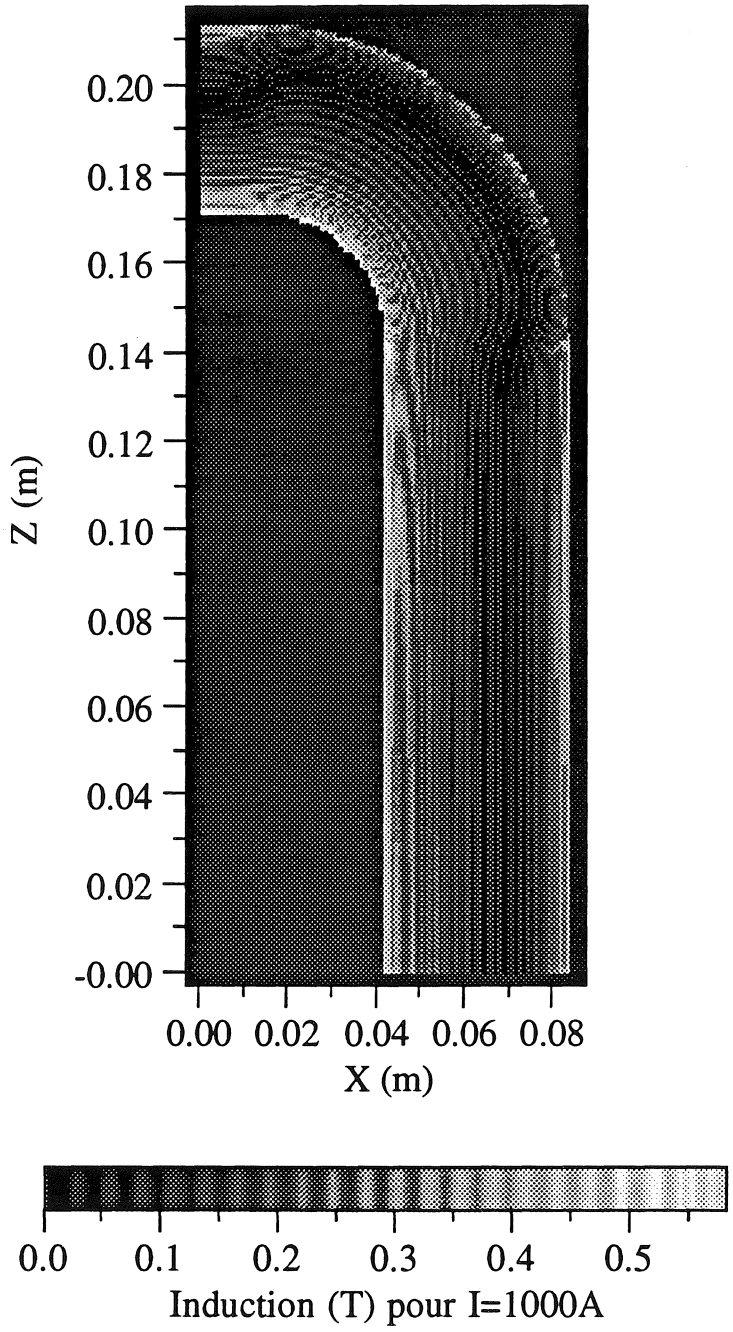


***Figure IV.17** : Carte de champ magnétique.*

La figure IV.18 montre le niveau d'induction dans le plan médian z = 0, ainsi que la contrainte évaluée par le produit **J**∧**B** pour un courant de 1000 A. L'induction magnétique au niveau de l'induit est beaucoup plus faible qu'au niveau de l'inducteur. Les contraintes électromagnétiques sont donc beaucoup plus faibles et ne devraient pas poser de problèmes particuliers.

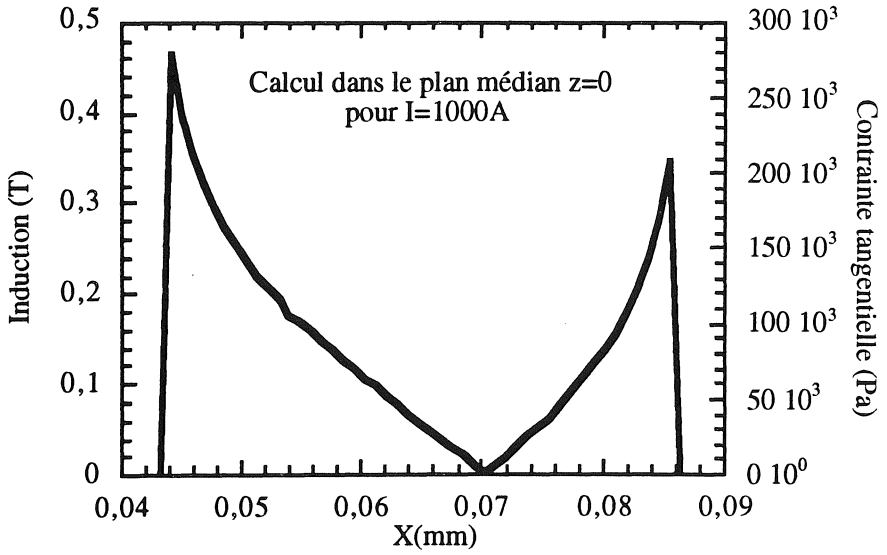


Figure IV.18 *: Contraintes électromagnétiques au niveau de l'induit.*

Le conducteur (6+1)C a été essayé en échantillon court en régime continu sur le site de Belfort. L'intersection de la droite de charge passant par le point I = 1000 A ; B = 0,57 T, avec la caractéristique critique $I_c(B)$ correspondant au critère de transition de 0,1 µV/cm, permet de déterminer le courant critique théorique d'une bobine.

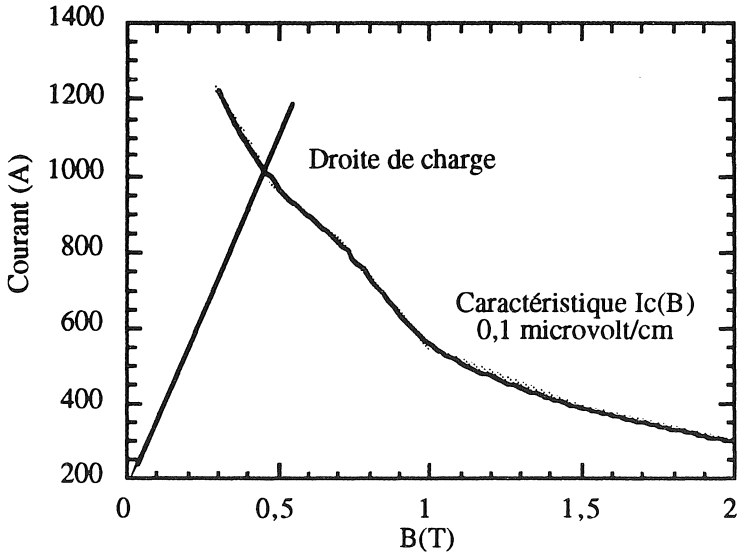


Figure IV.19 *: Détermination du courant critique d'une bobine.*

En régime continu, le courant critique théorique est de 950 A avec le critère 0,1 μV/cm. En régime alternatif, le courant de blocage déterminé par des essais à 50 Hz sur un échantillon court oscille entre 450 et 500 A_{eff}.

III - REALISATION DES ENROULEMENTS DE L'INDUIT

III.1 - Présentation du problème

La réalisation de bobines supraconductrices susceptibles d'atteindre leurs performances critiques, déterminées par un essai du conducteur en échantillon court, est un problème délicat et demande beaucoup de soin.

La tenue mécanique des enroulements doit être des plus rigoureux. Le déplacement micrométrique d'un conducteur peut provoquer un échauffement local suffisamment important pour perdre l'état supraconducteur. Nous avons déjà vu que le frettage des bobines est un moyen d'améliorer considérablement les performances des enroulements supraconducteurs. Néanmoins, un bon maintien mécanique ne doit pas être obtenu au détriment des aspects thermiques. Les échanges entre le bain d'hélium liquide et les conducteurs doivent être suffisamment importants pour évacuer l'apport thermique dû aux pertes a.c.. Un compromis entre le maintien des conducteurs et leur refroidissement est nécessaire.

Les efforts électromagnétiques ou les contraintes thermiques peuvent provoquer des craquements et des fissures de la résine d'imprégnation. Ils peuvent être à l'origine d'une dégradation des performances des enroulements et surtout de phénomènes d'accommodation ("Training"). Des tests préliminaires sur des bobines d'essai nous ont permis de mettre au point notre technique de bobinage.

D'autre part, un défaut d'isolement d'un conducteur peut entraîner un court-circuit entre spires. En régime alternatif, des courants d'écrantage se rebouclent alors entre les spires en court-circuit, si bien que le courant de

blocage apparent de la bobine est nettement plus faible que celui mesuré en échantillon court. N'étant pas à l'abri d'un tel incident, toutes les bobines ont été testées électriquement dans un cryostat d'essai avant d'être montées dans la machine.

La réalisation complète des enroulements de l'induit de la machine se fait en trois étapes :

- les conducteurs sont d'abord pré-imprégnés, puis bobinés,
- les bobines ainsi réalisées sont ensuite testées individuellement,
- elles seront finalement collées et frettées sur leur support définitif.

III.2 - Réalisations de bobines pré-imprégnées

Pour nous préoccuper uniquement des problèmes d'imprégnation, nous avons d'abord utilisé du conducteur C (et non (6+1)C) pour réaliser les premières bobines. La géométrie de ces premières réalisations a été simplifiée. La fabrication des bobines définitives n'a été entreprise qu'après plusieurs réalisations de bobines d'essai.

III.2.1 - Utilisation du conducteur C

Echantillon court :

Les caractéristiques en échantillon court du brin C ont été mesurées au laboratoire. La tenue mécanique du conducteur est assurée par le dispositif décrit sur la figure IV.20.

L'échantillon n'a pas transité pour un courant de 500 A continu (limite de notre alimentation). En régime alternatif, le courant de blocage est de 220 A_{eff}, soit 320 $A_{crête}$.

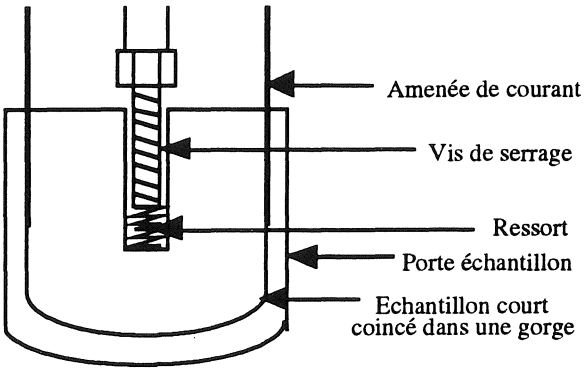


***Fig. IV.20** : Essai en échantillon court.*

Bobine circulaire :

La première bobine réalisée est circulaire monocouche et comporte 34 spires. Elle a été collée à plat sur une plaque en epoxy. Le rayon intérieur est de 30 mm, le rayon extérieur de 50 mm. Le courant critique théorique est de 240 A_{dc} ou 270 A_{dc}, suivant qu'il est calculé avec le critère de transition de 0,1 µV/cm ou 1 µV/cm.

En régime continu, le courant de blocage est de 285 A et est obtenu avec une tension de 128 µV aux bornes de la bobine. Le champ électrique moyen le long du conducteur s'élève alors à 0,15 µV/cm. La valeur de l'induction magnétique est maximale sur le contour intérieur de la bobine. Les spires situées à l'intérieur de la bobine sont magnétiquement plus chargées que celles situées au centre du bobinage. Le champ électrique n'est donc certainement pas uniforme le long du conducteur et peut prendre localement des valeurs plus importantes que sa valeur moyenne. La figure IV.21 représente la caractéristique courant-tension de cette bobine.

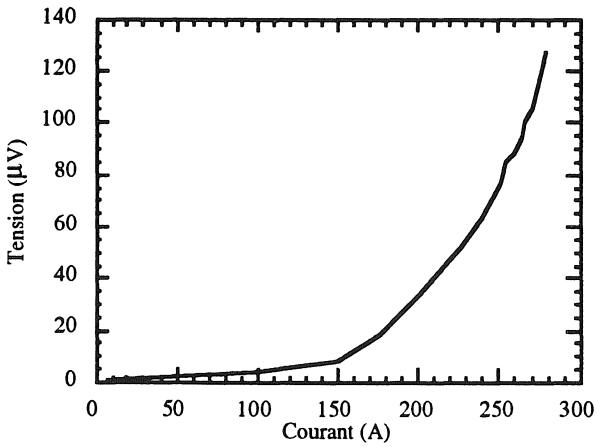


***Fig. IV.21** : Caractéristique V(I).*

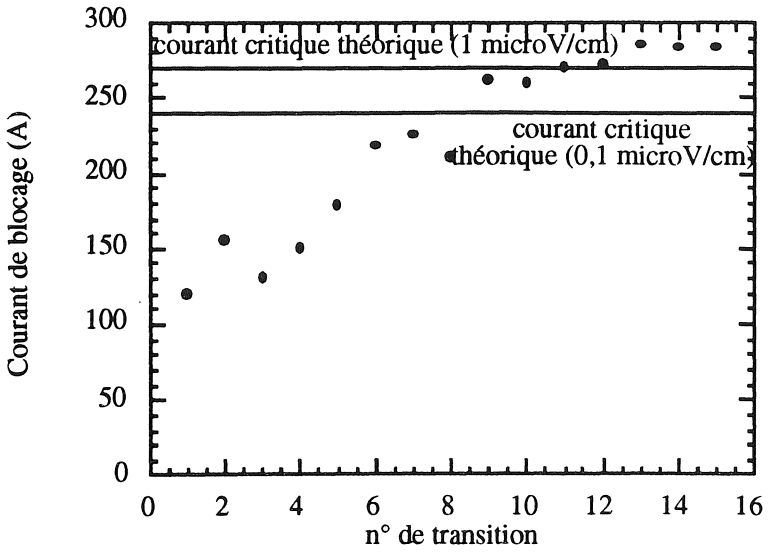


***Fig. IV.22** : Accomodation de la bobine.*

L'accomodation de la bobine est lente. La valeur maximale du courant de blocage est obtenue après un nombre important de transitions. En régime alternatif, le courant de blocage est de 150 A_{eff}, soit 210 $A_{crête}$. Les performances de cette bobine étant jugées satisfaisantes, nous sommes passés à la réalisation de bobines en forme de selle de cheval.

Bobines en selle de cheval :

Trois bobines en forme de selle de cheval ont été construite. Elles possèdent toutes 20 spires et ont une longueur active de 200 mm. Les bobines 1 et 2 ont été imprégnées avec de l'Araldite au fur et à mesure de leur bobinage effectué à plat. Une fois l'Araldite totalement polymérisée, chaque bobine a été galbée et collée sur une portion de cylindre en époxy. Ces deux bobines diffèrent seulement par la quantité d'Araldite utilisée, l'épaisseur de colle est plus importante pour la première bobine. La bobine n° 3 a été réalisée de la même manière, mais a été collée alors que l'Araldite n'était pas entièrement polymérisée. Les caractéristiques de ces trois bobines sont rassemblées dans le tableau suivant :

	Régime continu		Régime alternatif	
	I (A)	V_{bobine} (µV)		I (A_{eff})
Bobine 1	290 A	30 µV	200 A	142 A
Bobine 2	290 A	240 µV	230 A	162 A
Bobine 3	295 A	230 µV	226 A	160 A

Tableau IV.1

Le courant critique théorique de ces bobines est de 270 A ou 310 A, suivant qu'il est calculé avec le critère de transition de 0,1 µV/cm ou 1 µV/cm. Les performances de ces bobines sont satisfaisantes. Néanmoins, les courants de blocage des bobines 2 et 3 sont obtenus avec une tension nettement supérieure à celle de la bobine 1. la cause est inexpliquée. Nous avons remarqué que l'Araldite se fissure toujours lors de la première mise en froid. Ce phénomène est d'autant plus marqué que l'épaisseur de colle est importante. Ces fissures se situent principalement au niveau des têtes de bobine. Compte tenu des résultats obtenus, nous sommes passés à la réalisation de bobines de taille réelle.

III.2.2 - Réalisation des bobines de taille réelle

Au cours de cette première étape de bobinage, on cherche à obtenir une bobine en forme de selle de cheval, galbée et pré-imprégnée, aussi fine que possible, avec un dépôt de colle réduit et des plus réguliers.

La photo IV.23 montre les pièces permettant de réaliser ce type de bobinage. Par rapport aux essais précédents concernant la réalisation de bobines de taille réduite, nous utilisons des flasques galbés, les bobines n'étant plus réalisées à plat. Le revêtement en téflon facilite le démoulage et améliore la régularité du dépôt de colle sur les bobines. Les lumières permettent de contrôler l'emplacement des conducteurs au cours de la fabrication.

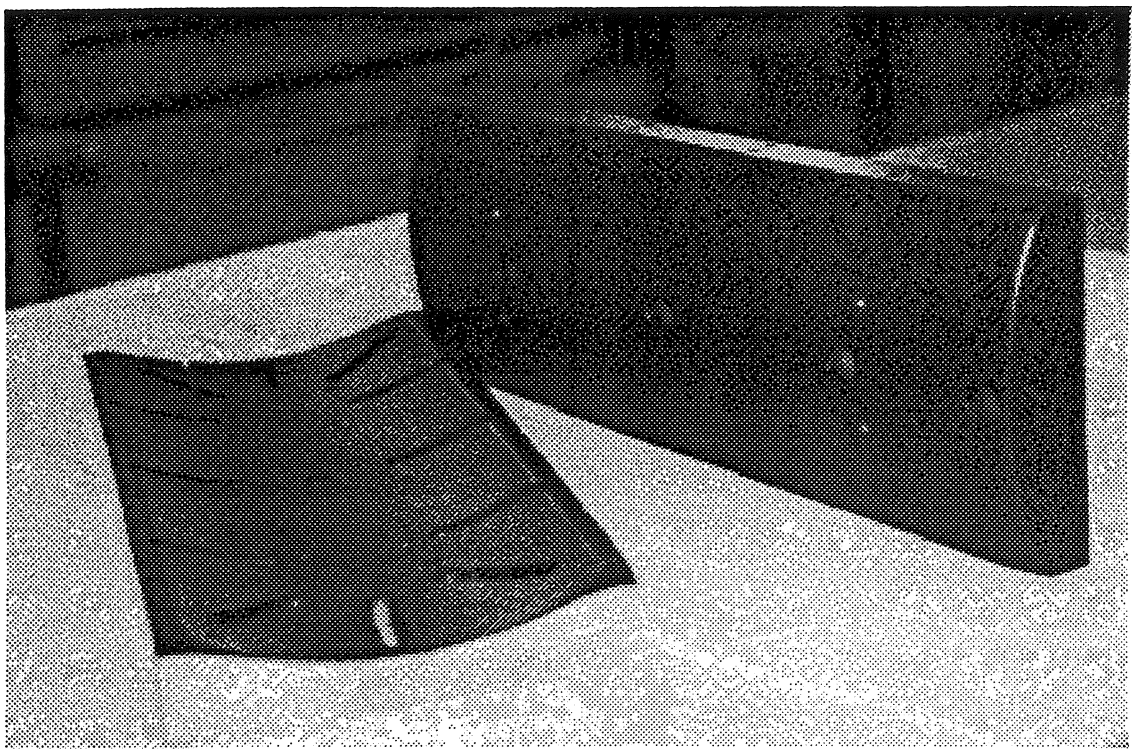


***Photo IV.23** : Flasque de bobinage.*

Pour mettre au point cette nouvelle technique de bobinage et contrôler au mieux le dépôt de colle sur le conducteur, nous avons réalisé plusieurs bobines avec un conducteur en cuivre composé de sept torons, éventuellement pré-imprégné, avant d'utiliser le conducteur définitif (6+1)C.

Pré-imprégnation avec un mélange acétate-acétone :

Un conducteur de cuivre recouvert d'un guipage à base d'acétate a été bobiné entre les deux flasques galbés, puis l'ensemble a été plongé pendant quelques secondes dans un bain d'acétone. L'acétone dissout le revêtement à base d'acétate, qui se répand uniformément sur l'ensemble des conducteurs et maintient les différentes spires collées entre elles après le démoulage.

Le fait de dissoudre, après la réalisation du bobinage, un constituant recouvrant intégralement le conducteur augmente considérablement le foisonnement de la bobine. De plus, la pellicule d'acétate qui maintient les

conducteurs bobinés après séchage s'effrite à basse température après plusieurs chocs thermiques. Cette solution a donc été rejetée.

Méthode d'imprégnation :

Pour imprégner au mieux les conducteurs, nous utilisons une méthode par défilement. Le fait de laisser coulisser le conducteur dans le réservoir d'une seringue rempli d'Araldite et maintenu sous pression permet au guipage en soie qui recouvre le conducteur de bien s'imprégner. Le dépôt de colle est ensuite lissé à l'aide d'un petit cylindre en téflon. Les bobines obtenues par ce procédé présentent une excellente régularité.

III.3 - Essais électriques des bobines :

Maintien mécanique des conducteurs lors des essais préliminaires :

Avant d'être collées et frettées sur les mandrins définitifs, les bobines sont toutes essayées individuellement. Pour s'assurer du bon maintien mécanique des conducteurs lors de ces premiers essais, nous avons rapporté l'empreinte des bobines sur un cylindre en fibre de verre. Celles-ci sont alors plaquées dans leur logement, puis frettées avec du polyglass, comme le montre la photo IV.24. Cette frette est un produit pré-imprégné en résine thermorétractable, commercialisé par la société Von Rolla. Le conducteur guipé a un diamètre de 1,7 mm. L'épaisseur d'une bobine pré-imprégnée et frettée est de 1,8 mm.

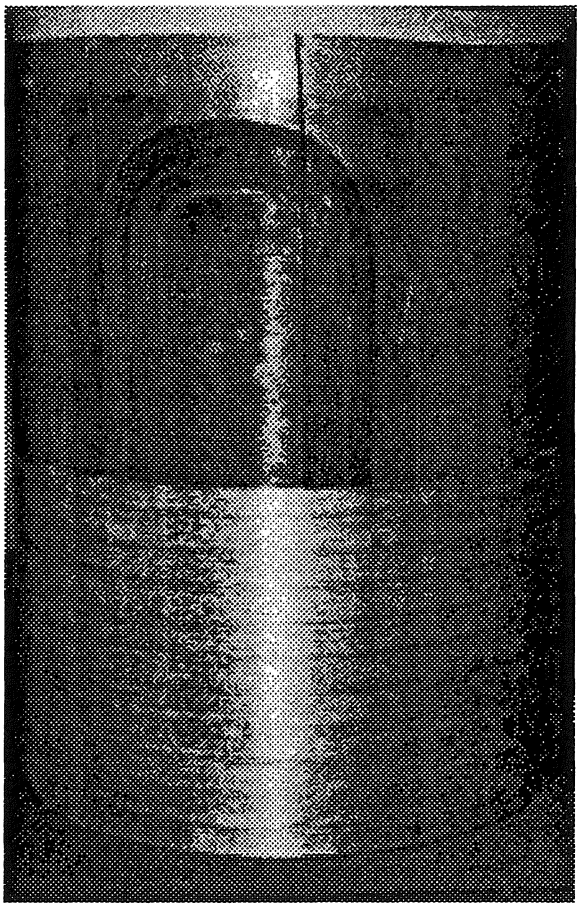


Photo IV.24 *: Tenue mécanique des conducteurs lors des essais préliminaires.*

Essais électriques en régime continu :

Notre alimentation (500 A maximum) ne nous a pas permis d'essayer l'ensemble des bobines en régime continu. Néanmoins, deux bobines ont été testées avec du matériel emprunté au Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses (alimentation 1000 A).

Le courant maximum atteint par la première bobine est de 1000 A pour une tension de 147 μV, soit un champ électrique moyen de 0,06 μV/cm le long du conducteur. La seconde bobine transite à 950 A. Ces valeurs sont obtenues après un grand nombre de transitions (30 à 40) et sont comparables au courant critique théorique. Le champ électrique moyen le long du conducteur est inférieur à 0,1 μV/cm. Cependant, l'induction magnétique n'est pas homogène à l'intérieur de la bobine. Il existe même une région où l'induction est nulle.

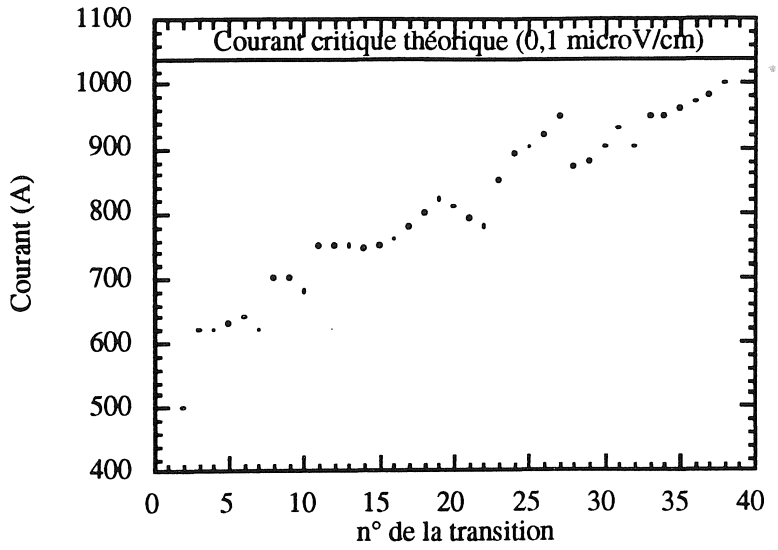


***Figure IV.25** : Accomodation d'une bobine.*

Pour ces deux bobines, nous avons remarqué des phénomènes d'instabilités à fort courant (I > 800 A). Les bobines transitent, alors que le courant est stabilisé depuis une dizaine de secondes. Les instabilités liées aux sauts de flux dans la région de champ nulle et l'utilisation d'amenées de courant mal adaptées en sont peut-être la cause.

Essais en régime alternatif :

La figure IV.26 montre les performances en régime alternatif des 24 bobines élémentaires. Les courants de blocage sont proches de ceux mesurés en échantillon court.

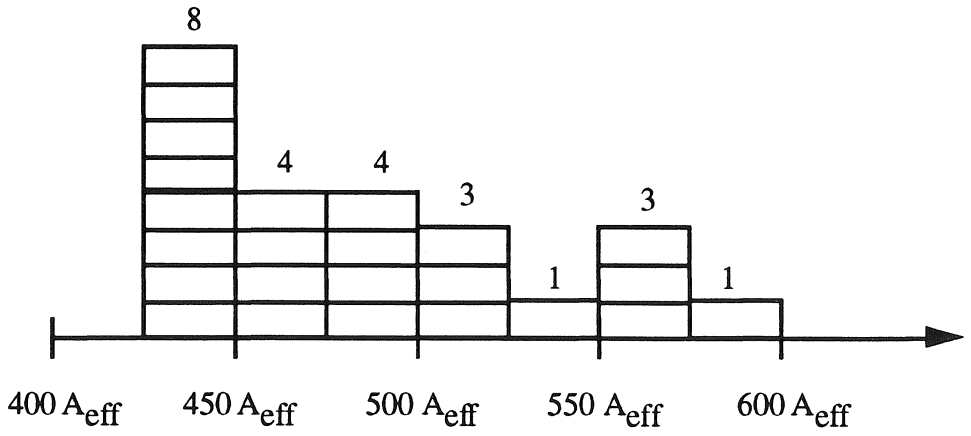


***Figure IV.26**: Performances des différentes bobines.*

Le tableau IV.2 rassemble l'ensemble des résultats.

N° bobine	1	2	3	4	5	6
Courant de blocage	560	570	585	550	510	530
N° bobine	7	8	9	10	11	12
Courant de blocage	480	490	480	510	460	510
N° bobine	13	14	15	16	17	18
Courant de blocage	470	430	440	460	430	480
N° bobine	19	20	21	22	23	24
Courant de blocage	435	425	450	426	465	440

Tableau IV.2 : Performances des différentes bobines

Le courant de blocage des dernières bobines essayées est plus faible que celui des premières réalisations. Cet écart pourrait provenir d'une inhomogénéité des performances du conducteur. Cependant, les résultats obtenus restent proches des caractéristiques mesurées en échantillon court.

L'analyse des transitions en régime alternatif nous a permis d'évaluer l'ordre de grandeur de la vitesse de propagation (≃ 20 km/s). Après la transition, la résistance d'une bobine se stabilise autour de 700 mΩ, ce qui correspond à une température inférieure à 77 K. Le supraconducteur ne devrait donc pas être endommagé si les bobines sont isolées de leur alimentation dans un délai inférieur à 60 ms, après une transition.

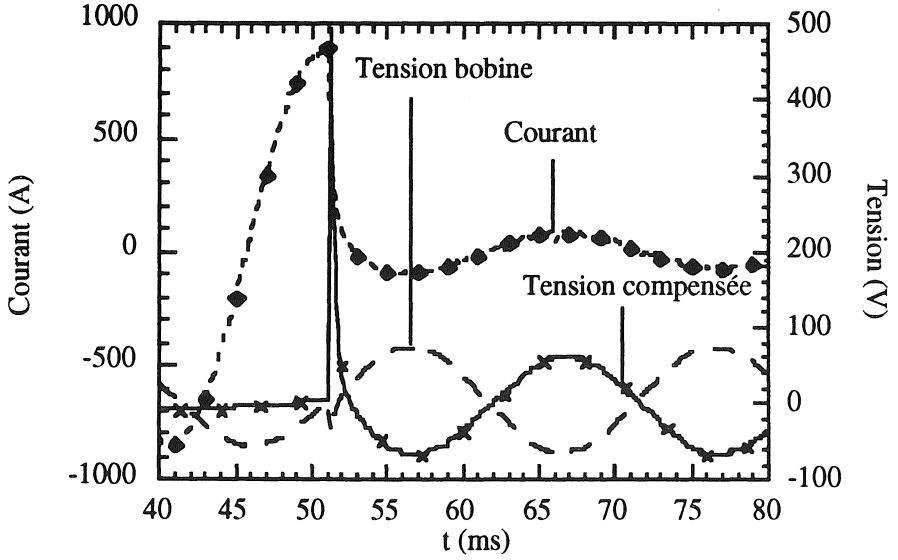


Figure IV.27 *: Enregistrement d'une transition.*

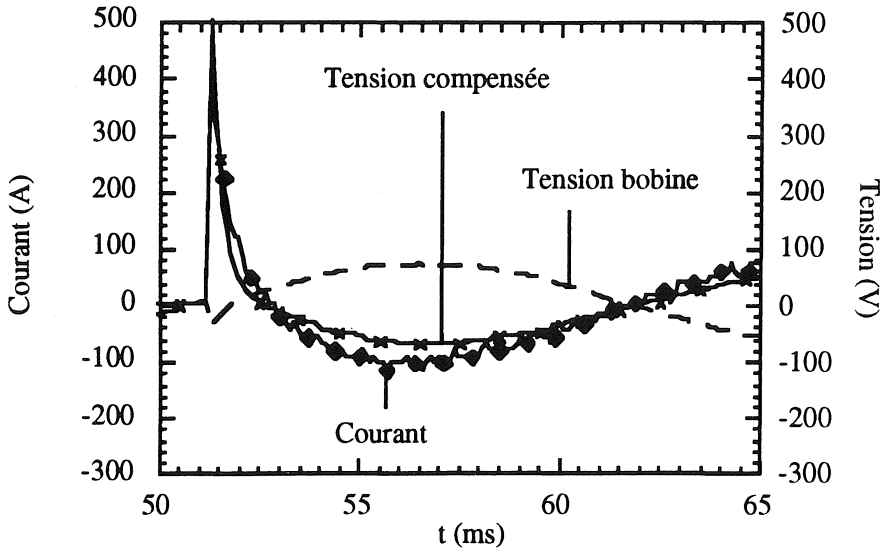


***Figure IV.28** : Agrandissement de l'enregistrement d'une transition.*

Références Chapitre IV

1. A. Hugues *et al.* *"Analysis of fields and inductances in air-cored and iron-cored synchronous machines"*. Proceeding of the Institution of Electrical Engineers **124** (2) (1971) 121.

2. P. Hammond. *"The calculation of the magnetic field of rotating machines"*. IEE (May 1959), p. 158.

3. K.W. Echtler. *"Dreidimensionale analytische Berechnung des Erregerfeldes eines Turbogenerators mit Supraleitender Evregerwicklung"*. Archiv für Electrotecnik **58** (1976) 259.

4. I. Muta, E. Mukay, M. Yagi. *"Three-dimensional analysis of inductances and magnetic fields in the air-cored armature winding of a superconducting synchronous machines"*. Electrical Engineering in Japan **100** (2) (1980) 72.

5. C. Pinet. *"Régimes transitoires des alternateurs supraconducteurs à transmission hypersynchrone du couple. Réalisation et essais d'un prototype de 500 kW"*. Thèse I.N.P. Grenoble (1977) p. 72.

CHAPITRE V

Extrapolations

I - LOI D'ECHELLE

II - APPLICATION A LA TRACTION FERROVIAIRE

Ces extrapolations ne sont que des pré-dimensionnements électromagnétiques de moteurs couples d'une taille plus significative. Il ne s'agit en aucun cas d'un travail complet et définitif, mais seulement d'une pré-étude dont l'objectif est de fournir une estimation de la taille critique des machines supraconductrices. Celle-ci définit le seuil à partir duquel ces machines sont plus compétitives (meilleur rendement, gain en masse et en volume) que leurs homologues conventionnelles. Les différents aspects mécanique et cryogénique ne pourront être réellement approfondis qu'après avoir validé certaines solutions retenues sur le démonstrateur hybride de 150 kW à 400 tr/min, en cours de réalisation au laboratoire.

La procédure de dimensionnement est analogue à celle présentée au cours de l'étude générale du moteur de 150 kW à 400 tr/min. Cependant, l'optimisation globale tient compte du système de réfrigération. Nous n'avons plus recherché à minimiser les pertes supraconductrices dissipées à 4,2 K dans l'enceinte statorique, mais plutôt la masse totale de l'ensemble du système électrotechnique + réfrigérateur.

Pour évaluer la contribution du système de réfrigération, nous avons établi une loi qui relie la puissance froide disponible à 4,2 K en fonction de la masse du réfrigérateur. Pour les machines de faible puissance (puissance froide < 10 W à 4,2 K), cette loi a été déduite de cryoréfrigérateurs développés pour des applications de laboratoire [1]. Pour les machines de plus forte puissance, nous nous sommes basés sur des liquéfacteurs existants [2,3].

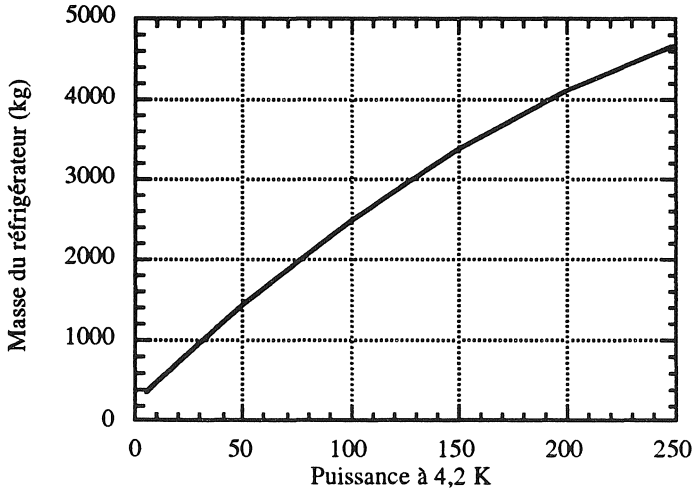


***Figure V.1** : Contraintes du réfrigérateur*

I - LOI D'ECHELLE

En vue d'établir une loi d'échelle, nous avons dimensionné deux autres machines entièrement supraconductrice de 1 MW à 400 tr/min et de 10 MW à 100 tr/min. Pour évaluer les contraintes cryogéniques, nous avons assimilé les pertes dissipées à 4,2 K aux pertes supraconductrices. Cette hypothèse est justifiée, tout au moins pour les machines de très forte puissance, dans la mesure où leur contribution devient rapidement prédominante. De plus, les puissances disponibles sur les différents étages d'une machine frigorifique permettent de réduire sensiblement les autres contributions. Les caractéristiques de ces machines sont regroupées dans le Tableau I.

Les progrès et les développements récents de conducteurs supraconducteurs à haut T_c ont permis d'accroître considérablement les densités de courant de ce type de conducteur [4].

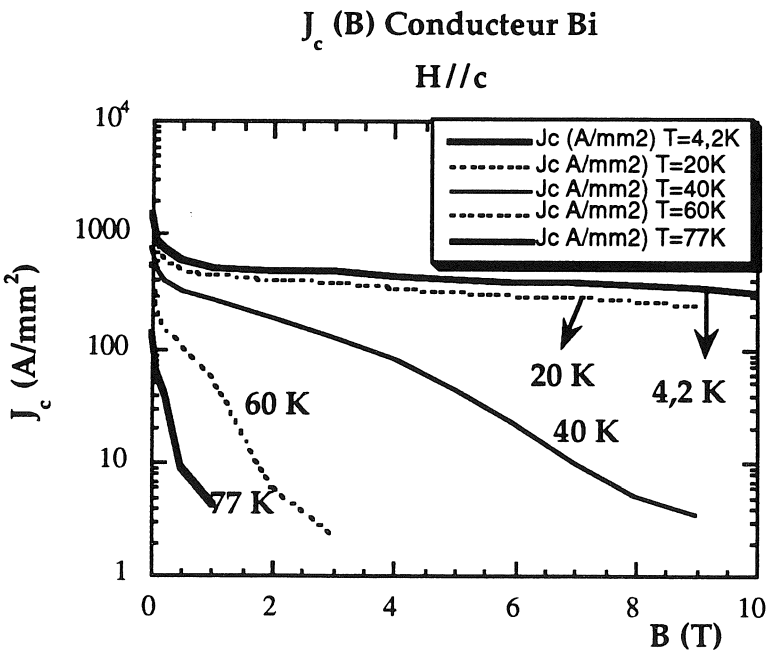


***Figure V.2** : Caractéristique critique des HT_c à base de bismuth.*

Nous avons aussi dimensionné une machine entièrement supraconductrice de 1 MW à 400 tr/min associant un inducteur HT_c refroidi à la température de 40 K et un induit BT_c travaillant à 4,2 K. Les caractéristiques de cette machine sont également regroupées dans le Tableau I.

	Inducteur Bas T_c			Inducteur Haut T_c
Puissance (kW)	150	1 000	10 000	1 000
Vitesse (tr/min)	400	400	100	400
Couple (Nm)	3 600	24 000	955 000	24 000
Fréquence (Hz)	27	13	10	13
Pertes supraconductrices (W à 4,2 K)	1,8	5,3	55	5,3
Réactance synchrone (p.u.)	44 %	54 %	77 %	65 %
Nombre de paires de pôles	4	2	6	2
Dimensions (mm)				
Rayon moyen de l'inducteur	100	100	350	120
Rayon moyen de l'induit	150	160	440	200
Rayon intérieur de la couronne magnétique	173	210	520	260
Rayon extérieur de la couronne magnétique	185	250	570	308
Longueur active	320	440	900	400
Induction au niveau de l'inducteur (T)	3,3	4,4	5	2,8
Induction radiale à vide au niveau de l'induit (T)	0,57	1	1,25	0,78
Induction totale en charge au niveau de l'induit (T)	0,63	1,2	1,6	0,93
Poids (kg)				
Supraconducteur (induit + inducteur)		13+17	180+170	13+180
Couronne magnétique	28	210	1 000	240
Structure	200	360	6 300	400
Réfrigérateur	300	500	1 500	500
Total	550	1 100	9 200	1300

Tableau I
Principales caractéristiques de moteurs couples entièrement supraconducteurs.

Nous avons représenté sur la figure V.3 le poids actif (matériau magnétique et supraconducteur), le poids total de la machine hors réfrigération et celui de l'ensemble du dispositif cryoélectrotechnique en fonction du couple nominal pour les machines à induit et inducteur bas T_c.

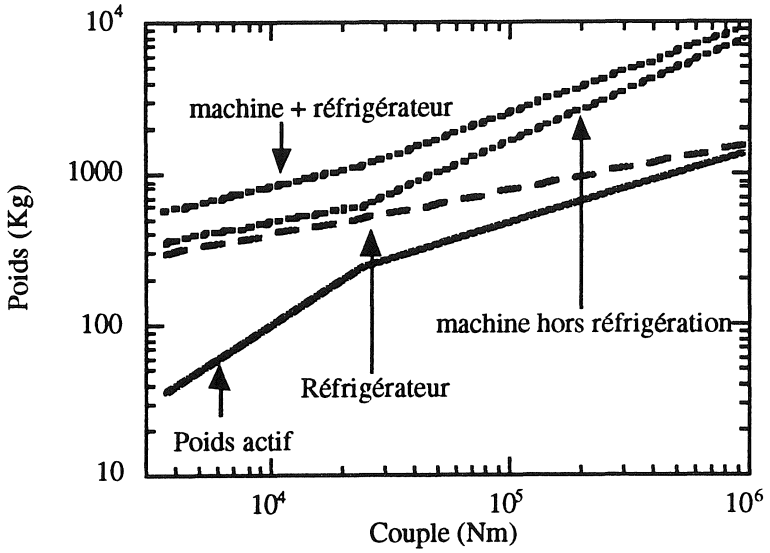


***Figure V.3** : Extrapolations de machines plus puissantes.*

Pour la machine de 150 kW à 400 tr/min, le poids du réfrigérateur représente la moitié du poids total du dispositif cryoélectrotechnique. Les contraintes cryogéniques sont encore importantes et pénalisantes. La taille critique à partir de laquelle la solution supraconductrice devient vraiment compétitive est certainement plus importante. En revanche, pour la machine de 10 MW à 100 tr/min, le poids du réfrigérateur est du même ordre que le poids actif et ne représente plus que 15 % du poids total du dispositif cryoélectrotechnique, la machine et son réfrigérateur pesant près de 10 tonnes, alors que son homologue classique avoisine les 35 tonnes ! Cependant, ces données correspondent aux masses des moteurs nus (hors paliers et roulements ...) et doivent être interprétées avec précaution. Si le poids des matériaux actifs est calculé avec une assez bonne précision, celui du cryostat et le niveau des pertes supraconductrices sont beaucoup plus approximatifs. Seule une étude précise de la structure électromagnétique et une meilleure connaissance des pertes a.c. en champ tournant permettraient d'obtenir une information plus juste.

Compte tenu de la densité de courant du conducteur haut T_c (50 A/mm^2) nettement inférieure à celle de son concurrent bas T_c

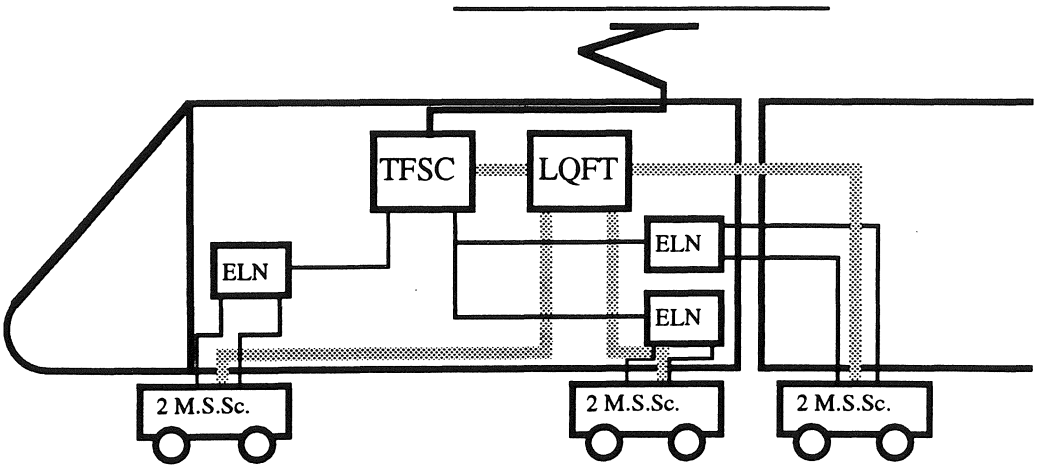
(640 A/mm^2), la machine à inducteur haut T_c se caractérise par une induction radiale à vide de 0,78 T au lieu de 1 T malgré une quantité de matériau supraconducteur nettement plus importante. Pour garantir le même niveau de performances, les rayons moyens des enroulements de l'induit et de l'inducteur sont augmentés d'environ 20 %. Les autres caractéristiques des deux machines sont sensiblement les mêmes, si ce n'est l'épaisseur des enroulements de l'inducteur (65 mm au lieu de 7 mm). Cette valeur n'est nullement excessive. Néanmoins, les différentes couches de bobinage peuvent être court-circuitées thermiquement par un bon conducteur de la chaleur pour garantir une température homogène à l'intérieur du bobinage.

II - APPLICATION A LA TRACTION FERROVIAIRE

La course à la très grande vitesse impose aux constructeurs et aux exploitants de définir et concevoir sans cesse de nouveaux matériels. Les progrès effectués lors des dix années de fonctionnement de la ligne à très grande vitesse Paris-Sud Est ont permis d'augmenter considérablement les performances du matériel roulant. Bien qu'elle soit plus lourde, plus longue et qu'elle emporte 30 % de voyageurs supplémentaires, la rame Atlantique a une vitesse de pointe en service commerciale de 300 km/h au lieu de 270 et se contente de huit moteurs synchrones au lieu de douze à courant continu [5].

Aux environs des années 2010, un nouveau pas sera franchi en haussant la vitesse commerciale jusqu'à 400 km/h. Pour garantir ces performances, la puissance motrice atteindra environ 15,6 MW, à comparer aux 8,8 MW du TGV réseau 300 km/h. Pour éviter une usure prématurée de la voie et des roues et réduire l'entretien des infrastructures, la charge par essieu restera impérativement limitée à 17 tonnes.

Compte tenu de l'évolution simultanée des dispositifs d'électronique de puissance à commutation forcée et des développements de l'électrotechnique supraconductrice alternative, les constructeurs envisagent d'équiper chaque rame de 2×6 moteurs synchrones classiques d'une puissance de 1,3 MW chacun et de deux transformateurs supraconducteurs de 10 MW chacun.



M.S.Sc. : Machine synchrone supraconductrice
TFSC : Transformateur supraconducteur
LQFT : Liquéfacteur
ELN : Electronique de puissance

***Figure V.4** : Configuration du TGV 400 km / h.*

Les bureaux d'étude de GEC Alsthom Traction ont mené des dimensionnements préliminaires sur les transformateurs supraconducteurs. Compte tenu des pertes a.c. dissipées à 4,2 K dans les enroulements, les performances d'un transformateur à circuit magnétique classique comportant un noyau de fer sont plus avantageuses que celles d'un transformateur à structure "air". La masse d'un transformateur conventionnel avoisine les 12 tonnes, à comparer aux 7,2 tonnes du transformateur à éléments supraconducteurs, soit un gain de 4,8 tonnes (> 1 tonne/essieu). Bien que le coût initial de la solution supraconductrice soit plus important, son meilleur rendement permettrait d'économiser 4800 MWh/an/rame, soit un retour sur investissement assuré au bout d'une période de 5 à 8 ans [6].

Pour notre part, nous avons dimensionné six machines synchrones entièrement supraconductrices, d'une puissance de 1,3 MW chacune. Lors de cette étude, nous nous sommes efforcés de minimiser la masse totale de l'ensemble du matériel embarqué équipant chaque motrice (1 transformateur de 10 MW, 6 moteurs de 1,3 MW et le réfrigérateur assurant le maintien de l'état supraconducteur).

Alors que la chaîne de traction du TGV Atlantique se compose de 8 moteurs d'une vitesse maximale de 3000 tr/min, accouplés à des réducteurs, les dimensionnements préliminaires concernant les machines supraconductrices de 1,3 MW du TGV 400 km/h montrent qu'il est plus intéressant de concevoir directement des moteurs tournant à 2300 tr/min, sans réducteur. Les pertes supraconductrices augmentent en effet linéairement avec la fréquence des grandeurs électriques, donc avec la vitesse de la machine pour un nombre de paires de pôles fixé. C'est pourquoi la solution supraconductrice est mieux adaptée aux machines couples, caractérisées par de faibles vitesses de rotation.

Les caractéristiques générales de chaque moteur sont regroupées dans les Tableaux II et III.

Longueur active	300 mm
Rayon moyen de l'induit	160 mm
Rayon moyen de l'inducteur	90 mm
Rayon intérieur de la couronne magnétique	215 mm
Epaisseur de la couronne magnétique	27 mm

Tableau II : Caractéristiques géométriques

Puissance	1,3	MW
Vitesse	2300	tr/min
Fréquence	76	Hz
Tension à vide	780	V
Tension nominale	840	V
Courant nominal	550	A
Induction radiale à vide	0,63	T
Induction radiale en charge	0,67	T
Réactance synchrone	38 %	
Nombre de paires de pôles	2	

Tableau III : Caractéristiques électriques et magnétiques

Le niveau des pertes supraconductrices est de l'ordre de 11 W. En tenant compte des pertes du cryostat, des amenées de courant et du système d'injection d'hélium, la puissance dissipée à 4,2 K s'élève à 17 W pour chaque moteur. Le réfrigérateur embarqué devra pouvoir absorber la puissance de 125 W à 4,2 K pour assurer le bon fonctionnement des six moteurs et du transformateur. Malgré cette charge supplémentaire, liée à la cryogénie, le bilan massique de la solution supraconductrice est nettement plus favorable.

	Solution classique	**Solution supraconductrice**
6 moteurs + réducteurs	6 × 2 000 kg	6 × 400 kg
Transformateur	12 000 kg	6 000 kg
Cryogénie	néant	3600 kg
Bilan total	24 tonnes	12 tonnes
Rendement global	~ 85 %	> 98 %

Tableau IV : Bilan des masses.

Si les réalisations actuelles de machines supraconductrices ne permettent toujours pas de prouver leur fiabilité, les dimensionnements de cette machine, destinée à la traction ferroviaire, dont le couple est comparable à celui de la machine en cours de réalisation au laboratoire, donne une information objective sur les performances de ce type de machine.

Références Chapitre V

1. J.M. Poncet, G. Claudet, R. Lagnier, A. Ravex. *"Large cooling power hybrid Gifford MacMahon / Joule Thomson refrigerator and liquefier"*. Cryogenics **34** (1994) 175.

2. T.R. Strowbridge. *"Cryogenic refrigerator : An updated survey"*. Note NBS TN-655 (1974).

3. T. Chtsukba, Y. Kyotani. *"Recent development on superconducting magnetic levitation in Japan"*. Proceedings of ICEC 10 (1984) p. 750.

4. T.P. Sheahen. *Introduction to high-temperature superconductivity,* Ed. S. Wolf, Plenum Press, New York (1994) p. 333.

5. P. Hérissé. *"La vie du rail"*, p. 14.

6. M. Chenais. *"Transformateurs supraconducteurs"*. Recueils des présentations, Journées de Cryogénie et de Supraconductivité, Novembre 1994.

CONCLUSION

Ce travail, concernant la conception d'une machine supraconductrice de 150 kW à 400 tr/min, nous a amené à étudier les pertes supraconductrices. Nous nous sommes efforcés de tester des modèles et de développer des programmes de calcul de pertes a.c. dans les conducteurs supraconducteurs. Bien que ces résultats soient encore imprécis, ils sont néanmoins plus fiables que l'utilisation de formules empiriques et constituent un premier pas dans la compréhension des phénomènes physiques.

Une méthode de mesure électrique de pertes supraconductrices a été mise au point. Cet outil nous permet non seulement d'évaluer le niveau global de pertes, mais aussi d'analyser les différentes contributions. Si la mise en évidence d'un signal caractéristique de champ propre ou de pertes par courants de Foucault dans la matrice est un résultat acquis, les travaux concernant les pertes par hystérésis dans les filaments des conducteurs bas T_c doivent être confirmés.

Les conducteurs haut T_c, n'ayant toujours pas acquis la maturité de leurs concurrents bas T_c, les niveaux de pertes sont plus élevés et nous permettent déjà d'analyser correctement les différentes contributions. Ce banc de mesures est certainement un outil très utile quant à l'optimisation de conducteurs.

Les essais de la machine supraconductrice à aimants permanents, nous ont permis de valider les approximations effectuées au cours du dimensionnement général. L'analyse des régimes transitoires de cette machine a fait l'objet d'une étude approfondie et a montré clairement les problèmes de stabilité dynamique liés à l'utilisation d'une structure “air”. Les difficultés ont été résolues par une commande par auto-pilotage de notre moteur. Le bon comportement des conducteurs supraconducteurs et les performances atteintes par la machine, alimentée par un convertisseur de puissance à modulation de largeur d'impulsion, sont très encourageants pour les études ultérieures.

La conception générale d'une machine de 150 kW à 400 tr/min montre les performances atteintes par la solution entièrement supraconductrice, tout au moins dans cette gamme de puissance. L'influence de certains paramètres de dimensionnement (taux d'utilisation du conducteur, nombre de

I - MODELISATION LINEIQUE DE COURANT

I.1 - Modèle bidimensionnel

Expressions du potentiel vecteur correspondant à une densité linéïque de courant $\mathbf{K} = K \sin(p\theta)\, \mathbf{e_z}$ située sur le rayon R_0 et surmontée d'une culasse magnétique au rayon R_S supposée infiniment perméable :

1) $\underline{r < R_0}$:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0 K}{2p} R_0 \left(\frac{r}{R_0}\right)^p \left(1+\left(\frac{R_0}{R_s}\right)^{2p}\right) \mathbf{e_z}$$

2) $\underline{R_0 < r < R_s}$:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0 K}{2p} R_0 \left(\frac{R_0}{r}\right)^p \left(1+\left(\frac{r}{R_s}\right)^{2p}\right) \mathbf{e_z}$$

II.2 - Modèle tridimensionnel

Expressions du potentiel vecteur correspondant à une densité de courant $\mathbf{K} = K_\theta \sin(\beta_1 z) \sin(np\theta)\, \mathbf{e_\theta} + K_z.\cos(\beta_1 z) \cos(np\theta)\, \mathbf{e_z}$ située sur le rayon R_0 et surmontée d'une couronne magnétique supposée infiniment longue et perméable au rayon R_s :

$$\mathbf{A_z} = [a\, I_{np}(\beta_1 r) + b\, K_{np}(\beta_1 r)] \cos(\beta_1 z) \cos(np\theta)\, \mathbf{e_z}$$

$$\mathbf{A_\theta} = [c\, I_{np-1}(\beta_1 r) + d\, I_{np+1}(\beta_1 r) + e\, K_{np-1}(\beta_1 r) + f\, K_{np+1}(\beta_1 r)] \sin(\beta_1 z) \sin(np\theta)\, \mathbf{e_\theta}$$

$I_n(x)$ et $K_n(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées d'ordre n.

1) $\underline{r < R_0}$:

$$a = -\mu_0 R_0 K_z.\left[\frac{I_{np}(\beta_1 R_0)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)} - K_{np}(\beta_1 R_0)\right]$$

$$b = 0$$

$$c = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2}[K_{np-1}(\beta_1 R_o) + \frac{I_{np-1}(\beta_1 R_o)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)}$$

$$+ \frac{1}{\beta_1 R_s} \frac{I'_{np}(\beta_1 R_o)}{I_{np}(\beta_1 R_s)\, I'_{np}(\beta_1 R_s)}]$$

$$d = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2}[K_{np+1}(\beta_1 R_o) + \frac{I_{np+1}(\beta_1 R_o)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)}$$

$$+ \frac{1}{\beta_1 R_s} \frac{I'_{np}(\beta_1 R_o)}{I_{np}(\beta_1 R_s)\, I'_{np}(\beta_1 R_s)}]$$

$$e = 0$$

$$f = 0$$

2) $\underline{R_o < r < R_s}$:

$$a = -\mu_o R_o K_z . \frac{I_{np}(\beta_1 R_o)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)}$$

$$b = \mu_o R_o K_z I_{np}(\beta_1 R_o)$$

$$c = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2}[\frac{I_{np-1}(\beta_1 R_o)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)} + \frac{1}{\beta_1 R_s} \frac{I'_{np}(\beta_1 R_o)}{I_{np}(\beta_1 R_s)\, I'_{np}(\beta_1 R_s)}]$$

$$d = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2}[\frac{I_{np+1}(\beta_1 R_o)\, K'_{np}(\beta_1 R_s)}{I'_{np}(\beta_1 R_s)} + \frac{1}{\beta_1 R_s} \frac{I'_{np}(\beta_1 R_o)}{I_{np}(\beta_1 R_s)\, I'_{np}(\beta_1 R_s)}]$$

$$e = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2} I_{np-1}(\beta_1 R_o)$$

$$f = \frac{\mu_o R_o K_\theta}{2} I_{np+1}(\beta_1 R_o)$$

II - MODELISATION SURFACIQUE DE COURANT

II.1 - Champs créés par une barre de section rectangulaire

La composante suivant l'axe des z, du champ créé par une barre de centre de gravité $C(X_c, Y_c, Z_c)$, de longueur D_z dont les dimensions d'une section sont D_x et D_y, en un point P de coordonnées X_p, Y_p, Z_p a pour expression :

$$B_z = \frac{\mu_0 J}{4\Pi}\left[\left[\left[-Z\,Ln(Y+\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}) - Y\,Ln(Z+\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}) + X\,arctg\left(\frac{YZ}{X\sqrt{X^2+Y^2+Z^2}}\right) - X\,arctg\left(\frac{Z}{X}\right) + Z\right]_{Z_1}^{Z_2}\right]_{Y_1}^{Y_2}\right]_{X_1}^{X_2}$$

Avec

$X_1 = X_p - X_c + D_x/2$

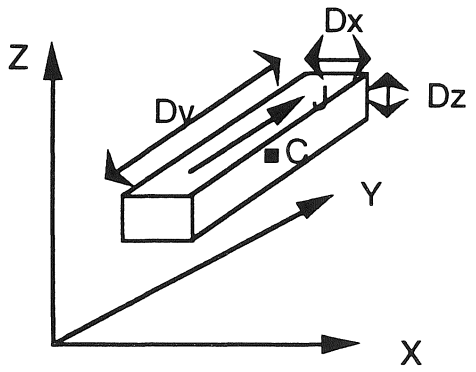
$X_2 = X_p - X_c - D_x/2$

$Y_1 = Y_p - Y_c + D_y/2$

$Y_2 = Y_p - Y_c - D_y/2$

$Z_1 = Z_p - Z_c + D_z/2$

$Z_2 = Z_p - Z_c - D_z/2$



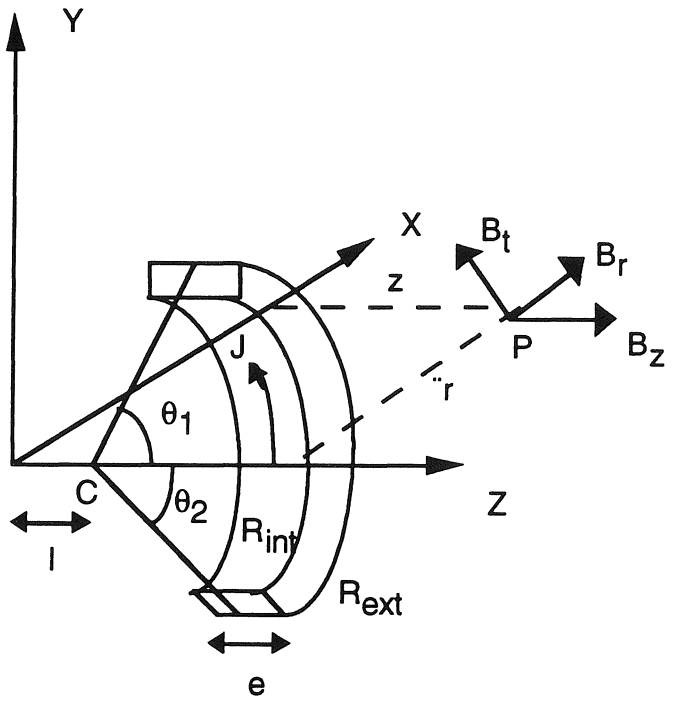
Les expressions des composantes B_x et B_y se déduisent par rotation.

II.2 - Champs créés par un arc de cercle de section rectangulaire

L'arc de cercle de section rectangulaire est délimité par les rayons intérieur R_{int} et extérieur R_{ext}, les angles θ_1 et θ_2 et a pour épaisseur e suivant l'axe z.

Il est toujours possible de se ramener à un repère dans lequel le point P où l'on calcule le champ se situe dans le plan xOz et pour lequel le point C se trouve sur l'axe des z.

Le calcul par la formulation de Biot et Savart des composantes B_r, B_t, B_z du champ créé par l'arc de cercle demande trois intégrations spatiales. Deux d'entre elles s'expriment à l'aide des fonctions usuelles, l'intégration suivant θ devra se faire par une méthode numérique (méthode de Simpson par exemple).



La composante radiale a pour expression :

$$\frac{\mu o\, J}{4\Pi}\left[\left[\int_{\theta_1}^{\theta_2} -\cos\theta\,\sqrt{Q}\,d\theta + \int_{\theta_1}^{\theta_2} -r\cos^2\theta\,\ln[(a-r\cos\theta)+\sqrt{Q}]\,d\theta\right]_{a1}^{a2}\right]_{\zeta_1}^{\zeta_2}$$

La composante orthoradiale a pour expression :

$$\frac{\mu o\, J}{4\Pi}\left[\left[\int_{\theta_1}^{\theta_2} -\sin\theta\,\sqrt{Q}\,d\theta + \int_{\theta_1}^{\theta_2} -r\cos\theta\,\sin\theta\,\ln[(a-r\cos\theta)+\sqrt{Q}]\,d\theta\right]_{a1}^{a2}\right]_{\zeta_1}^{\zeta_2}$$

La composante suivant l'axe des z a pour expression :

$$\frac{\mu o\, J}{4\Pi}\left[\left[\int_{\theta_1}^{\theta_2} \zeta \ln[(a-r\cos\theta)+\sqrt{Q}]\, d\theta + \int_{\theta_1}^{\theta_2} -\zeta\, ar^2 \frac{\sin^2\theta\, d\theta}{(a^2+r^2-2ar\cos\theta)\sqrt{Q}}\right.\right.$$

$$\left.\left. + \int_{\theta_1}^{\theta_2} -\frac{\zeta r}{|\zeta|} \operatorname{arctg}\left[\frac{|\zeta|(a-r\cos\theta)d\theta}{r\sin\theta\sqrt{Q}}\right] d\theta \right]_{a1}^{a2}\right]_{\zeta_1}^{\zeta_2}$$

$$+\frac{\mu o\, J}{4\Pi}\left[\left[\left[\frac{zr\sin\theta}{2|\zeta|} \ln\left[\frac{\sqrt{Q}-|\zeta|}{\sqrt{Q}+|\zeta|}\right] \right]_{a1}^{a2}\right]_{\zeta_1}^{\zeta_2}\right]_{\theta 2}^{\theta 1}$$

avec $\zeta_1 = z-l-\frac{e}{2}$

$\zeta_2 = z-l+\frac{e}{2}$

$a1 = R_{int}$

$a_2 = R_{ext}$

$Q = \zeta_i^2 + r^2 + a_i^2 - 2a_i r\cos\theta_i$ $\qquad$ i=1 ou 2

ANNEXE II

Calcul des pertes supraconductrices

Comme les pertes supraconductrices dépendent des propriétés locales du champ magnétique instantané, celles-ci sont calculées par une double intégration sur le temps et sur l'espace.

Nous détaillons d'abord le modèle utilisé pour le calcul des pertes et nous aborderons ensuite la discrétisation spatiale du bobinage.

I - MODELE DE CALCUL DES PERTES

Les pertes totales sont la somme des pertes par hystérésis dans les filaments et des pertes par courants induits dans la matrice. Par la suite, on ne parlera que des densités volumiques de pertes, notées P_h pour les pertes par hystérésis dans les filaments, P_{cp} pour les pertes en champ propre et P_{cf} pour les pertes par courants de Foucault.

I.1 - Pertes par courants de Foucault dans la matrice

La densité volumique de pertes instantanées est donnée par

$$P_{cf}(t) = \frac{1}{\rho}\left(\frac{p}{2\pi}\right)^2\left(\frac{dB}{dt}\right)^2 .$$

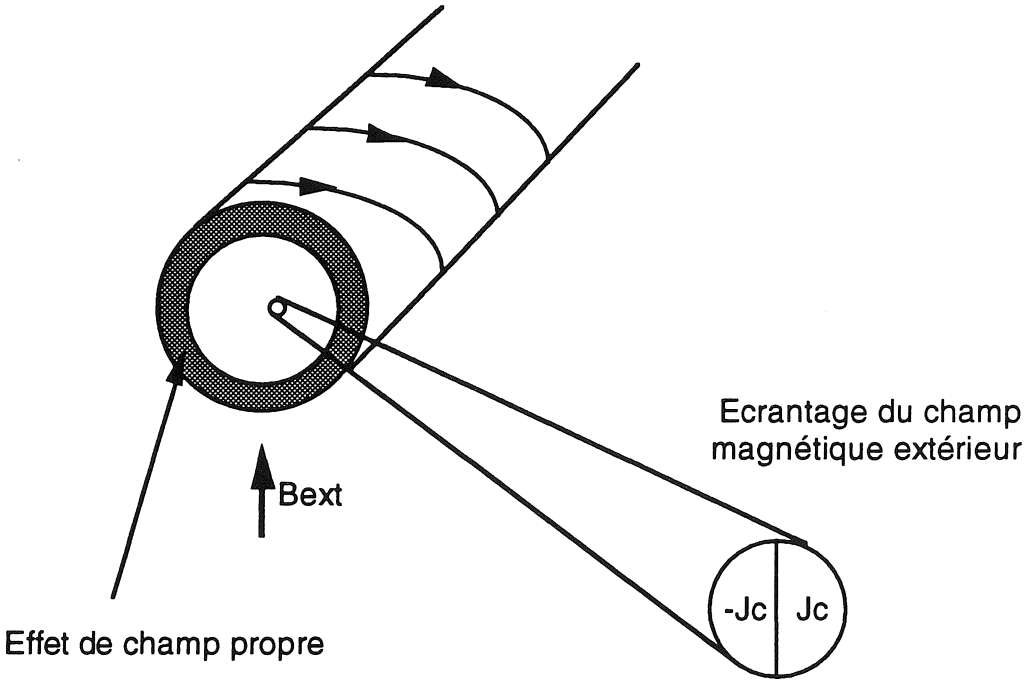
La densité volumique de pertes moyennes s'obtient par intégration numérique sur le temps.

I.2 - Pertes par hystérésis dans les filaments et en champ propre

Pour calculer ces pertes précisement, il faudrait intégrer la densité volumique de pertes J(M,t).E(M,t) dans le temps et dans l'espace. Nous avons préféré un modèle plus simple, qui s'applique à la fois dans une configuration “de champ propre” et “de champ transverse”.

On a supposé que le courant de transport circule essentiellement par les couches extérieures qui se trouvent alors saturées, les filaments à l'intérieur du conducteur étant parcourus par des supercourants qui écrantent le champ magnétique extérieur.

La répartition du courant instantané est alors la suivante :



Ces pertes sont la somme des pertes en champ propre et des pertes par hystérésis, en champ transverse à courant de transport nul, dans le centre du brin.

Elles sont calculées par leur densité volumique.

On a : $$P_{cp} = \mu_0 J_c^2 \frac{S}{2\pi} f\,(2i - i^2 + 2\,(1-i)\ln(1-i))\ ,$$

où i est le coefficient d'utilisation du supraconducteur et S la section d'un brin élémentaire.

La densité P_h est calculée par intégration numérique de la densité volumique de pertes en champ transverse corrigée en volume.

On a : $$P_h(t) = (\sqrt{\pi}\,\frac{df}{8}\,J_c(B)\,\left|\frac{dB}{dt}\right|)\,(1-i)\,.$$

Dans les deux cas, J_c est la densité de courant critique "overall", le critère utilisé est de 0,1 µV/cm. Pour le calcul des pertes, il faudra considérer la section totale du brin.

II - DISCRETISATION SPATIAL DU BOBINAGE ET CALCUL DES CHAMPS EN FONCTION DE y, z, x_d, p, B_r^o

On suppose que le bobinage est réparti en couches sur n cylindres concentriques.

On suppose que chaque couche peut être décomposée en trois nappes sinusoïdales de courant de densité linéique :

$$A_a = A\cos(\omega t+\phi)\sin(p\theta)$$
$$A_b = A\cos(\omega t + \phi - \frac{2\pi}{3})\sin(p\theta - \frac{2\pi}{3})$$
$$A_c = A\cos(\omega t + \phi + \frac{2\pi}{3})\sin(p\theta + \frac{2\pi}{3})$$

Les composantes du champ créé en un point $M(r,\theta)$ par les trois nappes sinusoidales de courant situées sur le cylindre de rayon r_n seront approchées par les formules suivantes :

si $r > r_n$

$$B_r = \frac{3\mu_0 A}{4}\left(\frac{r_n}{r}\right)^{p+1}\left(1+\left(\frac{r}{r_s}\right)^{2p}\right)\cos(\omega t + \phi - p\theta)$$
$$B_\theta = -\frac{3\mu_0 A}{4}\left(\frac{r_n}{r}\right)^{p+1}\left(1-\left(\frac{r}{r_s}\right)^{2p}\right)\sin(\omega t + \phi - p\theta)$$

si $r = r_n$

$$B_r = \frac{3\mu_0 A}{4}\left(\frac{r_n}{r}\right)^{p+1}\left(1+\left(\frac{r}{r_s}\right)^{2p}\right)\cos(\omega t + \phi - p\theta)$$

B_θ indéterminé

A la traversée de la nappe de courant, il y a une discontinuité de la composante tangentielle du champ magnétique qui change de signe, nous nous sommes fixés $B_\theta = 0$.

si $r < r_n$

$$B_r = \frac{3\mu_0 A}{4}\left(\frac{r}{r_n}\right)^{p-1}\left(1+\left(\frac{r_n}{r_s}\right)^{2p}\right)\cos(\omega t + \phi - p\theta)$$

$$B_\theta = \frac{3\mu_0 A}{4}\left(\frac{r}{r_n}\right)^{p-1}\left(1+\left(\frac{r_n}{r_s}\right)^{2p}\right)\sin(\omega t + \phi - p\theta)$$

On suppose que le bobinage de l'inducteur peut être assimilé à une nappe sinusoïdale de courant de densité linéique $A_f \sin(p\theta_r)$.

Pour $r > r_f$, le champ inducteur au point $M(r,\theta)$ a pour expression :

$$B_r = \frac{\mu_0 A_f}{2}\left(\frac{r_f}{r}\right)^{p+1}\left(1+\left(\frac{r}{r_s}\right)^{2p}\right)\cos(p\theta_r)$$

$$B_\theta = \frac{\mu_0 A_f}{2}\left(\frac{r_f}{r}\right)^{p+1}\left(1-\left(\frac{r}{r_s}\right)^{2p}\right)\sin(p\theta_r)$$

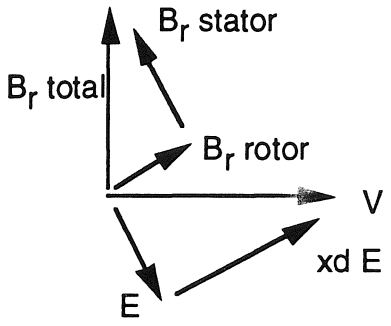
Dans le cas d'une machine synchrone autopilotée avec des flux induit et inducteur en quadrature, il faut poser :

$$\theta = \theta_r + \omega t/p$$
$$\phi = \pi/2$$

On calcule A et A_f en fonction de y, z, x_d, p, B_r^o

On a : $$B_r^o = \mu_0 z^{p+1}(1 + y^{2p})\frac{A_f}{2}$$

Le diagramme de Behn-Eschenburg pour des flux induit et inducteur en quadrature donne :



Les champs représentés sur le diagramme sont les champs radiaux créés par l'induit et l'inducteur.

Les deux triangles sont semblables, d'où :

$$B_r^s = x_d B_r^o = \frac{3 n \mu_o A (1 + y^{2p})}{4}.$$

B_r^s est le champ radial créé par l'induit.