

THESE

présentée par

Patrick HIEBEL

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

(arrêté ministériel du 30.03.1992)

**ETUDE DE
PALIERS MAGNETIQUES SUPRACONDUCTEURS**

DATE DE SOUTENANCE : 10 JANVIER 1995

**COMPOSITION DU JURY : Y. BRUNET (Président)
 G. DESGARDIN
 A. SMOLDERS
 P. TIXADOR
 R. TOURNIER
 J. P. YONNET**

**THESE PREPAREE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ELECTROTECHNIQUE DE GRENOBLE ET
DU CENTRE DE RECHERCHES SUR LES TRES BASSES TEMPERATURES**

J'adresse tous mes remerciements à :

Monsieur J.C. SABONNADIÈRE directeur du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (L.E.G) et Monsieur P. MONCEAU directeur du Centre de Recherche sur les Très Basses Températures pour leur accueil au sein de leur laboratoire respectif et qui ont permis ainsi le bon déroulement de cette thèse,

Monsieur le professeur Y. BRUNET qui m'a fait l'honneur de présider mon jury et qui m'a accueilli dans son équipe,

Monsieur R. TOURNIER responsable du laboratoire E.P.M. Matformag qui a fourni les nombreux échantillons supraconducteurs et rapporteur pour mon jury,

Monsieur P. TIXADOR mon directeur de thèse pour sa compétence, son encadrement discret mais très efficace, son soutien permanent, la confiance qu'il m'a accordé mais aussi sa patience dans la phase finale ...

Monsieur le professeur G. DESGARDIN qui a bien accepté d'être rapporteur dans mon jury et Monsieur A. SMOLDERS, pour leur participation,

Monsieur J. P. YONNET pour sa présence et pour sa collaboration fructueuse, ainsi que J. DELAMARE,

Monsieur X. CHAUD mon correspondant privilégié au laboratoire E.P.M. Matformag, responsable de l'abondance des échantillons supraconducteurs produits et qui a su ainsi occuper mon temps à raison d'environ 630 caractérisations en rythme annuel,

Monsieur L. PERLI qui par ses conseils m'a permis de domestiquer les machines outils et de réaliser les nombreuses pièces du banc de mesure,

Monsieur A. BOULBES gardien du réfrigérateur (à colles) très coopérant, qui a su coller à mon travail malgré les imprégnations TEFLON pour les assemblages d'aimants permanents, qui m'a permis de réaliser mes bobines de mesures et de champ sur sa bobineuse et ainsi de la confiance qu'il m'a toujours porté,

Monsieur H. REYNAUD pour les longues discussions pour l'ébauche des différentes structures du banc de mesure et l'ensemble des techniciens qui ont pu intervenir durant ces réalisations,

Monsieur B. MOREL pour l'aide qu'il m'a apporté dans le développement des simulations numériques réalisées avec le logiciel Flux2D, et qui a su écouter les nombreuses suggestions proposées par un utilisateur "exigeant" de Flux2D,

Monsieur B. WAKSMANN pour l'aide apportée dans la lutte contre les mystères de l'informatique, souvent indésirables mais surtout très désagréables en période de rédaction,

Les services Electronique (C.R.T.B.T) et Reprographie (C.N.R.S) pour leur empressement dans la réalisation des travaux demandés,

Je ne manquerai pas de remercier les différents membres de l'équipe cryélectrotechnique qui ont dû subir quelquefois mes humeurs un peu orageuses en phase de rédaction :

Monsieur CH. H. KOM pour son sens du dialogue et sa sympathie toujours plus marquée de jour en jour,

Monsieur H. DAFFIX pour sa bonne humeur méridionale et son empressement à provoquer des cataclysmes en salle de manip...; à ce jour son char d'assaut possède encore ses deux essuies glace!

Monsieur F. SIMON pour les discussions fructueuses, source de progrès et son aide pour tenter de domestiquer le précédent énergumène,

Enfin pour finir je remercierai les différents stagiaires D.E.A du L.E.G qui sont venus braver la fée électricité dans le "Grand Nord" du C.R.T.B.T :

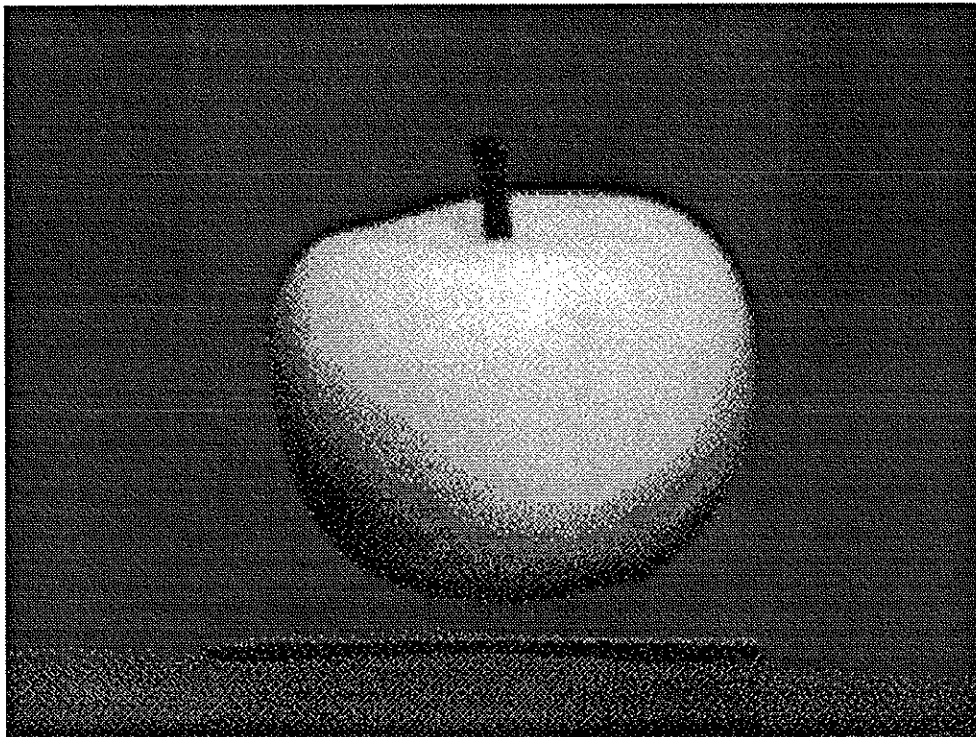
Monsieur P. DAUGY qui a contribué par sa présence à la bonne ambiance de travail et qui n'a pas hésité à "péter les plombs" en ma compagnie pendant près de neuf mois pour décharger les surplus d'énergie produits par la recherche,

Monsieur A. MAKSIMOVIC pour son aide dans la réalisation du système de mesures de forces transversales et la programmation associée,

Monsieur E. HOTIER qui a dû prendre ma relève au pied levé et remplir la délicate mission de caractériser tous les échantillons produits par E.P.M. et poursuivre ainsi le travail d'investigation dans le domaine de la supraconductivité.



(Isaac Newton (1642-1727) : Théorie de la gravitation universelle (1666))



(1986-87 les supraconducteurs à haute température critique défient Newton)

SOMMAIRE

INTRODUCTION

9

CHAPITRE I : Les paliers

13

I) Eléments de mécanique	15
1°) Les différents degrés de liberté d'un solide	15
2°) Les degrés de libertés et les paliers	15
3°) Etude statique de la stabilité mécanique	16
a) Notions d'équilibre	16
b) Etude de l'équilibre statique d'un pendule	17
4°) L'amortissement	20
II) Les systèmes conventionnels de guidage autre que magnétique	21
1°) Les centreurs, butées, suspensions	21
2°) Les roulements	22
3°) Les paliers hydrodynamiques	23
4°) Les paliers hydrostatiques	23
III) Les paliers magnétiques	24
1°) Les paliers actifs	24
2°) Les paliers passifs	25
a) Paliers à aimants permanents	25
b) Paliers à réluctance variable	26
c) Théorème d'Earnshaw	26

CHAPITRE II : Les matériaux supraconducteurs

29

I) Propriétés des supraconducteurs	31
1°) Résistivité et effet Meissner	31
2°) Expérience de l'aimant flottant	31
a) Instabilité	31
b) Stabilité	32
c) Mise en lévitation	33
3°) Etat mixte et réseau de vortex	34

4°) Densité de courant critique	37
5°) Cycle d'aimantation	38
a) Conditions expérimentales	39
b) Courbe de première aimantation	39
i) Augmentation du champ extérieur H_a	40
ii) Diminution du champ extérieur H_a	41
c) Courbe de deuxième aimantation	44
II) Les supraconducteurs à haute température critique	44
1°) Historique	44
2°) Métallurgie des oxydes supraconducteurs	45
 <u>CHAPITRE III : Interactions magnétiques</u>	 47
I) Aimantation et force de lévitation	49
1°) Cycle d'hystérésis de la force de lévitation	49
2°) Force de lévitation et "raideur" mécanique	52
II) Forces transversales	53
III) Etude théorique des termes influents	54
1°) Propriétés du matériau supraconducteur	54
a) Point de fonctionnement	54
b) Taille des grains	55
2°) La configuration d'aimants permanents	56
a) Pour la lévitation	56
b) Pour la stabilisation transversale	57
 <u>CHAPITRE IV : Caractérisations : méthodes et mesures</u>	 59
I) Grandeurs retenues pour les caractérisations	61
1°) Forces de lévitation	61
2°) Courbe d'aimantation	61
3°) Les forces transversales	62
4°) Flux piégé	62
II) Mesures de forces de lévitation	62

1°) Les premières caractérisations...	62
2°) Le banc de mesure expérimental	63
3°) Problèmes de définition sur la pression magnétique	64
4°) Evolution des performances	66
a) Cycles de force $F(z)$ sans réchauffement	66
b) Mini cycles d'hystérésis dans la phase d'approche	67
c) Influence de l'aimant	69
α) Hauteur de l'aimant cylindrique	69
β) Influence du diamètre de l'aimant	70
d) Influence de la hauteur de supraconducteur	71
e) Influence de la distance de refroidissement	74
III) Forces transversales	77
1°) Le banc expérimental	77
2°) Différentes structures d'aimants possibles	78
3°) Différents modes de refroidissement	78
a) Refroidissement hors champ "centré"	78
b) Refroidissement hors champ "décentré"	79
c) Refroidissement sous champ	80
4°) Influence des structures d'aimants	80
a) Structure d'aimants à faible gradient	80
b) Structure d'aimants à fort gradient transversal	81
c) Refroidissement hors champ	91
i) Etude des forces transversales en position centrée	91
ii) Etude des forces transversales en position décentrée	92
d) Etude de la configuration à concentration de flux	93
e) Influence de la surface de supraconducteur	96
f) Etude d'une structure à fort gradient et forte pénétration	99
g) Influence de l'orientation des plans (a,b) sur les forces transversales	101
IV Courbes d'aimantation des échantillons supraconducteurs	102
1°) Les méthodes utilisées	102
a) Bobines de détection compensées	102
b) Méthode par pesée magnétique	103
2°) Courbes d'aimantation expérimentale	104
a) Mesure d'aimantation	104
b) Aimantation homogène...	105

c) Refroidissement sous champ élevé	106
d) Refroidissement sous champ faible	107
V) Mesure de flux piégé	107
1°) Aimantation avec bobine de champ	108
a) Principe	108
b) Flux piégé et structure granulaire	109
c) Influence de l'intensité	110
2°) Aimantation par aimants permanents	111
a) Aimantation avec aimant cylindrique	111
b) Aimantation par aimants particuliers	113
 <u>CHAPITRE V : Simulations numériques</u>	 117
I) 1° modélisation $\mu_r = \text{cste}$	119
1°) Instabilité de la structure d'aimants	119
2°) Confrontation expérience / simulation	120
3°) Influence du diamètre de supraconducteur sur la forces de lévitation	122
II) 2° Modélisation : courbe d'aimantation	123
1°) Courbe de 1ère aimantation	123
2°) Confrontation expérience / simulation	123
3°) Influence de la hauteur de supraconducteur	125
III) Etude de configurations	125
1°) Structures alternées	126
2°) Influence des gradients transversaux sur la lévitation	128
 <u>CHAPITRE VI : Suspensions magnétiques</u>	 133
I) Présentation et objectifs	135
II) Différentes structures envisageable	136
1°) Structure simple	136
2°) Structures hybrides	137
a) Structure "galette"	137

b) Structure “dissociée”	138
3°) Butée magnétique à aimants permanents	139
a) Palier à raideur nulle	140
b) Palier à aimants en opposition	141
4°) Dimensionnement d’une structure hybride en opposition	142
III) Le coupleur magnétique	144
1°) Présentation	144
2°) Structure à aimants alternés	146
3°) Structure à concentration de flux	147
4°) Amortissement	147
<u>CONCLUSION</u>	149
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	153
<u>REFERENCES FIGURES ET TABLEAUX</u>	161

INTRODUCTION

Depuis l'invention de la "roue de charrue", les guidages en rotation ou en translation des pièces en mouvement ont toujours posé problème aux concepteurs et aux utilisateurs.

Progressivement des systèmes plus sophistiqués ont vu le jour et actuellement les "roulements" ont envahi notre vie quotidienne, souvent de façon inconsciente (voiture, ascenseur, baladeur, machine à laver, etc...).

Toutefois, avec des applications de plus en plus complexes et exigeantes, les performances de "roulements à billes" sont dépassées (vitesses élevées, usures dues aux frottements). De nouvelles technologies viennent supplanter les paliers "classiques" avec la suppression de tout contact solide entre les parties tournante et fixe (paliers hydrostatiques, hydrodynamiques, magnétiques).

Les recherches et développements sont importants sur les paliers magnétiques. Si les paliers magnétiques actifs sont performants, ils nécessitent un environnement important pour l'asservissement des électroaimants. Les paliers magnétiques passifs sont beaucoup plus simples et avec en particulier une autonomie totale. Outre une certaine "mollesse", ces paliers passifs ne peuvent contrôler les 5 axes nécessaires pour une suspension en relation avec le théorème d'Earnshaw. Cette impossibilité théorique est levée avec l'utilisation de matériaux diamagnétiques, en particulier les supraconducteurs.

Parallèlement, la découverte des oxydes supraconducteurs à haute température critique dans les années 1986-1987 ouvre de nouvelles perspectives en la matière. Derrière l'image maintenant classique d'un aimant flottant au-dessus d'une pastille supraconductrice, de nouveaux domaines d'applications se présentent avec ces matériaux qui, associés à des aimants permanents, permettent de réaliser des suspensions magnétiques passives et naturellement stables (système de stockage inertiel, coupleur magnétique, etc...).

Après quelques rappels de mécanique, sont présentés les différents types de paliers existants actuellement, les matériaux supraconducteurs et les interactions magnétiques qui peuvent être générées. Une synthèse des caractérisations réalisées est présentée. Les différentes configurations testées expérimentalement et quelques simulations numériques réalisées ont permis de mieux comprendre les phénomènes de lévitation et de stabilisation. Cette connaissance est importante pour la réalisation de suspensions magnétiques supraconductrices. Enfin, le dimensionnement d'un système inertiel à structure hybride et un coupleur magnétique expérimental concluent cette étude.

CHAPITRE 1

LES PALIERS

Avant de passer en revue différents types de paliers, quelques éléments de mécanique seront explicités pour bien définir certaines grandeurs caractéristiques.

I) Eléments de mécanique

1°) Les différents degrés de liberté d'un solide

A un solide S dans un référentiel fixe $\mathcal{R} \{O, X, Y, Z\}$, est associé un référentiel local $\mathcal{R}' \{O', X', Y', Z'\}$, où O' est son barycentre.

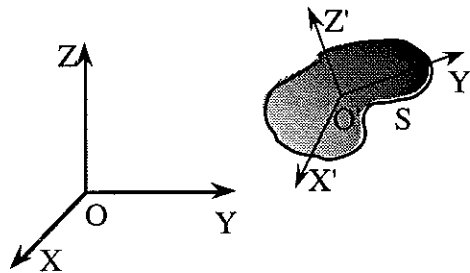


Fig.I-1 : Définition des différents référentiels

Pour connaître complètement la position de l'ensemble des points constituant le système S dans le référentiel $\mathcal{R}$, six paramètres sont nécessaires :

- les 3 coordonnées cartésiennes x, y, z du barycentre O' du système S pour fixer la position de ce dernier,
- 3 angles pour définir la position angulaire du système S autour de son barycentre : $\theta_x, \theta_y, \theta_z$ (passage de $\mathcal{R}'$ à $\mathcal{R}$).

Le système S possède donc six degrés de liberté :

- trois degrés de liberté de translation,
- trois degrés de liberté de rotation.

2°) Les degrés de liberté et les paliers

D'une façon générale, les paliers de toute nature (magnétiques, mécaniques, hydrodynamiques, etc ...) sont utilisés pour contrôler cinq degrés de liberté, en laissant libre le dernier. Par exemple pour le rotor d'une machine tournante (moteur, alternateur), le degré de liberté qui est maintenu libre est la rotation du rotor autour de son axe, les autres degrés (par exemple la translation axiale) doivent être maintenus fixes (Fig.I-2) :

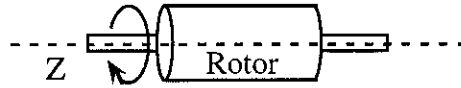


Fig.I-2 : Degré de liberté de machines tournantes

Dans le cas d'un train à sustentation magnétique, le seul degré de liberté laissé libre est celui de translation dans le sens du mouvement principal donc du rail porteur (Fig.I-3) :

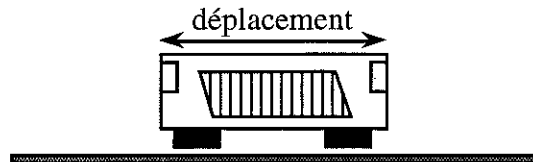


Fig.I-3 : Degré de liberté d'un train

D'une façon générale, les cinq degrés de liberté "bloqués" seront contrôlés par des paliers et le 6^{ème} sera piloté par un système indépendant. Par exemple pour le train, la liberté de translation sera contrôlée par la propulsion de la motrice.

Le contrôle des degrés de liberté du système se fait par l'intermédiaire de forces de contact pour les roulements ou des forces magnétiques pour les paliers magnétiques.

3°) Etude statique de la stabilité mécanique

a) Notions d'équilibre

Deux conditions fondamentales sont nécessaires pour qu'un solide soit en équilibre

-- Le principe fondamental de la dynamique indique :

"La somme des forces extérieures appliquées à un système dans un référentiel galiléen est égale à la dérivée de la quantité de mouvement de celui-ci".

Ce qui se traduit plus simplement par :

$$\sum \vec{F}_{ext} = m \cdot \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Avec: m : masse du système
 v : sa vitesse instantanée
 t : le temps
 F_{ext} : les forces extérieures appliquées au système

Si le barycentre du système est immobile, sa vitesse et son accélération sont nulles, d'où la première condition d'équilibre :

$$\sum \vec{F}_{ext} = \vec{0}$$

Cependant, cette équation ne traduit pas l'immobilité du système autour de son barycentre. En effet, il peut être en rotation autour d'un axe, ou de son barycentre sans que ce dernier se déplace. Par exemple, une toupie tourne autour de son axe de révolution alors que la somme des forces qui lui sont appliquées est nulle.

Aussi une deuxième loi relative au moment des forces appliquées est nécessaire. On définit le moment d'une force appliquée en M par rapport à un point O par :

$$\vec{M} = OM \wedge \vec{F}$$

Ainsi la deuxième condition d'équilibre est :

$$\sum \vec{M}_{ext} = \vec{0}$$

b) Etude de l'équilibre statique d'un pendule

Dans l'exemple d'un pendule, l'analyse des forces agissant sur le système laisse apparaître uniquement :

- la force de pesanteur sur la masse m : $|\vec{P}| = m.g$
- le bras du pendule (de masse négligeable) exerce sur la masse m une force T.

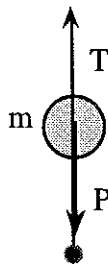


Fig.I-4 : Pendule

Dans ce cas simple l'équilibre de la masse "m" (immobilité) soumis à ces deux forces est obtenu si et seulement si :

$$\vec{P} + \vec{T} = \vec{0}$$

Equilibres stable et instable

Une position sera dite stable si, le système écarté de sa position d'équilibre par une perturbation extérieure temporaire revient de lui même en position initiale après disparition de celle-ci.

Dans le cas contraire, s'il quitte définitivement sa position d'équilibre, celle-ci est définie comme étant une position dite instable.

Pour revenir à notre pendule, la position haute est évidemment instable, alors que la position basse elle est naturellement stable. La notion de raideur permet de caractériser la stabilité.

Force et raideur

Soit un référentiel fixe $\mathcal{R}(O, u_x, u_y)$ et un référentiel local $\mathcal{R}'(G, u_r, u_\theta)$ attaché à la masse du pendule, l'angle θ de celui-ci est défini par rapport à l'axe Ox . La décomposition des forces agissant sur le pendule dans une position quelconque donne dans le repère local :

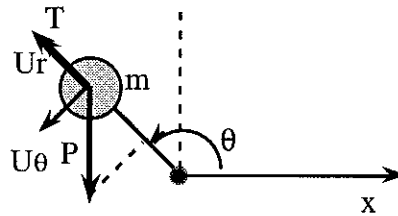


Fig.I-5 : Décomposition des forces agissant sur le pendule

$$\vec{P} = -m \cdot g \cdot \sin(\theta) \cdot \vec{u}_r - m \cdot g \cdot \cos(\theta) \cdot \vec{u}_\theta$$

$$\vec{T} = T \cdot \vec{u}_r \quad T = m \cdot g \cdot \sin(\theta) \text{ (pendule inextensible)}$$

Dans les deux positions haute et basse du pendule, l'équilibre du système se traduit par :

$$\vec{P} + \vec{T} = \vec{0}$$

Pour toute position, la composante orthoradiale des forces agissant sur le système se réduit à :

$$F_\theta = -m \cdot g \cdot \cos(\theta)$$

Cette dernière est nulle dans 2 positions particulières : la position haute ($\theta = \pi/2$) et la position basse ($\theta = -\pi/2$). Si on calcule la dérivée de cette force orthoradiale selon l'angle θ , on obtient :

$$\frac{dF_\theta}{d\theta} = m \cdot g \cdot \sin(\theta)$$

Pour la position haute ($\theta = \pi/2$), cette dérivée qui définit la variation de la composante orthoradiale lors d'une perturbation, est positive donc renforce l'effet de celle-ci. Par contre, en position basse ($\theta = -\pi/2$), cette valeur est négative et par la même s'oppose au mouvement et stabilise le mouvement du pendule.

Les raideurs d'un système

Pour l'étude de la stabilité des paliers, la définition des différentes raideurs au point de fonctionnement du système est alors nécessaire

Les raideurs des forces résultantes appliquées sont données par :

$$k_q = - \left. \frac{\partial F_{res}}{\partial q} \right)_{\text{Point de fonctionnement}}$$

(où q est la coordonnée selon l'axe u_q)

De même les raideurs angulaires sont définies par :

$$k_{\theta_q} = - \left. \frac{\partial M_{\theta_q}}{\partial q} \right)_{\text{Point de fonctionnement}}$$

Par la suite, toute raideur négative, traduit une instabilité du système selon la composante concernée. Dans l'exemple du pendule, la raideur $k_{p\theta}$ a pour expression :

$$k_{p\theta} = - m.g.\sin(\theta)$$

Aussi à $\theta = \pi/2$, la raideur est négative : la position est instable. Inversement à $\theta = -\pi/2$, la raideur est positive, la position est stable.

Pour rendre le système stable en position haute il faudrait exercer une force supplémentaire sur le pendule dont la raideur $k'\theta$ vérifierait :

$$k_{\theta} + k'\theta > 0$$

Par exemple, un ressort de raideur k attaché à la masse "m" (Fig.I-6), produit une force F_r de rappel pour les petites perturbations angulaires :

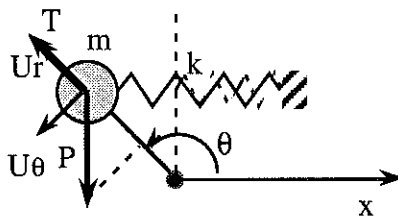


Fig.I-6 : Stabilisation du pendule en position haute

$$F_r = k.L.\cos(\theta) \quad \text{avec } L : \text{longueur du bras pendulaire}$$

La raideur du système ressort est alors égale à :

$$k_{r\theta} = k.L.\sin(\theta)$$

Celle-ci est bien positive pour l'angle de $\pi/2$ considéré et va donc contribuer à stabiliser l'ensemble pendule - masse - ressort. La raideur résultante de celui-ci s'écrit :

$$k_t = k_{p\theta} + k_{r\theta}$$

$$k_t = (k.L - m.g).\sin(\theta)$$

Si $k.L - m.g > 0$, la raideur totale est positive pour l'angle de $\pi/2$ et le système devient stable dans une position précédemment instable.

Conclusions

Les conditions d'équilibre stable d'un palier sont :

- équilibre des actions extérieures (force résultante de forces extérieures nulle),
- équilibre de l'action des moments des forces (moment résultant des moments de forces extérieures nul),
- les 6 raideurs planes et angulaires impérativement positives.

Cependant ces conditions ne sont pas encore suffisantes pour que le système soit performant. Il est nécessaire que celui-ci possède de bonnes caractéristiques d'amortissement.

4) L'amortissement du système

Soumis à une perturbation extérieure de faible amplitude, le système retrouvera sa position d'équilibre (condition de stabilité), mais il est préférable que ce retour soit le plus rapide possible. Les oscillations des mouvements après une perturbation autour de sa position d'équilibre doivent être amorties.

Dans l'exemple du pendule en position basse, les critères d'équilibre stable sont remplis mais soumis à une perturbation extérieure, le pendule oscille autour de sa position d'équilibre. Ce mouvement peut être gênant et il faut prévoir en général un dispositif amortisseur. Pour amortir, il est nécessaire de dissiper de l'énergie (par effet Joule : courants de Foucault dans des parties conductrices du palier).

II Les systèmes conventionnels de guidage non magnétiques [1]

Le guidage de pièces, que ce soit en rotation ou en translation, a toujours posé problème. En effet, le mouvement imposé sans précautions particulières nécessite a priori un glissement respectif des deux parties en présence. Celui-ci produit à plus ou moins long terme, une usure, un échauffement et finalement un blocage voire une destruction du système. L'état de surface, l'adhérence sont fondamentaux pour un glissement sans problèmes. On peut user de différents artifices pour réduire ou supprimer ces problèmes.

1°) Centreurs, butées et suspensions [2]

En relation avec leur géométrie, il existe deux grandes familles de paliers :

- les paliers circulaires qui possèdent une symétrie de révolution autour de l'axe z assurent un guidage en rotation,
- les paliers linéaires avec un axe de translation, permettent un guidage dans cette direction.

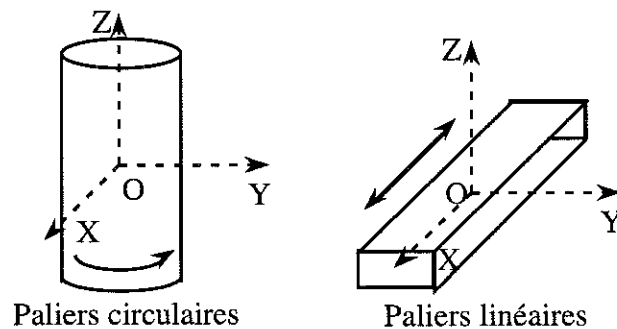


Fig.I-7 : Différentes natures de paliers

Les paliers peuvent assurer deux fonctions différentes :

- les centreurs assurent un positionnement transversal ; tout déplacement radial (pour une configuration circulaire), est contrôlé par le palier (Fig.I-8),
- les butées effectuent un positionnement axial ; le système mobile est maintenu en position au-dessus de la partie fixe (Fig.I-9); toutefois, les débattements transversaux ne sont pas contrôlés.

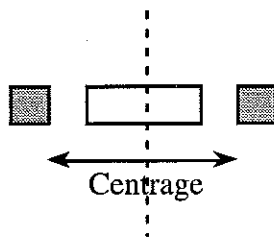


Fig.I-8 : Principe du centreur

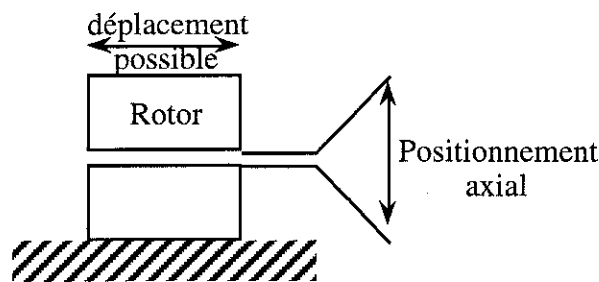


Fig.I-9 : Principe de la butée

D'une façon générale, les suspensions sont constituées d'un assemblage plus ou moins complexe de butées et de centreurs.

2°) Les roulements (Fig.I-10) [3]

Le glissement au contact est supprimé lors de l'utilisation de paliers à éléments roulants, encore appelés "roulements". Ils sont constitués succinctement de pièces intermédiaires entre la partie fixe et celle en mouvement : les rouleaux ou les aiguilles. Ces pièces mobiles autorisent un mouvement sans glissement de contact.

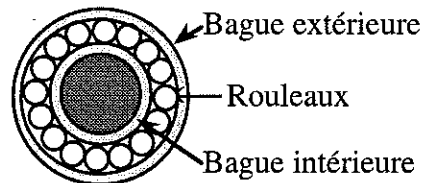


Fig.I-10 : Principe des roulements

Ce type de paliers, d'un encombrement réduit, peut fonctionner sous des charges importantes. Les jeux et les usures faibles autorisent des entrefers réduits dans les machines électriques. Toutefois, ils supportent mal les variations brusques de charge et restent relativement sensibles aux vibrations. Ils nécessitent une lubrification (graissage avec étanchéité). La persistance d'un contact mécanique et le mouvement des rouleaux limite la durée de vie du roulement (environ 50000 h), et la vitesse de rotation.

Le contact physique même peut être totalement supprimé dans certains types de paliers :

- les paliers "fluides" regroupent des paliers hydrodynamiques et hydrostatiques,
- les paliers magnétiques permettent, par une "action à distance", de maintenir le système en position.

3°) Les paliers hydrodynamiques (Fig.I-11) [4],[5]

Le fonctionnement des paliers hydrodynamiques repose essentiellement sur un phénomène dynamique. La géométrie et les mouvements respectifs du système créent une force portante. Le fluide liquide ou visqueux utilisé pour remplacer le contact physique est de nature différente selon les utilisations :

- fluide incompressible (de l'eau, de l'huile),
- fluide compressible gazeux (de l'air le plus fréquemment).

D'une conception relativement simple, ces paliers présentent quelques défauts (manque de stabilité et de raideurs pour les faibles débattements). D'autre part, le fluide doit être adapté aux températures de fonctionnement du palier lui-même mais aussi de son environnement (choisir de l'eau comme fluide hydroporteur pour une utilisation à basse température (machine cryogénique par exemple), n'est pas forcément le plus judicieux).

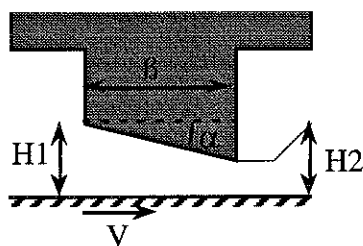


Fig.I-11 : Exemple de butée hydrodynamique

La partie inférieure se déplace à une vitesse V et entraîne le fluide lubrifiant qui produit au passage de la zone convergente, une pression verticale qui supporte la charge. D'une façon générale, les dimensions H_1 et H_2 sont de l'ordre de 0,005 à 0,1 mm devant une longueur de palier $\beta \approx 30$ à 500 mm. Ce dispositif ne fonctionne que lorsque la partie mobile est effectivement en mouvement, d'où la dénomination de paliers hydrodynamiques. Il est nécessaire de prévoir une butée de repos.

4°) Les paliers hydrostatiques [5]-[6]

Les paliers hydrostatiques utilisent un fluide sous pression (quelques centaines de bars) pour maintenir en position la partie tournante (Fig.I-12). Ils nécessitent un compresseur. Celui-ci, constitué d'une pompe hydraulique et d'un système de régulation (résistances hydrauliques), complique singulièrement le fonctionnement du palier et diminue son autonomie. De ce fait, le coût d'un tel palier est relativement élevé.

L'utilisation d'un gaz (comme l'air) permet d'accéder à une gamme de vitesses linéaires très supérieures (≥ 50 m/s) mais le palier possède alors de faibles capacités portantes. De plus, des contraintes techniques importantes

apparaissent avec ce type de palier (usinages et alésages très délicats, état de surface requis exceptionnel). La stabilité de ces paliers à gaz est un réel problème. En effet, l'amortissement ("souplesse" du gaz porteur) n'est pas très performant. Aussi, un débattement important peut produire un endommagement irréversible compte tenu des vitesses élevées et des contraintes dimensionnelles.

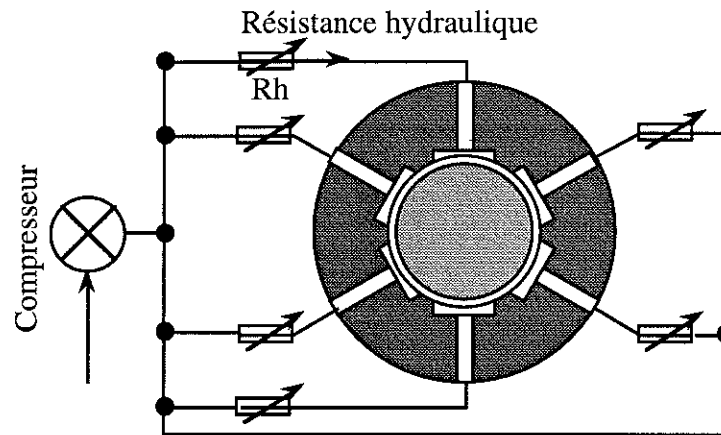


Fig.I-12 : Exemple de paliers hydrostatiques

III) Les paliers magnétiques [7]

Le principe des paliers magnétiques est basé sur des interactions magnétiques. Celles-ci peuvent être générées par des électroaimants ou par des aimants permanents.

1°) Les paliers actifs

Ceux ci, constitués d'électroaimants, comportent une alimentation de puissance. Pour le bon positionnement, des capteurs de position et une régulation sont nécessaires. L'ensemble des électroaimants est asservi pour assurer une position d'équilibre définie préalablement et donc la stabilité du système. Une commande appropriée des électroaimants assure l'amortissement.

Avantages

Ce type de paliers présente de très bonnes performances tant statiques (charge à faire léviter) que dynamiques. Ils ne présentent aucune instabilité s'ils sont bien dimensionnés. Dans certaines applications à fortes contraintes de fonctionnement (variation de charge du palier), les paliers magnétiques actifs sont encore inégalés.

Exemple de paliers magnétiques actifs produits par la société S2M [8]

Vitesses de rotation supérieures à 100 000 Tr/min,

Vitesse périphérique du palier de 200 m/s

Diamètre des masses soulevées : 14 mm à plus de 1250 mm

Charge maximale pour un palier radial : 300 kN

Raideur avant saturation : 500 N/ μ m pour une turbomachine

Gamme de fonctionnement en température : -250°C à 450°C

Elimination des vibrations

Inconvénients

Il est nécessaire de prévoir pour un palier magnétique actif un environnement assez complexe. Pour contrôler un axe, deux actionneurs sont obligatoires : un électroaimant ne produit qu'une force attractive. Aussi pour une suspension complète (5 axes), il faut contrôler dix directions soit : des électroaimants, capteurs, électroniques de puissance et de régulation en nombre.

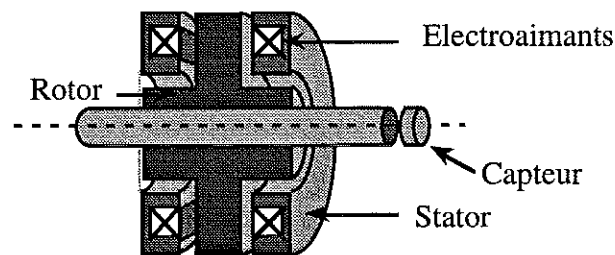


Fig.I-13 : Exemple de palier magnétique actif axial

2°) Les paliers passifs

a) Les paliers à aimants permanents

La répulsion et l'attraction de deux aimants sont bien connues : deux pôles magnétiques identiques se repoussent alors que deux pôles différents s'attirent. C'est ce principe qui est utilisé dans ce type de palier. L'association d'aimants permanents va permettre selon les configurations de réaliser des butées ou des centreurs (Fig.I-14) :

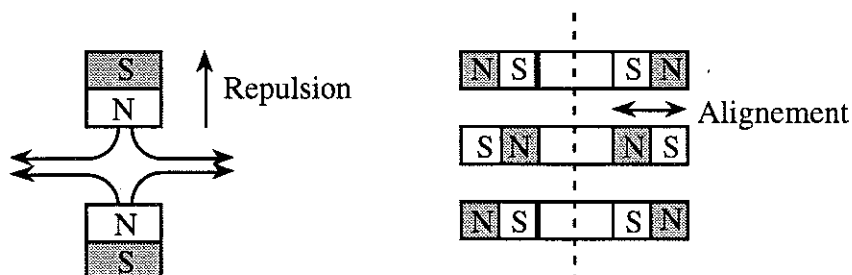


Fig.I-14 : Exemple de répulsion et d'alignement

Les aimants permanents sont des matériaux assez résistifs électriquement et sans autre dispositif, ils présentent des performances médiocres pour l'amortissement. Il faut imaginer un amortisseur (mécanique, à courants induits, à réluctance variable, ...).

b) Les paliers à réluctance variable [2]

Ces derniers sont composés aussi d'aimants permanents destinés à créer une induction dans un circuit magnétique constitué du "stator" et du "rotor" du palier. C'est la différence de potentiel magnétique entre les différentes parties du système (structure dentelée par exemple) qui explique l'interaction (diminution de l'énergie magnétique). Comme pour les paliers à aimants permanents, ils ne nécessitent aucune alimentation extérieure et sont autonomes.

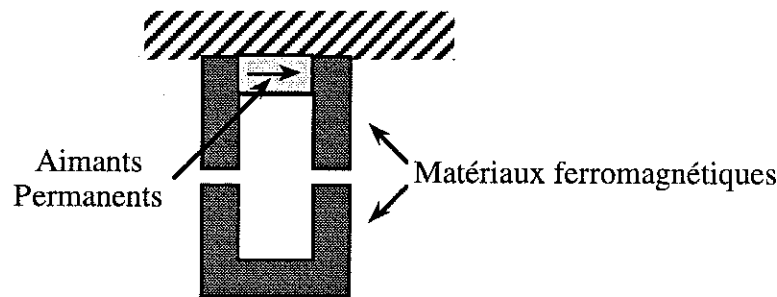


Fig.I-15 : Exemple de paliers à réluctance variable

D'une façon générale, ces paliers magnétiques passifs possèdent des performances moindres que les paliers magnétiques actifs. Toutefois, leur conception très simple les rend très séduisants et ils sont envisagés dans des domaines (forces, raideurs, amortissement) d'utilisations souvent différents de ceux des paliers actifs.

c) Théorème d'Earnshaw [9]

Cependant, ces paliers magnétiques passifs présentent un inconvénient majeur : leur instabilité. En effet, le théorème d'Earnshaw initialement destiné à l'électrostatique, montre :

“Une particule polarisée dans un champ électrostatique ne possède aucune position d'équilibre stable”.

Transposé à l'électromagnétisme, il démontre ainsi l'impossibilité pour une suspension magnétique entièrement passive d'être complètement stable sans utilisation de matériaux diamagnétiques.

Pour obtenir la stabilité d'un système, il est nécessaire que les différentes raideurs k_i soient toutes positives. La stabilité du système dépend des matériaux utilisés [2].

Corps à aimantation rigide : $k_x + k_y + k_z = 0$ ($M = \text{cste}$)

-- soit toutes les raideurs sont nulles, le système "à raideurs nulles" n'est ni stable, ni instable,

-- soit une raideur est non nulle, alors le système présente une instabilité selon au moins un axe.

Corps à aimantation non rigide :

Soit χ la susceptibilité du matériau telle que $M = \chi.H$, deux cas se présentent :

-- $\chi > 0$, alors $k_x + k_y + k_z < 0$: là encore au moins une raideur est négative et donc au moins un axe présente une instabilité,

-- $\chi < 0$, alors $k_x + k_y + k_z > 0$ et la stabilité peut être acquise avec certaines configuration (géométrie particulière).

Aimants associés à un matériau ferromagnétique : $k_x + k_y + k_z < 0$

Comme pour les corps à aimantation non rigide et susceptibilité positive, il existe au moins un axe instable.

Aimants associés à un matériau diamagnétique : $k_x + k_y + k_z \geq 0$

L'ensemble peut être stable selon les trois axes sous certaines conditions.

Conséquences

1°: Une suspension magnétique à partir de matériaux à aimants permanents avec ou sans matériaux ferromagnétiques *ne peut en aucun cas présenter une stabilité complète*. Au moins un axe du système est forcément instable.

Pour certaines configurations, le système possède une raideur nulle sur un axe : *il est alors ni stable ni instable*. Ce point peut présenter certains intérêts et sera abordé dans le chapitre VI.

D'une façon générale, il sera nécessaire de maintenir au moins un axe non passif (configuration hybride) :

-- soit par l'utilisation d'un palier mécanique classique,

-- soit en rendant actif l'axe instable (électroaimant dimensionné uniquement pour la stabilisation).

Exemple de suspension hybride réalisée [2]:

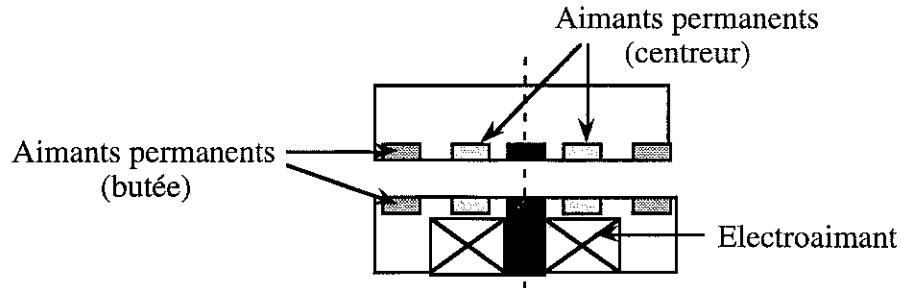


Fig.I-16 : Exemple de butée hybride

Ceci représente une butée magnétique à un axe actif : les aimants périphériques sont destinés à une butée magnétique, alors que les aimants intérieurs réalisent le centreur. L'électroaimant permet de réaliser la suspension asservie verticalement du rotor et assure la stabilité de l'ensemble.

2°: L'utilisation de matériaux supraconducteurs qui possède un comportement fortement diamagnétique permet de réaliser des suspensions magnétiques autostables (configurations particulières).

Pour la suite, selon la nature du palier, des simplifications sont alors envisageables lors de l'utilisation d'aimants permanents ($k_x + k_y + k_z = 0$) :

- palier linéaire ($k_x = 0$), $k_y = -k_z$,
- palier circulaire ($k_x = k_y$) alors $k_x = -1/2 k_z$.

Comme on peut le voir, il suffit de connaître l'expression des grandeurs relatives au palier selon un seul axe (par exemple l'axe z) pour définir complètement le fonctionnement de celui-ci. Les autres caractéristiques se déduiront des relations précédentes.

Après cette présentation générale, l'étude des propriétés spécifiques des matériaux supraconducteurs apportera peut-être une solution à un palier passif autostable.

CHAPITRE 11

LES MATERIAUX SUPRACONDUCTEURS

I) Propriétés des supraconducteurs

1°) Résistivité et effet Meissner

Les propriétés fondamentales des matériaux supraconducteurs sont essentiellement au nombre de deux [1] - [4] :

- une résistivité nulle,
- expulsion des lignes d'induction (Effet Meissner).

Ces propriétés spécifiques n'apparaissent que pour des températures inférieures à une température critique T_c relativement basse.

Présenter une résistance nulle dans l'état "Supraconducteur" permet d'imaginer des machines électriques supraconductrices "sans pertes".

L'expulsion des lignes d'induction différencie le supraconducteur d'un conducteur parfait (Fig.II-1).

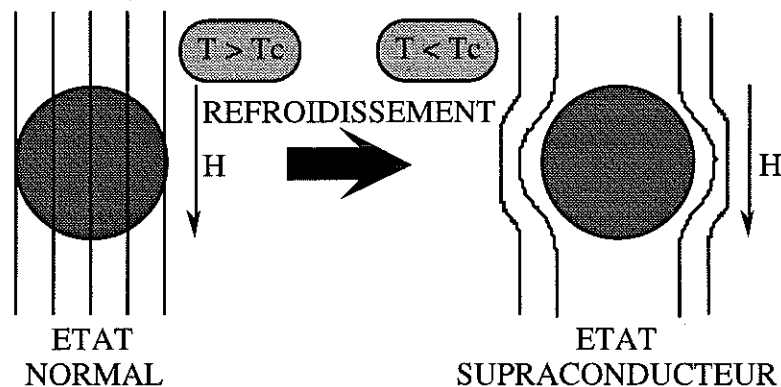


Fig.II-1 : Refroidissement sous champ d'un supraconducteur

C'est également l'effet Meissner qui permet d'expliquer en partie l'expérience désormais classique de l'aimant permanent flottant au-dessus d'un supraconducteur. Cependant les phénomènes intervenant dans cette expérience ne peuvent pas être expliqués uniquement par l'effet Meissner.

2°) Expérience de l'aimant flottant

Un certain nombre d'expériences d'aspects contradictoires peuvent être réalisées. Elles s'expliqueront par des propriétés différentes des supraconducteurs

a) Première expérience ; instabilité

Dans un récipient rempli d'azote liquide (77 K), est refroidie une pastille supraconductrice d'YBaCuO. Si on approche à la surface du supra-

conducteur un aimant, ce dernier subit une force verticale qui le maintient à distance. Toutefois si on lâche l'aimant, ce dernier "flotte" un moment sans pour autant présenter une position d'équilibre stable radialement. Il peut avoir tendance à tomber dans l'azote, évitant ainsi le supraconducteur (Fig.II-2).

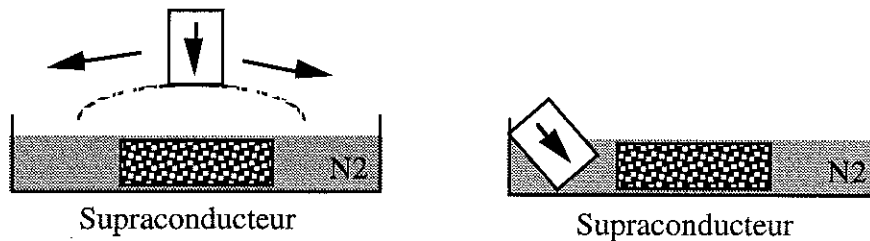


Fig.II-2 : 1^{ère} expérience de l'aimant flottant

b) Deuxième expérience ; stabilité

La distance séparant l'aimant permanent et le supraconducteur dans l'expérience précédente est fixée en partie par le poids du premier (force de pesanteur agissant sur l'aimant égalant la force d'interaction aimant supraconducteur).

Après avoir forcé l'aimant à descendre en dessous de la distance de lévitation précédente, ce dernier trouve une nouvelle position d'équilibre à une altitude moindre quand on relâche la pression exercée sur lui. L'expérience montre que la lévitation est alors stable (Fig.II-4). Non seulement l'aimant "flotte" mais il revient vers sa position initiale après une sollicitation transversale (Fig.II-5) : des "ressorts invisibles" sont apparus!

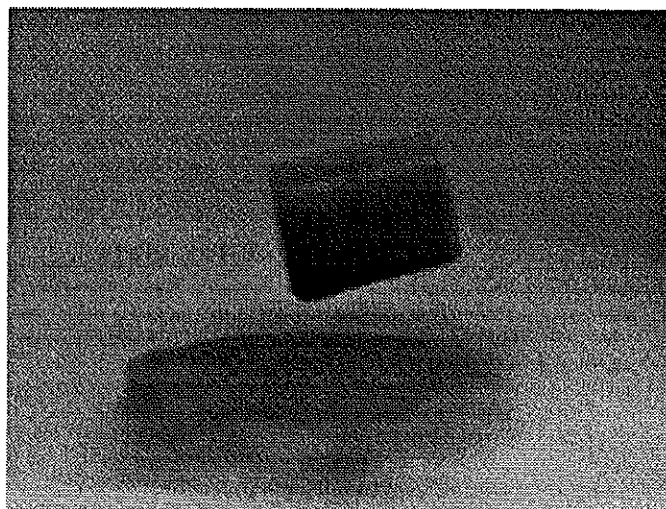


Fig.II-3 : L'aimant flottant

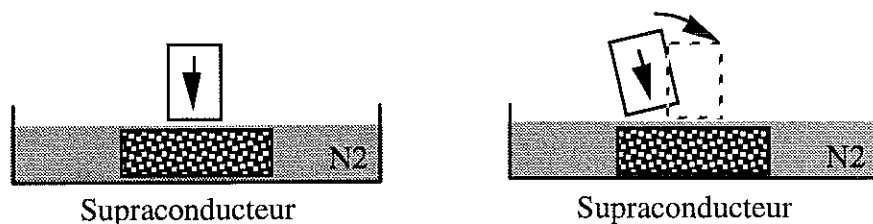


Fig.II-4 : 2° Expérience de l'aimant flottant stable

Entre la première et deuxième expérience une différence fondamentale du comportement de l'aimant en lévitation est à remarquer : l'aimant lévite au-dessus du supraconducteur de manière stable verticalement et des forces transverses de rappel le stabilisent transversalement.

c) Troisième expérience : mise en lévitation

La troisième expérience consiste maintenant à déposer l'aimant permanent sur le supraconducteur "chaud" et seulement après, de le refroidir au moyen d'un bain d'azote liquide. A priori l'aimant devrait se mettre à léviter au-dessus du supraconducteur si celui-ci était totalement diamagnétique (effet Meissner, Fig.II-1).

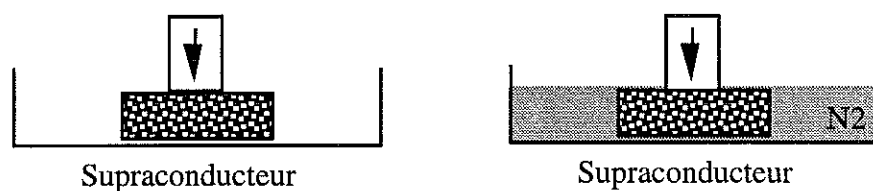


Fig.II-5 : Le supra "refuse" de léviter

En réalité l'aimant reste en contact avec ce dernier. S'il existait dans les expériences précédentes une force verticale répulsive celle-ci est soit plus faible que le poids de l'aimant ou soit inexistante.

Pour lever l'incertitude, il suffit de chercher à déplacer verticalement l'aimant. Une forte résistance à l'arrachement apparaît alors. Il existe donc une force *attractive* entre l'aimant et le supraconducteur et non une force répulsive comme précédemment. De plus, les déplacements transversaux sont aussi limités par une force qui s'oppose au déplacement : l'aimant est complètement "collé" au matériau.

Les différentes expériences menées laissent ainsi apparaître des comportements très différents entre l'aimant et la pastille supraconductrice : lévitation instable, stable, et enfin absence de lévitation. Ces expériences indiquent que le supraconducteur a un comportement différent de celui d'un corps totalement diamagnétique. D'autres phénomènes interviennent !

3°) Etat mixte, réseau de vortex

On distingue deux grandes familles de supraconducteurs [5].

Les supraconducteurs de type I présentent un diamagnétisme total jusqu'à leur champ critique H_c (Fig.II-7). Des courants se développent en surface et le supraconducteur présente une aimantation qui s'oppose à la pénétration du champ magnétique : c'est l'effet Meissner.

Au-delà de H_c , le supraconducteur revient à l'état "normal" brutalement et il est alors amagnétique.

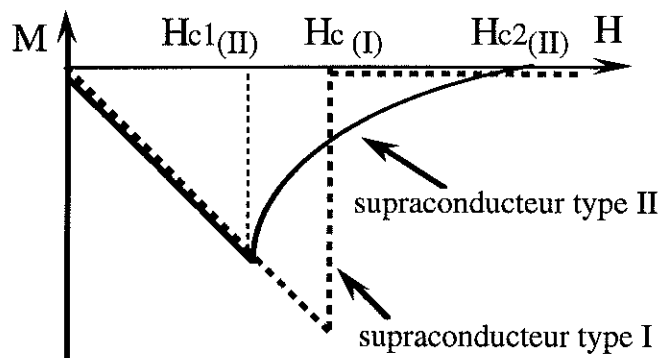


Fig.II-6 : Diagramme d'aimantation des supraconducteurs

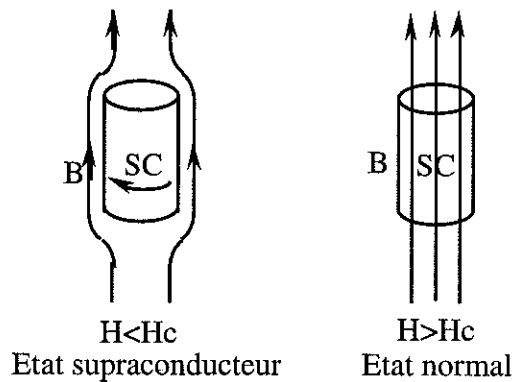


Fig.II-7 : Propriétés magnétiques des supraconducteurs de type I

Les supraconducteurs de type II ont un comportement identique aux précédents en champs faibles ($H < H_{c1}$, H_{c1} premier champ critique : expulsion complète), puis au-delà présentent un état "mixte" où une pénétration partielle de flux magnétique apparaît ($H_{c1} < H < H_{c2}$, H_{c2} deuxième champ critique).

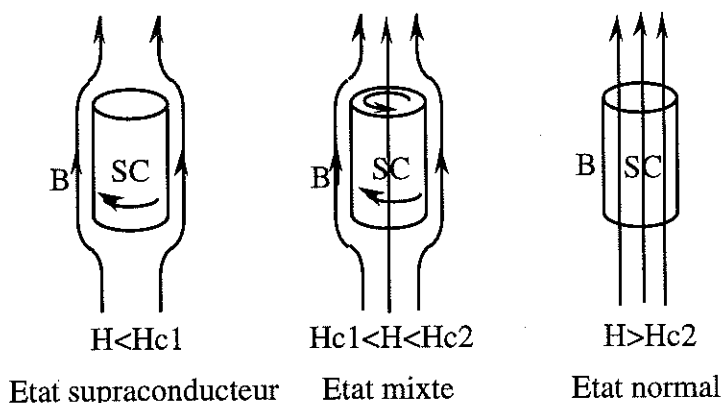


Fig.II-8 : Propriétés magnétiques des supraconducteurs de type II

Outre le fait que cette pénétration ne soit que partielle, celle-ci est quantifiée et la valeur du quantum de flux élémentaire traversant le supraconducteur est donnée par :

$$\phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb}$$

(avec h constante de Planck et e la charge de l'électron)

Dans l'espace, ces quanta de flux se présentent sous la forme de tubes de flux dont le coeur est non supraconducteur et autour duquel circulent des super courants permanents d'écrantage. Ceux-ci ont donné le nom de vortex (tourbillons) à ces tubes. La structure du réseau de vortex est rigide. Les vortex sont bloqués au niveau de la microstructure du matériau sur des impuretés [6]. Les forces d'ancrages sont appelées également forces de pinning.

C'est ce réseau de vortex ancrés qui permet d'expliquer les phénomènes intervenant dans l'expérience de l'aimant "flottant" [6].

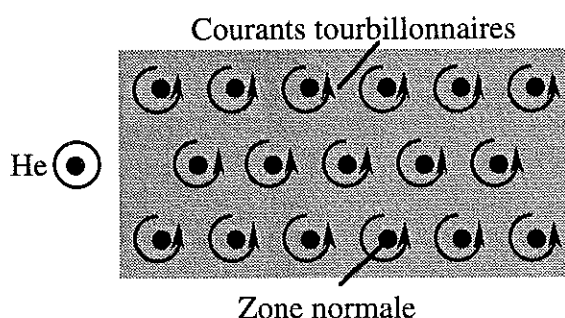


Fig.II-9 : Réseau de Vortex

Si on reprend les différentes expériences menées, la lévitation de l'aimant au-dessus d'un supraconducteur s'explique relativement facilement. Dans la première expérience, l'aimant est suffisamment éloigné du supraconducteur pour que le champ soit inférieur à H_c , l'échantillon est alors totalement diamagnétique. En effet, l'expulsion complète des lignes

d'induction de l'échantillon (effet Meissner) va se traduire par une force magnétique verticale sur l'aimant mais sans forces transversales (si la taille de supraconducteur est grande devant celle de l'aimant).

Par exemple, si on représente la force transverse de rappel en fonction du déplacement, on obtient typiquement la caractéristique de la figure II11. C'est un relevé expérimental obtenu pour un aimant suffisamment loin du supraconducteur.

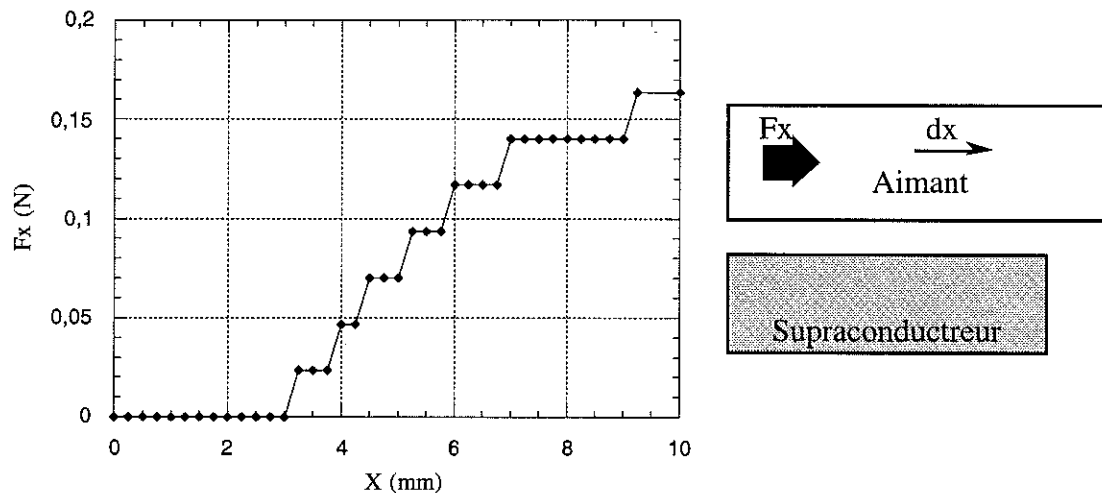


Fig.II-10 : Courbe de force transverse

Pour les déplacements faibles autour de la position centrale, l'absence de forces de rappel va traduire la non stabilité du système en lévitation.

Après un déplacement réduit, l'aimant retrouve sa position "stable" mais ne revient pas à sa position initiale. Ce serait toujours le cas si le supraconducteur était "infini".

Pour des déplacements plus importants (> 3 mm) des effets de bord apparaissent et la position devient instable (raideur négative $k_x = -dF_x/dx$) ; l'aimant est alors expulsé.

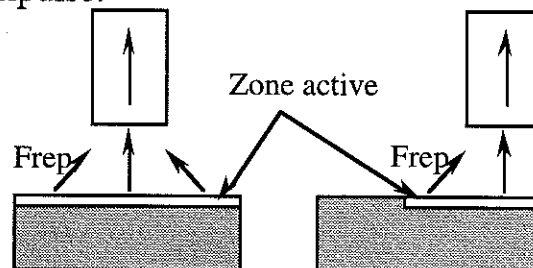


Fig.II-11 : Déplacement transversal, aimantation réversible

Remarques : les discontinuités qui apparaissent sur la courbe sont dues à la précision de la carte d'acquisition (forces mesurées très faibles).

Il faut imaginer des géométries adaptées pour obtenir la stabilité (profil en "cuvette" par exemple, Fig.II-13) [6].

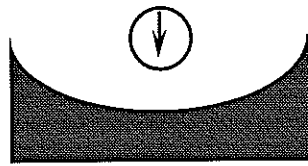


Fig.II-12 : Structure aimant supraconducteur diamagnétique stable

Dans la 2^o et 3^o expérience, le champ extérieur est supérieur à H_{c1} et le supraconducteur est dans l'état mixte. Le champ de l'aimant permanent pénètre partiellement celui-ci sous forme de vortex ancrés dans le matériau. C'est l'effet dit de "pinning" qui va permettre d'obtenir la stabilité. Dans l'expérience N°2, celle-ci est principalement transversale.

Le comportement du supraconducteur dans la 3^o expérience s'explique très simplement. L'échantillon chaud est perméable aux lignes d'induction de l'aimant : il est alors équivalent à du vide. Une fois refroidi, celles-ci sont piégées dans la masse de l'échantillon qui "refuse" alors de léviter. L'aimant est maintenu collé par une force attractive (Fig.II-14).

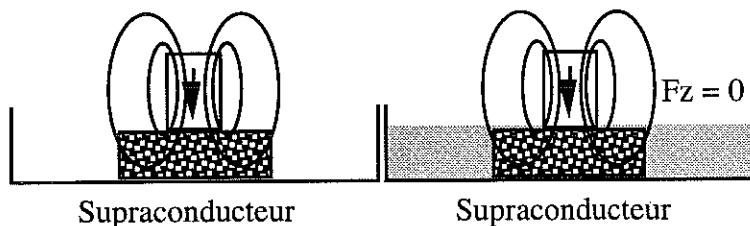


Fig.II-13 : Force de lévitation nulle pour un refroidissement sous champ

4^o) Courant critique

Lorsqu'un courant macroscopique circule dans le supraconducteur, perpendiculairement aux vortex, il interagit avec ceux-ci sous l'effet de la force de Lorentz ($\mathbf{J} \times \mathbf{B}$) [7]. Le réseau de vortex ne se déplacera pas tant que la force de Lorentz ne dépasse pas les forces d'ancrage.

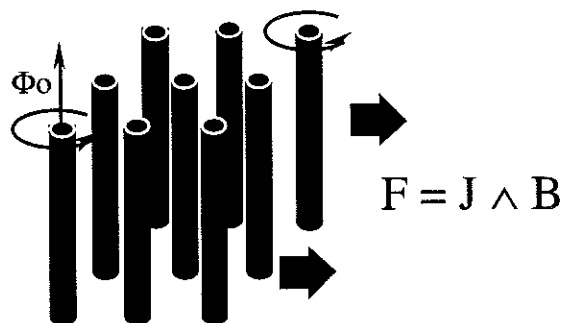


Fig.II-14 : Force exercée sur les vortex

La densité de courant au-delà de laquelle les vortex se déplacent, est appelée densité de courant critique. Celle-ci dépend du champ magnétique, de la température et des conditions d'élaboration du supraconducteur (piégeage). La densité de courant critique est la troisième grandeur critique définissant l'état supraconducteur après la température et les champs critiques (H_{c1} et H_{c2}).

La température critique du matériau définira la nature du système cryogénique nécessaire (Azote liquide 77 K, Hélium liquide 4,2 K).

Les différents paramètres critiques sont liés et définissent ainsi une surface critique (Fig.II-16), frontière séparant l'état supraconducteur (absence de résistivité, diamagnétisme) et état normal (résistif et amagnétique).

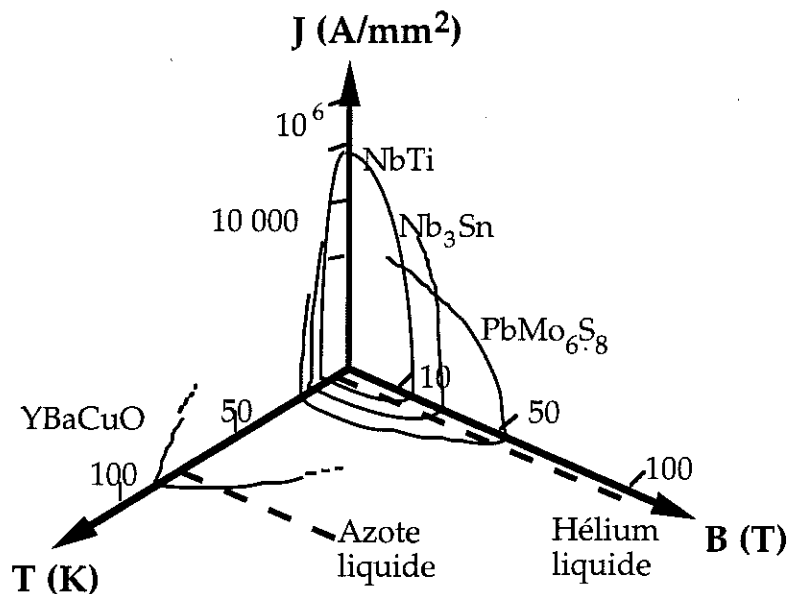


Fig.II-15 : Diagramme JTH des supraconducteurs

Dans un supraconducteur, la densité de courant est soit nulle, soit égale à J_c : c'est l'état critique de Bean [8]. Celui-ci permet d'expliquer la courbe d'aimantation d'un échantillon supraconducteur.

5°) Cycle d'aimantation

Pour mieux comprendre les comportements successifs du supraconducteur, on peut s'intéresser à son cycle d'aimantation. En effet, le matériau va développer une aimantation dépendant du champ magnétique appliqué mais aussi de son histoire.

a) Conditions expérimentales

On distingue deux types de refroidissement pour le matériau supraconducteur.

Le refroidissement hors champ qui consiste à refroidir le supraconducteur en dessous de sa température critique en l'absence de toute source de champ magnétique (dans le cas présent avec de l'azote liquide à 77 K), puis le soumettre aux variations de champ magnétique. On déterminera son aimantation par mesure de pesée magnétique (cf chapitre IV).

Lors d'un *refroidissement sous champ*, le supraconducteur est refroidi alors qu'il est soumis à un champ magnétique.

L'aimantation ainsi déterminée est une aimantation moyenne sur tout le volume supraconducteur. Pour la suite du raisonnement le champ magnétique (appliqué à l'échantillon) est choisi vertical (Fig.II-17).

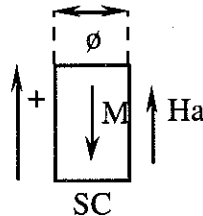


Fig.II-16 : Champ magnétique appliqué et aimantation

b) Courbe de 1ère aimantation

Le supraconducteur étant refroidi hors champ, il ne développe aucune aimantation à champ nul et ne possède aucune histoire magnétique. Si on augmente le champ, le supraconducteur cherche à s'opposer à celui-ci en produisant une aimantation négative. Pour $H > H_{c1}$ des courants macroscopiques permanents se développent à travers l'échantillon.

$$B = 0$$
$$M_s = - \frac{H_a}{1 - N_z}$$

(cas d'un ellipsoïde de révolution)

H_a : champ magnétique appliqué
 M_s : aimantation du supraconducteur
 N_z : le facteur de désaimantation (axe z)

L'état critique de Bean permet de déterminer la répartition des courants d'écrantage à travers le matériau. La densité de courant des courants d'écrantage étant égale à J_c , c'est la section de passage de ces courants qui augmente pour s'opposer au champ appliqué quand celui-ci augmente.

Pour illustrer ces phénomènes, l'étude d'une lame supraconductrice "infinie" d'épaisseur $2a$ dont la densité de courant critique J_c est indépendante du champ magnétique appliqué ($J_c = J_{c0}$) est très riche d'enseignements.

Le gradient de champ dans la lame supraconductrice est relié à la densité de courant J_c par :

$$\frac{dH}{dx} = \pm J_{co} \quad (\vec{\text{rot}}(\vec{H}) = \vec{J})$$

Le champ de complète pénétration H_p est défini par :

$$H_p = a \cdot J_{co}$$

i) Augmentation du champ extérieur H_a

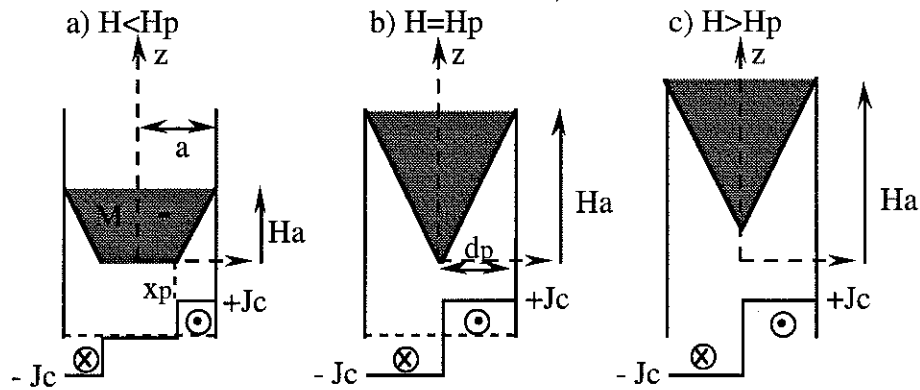


Fig.II-17 : Répartition du champ dans le supraconducteur quand H_a augmente

Pour un champ H_a faible (Fig.II-17a) le champ pénètre sur une distance :

$$d_p = \frac{H_a}{J_c} \text{ soit } x_p = \pm \left(a - \frac{H_a}{J_{co}} \right)$$

Pour une certaine valeur de champ, cette distance de pénétration devient égale à la demi-largeur de la lame (Fig.II-17b). ce champ particulier est appelé champ de pénétration, il vaut :

$$H_p = a \cdot J_{co}$$

Pour $H > H_p$, le champ extérieur pénètre partiellement la lame, y compris en son centre (Fig.II-17c)

Pour $H_a < H_p$, l'aimantation développée par le supraconducteur pour combattre le champ magnétique se réduit à :

$$M(H_a, H_a < H_p) = - H_a \cdot \left(1 - \frac{H_a}{2 \cdot H_p} \right)$$

Quand le champ magnétique est égal au champ de pénétration complète H_p , l'aimantation totale est alors égale à :

$$M(H_a = H_p) = -\frac{H_p}{2}$$

Si le champ magnétique H_a continue à augmenter, l'aimantation totale est alors constante et égale à $-\frac{H_p}{2} = -\frac{J_{co} \cdot a}{2}$

ii) Diminution du champ extérieur $H_a (H_m > 2.H_p)$

Le champ maximal atteint dans l'exemple précédent est noté H_m . Le champ extérieur est réduit progressivement. Les courants qui se développent tentent de combattre la variation du champ magnétique et ainsi de maintenir le flux magnétique constant (loi de Lenz).

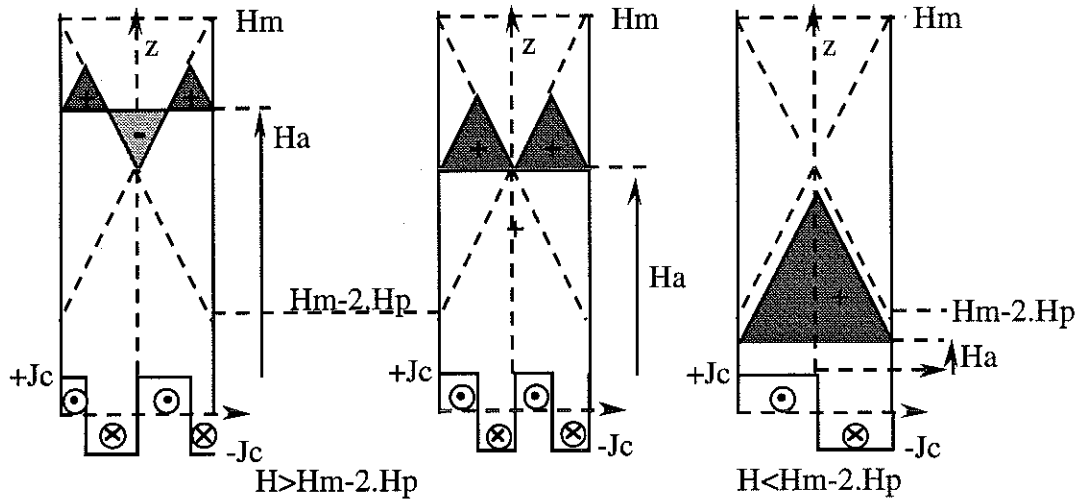


Fig.II-18 : Répartition du champ dans le supraconducteur quand H_a diminue

$H_a > H_m - 2.H_p$:

Le supraconducteur comporte des zones à aimantation positive ou négative. L'aimantation globale initialement négative et égale à $-H_p/2$ tend à diminuer en valeur absolue (renversement de l'aimantation) :

$$M(H_a; H_a > H_m - 2.H_p) = \frac{1}{4.H_p} \cdot [(H_m - H_a)^2 - 2.(H_a + H_p - H_m)^2]$$

Lorsque le champ magnétique est égal à $(H_m - 2.H_p)$, l'aimantation globale se réduit à $H_p/2$.

$H_a < H_m - 2.H_p$: l'aimantation du supraconducteur est alors constante:

$$M(H_a < H_m - 2.H_p) = \frac{H_p}{2}$$

Il persiste donc une certaine aimantation rémanente à champ nul :

$$M (H_a = 0) = \frac{H_p}{2} = \frac{J_{co} \cdot a}{2}$$

Les résultats de cette petite étude sont résumés par la courbe M(H) (Fig.II-19)

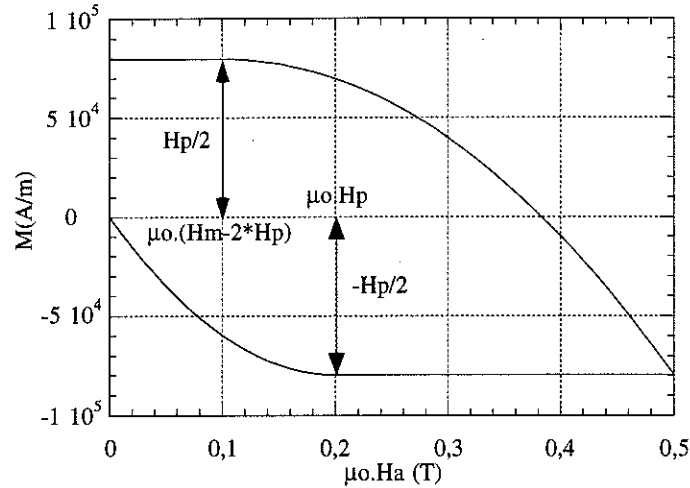


Fig.II-19 : Courbe d'aimantation théorique du supraconducteur

Lorsque le champ appliqué est homogène avec pénétration complète, l'aimantation développée par le supraconducteur peut s'exprimer par la relation suivante [9] :

$$M = \alpha \cdot J_c \cdot d$$

- α : facteur géométrique (égal à 1/2 dans le cas d'une lame)
- J_c : densité de courant du supraconducteur
- d : distance caractéristique sur laquelle se développent les courants (demi-largeur de la lame par exemple).

Si l'échantillon est mono domaine, "d" peut être assimilée au rayon pour un échantillon supraconducteur cylindrique.

$$M = \frac{\alpha \cdot J_c \cdot \phi}{2}$$

La courbe d'aimantation obtenue expérimentalement (Fig.II-20) est légèrement différente la courbe théorique établie précédemment (Fig.II-19).

L'unité généralement utilisée en métallurgie pour caractériser l'aimantation d'un échantillon est "emu/g" (système unité CGS). Mais il est possible de passer à une unité plus conventionnelle "l'Ampère par mètre" (A/m) (système d'unités M.K.S.A) par la relation suivante :

$$M(\text{A/m}) = \rho \cdot 10^3 \cdot M(\text{emu/g})$$

avec :

μ_0 : perméabilité du vide ($4\pi \cdot 10^{-7}$)

ρ : masse volumique (g/cm^3)

La majorité des courbes d'aimantation sera donnée en "emu/g" et les expressions en "A/m". La masse volumique des échantillons utilisés s'élève à environ 6 g/cm^3 .

L'aimantation atteint un extremum pour $H = H_p$ puis diminue lorsque le champ continue à augmenter. En effet, la densité de courant critique J_c considérée comme constante dans l'exemple précédent dépend en fait du champ magnétique appliqué (Fig.II-21).

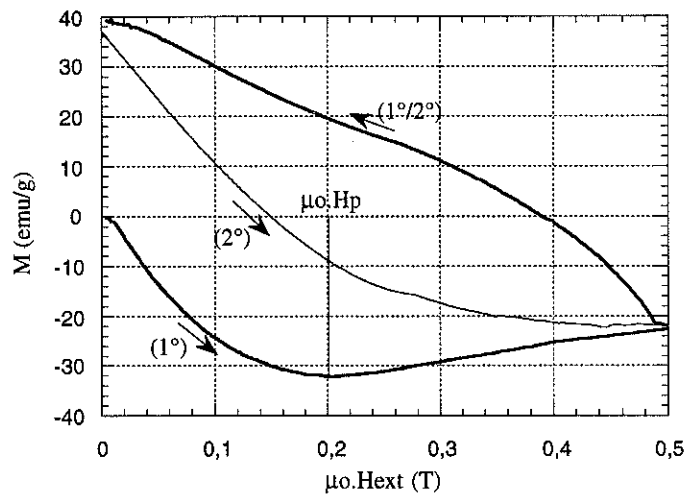


Fig.II-20 : Courbe d'aimantation 1° et 2° cycle



Fig.II-21 : Influence du champ magnétique sur la densité de courant

c) Courbe de deuxième aimantation (Fig.II-20,(2°))

Sans réchauffer le supraconducteur (ceci effacerait le passé magnétique du matériau), on peut renouveler le cycle précédent. Là encore, le supraconducteur va combattre l'augmentation de l'induction en réduisant son aimantation (positive) jusqu'à l'inverser (de nouveau négative). La dernière phase du cycle est identique à la courbe de 1^{ère} aimantation.

C'est le basculement d'aimantation qui est à la base de la stabilité ultérieure du système en lévitation. La sensation de ressort sur l'aimant flottant vient de cette faculté spécifique au supraconducteur à changer son aimantation. Ainsi par rapport à sa position d'équilibre, le supraconducteur a un comportement complètement différent.

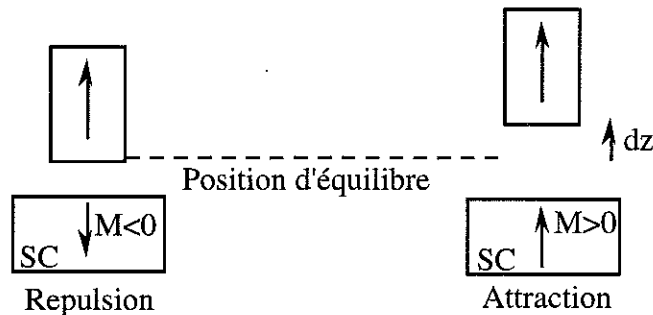


Fig.II-22 : Comportement du supraconducteur à un éloignement de l'aimant

II) Les supraconducteurs à haute température critique

1°) historique

Découverte un peu fortuitement en 1911 par Kammerling Omnes, la supraconductivité fût longtemps réservée aux très basses températures (quelques Kelvins). Elle se limitait à certains éléments : métaux purs (Al, Hg, Pb, W, U (supraconducteurs de type I), ou Nb (type II) et certains alliages métalliques comme NbTi, Nb₃Sn (de type II). En 1933 Meissner et Ochsenfeld mettent en évidence l'expulsion du champ magnétique dans les supraconducteurs. C'est en 1957 que trois américains J. Bardeen, L. Cooper et JR. Schrieffer développent la théorie "BCS" sur ceux-ci. Toutefois les températures critiques plafonnent avec le Nb₃Ge (23 K) jusqu'en 1986 où Bednorz et Müller remarquent que certains alliages d'oxyde de cuivre (synthétisés quelques années avant à Caen) présentent une température critique proche de 40K. Ceci contredit alors toutes les prévisions des physiciens. Rapidement on va dépasser la température de l'azote liquide (liquide à 77 K, peu volatile et bon marché en regard de l'hélium liquide 4,2 K).

Avec cette découverte, la course vers les “hautes températures critiques” commence. On atteint 93 K pour les oxydes de Cuivre, Baryum et d’Yttrium (YBaCuO), puis 125 K avec les oxydes de Cuivre, Calcium, Baryum, Thallium (TlBaCaCuO). Le dernier record en la matière avec 133 K date de 1993 pour les composés au mercure (HgBaCaCuO) à pression atmosphérique (165 K sous très forte pression). Ceux-ci promettent beaucoup pour l’avenir. La recherche sur la supraconductivité retrouve un nouveau souffle. Près de 75 ans ont été nécessaires pour passer de 4,2 K à 22 K, seulement une année pour arriver à 92 K et neuf ans pour arriver à l’ambiante si les découvertes de fin 1993 se confirment. La porte entrouverte sur les supraconducteurs à l’ambiante récemment pourrait devenir la grande révolution de cette fin de siècle.

2°) Métallurgie des oxydes supraconducteurs

Les supraconducteurs à hautes températures critiques permettent d’envisager des applications avec un environnement cryogénique simplifié (fluide cryogénique : l’azote liquide à 77 K).

Contrairement aux alliages métalliques qui sont relativement malléables et permettent de réaliser des conducteurs électriques, les supraconducteurs à hautes températures critiques se présentent sous la forme de céramiques constituées par un ensemble de grains. Elles sont obtenues à partir de poudres compactées (mise en forme par frittage) et ensuite subissent un traitement thermique complexe (fusion, solidification) [10]. Pour obtenir de bonnes performances en terme de courants critiques, il est nécessaire de texturer, c’est à dire aligner les grains. Les oxydes supraconducteurs sont fortement anisotropes. Ils sont constitués de plans CuO (appelés plans “ab”) empilés selon un 3^{ème} axe dit “axe c” (Fig.II-21).

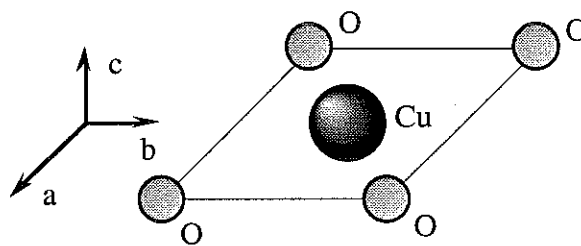


Fig.II-23 : Plan a,b et axe c

Les arrangements CuO sont ordonnés selon des plans parallèles. Par la suite, la conductivité, les courants critiques et les champs critiques dépendront très fortement de l’orientation. Les densités de courants critique dans les plans “ab” sont nettement plus importantes que selon l’axe “c”. L’arrangement des grains est donc fondamental, celui-ci peut être sensiblement amélioré par une texturation lors de l’élaboration. Celle-ci peut être réalisée par des gradients thermiques.

Les monocristaux et couches minces favorisent des densités de courants J_c qui sont beaucoup plus importantes que pour les échantillons polycristallins (rapports de 1 à 100 voir de 1 à 1000). Le laboratoire E.P.M. (Elaboration par Procédés Magnétiques) - Matformag développe actuellement une méthode originale de texturation sous champ [11]. Celle-ci consiste à appliquer un champ magnétique important durant le traitement thermique pour ordonner la germination du cristal dans la phase de solidification. Dans le meilleur des cas, l'échantillon sera composé d'un seul et unique grain de la taille de la pastille produite.

Les composés au bismuth utilisables à haute température (T_c élevée) n'offrent que peu d'intérêt dans le cadre de la lévitation magnétique. En effet, l'ancrage du réseau de vortex est détruit par un champ magnétique relativement faible à 77 K (champ d'irréversibilité : 0,1T). Ceci les rend de ce fait inutilisables à cette température. Les composés d'Yttrium dont la mise en forme est très difficile comme conducteurs filaires performants, présentent sous la forme de pastilles massives d'excellentes performances.

La teneur en oxygène est aussi fondamentale pour le futur matériau supraconducteur ($YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$) Il faut s'assurer que la teneur en oxygène vérifie $\delta < 0,4$, pour obtenir un échantillon supraconducteur. Aussi, un traitement de réoxygénation est nécessaire en final pour obtenir le maximum de performances.

Le laboratoire E.P.M - Matformag travaille à l'amélioration des performances et à l'optimisation du procédé d'élaboration. Les pastilles de formes circulaires peuvent avoir des dimensions variables entre 17 et 40 mm. Ces échantillons très rigides ne peuvent en aucun cas constituer des enroulements mais éventuellement des "aimants supraconducteurs". Un assemblage de ces pastilles permettrait de réaliser des "culasses d'écrantage" de champ magnétique ou plus simplement être à la base de paliers magnétiques supraconducteurs passifs autostables.

CHAPITRE III

INTERACTIONS MAGNETIQUES

Dans le chapitre précédent, nous avons pu remarquer que le supraconducteur était loin d'être inactif, qu'il réagissait facilement aux différentes sollicitations extérieures. Ce dernier développe une aimantation très différente en fonction de l'environnement magnétique, mais surtout en fonction de son histoire. Il reste maintenant à faire le lien entre cette aimantation et les forces magnétiques (force de lévitation et forces transversales) utilisées dans les paliers.

I) Aimantation et force de lévitation

Pour la suite, la lévitation se fait selon l'axe z, dans le plan XOY du supraconducteur (Fig.III-1).

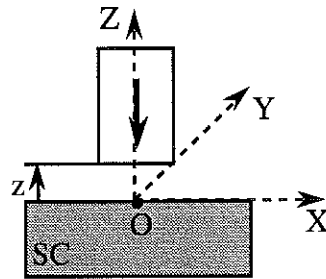


Fig.III-1 : Référentiel pour la lévitation

Pour les systèmes à symétrie de révolution, un référentiel polaire (r, θ, z) sera utilisé préférentiellement.

1°) Force de lévitation, cycle d'hystérésis

La force de lévitation dépend directement de l'aimantation développée par le supraconducteur et du gradient de champ auquel il est soumis :

$$F_z = \iiint_{V_{sc}} \mu_0 \cdot m(H) \cdot \frac{dH}{dz} \cdot dV_{sc}$$

m : l'aimantation locale de l'échantillon
 $\frac{dH}{dz}$: le gradient de champ vertical créé par les aimants permanents

Cette expression permet d'expliquer la caractéristique $F_z(z)$ (Fig.III-2) à partir de la courbe d'aimantation du supraconducteur (Fig.III-3). Par convention une force positive correspondra à une force de répulsion sur l'aimant (en lévitation) et inversement une force négative à une force attractive.

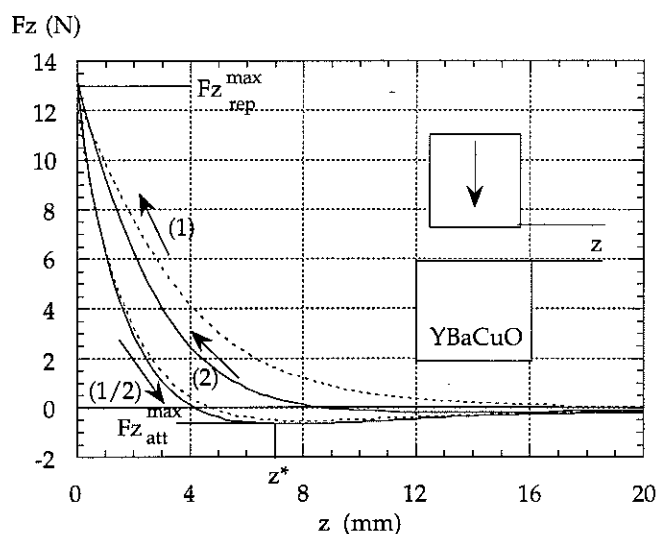


Fig.III-2 : 1° et 2° Cycle de forces de lévitation

La force de lévitation peut être approchée par l'expression [1] :

$$F_z \approx \mu_0 \cdot M(H) \cdot \mathcal{V}_{sc} \cdot \frac{dH_z}{dz} \quad (1)$$

où $\mathcal{V}_{sc}$ est le volume "actif" de supraconducteur, c'est à dire celui qui développe une aimantation et $M(H)$ son aimantation moyenne.

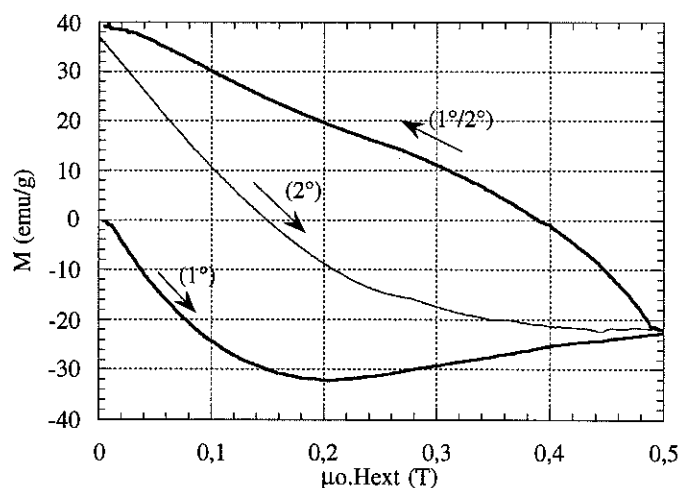


Fig.III-3 : Courbes de 1° et 2° aimantation

Durant la phase d'approche à partir d'une distance importante (cycle (1)), le champ magnétique subi par l'échantillon augmente. Au vu de la courbe d'aimantation, le supraconducteur développe une aimantation négative qui s'oppose à la pénétration du champ magnétique. Cette

interaction magnétique se traduit par une force de lévitation positive ($M < 0$, $dH/dz < 0$) qui repousse l'aimant.

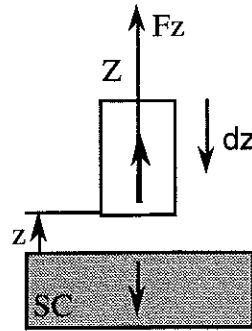


Fig.III-4 : Phase de rapprochement ($dz < 0$)

A partir du champ de pénétration complète égale à 0,2 T dans l'exemple, bien que le module de l'aimantation diminue, la force F_z continue à augmenter parce que le gradient de champ (maximal au voisinage immédiat de l'aimant) compense alors la diminution de l'aimantation du supraconducteur (Fig.III-5).

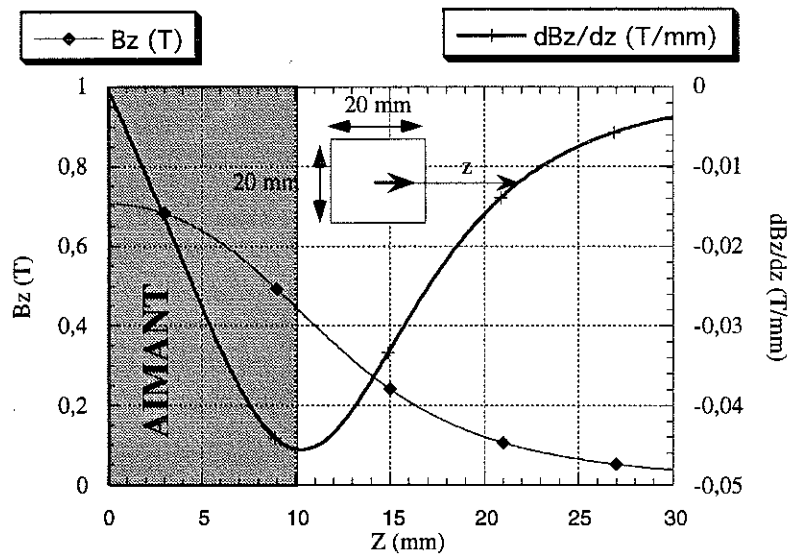


Fig.III-5 : Induction et gradient axiaux sous un aimant cylindrique à aimantation axiale

En phase de retrait, ($dz > 0$ "1°/2°" et donc $dH < 0$), il se produit une diminution puis un renversement de l'aimantation qui se traduit par une force attractive sur l'aimant.

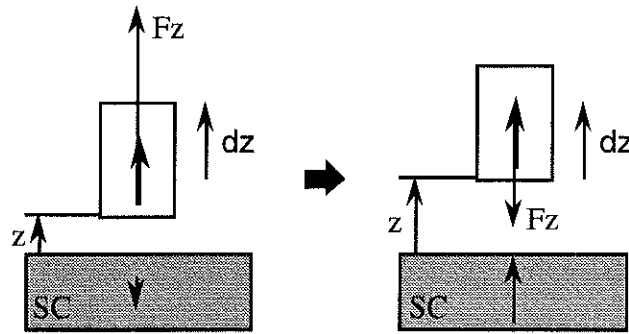


Fig.III-6 : Phase de retrait

Quand l'aimant est complètement retiré, le champ magnétique appliqué est nul, mais l'échantillon possède une aimantation rémanente positive. L'échantillon est devenu un "aimant supraconducteur". Lors du deuxième cycle, la légère force attractive observée est due à l'aimantation positive qui diminue jusqu'à 0,15 T (Fig.III-3) où un nouveau renversement d'aimantation se produit. L'interaction entre l'aimant et le supraconducteur devient alors répulsive.

Si la force au contact est indépendante de l'histoire, il n'en est pas de même des variations de forces observées et des raideurs.

Différentes grandeurs caractéristiques sont définies à partir de cette courbe :

- $F_{Zmax-rep}$ est la force répulsive maximale obtenue au contact,
- $F_{Zmax-att}$ est la force attractive maximale à la cote z^* .

La force de lévitation varie très fortement en fonction de la distance qui sépare l'aimant du supraconducteur. Elle présente un cycle d'hystérésis très marqué. Non seulement, la force est différente pour deux mêmes cotes z , mais elle peut même changer de nature (par exemple sur la deuxième partie du cycle elle devient attractive pour l'aimant). La lévitation magnétique devient instable pour $z > z^*$ (raideur négative).

Le deuxième cycle de force (2°) de lévitation est différent du premier dans la phase d'approche de l'aimant. Au début un peu attractive, la force redevient répulsive au voisinage de ce dernier. En phase de retrait, les deux cycles sont sensiblement identiques.

2°) Force de lévitation et "raideur" mécanique

La raideur quantifie les variations de la force **autour d'un point de fonctionnement M_0** , sa définition est la suivante :

$$k_q = - \left. \frac{\partial F_q}{\partial q} \right)_{Mo} \quad (2)$$

Toutefois, dans un premier temps, la simple variation en fonction de la cote z peut être significative quant à la réaction du supraconducteur vis à vis de l'aimant. Temporairement, cette variation définira la raideur k'z du système :

$$k'_z = - \frac{dF_z}{dz} \quad (3)$$

La raideur k' en phase d'approche est très différente pour les 1° et 2° cycles au contact :

$$k'_{z1}(1^\circ \text{ cycle}) = 27,6 \text{ N/cm} \quad k'_{z2}(2^\circ \text{ cycle}) = 40,2 \text{ N/cm}$$

Lors du retrait de l'aimant les raideurs k'z (1°/2° cycle) sont identiques, mais différent des valeurs de la phase d'approche (au contact) :

$$k'_z(dz > 0) = 92 \text{ N/cm}$$

Ces différences s'expliquent par le cycle d'aimantation de l'échantillon. En effet, selon le cycle la valeur de l'aimantation, sa variation, le gradient de champ vont produire une interaction magnétique différente. L'expression de la raideur se déduit de l'expression approchée de l'interaction aimant supraconducteur par :

$$k'_z = - \mu_0 \cdot \mathcal{V}_{sc} \cdot \left[\frac{dM}{dH} \cdot \left[\frac{dHz}{dz} \right]^2 + M(H) \cdot \frac{d^2Hz}{dz^2} \right] \quad (4)$$

II) Forces transversales

Comme pour les forces de lévitation, les forces transversales dépendent essentiellement de deux paramètres [2] - [3] :

- l'aimantation locale développée par le supraconducteur M(H),
- le gradient de champ transversal crée par les aimants $\frac{dH}{dr}$.

L'expression est :

$$F_r = \iiint_{\mathcal{V}_{sc}} \mu_0 \cdot m(H) \cdot \frac{dH}{dr} \cdot d\mathcal{V}_{sc} \quad (5)$$

Pour obtenir une force de rappel, le supraconducteur doit être soumis à un gradient de champ magnétique transversal.

A titre d'exemple, un aimant permanent cylindrique et homogène tourne autour de son axe de révolution sans aucun frottement "magnétique" au-dessus d'un supraconducteur (Fig.III-6). Le gradient angulaire est nul dans ce cas.

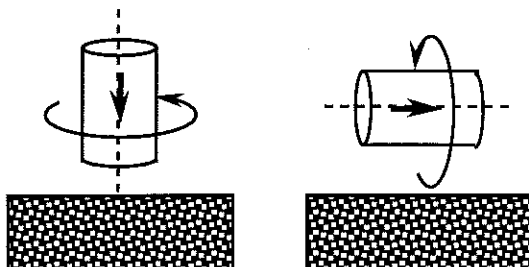


Fig.III-7 : Rotation libre de l'aimant flottant

De plus, il est préférable que le supraconducteur ait piégé des lignes de flux pour que le déplacement relatif entraîne des modifications de l'état magnétique (en particulier distorsion des lignes d'inductions, Fig.III-7).

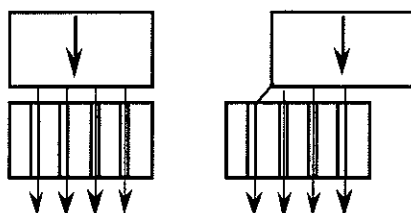


Fig.III-8 : Force transversale et distorsion des lignes de flux

Un supraconducteur placé dans un champ transversal uniforme ne produit aucune force de rappel. Un simple aimant de dimensions diamétrales proches de celles de l'échantillon présente un champ relativement homogène en surface sauf les surchamps situés à sa périphérie. Aussi, les forces relativement faibles qui peuvent apparaître, sont essentiellement dues à des effets de bords et ceux-ci seront davantage efficaces pour les grands débattements que pour les petits.

Pour obtenir une force transversale importante, il est nécessaire d'avoir une aimantation importante et d'augmenter l'inhomogénéité radiale de la source de champ magnétique : il faut chercher des structures d'aimants à fort gradient de champ transversal.

III) Etude théorique des termes influents

1°) Propriétés du matériau supraconducteur

a) Point de fonctionnement

L'aimantation développée est essentielle tant pour la lévitation que pour les forces transversales. La caractéristique (Fig.III-8) laisse apparaître un extremum local pour le champ de pénétration H_p égal à 0,2 T pour la

courbe présentée (courbe de première aimantation). Compte tenu de leur expression, les forces de lévitation seront optimales pour une structure d'aimants donnée si le supraconducteur fonctionne dans cette zone particulière. Par la suite, on peut imaginer d'adapter à l'échantillon choisi, une structure d'aimants qui lui permette de travailler au point optimum défini précédemment.

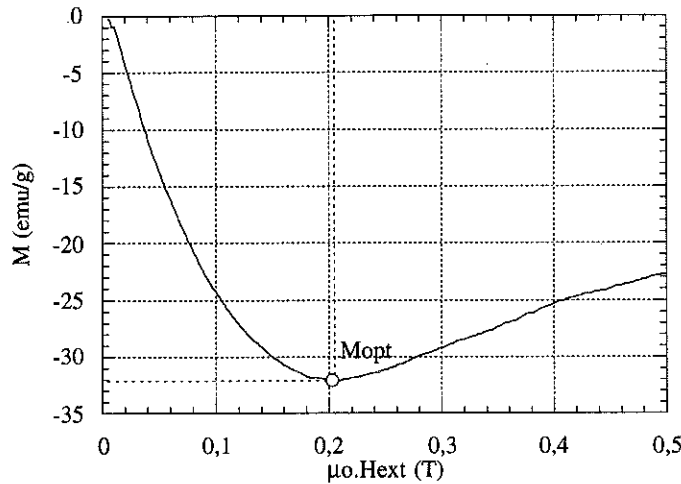


Fig.III-9 : Aimantation et point optimum

Toutefois, si ce point est intéressant pour l'intensité de la force produite, la raideur est très faible. En effet, autour de 0,2 T la variation de l'aimantation est pratiquement constante :

$$\frac{dM}{dH} \approx 0$$

Ceci se traduit par une "dynamique" de l'ensemble relativement faible (expression (5)). Lors d'une perturbation, seul le gradient de champ magnétique explique l'éventuelle variation de la force.

b) Taille des grains

Pour la lévitation, les forces verticales dépendent directement de l'aimantation de l'échantillon. Dans le cas d'un champ d'aimantation indépendant de x et y, il existe une relation entre la taille du grain et son aimantation pour une pénétration complète :

$$M = \alpha \cdot J_c \cdot \phi \quad (\text{avec } \phi \text{ diamètre des grains})$$

Aussi les forces verticales seront d'autant plus grandes que la taille des grains sera importante. Pour un échantillon monograin, la force de lévitation croît comme le cube du diamètre du grain (c'est aussi le

diamètre de l'échantillon). Pour un échantillon de volume donné et constitué de plusieurs grains de diamètre ϕ , la force de lévitation croît alors linéairement avec ϕ (et comme D^2).

Pour la stabilisation, l'aimantation n'est plus proportionnelle à la dimension des grains. En effet dans ce cas, les structures stabilisatrices possèdent des gradients de champ transversaux importants. Les courants supraconducteurs qui se développent à la surface du matériau dépendent de la structure de champ imposée par la configuration d'aimants (Chapitre IV).

2°) La configuration d'aimants permanents

a) Pour la lévitation

Si le point M_{opt} précédent à 0,2 T est intéressant pour l'aimantation, il ne faut pas oublier que le gradient de champ joue aussi un rôle important. Aussi une structure d'aimant à fort gradient de champ vertical associé au point de fonctionnement précédent optimiserait les performances de l'ensemble.

Mais deux difficultés viennent contredire partiellement ce raisonnement :

- un fort gradient de champ se traduit inévitablement par une zone d'influence très réduite ; un volume moins important de supraconducteur est "actif", l'interaction est donc plus faible,
- pour une structure d'aimants simple, le gradient de champ maximal est toujours obtenu très près de la surface d'aimant ; ceci peut être incompatible avec le point de fonctionnement défini précédemment qui est obtenu pour un champ homogène à travers l'échantillon complet.

Concrètement, il apparaît que le gain d'aimantation (par adaptation du champ magnétique) se fait au détriment du gradient de champ.

Un moyen simple de modifier le champ en surface d'aimant consiste à faire varier la hauteur de celui-ci, en maintenant son diamètre constant. Pour un même échantillon, deux aimants de hauteurs différentes donnent les résultats suivants :

	Hauteur	B(T)	M (emu/g)	$dB_z/dz)_{z=0}$	M. dB_z/dz
Aimant 1	16 mm	0,43	-15	6,5	97,5
Aimant 2	4 mm	0,24	-17	3,1	52,7

Sur cet exemple simple, le gain de l'aimantation est anéanti par la chute de la valeur du gradient de champ magnétique. Aussi la force de lévitation devrait être réduite environ de moitié compte tenu du gradient vertical. Les résultats expérimentaux viendront corroborer ces prévisions avec des forces respectivement de 7,5 N et 3,7 N.

b) Pour la stabilisation transversale

Les forces transverses apparaissent en présence d'un gradient de champ transversal.

Dans le cas d'un simple aimant, seuls les effets de bord contribuent à ce gradient et il faut imaginer des structures plus complexes. Par exemple un assemblage d'aimants à aimantation alternée permettra très facilement de générer un gradient transversal (Fig.III-9).

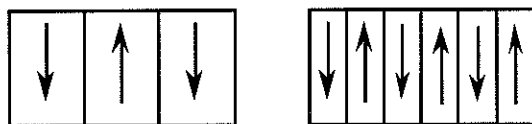


Fig.III-10 : Variation du gradient de champ transversal

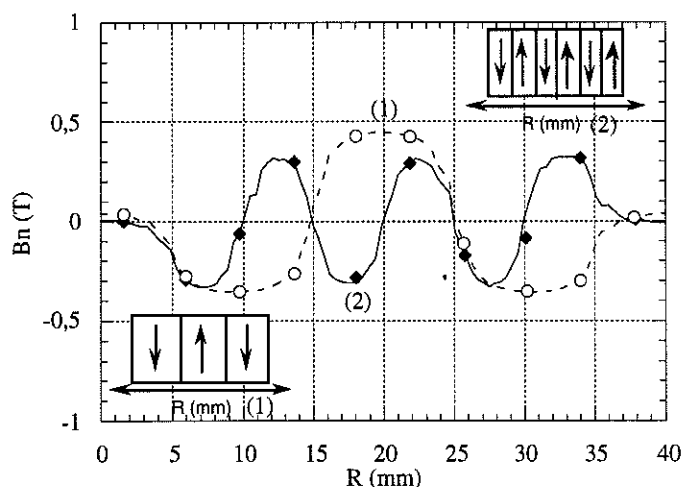


Fig.III-11 : Comparaison pour différentes structures de l'induction normale Bz

La périodicité de cet ensemble permettra de jouer sur le gradient de champ transversal [4], la valeur du champ et l'aimantation du supraconducteur. Si le pas "p" des aimants permanents est inférieur à la taille des grains, l'expression de l'aimantation est alors :

$$M = \alpha' \cdot J_c \cdot p$$

Plus la période est faible, plus le gradient est important. Toutefois cette solution simple a un inconvénient majeur : les aimants risquent de “se court-circuiter”. Le gradient aura une zone d’action relativement limitée (Fig.III-10), le supraconducteur développera une aimantation plus faible et son volume “actif” sera réduit.

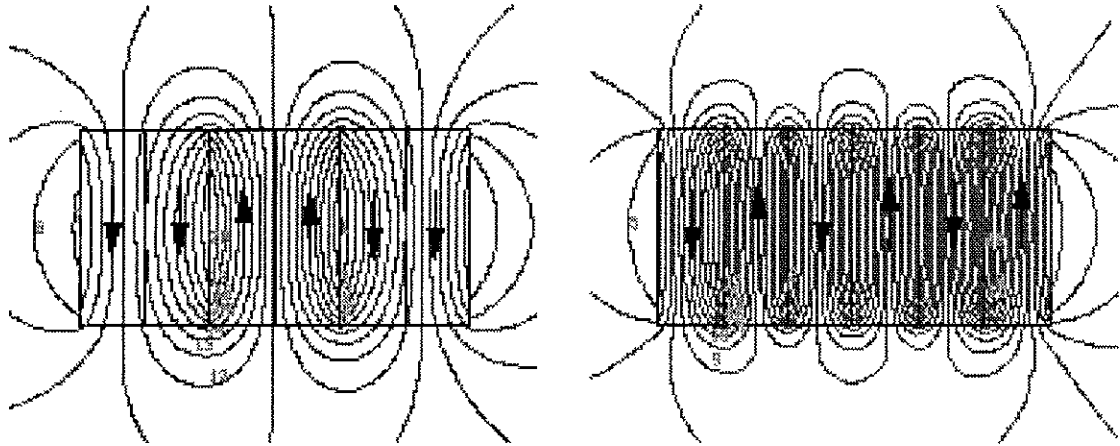


Fig.III-12 : Induction créée par des aimants alternés

Aussi, il devrait être possible de définir un pas polaire optimum qui permette d’obtenir un bon gradient de champ transversal et un volume aimanté suffisant du supraconducteur pour optimiser les performances transversales. En effet, si l’échantillon est considéré comme homogène (du moins dans sa hauteur), plus le matériau sera pénétré profondément par le champ produit par ces structures et plus les forces de rappels seront importantes.

CHAPITRE IV
CARACTERISATION :
METHODES ET MESURES

Comme on a pu le voir précédemment, les réactions d'un supraconducteur sont relativement complexes et peuvent varier d'un échantillon à l'autre. Il n'existe pas de modèles numériques précis. Pour développer un palier magnétique supraconducteur, il est nécessaire de mener des caractérisations expérimentales pour imaginer la configuration optimale. Les caractérisations des échantillons permettent d'améliorer les procédés d'élaboration. L'influence de la composition chimique de l'échantillon et le traitement thermique sont fondamentaux pour avoir un "bon" supraconducteur. Les caractérisations successives d'un même échantillon permet d'optimiser le procédé de fabrication.

I) Grandeurs retenues pour les caractérisations

Les différents critères retenus sont essentiels pour l'étude d'un palier magnétique supraconducteur. Ils permettront ainsi de déterminer les points forts ou "faibles" d'une configuration donnée. Un échantillon de bonne qualité peut avoir des mauvaises performances si la structure d'aimants n'est pas adaptée.

1°) Forces de lévitation

Pour réaliser une suspension magnétique, il est essentiel de développer une force de lévitation verticale conséquente. Aussi les cycles de forces $F_z(z)$ sont indispensables pour connaître la masse maximale susceptible de léviter. Pour une structure d'aimant donnée, une comparaison rapide de la force maximale permet de qualifier les échantillons produits.

Dans un deuxième temps, pour un même échantillon, une étude en fonction de la structure d'aimants associée au supraconducteur sera intéressante pour étudier par exemple certains effets géométriques et dimensionnels.

Outre la force de lévitation elle-même, les raideurs sont des informations importantes. Les raideurs verticales seront déterminées en fonction des échantillons mais surtout des configurations des aimants.

2°) Courbe d'aimantation

L'interaction supraconducteur - aimants dépend de l'aimantation développée par le supraconducteur qui s'oppose aux variations de champ magnétique. La connaissance de l'aimantation est donc fondamentale pour comprendre et interpréter les différents résultats même si les mesures d'aimantation réalisées donnent seulement une valeur moyenne.

L'aimantation permet de qualifier l'échantillon en termes de densité de courant critique et de taille du ou des grains.

Enfin l'aimantation est une donnée nécessaire pour certaines modélisations numériques développées (Chapitre V).

3°) Les forces transversales

Si la lévitation est un objectif important, la stabilité et donc les raideurs transversales sont primordiales pour le palier supraconducteur puisque ce sont elles qui le différencient avantageusement par rapport aux paliers magnétiques passifs "classiques".

Aussi pour un même échantillon, il sera très intéressant :

- d'évaluer les forces de rappel qui apparaissent sur la structure d'aimants,
- de définir avec précision les conditions et les limites de fonctionnement de ce "stabilisateur" supraconducteur,
- de déterminer les structures les mieux adaptées pour une stabilisation.

4°) Flux piégé

Une cartographie du champ magnétique produit par un échantillon supraconducteur après son aimantation permet de déterminer les zones du matériau qui ont piégé le champ magnétique.

L'intensité et la répartition de cette induction piégée en surface du supraconducteur reflètent bien la structure magnétique susceptible d'être obtenue lors d'une variation de champ. On accède donc à la structure granulaire en surface de l'échantillon. Avec cette carte de champ, on sera à même de déterminer le nombre et la taille des grains du matériau.

II) Mesures de forces de lévitation

La caractérisation en force de lévitation nécessite de connaître la composante verticale ou transversale de la force mais aussi le positionnement relatif de la structure d'aimant par rapport à l'échantillon.

1°) Les premières caractérisations...

Quantifier la force au toucher n'est pas très sérieux. Une balance permet de mesurer la force agissant sur un aimant. Un tout premier dispositif (Fig.IV-1) consistait à refroidir un échantillon supraconducteur au-dessus d'une balance et de mesurer le poids magnétique de celui-ci. La distance

entre le supraconducteur et l'aimant permanent variait par l'intermédiaire d'un pas de vis et d'une manivelle.

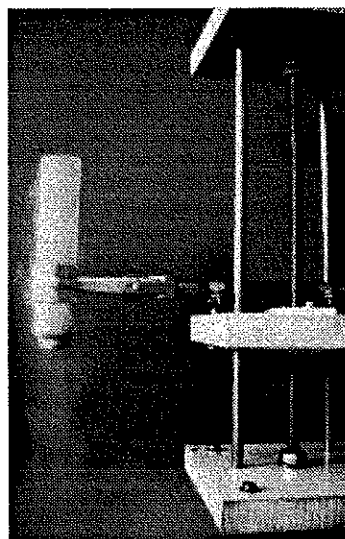
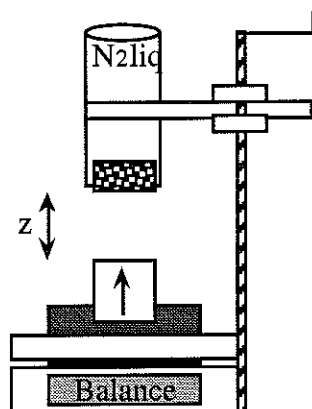


Fig.IV-1 : Premier dispositif expérimental de caractérisation en force verticale

2°) Le banc de mesure expérimental

Ce montage très rudimentaire n'offrait aucune précision tant du point de vue positionnement que du point de vue mesure.

Par la suite une table de positionnement trois dimensions a remplacé ce dispositif. Elle permet de réaliser tous les mouvements désirés dans les trois directions avec une connaissance parfaite de la position courante.

La mesure des forces est faite grâce à des jauges de contrainte (compression ou traction) de capacité 3 et 6 kg, dont les sensibilités sont respectivement de 0,03 N et 0,06 N. L'ensemble Déplacement-Mesure est piloté par un micro-ordinateur et l'acquisition complètement automatique permet de réaliser rapidement la caractérisation.

Pour un refroidissement hors champ, le supraconducteur est refroidi dans un réservoir rempli d'azote liquide quand la structure d'aimants est en position haute. Lorsque l'échantillon est à 77 K, la table pilotée par l'ordinateur, approche l'aimant du supraconducteur par pas successifs variables (jusqu'à 0,25 mm minimum) et la force verticale exercée sur le capteur de force est mesurée à chaque pas d'espace. Arrivé au contact de l'échantillon, l'aimant est éloigné progressivement. La manipulation peut immédiatement être renouvelée pour réaliser un 2° cycle, sans réchauffer l'échantillon.

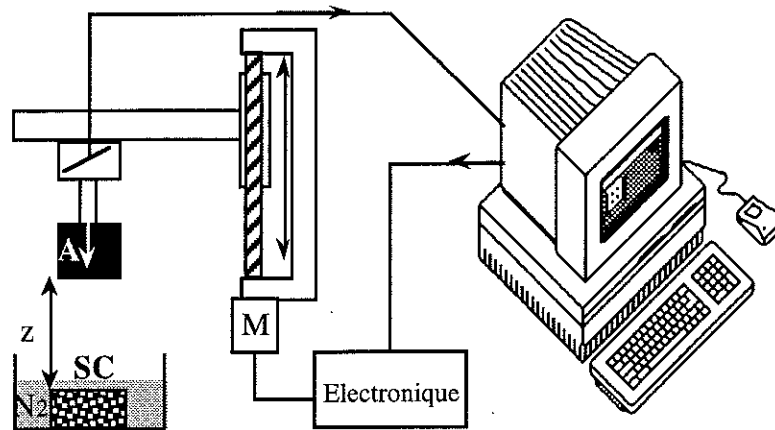


Fig.IV-2 : Principe du banc de caractérisation verticale

La table permet de réaliser des déplacements avec une très bonne précision. Toutefois dans le cas vertical, pour déceler un éventuel écrasement du supraconducteur par la structure d'aimants, les déplacements minima sont limités à 0,25 mm.

Les aimants couramment utilisés ont les caractéristiques suivantes:

Aimant NdFeB	Ref F22H10	Cylindre $\varnothing = 22$ mm	H = 10 mm
Aimant NdFeB	Ref F14H4	Cylindre $\varnothing = 14$ mm	H = 4 mm
Aimant SmCo	Barrette	H = 5 mm l = 5 mm	p = 50 mm

Remarque

Plusieurs combinaisons de ces aimants sont envisageables. Par exemple, pour avoir une induction plus élevée, deux aimants F22H10 peuvent être superposés afin d'obtenir un aimant de dimensions :

Ref F22H20 : $\varnothing = 22$ mm, H = 20 mm

Plusieurs données sont obtenues à partir de l'enregistrement du cycle de force en fonction de la distance :

- la force maximale obtenue au contact,
- la raideur maximale en phase d'approche,
- la raideur maximale en phase de retrait.

3°) Problèmes de définition de la pression magnétique :

Plutôt que de définir les performances du supraconducteur en terme de force maximale verticale, il peut être préférable de parler de pression magnétique exercée entre l'aimant et le supraconducteur pour tenir compte

des dimensions respectives. La surface de référence peut être a priori soit la surface d'aimant, soit la surface de l'échantillon utilisé.

En effet, bien souvent les dimensions transversales des aimants et de l'échantillon sont différentes. Par la suite (chapitre V), on montrera que la pression est généralement maximale lorsque les dimensions sont identiques.

Cependant si l'aimant est de largeur ou de diamètre supérieur au supraconducteur, il semble normal de prendre la surface de l'échantillon comme référence. La variation éventuelle du diamètre de l'aimant modifie les caractéristiques magnétiques de l'aimant (gradient de champ, induction en surface). Toutefois, la surface de supraconducteur influencée par l'aimant reste inchangée (Fig.IV-3).

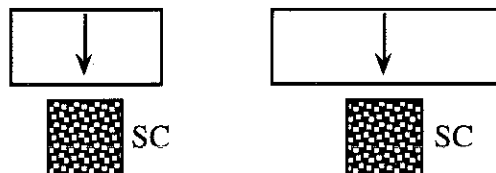


Fig.IV-3 : Augmentation de la surface d'aimant sur un petit échantillon

Mais si l'aimant est plus petit que le supraconducteur, le choix est plus difficile. En effet, en fonction de la surface d'aimant en regard, les performances de cette association sont complètement modifiées. La notion de "surface active" apparaît. Une partie du supraconducteur qui n'est pas directement sous l'aimant contribue à la force résultante de lévitation (Fig.IV-4).

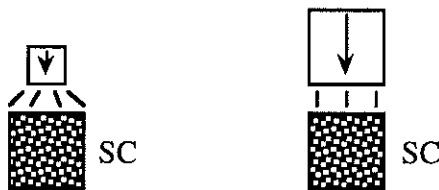


Fig.IV-4 : Principe de la surface "active" des supraconducteurs

Toutefois de manière générale, le choix de la surface de supraconducteur se justifie plus facilement. Pour un même échantillon, on est susceptible d'obtenir une force plus importante si celui-ci est plus homogène et ne présente pas une unique zone active de faible taille sur toute sa surface.

Par conséquent dans la suite, la pression définie sera par rapport à la section de l'échantillon supraconducteur.

4°) Evolution des performances

Les premiers échantillons (de diamètre 17 mm) développaient un poids "magnétique" de 30 à 70 g (soit une force de 0,3 à 0,7 N). Désormais, avec des dimensions identiques, le maximum obtenu varie entre 13 et 15 N. Le chemin parcouru est donc très important et n'aurait pas été possible sans une caractérisation complète des échantillons.

a) Cycles de force $F(z)$ sans réchauffement

L'expérience consiste à caractériser l'échantillon plusieurs fois consécutives sans le réchauffer. Celui-ci reste donc toujours dans son état supraconducteur. La figure (Fig.IV-5) rappelle la caractéristique obtenue.

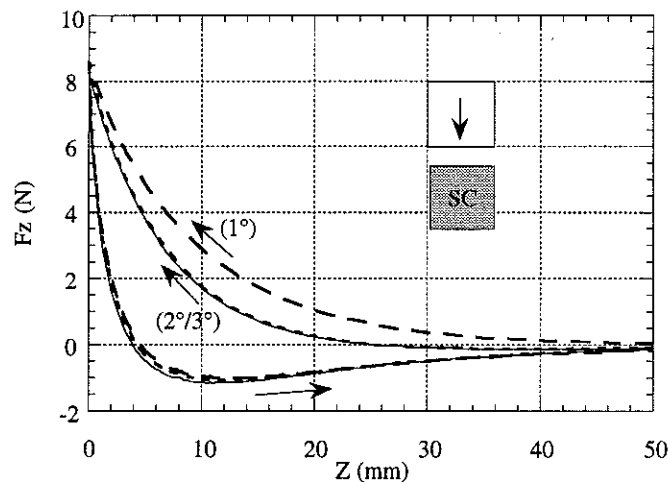


Fig.IV-5 : 1°, 2°, 3° cycle de force sans réchauffement

On rappelle quelques remarques sur les cycles (Chap III) :

- le premier cycle est très différent des cycles suivants dans la phase d'approche, il correspond à la courbe de première aimantation,
- en phase de retrait, les trois cycles se superposent très bien,
- les deuxième et troisième cycles sont identiques.

A partir de ce cycle, les principaux paramètres déjà définis sont déterminés :

$$F_{\text{max-rep}} = 8,6 \text{ N}$$

$$k'_z(1^\circ)(dz < 0, z=0) = 1 \text{ N/mm}$$

$$F_{\text{max-att}} = -1,16 \text{ N à } z^* = 10,5 \text{ mm} \quad k'_z(2^\circ)(dz < 0, z=0) = 1,29 \text{ N/mm}$$

$$k'_z(dz > 0, z=0) = 2 \text{ N/mm}$$

b) Mini cycles d'hystérésis dans la phase d'approche

Dans le cas d'un système en mouvement, il existe toujours des vibrations mécaniques qui correspondent à des micro-déplacements autour de la position d'équilibre. Aussi, il est intéressant de regarder les mini cycles d'hystérésis qui peuvent apparaître (Fig.IV-6). C'est à partir de ces cycles qu'il faudrait définir les raideurs. La raideur effective au contact diffère cependant peu de la pente au contact.

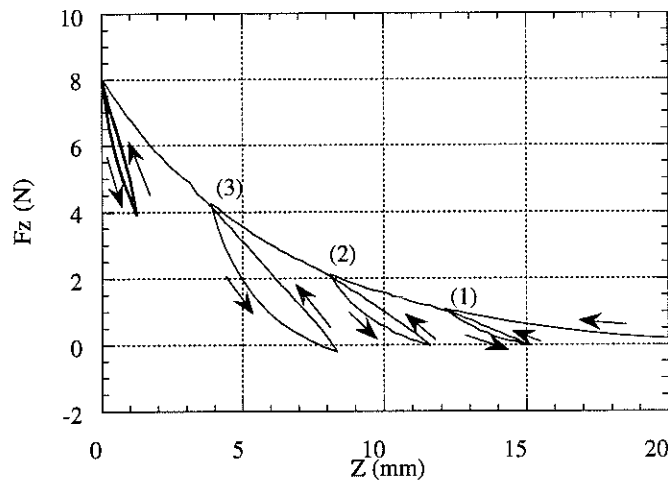


Fig.IV-6 : Mini cycles d'hystérésis en phase d'approche

Pour ces quatre mini cycles d'hystérésis, la variation de force verticale dépend du point de fonctionnement :

$$k'_{z(1)} = 0,4 \text{ N/mm}$$

$$k'_{z(2)} = 0,61 \text{ N/mm}$$

$$k'_{z(3)} = 1 \text{ N/mm}$$

$$k'_{z(4)} = 3,6 \text{ N/mm}$$

Ces raideurs augmentent fortement jusqu'à la raideur finale (au contact) de 3,6 N/mm. Le système est donc de plus en plus stable verticalement quand la structure d'aimant se rapproche du supraconducteur.

La surface de ces mini cycles correspond à une dissipation d'énergie qui permet un amortissement des oscillations après une perturbation. Ce point est important pour une suspension magnétique.

Pour un point de fonctionnement, il faut vérifier sur un nombre important d'oscillations (le même mini cycle est décrit) que la force ne diminue pas. Un phénomène de "reptation" magnétique serait très préjudiciable pour la suspension magnétique (Fig.IV-7).

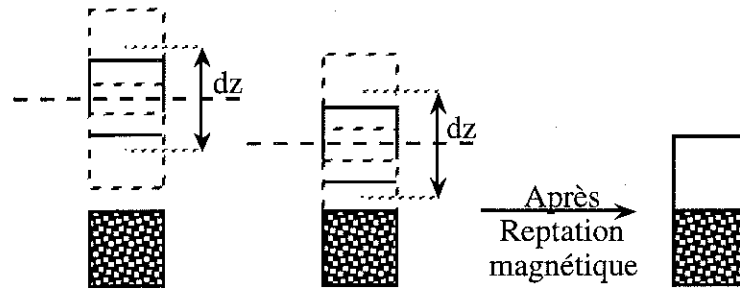


Fig.IV-7 : Reptation magnétique consécutif à des oscillations

Ce point a été vérifié expérimentalement. Après un refroidissement hors champ de l'échantillon, l'aimant est amené à une distance de 5 mm du supraconducteur. La table génère alors une oscillation de 0,5 mm autour de ce point de fonctionnement ($F_z = 5\text{N}$) (Fig.IV-8).

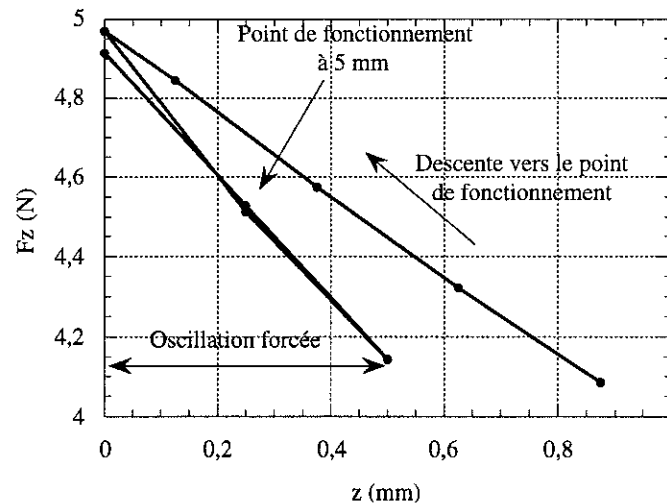


Fig.IV-8 : Cycle de force

Plusieurs paramètres peuvent influencer les résultats expérimentaux, en particulier :

- la température du supraconducteur ; l'échantillon sera maintenu dans l'azote liquide durant toute la durée de l'expérience,
- la température des aimants ; les aimants permanents NdFeB utilisés sont sensibles à la température qui se traduit par une diminution de l'aimantation ; en dessous de 135 K, une désorientation de l'aimantation importante apparaît [1].

La masse à vide mesurée comprend le porte aimants et les aimants. Les vapeurs d'azote ont tendance à refroidir l'ensemble qui condense l'humidité ambiante. L'eau accumulée peut fausser les mesures. Aussi, un

chauffage d'appoint sur le porte échantillon a supprimé cette source d'erreur.

L'oscillation forcée a été entretenue pendant environ 1 heure (Fig.IV-9) :

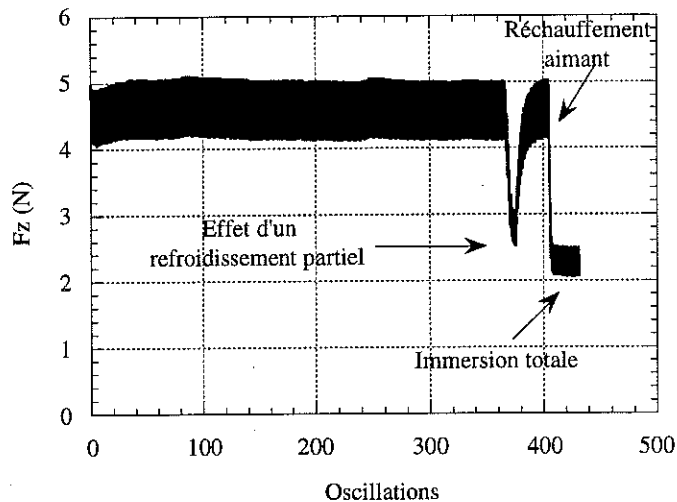


Fig.IV-9 : Oscillations forcées sur une durée de 1 heure

Un régime transitoire apparaît pour la force verticale au début de l'expérience vraisemblablement dû à un refroidissement encore insuffisant du supraconducteur. Par la suite, les fluctuations enregistrées sont négligeables et aucun signe de traînage magnétique n'apparaît. Par contre, l'influence de la température de l'aimant NdFeB est spectaculaire. Lors d'une immersion complète dans l'azote liquide, les performances sont alors divisées par deux environ.

A l'issue de cet essai, on peut en déduire la raideur pour ce point de fonctionnement : $k_z = 0,58 \text{ N/mm}$. On en conclut donc en l'état actuel de l'expérience pour l'échelle de temps considérée qu'il n'y a pas de diminution de la force, le système semble pouvoir osciller autour d'un point d'équilibre sans aucun problème. Toutefois, il faudrait veiller à un bon refroidissement du matériau pour s'assurer de la constance des performances et utiliser de préférence des aimants SmCo dont l'aimantation dépend peu de la température.

c) Influence de l'aimant

α) Hauteur de l'aimant cylindrique

L'utilisation d'aimants fractionnés permet de faire varier l'induction en surface d'aimants mais aussi le gradient de champ vertical pour un même échantillon. Le supraconducteur a un diamètre de 17 mm. Les cycles avec deux aimants de diamètre 14 mm et de hauteurs respectives 4 et 16 mm sont donnés sur la figure (Fig.IV-10).

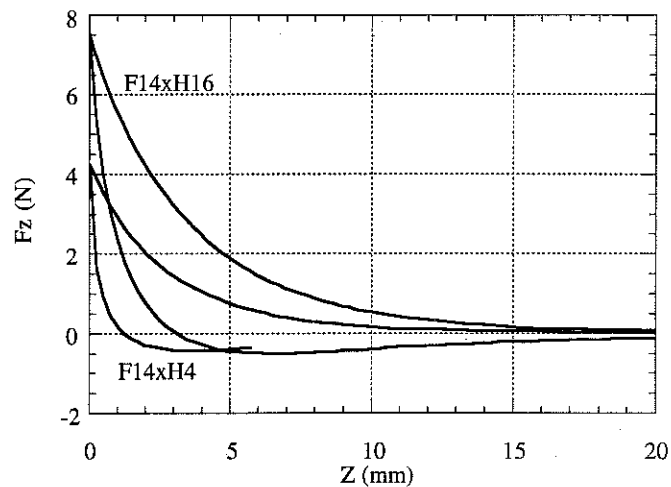


Fig.IV-10 : Cycle avec deux aimants de hauteurs différentes

La force maximale diminue fortement (-44%) avec l'aimant de plus faible hauteur. La différence s'explique principalement par les champs et gradient plus faible du champ magnétique vertical. En effet, celui-ci est presque divisé par deux.

L'aimant "plat" produit un champ magnétique plus faible et sur un volume moindre. Un plus faible volume supraconducteur est alors "actif" pour la force de lévitation.

β) Influence du diamètre de l'aimant

Un aimant de diamètre 22 mm peut être utilisé (au lieu d'un diamètre de 14 mm). Toutefois, le rapport unité entre la hauteur et le diamètre est conservé afin de produire un champ et gradient de magnétique sensiblement identiques. L'échantillon supraconducteur, de diamètre 17 mm, est dans un cas plus grand que l'aimant, dans l'autre plus petit. Toutefois, on pour un supraconducteur mono grain centré sur la surface de l'échantillon, la partie active est identique pour les deux aimants (diamètre 22 mm et 14 mm). Avec l'aimant de diamètre 14 mm, le volume périphérique de l'échantillon qui n'est pas directement sous l'aimant est soumis cependant à des champs et gradients magnétiques. Ce volume contribue de manière effective même si c'est certainement dans une moindre mesure que le volume placé directement sous l'aimant.

Les forces maximales mesurées sont en effet :

$$\rightarrow F_z(\phi 14) = 13 \text{ N} \quad (\text{supraconducteur de diamètre 17 mm})$$

$$\rightarrow F_z(\phi 22) = 15 \text{ N}$$

La pression magnétique ramenée, à la surface de supraconducteur, avec l'aimant $\varnothing 22$ mm est alors :

$$P_z(\varnothing 22 \text{ mm}) = 6,6 \text{ N/cm}^2$$

Si seul le volume supraconducteur directement sous l'aimant intervenait, on aurait dû obtenir avec l'aimant de diamètre 14 mm une force maximale de :

$$F_z(\varnothing 14) = 10,2 \text{ N}$$

Cette valeur est plus faible que la force mesurée (13 N) Dans ce cas précis, la zone périphérique intervient donc pour environ 20 % dans la force résultante.

Le passage d'un aimant de diamètre 14 mm à un aimant de diamètre 17 mm, conduit à d'une augmentation importante du volume d'aimants (+80%) pour un accroissement plus limité de la force (+30%).

Des simulations numériques indiquent que la force est maximale lorsque les diamètres de supraconducteur et de l'aimant sont identiques.

Ces deux exemples très simples ont mis en évidence l'importance du choix de la structure d'aimants.

d) Influence de la hauteur de supraconducteur

La force de lévitation dépend de l'aimantation du supraconducteur, de son volume actif et du gradient de champ. Pour un même échantillon, sa hauteur peut varier par découpes successives. Trois caractérisations sont menées :

- une première caractérisation avec un échantillon entier ($\varnothing 17$, H16 mm),
- deux autres caractérisations avec respectivement les parties supérieures ($\varnothing 17$, H8 mm) et inférieures ($\varnothing 17$, H8 mm) de l'échantillon après sa découpe.

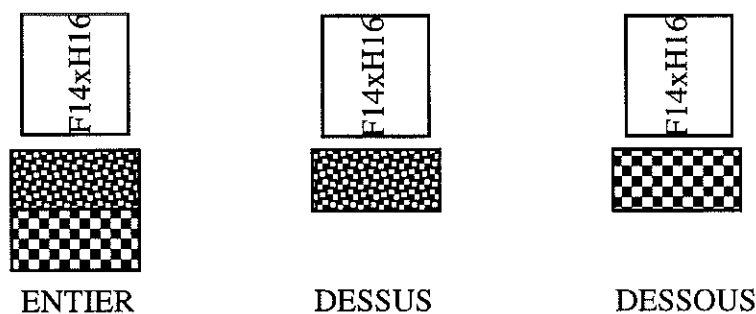


Fig.IV-11 : Définition des différents échantillons testés

Les courbes expérimentales sont données par la figure (Fig.IV-12). Les forces maximales obtenues au contact sont les suivantes :

Entier	$F_{z\max} = 13,5 \text{ N}$
Dessus	$F_{z\max} = 12,5 \text{ N}$
Dessous	$F_{z\max} = 7,5 \text{ N}$

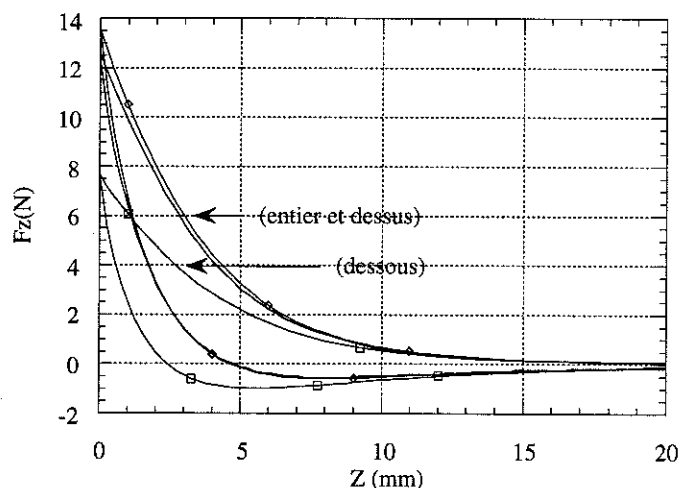


Fig.IV-12 : Caractérisation du même supraconducteur à hauteur variable

Différentes constatations peuvent être faites :

- l'échantillon entier possède les meilleures performances,
- la partie supérieure (volume total divisé par deux) produit pratiquement le même cycle,
- la partie inférieure (de volume identique à la précédente) donne une force approximativement deux fois plus faible.

Ces deux derniers point sont un peu inattendus. La force de lévitation est avant tout volumique et de ce fait, les parties inférieure et supérieure auraient dû produire une force identique. Par rapport à l'échantillon entier, elles auraient dû avoir des performances moindres.

La partie inférieure du supraconducteur possède donc des performances nettement dégradées par rapport à la partie supérieure (7,5 N au lieu de 13,5 N) : l'échantillon n'est pas homogène. D'autre part, il semble qu'elle contribue très peu à la force résultante pour l'échantillon entier. Ces résultats sont corroborés par les mesures d'aimantation des trois échantillons supraconducteurs (Fig.IV-66).

Une profondeur de pénétration du champ ou une hauteur utile peuvent être définies pour l'interaction magnétique. Dans le cas présent, celle-ci est inférieure à 8 mm. Ceci peut être dû à un très bon écrantage ou à un volume aimanté de supraconducteur réduit.

Cette expérience indique que seule la partie supérieure de l'échantillon supraconducteur contribue à la force même si l'effet est accentué par les performances moindres de la partie inférieure. Pour s'affranchir de ce phénomène, deux échantillons supraconducteurs développant sensiblement le même cycle $F_z(z)$ ont été superposés. La courbe alors obtenue est peu différente (Fig.IV-13).

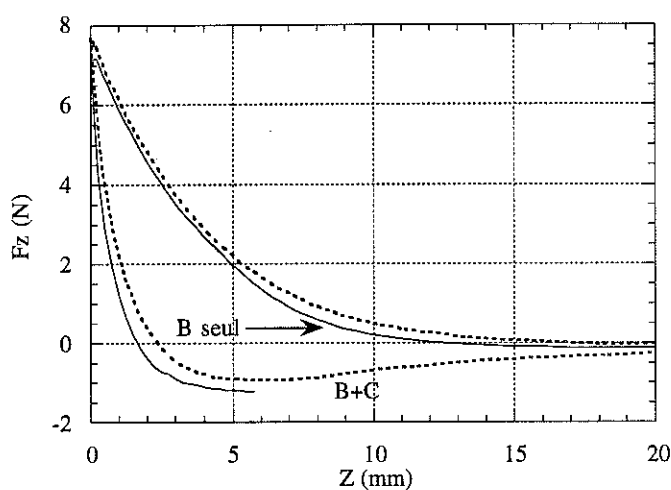


Fig.IV-13 : Test de pénétration dans le supraconducteur

Ce résultat est en accord avec l'expression de la force :

$$F_z = \iiint_{V_{sc}} \mu_0 \cdot m(H) \cdot \frac{dH_z}{dz} \cdot dV$$

Le champ magnétique créé par l'aimant décroît rapidement dans l'épaisseur de l'échantillon supraconducteur. Par conséquent, l'aimantation locale développée par l'échantillon diminue et la contribution des volumes supraconducteurs élémentaires diminue lorsque l'on s'éloigne de l'aimant.

Des simulations numériques (chapitre V) permettent d'étudier l'influence de la hauteur de l'échantillon supraconducteur. Les résultats numériques et expérimentaux sont en bon accord.

e) Influence de la distance de refroidissement sous champ

Deux types de refroidissement peuvent être envisagés :

- le refroidissement hors champ,
- le refroidissement sous champ.

Avec des moyens extérieurs, il serait possible de réaliser un refroidissement sous champ dans une gamme de champs magnétiques vaste (de 0,1 à 10 T par exemple). Toutefois avec un aimant simple, l'induction maximale à sa surface est de l'ordre de 0,45 T.

Dans un dispositif expérimental, les supraconducteurs sont généralement refroidis en présence des aimants permanents. Le refroidissement n'est jamais strictement hors champ et l'influence de la distance de refroidissement sur les différentes grandeurs a été étudiée.

L'expérience consiste (Fig.IV-14) à :

- fixer une distance z_0 entre l'aimant et le supraconducteur,
- refroidir ce dernier dans l'azote liquide,
- réaliser le cycle de caractérisation habituel de la cote z_0 au contact ($z=0$) puis à remonter l'ensemble.

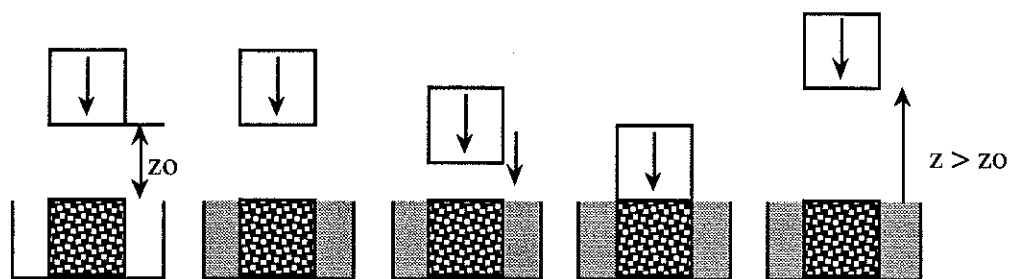


Fig.IV-14 : Principe de l'étude sur l'influence de la distance de refroidissement

Les cycles $F_z(z)$ obtenus sont très différents en fonction de z_0 . La figure IV-15 donne deux exemples. Il apparaît très clairement que la raideur est fonction de l'état initial du matériau supraconducteur. Plus il sera refroidi sous champ, plus la raideur sera importante.

Les forces répulsives (au contact), attractives maximales avec la cote correspondante z^* sont déterminées. L'influence de la distance de refroidissement est résumée dans les figures (Fig.IV-16 et Fig.IV-17).

Pour être complet sur l'effet de la distance de refroidissement, on a rajouté sur la figure IV-16, la force de rappel transversale maximale

obtenue pour une distance donnée (1 mm) entre la structure d'aimants et le supraconducteur, en fonction du paramètre z_0 (les forces verticales et transversales n'ont pas été mesurées avec les mêmes structures magnétiques et les mêmes supraconducteurs).

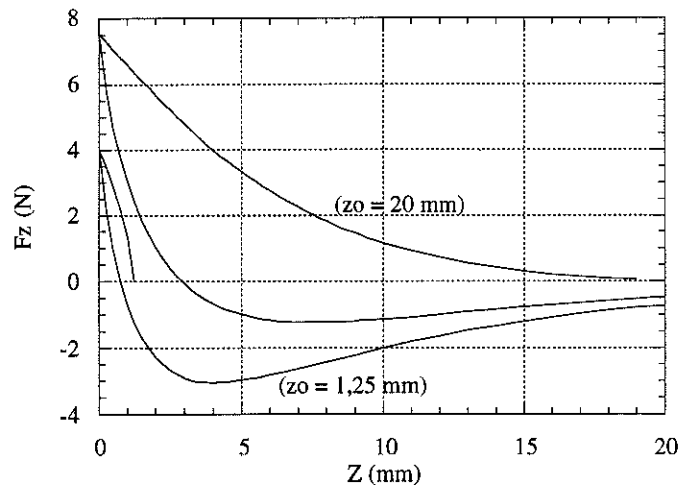


Fig.IV-15 : Différents cycles à différentes hauteurs de refroidissement

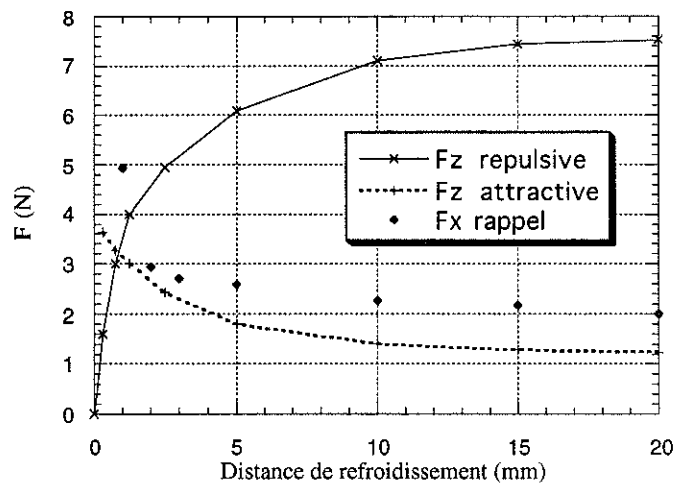


Fig.IV-16 : Influence de la distance de refroidissement

Au-delà d'une distance z_0 d'environ 20 mm, les forces attractive et répulsive ne varient quasiment plus. Par contre, la force répulsive décroît très fortement lorsque la distance de refroidissement diminue. A 5 mm, on a déjà perdu environ 20 % de performance. Inversement, la force attractive augmente très sensiblement lorsque z_0 diminue.

Le refroidissement sous champ est donc très préjudiciable aux performances de lévitation, mais on verra qu'il est avantageux pour la raideur verticale. Il y a donc ici une certaine incompatibilité. Une structure sera donc destinée soit à la lévitation, soit à la stabilisation. D'autre part pour une butée magnétique, il sera nécessaire pour conserver une force de lévitation importante de refroidir les supraconducteurs avant de mettre en position le système. Ceci complique légèrement le dispositif de palier.

Le refroidissement sous champ améliore sensiblement les performances des forces transversales. Pour des distances de refroidissement faibles (quelques millimètres), le gain en terme de force maximale est très important .

D'une façon générale, le refroidissement sous champ est très bien adapté aux dispositifs de stabilisation tant verticale que transversale, mais ne peut s'appliquer aux systèmes "orientés" vers une simple lévitation.

L'influence de la distance de refroidissement sur la cote z^* (force attractive maximale) est aussi importante :

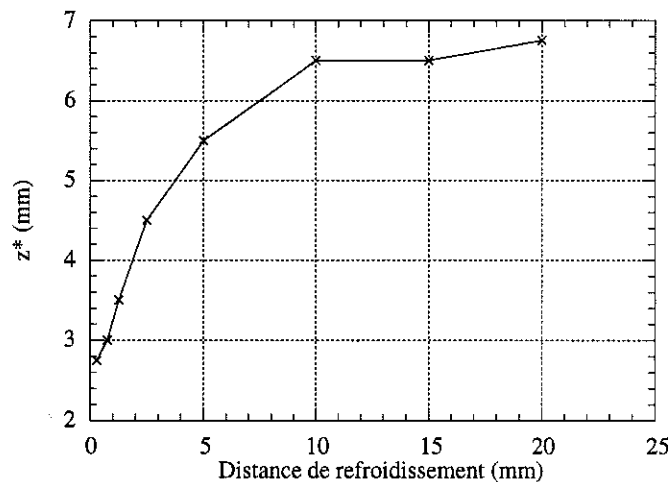


Fig.IV-17 : Influence de la distance de refroidissement sur la cote z^*

La force attractive maximale est obtenue d'autant plus près du supraconducteur que la distance initiale de refroidissement est petite. Comme parallèlement, la force est d'autant plus forte. On en déduit donc que la raideur verticale est favorisée par le refroidissement sous champ.

Remarque :

-- Après un refroidissement sous champ à une distance z_0 , la structure d'aimant ne subit aucune force de lévitation (aimantation très faible, répartition des vortex uniformes). Aussi elle ne pourra pas léviter à cette

cote z_0 , mais doit se rapprocher du supraconducteur pour assurer la condition d'équilibre.

Si le système dépasse la cote z^* (force attractive maximale) sous l'action d'une perturbation extérieure, le système devient instable. En effet, la raideur de la force de lévitation initialement positive est alors négative (pour un refroidissement à 1,25 mm, $z^* = 3,5$ mm). La zone de stabilité verticale du système se réduit donc sensiblement avec la distance de refroidissement. Si avec un refroidissement à 1,5 mm la marge de sécurité était de 3,5 mm, elle s'élève à 6,5 mm pour une distance de 10 mm.

III) Forces transversales

Si la caractérisation des forces de lévitation verticales est essentielle pour comprendre et optimiser la lévitation, il n'en est pas moins utile d'étudier la stabilité du système. Aussi, une caractérisation des forces transversales est nécessaire pour les échantillons produits avec différentes configurations d'aimants.

1°) Le banc expérimental

La table 3D de positionnement, présentée pour les mouvements verticaux, est réutilisée dans cette caractérisation. En effet, on veut étudier les forces de rappel engendrées sur la structure d'aimants lors d'un déplacement respectif des deux parties du système.

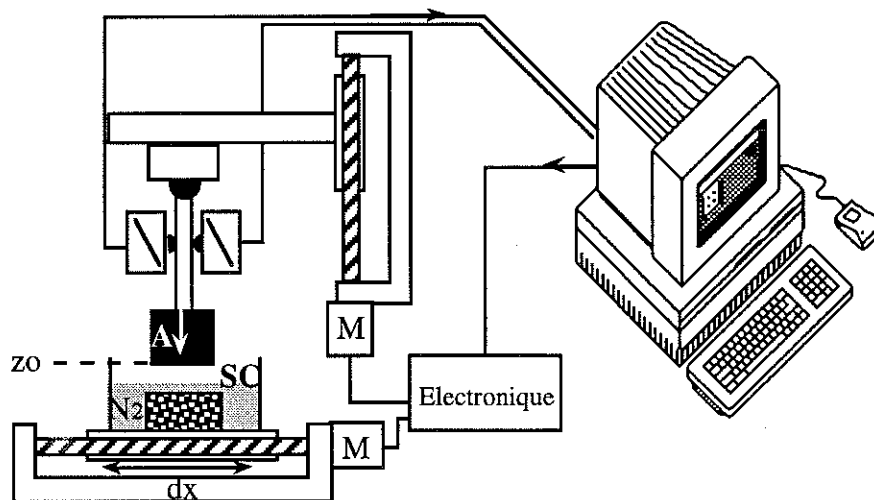


Fig.IV-18 : Schéma de principe du banc expérimental de caractérisation transversale

La caractérisation consiste donc à :

- déplacer très précisément le supraconducteur refroidi dans l'azote liquide,

- maintenir la structure d'aimants à une distance verticale constante,
- mesurer au moyen d'un système de balancier, les forces transversales réagissant sur cette dernière avec des capteurs de forces.

Par la suite, la raideur transversale des configurations envisagées sera déduite du déplacement et les forces produites. Les différentes caractéristiques représentent la force de rappel (force positive équivalente à une force attractive) qui agit sur la structure d'aimants.

Là encore, on distingue les caractérisations effectuées avec un refroidissement sous champ et hors champ. La table très polyvalente permet de mesurer d'éventuelles forces transversales lors de la descente de la configuration d'aimants vers le supraconducteur.

2°) Différentes structures d'aimants possibles

Pour réaliser une caractérisation, on a besoin d'un échantillon mais surtout d'une configuration adaptée d'aimants. La nécessité d'un gradient de champ transversal a déjà été évoquée précédemment. Aussi, différentes configurations ont été utilisées.

Les différentes structures à géométrie "cartésienne" devront être transformées en des structures annulaires pour un système en rotation (Fig.IV-19) :

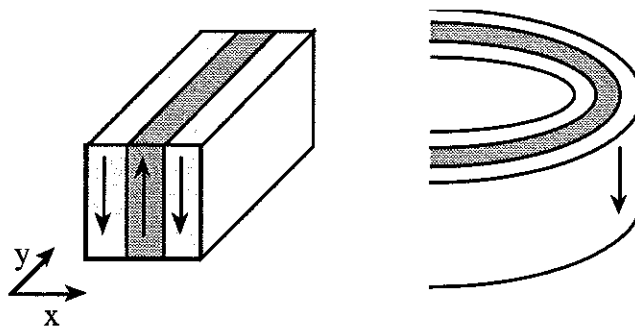


Fig.IV-19 : Structure cartésienne et annulaire

3°) Différents modes de refroidissement

a) Refroidissement hors champ "centré" (Fig.IV-20)

Comme pour la caractérisation en forces verticales, celui-ci consiste à refroidir l'échantillon dans l'azote liquide en l'absence de toute source de champ. La structure d'aimants est donc placée à distance raisonnable pour ne pas influencer le supraconducteur lors de son refroidissement. Ensuite

l'aimant est rapproché de celui-ci jusqu'à une distance z_0 à laquelle est mesurée la force transversale en fonction du déplacement transversal. La distance z_0 est un critère fondamental dans la caractérisation des forces transversales.

Pour des distances z_0 importantes, le champ créé par les aimants est inférieur à H_{c1} , le supraconducteur est totalement diamagnétique (effet Meissner) et sans stabilité transversale voire instable en liaison avec des effets de bords. Pour de faibles distances z_0 des vortex apparaissent et assurent la stabilité transversale.

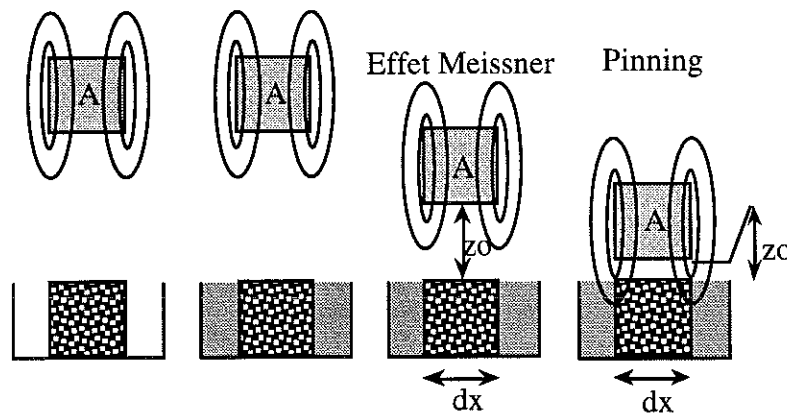


Fig.IV-20 : Refroidissement hors champ centré

b) Refroidissement hors champ "décentré" (Fig.IV-21)

Après un refroidissement hors champ, la structure d'aimants est descendue jusqu'à la cote de caractérisation z_0 (distance entre les deux parties) et suffisamment éloignée du matériau pour ne pas l'influencer. Puis par un mouvement horizontal, la configuration d'aimant est rapprochée pour passer au-dessus du supraconducteur et enfin le dépasser. Les forces développées lors de cette caractérisation seront plutôt du type répulsion dans un premier temps puis de type Pinning en final.

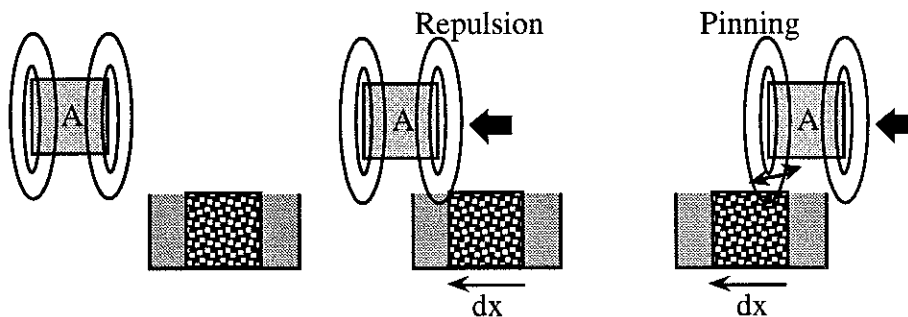


Fig.IV-21 : Refroidissement hors champ décentré

c) Refroidissement sous champ (Fig.IV-22)

Cette fois-ci, l'aimant est amené près du supraconducteur "chaud" (état normal, $T > T_c \approx 90$ K). Une fois en position, son refroidissement dans l'azote liquide est réalisé.

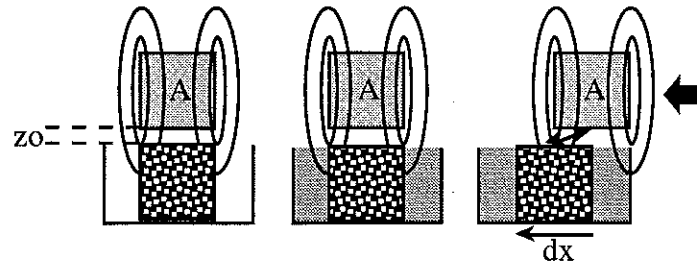


Fig.IV-22 : Refroidissement sous champ

La distance de refroidissement z_0 entre le supraconducteur et la structure d'aimants pourra varier pour étudier l'influence fondamentale du pinning sur les forces de rappel et les raideurs transversales. Un refroidissement sous champ suivi d'un retrait vertical partiel avant caractérisation a été aussi étudié.

4°) Influence des structures d'aimants

a) Structure d'aimants à faible gradient

Un aimant de diamètre bien supérieur à celui du supraconducteur développe un faible gradient de champ transversal.

Seul les effets de bords seront sensibles avec la présence de surchamps en périphérie et d'une chute importante de l'induction en dehors de l'aimant.

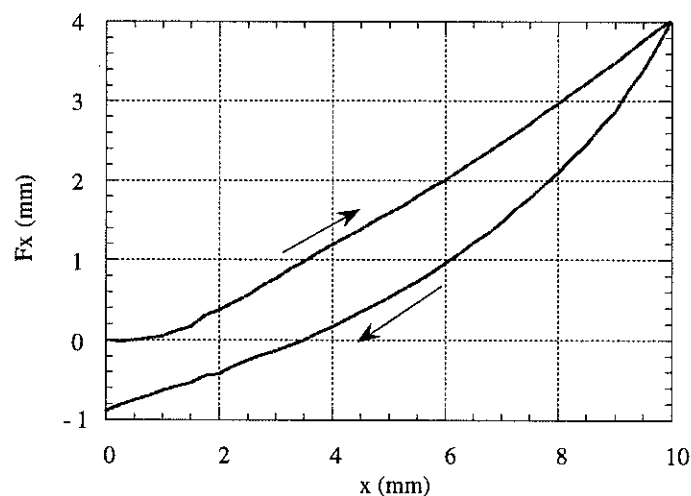


Fig.I-23 : Force de rappel lors d'un déplacement transversal

Un exemple de force transverse développée entre un échantillon de diamètre 40 mm (hauteur 15 mm) avec un aimant de diamètre 60 mm (hauteur 15 mm) est donné par la figure IV-23.

La force développée est relativement faible, pratiquement nulle pour de faibles déplacements. Après un déplacement important de 10 mm, la force maximale n'est que de 4 N. Compte tenu des dimensions respectives, l'interaction est liée essentiellement aux effets de bord de l'aimant et n'utilise que les éventuels surchamps. Le matériau reste sous la structure d'aimants (Fig.IV-24).

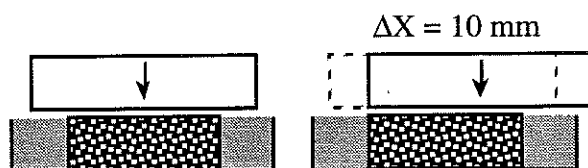


Fig.IV-24 : Déplacement transversal

Pratiquement nulle pour les très faibles déplacements, la raideur transversale moyenne s'élève ensuite à 0,4 N/mm. Le système peut être considéré comme "extrêmement mou". Tout ceci ne contribue nullement à faire de cette association, un système extrêmement "stabilisateur". Compte tenu de la raideur négligeable à faible excentricité, il est assimilable à un système sans raideur.

Cycle d'hystérésis

Comme pour les forces verticales, il se produit un hystérésis de la force avec le déplacement (Fig.IV-25). La force initiale de rappel (opposée au déplacement) change de sens. Elle devient répulsive et s'oppose au recentrage de la structure d'aimants (environ 1 N).

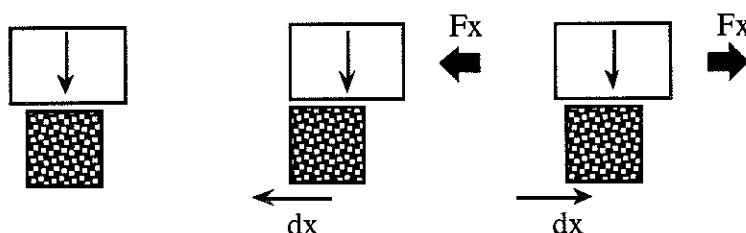


Fig.IV-25 : Force de rappel et force de répulsion

b) Structure d'aimants à fort gradient transversal

Un gradient de champ plus important que précédemment peut être obtenu en utilisant les effets de bords d'un aimant plus petit que le supraconducteur. Pour obtenir un gradient de champ transversal important, certaines structures d'aimants sont nettement plus adaptées (Fig.IV-26) :

aimant Ref NSN

aimant Ref NlucoS

aimant Ref NlucoN

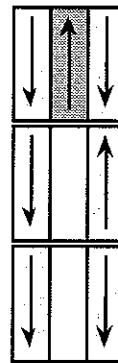


Fig.IV-26 : Exemple de structures à fort gradient de champ transversal

Ces structures sont réalisées expérimentalement à partir de barrettes ($l=5$ mm, $h=15$ mm) élémentaires. Il est possible de faire varier la périodicité spatiale des pôles (Fig.IV-26).

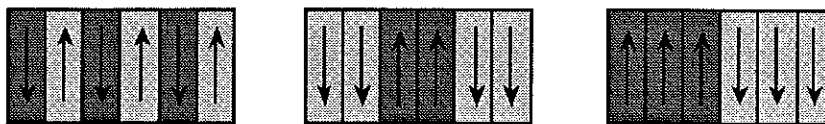


Fig.IV-27 : Structures à différents gradients

Pour étudier l'effet du gradient de champ transversal sur les performances de l'association aimant/supraconducteur, l'échantillon précédent (diamètre : 40 mm) est caractérisé avec la configuration NSN composée de dix barrettes. La largeur de la structure est alors de 50 mm (NS 5/50-15) et on peut donc considérer dans le cas de petits déplacements que le supraconducteur ne voit pas les limites des aimants. Les effets de bords sont ainsi en première approximation négligés.

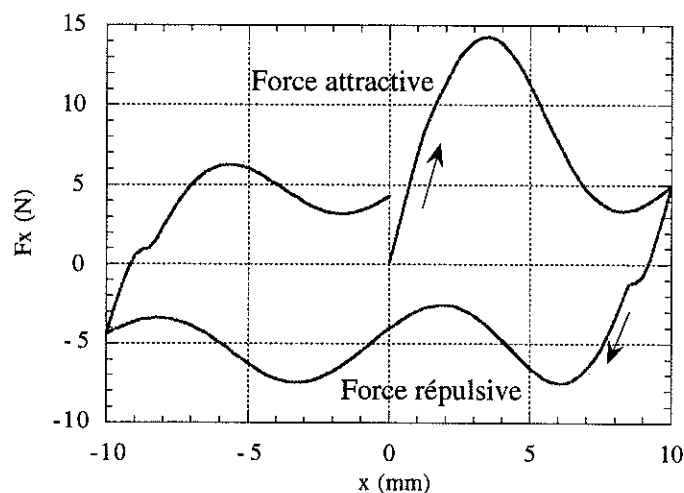


Fig.IV-28 : Cycle de forces transversales à une distance de 1 mm (supraconducteur : $\varnothing$ 40 mm, aimant : NSNSNSNSNS)

Ce cycle est très différent de celui obtenu précédemment avec la structure homogène. L'hystérésis est très marqué. La force maximale est multipliée par 3,6 et la raideur par 17,5 (Fig.IV-23). Le système a alors un comportement très complexe mais la périodicité de la configuration d'aimants (10 mm) peut facilement être retrouvée et quelques enseignements peuvent être tirés de ce graphe.

Le maximum de force est obtenu après un déplacement relatif égal au quart de la périodicité magnétique des aimants. Si on étudie localement la réaction du supraconducteur, on peut expliquer en partie ce phénomène. En position initiale, le supraconducteur n'exerce aucune force transversale mais il est soumis aux champs des aimants. Lors d'une sollicitation transversale, le supraconducteur réagit pour s'opposer à toute modification magnétique. Comme le champ de l'aimant élémentaire diminue, le volume situé en dessous développe une aimantation localement de même "orientation" que l'excitation magnétique précédente. Cet effet est renforcé par le développement d'une aimantation qui s'oppose à l'augmentation du champ liée au déplacement de l'aimant voisin.

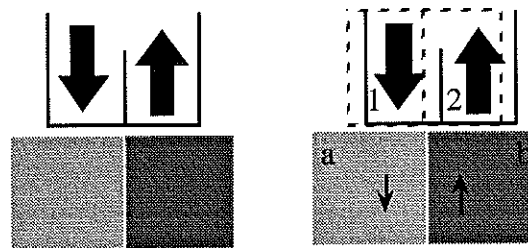


Fig.IV-29 : Réaction du supraconducteur à un "déplacement magnétique"

Il en résulte des forces élémentaires de rappel entre les deux constituants. La zone "a" sous influence de l'aimant 1 va produire une force sur celui-ci, il en sera de même pour la zone "b" sous influence de l'aimant 2. A cela vient s'ajouter une interaction magnétique (répulsion) de la zone "b" sur l'aimant 1 qui contribue à renforcer la force résultante de rappel.

Quand le déplacement devient trop important, la zone "b" va être de plus en plus pénétrée par l'induction magnétique issue de l'aimant 1. La force de rappel diminue sensiblement.

Lors du retour, on peut encore observer sur la caractéristique en force transversale, la périodicité de la structure d'aimants. Des extrema locaux apparaissent régulièrement tous les 10 mm.

Performances de la structure

On peut déterminer la force et la raideur maximale. Contrairement au cas précédent, cette dernière n'est pas obtenue en fin de déplacement mais sur les tous premiers millimètres :

$F_x \text{ max (N)}$ 14,3 à 3,5 mm

$K_x \text{ max (N/mm)}$ 6,9 à 1 mm

Un déplacement plus faible permet d'obtenir un cycle d'hystérésis moins important. Les grands déplacements réalisés lors de cette caractérisation ont "cassé" toute la répartition magnétique dans le matériau de façon complètement irréversible.

Il est remarquable de voir avec ces deux exemples la différence de performances. D'un coté une raideur k_x est presque négligeable ($k_x=0,4 \text{ N/mm}$), de l'autre une raideur de l'ordre de $6,9 \text{ N/mm}$. Ces dernières performances pourraient être sensiblement améliorées avec un échantillon plus adapté à la structure d'aimants (largeur de grains égale au pas de la structure d'aimants). De plus, l'échantillon présente sur sa surface des zones de qualité variable : le piégeage est alors plus ou moins bon selon la position sur le supraconducteur. Les forces de rappels sont de ce fait pas optimales compte tenu de la surface de l'échantillon présentée.

Influence de la distance de refroidissement:

Compte tenu de la structure utilisée, les lignes d'induction de la structure d'aimants ont tendance à se reboucler très rapidement sur l'aimant voisin ce qui entraîne un volume supraconducteur aimanté relativement faible. Il en découle un piégeage beaucoup moins efficace, si les aimants sont trop éloignés de l'échantillon.

Pour le même échantillon et la même configuration d'aimants, différents cycles sont décrits respectivement à 0,5 - 1 - 1,5 - 2,5 mm. Les résultats sont résumés sur la figure IV-30 et confirment les prévisions.

L'effet de hauteur est très important. Les performances s'effondrent quand la distance entre le supraconducteur et la structure d'aimants augmente (lors du passage de 1 mm à 1,5 mm). Par contre, les courbes à 2,5 et 1,5 mm sont peu différentes. De même entre 1 et 0,5 mm, le gain en force transversal est fortement atténué.

De cet ensemble de courbes, il est possible de déterminer les forces maximales de rappel et les raideurs transversales pour les différentes hauteurs (Tab.IV-31).

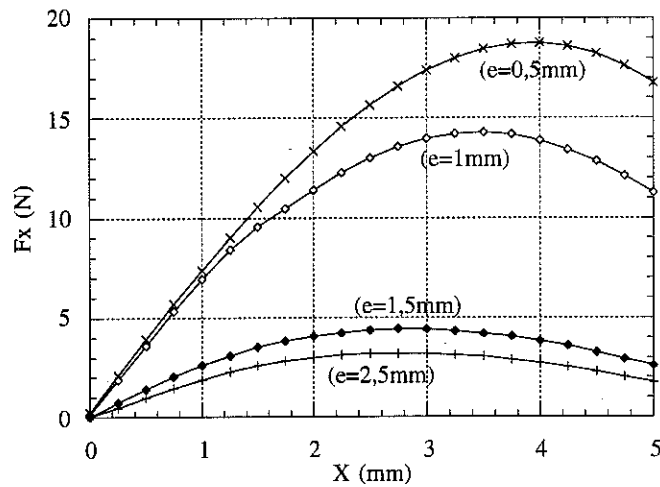


Fig.IV-30 : Force de rappel en fonction de la distance A/Sc

Distance A/Sc (mm)	F _x max (N)	z _{max} (mm)	k _x max à 1 mm (N/mm)
0,5	18,76	4	7,38
1	14,28	3,5	6,94
1,5	4,44	2,75	2,61
2,5	3,2	2,75	1,81

Tab.IV-31 : Tableau récapitulatif des performances en fonction de la distance A/Sc

Il est intéressant de remarquer que la raideur transversale ne diminue que de 6% au passage de 0,5 mm et 1 mm d'espacement. Comme la stabilisation doit intervenir pour les plus faibles déplacements, les deux caractéristiques relativement identiques, donneront des comportements très voisins. Il n'est donc par forcément nécessaire de réduire à 0,5 mm "l'entrefer" entre les parties mobiles. Une distance de 1 mm offre une sécurité de fonctionnement tout en ayant des performances intéressantes.

Pour augmenter la pénétration du champ dans le supraconducteur, une structure utilisant les même aimants que précédemment mais légèrement espacés les uns des autres peut être utilisée. Des espaceurs en matériaux amagnétiques (Lucoflex par exemple) seront utiles. Cette structure diminue cependant le gradient de champ transversal.

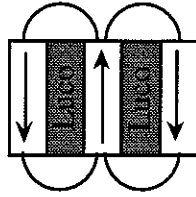


Fig.IV-32 : Exemple de structure "Luco"

Pour les très faibles déplacements, les deux caractéristiques (Fig.IV-33) sont légèrement différentes (force maximale et surtout la raideur). Si la force maximale est supérieure pour la structure Luco (21 N au lieu de 14,3 N), sa raideur est légèrement plus faible : 5,65 N/mm (au lieu de 6,94 N/mm).

Le moindre gradient de champ en surface d'aimant de la structure NLucoS (0,1 T/mm) par rapport à la configuration NSN (0,2 T/mm) est contrebalancé par une meilleure pénétration du champ à travers le supraconducteur qui développe une aimantation plus importante et un volume actif supérieur.

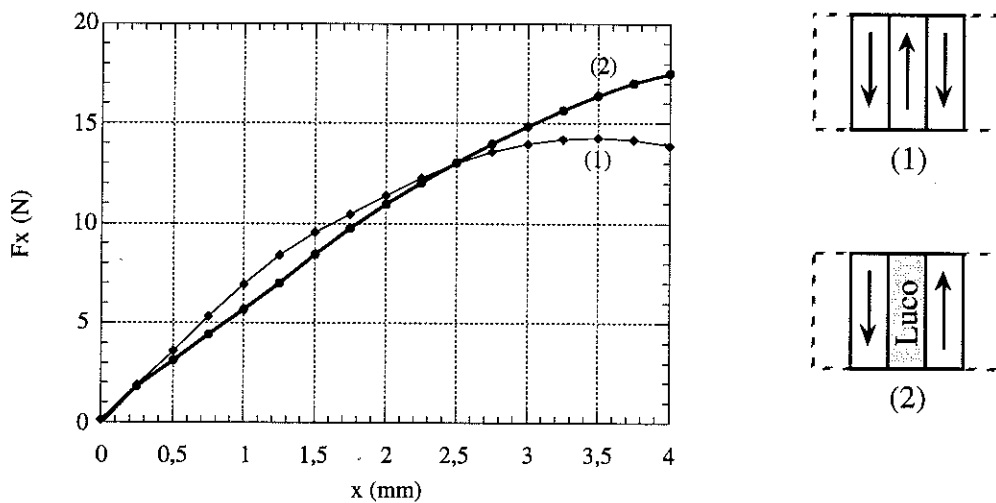


Fig.IV-33 : Comparaison structure NSN (1) et NLucoS(2)

Pour conforter cette hypothèse, il est nécessaire d'étudier l'influence de la distance aimants-supraconducteur pour la structure Luco. En effet, une chute importante des performances apparaissait lors du passage d'une hauteur de 1 mm à 1,5 mm pour la structure NSN. Pour cette nouvelle structure, le comportement est très différent (Fig.IV-34).

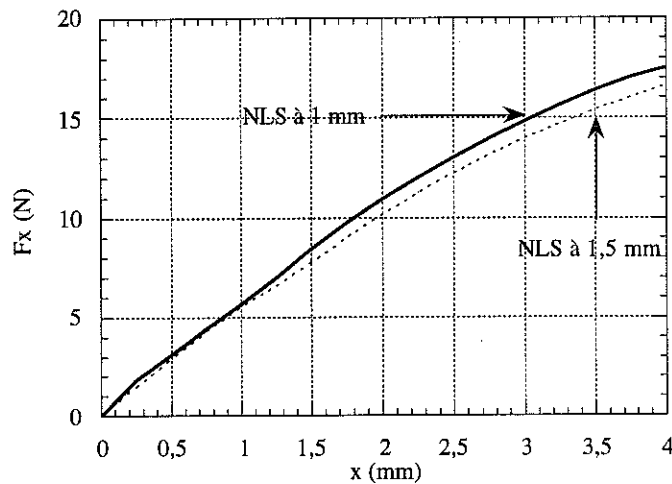


Fig.IV-34 : Comparaison de la structure NLUcoS à 1 et 1,5 mm

Avec la structure NLUcoS, l'influence de la distance séparant la configuration d'aimants et le supraconducteur est presque négligeable (entre 1 et 1,5 mm) : chute de 7 % de la force de rappel pour 3 mm de déplacement transversal. Avec la structure NSN, la chute vertigineuse pour le même écart (1 à 1,5 mm) atteignait 69 %.

De même, les raideurs (à 1 mm) peuvent être considérées comme constantes alors qu'avec la structure NSN, elles chutaient de près de 62 %.

Enfin, la structure avec espaceurs permet de réduire considérablement le volume d'aimants nécessaire pour des performances sensiblement identiques. Dans l'étude précédente, 4 barrettes d'aimants sur 9 ont été remplacées par des languettes en Luco. Ceci diminue d'environ 45 % la quantité d'aimants. De plus, pour un système en lévitation, toute réduction de volume se traduit par une baisse de poids non négligeable et pas forcément "utile".

Différence entre distance de refroidissement et de fonctionnement

L'importance de la distance de refroidissement a été démontrée précédemment. Les meilleures performances transverses seront bien évidemment obtenues au contact des deux systèmes. Or il est nécessaire de maintenir un léger espace entre les parties mobiles. Il est possible d'effectuer un retrait partiel du système après refroidissement. Le supraconducteur est alors déjà actif avant même que toutes perturbations extérieures n'apparaissent.

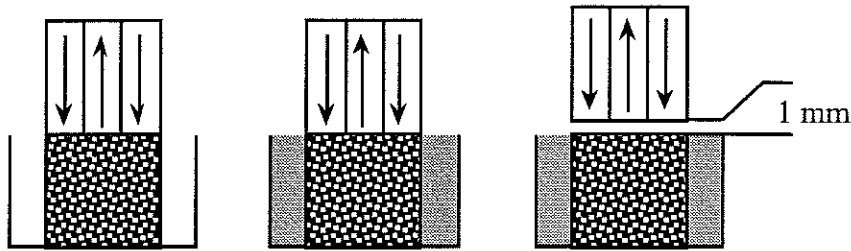
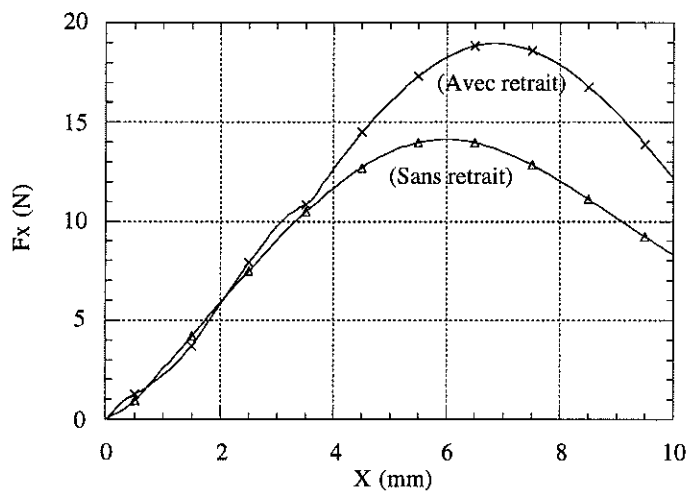


Fig.IV-35 : Refroidissement au contact avec retrait partiel

Les caractéristiques avec et sans retrait d'une structure NSN à 1 mm au-dessus d'un supraconducteur sont données par la figure IV-36.



Sans retrait :

$$F_{x \text{ max}} = 14,1 \text{ N} \\ (\text{à } x = 5,9 \text{ mm})$$

Avec retrait :

$$F_{x \text{ max}} = 18,9 \text{ N} \\ (\text{à } x = 6,8 \text{ N})$$

$$(z_0 = 1 \text{ mm})$$

Fig.IV-36 : Etude de l'influence de la précontrainte d'une structure NSN

L'action du retrait sur les performances est surtout sensible sur la force maximale de rappel obtenue : 34 % d'écart en faveur du refroidissement au contact.

Toutefois, la raideur transversale est sensiblement la même dans les deux cas. L'influence de la distance z_0 est importante pour l'augmentation de la force maximale avec un refroidissement au contact (Fig.IV-36). Pour un retrait faible (par exemple 0,5 mm), les performances (+10 %) ne sont que très modestement améliorées. A l'opposé pour un retrait important, la structure d'aimants est maintenant trop éloignée du supraconducteur pour générer une augmentation significative des forces (+9,7 %). Dans ces conditions le gain d'un retrait est défini par :

$$\text{gain} = \frac{F_{x \text{ max}} (\text{avec retrait})}{F_{x \text{ max}} (\text{sans retrait})}$$

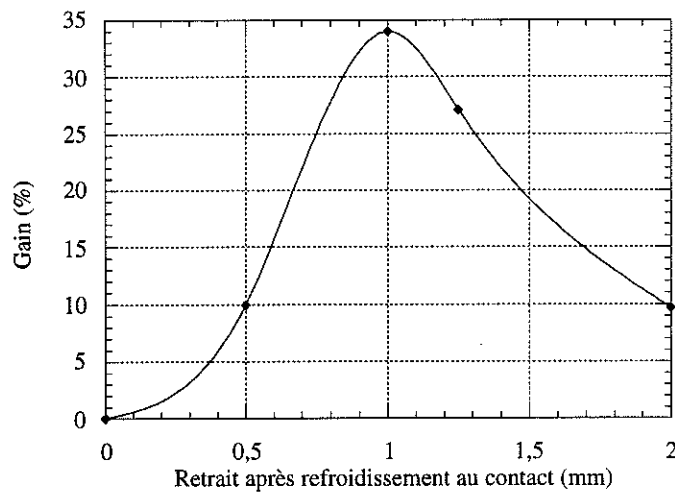


Fig.IV-37 : Optimum pour la précontrainte

Il existe donc un optimum du gain pour une valeur de retrait avoisinant le millimètre. Celui-ci ne correspond pas à un optimum pour la force de rappel qui lui se situe à une distance proche du contact.

Variation du gradient de champ transversal à masse d'aimant constante

Après avoir étudié les différentes propriétés de la structure NSN, on peut s'intéresser aux configurations à plus faibles gradients exposés en début de ce paragraphe. On utilisera le même échantillon d'un diamètre de 40 mm et on se limitera à de faibles déplacements (quelques millimètres). Toutefois les motifs utilisés ont des dimensions transversales de 30 mm. Assemblés à partir de barrettes 5 x 15 x 50, ils sont donnés par la figure IV-38.

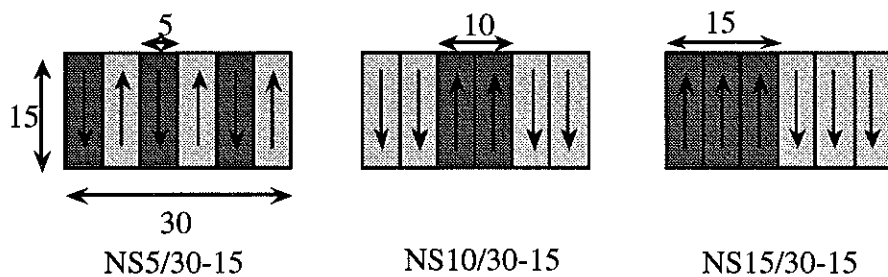


Fig.IV-38 : Structure à gradient de champ transversal variable

La caractérisation pour ces trois configurations maintenues à 1 mm de la pastille supraconductrice est résumée par la figure IV-39.

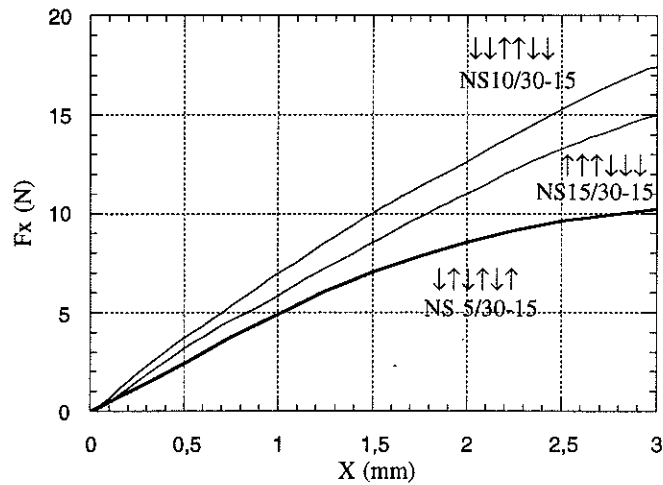


Fig.IV-39 : Comparaison des structures NS à périodicité variable (à 1 mm)

Ces résultats confirment les compromis entre un gradient de champ transversal élevé, un pas polaire et une pénétration du champ à travers le supraconducteur et son aimantation : il existe un optimum (Fig.IV-41). Le tableau (Tab.IV-40) présentent les raideurs pour différentes configurations et pour différents déplacements :

Structures	Kz à 1 mm	Kz à 2 mm	Kz à 3 mm
NS 5/30-15	4,95	2,57	1,12
NS 10/30-15	6,98	5,2	3,03
NS 15/30-15	5,84	4,86	3,63

Tab.IV-40 : Tableau récapitulatif des résultats

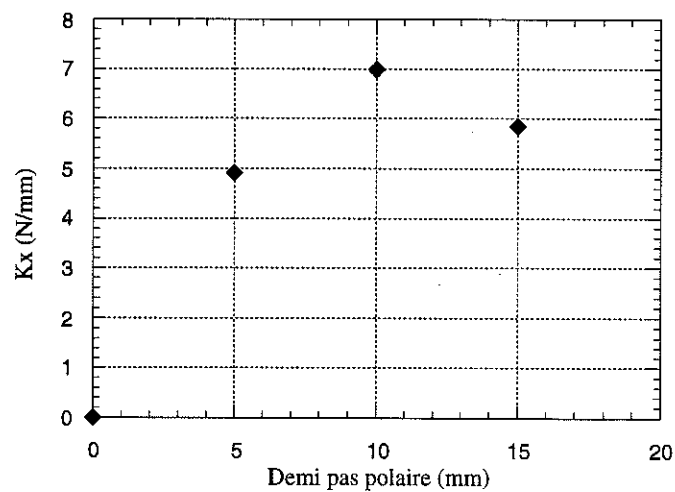


Fig.IV-41 : Influence du demi pas polaire sur la raideur transversale à 1 mm

c) Refroidissement hors champ

Cette fois, le supraconducteur est refroidi en l'absence de tout champ magnétique. Deux types de caractérisations sont possibles.

i) Etude des forces transversales en position centrée

Dans ce cas on effectue un déplacement selon l'axe z afin de rapprocher la configuration d'aimants de l'échantillon après son refroidissement à 77 K. La cote z_0 fixe la distance de séparation. La structure présentée est toujours composée d'une succession d'aimants alternés (NS 5/50-15 : $\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow\uparrow$).

La caractérisation est réalisée pour un refroidissement hors champ centré ($z_0 = 1$ mm). Le résultat est donné par la figure (Fig.IV-42) qui permet de comparer avec les performances obtenues sous champ.

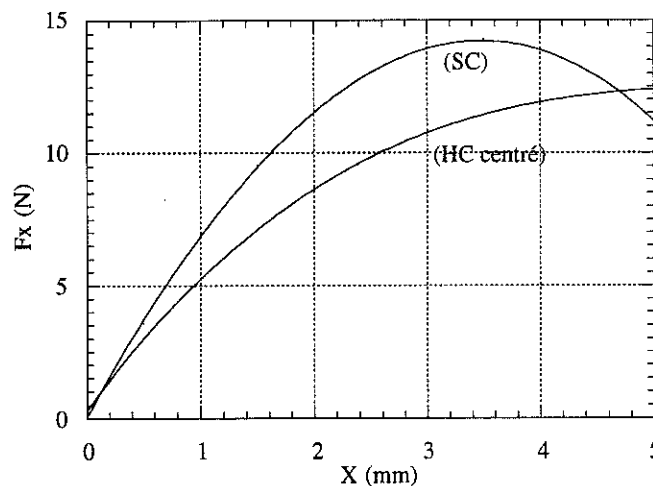


Fig.IV-42 : Influence du mode de refroidissement

La raideur transversale est notoirement différente pour les deux modes de refroidissement. Pour un refroidissement sous champ, la structure développe une raideur d'environ 7 N/mm, alors que hors champ la raideur s'élève seulement à 5,1 N/mm, soit une chute des performances de l'ordre de 26,5 %. De plus, la force maximale obtenue lors du déplacement est aussi assez différente. Celle-ci passe de 14,3 N (à 3,5mm) à environ 12,4 N (à 5 mm) soit une diminution de 13 % environ.

Ces différences de performances du supraconducteur s'expliquent par la nature même du refroidissement. Pour un refroidissement sous champ, la pénétration du champ magnétique ne pose aucun problème à "chaud", le matériau est amagnétique. Une fois celui-ci refroidi et donc dans son état

supraconducteur, la configuration magnétique est en partie piégée sous forme de vortex.

A l'inverse, lors du refroidissement hors champ, les lignes d'induction de la structure d'aimants ont plus de mal à pénétrer l'échantillon et de ce fait l'effet de Pinning des vortex est moins efficace. Ceci se traduit par des forces de rappel moindres et par voie de conséquence une raideur aussi plus faible.

Toutefois, l'effet du mode de refroidissement n'influence pas de la même manière la raideur (26,5%) et la force (13%). Si la pénétration du champ magnétique est plus ou moins importante, la répartition de celui-ci est modifiée après mise en place de la structure d'aimant (refroidissement hors champ). L'expulsion partielle des lignes de flux persiste encore.

ii) Etude des forces transversales en position décentrée

Cette fois-ci, le supraconducteur est refroidi hors champ et amené à la cote z_0 décentré par rapport à l'échantillon. La caractérisation consiste à rapprocher la structure d'aimants en direction du supraconducteur. On réalise une caractérisation à $z_0 = 1$ mm avec une structure d'aimants ($\phi 14 \times H16$). Les forces de rappels en fonction de la position de l'aimant sont représentées par la figure (Fig.IV-43).

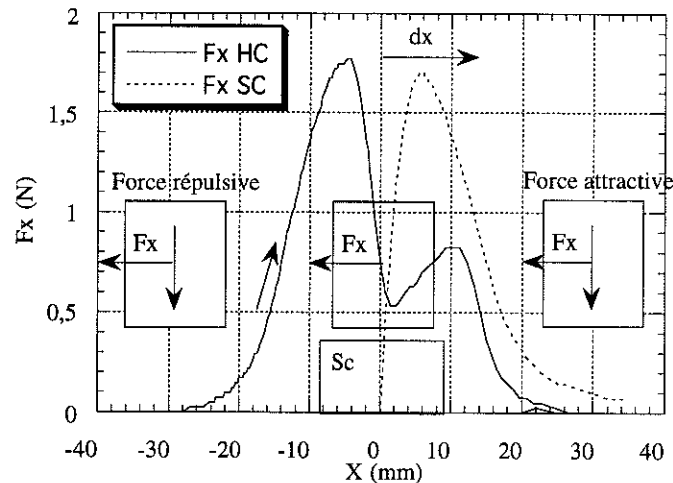


Fig.IV-43 : Comparaison entre HC et SC

Le système refroidi hors champ (en phase d'approche) subit tout d'abord une force de répulsion qui s'oppose au déplacement ; elle augmente quand l'aimant est au voisinage du supraconducteur. Une fois au-dessus, la pénétration du matériau est importante et la force s'atténue sensiblement. Elle n'agit plus comme une force de rappel (changement de dérivée). Après avoir dépassé la position médiane, la force sans changer de sens

redevient donc une force de rappel (position relative aimant/échantillon) et retient l'aimant (dû au piégeage). Finalement, pour une excentricité suffisante, la force de rappel diminue définitivement. A titre de comparaison, est reportée sur la figure en pointillé, la force développée pour un refroidissement sous champ centré. L'allure des deux caractéristiques est différente mais les forces transverses maximales sont du même ordre de grandeur.

d) Etude de la configuration à concentration de flux [2]

Pour obtenir des forces transversales importantes, il est nécessaire d'avoir un gradient de champ transversal important avec une pénétration du champ importante. Or les limites de la structure alternée NSN résident essentiellement dans le faible volume qu'elle aimante. D'autre part, la structure symétrique produit dans sa partie supérieure un champ magnétique inutilisé (le supraconducteur étant situé en dessous).

D'où l'idée de concentrer le flux magnétique dans la zone inférieure en limitant au maximum les fuites supérieures. Le motif de base à quatre aimants identiques permet cette concentration (Fig.IV-44).

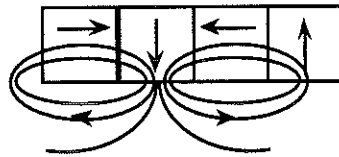


Fig.IV-44 : Structure à concentration de flux

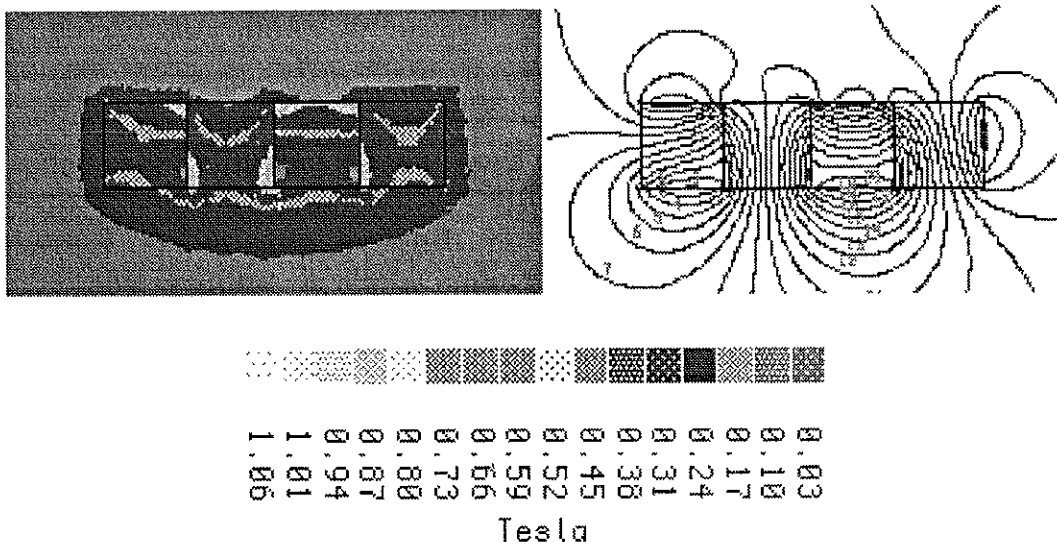


Fig.IV-45 : Module de l'induction et équiflux pour le motif à concentration de flux

Ce motif de base peut être répété pour réaliser la structure voulue. Par la suite, cette configuration sera baptisée structure à "concentration de flux".

Remarque

Pour des géométries cartésiennes, l'assemblage et la nature des aimants ne pose pas de difficultés. Par contre dans le cas d'une géométrie de révolution, des aimants sous forme annulaire sont nécessaires. Le motif de base demanderait une aimantation radiale pour deux bagues sur quatre ce qui est difficile à réaliser. Les deux autres sont à aimantation axiale.

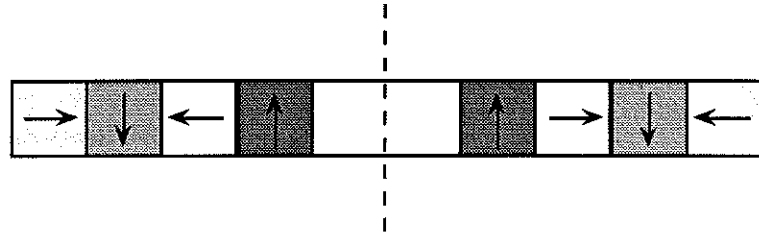


Fig.IV-46 : Structure annulaire à concentration de flux

Expérimentalement, on disposera d'une structure d'aimants permanents dont le motif de base est constitué de quatre aimants SmCo_5 ($5 \times 5 \times 25 \text{ mm}^3$)

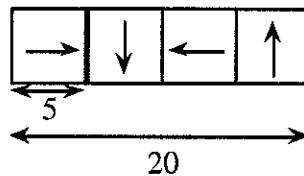


Fig.IV-47 : Dimensions et structure du motif élémentaire

Le diamètre de l'échantillon dans un premier temps est de 17 mm avec une hauteur de 8 mm. Les résultats de la structure à concentration de flux seront comparés à ceux de la structure NSN de dimensions semblables ($5 \times 5 \times 25$ pour une barrette élémentaire) (Fig.IV-48 et Fig.IV-49).

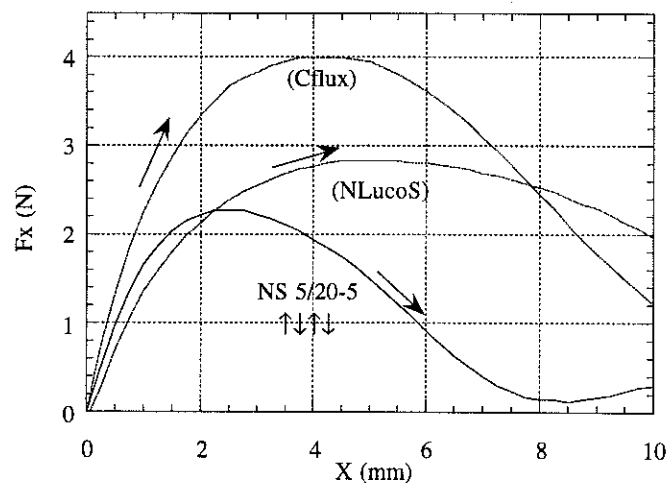


Fig.IV-48 : Comparaison des différentes structures à 1 mm

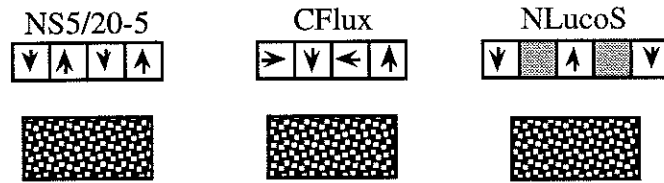


Fig.IV-49 : Différentes configurations comparées

Les performances observées diffèrent très sensiblement en fonction de la structure utilisée (Tab.IV-50).

Structures	F_x max (N)	K_x (N/mm)
$\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ (NS 5/20-5)	2,26	1,65
CFlux	4	2,24
NLucoS	2,82	1,35

Tab.IV-50 : Récapitulatif des forces et raideurs pour les différentes structures

Par rapport à la structure $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ (NS 5/20-5), de profondes différences apparaissent :

- la structure à concentration de flux présente à la fois une meilleure raideur (+35%) et une force maximale beaucoup plus importante (+78%),
- la structure "NLucoS" produit une force légèrement supérieure (+24%), mais la raideur à 1 mm est plus faible (-18%).

L'intérêt de la structure à concentration de flux est évident. Toutefois, le gain en force aussi impressionnant soit-il, ne correspond pas directement au gain en raideur. Or cette dernière doit être maximisée pour la stabilité mécanique. La valeur maximale de la force de rappel n'offre que peu d'intérêt, si ce n'est pour les systèmes tournants nécessitant un couple mécanique (coupleurs magnétiques, moteurs).

La structure "NLucoS" dont la raideur est plus faible, rentrerait dans le cadre précédent. Elle augmente sensiblement la force de rappel en réduisant la masse d'aimants (-25%) par rapport à la structure " $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ (NS 5/20-5)".

Pour la stabilité mécanique, un autre critère est intéressant : la zone de stabilité. La force représentée correspond à la force de rappel exercée sur l'aimant (Fig.IV-51). En effet, si le système dépasse l'extremum (F_x max),

il devient instable mécaniquement car la force diminuant ne peut plus stabiliser l'ensemble en lévitation.

Si la structure "NLucoS" offre la plus grande zone de stabilité (5 mm), elle est toutefois moins "raide". La configuration " $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ " est beaucoup moins performante (2,5 mm), ceci est essentiellement dû à la périodicité magnétique très faible. Le rapport entre "NLucoS" et " $\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow$ " se retrouve dans leur géométrie et leur stabilité.

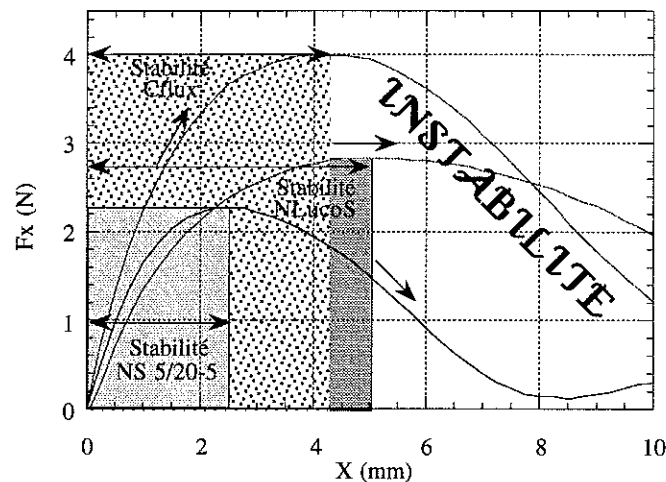


Fig.IV-51 : Zone de stabilité des différentes configurations

Il semble donc que la structure à concentration de flux offre une stabilité optimale, et une zone de stabilité très intéressante (4,25 mm). Si aucune limitation au niveau des aimants n'est imposée (volume ou aimantation radiale), cette configuration peut donner des résultats très intéressants pour un système à stabiliser transversalement.

e) Influence de la surface de supraconducteur

On a vu précédemment comment avec un même échantillon supraconducteur augmenter les performances en jouant sur l'arrangement des aimants. Même s'il est difficile de reproduire un échantillon de qualité constante et de dimensions variables, l'étude de l'influence de la surface de supraconducteur sur les forces de rappel peut être utile.

L'emploi de la structure à aimants alternés permet de supprimer les effets de bords indésirables. En effet, cet assemblage "composite" et stable naturellement peut prendre des dimensions "infinies" devant celles de l'échantillon. Différents échantillons de dimensions identiques et qualités supposées constantes seront utilisés.

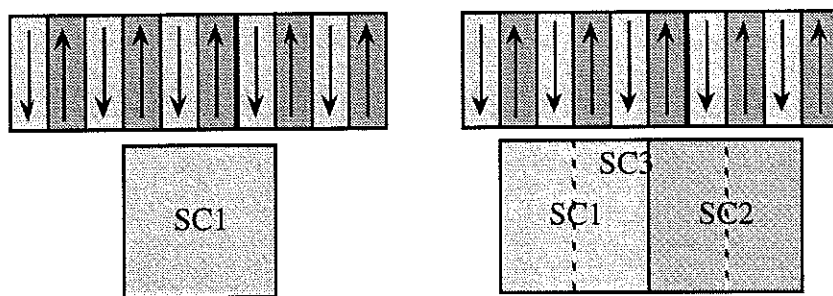


Fig.IV-52 : Configurations de supraconducteurs pour l'étude de surface

Trois structures de surface S , $3.S$ et enfin $4.S$ sont caractérisées (avec $S = 3,14 \text{ cm}^2$) (Fig.IV-52).

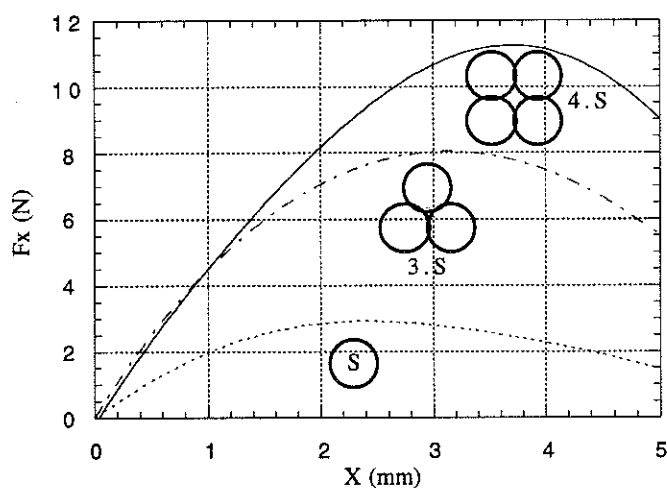


Fig.IV-53 : Influence de la surface sur les forces transversales

Quelques constatations peuvent être faites :

- la force transversale maximale dépend fortement de la surface de supraconducteur sous influence, la dépendance est pratiquement linéaire,
- la raideur est aussi sensible à l'effet de surface.

Les performances transverses sont résumées dans le tableau IV-53.

	Fz max (N)	Kzmax (N/mm)
S	2,9 à 2,5mm	2
3.S	8,1 à 3,25 mm	4,5
4.S	11,9 à 3,75 mm	4,7

Tab.IV-54 : Tableau récapitulatif de l'influence de la surface de supraconducteur

La force transversale est pratiquement proportionnelle à la surface de l'échantillon. Par contre les relations entre la raideur et la surface sont moins évidentes. Toutefois, l'augmentation de cette dernière est en partie due au développement de forces plus importantes.

La zone de stabilité augmente avec la surface de supraconducteur.

-- Bien que les échantillons utilisés soient de taille réduite, il reste toujours difficile de reproduire des échantillons de qualité réellement identique. Ceci peut expliquer les petits écarts et les anomalies rencontrées.

Une étude sur l'influence de la surface de supraconducteur peut être menée (Fig.IV-54) en augmentant ou diminuant les dimensions de la structure à aimantation alternée (passage de NS 5/30-15 qui couvre environ 8,6 cm² à NS 5/50-15 avec l'intégralité du supraconducteur).

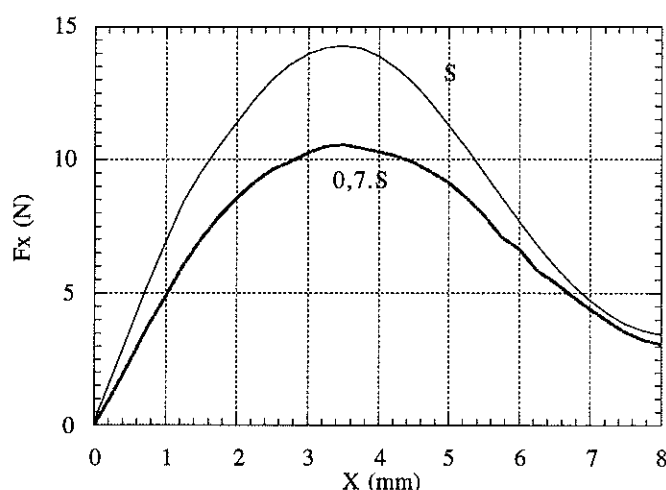


Fig.IV-55 : Influence de la surface de supraconducteur par réduction d'aimants

L'intensité et la raideur des forces de rappels sont singulièrement modifiées (Tab.IV-55) :

Structure	Surface (cm ²)	Fx max (N)	Kx à 1 mm (N/mm)
NS 5/30-15	12,5	14,27	6,94
NS 5/50-15	8,6 (0,68)	10,56 (0,74)	4,9 (0,7)

Tab.IV-56 : Tableau récapitulatif de l'influence de réduction de surface d'aimants

Au vu de ces résultats il apparaît que la force et la raideur sont sensiblement proportionnelles à la surface de supraconducteur directement

en vis à vis avec les aimants. Le reste de l'échantillon n'est que très peu influencé par ceux-ci, car les fuites magnétiques vers l'extérieur sont faibles (bouclage des lignes d'induction vers l'intérieur).

f) Etude d'une structure à fort gradient

La structure à concentration de flux réalisée à partir de 4 barrettes renvoie toute l'induction vers la partie inférieure mais possède un gradient transversal relativement faible par rapport à la structure de base alternée. On peut imaginer une nouvelle structure associant un demi pas polaire de 5 mm et augmentant l'induction en surface. Ceci se traduirait par une pénétration plus efficace.

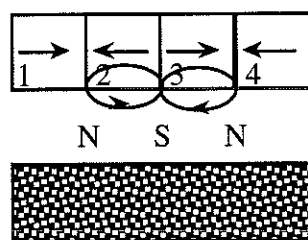


Fig.IV-57 : Principe de la structure "têtes bêches"

On génère ainsi des pôles N (aimant 1/2 et 3/4) et un pôle S entre 2 et 3. Les flux magnétiques des aimants s'additionnent. Les pôles magnétiques doivent être plus puissants que dans la structure alternée classique.

La répartition de l'induction sous la structure d'aimant est la suivante (Fig.IV-58) :

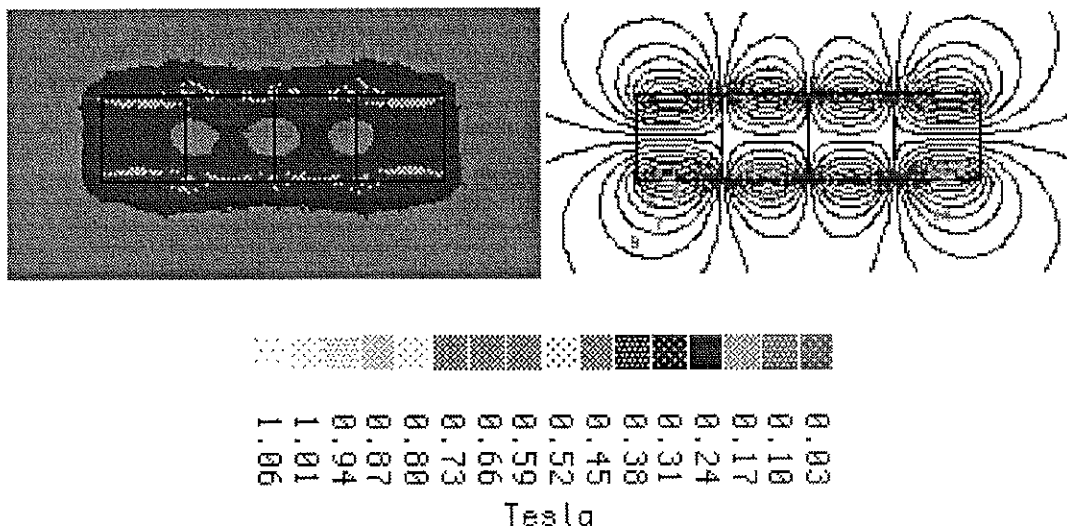


Fig.IV-58 : Module de l'induction et équipotential pour le motif "têtes bêches"

La structure est localement plus puissante à la jonction des aimants, la zone à forte induction est très réduite. Aussi, elle aimantera un volume plus faible que la configuration à concentration de flux précédemment étudiée qui canalisait toute l'induction sous l'aimant.

Le gradient transversal de champ est comparable à la structure à aimants alternés NS (pas de 5 mm) mais si localement les niveaux d'induction sont plus élevés (addition des flux magnétiques), globalement sur l'ensemble de la surface d'aimants les différences sont faibles. La courbe IV-59 permet de comparer la structure "têtes bèches" à celles à concentration de flux et aimants alternés NS.

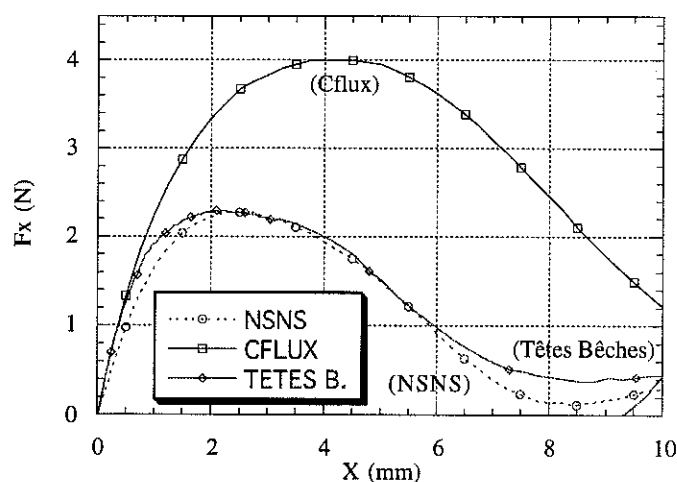


Fig.IV-59 : Comparaison de la structure "Têtes Bèches" avec CFLUX et NSNS

Il apparaît que la raideur transversale est sensiblement comparable entre la structure "Têtes Bèches" et à aimants alternés. De même la force maximale est légèrement supérieure à la structure à aimants alternés. Mais ces performances restent difficilement comparables à celles obtenues avec la structure à concentration de flux qui reste très supérieures à toutes les autres structures étudiées.

Ces différences s'expliquent très facilement à partir des constatations faites sur le module de l'induction des différentes structures. Même si localement l'induction est très fortement augmentée par rapport à la structure alternée, le gain est très peu perceptible.

Cet exemple montre que le volume aimanté par une configuration d'aimants est essentiel pour avoir des forces de rappel importantes.

g) Influence de l'orientation des plans (a,b) sur les forces transversales

Pour la lévitation verticale, il est nécessaire que les plans (a,b) soient perpendiculaires à l'aimantation de l'aimant pour que les courants supraconducteurs qui se développent dans ces derniers. Ils contribuent alors efficacement à la répulsion de l'aimant (Fig.IV-60)

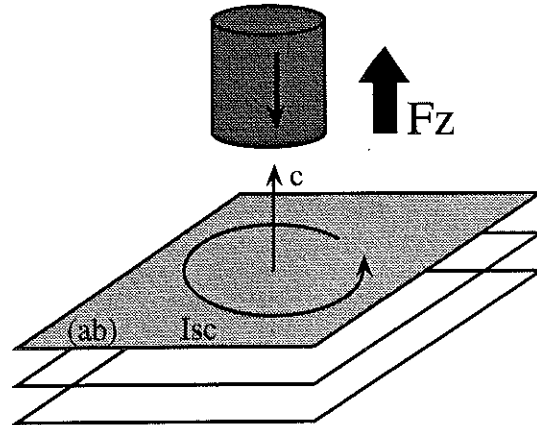


Fig.IV-60 : Orientation des plans (a,b)

Les forces transversales dépendent fortement de l'orientation des plans (a,b) par rapport à la direction du gradient transversal. Ainsi pour un même échantillon, deux caractérisations successives à gradient de champ en quadrature (colinéaire et perpendiculaire à la référence) donnent des résultats assez différents (Fig.IV-61). L'échantillon utilisé possède des plans (a,b) légèrement inclinés par rapport à la verticale. Avec des plans (a,b) bien horizontaux, les performances transversales seraient indépendantes de l'orientation planaire de l'échantillon.

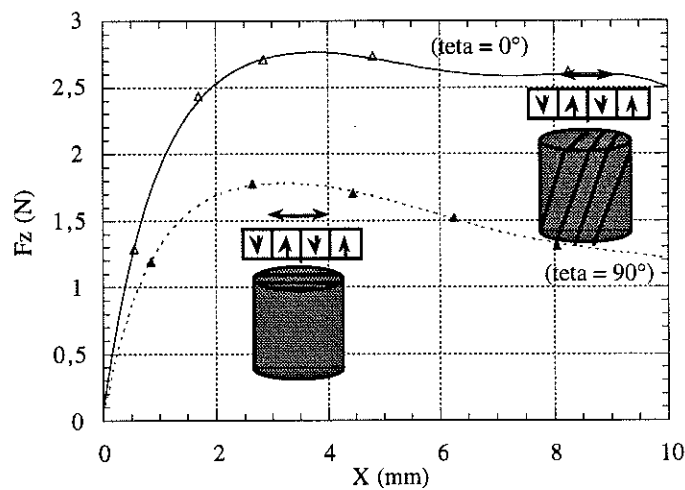


Fig.IV-61 : Dépendance angulaire des forces transversales

IV) Courbes d'aimantation des échantillons supraconducteurs

1°) Les méthodes utilisées

a) Bobines de détection compensées

La caractérisation utilisant des bobines de détection avec compensation est décrite par la figure IV-62.

Pour appliquer un champ extérieur variable, une bobine supraconductrice de 5 T est utilisée. L'échantillon est plongé dans un cryostat d'azote liquide. Un dispositif électrique extérieur permet de détecter toute variation de l'induction. Il est constitué de deux ensembles :

- une bobine de détection qui mesure le signal global (induction extérieure et aimantation du matériau),
- une bobine de compensation, placée suffisamment loin pour ne pas être influencée par le supraconducteur et montée en opposition avec la précédente, supprime la contribution extérieure.

Une fois le système bien compensé, la F.E.M mesurée aux bornes de l'ensemble donne après étalonnage préalable et traitement numérique l'aimantation de l'échantillon.

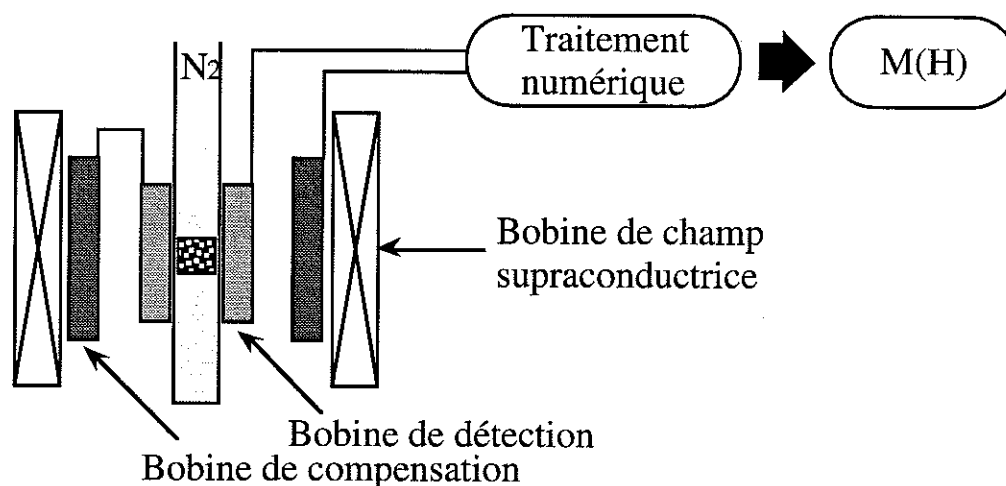


Fig.IV-62 : Principe de la méthode par compensation

Si ce système fonctionne très bien dans son principe, dans la réalité quelques difficultés apparaissent. Les signaux relevés sont excessivement faibles. La cryogénie à l'azote aussi simple soit elle induit des contraintes difficilement contournables. Par exemple, la bobine de détection n'est pas directement autour de l'échantillon car il semble difficile de compenser efficacement une bobine alternativement refroidie à 77 K puis réchauffée.

Une partie du signal est donc perdue. D'autre part, le fluide cryogénique peut engendrer des perturbations et rendre très difficile la compensation et l'étalonnage du système.

Aussi ce système qui a montré ses réelles capacités à "l'ambiante" pour les matériaux ferromagnétiques classiques a été abandonné au profit d'un autre dispositif complètement différent.

b) Méthode par pesée magnétique

Cette caractérisation consiste à déterminer le poids magnétique de l'échantillon pour en déduire alors son aimantation. Le dispositif expérimental est composé :

- d'une bobine supraconductrice 5 T pour produire le champ extérieur dont les caractéristiques (champ magnétique, gradient de champ vertical) sont parfaitement connues,
- d'un système cryostat - échantillon supraconducteur placé dans la zone à fort gradient de champ vertical connu avec précision,
- d'une balance électronique avec acquisition numérique.

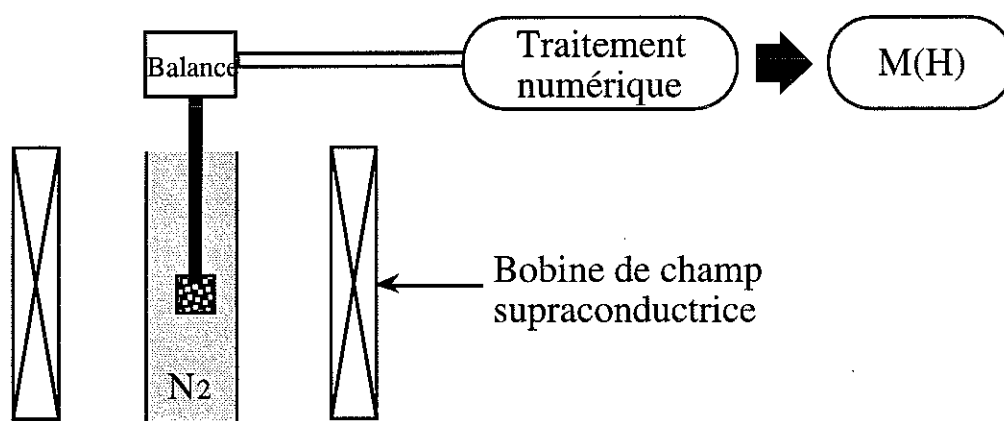


Fig.IV-63 : Mesure d'aimantation par pesée magnétique

La bobine de champ permet d'imaginer différents cycles d'aimantation dans la plage (-5 T / 5 T) avec des conditions initiales magnétiques et thermiques variables (nature des refroidissements). L'aimantation de l'échantillon est déduite de la relation :

$$F_z = \mu_0 \cdot M(H) \cdot \frac{dH_z}{dz} \cdot \mathcal{V}_{sc}$$

Toutefois, ce système simple et efficace d'une façon générale, est perturbé pour des champs très faibles et même inutilisable en champ nul.

2°) Courbes d'aimantation expérimentales

a) Mesures

Les courbes d'aimantation permettent dans un premier temps de qualifier les échantillons en termes de densité de courant critique et de taille des grains. Sur la courbe de première aimantation (échantillon refroidi hors champ), l'aimantation maximale produite est déterminée (en valeur absolue).

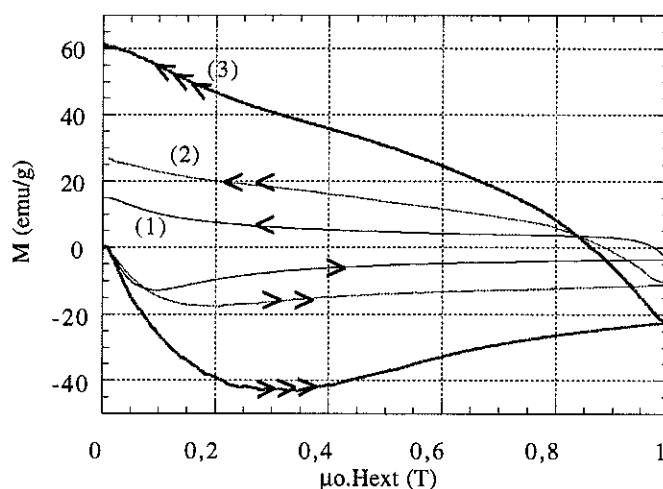


Fig.IV-64 : Courbes d'aimantation de différents échantillons supraconducteurs

Au vu de ces trois caractéristiques, il apparaît clairement que l'échantillon N°1 est moins performant (module de l'aimantation plus faible). A l'inverse, le troisième est d'une qualité assez exceptionnelle. Ses performances sont sensiblement le double de l'échantillon N°2.

Avec une aimantation de 43 emu/g (à $\approx 0,3 \text{ T}$) et 60 emu/g (à $\approx 0 \text{ T}$) de rémanence après saturation à 1 T, cet échantillon présente de réelles qualités pour la lévitation magnétique. En effet, son aimantation en phase de répulsion très importante lui permettra de produire une force verticale appréciable. De plus, le champ magnétique nécessaire correspond à ce qu'on peut obtenir facilement avec une structure classique d'aimants (induction de 0,2 à 0,4 T).

L'aimantation rémanente très élevée traduirait une très bonne stabilité de l'ensemble en lévitation. Toutefois, celle-ci est obtenue après saturation du matériau à 1 T, induction difficilement réalisable avec des aimants permanents.

D'une façon générale, les cycles d'aimantation seront réalisés entre 0 et quelques Teslas. Toutefois à titre indicatif, un cycle complet comprend

aussi les champs négatifs, comme présenté sur le graphique suivant avec la première et deuxième aimantation (Fig.IV-65).

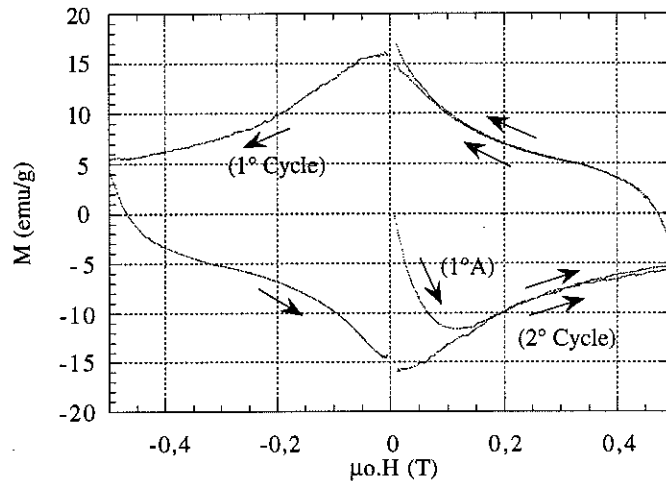


Fig.IV-65 : Cycle complet d'aimantation

b) Aimantation homogène

La méthode utilisée donne l'aimantation massique moyenne de l'échantillon. Elle ne renseigne pas sur la répartition de l'aimantation dans l'échantillon. Rien n'indique a priori que la structure de l'échantillon produise une aimantation microscopique homogène. Dans les essais de forces verticales, il est apparu des différences notoires pour les échantillons coupés à mi hauteur.

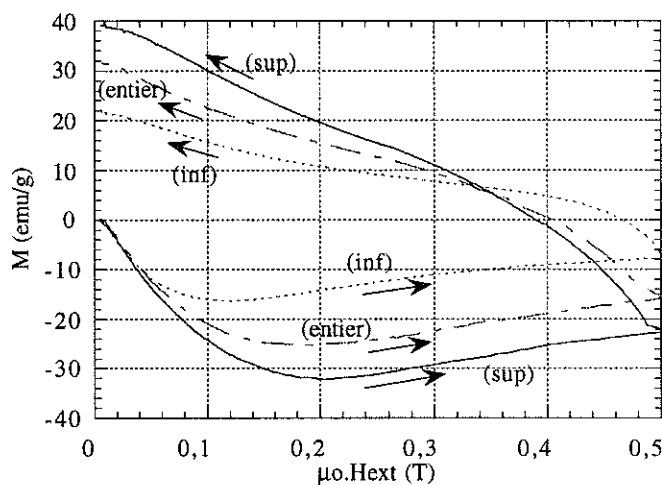


Fig.IV-66 : Influence de la hauteur de supraconducteur sur l'aimantation

La figure IV-66 représente les courbes d'aimantation pour l'échantillon entier ainsi que pour les parties inférieure et supérieure après découpe.

L'aimantation ramenée à la masse de matériau de la partie supérieure est très supérieure à celle de l'échantillon intégral. L'échantillon n'est pas homogène du point de vue de l'aimantation. Le supraconducteur possède de meilleures qualités dans sa partie supérieure. Par exemple, pour un point de fonctionnement de 0,45T, l'aimantation passe de -8,5 à -23,8 emu/g. De même, l'aimantation rémanente est très différente selon la partie de l'échantillon utilisé.

Cette étude explique en partie, les résultats obtenus lors des essais de caractérisation en force de lévitation verticale dans les mêmes conditions. Le comportement du supraconducteur diffère énormément selon le volume mais surtout la partie de l'échantillon choisie. En phase de solidification, la croissance cristalline commence en surface du magma pour se poursuivre plus ou moins bien en profondeur. S'il est relativement aisé de voir les grains à la surface de l'échantillon, il est plus difficile de connaître leur géométrie en profondeur. Une découpe progressive avec caractérisation systématique en aimantation et force verticale permettrait d'avoir une idée plus précise sur cette "répartition".

c) Refroidissement sous champ élevé

D'une façon générale les courbes d'aimantation sont réalisées avec une mise en froid de l'échantillon en l'absence de champ. Les forces attractives augmentent sensiblement lors d'un refroidissement sous champ. Dans les résultats présentés, l'échantillon est placé dans un champ de 1 T avant de devenir supraconducteur. Lors de la diminution de l'excitation magnétique, l'aimantation enregistrée est très supérieure à celle obtenue hors champ comme le montre la figure IV-67.

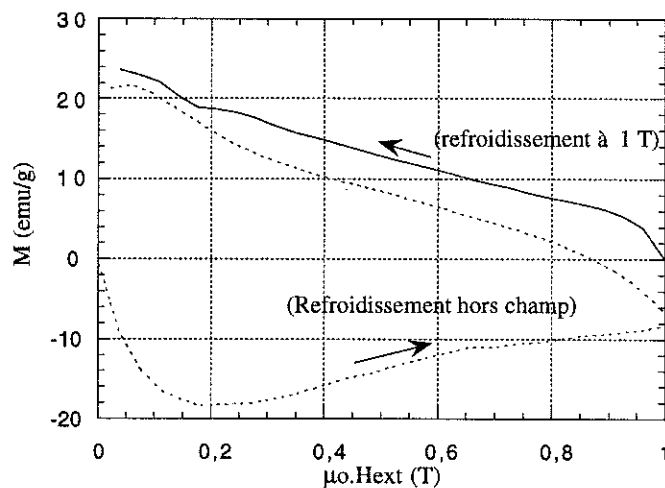


Fig.IV-67 : Différence du cycle en refroidissement HC et SC

La différence est très marquée au début de la caractérisation, lors du renversement d'aimantation. Par la suite, celle-ci s'estompe vers les champs faibles. Ceci traduit une plus grande capacité pour le supraconducteur à piéger le champ magnétique et ainsi à favoriser des forces attractives.

d) Refroidissement sous champ faible

De même, un refroidissement sous champ faible peut être imaginé pour représenter une mise en froid avec une structure d'aimants proche du supraconducteur. Un champ magnétique de 0,1 T par exemple est maintenu pendant le temps du refroidissement, puis seulement commence la caractérisation avec une augmentation du champ jusqu'à 0,5 T et enfin avec une diminution progressive jusqu'à zéro. Pour comparer, une caractérisation hors champ est donnée. Sur la figure IV-68, la première (1° Cycle HC) et la deuxième courbe (2° Cycle HC) d'aimantation d'un supraconducteur peut être comparée avec le cycle de première aimantation (SC 0,1 T) réalisé avec mise en froid sous 0,1T.

L'aimantation maximale lors de la phase de montée du champ est obtenue dans le cas d'une mise en froid hors champ avec -19 emu/g. Pour un refroidissement sous 0,1 Tesla, celle-ci chute à -14 emu/g. Ces différences mesurées se retrouvent sur les forces de lévitation lors des refroidissements hors et sous champ.

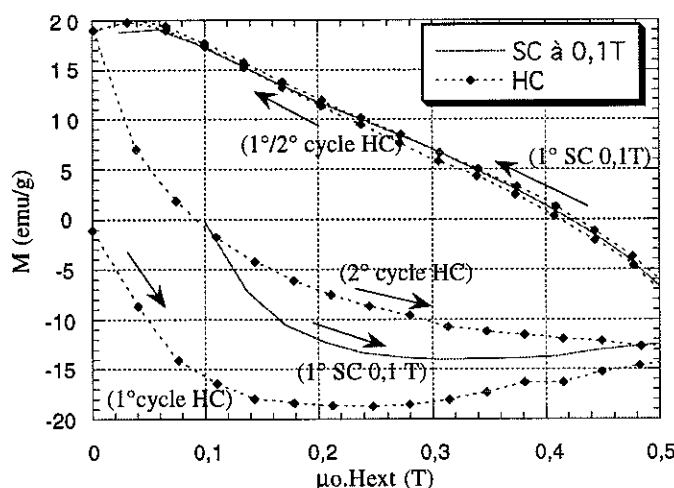


Fig.IV-68 : Comparaison refroidissement HC et SC à 0,1 T

V) Mesure de flux piégé

Précédemment les forces verticales et transversales ont été expliquées par le piégeage des lignes de flux magnétique. Ceci se traduit par une aimantation rémanente dans la courbe d'aimantation. Ces dernières, très

utiles, ne donnent qu'une mesure moyenne sans aucune indication quant à la répartition en surface de l'aimantation rémanente. Aussi, la cartographie magnétique d'un échantillon après aimantation peut être très intéressante. La méthode utilisée consiste à déplacer une sonde de champ au-dessus de l'échantillon supraconducteur après qu'il ait été aimanté. Le déplacement de la sonde de mesure est assuré par la table 3D, présentée précédemment. Finalement en chaque point du supraconducteur défini par ses coordonnées (x,y) , est mesurée l'induction rémanente $Br(x,y)$.

1°) Aimantation avec bobine de champ

a) Principe

La mesure consiste à aimanter l'échantillon de manière homogène avec un électroaimant. Or il n'est guère envisageable de plonger l'ensemble échantillon, table de positionnement dans une bobine supraconductrice. Il faut réaliser une bobine résistive autour de l'échantillon à tester. Malheureusement, des courants importants sont nécessaires pour atteindre les niveaux de champ pour aimanter correctement le supraconducteur. Il est très difficile de les produire mais surtout de les maintenir le temps de refroidir l'échantillon (puissance et montée en température de la bobine).

La bobine de champ est immergée dans l'azote liquide et utilisée en régime impulsionnel par décharge capacitive. Ce mode d'alimentation ne permet pas d'effectuer un refroidissement sous champ. Par contre, il sera possible de faire varier l'intensité du champ produit en modifiant la tension de charge des capacités.



Fig.IV-69 : Bobines de champ utilisées

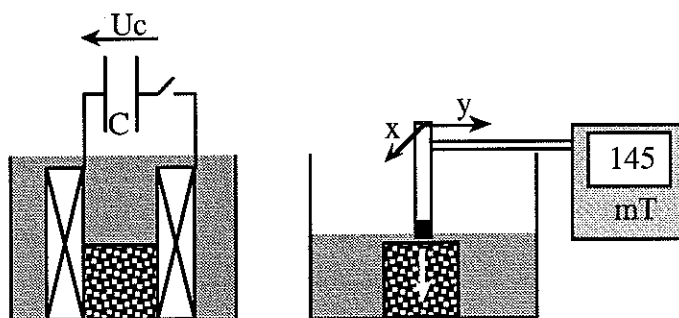


Fig.IV-70 : Principe de caractérisation avec bobine de champ impulsionnelle

b) Flux piégé et structure granulaire

Dans le cas d'une aimantation dans un champ homogène, l'aimantation rémanente donne une image assez précise de l'état magnétique en surface du supraconducteur et donc une indication sur la structure granulaire (toujours en surface). L'aimantation dans l'échantillon dépend de la densité de courant critique et de la taille des grains. Aussi si les grains ont des dimensions importantes, l'induction piégée sera élevée. L'étendu des zones à forte induction quantifiera la taille des grains ainsi que leur nombre.

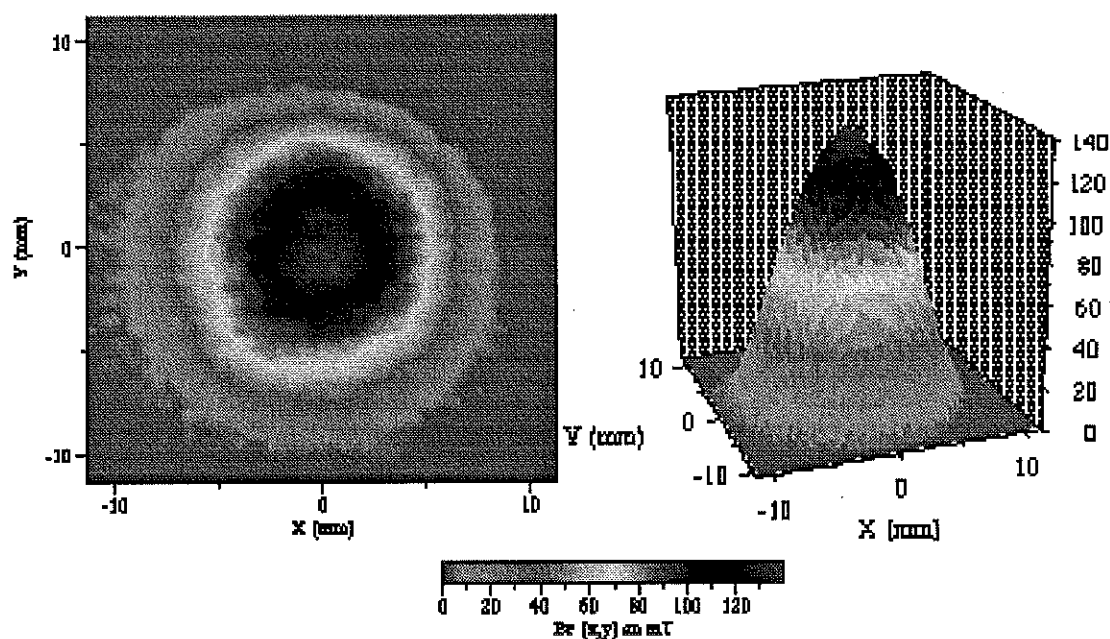


Fig.IV-71 : Cartographie d'un échantillon monograin

La carte de champ pour l'échantillon précédent laisse apparaître un seul grain sur toute la surface. L'induction maximale piégée dans ce cas atteint 0,14 T au centre. Les dimensions du grain sont sensiblement égales à celles de l'échantillon. A l'inverse sur un supraconducteur de diamètre 40 mm, les résultats sont différents comme le montre la figure IV-72.

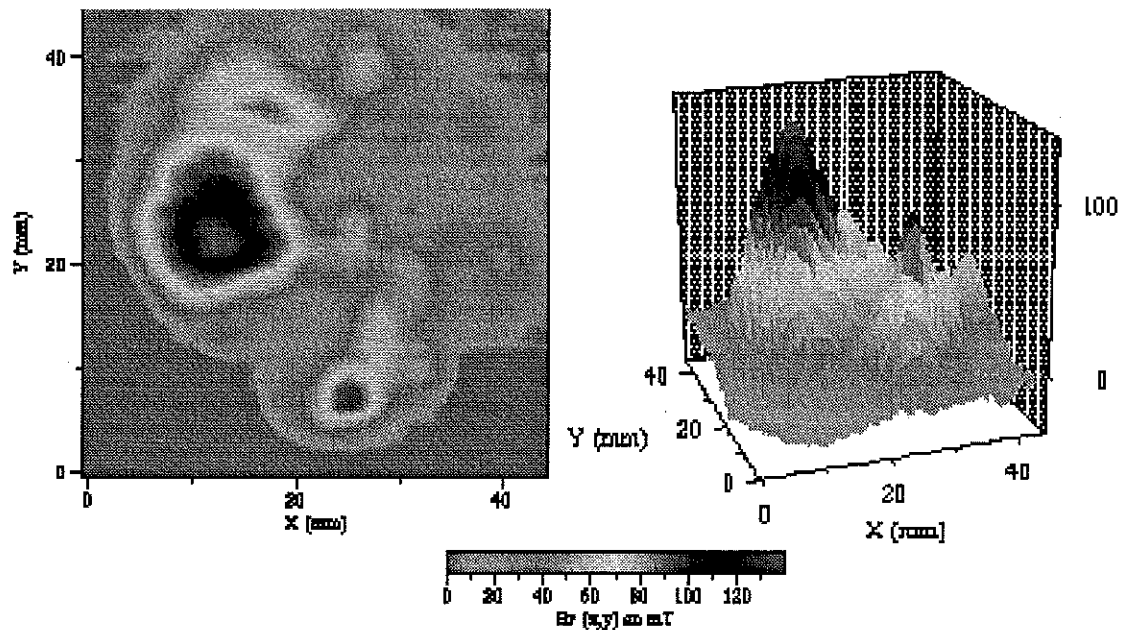


Fig.IV-72 : Cartographie d'un échantillon multigrains

Cette fois-ci, différentes zones à forte induction indiquent la présence de plusieurs grains (un gros et un petit) répartis en surface du supraconducteur. Le développement de la structure cristalline est beaucoup plus désordonné que dans le premier cas.

c) Influence de l'intensité du champ

La valeur du champ appliqué pour aimanter la pastille supraconductrice est un paramètre important pour le flux piégé. Dans le cas de l'échantillon monograin précédent, la figure IV-73 indique le maximum d'induction piégée en fonction de l'excitation.

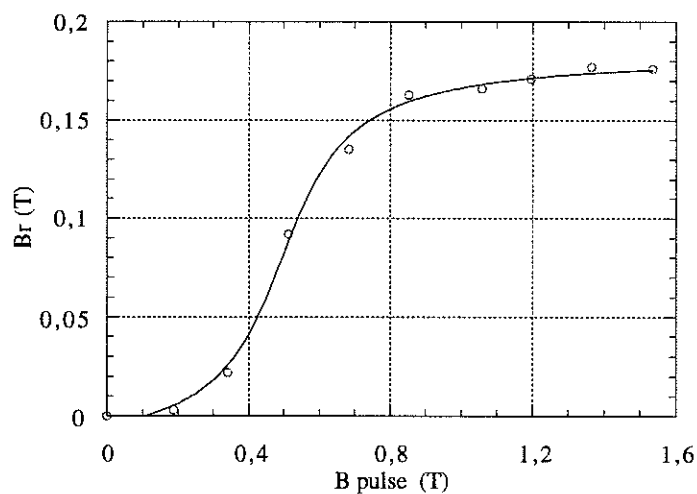


Fig.IV-73 : Influence de l'intensité du champ exciteur

Pour aimanter complètement l'échantillon, il est nécessaire d'appliquer un champ supérieur à 1 T environ. Pour un échantillon monograin de diamètre ϕ , l'induction rémanente "à saturation" est donnée par l'expression :

$$B_r = \mu_0 \cdot \alpha \cdot J_c \cdot \phi$$

où α est un facteur géométrique. A partir de différents modèles, la densité de courant critique calculée à partir des valeurs B_r est de l'ordre de 50 A/mm².

2°) Aimantation avec des aimants permanents

Dans un palier magnétique supraconducteur / aimants, le supraconducteur est aimanté par la structure d'aimants avec laquelle il interagit. Le champ créé par celle-ci est différent de celui créé par un solénoïde qui produit un champ homogène à travers l'échantillon. En conséquence, l'aimantation produite par le supraconducteur peut être totalement différente, en particulier avec des champs très inhomogènes.

L'utilisation d'aimants pour aimanter le supraconducteur permet d'étudier l'influence du mode de refroidissement (hors et sous champ) sur l'induction piégée.

a) Aimantation avec aimants cylindriques

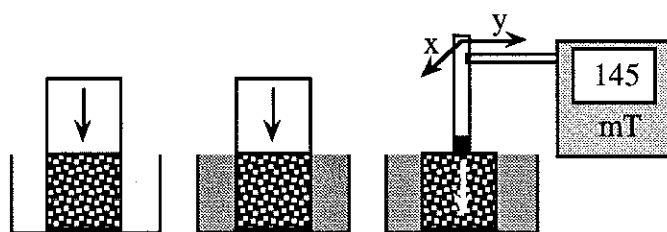


Fig.IV-74 : Principe mesure sous champ avec aimants permanents

Ce type d'aimantation se rapproche d'une aimantation utilisant une bobine. La figure IV-75 indique la répartition de l'induction rémanente dans le cas d'un refroidissement hors champ (réalisé avec un échantillon différent que lors de l'essai Fig.IV-73). L'induction maximale qui est piégée dans l'échantillon est d'environ 135 mT.

En utilisant le même échantillon, mais avec un refroidissement sous champ, l'induction maximale s'élève à environ 160 mT (Fig.IV-76). La répartition de flux piégé est identique dans les deux essais, mais la pénétration du champ et donc le piégeage sont plus importants lors d'un refroidissement sous champ.

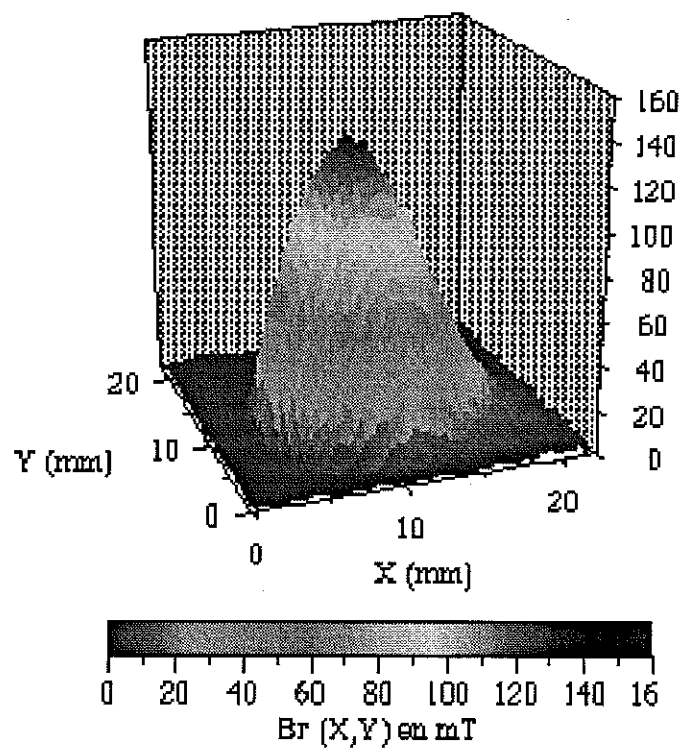


Fig.IV-75 : Carte de flux piégé lors d'un refroidissement hors champ

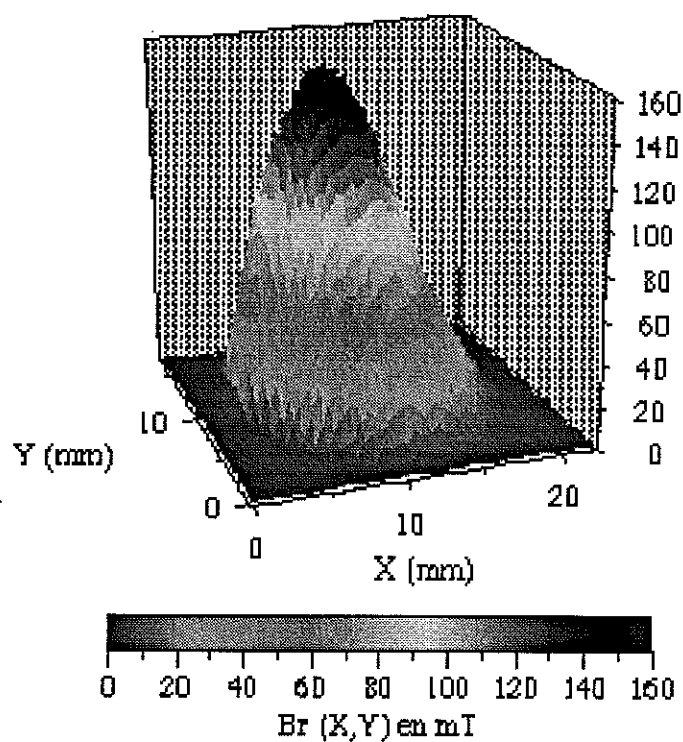


Fig.IV-76 : Carte de flux piégé lors d'un refroidissement sous champ

b) Aimantation avec aimants particuliers

Pour obtenir des forces transverses élevées, la structure d'aimants doit présenter des gradients magnétiques transverses importants. L'échantillon supraconducteur réagit à ce champ appliqué en développant une aimantation "image". L'échantillon utilisé a un diamètre de 40 mm et la structure d'aimants présentée est l'assemblage alterné NS habituelle (NS 5/50-15).

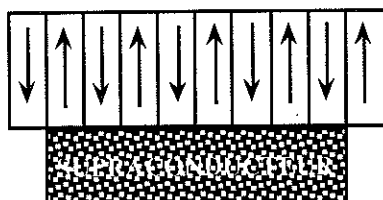


Fig.IV-77 : Mesure de flux piégé avec structure alternée

La carte de champ (Fig.IV-78) est très sensiblement "l'empreinte" de la structure alternée présentée. Sur la surface du supraconducteur, des zones à induction positive succèdent à des régions à induction négative à l'image des aimants. Il arrive cependant qu'une discontinuité apparaisse localement.

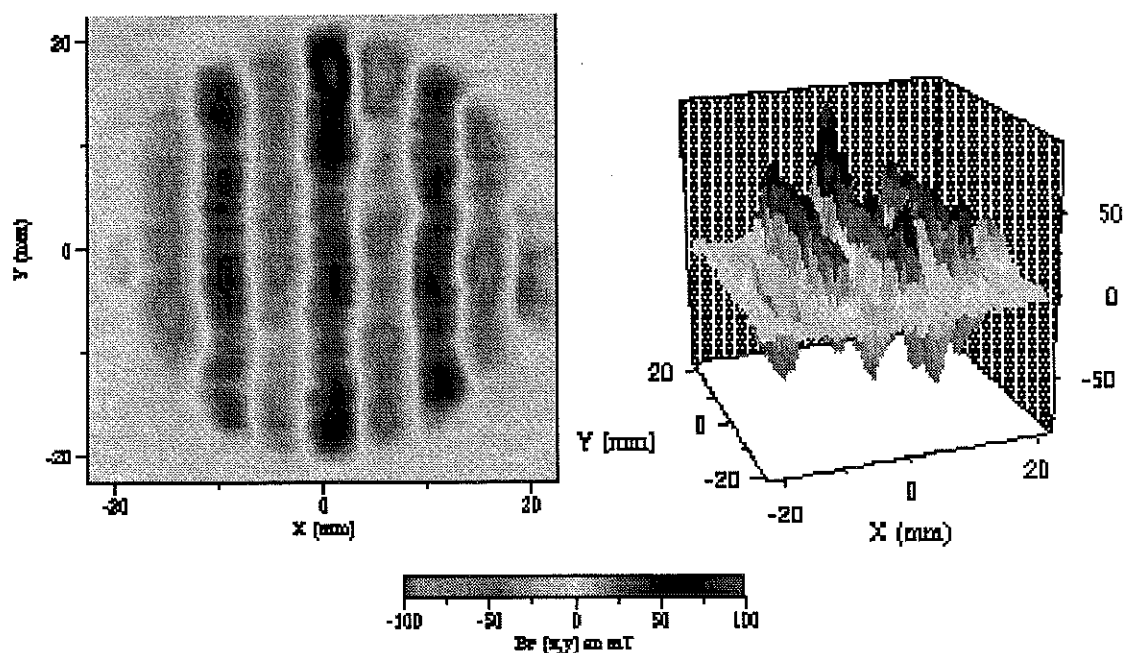


Fig.IV-78 : Carte de flux piégé avec excitation NS alternée

Il est facile à partir de cette cartographie de déterminer la répartition des courants de piégeage du supraconducteur, au moins au niveau de la surface de l'échantillon (Fig.IV-79).

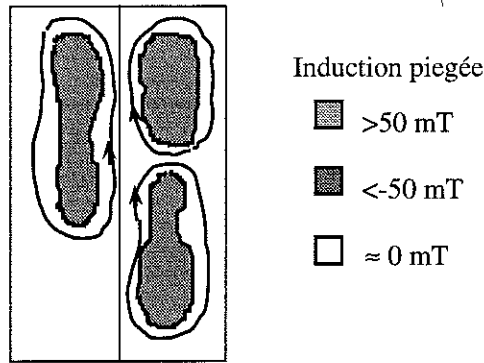


Fig.IV-79 : Répartition des courants en surface

Les différents courants peuvent se développer au sein d'un même grain. Les discontinuités rencontrées (induction piégée quasiment nulle "sous un aimant") sont alors dues au passage entre deux grains. Par contre les zones neutres "entre deux aimants" correspondent à la transition Pôle N/Pôle S.

Dans ce cas, la relation définissant l'aimantation établie pour un champ homogène n'est plus valable :

$$M \approx \alpha \cdot J_c \cdot \phi$$

(ϕ étant le diamètre du grain)

l'aimantation est donnée alors par :

$$M \approx \alpha' \cdot J_c \cdot \lambda$$

où λ est la largeur de l'aimant élémentaire.

Pour que cette formule soit valable, il faut que λ soit inférieur au diamètre des grains puisque les courants se développent seulement dans les grains, très peu entre les grains. Dans l'exemple présenté, les courants se développent sur une distance proche des dimensions de l'aimant en vis à vis (≈ 5 mm) inférieure au diamètre du grain (> 10 mm). L'aimantation ainsi produite serait donc plus faible que pour un champ homogène.

Au terme de ces très nombreuses caractérisations, quelques grands principes peuvent être désormais dégagés.

Forces et raideurs verticales :

Pour développer des forces et raideurs verticales importantes plusieurs conditions doivent être réunies :

-- l'aimantation développée par le supraconducteur dépend de la densité critique de courant. La taille des grains intervient directement si

l'interaction se fait avec un seul aimant. Elle est moins importante si le système d'aimants permanents est plus complexe. L'aimantation devra donc être la plus élevée possible directement liée à l'élaboration du matériau.

-- pour un échantillon donné, différents paramètres interviennent :

-- le champ magnétique

-- le gradient de champ vertical

$$F_z \approx \mathcal{V}_{sc} \cdot M(H) \cdot \frac{dH_z}{dz}$$

-- le volume supraconducteur aimanté

Il est donc nécessaire d'avoir un grand volume supraconducteur aimanté et un gradient de champ vertical important. Ceci nécessiterait un champ magnétique important difficilement réalisable avec les aimants classiques.

De meilleures performances verticales passent essentiellement par le matériau, puis par la structure d'aimants qui devra réaliser un compromis favorable entre gradient de champ et volume aimanté en relation avec la courbe $M(H)$ du matériau.

Parallèlement à la force de lévitation, la raideur verticale est fondamentale pour une suspension magnétique :

$$k'_z = -\mu_0 \cdot \mathcal{V}_{sc} \cdot \left[\frac{dM}{dH} \cdot \left[\frac{dH_z}{dz} \right]^2 + M(H) \cdot \frac{d^2 H_z}{dz^2} \right]$$

De ce fait, les conditions précédentes ne suffisent plus, le point de fonctionnement doit être choisi tel que dM/dH soit élevé.

Enfin, il est très important de tenir compte du mode de refroidissement qui va induire des modifications importantes dans les performances mais surtout dans la géométrie exacte de la suspension.

-- *Un refroidissement hors champ* favorise les interactions répulsives, mais celles-ci sont obtenues en limite de contact. La suspension devra donc alors intégrer un système de positionnement vertical.

-- *Un refroidissement sous champ* favorise les interactions attractives au détriment des interactions répulsives. Le système est singulièrement simplifié car il peut être refroidi en place sans difficultés. Toutefois, cela nécessite de renverser par exemple le système (partie fixe au dessus et partie mobile en dessous (en position de "balancier").

Forces et raideurs transversales :

Les interactions transversales dépendent certes du matériau mais plus particulièrement de la structure d'aimants utilisée et du mode de refroidissement utilisé.

Pour un très bon échantillon, la pénétration dans le matériau est très faible et un refroidissement sous champ est essentiel pour favoriser les interactions transversales.

La structure d'aimants doit présenter le plus fort gradient de champ transversale (dB_z/dx) tout en aimantant le plus grand volume supraconducteur. A ce stade différentes configurations ont été testées (structures à aimants alternés et structure à concentration de flux).

Les structures à aimants alternés présentent différents avantages :

- constituées d'un assemblage d'aimants dont les aimantations axiales régulièrement inversées assurent la stabilité naturelle de l'ensemble (aucune contrainte mécanique interne à la structure n'apparaît)

- pour les systèmes à symétrie de révolution, les structures d'aimants se présentent sous forme annulaire et de ce fait nécessitent dans le cadre d'une stabilisation radiale, une aimantation axiale très facilement réalisable.

Toutefois, ces structures imposent des distances aimant/supraconducteur d'autant plus faibles que le gradient transversal est important (court-circuit des aimants). La pénétration et donc la volume supraconducteur aimanté est alors pénalisé par un pas polaire trop faible. Il existe un optimum pour l'interaction transversale (compromis entre volume et gradient).

La structure à concentration de flux permet de canaliser tout le flux magnétique sur les supraconducteurs (partie active de la suspension, contrairement à la structure précédente). Ainsi le volume supraconducteur aimanté est très fortement augmenté et par voie de conséquence les interactions transversales.

Toutefois, l'assemblage même des aimants constituant cette structure présente une instabilité structurelle importante, tendance naturelle à la dislocation de la structure (contraintes mécanique interne) et nécessite un dispositif de maintien des aimants du motif de base. D'autre part, pour les systèmes à symétrie de révolution, il est nécessaire d'utiliser des aimants annulaires à aimantation axiale mais surtout radiale très difficilement réalisable.

Il semble donc difficile d'optimiser à la fois les interactions verticales et transversales. Aussi un compromis est nécessaire dans le cas d'une suspension complète aimant/supraconducteurs. Une solution dissociant les différentes "fonctions" permettrait d'augmenter les performances tant verticales que transversales.

CHAPITRE V

SIMULATIONS NUMERIQUES

Parallèlement aux caractérisations expérimentales, il peut être intéressant de réaliser des simulations numériques afin d'étudier l'influence des différents paramètres et de corroborer les résultats. Si la modélisation des configurations d'aimants permanents ne pose aucun problème, il n'en est pas de même pour les supraconducteurs, matériaux d'un comportement relativement complexe.

Aussi différentes modélisations sont envisageables, qui approchent plus ou moins bien la réalité expérimentale. Les simulations numériques menées utilisent un logiciel de calcul de champs électromagnétiques par méthode des éléments finis développé au L.E.G. (FLUX2D).

I) 1° modélisation $\mu_r = \text{cste}$

Une caractéristique fondamentale d'un supraconducteur est de présenter un diamagnétisme parfait (effet Meissner), sous certaines conditions de champ ($H < H_{c1}$). Dans un premier temps, le supraconducteur peut être défini comme une région caractérisée par une perméabilité relative très faible et indépendante du champ magnétique appliqué.

$$B = \mu_r.(\mu_0.H)$$

Le diamagnétisme parfait se traduit par $B = 0$ dans l'échantillon soit une perméabilité μ_r nulle. Pour des problèmes numériques, celle-ci ne peut être nulle et elle est choisie très faible, par exemple 10^{-3} . L'induction dans le supraconducteur est alors négligeable. On verra que les résultats ne changent pas si la valeur de μ_r est inférieure à 10^{-3} [1]-[3].

1°) Instabilité de la structure d'aimants

La configuration la plus simple à simuler est composée d'un aimant à aimantation axiale, et d'une pastille supraconductrice de perméabilité $\mu_r = 10^{-3}$.

Remarque :

Le logiciel utilisé (Flux2D) permet de résoudre les systèmes bidimensionnels et apparentés (systèmes à symétrie de révolution, ou "infini" dans une direction). Si les premiers sont plus près de la réalité expérimentale, ils n'autorisent pas de déplacements transversaux qui brisent la symétrie. Il est indispensable d'utiliser alors un logiciel 3D comme Flux3D par exemple. A l'inverse, les systèmes cartésiens "infinis" permettent de calculer les forces transversales.

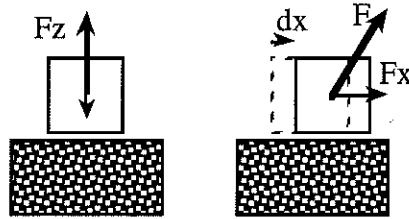


Fig.V-1 : Structure aimant supraconducteur

L'interaction magnétique sur l'aimant se réduit à une force verticale lorsque ce dernier est centré. Après déplacement, une composante transversale apparaît liée aux effets de bord, elle ne s'oppose pas au débattement, mais le favorise (cf Chapitre II).

Le modèle $\mu_r = 0$ peut permettre donc d'accéder aux forces de lévitation mais pas aux forces transverses. De plus, il traduit nullement l'hystérésis du matériau supraconducteur.

2°) Confrontation expérience - simulation

Compte tenu du modèle, seule la force $F_z(z)$ correspondant au 1^{er} cycle peut être simulée. La comparaison ne peut porter que sur la phase d'approche de l'aimant.

La figure V-2 donne les courbes $F_z(z)$ expérimentale et simulée :

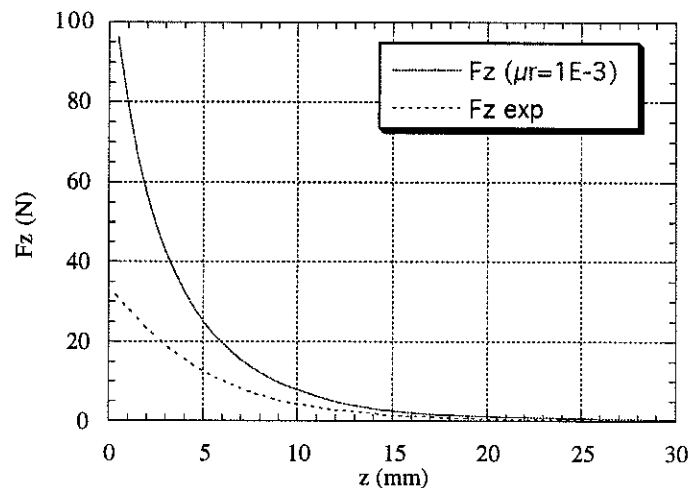


Fig.V-2 : Comparaison expérience / Simulation diamagnétisme parfait
(diamètre du supraconducteur = 40 mm, de l'aimant 22 mm)

Les deux courbes sont très différentes et la divergence s'amplifie nettement à l'approche de l'échantillon.

Pour des distances importantes, l'accord entre les courbes expérimentale et simulée est meilleur puisque le modèle utilisé est alors plus conforme à la réalité. Le champ créé par l'aimant est faible et le supraconducteur est bien un diamagnétique parfait ($H < H_{c1}$).

Cette modélisation utilise une perméabilité choisie arbitrairement. La figure V-3 indique l'influence de la perméabilité relative sur la force de lévitation. Pour une perméabilité de 1, l'interaction magnétique est évidemment nulle. A l'inverse, pour des valeurs très faibles, inférieures à 10^{-3} , les résultats ne changent pas.

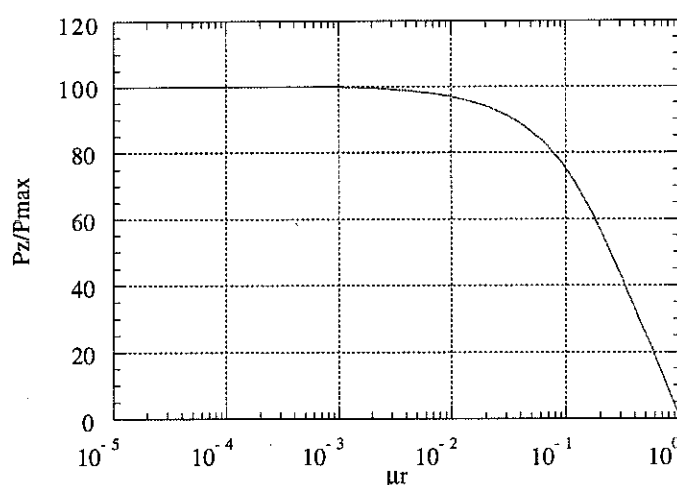


Fig.V-3 : Influence de la perméabilité relative sur les performances verticales

En modifiant la valeur de la perméabilité, il est possible de réduire l'écart entre les points expérimentaux et ceux obtenus numériquement. On peut par exemple ajuster la valeur de μ_r pour un point précis. La figure donne la courbe F_z obtenue pour $\mu_r = 0,5$ ($F_z^{num} = F_z^{exp}$ à 5 mm).

Une perméabilité relative comprise entre 0 et 1 signifie une pénétration partielle du champ à travers le supraconducteur, plus proche de l'état mixte "effectif".

Cette correction permet de réduire l'écart entre les deux courbes (Fig.V-4) mais n'empêche pas la divergence importante pour les faibles distances aimant / supraconducteur.

Même si ce premier modèle donne des résultats quantitatifs relativement faux, il permet, avec des temps de calcul très courts, de donner quelques résultats qualitatifs intéressants.

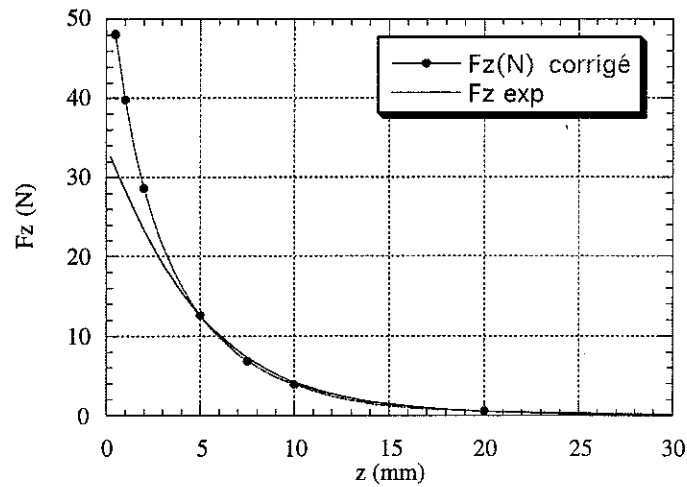


Fig.V-4 : Comparaison après correction

3°) Influence du diamètre de supraconducteur sur la forces de lévitation

La géométrie retenue est constituée d'un aimant de dimensions constantes (champ et gradient de champ constant) et d'un supraconducteur de largeur " L_s " variable et de hauteur constante.

Une pression magnétique peut être définie. Naturellement, la surface de référence choisie est celle du supraconducteur ($L_s \times P$).

Il apparaît que la force de lévitation dépend de la largeur de supraconducteur mis en vis à vis avec l'aimant (Fig.V-5) avec une asymptote dès que la largeur de supraconducteur dépasse de 50% celle de l'aimant.

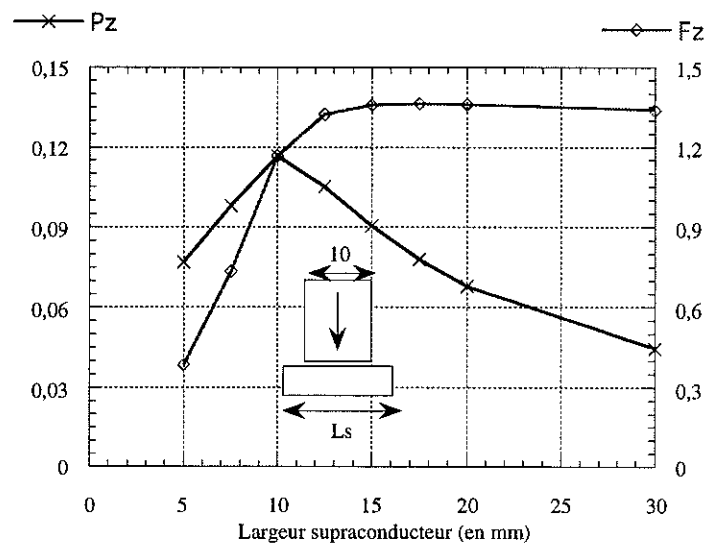


Fig.V-5 : Influence de la largeur de supraconducteur L_s

La pression magnétique est maximale autour de 10 mm (largeur de l'aimant = largeur de supraconducteur). La contribution du supraconducteur est principalement localisée à l'aplomb de l'aimant.

II) 2° Modélisation : courbe d'aimantation

1°) Courbe de 1ère aimantation

L'induction dans un supraconducteur est donnée par l'expression

$$B = \mu_0 [H_a + (1-N) \cdot M(H_a)]$$

Cas ellipsoïde de révolution :
 H_a : champ magnétique extérieur appliqué
 N : facteur démagnétisant

Si l'aimantation est négative, l'induction magnétique est réduite ; elle est expulsée du supraconducteur. Dans le logiciel d'éléments finis, le supraconducteur sera considéré comme un matériau non linéaire caractérisé par la courbe expérimentale $B(H)$. Celle-ci est obtenue à partir de la mesure $M(H)$ par l'expression (1) (Fig.V-6)

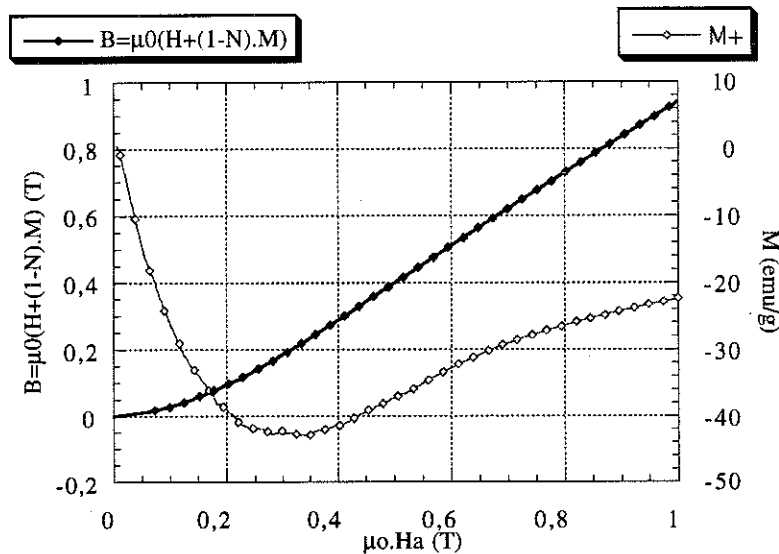


Fig.V-6 : Courbe $B(H)$ et $M(H)$ du supraconducteur

2°) Confrontation expérience / simulation

Pour juger la validité de cette modélisation, il est intéressant de confronter un cycle de force obtenu par simulation par rapport à l'expérience. En utilisant, la courbe de 1° aimantation, seule la descente de l'aimant au-dessus du supraconducteur peut être simulée.

La simulation donne des résultats relativement intéressants, même si quelques différences apparaissent principalement près du supraconducteur. Il faut rappeler que la modélisation utilise une aimantation moyenne répartie de façon homogène dans le volume sans aucune considération

d'orientation cristallographique particulière. Les mesures d'aimantation ont montré que l'aimantation n'est absolument pas homogène à travers l'échantillon supraconducteur (Fig.IV-64). De plus, il n'est pas facile de simuler les positions en limite de contact (problème de maillage).

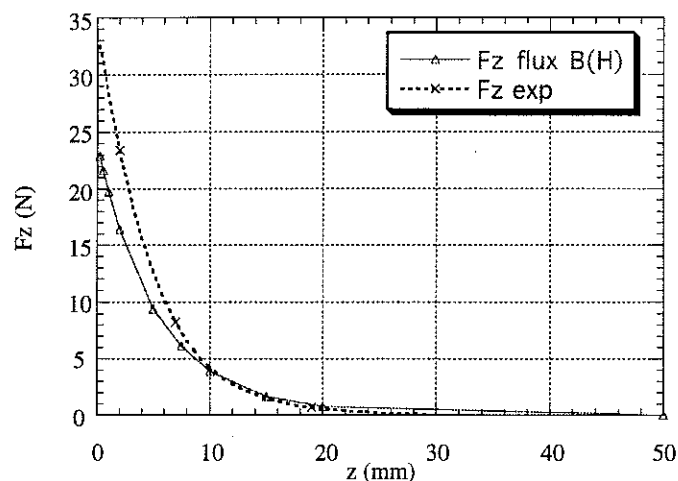


Fig.V-7 : Comparaison simulation / expérience

Considérations de stabilité :

Ce modèle ne permet toujours pas de modéliser la stabilité de l'aimant au-dessus du supraconducteur. Le "pinning" et l'hystérésis ne sont pas inclus dans la courbe de première aimantation. Il faudrait utiliser éventuellement les courbes d'aimantation en phase de retrait partiel ($dH < 0$) pour différentes valeurs de champ (Fig.V-8).

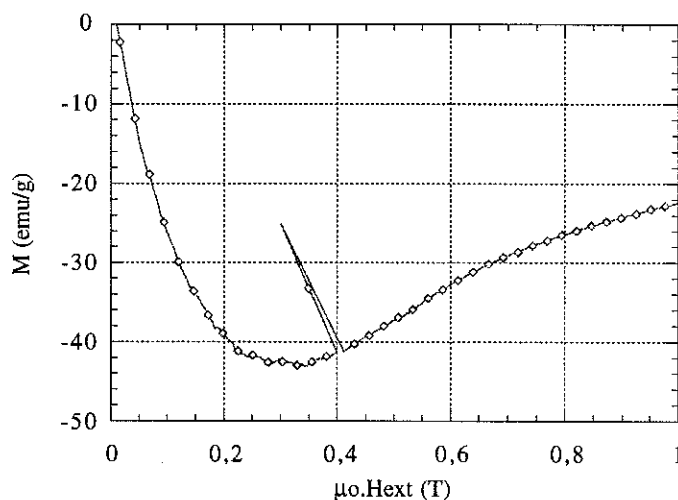


Fig.V-8 : Courbe d'aimantation à retrait partiel

3°) Influence de la hauteur de supraconducteur

La première simulation qui peut être réalisée concerne l'influence de la hauteur de l'échantillon sur la force (Fig.V-9) :

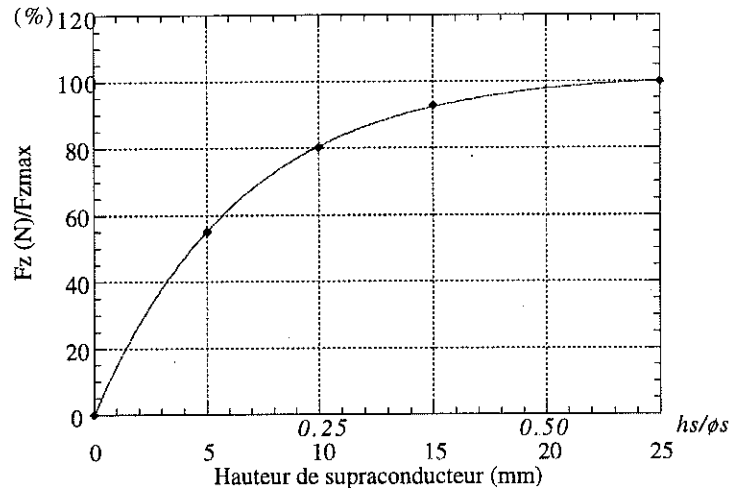


Fig.V-9 : Influence de la hauteur de supraconducteur

($\phi_{sc} = 40$ mm, $\phi_a = 22$ mm, $h_a = 20$ mm)

Au vu de cette courbe, l'influence de la hauteur est non négligeable. D'autre part, il apparaît très rapidement une valeur asymptotique. Il n'est pas forcément nécessaire d'avoir un supraconducteur très épais pour plusieurs raisons :

- le supraconducteur écrante en surface et progressivement la contribution du fond tend à être négligeable,
- même sans le supraconducteur, le champ magnétique et le gradient de champ s'atténuent très fortement avec l'éloignement.

Ces résultats sont en accord avec les mesures menées pour différentes hauteurs de supraconducteur.

Avec les constatations précédentes sur la largeur de supraconducteur, il ressort qu'il existe un volume optimal pour une configuration d'aimants au-delà duquel le gain sur performances n'est plus en relation avec l'augmentation du volume de matériau.

III) Etude de configurations

La comparaison des différentes structures d'aimants permanents a été menée avec le modèle $B(H)$ pour le matériau supraconducteur.

1°) Structures alternées

Les structures d'aimants alternés déjà rencontrées offrent un réel intérêt en transversal. Mais leurs performances en vertical peuvent être sensiblement changées. Les configurations retenues (Fig.V-10) sont composées d'anneaux d'aimants permanents à aimantation axiale ou de bagues en matériau amagnétique (Luco).

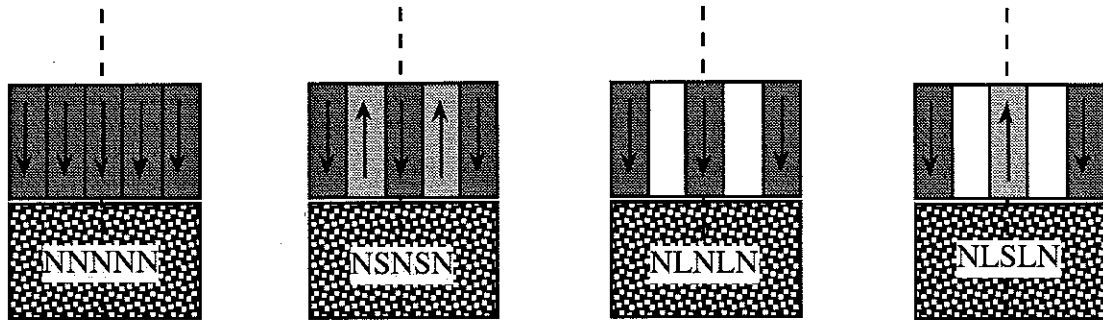


Fig.V-10 : Différentes configurations simulées

Hauteur du supraconducteur H_{sc}	15 mm
Diamètre du supraconducteur ϕ_{sc}	25 mm
Hauteur des anneaux d'aimants H_a	15 mm
Epaisseur des anneaux d'aimant E_p	5 mm

Les résultats en simulation (force verticale) à 1 mm sont rassemblés dans le tableau V-11 :

Structures	Force (N)	Surface d'aimants
NNNNN	14,6	4,9
NSNSN	12,2	4,9
NLNLN	8,5	3,33
NLSLN	9,9	3,33

Tab.V-11 : Récapitulatif des résultats pour différentes structures

Quelques conclusions peuvent être tirées :

-- si la structure NSNSN est moins performante que la structure de référence NNNNN (-16,5%), il est bon de rappeler qu'elle

possède un gradient de champ transversal important très favorable à la stabilisation. De plus, la structure est sûrement encore trop “éloignée” du supraconducteur pour être efficace (pénétration trop faible),

-- la structure NLNLN ne présente que peu d'intérêt vis à vis de la structure de base si ce n'est son gradient de champ transversal plus important obtenu à partir d'une configuration allégée,

-- la structure NLSLN présente un excellent compromis entre performance en lévitation, stabilité radiale et volume d'aimant.

Même si les structures “allégées” dans l'exemple précédent ont du mal à justifier leur intérêt dans le cadre d'une structure cylindrique, il n'en est pas de même pour les structures “rectangulaires” (planes).

En effet, les simulations indiquent que la structure alternée NS composée de 9 barrettes élémentaires (largeur : 5 mm) présente les mêmes performances que la structure “allégée” composée de 5 aimants et 4 barrettes de “Luco” (Fig.V-12) :

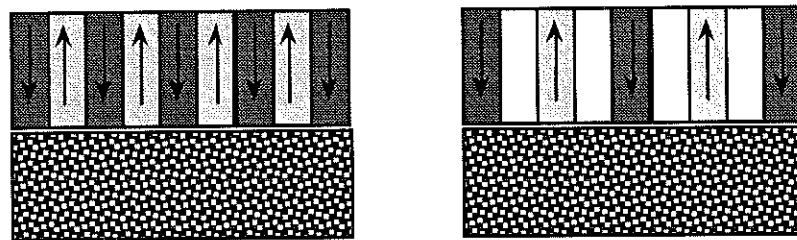


Fig.V-12 : Structure NS 5/45-15 et NLS 5/45-15

Expérimentalement les cycles de force pour les deux structures viennent confirmer les résultats numériques :

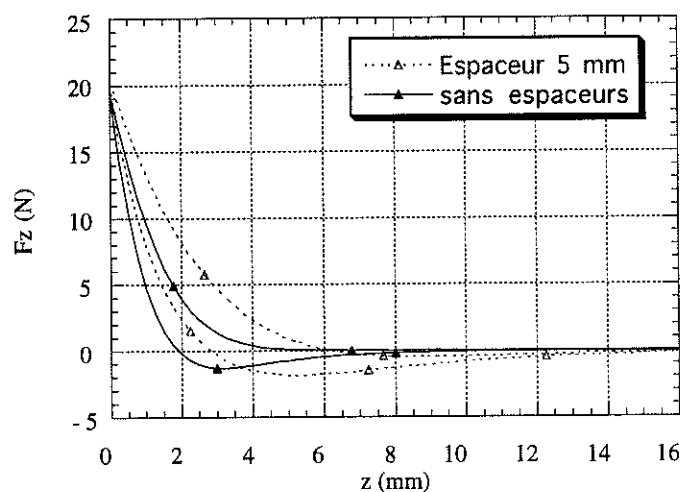


Fig.V-13 : Comparaisons expérimentales entre structures complète et “luco”

Structure NS $F_z = 19,3 \text{ N}$ $k'_z = 15 \text{ N/mm}$

Structure Luco $F_z = 20,3 \text{ N}$ $k'_z = 20 \text{ N/mm}$

Dans le cas présent, le volume d'aimant a été réduit d'environ 40 % et les performances sont quasiment constantes. La raideur verticale est cependant plus importante dans le cas de la structure NS sans espaceur.

2°) Influence des gradients transversaux sur la lévitation

Le problème des structures alternées est leur tendance à se “court-circuiter” plus ou moins en fonction de leur pas polaire [4]. Aussi, en fixant une distance aimant supraconducteur, il est facile de simuler une structure à pas polaire variable. Les résultats en force de lévitation verticale utilisant la courbe de première aimantation, permettent de mieux comprendre le phénomène de pénétration et de “court-circuit”.

La structure annulaire d'aimants étudiée est composée de douze aimants élémentaires (Hauteur : 15 mm; Epaisseur : 2,5 mm).

L'ensemble présente au total un diamètre de 30 mm en regard d'un supraconducteur de dimension identique (Fig.V-14) :

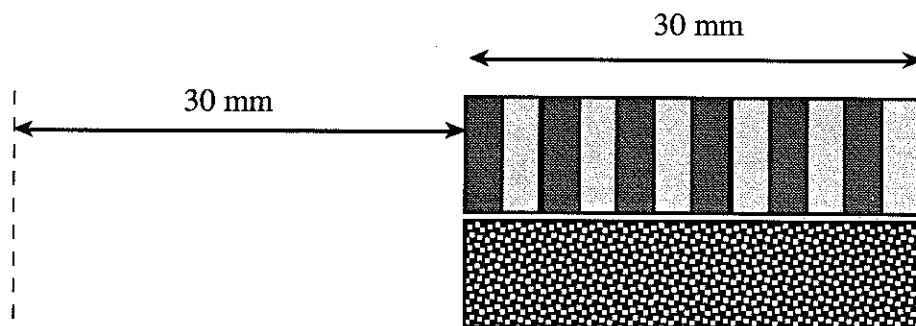


Fig.V-14 : Structure de base à gradient variable

En associant différemment les douze aimants, on peut simuler un aimant “uniforme” de 30 mm de diamètre, ou une structure alternée dont la largeur des pôles varie de 6 barrettes à 1 barrette soit de 15 mm à 2,5 mm. Au total 6 configurations sont retenues et leurs performances sont données dans le tableau.

Structures	Nom	Force en N
↓↓↓↓↓↓↓↓↓↓↓↓	12 N	141
↓↓↓↓↓↓↑↑↑↑↑↑	6 N	282
↓↓↓↓↑↑↑↑↓↑↓	4 N	282
↓↓↓↑↑↑↓↑↓↑↑↑	3 N	262
↓↓↑↑↓↑↑↓↑↑↑	2 N	209
↓↑↓↑↓↑↓↑↓↑↓↑	1 N	112

Tab.V-15 : Influence du pas polaire sur le supraconducteur

Les résultats sont très variables en fonction des structures d'aimants. La force de lévitation dépend du pas polaire (Fig.V-14) avec un optimum autour de 3 pôles.

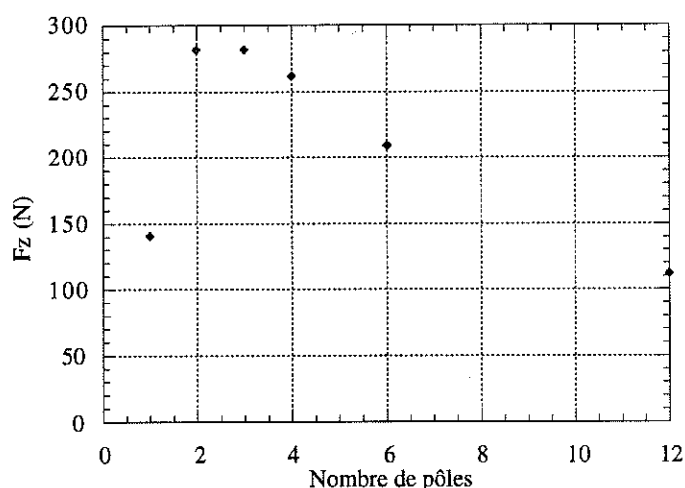


Fig.V-16 : Influence du nombre de pôles sur le supraconducteur

Ce résultat avait été obtenu expérimentalement pour les forces transverses (Chapitre IV).

L'optimum est proche de 3 pôles au-dessus du supraconducteur. Or cette configuration peut avoir un autre arrangement :

↓↓↓↑↑↑↑↑↑↓↑↓ (Structure : 3 pôles*)

Cette dernière structure produit une force de 294 N à rapprocher avec celle à 3 pôles : 282 N.

L'explication vient de la profondeur de pénétration des lignes d'induction dans le supraconducteur.

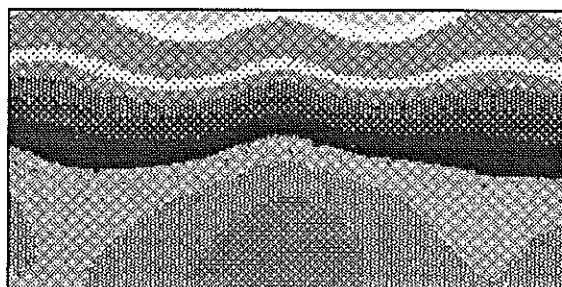
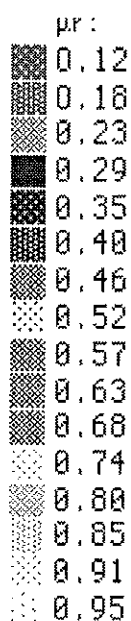


Fig.V-17 : Perméabilité du supraconducteur pour 3 pôles

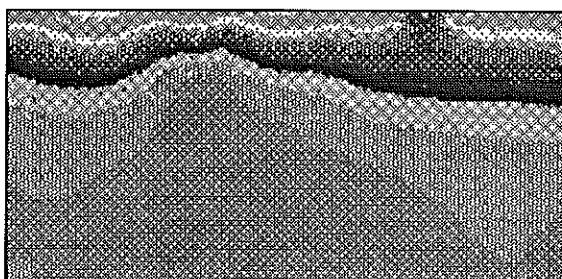


Fig.V-18 : Perméabilité du supraconducteur pour 6 pôles

Les résultats précédents ont été établis pour une hauteur donnée d'aimants (15 mm) dont l'influence peut être importante. Une étude pour la structure ("3 pôles*") en fonction de la hauteur des aimants "ha" permet de bien comprendre la pénétration du champ magnétique.

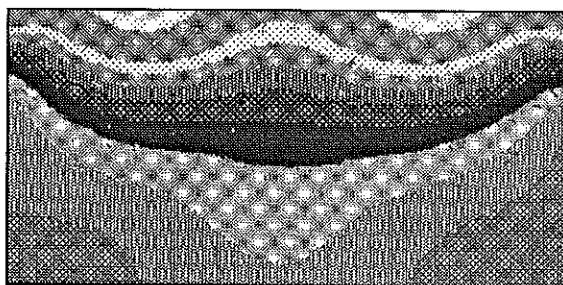
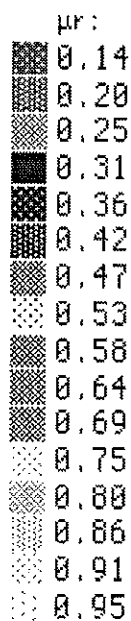


Fig.V-19 : Perméabilité du supraconducteur avec ha = 5 mm

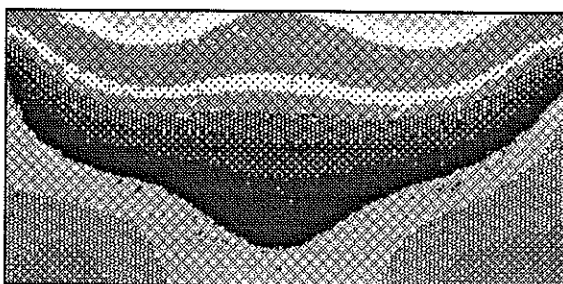


Fig.V-20 : Perméabilité du supraconducteur avec ha = 15 mm

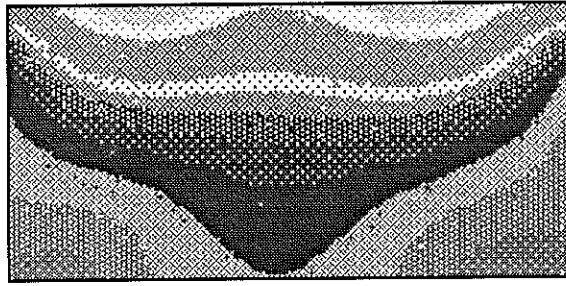


Fig.V-21 : Perméabilité du supraconducteur avec $h_a = 25$ mm

Ces figures indiquent que le champ pénètre plus profondément quand la hauteur des aimants augmente. Ces derniers créent une induction de plus en plus importante (champ démagnétisant plus faible). La différence entre 15 et 25 mm est relativement faible alors qu'avec des aimants de 5 mm, la pénétration est plus superficielle.

Hauteur aimants (mm)	Fz (N)	Volume d'aimants (cm ²)	Gain sur la force
15 (Ref)	294,4		
25	306,2	+ 66%	+ 4 %
5	202,2	- 66 %	- 31 %

Tab.V-22 : Influence de la hauteur d'aimant sur les performances

Les variations des performances ne sont pas directement proportionnelles au volume de supraconducteur. En effet, même si le champ pénètre plus profondément, la force volumique résultante devrait atteindre un optimum pour une certaine hauteur d'aimants.

Même si ces différentes simulations sont basées sur un modèle quelque peu éloigné de la réalité, elles permettent dans bien des cas d'avoir une première appréciation principalement comparative et ainsi de "dégrossir" rapidement l'étude.

Plusieurs auteurs ont développé des simulations numériques [5]-[9] bien meilleures mais elles nécessitent des développements informatiques importants.

CHAPITRE VI

LES SUSPENSIONS MAGNETIQUES

I) Présentation et objectifs

Les suspensions magnétiques proposent une alternative intéressante lorsque les solutions classiques ne peuvent plus remplir les contraintes imposées (chapitre I). Une suspension magnétique entièrement passive constitue une solution séduisante car simple ne nécessitant pas de source d'énergie pour fonctionner. Inaccessible par les techniques conventionnelles, la suspension magnétique totalement passive est réalisable avec des supraconducteurs associés à des arrangements particuliers d'aimants permanents.

Une première application de ces suspensions magnétiques serait les volants d'inertie (FIG.VI-1) pour stocker de l'énergie. La rotation s'effectue dans le vide pour s'affranchir de tous les frottements visqueux. Outre une alternative possible à certains dispositifs de stockage de l'énergie (batterie), ces volants d'inertie sont utilisés pour stabiliser les satellites. Pour cette application, la suspension doit contrôler les 5 degrés de liberté du rotor.

La simplicité d'un tel système est à nuancer à cause des basses températures nécessaires. Mais des environnements particuliers peuvent réduire sensiblement les quelques contraintes imposées par les supraconducteurs (température critique) : présence d'un système cryogénique déjà implanté ou température environnante naturellement basse (espace par exemple).

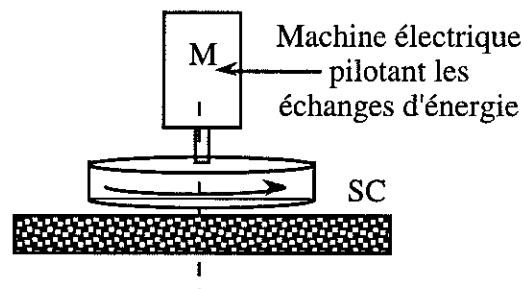


Fig.VI-1 : Système inertiel de stockage

La suspension magnétique doit posséder de bonnes performances verticales (la force portante définit la masse à léviter) pour garder un dispositif relativement compact.

La stabilisation radiale est primordiale pour le fonctionnement dynamique du système. Il est intéressant d'avoir des vitesses de rotation relativement élevées ($E = 1/2.J.\Omega^2$). Aussi, il faut interdire tout débattement transversal (balourd sur le rotor par exemple) très préjudiciable à de telles vitesses (10 000 - 50 000 Tr/min).

La réalisation d'un système inertiel n'est qu'une première étape vers les paliers magnétiques.

II) Différentes structures envisageables

1°) Structure simple [1]-[3]

Cette structure est constituée de deux parties essentielles (Fig.VI-2) :

- le rotor comprenant schématiquement une configuration d'aimants plus ou moins complexe et la masse inertielle ; l'ensemble doit présenter une symétrie de révolution pour ne pas induire de modification magnétique lors de la rotation,
- le stator avec les pastilles supraconductrices assure la lévitation du rotor et sa stabilité ; la discrétisation en plusieurs plots permet d'augmenter le rayon "actif de lévitation" et ainsi la stabilité angulaire (le diamètre maximum des pastilles est de quelques centimètres)

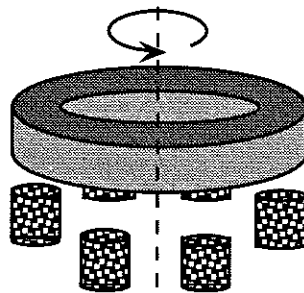
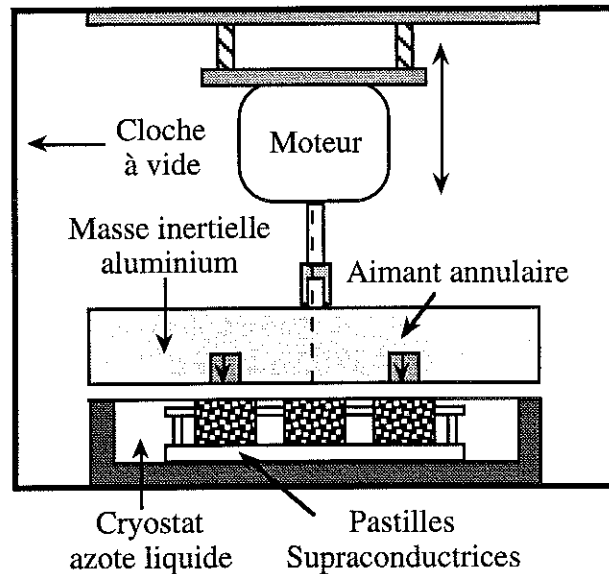


Fig.IV-2 : Structure simple

Cette structure, très simple de principe, nécessite toutefois des échantillons de qualités rigoureusement identiques pour développer des forces de lévitation constantes et assurer la planéité du rotor. Aussi pour niveler les différences, il est nécessaire de multiplier les plots supraconducteurs.

La masse susceptible de léviter est déterminée par la force résultante développée par les supraconducteurs. Or celle-ci est maximale pour un refroidissement hors champ (aimants très éloignés de ces derniers). Il faut donc prévoir un déplacement axial de la masse après refroidissement des échantillons ou l'utilisation d'écrans magnétiques. Ceci complique sensiblement le système et sa mise en oeuvre.

Un premier prototype utilisant ce type de structure a été réalisé par KfK (Kernforschungszentrum Karlsruhe) [4]. Il est constitué du volant d'inertie (aimant et masse inertielle), d'un système d'entraînement débrayable, le tout est installé dans une enceinte à vide et approvisionné en continu en fluide cryogénique.



VI-3 : Prototype expérimental de KFK

Ses caractéristiques sont les suivantes :

- 6 pastilles supraconductrices ($\phi 30 \times Hs 8 \text{ mm}$, $42,5 \text{ cm}^2$)
- anneau à aimantation axiale NdFeB ($\phi 90 \times \phi 60 \times Ha 15 \text{ mm}$, $35,3 \text{ cm}^2$)
- masse totale en lévitation : $2,8 \text{ kg} \Rightarrow$ moment d'inertie : $0,014 \text{ kg.m}^2$
- raideur à 1 mm : verticale : 44 N/mm radiale : 13 N/mm
- vitesse maximale : $20\,000 \text{ Tr/min} \Rightarrow$ énergie stockée : $8,5 \text{ Wh}$

2°) Structures hybrides

Les structures hybrides utilisent des supraconducteurs uniquement pour stabiliser une structure d'aimants qui assure la lévitation. Cependant différentes configurations restent envisageables.

a) Structure "galette"

Cette structure a été proposée par Chu [5]. Elle repose sur une interaction magnétique entre deux aimants montés en opposition à travers une galette supraconductrice (Fig.II-2-1).

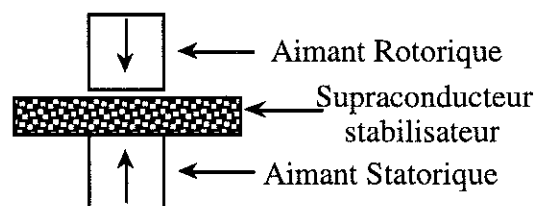


Fig.VI-4 : Structure hybride de type "galette"

Les aimants assurent la lévitation verticale à travers le supraconducteur. Ce dernier est destiné à stabiliser l'aimant rotorique, instable transversalement.

Cette configuration autorise un refroidissement sous champ et donc en position de fonctionnement. Toutefois pour obtenir de bonnes performances transversales, il est nécessaire de travailler un peu sur les configurations d'aimants. Une structure à gradient de champ transversale est alors nécessaire mais peut induire des interactions axiales préjudiciables.

Aussi, il est plus judicieux de dissocier les fonctions lévitation et stabilisation.

b) Structure "dissociée"

Le principe de cette structure est de bien différencier les configurations dédiées à la lévitation et celles prévues pour la stabilisation.

D'une façon générale, la lévitation verticale est assurée par l'interaction magnétique entre deux structures d'aimants permanents qui présentent une instabilité radiale. Parallèlement, une association supraconducteurs / structures d'aimants permettra de stabiliser radialement l'ensemble.

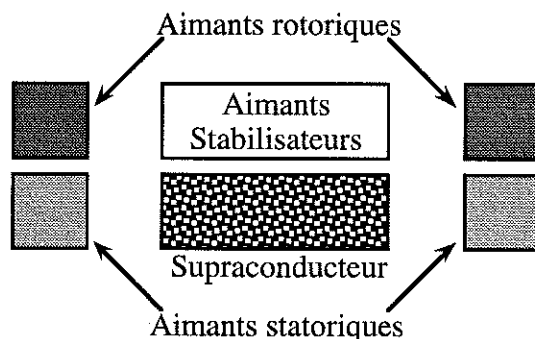


Fig.VI-5 : Structure hybride de type "dissociée"

L'intérêt de cette configuration est multiple :

- le rotor peut être positionné à chaud (structures d'aimants assurant la lévitation) ; le refroidissement sous champ des supraconducteurs est propice à la stabilisation transversale,
- les structures de lévitation et de stabilisation sont dissociées et permettent un dimensionnement et une optimisation quasiment indépendants et donc meilleurs,

-- les performances d'une butée magnétique à aimants permanents sont très supérieures à celles obtenues jusqu'à présent avec les matériaux supraconducteurs.

De ce fait, une certaine liberté devient possible pour la partie lévitation par aimants permanents.

3°) Butée magnétique à aimants permanents

La suspension magnétique utilisant des corps à aimantation rigide possède toujours au moins un axe instable. Mais le comportement varie énormément selon la position et le sens de l'aimantations des aimants.

Dans le cas de deux aimants cylindriques, "infinis", J. Delamarre a donné les expressions de la force et de la raideur verticale [6] (Fig.VI-6)

Les aimants sont définis par les grandeurs suivantes :

- s_1 et s_2 leurs sections
- L leur longueur
- J_1 et J_2 leur aimantations respectives

$$F_z = \frac{2.B}{r^3} \cdot \sin(\beta_1 + \beta_2 - 3\theta)$$

$$k_z = \frac{6.B}{r^4} \cdot \cos(\beta_1 + \beta_2 - 4\theta)$$

$$\text{Avec } B = \frac{s_1.s_2.L.J_1.J_2}{2.\pi.\mu_0}$$

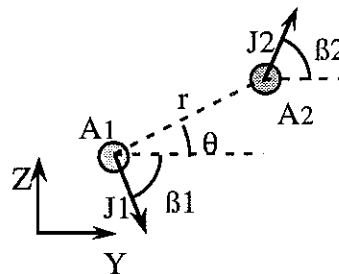


Fig.VI-6 : Aimants cylindriques "infinis"

Les autres raideurs k_x , k_y se déduisent de k_z par la relation suivante :

$$k_x + k_y + k_z = 0$$

-- soit pour un palier linéaire ($k_x = 0$) : $\Rightarrow k_y = -k_z$

-- soit pour un palier circulaire ($k_x = k_y$) : $\Rightarrow k_x = -\frac{1}{2} \cdot k_z$

La suspension peut présenter des raideurs négatives et induire des instabilités. Toutefois, des configurations spécifiques à raideurs nulles présentent aussi un intérêt certain. Elles développent des forces de lévitation, mais ne sont ni stables, ni instables. Un dispositif stabilisateur

diamagnétique permet de rendre stable l'ensemble. Ceci pourra être réalisé facilement à partir de matériaux supraconducteurs.

a) Paliers à raideur nulle

Pour un palier circulaire, une raideur nulle radialement se traduit également par une raideur axiale nulle :

$$k_z = 2 \cdot k_r$$

La figure VI-7 indique une configuration d'aimants qui présente une raideur nulle.

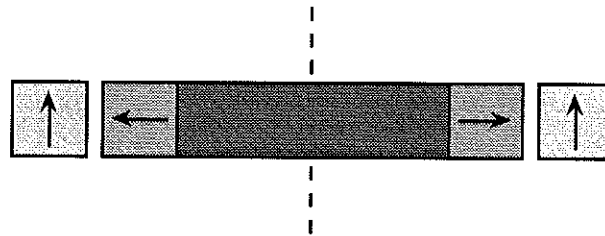


Fig.VI-7 : Palier à raideur nulle

Cette structure développe bien une force de lévitation axiale, mais ne possède aucune raideur axiale et radiale. Il est nécessaire de stabiliser celle-ci dans ces deux axes par une association adaptée d'aimants et de supraconducteurs.

Le principal inconvénient de cette configuration est son instabilité angulaire statique, le rotor peut avoir tendance à se désaxer (Fig.VI-8).

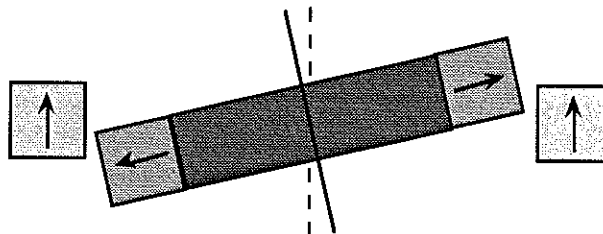


Fig.VI-8 : Instabilité statique angulaire

La raideur angulaire statique est donnée par [6] :

$$k_\theta = \frac{R^2}{2} \cdot k_z + \pi \cdot R^2 \cdot f_r$$

(où f_r est la densité linéique de force radiale)

Il est donc nécessaire de prévoir aussi une stabilisation angulaire. Or dans l'association classique aimants / supraconducteurs, la raideur angulaire est faible voir négligeable. L'aimant flottant peut facilement basculer sur lui même (Fig.VI-19).

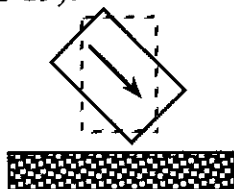


Fig.VI-9 : Faible stabilité angulaire de l'aimant flottant

La solution consiste par exemple à utiliser une stabilisation axiale par aimants supraconducteurs "multipoints". S'il existe une instabilité angulaire avec un seul aimant, elle disparaît avec trois aimants ou un aimant annulaire.

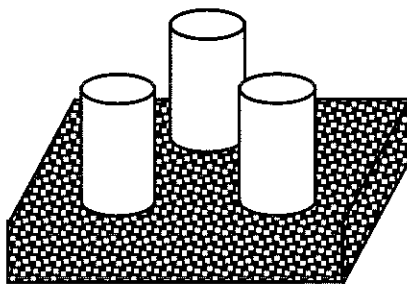


Fig.VI-10 : Stabilisation "multipoints"

Enfin cette configuration nécessite des aimants annulaires à aimantation radiale difficilement réalisables.

b) en opposition

C'est évidemment la plus simple à réaliser, elle est constituée de deux aimants annulaires à aimantation axiale qui se repoussent axialement. Mais ils présentent une instabilité radiale assez prononcée qui devra être contrôlée par les supraconducteurs. Cette configuration est également stable angulairement.

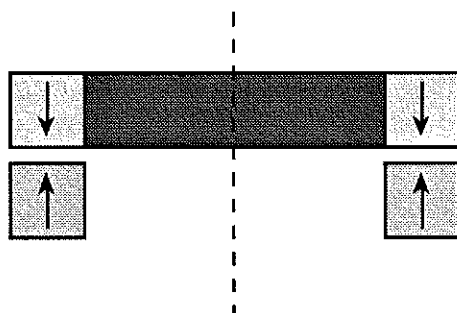


Fig.IV-11 : Palier avec structure en opposition

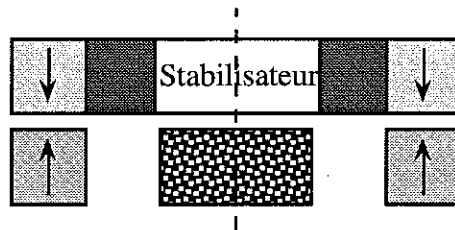


Fig.VI-12 : Palier avec structure en opposition et stabilisateurs

La stabilisation est réalisée par une structure d'aimants à fort gradient de champ transversal (structure à concentration de flux ou à aimants alternés NS (Chap.IV)) qui doit présenter une raideur radiale supérieure à celle d'aimants en opposition (en valeur absolue) pour maintenir le rotor stable.

La structure à concentration de flux très performante requiert néanmoins des anneaux à aimantation radiale difficiles à obtenir. Aussi, les structures à aimants alternés peuvent constituer une alternative aux précédents si la distance entre supraconducteur et rotor reste faible (1 mm représente un bon compromis entre efficacité et "entrefer" envisageable).

4°) Dimensionnement d'une structure hybride en opposition

Le dimensionnement d'un tel système doit tenir compte des instabilités intrinsèques de certaines structures (aimants en opposition) et proposer une structure de stabilisation qui possède des performances les plus élevées possibles.

Le dimensionnement de la partie lévitation doit tenir compte uniquement de la masse à léviter. Mais pour réduire l'instabilité radiale, il peut être nécessaire de "sous utiliser" les aimants porteurs. Pour cela, une distance importante est maintenue pour le positionnement final (10 mm).

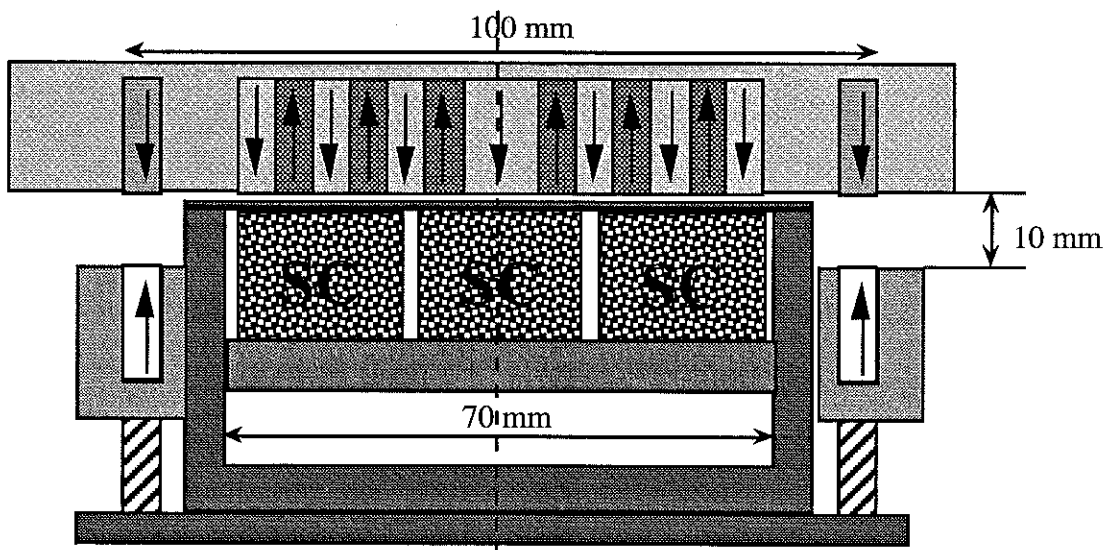


Fig.VI-13 : Ensemble de la suspension

Pour permettre un mouvement de rotation sans frottements “magnétiques” angulaires, il est nécessaire d'utiliser des aimants à symétrie de révolution autour de l'axe z. Ainsi les aimants porteurs et les aimants composants la partie stabilisatrice du système (au centre au-dessus des supraconducteurs) seront de forme annulaire.

Pour avoir la grande stabilité angulaire, il est nécessaire d'augmenter au maximum le diamètre de “lévitation” (diamètre des aimants porteurs). Or celui-ci est limité à 100 mm (diamètre maximal des aimants disponibles). L'élément stabilisateur sera maintenu au centre du système pour les mêmes raisons.

Il ne faut en aucun cas que la structure d'aimants stabilisateurs viennent perturber la lévitation des aimants porteurs en renforçant par exemple l'instabilité radiale. Aussi le diamètre maximal de la structure centrale sera limité à 70 mm.

Les échantillons produits ont des dimensions diamétrales maximales de 40 mm. Aussi, un assemblage de pastilles supraconductrices de diamètre 20 mm permet d'occuper une surface proche de celle des aimants rotoriques (22 cm²). Au total sept pastilles supraconductrices peuvent être regroupées sur le diamètre de 70 mm. Elles sont disposées sous la structure d'aimants à fort gradient de champ transversal.

Dans ces conditions, les caractéristiques de l'ensemble en lévitation sans stabilisateurs sont :

Force portante : $F_z \approx 36 \text{ N}$

Raideur radiale : $k_a \approx - 2,7 \text{ N/mm}$
(due aux aimants)

Ces valeurs ont été obtenues par simulation avec le logiciel Flux 2D. La raideur transversale est naturellement négative synonyme d'instabilité radiale aussi la structure stabilisatrice devra avoir une raideur k_s supérieure à $|k_a|$.

$$k_s \gg 2,7 \text{ N/mm}$$

Avec une structure d'aimants alternés NS (rectangulaire) positionnée à 1 mm des supraconducteurs, la raideur de l'ensemble est d'environ 9 N/mm. Ceci semble suffisant pour stabiliser les aimants “porteurs” radialement, même si une structure annulaire présentera des performances moindres (4,5 N/mm).

Toutefois, la structure testée n'est pas optimale, en jouant sur le gradient de champ (Chap.V), celle-ci devrait avoir de meilleures performances.

Il est important de rappeler à ce stade, que la raideur totale de l'ensemble en lévitation "statique" doit posséder les meilleures performances possibles sachant que lors du fonctionnement "dynamique" peuvent apparaître des perturbations annexes (balourds par exemple).

Différentes configurations sont donc envisageables. Mais les performances peuvent varier très fortement entre deux structures.

Pour augmenter les performances verticales, la solution hybride en galette apporte une réponse intéressante au problème. Cependant l'instabilité radiale de l'ensemble peut poser problème.

Finalement, les structures hybrides en opposition avec stabilisateurs semblent être un bon compromis entre performances et complexité des structures d'aimants.

III) Le coupleur magnétique

L'intérêt fondamental d'une suspension supraconductrice est sa stabilité. Des forces transversales importantes apparaissent entre une pastille supraconductrice et une structure d'aimants à gradient de champ transversal. Ces forces magnétiques peuvent être utilisées pour réaliser un couplage magnétique entre deux systèmes. Le coupleur magnétique classique est constitué uniquement d'aimants ou d'électroaimants. [7]. Cependant, il est nécessaire d'asservir le coupleur pour supprimer son instabilité axiale.

Un coupleur magnétique utilisant des supraconducteurs permet de réaliser la liaison "magnétique" angulaire sans générer d'instabilités axiales [5].

1°) Présentation

Pour réaliser le coupleur magnétique, il suffit d'associer une série de plots supraconducteurs à des structures d'aimants à fort gradient de champ transversal (Chap.IV). Les deux structures retenues sont les structures à aimants alternés NSNS et la structure à concentration de flux (Fig.VI-14).

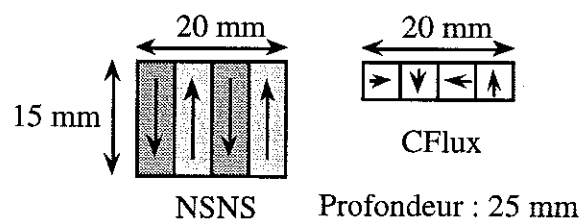


Fig.VI-14 : Structure d'aimants du coupleur

Dans un premier temps les supraconducteurs sont placés dans un récipient rempli d'azote. Les aimants sont montés au rotor (Fig.VI-15).

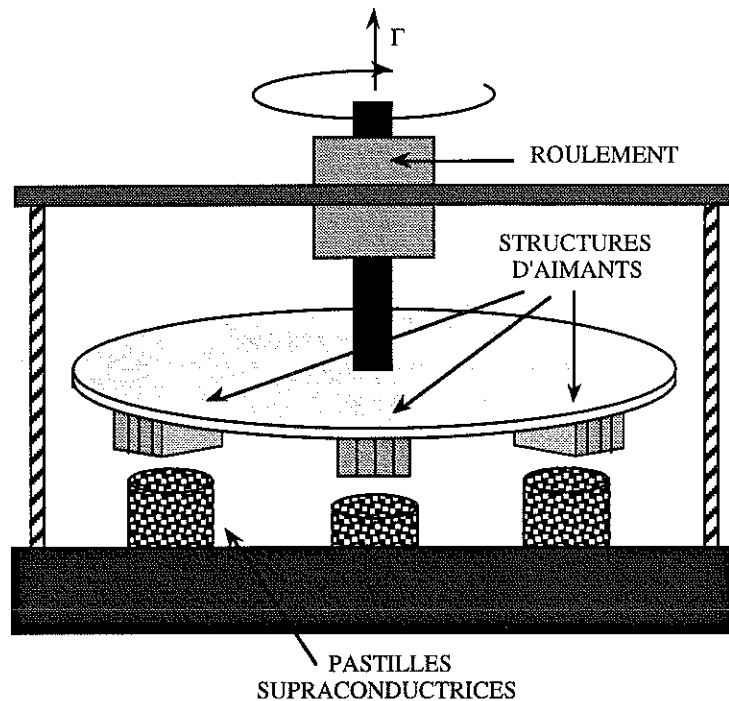


Fig.VI-15 : Principe du coupleur magnétique supraconducteur

A "chaud", le rotor peut tourner très librement, aucune interaction magnétique n'intervient. Les pastilles supraconductrices refroidies à l'azote liquide, le rotor est soumis à des interactions magnétiques si sa position angulaire est modifiée. Les supraconducteurs ont piégé le champ magnétique et exercent des forces orthoradiales sur les structures d'aimants. Le rotor est soumis à un couple de rappel qui tend à le ramener en position initiale.

Un vrai coupleur est composé de deux arbres rotors indépendants quand le coupleur n'est pas en fonctionnement et "couplé magnétiquement" dans le cas contraire (Fig.VI-16).

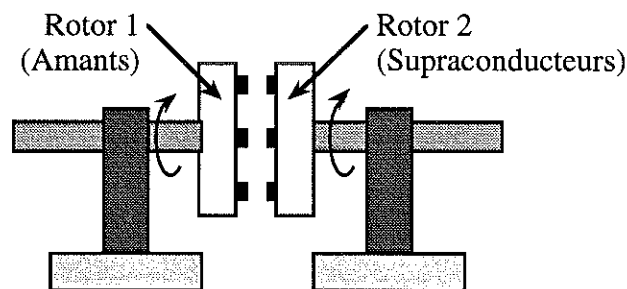


Fig.VI-16 : Coupleur magnétique

2°) Structure à aimants alternés

Expérimentalement, 6 pastilles supraconductrices sont placées face à 6 structures d'aimants (à aimants alternés ou à concentration de flux). Les aimants sont placés à une distance variable pour le refroidissement (refroidissement au contact suivi d'un retrait, ou refroidissement sans retrait).

Le coupleur développe un couple plus important si la distance de refroidissement est faible (Fig.VI-17). En effet, les forces transversales augmentent quand la distance de refroidissement diminue (Chap.IV).

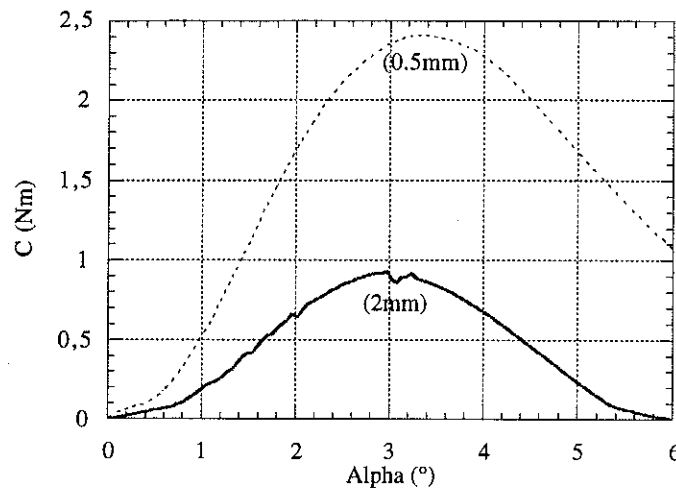


Fig.VI-17 : Influence de la distance de refroidissement (sans retrait) NSNS

Si le refroidissement est effectué au contact, suivi d'un retrait (par exemple 1 mm), le coupleur est soumis à une précontrainte qui améliore très fortement les performances (Fig.VI-18) (cf Chap.IV).

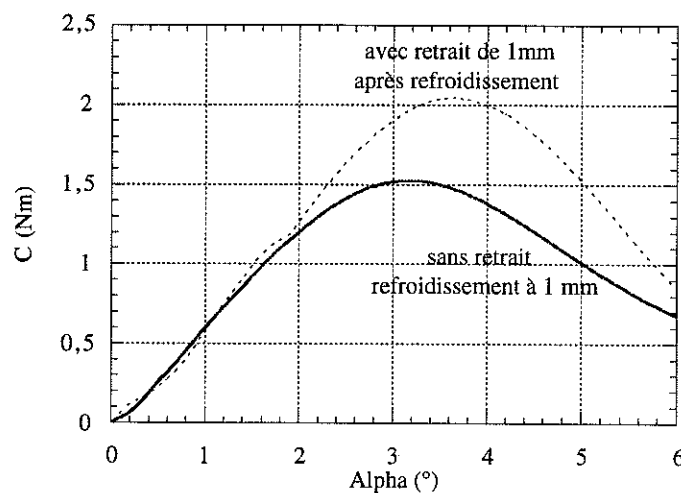


Fig.VI-18 : Influence du retrait à 1 mm NSNS

3°) Structure à concentration de flux

Dans le chapitre IV, il est apparu que les forces transversales augmentaient très fortement avec une structure à concentration de flux. La figure VI-19 présente une comparaison entre les deux structures d'aimants.

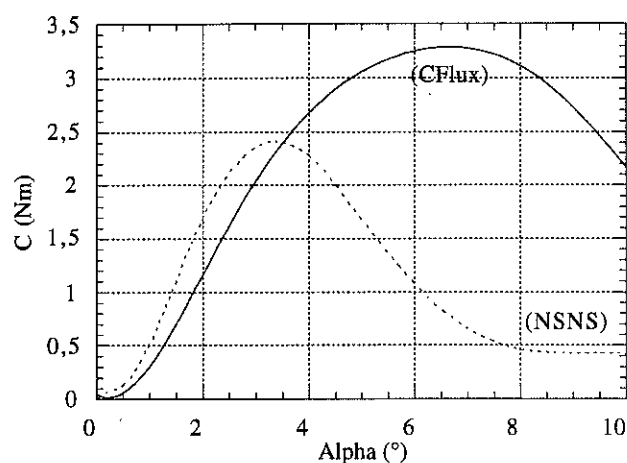


Fig.VI-19 : Comparaison structures NSNS et CFlux avec retrait de 1 mm

Le couple maximum obtenu avec la structure à concentration de flux atteint 3,3 Nm (15 cm³ d'aimants) à comparer avec 2,4 N (45 cm³ d'aimants) pour la structure NSNS soit une augmentation de 37,5 % (Tab.VI-20).

Structures	Couple (Nm) maximum	Densité volumique de couple (Nm/cm ³)
NSNS	2,4	0,053
CFlux	3,3	0,22

Tab.VI-20 : Comparatif entre NSNS et CFlux avec retrait de 0,5 mm

Le couple de la structure à concentration de flux est environ 4 fois plus important ramené au même volume d'aimants que la structure à aimants alternés. Cette amélioration importante s'explique par un volume de supraconducteur aimanté plus important (Chap.IV).

4°) Amortissement

L'amortissement par les supraconducteurs des oscillations du rotor peut être étudié dans le cadre du coupleur magnétique. La structure testée est

constituée d'aimants alternés NSNS. La figure VI-21 représente la réaction du "rotor" après une brusque suppression du couple résistif exercé sur celui-ci. Le débattement initial est d'environ 2 mm.

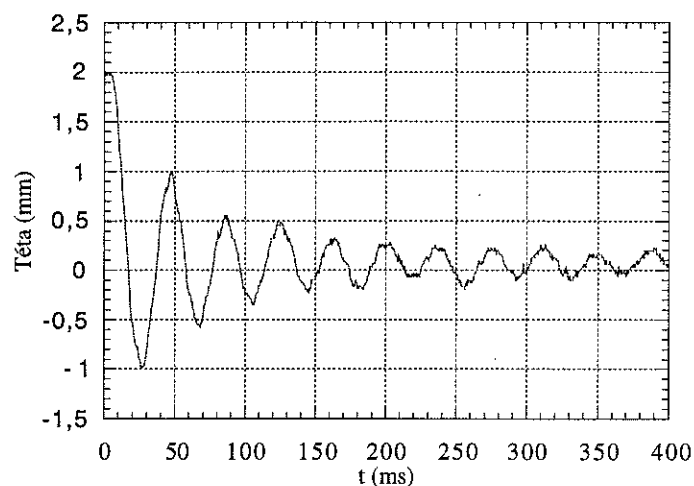


Fig.VI-21 : Amortissement du rotor du coupleur (NSNS)

L'amortissement du coupleur relativement important (avec une constante de temps d'environ 38 ms) est dû aux pertes dans les pastilles supraconductrices (cf cycle d'hystérésis d'aimantation).

Ce phénomène d'amortissement est essentiel pour tout système mécanique. L'utilisation des supraconducteurs permet de réaliser un bon amortissement contrairement aux suspensions magnétiques à aimants permanents.

CONCLUSION

L'étude présente a montré les possibilités réelles de réaliser des suspensions magnétiques autostables et passives en associant des matériaux supraconducteurs avec des aimants permanents.

Un travail important de caractérisation des échantillons a permis en relation avec le laboratoire E.P.M de faire progresser très sensiblement les performances intrinsèques des échantillons produits. Même si les forces et pressions magnétiques verticales restent encore insuffisantes pour "concurrencer" les associations aimant / aimant très performantes et très autonomes, il n'en est pas moins vrai que les forces de stabilisation exercées offrent un réel intérêt.

L'importance du gradient de champ transversal mais aussi la pénétration du champ dans la structure supraconductrice est fondamentale pour les forces de stabilisation. Les différentes configurations d'aimants développées (à aimants alternés NS et dérivées, à concentration de flux) offrent chacune des avantages.

Les performances en stabilisation radiale des structures à concentration de flux sont leurs atouts primordiaux, malgré une complexité accrue pour les systèmes à symétrie de révolution (système d'aimants annulaires). Dans le cas d'un palier linéaire, cette complexité disparaît. La suspension magnétique hybride apparaît comme une solution attrayante. Elle est basée sur une interaction aimant-aimant stabilisée par un arrangement particulier d'aimants et de supraconducteurs. Cette association est bien adaptée pour une mise en oeuvre simple et des performances élevées. Elle assure une indépendance des structures de lévitation et de stabilisation. De ce fait, l'optimisation de l'ensemble est rendue plus facile.

Enfin, l'amortissement dans les supraconducteurs est un phénomène nouveau pour les suspensions magnétiques passives. Les suspensions classiques à aimants permanents n'offrent pas cette possibilité et nécessitent des dispositifs auxiliaires (amortisseurs à courants induits). Les résultats d'amortissement relevés avec le coupleur magnétique laissent transparaître un amortissement variable selon amplitude des oscillations.

Au terme de cette étude, les résultats présentés ouvrent la voie pour des études complémentaires tant dans le domaine de la lévitation que des applications dérivées du coupleur magnétique.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Chapitre I

- [1] : R. BOUDET "Critère de choix d'un palier", Techniques de l'ingénieur B5310, pp 1 - 3
- [2] : J. DELAMARE "Suspensions Magnétiques partiellement passives", These de Docteur Ingénieur INPG, Grenoble Janvier 1994
- [3] : J.L. COUDERT, P. DELSALLE, C. DUPUIS, D. HOTTOIS
"Construction mécanique des machines électriques tournantes",
Techniques de l'ingénieur D 3780, pp 14-17
- [4] : J. FRENE "Paliers Hydrodynamiques",
Techniques de l'ingénieur B 671, pp 1 - 12
- [5] : C. MECH "Paliers à gaz", Techniques de l'ingénieur B 674, pp 1 - 9
- [6] : J. FRENE "Paliers Hydrostatiques",
Techniques de l'ingénieur B 673, pp 1 - 14
- [7] : H. HABERMANN "Paliers magnétiques",
Techniques de l'ingénieur B 5345, pp 1 - 20
- [8] : Société de Mécanique Magnétique,
BP.431 - 27204 VERNON CEDEX - FRANCE
- [9] : S. EARNSHAW, "Sur la nature des forces moléculaires qui règlent la
constitution de l'éther", Trans. Cambridge Philosophical Society (1839),
Vol 7 - Part 1, pp 97 -112

Chapitre II

- [1] : D. BISHOP, P. GAMMEL, D. HUSE,
"La résistance des supraconducteurs",
Pour la science 186, 1993, pp 58-66
- [2] : E. GUYON, P. NEDELLEC, Encyclopédia Universalis, Vol.21, p 852

- [3] : M. CYROT, D. PAVUNA,
"Introduction to Superconductivity and High Tc Matériaux",
World Scientific, 1992
- [4] : F. GERVAIS, "Les nouveaux supraconducteurs",
Techniques et documentations, 1991
- [5] : E. H. BRANDT, "Levitation in Physics",
Science, Vol. 243, 01/1989, pp 352 - 354
- [6] : E. H. BRANDT, "La lévitation",
La recherche, Vol. 21, N°224, 09/1990, pp 998 - 1005
- [7] : W. Z. KRESIN, S. A. WOLF, "Fundamentals of Superconductivity",
Plenum Publishing Corporation.
- [8] : C. P. BEAN, "Magnetization of high field superconductors",
Reviews of modern physics, January 1964, 31-39.
- [9] : M. MURAKAMI, T. OYAMA, H. FUJIMOTO, S GOTOH,
K. YAMAGUCHI, Y. SHIOHARA, and N. KOSHIZUAKA
"Melt Processing of Bulk High Tc Superconductors and their Application",
IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, NO. 2, Mars 1991
- [10] : M. LEES, D. BOURGAULT, D. BRAITHWAITE, P. DE RANGO,
P. LEJAY, A. SULPICE, R. TOURNIER,
"Properties of Magnetically Textured YBa₂Cu₃O_{7-δ},
Proceeding of ICMAS 1991, 209 - 216
- [11] : P. DE RANGO, M. LEES, P. LEJAY, A. SULPICE, R. TOURNIER
M. INGOLD, P. GERMI, P. PERNET, Nature 349, 1991, p 770

Chapitre III

- [1] : M. MURAKAMI, T. OYAMA, H. FUJIMOTO, S GOTOH,
K. YAMAGUCHI, Y. SHIOHARA, and N. KOSHIZUAKA
"Melt Processing of Bulk High Tc Superconductors and their Application",
IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 27, NO. 2, Mars 1991, pp 1483-1486

- [2] : L. C. DAVIS,
 "Lateral Restoring Force on a Magnet Levitated above a Superconductor",
 J. Apply. Phys. 67 (5), Mars 1990, pp 2631 - 2636
- [3] : T. H. JOHANSEN, Z.J. YANG? H. BRATSBERG, G. HELGESEN and
 A. T. SKJELTORP,
 "Lateral Force on a Magnet placed above a Planar $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$
 Superconductor", Appl. Phys. Lett. 58 (2), 14 Janvier 1991, pp 179 - 181
- [4] : M. KOMORI, T. MATSUSHITA and M. TAKEO,
 "Estimation of Hysteretic Levitation Pressure and Stiffness in high T_c Super-
 conducting Bearings", Cryogenics 1993 Vol.33, N°11, pp 1058 - 1062

Chapitre IV

- [1] : D. GIVORD, H.S. LI, R. PERRIER DE LA BÂTHIE,
 "Magnetic Properties of $\text{Y}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ and $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ Single Crystals",
 Solid State Commun., Vol. 51, pp. 857-860, 1984.
- [2] : J. DELAMARE "Suspensions Magnétiques partiellement passives",
 These de Docteur Ingénieur INPG, Grenoble Janvier 1994

Chapitre V

- [1] : Y. S. CHA, J. R. HULL, T. M. MULCAHY, T. D. ROSSING,
 "Effect of Size and Geometry on Levitation Force Measurements Between
 Permanent Magnets and High Temperature Superconductors",
 J. Appl. Phys. 70 (10), 15 novembre 1991, pp 6504 - 6506
- [2] : D. E. WEEKS, "Levitation Properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ and Ti-Ba-Ca-Cu-O
 Superconducting Systems", Appl. Phys. Lett. 55 (26), Décembre 1989
- [3] : M. MARINESCU, N. MARINESCU, J. TENBRINK, H. KRAUTH,
 "Passive Axial Stabilization of a Magnetic Radial Bearing by Superconductors"
 IEEE Transactions on magnetics, Vol. 25, N°5, Septembre 1989

- [4] : M.C. MARION-PERA, J.P. YONNET, "Study of Permanent Magnet Arrangements for Superconducting Passive Bearings",
Proceeding of INTERMAG 94
- [5] : T.SUGIURA, H. HASHIZUME, K. MIYA,
"Numerical Electromagnetic Field Analysis of Type II Superconductors"
Int. J. Appl. Electromagn. in Materials, Vol. 2, 1991, pp 183 - 193,
- [6] : H. HASHIZUME, T.SUGIURA, K. MIYA, Y. ANDO, S. AKITA, S. TORII,
Y. KUBOTA, T. OGASAWARA
"Numerical Analysis of Coupling Loss in Superconductor",
Cryogenics, Vol. 31, 1991, pp 601 - 606
- [7] : H. HASHIZUME, T.SUGIURA, K. MIYA, S. TODA,
"Numerical Analysis of Electromagnetic Phenomena in Superconductors",
IEEE Trans. Magn., Vol. 28, 1992, pp 1332 - 1335
- [8] : M. TSUCHIMOTO, T HONMA, N. TAKEDA, M. UESAKA, K.MIYA,
"An Axisymmetric Boundary Element Analysis of Levitation on High-Tc
Superconductors",
Engineering Analysis with Boundary Elements, Vol. 11, 1993, p 171
- [9] : M. TSUCHIMOTO, T. KOJIMA, H. TAKEUCHI, T. HONMA,
Numerical Analyses of Levitation Force and Flux Creep on High Tc
Superconductor", IEEE Trans Magn, Vol. 29, 1993, pp 3577 -3579

Chapitre VI

- [1] : M. KOMORI, T. KITAMURA,
"Superconducting Bearings Using High-Tc Superconductors for Potential
Applications",
Proc. of Third International Symposium on Magnetic bearings, pp 297 - 306
- [2] : C. DELPRETE, G. GENTA, L. MAZZOXXHETTI, E. RAVA, A. RICCA,
G. RIPAMONTI, L. SANTINI, A.TONOLI, E. VARESI, S. ZANNELLA,
"High Speed Asynchronous Motor with High Tc Superconducting Bearings"

- Proc. of Third International Symposium on Magnetic bearings, pp 297 - 306
- [3] : M. KOMORI, T. KITAMURA,
“A new type of superconducting journal bearing using high Tc
superconductors”, Cryogenics 1992 Vol. 32 (7), pp 628 - 633
- [4] : H. J. BORNEMANN, P. BOEGLER, C. URBAN, R. ZABKA, H. RIETSHEL,
“Concept of flywheels for energy storage using autostable high Tc super-
conducting magnetic bearings”, Proceeding of the second International
Symposium on Magnetic Suspension Technology
- [5] : K. B. MA, Mc MICHAEL, M. A. LAMB, W. K. CHU,
“Applications of High Temperature superconductors on levitation bearings,
Torque transmissions and vibration dampers”,
IEEE Transaction on applied superconductivity, Vol. 3 (1), 1993, pp 388 - 391
- [6] : J. DELAMARE, “Suspensions Magnétiques partiellement passives”,
These de Docteur Ingénieur INPG, Grenoble Janvier 1994
- [7] : J.P. YONNET, “A new type of permanent magnet coupling”,
IEEE transactions on Magnetics, Vol. 17, Nov. 1981, 2991-2993.

REFERENCES DES FIGURES ET TABLEAUX

Chapitre I : Les paliers

Fig.I-1 :	Définition des différents référentiels	15
Fig.I-2 :	Degré de liberté de machines tournantes	16
Fig.I-3 :	Degré de liberté d'un train	16
Fig.I-4 :	Pendule	17
Fig.I-5 :	Décomposition des forces agissant sur le pendule	18
Fig.I-6 :	Stabilisation du pendule en position haute	19
Fig.I-7 :	Différentes natures de paliers	21
Fig.I-8 :	Principe du centreur	22
Fig.I-9 :	Principe de la butée	22
Fig.I-10 :	Principe des roulements	22
Fig.I-11 :	Exemple de butée hydrodynamique	23
Fig.I-12 :	Exemple de paliers hydrostatiques	24
Fig.I-13 :	Exemple de palier magnétique actif axial	25
Fig.I-14 :	Exemple de répulsion et d'alignement	25
Fig.I-15 :	Exemple de paliers à réluctance variable	26
Fig.I-16 :	Exemple de butée hybride	28

Chapitre II : Les matériaux supraconducteurs

Fig.II-1 :	Refroidissement sous champ d'un supraconducteur	31
Fig.II-2 :	1 ^{ère} expérience de l'aimant flottant	32
Fig.II-3 :	L'aimant flottant	32
Fig.II-4 :	2 ^o Expérience de l'aimant flottant stable	33
Fig.II-5 :	Le supra "refuse" de léviter	33
Fig.II-6 :	Diagramme d'aimantation des supraconducteurs	34
Fig.II-7 :	Propriétés magnétiques des supraconducteurs de type I	34
Fig.II-8 :	Propriétés magnétiques des supraconducteurs de type II	35
Fig.II-9 :	Réseau de Vortex	35
Fig.II-10 :	Courbe de force transverse	36
Fig.II-11 :	Déplacement transversale, aimantation réversible	36
Fig.II-12 :	Structure aimant supraconducteur stable	37
Fig.II-13 :	Force de lévitation nulle pour un refroidissement sous champ	37
Fig.II-14 :	Force exercée sur les vortex	37
Fig.II-15 :	Diagramme JTH des supraconducteurs	38

Fig.II-16:	Champ magnétique appliqué et aimantation	39
Fig.II-17 :	Répartition du champ dans le supraconducteur quand H_a augmente	40
Fig.II-18 :	Répartition du champ dans le supraconducteur quand H_a diminue	41
Fig.II-19 :	Courbe d'aimantation théorique du supraconducteur	42
Fig.II-20 :	Courbe d'aimantation 1° et 2° cycle	43
Fig.II-21 :	Influence du champ magnétique sur la densité de courant	43
Fig.II-22 :	Comportement du supraconducteur à un éloignement de l'aimant	44
Fig.II-23 :	Plan a,b et axe c	45

Chapitre III : Interactions magnétiques

Fig.III-1 :	Référentiel pour la lévitation	49
Fig.III-2 :	1° et 2° Cycle de forces de lévitation	50
Fig.III-3 :	Courbes de 1° et 2° aimantation	50
Fig.III-4 :	Phase de rapprochement ($dz < 0$)	51
Fig.III-5 :	Induction et gradient axiaux sous un aimant cylindrique axial	51
Fig.III-6 :	Phase de retrait	52
Fig.III-7 :	Rotation libre de l'aimant flottant	54
Fig.III-8 :	Force transversale et distorsion des lignes de flux	54
Fig.III-9 :	Aimantation et point optimum	55
Fig.III-10:	Variation du gradient de champ transversal	57
Fig.III-11 :	Comparaison pour différentes structures de l'induction normale B_z	57
Fig.III-12 :	Différence de profondeur de pénétration	58

Chapitre IV : Caractérisations : méthodes et mesures

Fig.IV-1 :	Premier dispositif expérimental de caractérisation en force verticale	63
Fig.IV-2 :	Principe du banc de caractérisation verticale	64
Fig.IV-3 :	Augmentation de la surface d'aimant sur un petit échantillon	65
Fig.IV-4 :	Principe de la surface "active" des supraconducteurs	65
Fig.IV-5 :	1°, 2°, 3° cycle de force sans réchauffement	66
Fig.IV-6 :	Mini cycles d'hystérésis en phase d'approche	67
Fig.IV-7 :	Reptation magnétique consécutif à des oscillations	68
Fig.IV-8 :	Cycle de force	68
Fig.IV-9 :	Oscillations forcées sur une durée de 1 heure	69
Fig.IV-10 :	Cycle avec deux aimants de hauteurs différentes	70

Fig.IV-11 :	Définition des différents échantillons testés	71
Fig.IV-12 :	Caractérisation du même supraconducteur à hauteur variable	72
Fig.IV-13 :	Test de pénétration dans le supraconducteur	73
Fig.IV-14 :	Principe de l'étude sur l'influence de la distance de refroidissement	74
Fig.IV-15 :	Différents cycles à différentes hauteurs de refroidissement	75
Fig.IV-16 :	Influence de la distance de refroidissement	75
Fig.IV-17 :	Influence de la distance de refroidissement sur la côte z^*	76
Fig.IV-18 :	Schéma de principe du banc expérimental de caractérisation transversale	77
Fig.IV-19 :	Structure cartésienne et annulaire	78
Fig.IV-20 :	Refroidissement hors champ centré	79
Fig.IV-21 :	Refroidissement hors champ décentré	79
Fig.IV-22 :	Refroidissement sous champ	80
Fig.IV-23 :	Force de rappel lors d'un déplacement transversal	80
Fig.IV-24 :	Déplacement transversal	81
Fig.IV-25 :	Force de rappel et force de répulsion	81
Fig.IV-26 :	Exemple de structures à fort gradient de champ transversal	82
Fig.IV-27 :	Structures à différents gradients	82
Fig.IV-28 :	Cycle de forces transversales à une distance de 1 mm	82
Fig.IV-29 :	Réaction du supraconducteur à un "déplacement magnétique"	83
Fig.IV-30 :	Force de rappel en fonction de la distance A/Sc	85
Tab.IV-31 :	Tableau récapitulatif des performances en fonction de la distance A/Sc	85
Fig.IV-32 :	Exemple de structure "Luco"	86
Fig.IV-33 :	Comparaison structure NSN (1) et NlucoS (2)	86
Fig.IV-34 :	Comparaison de la structure NlucoS à 1 et 1,5 mm	87
Fig.IV-35 :	Refroidissement au contact avec retrait partiel	88
Fig.IV-36 :	Etude de l'influence de la précontrainte d'une structure NSN	88
Fig.IV-37 :	Optimum pour la précontrainte	89
Fig.IV-38 :	Structure à gradient de champ transversal variable	89
Fig.IV-39 :	Comparaison des structures NS à périodicité variable (à 1 mm)	90
Tab.IV-40 :	Tableau récapitulatif des résultats	90
Fig.IV-41 :	Influence du demi pas polaire sur la raideur transversale à 1 mm	90
Fig.IV-42 :	Influence du mode de refroidissement	91
Fig.IV-43 :	Comparaison entre HC et SC	92
Fig.IV-44 :	Structure à concentration de flux	93
Fig.IV-45 :	Module de l'induction et équiflux pour le motif	93
Fig.IV-46 :	Structure annulaire à concentration de flux	94
Fig.IV-47 :	Dimensions du motif élémentaire	94
Fig.IV-48 :	Comparaison des différentes structures à 1 mm	94

Fig.IV-49 :	Différentes configurations comparées	95
Tab.IV-50 :	Récapitulatif des forces et raideurs pour les différentes structures	95
Fig.IV-51 :	Zone de stabilité des différentes configurations	96
Fig.IV-52 :	Configurations de supraconducteurs pour étude de surface	97
Fig.IV-53 :	Influence de la surface sur les forces transversales	97
Tab.IV-54 :	Tableau récapitulatif de l'influence de la surface de supraconducteur	97
Fig.IV-55 :	Influence de la surface de supraconducteur par réduction d'aimants	98
Tab.IV-56 :	Tableau récapitulatif de l'influence de réduction de surface d'aimants	98
Fig.IV-57 :	Principe de la structure "têtes bèches"	99
Fig.IV-58 :	Module de l'induction et équiflux pour le motif "têtes bèches"	99
Fig.IV-59 :	Comparaison de la structure "Têtes Bèches" avec CFlux et NSNS	100
Fig.IV-60 :	Orientation des plans (a,b)	101
Fig.IV-61 :	Dépendance angulaire des forces transversales	101
Fig.IV-62 :	Principe de la méthode par compensation	102
Fig.IV-63 :	Mesure d'aimantation par pesée magnétique	103
Fig.IV-64 :	Courbes d'aimantation de différents échantillons supraconducteurs	104
Fig.IV-65 :	Cycle complet d'aimantation	105
Fig.IV-66 :	Influence de la hauteur de supraconducteur sur l'aimantation	105
Fig.IV-67 :	Différence du cycle en refroidissement HC et SC	106
Fig.IV-68 :	Comparaison refroidissement HC et SC à 0,1 T	107
Fig.IV-69 :	Bobines de champ utilisées	108
Fig.IV-70 :	Principe de caractérisation avec bobine de champ impulsionnelle	109
Fig.IV-71 :	Cartographie d'un échantillon monograin	109
Fig.IV-72 :	Cartographie d'un échantillon multigrains	110
Fig.IV-73 :	Influence de l'intensité du champ exciteur	110
Fig.IV-74 :	Principe mesure sous champ avec aimants permanents	111
Fig.IV-75 :	Carte de flux piégé lors d'un refroidissement hors champ	112
Fig.IV-76 :	Carte de flux piégé lors d'un refroidissement sous champ	112
Fig.IV-77 :	Mesure de flux piégé avec structure alternée	113
Fig.IV-78 :	Carte de flux piégé avec excitation NS alternée	113
Fig.IV-79 :	Répartition des courants en surface	114

Chapitre V : Simulations numériques

Fig.V-1 :	Structure aimant supraconducteur	120
Fig.V-2 :	Comparaison expérience / Simulation diamagnétisme parfait	120
Fig.V-3 :	Influence de la perméabilité relative sur les performances verticales	121

Fig.V-4 :	Comparaison après correction	122
Fig.V-5 :	Influence de la largeur de supraconducteur L_s	122
Fig.V-6 :	Courbe $B(H)$ et $M(H)$ du supraconducteur	123
Fig.V-7 :	Comparaison simulation / expérience	124
Fig.V-8 :	Courbe d'aimantation à retrait partiel	124
Fig.V-9 :	Influence de la hauteur de supraconducteur	125
Fig.V-10 :	Différentes configurations simulées	126
Tab.V-11 :	Récapitulatif des résultats pour différentes structures	126
Fig.V-12 :	Structure NS 5/45-15 et NLS 5/45-15	127
Fig.V-13 :	Comparaison expérimentale entre structure complète et "luco"	127
Fig.V-14 :	Structure de base à gradient variable	128
Tab.V-15 :	Influence du pas polaire sur le supraconducteur	129
Fig.V-16 :	Influence du nombre de pôles sur le supraconducteur	129
Fig.V-17 :	Perméabilité du supraconducteur pour 3 pôles	130
Fig.V-18 :	Perméabilité du supraconducteur pour 6 pôles	130
Fig.V-19 :	Perméabilité du supraconducteur avec $h_a = 5$ mm	130
Fig.V-20 :	Perméabilité du supraconducteur avec $h_a = 15$ mm	130
Fig.V-21 :	Perméabilité du supraconducteur avec $h_a = 25$ mm	131
Tab.V-22 :	Influence de la hauteur d'aimant sur les performances	131

Chapitre VI : Suspension magnétiques

Fig.VI-1 :	Système inertiel de stockage	135
Fig.VI-2 :	Structure simple	136
Fig.VI-3 :	Prototype expérimental de KfK	137
Fig.VI-4 :	Structure hybride de type "galette"	137
Fig.VI-5 :	Structure hybride de type "dissociée"	138
Fig.VI-6 :	Aimants cylindriques "infinis"	139
Fig.VI-7 :	Structure à raideur nulle	140
Fig.VI-8 :	Instabilité angulaire	140
Fig.VI-9 :	Faible stabilité angulaire de l'aimant flottant	141
Fig.VI-10 :	Stabilisation "multipoints"	141
Fig.VI-11 :	Structure en opposition	141
Fig.VI-12 :	Structure en opposition avec stabilisateurs	142
Fig.VI-13 :	Ensemble de la suspension	142
Fig.VI-14 :	Structure d'aimants du coupleur	144
Fig.VI-15 :	Principe du coupleur magnétique supraconducteur	145

Fig.VI-16 :	Coupleur magnétique	145
Fig.VI-17 :	Influence de la distance de refroidissement (sans retrait) NSNS	146
Fig.VI-18 :	Influence du retrait à 1 mm NSNS	146
Fig.VI-19 :	Comparaison structures NSNS et CFlux avec retrait de 1 mm	147
Tab.VI-20 :	Comparatif entre NSNS et CFlux avec retrait de 0,5 mm	147
Fig.VI-21 :	Amortissement du rotor du coupleur (NSNS)	148

ETUDE DE PALIERS MAGNETIQUES SUPRACONDUCTEURS

RESUME

Les performances désormais intéressantes des supraconducteurs à haute température critique découverts dans les années 86 / 87 rendent possible l'étude et la réalisation de suspensions magnétiques supraconductrices stables totalement passives contrairement aux paliers magnétiques classiques.

Les oxydes supraconducteurs sont des matériaux complexes, aussi pour optimiser les performances d'une suspension magnétique associant aimants permanents et supraconducteurs, il est nécessaire de réaliser de nombreuses caractérisations expérimentales. Différents paramètres ont été retenus : forces verticale et transversale essentielles pour la lévitation, courbe d'aimantation qui régit l'interaction magnétique, mais aussi les cartes de flux piégé qui permettent d'obtenir la répartition des courants macroscopiques et la structure granulaire de l'échantillon. Les échantillons supraconducteurs utilisés sont des composés d'YBaCuO élaborés sous champ magnétique au laboratoire E.P.M.

Pour développer des forces de lévitation importantes, il est nécessaire d'associer des pastilles supraconductrices à gros grains orientés et des structures d'aimants à fort gradient de champ. Les forces de stabilisation transversale exigent des structures d'aimants permanents à fort gradient de champ transversal, un volume supraconducteur aimanté important et un refroidissement sous champ.

Quelques simulations numériques simples ont permis de mieux comprendre l'influence des différentes structures d'aimants sur les supraconducteurs.

Enfin, un premier dimensionnement de suspension magnétique à structure hybride "dissociée" alliant très bonnes performances verticales et une stabilité transversale et la réalisation d'un coupleur magnétique supraconducteur utilisant les interactions magnétiques transversales entre supraconducteurs et des structures d'aimants ont conclu cette étude.

Mots clés : supraconductivité, aimants permanents, paliers magnétiques passifs, stabilité, forces transversales, interactions magnétiques, caractérisation, simulations numériques.

ABSTRACT

The development achieved with superconducting oxides discovered in 1986/1987 allows the study and the realization of fully passive stable magnetic suspensions using high critical temperature superconductors in association with permanent magnets. Such a device is not possible using conventional materials.

Superconducting materials are very complicated. Their modelling is difficult and a lot of experimental characterizations have been necessary in order to study the magnet-superconductor interactions. Different quantities have been investigated, particularly the vertical and transverse forces, magnetization curves and remanent flux mapping performed on a magnetized superconducting sample. This later gives informations about the grain structure and the development of macroscopic shielding/trapping currents. The superconductors are magnetically melt textured YBaCuO samples elaborated (at the laboratory E.P.M).

To exhibit high lifting capacities the grains of the superconducting samples must be large and the magnet structure must show an important field gradient. High transverse forces are achieved using magnet structures with high transverse gradients, a large superconducting magnetized volume and a field cooling.

Some simple numerical modellings have been developed in order to investigate the influence of the magnet structures on the magnetic interactions with superconductors.

As a conclusion to this work, a preliminary design of a superconducting hybrid suspension combining high vertical forces and transverse stability is exposed and the tests of a static superconducting coupling using transverse magnet superconductor interactions are reported.

Keywords : superconductivity, permanent magnets, passive magnetic bearing, stability, transversal forces, magnetic interactions, characterization, numerical simulations.

