

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie d'Oran
Faculté de génie électrique
Département d'électrotechnique



Mémoire pour l'obtention du diplôme de

MAGISTERE EN ELECTROTECHNIQUE

Option : Fiabilité des systèmes électro-énergétiques

Présenté par :

BOUZID MOHAMED A/F

Intitulé du mémoire :

**Contribution à l'Etude Des Câbles
Supraconducteurs**

Soutenu devant le jury composé de :

M. A. BOUDGHENE STAMBOULI	Professeur U.S.T.O	Président
M. S.FLAZI	Professeur U.S.T.O	Encadreur
M. A. HAMID	Professeur U.S.T.O	Examineur
M. L. KOTNI	MC-A U.S.T.O	Examineur
M. M.B.BENABDELLAH	MC-A U.S.T.O	Examineur

Année 2012

Dédicace

A ma mère, à mon père avec amour et gratitude

A toute ma famille, mes frères et sœurs, mes neveux et nièces

A tous mes amis avec qui je partage ma joie et ma tristesse

A mes collègues de travail de la direction engineering.

** * **

S'il y a bien une raison pour laquelle on est entrain de lutter pour un avenir plus éclairé et moins dépendant, c'est parce que tout simplement on est censé de le faire, en tant que musulman, on pourrait jamais y arriver sans un éclat qui reflète une sérénité divine.

DIEU merci pour ce travail.

Remerciement

Je remercie mes parents car ce que je suis, je l'ai reçu d'eux, ils m'ont éduqué à être toujours prêt à affronter les épreuves sans broncher. Ils m'ont surtout laissé la liberté de choisir, inculqué les valeurs morales ainsi que le sens de la responsabilité et du devoir dans la modestie ;

Mes profonds remerciements s'adressent également A mon encadreur M. Samir FLAZI professeur à l'USTO pour tous ce qui m'a appris durant mes années d'étude au département d'électrotechnique, pour sa simplicité et son soutien moral, il m'a toujours motivé, il m'a toujours facilité les taches, il n'a épargné aucun effort pour contribuer à la réussite de mon travail ;

Je trouve ce modeste travail une occasion pour exprimer mes remerciements à M. Abdelkader TLEMSANI mon chef de département d'électricité au niveau de la direction engineering pour son soutien et son aide précieuse, non seulement dans le cadre professionnel mais dans un cadre plus large, il n'a pas cessé de me prodiguer ses conseils qui me renfort dans la vie ;

Je remercie les membres du jury de cette thèse :

M. Amine BOUDGHENE STAMBOULI professeur à l'USTO au département d'électronique pour sa présence en tant que président de jury. M. Azzedine HAMID professeur a l'USTO département d'électrotechnique, M. Lahouari KOTNI Maître de Conférences classe A à l'USTO département d'électrotechnique, et M. Mohamed Badreddine BENABDELLAH Maître de Conférences classe A à l'USTO département d'électrotechnique, pour leur présence en tant qu'examinateurs;

Un bouquet de remerciement, orné par mes sentiments les plus respectueux, à tous les enseignants qui ont participé à ma formation tout au long de mon cycle universitaire jusqu'aujourd'hui.

SOMMAIRE

Introduction générale.....	01
-----------------------------------	-----------

Chapitre 1 : LA SUPRACONDUCTIVITE

1.1 Introduction.....	06
1.2 Définition de la supraconductivité.....	06
1.3 Historique des matériaux supraconducteurs de 1911 à nos jours.....	07
1.4 Quelques grandeurs importantes	11
1.4.1 La longueur de cohérence ξ	12
1.4.2 La longueur de pénétration λ	12
1.5 Les supraconducteurs de type-I et-II.....	12
1.6 Comportement magnétique des supraconducteurs de type-I et-II.....	15
1.7 Courant critique et Diagramme de phase.....	16
1.8 Description des matériaux SHT.....	16
1.9 L'état mixte des Supraconducteurs de type-II.....	18
1.10 Structure des fluxodes.....	19
1.11 Cycle d'hystérésis des supraconducteurs de type-II.....	20
1.12 Conclusion.....	21

Chapitre 2 : ELECTROMAGNETISME ET THEORIE DE LONDON

2.1 Introduction.....	23
2.2 Distinction entre un conducteur parfait et un supraconducteur.....	23
2.3 Comportement électrodynamique d'un supraconducteur.....	25
2.4 Le modèle des Frères London.....	26
2.4.1 Première équation de London.....	26
2.4.2 Deuxième équation de London.....	27
2.4.3 Profondeur de pénétration du courant en régime permanent.....	28
2.4.4 Profondeur de pénétration du champ magnétique en régime sinusoïdal.....	29
2.5 Application du model de London aux fils supraconducteurs.....	30
2.5.1 Cylindre supraconducteur placé dans un champ magnétique.....	30
2.5.2 Transport de courant dans un fil supraconducteur.....	33
2.6 Passage du courant dans un fil supraconducteur de type II.....	35
2.6.1 Répartition du courant dans un fil supraconducteur de type II.....	35
2.6.2 Le modèle de l'état critique de Bean.....	36
2.7 Conclusion.....	39

Chapitre 3 : PERTES ELECTRIQUES DANS LES SUPRACONDUCTEURS

3.1 Introduction.....	41
3.2 Pertes dans les supraconducteurs de type-I.....	41

3.2.1	Perte en courant continu.....	41
3.2.2	Perte en courant alternatif.....	42
3.2.3	Impédance de surface d'un supraconducteur de type-I.....	43
3.3	Pertes dans les supraconducteurs de type-II / a haute T_c	44
3.3.1	La Caractéristiques E - J des supraconducteurs de type-II.....	44
3.3.2	Mécanismes des pertes dans les SHT à l'état mixte.....	46
3.3.2.1	Ancrage des vortex et phénomènes dissipatifs.....	46
3.3.2.2	Pertes suivants les différentes phases du SHT.....	49
3.3.3	Courants critiques dans les SHT.....	50
3.3.4	Mécanismes de perte à AC des SHT.....	50
3.3.4.1	Pertes d'hystérésis.....	51
3.3.4.2	Pertes à AC dans la matrice métallique.....	52
	a) Pertes par courants de Foucault.....	52
	b) Pertes dues aux courants d'accouplement.....	54
3.4	Comparaison entre les câbles conventionnels et supraconducteurs.....	57
3.5	Conclusion.....	59

Chapitre 4 : LES CABLES SHT POUR LE TRANSPORT D'ENERGIE

4.1	Introduction.....	61
4.2	Câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateurs.....	61
4.2.1	Matrice de stabilisation des supraconducteurs.....	62
4.3	Câbles supraconducteurs pour le transport d'énergie.....	64
4.3.1	Statut des Conducteurs SHT.....	64
4.3.2	Technologie et Processus des bandes de 1 ^{ère} Génération.....	65
4.3.3	Technologie des bandes de 2 ^{ème} Génération.....	67
4.3.4	Processus et conception des bandes de 2 ^{ème} Génération.....	67
4.4	Isolation électrique des câbles conventionnelles / SHT.....	69
4.5	Les Câbles SHT-AC.....	72
4.5.1	Isolation électriques et types des câbles Supraconducteurs.....	72
4.5.1.1	Câble à diélectrique froid.....	73
4.5.1.2	Câble à diélectrique chaud.....	73
4.5.2	Avantages de chaque type de câble et comparaison au câble conventionnel.....	74
4.5.3	Les différentes configurations des câbles SHT-AC.....	76
4.5.3.1	Câbles monophasés séparés.....	76
4.5.3.2	Câble Triphasé Concentrique (Triplex).....	77
4.6	La technique de transport par câbles SHT-DC.....	78
4.6.1	Design du Câble Supraconducteur-DC conçus par <i>EPRI</i>	79
4.6.1.1	Mandrin du Conducteur.....	80
4.6.1.2	Conducteurs de Quench Intérieur et Extérieur.....	81
4.6.1.3	Couches Supraconductrices Intérieure et Extérieure.....	82
4.6.2	Interaction des Câbles SHT et Lignes conventionnelles avec la Terre.....	83
4.6.2.1	Chemin de retour.....	83
4.6.2.2	Influence des défauts dans les lignes HT sur le câble SHT.....	84
4.7	Structure en bande et amélioration du courant critique.....	85
4.8	Enveloppe cryogénique et Système de refroidissement.....	85
4.9	Terminaison du câble supraconducteur.....	86

4.10 Conclusion.....	86
 Chapitre 5 : ETUDE DES FORCES ELECTRODYNAMIQUES DES SUPRACONDUCTEURS	
5.1 Introduction.....	89
5.2 Force électrodynamiques dans un conducteur conventionnel.....	89
5.2.1 Action du champ électromagnétique sur une charge en mouvement.....	89
5.2.2 Action sur un conducteur. Force de Laplace.....	90
5.2.2.1 La pression magnétique.....	92
5.3 Forces électrodynamiques dans un conducteur supraconducteur.....	92
5.3.1 Réaction d'un supraconducteur à un champ électrique extérieur.....	92
5.3.2 Contraintes mécaniques dans les aimants supraconducteurs	92
5.3.3 Origine des forces mécaniques dans un conducteur supraconducteur.....	93
5.3.4 Effet Hall dans les SHT	94
5.4 Calcul des efforts électrodynamiques dans les supraconducteurs.....	95
5.4.1 Application au câble SHT-DC conçus par EPRI.....	95
5.4.1.1 Cas de deux conducteurs parallèles.....	96
5.4.1.2 Cas de deux conducteurs coaxiaux.....	99
5.4.2 Travail mécanique de la pression magnétique	100
5.5 Propriétés mécaniques des SHT.....	101
5.6 Conclusion.....	104
 Conclusion générale.....	106
 Annexe I.....	110
 Références bibliographiques.....	114

LISTE DES FIGURES

Fig.1.1. Allure des résistivités d'un supraconducteur et d'un métal normal en fonction de la température-----	06
Fig.1.2. Résistivité et température critique dans le mercure-----	07
Fig.1.3. Aimant lévitant au dessus d'un supraconducteur-----	08
Fig.1.4. Structure cristalline de $Hg_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ et les plans CuO_2 responsables de la supraconductivité-----	10
Fig.1.5. évolution temporelle des T_c au cours du siècle-----	11
Fig.1.6. Fig.1.6. (a) B en fonction de H pour les supraconducteurs de type-I et II. (b), (c) supraconductivité en fonction de H et T pour les supraconducteurs de type-I et II respectivement-----	13
Fig.1.7. Dépendance de l'aimantation a l'excitation magnétique pour les Supraconducteurs de types-I et II-----	15
Fig.1.8. Diagramme de phase de quelques matériaux supraconducteurs-----	16
Fig.1.9. Cellule d'unité de $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ -----	17
Fig.1.10. (a) Illustration du réseau de <i>vortex</i> , (b) de la longueur de cohérence ξ et (c) de l'épaisseur de pénétration de London λ pour un supraconducteur dans l'état mixte-----	19
Fig.1.11. Boucles de courants entourant un Fluxode-----	19
Fig.1.12. magnétisation d'un supraconducteur de type-II, (a) idéal et (b) réel-----	21
Fig.2.1. Comparaison entre la conductivité parfaite et la supraconductivité-----	24
Fig.2.2. Pénétration du courant dans un supraconducteur-----	28
Fig2.3. Répartition des courants et des champs dans un système composé d'un fil supraconducteur placé dans un solénoïde infini-----	31

Fig.2.4. Répartition du courant imposé dans un fil supraconducteur et profil du champ magnétique associé-----	34
Fig.2.5. répartition du courant dans les deux types de fils supraconducteurs-----	36
Fig.2.6. plaque supraconductrice d'épaisseur $2a$, infiniment longue suivant les directions y et z -----	37
Fig.2.7. Distribution de la densité de courant et du champ magnétique dans une plaque supraconductrice selon le model de Bean-----	38
Fig.3.1. Circuit équivalent d'un supraconducteur conventionnel-----	42
Fig.3.2. Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur type-II-----	46
Fig.3.3. pénétration et mouvement des vortex dans un supraconducteur type-II-----	47
Fig.3.4.(a) la caractéristique $E-J$ au zéro absolu, (b) la caractéristique $E-J$ à 77 K avec l'effet d'activation thermique du mouvement de flux-----	48
Fig.3.5. diagramme de phase $B-T$ détaillé d'un SHT-----	49
Fig.3.6. pénétration du champ magnétique variable dans un échantillon Supraconducteur-----	52
Fig.3.7.(a) lignes de champ magnétique créé par le courant I_T et les pertes par courant de Foucault (b) dépendances des courants de Foucault à la fréquence-----	53
Fig.3.8. Circulation du courant de couplage (1) pour des filaments séparés et (2) pour des filaments torsadés-----	56
Fig.3.9. Comparaison des Pertes entre un câble conventionnel et un câble supraconducteur pour une gamme de puissance 350MW en AC-----	58
Fig.3.10. Comparaison des Pertes d'un câble HTS et d'un câble conventionnel en fonction du courant transporté-----	58
Fig.4.1. (a) Section d'un câble de type Rutherford et (b) coupe d'un brin en NbTi-----	62

Fig.4.2. Flux de chaleur et circulation du courant au voisinage d'un filament supraconducteur dont une portion est à l'état normal-----	63
Fig.4.3. Les deux catégories de bandes SHT disponibles actuellement-----	65
Fig.4.4. présentation schématique du procédé de fabrication OPIT-----	66
Fig.4.5. Les deux méthodes principales pour la fabrication des bandes SHT de 2ème Génération-----	68
Fig.4.6. Câble de 400-kV AC à isolation solide extrudée (à gauche), et à l'isolation en papier imprégnée à l'huile (à droite) -----	70
Fig.4.7. Machine de polissage papier dans une clôture contrôlée d'humidité (à gauche), et une des têtes de polissage (à droite) -----	71
Fig.4.8. Câble SHT à diélectrique froid-----	73
Fig.4.9. Câble SHT à diélectrique chaud-----	74
Fig.4.10. 1 ^{er} Câble supraconducteur AC monophasé à diélectrique chaud-----	76
Fig.4.11. Trois phases supraconductrices AC à diélectriques froids dans une seule pipe, avec enveloppe cryogénique commune-----	77
Fig.4.12. Supraconducteur triplex avec isolation froide imprégnée d'azote entre phases-----	77
Fig.4.13. Design du câble SHT-DC d'EPRI-----	80
Fig.4.14. terminaison du câble supraconducteur-----	86
Fig.5.1. Vue au-dessus d'un élément d'un solénoïde d'épaisseur δ et de diamètre moyen de $2a$, le champ B est orienté dans la direction z (sortant de la page) -----	93
Fig.5.2. schéma représentant la mesure d'effet Hall dans un échantillon $La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO_4$ -----	95
Fig.5.3. force exercées entre deux conducteurs disposés en parallèle-----	96

Fig.5.4.(a).vu au-dessus des deux conducteurs parallèle.(b) différentes pression exercées sur le 2^{ème} conducteur-----98

Fig.5.5.(a) transfert de la section circulaire du 2^{ème} conducteur en rectangulaire.(b) détail de la pression P_{m1} dans la le 2^{ème} conducteur-----98

Fig.5.6.(a)coupe longitudinale des conducteurs coaxiaux et répartition du champ B.(b) vu au-dessus des conducteurs concentriques et présentation des pressions magnétiques -
-----100

Fig.5.7. courbe standard de contrainte/déformation-----102

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION

Le réseau électrique est un système qui assure le transport et la distribution de l'énergie électrique, cette dernière qui s'est bien répandue au sein de notre quotidien est transmise selon de longues distances pour alimenter des endroits éloignés.

La haute tension présente une solution qui cible le transport des grandes puissances avec des pertes minimales.

Dans les régions peuplées ou dans des paysages présentant des caractéristiques remarquables, le passage des lignes à haute ou très haute tension devient nuisant et mal supporté à cause de l'encombrement des pylônes et de la nécessité de grandes espaces pour loger les composants à haute tension.

D'un point de vue écologique, l'environnement est touché par les influences négatives des champs électriques intenses et les pertes provoquées par l'effet Couronne.

En plus, Parce que les lignes sont exposées aux contraintes climatiques, leur fiabilité se diminue à cause des coupures fréquentes.

Les câbles souterrains sont protégés contre toute sorte de contraintes, naturels et artificiels, c'est la raison pour laquelle ces derniers donnent une meilleure fiabilité aux réseaux électriques,

Financièrement, les frais de la réalisation des câbles souterrains sont importants.

Techniquement, par rapport à une ligne aérienne, la puissance d'un câble souterrain est très limitée et plusieurs câbles en parallèle sont nécessaires pour remplacer une ligne.

Une utilisation des câbles à base des matériaux supraconducteurs semble une solution très efficace pour résoudre tous ces problèmes.

La supraconductivité fut déjà connue depuis le début des années 90 par ses manifestations, elle commença à apparaître dans plusieurs domaines, celui de la science,

pour les aimants accélérateurs de particules, le domaine médical avec les *IRM (imagerie par résonance magnétique)*, le domaine urbain pour les trains à lévitation magnétique ...etc.

Sauf qu'elle n'ait apparue pas dans celui du transport de l'énergie électrique avant ces deux dernières décennies, et ce fut avec l'apparition des supraconducteurs à haute température (*SHT*).

A cause de leur résistivité nulle, les câbles *SHT* ont la capacité de supporter des courants très forts, de cette façon ils réunissent les avantages des deux systèmes cités au dessus, tout en ignorant leurs inconvénients. Ainsi, ces câbles peuvent transporter des puissances égales à ceux des lignes conventionnelles en utilisant des tensions et des espaces très réduites, et en évitant les contraintes environnementales.

La supraconductivité s'attend à des températures très basses, au alentour de 77 K (-196 C°) pour les *SHT*, d'où l'inconvénient majeur des applications de la supraconductivité, cela devient plus compliquer pour les câbles de transport d'énergie puisqu'ils doivent être maintenu a des températures cryogéniques selon toutes leurs longueurs, et plus le câble est long, plus la possibilité de le mettre en froid se complique.

Ces câbles sont encore en phase d'expérimentation, sous formes de projets démonstratives installés dans divers endroits du monde, leur maturation n'est pas encore atteinte mais elle progresse, et la tendance du réseau électrique dans le monde entier est envers ces dispositifs pour remplacer le réseau classique.

Ceux-ci sont nos motivations pour le choix de ce sujet, qui a été proposé par le professeur Mr FLAZI. S, dans le but de contribuer à l'étude des câbles supraconducteurs, et participer a cette nouvelle discipline de transport d'énergie qui représente des caractéristiques techniques et environnementales inimaginables avec les techniques conventionnelles.

Le présent mémoire consiste cinq chapitres;

Le premier chapitre s'adresse à un large public. Il introduit les connaissances de base sur la supraconductivité. Il a pour but d'identifier les types de supraconducteurs, et de présenter les phénomènes, les concepts et la terminologie nécessaires à la compréhension de la suite du mémoire ;

Le deuxième chapitre présente une théorie, appelé *théorie des Frères London*, qui fournit des équations montrant le comportement électrodynamique des supraconducteurs, et permet de les différencier des conducteurs parfaits. La difficulté de modéliser les *SHT* est présentée aussi dans ce chapitre;

Le troisième chapitre montre les différentes pertes qui se présentent dans les supraconducteurs conventionnelles, et les *SHT*, et la comparaison de ses pertes avec ceux des conducteurs ordinaires;

Le quatrième chapitre, décrit les processus de fabrication des différentes Générations des câbles *SHT* et les types des câbles *SHT-AC* existants, illustrés par des photographies de quelques prototypes. Il décrit également le câble supraconducteur le plus puissant, avec une capacité de 10GW. Ce câble est obtenu avec une conception d'*EPRI (electric power research institute)* et prévu pour servir la technologie de transport par *SHT-DC*.

Dans *Le cinquième chapitre*, vue les courants intenses transités par les câbles supraconducteurs, une étude des forces électrodynamique est faite, basé sur des interprétations du comportement de ces câbles dans un champ électromagnétique stationnaire. L'étude est illustrée par des calculs de ces forces en prenant comme exemple le câble *SHT-DC* mentionné au Ch.4.

Chapitre 1

LA

SUPRACONDUCTIVITE

1.1 Introduction

Etant donné que ce mémoire traite les câbles supraconducteurs, il importe d'exposer les principes de bases et le vocabulaire propre du phénomène de la supraconductivité. Ce chapitre ne reflète en aucun cas tous les aspects de la supraconductivité mais sert plutôt de support pour les chapitres suivants.

1.2 Définition de la supraconductivité

La supraconductivité est un état particulier de la matière dans lequel le matériau perd toute résistance électrique. Ainsi, tout courant parcourant une boucle supraconductrice peut perdurer indéfiniment sans perte d'énergie liée à l'effet Joule, un courant peut persister dans un anneau supraconducteur pendant plus de 100000 ans.

Les supraconducteurs sont également diamagnétiques, ils repoussent tout champ magnétique auquel ils sont soumis. Pour qu'un matériau passe à l'état supraconducteur, il doit se trouver en dessous d'une certaine température, appelé température critique T_c , mais il existe aussi une limite à l'intensité du courant qui le parcourt, intensité critique I_c , et à l'intensité du champ magnétique auquel il est soumis, champ critique H_c . Les matériaux supraconducteurs connus actuellement ont des T_c allant de moins d'un micro Kelvin à 138K (-135°C). [1]

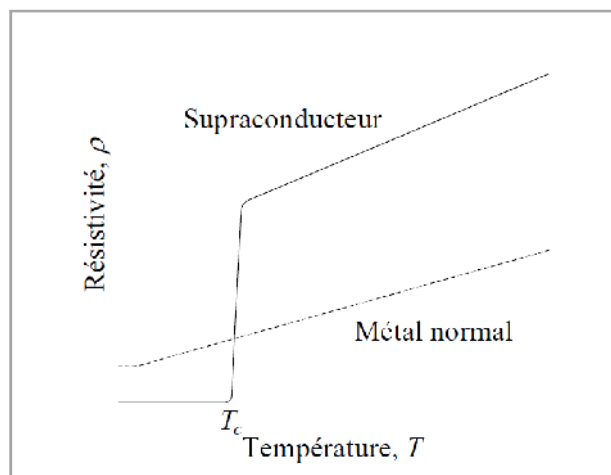


Fig.1.1. Allure des résistivités d'un supraconducteur et d'un métal normal en fonction de la température.

1.3 Historique des matériaux supraconducteurs de 1911 à nos jours.

La supraconductivité fut observée pour la première fois en 1911 par le physicien hollandais *Heike Kamerlingh Onnes* de l'université de *Leiden*. *Onnes*, s'aperçut qu'en refroidissant le mercure à une température de 4 Kelvin (proche du zéro absolu) dans de l'hélium liquide, celui-ci perd entièrement sa résistance. [3]

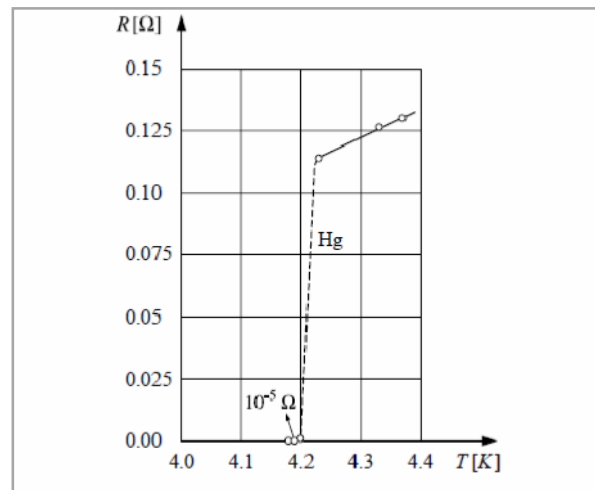


Fig.1.2. résistivité et température critique dans le mercure.

Après la découverte d'Onnes en 1911, tous les éléments du tableau périodique ont été testés afin de trouver ceux qui pouvaient devenir supraconducteurs. Ainsi, la majorité des métaux de transition peuvent le devenir. A l'époque, on croyait que seuls des matériaux conducteurs pouvaient devenir supraconducteurs. Or, trois des meilleurs conducteurs à température ambiante, le cuivre, l'or et l'argent, ne présentent aucune propriété supraconductrice, cela est dû à la composition moléculaire de ces atomes. Ces atomes ont un seul électron valant sur leur dernière couche qui est utilisé pour la conduction électrique normale alors qu'il faut plus d'un électron libre pour former les *paires de Cooper* et atteindre l'état supraconducteur; Des matériaux normalement isolants pouvaient devenir supraconducteurs. Une pression importante permet d'atteindre des températures critiques plus importantes, et certains éléments ne sont supraconducteurs qu'à de fortes pressions. Des alliages métalliques ont permis d'atteindre des températures critiques plus élevées, jusqu'à 23K pour un alliage de niobium et d'étain [1]

En 1933, les scientifiques *Meissner* et *Ochsenfeld* ont découvert que les matériaux supraconducteurs refroidis sous un champ magnétique externe expulsent les lignes de champ tant que ce dernier reste inférieur à un certain champ critique H_c .

Ce phénomène spectaculaire est connu sous le nom d'*Effet Meissner*. Pour l'expliquer, il faut un champ magnétique indépendant du temps. Donc, si le champ magnétique interne est nul avant l'application d'un champ externe, alors, une fois celui-ci appliqué, le champ interne doit rester nul. Cet effet est à l'origine des phénomènes de *lévitation*, On peut ainsi faire léviter un aimant au dessus d'un matériau supraconducteur. (Fig.1.3). [1]

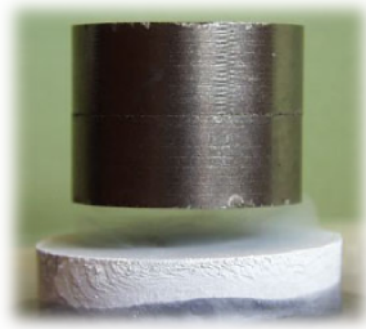


Fig.1.3. Aimant lévitant au dessus d'un supraconducteur.

Au départ, aucune théorie n'était mise en place pour pouvoir expliquer la supraconductivité, les chercheurs se fiaient aux constatations expérimentales et le tâtonnement était la règle. Les théories de *London* et de *Ginzburg Landau*, introduites respectivement en 1935 et 1950, proposèrent une description phénoménologique de la supraconductivité. Mais celles-ci avaient leurs limites de validité, car au cours du temps, certaines découvertes contredirent ces théories, et elles furent complétées par la théorie *BCS* (*Bardeen, Cooper, Schrieffer*). [1]

En 1957, c'était la première théorie, largement acceptée, sur la supraconductivité fut établit par les américains *John Bardeen, Leon Cooper* et *John Schieffer*, qui leur a valu le prix Nobel en 1972. Cette théorie était valable pour le zéro absolu et des éléments ou alliages simples. Elle a cependant montré ses limites pour des températures plus élevées et des composés plus complexes. [3]

Cette théorie propose une explication de la supraconductivité; A très basse température, les vibrations moléculaires sont ralenties, ce qui facilite le flux d'électrons sans frottement. La théorie BCS suggère que les électrons s'apparient alors en *paire de Cooper*, ce qui leur permet d'atteindre une vitesse plus importante et d'éviter les obstacles plus facilement. [5]

En 1962, *Brian Josephson* affirma qu'un courant électrique pouvait circuler entre deux supraconducteurs même s'ils étaient reliés par un matériau non supraconducteur ou isolant. C'est l'*effet tunnel*. [3]

Les premiers fils supraconducteurs, d'un alliage de niobium et de titane, ont été commercialisés en 1962, et servent principalement à la fabrication de bobines supraconductrices pour créer des champs magnétiques intenses, plus petites et consommant moins d'énergie que celles utilisant des fils en cuivre. Les bobines supraconductrices sont utilisées dans l'imagerie médicale, avec les *IRM*, dans les accélérateurs de particules et les *tokamaks* pour confiner de la matière, dans les trains expérimentaux à propulsion magnétique, mais aussi pour conserver de l'énergie électrique, où elles peuvent servir à stabiliser un réseau d'alimentation électrique. Des bobines supraconductrices ont également été utilisées pour créer des bombes électromagnétiques, visant à détruire tout système électronique au point d'impact. Le principal désavantage de ces fils supraconducteurs est qu'ils ont une température critique de seulement 16K, et doivent donc être refroidis à l'hélium liquide, qui coûte assez cher. [1]

En 1984, des chercheurs français et danois synthétisèrent un supraconducteur à partir de molécules organiques qui avait été suggéré comme possible en 1964. Ceci à démontrer la prédictibilité d'une molécule à être supraconductrice.

Le premier supraconducteur céramique fut élaboré en 1986. Le composé *Lanthanum, Barium, Cuivre* et *oxygène* $La_2Ba_2CuO_4$ devient supraconducteur à la température T_c de 38 K, au-dessus de 30 K on parle de *supraconducteurs à haut T_c* (*SHT*). Ce fait est remarquable car les céramiques étaient utilisées uniquement comme isolants. Cette découverte déclencha une course à la T_c la plus élevée. [3]

En 1987, on passe la barre de température de l'azote liquide 77 K et on voit la supraconductivité apparaître à 98 K pour $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. En 1988, on arrive à 110 K avec $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10-x}$, cette même année, on atteint une T_c de 125 K avec le $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Aujourd'hui la T_c la plus élevée est celle de $Hg_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ qui est de 138 K. [4]

On remarque vite que presque tous les SHT possèdent des plans de CuO_2 . Et il est généralement admis que la supraconductivité a lieu dans ces plans (Fig.1.4). La Fig.1.5 montre l'évolution des températures critiques au cours du siècle. [4]

Bien que récemment il n'y ait pas eu de grandes avancées au niveau de la température critique, d'autres découvertes toutes aussi importantes ont été faites; des chercheurs ont montrés la capacité d'un alliage d'Or et d'Indium à être non seulement supraconducteur mais aussi un aimant naturel à une température de 0 K, ce qui était communément reconnu comme impossible. Depuis lors, plus de 6 autres composés avec de telles caractéristiques ont été découvertes.

La compréhension du phénomène de la supraconductivité est encore loin d'être achevée et il n'y a toujours pas de théorie permettant d'expliquer la supraconductivité à haute température. [3]

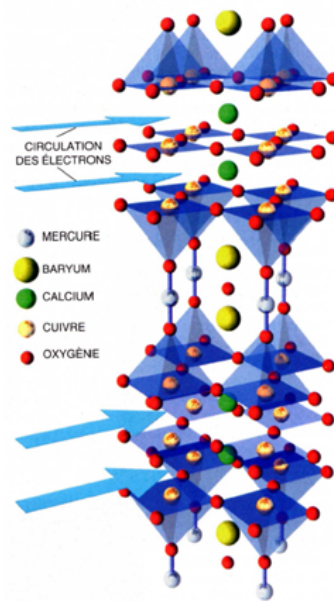


Fig.1.4. Structure cristalline de $Hg_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$ et les plans CuO_2 responsables de la supraconductivité.

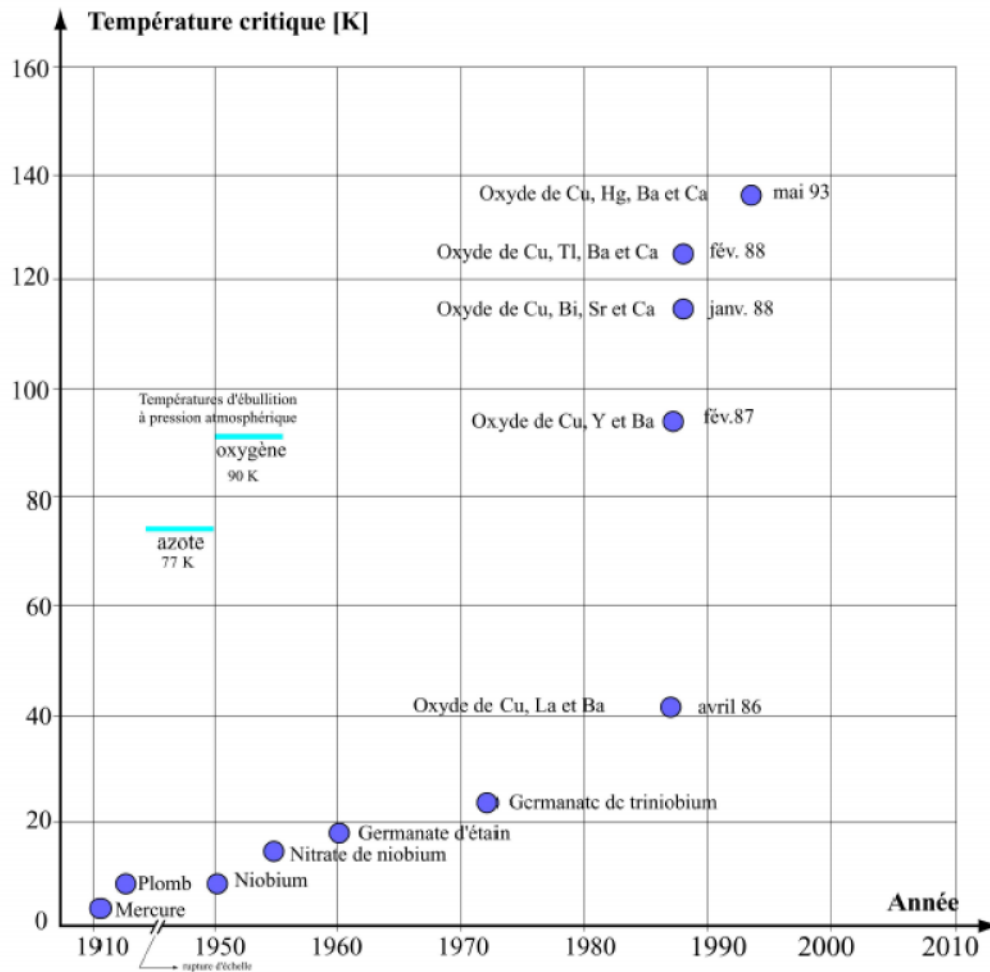


Fig.1.5. évolution temporelle des T_c au cours du siècle.

1.4 Quelques grandeurs importantes

Il existe deux paramètres qui vont systématiquement apparaître dans la discussion à propos des supraconducteurs ; la *longueur de cohérence*, et la *longueur de pénétration*. C'est pourquoi nous allons tenter d'en donner une définition claire. [4]

1.4.1 La longueur de cohérence ξ

C'est la longueur sur laquelle la probabilité de présence des *paires de Cooper* responsables de la Supraconductivité, peut passer de sa valeur maximale à zéro (pas de paires de Cooper \rightarrow pas de S-C). On rencontre ce cas dans les *vortex* où la supraconductivité est détruite localement. [4]

1.4.2 La longueur de pénétration λ

Les premiers qui en ont eu besoin sont *les Frères London* dans leur théorie, on l'appelle aussi la *longueur de London*. L'effet Meissner se produit grâce aux *Supercourants*, or ces derniers doivent se déplacer dans le supraconducteur sinon on ne parlerait pas de Supercourants. Il existe donc une région entre la surface de contact et l'intérieur du supraconducteur où le champ magnétique pénètre. On définit donc λ comme la distance sur laquelle le champ à l'intérieur du supraconducteur passe de sa valeur maximale à une valeur nulle. [4]

1.5 Les supraconducteurs de type-I et-II

L'état supraconducteur déjà limité en température, connaît aussi une limite en champ et se trouve détruit lorsqu'un champ magnétique relativement élevé est appliqué. La supraconductivité disparaît selon deux scénarios différents, et on distingue deux types de supraconducteurs. Ce sont les deux longueurs définies plus haut qui nous permettent de le faire.

En 1950, V. Ginzburg et L. Landau ont introduit une constante $K = \lambda / \xi$ qui est quasiment indépendante de la température pour un matériau donné et permet de distinguer deux types de supraconducteurs.

Pour les supraconducteurs purs classiques tels le plomb (Pb) et le mercure (Hg), la constante de Ginzburg-Landau prend de très petites valeurs ($k \ll 1$). La réaction de régions normales à l'intérieur du supraconducteur sous l'influence du champ magnétique est alors énergétiquement défavorable et le matériau reste supraconducteur jusqu'à la valeur critique H_c du champ magnétique.

En 1957, A. Abrikosov publia un article décrit ce qui se passe lorsque k est au contraire très grand. Il observa un comportement magnétique du matériau complètement différent et appela ainsi les supraconducteurs conventionnels type-I et ces nouveaux supraconducteurs type-II. Il montra de plus que la séparation entre ces deux types est obtenue pour $k = 1/\sqrt{2}$.

Au lieu d'une disparition complète de la supraconductivité à H_c , comme pour les supraconducteurs de type-I, les supraconducteurs de type-II sont parfaitement diamagnétiques jusqu'à un premier champ critique $H_{c1} = H_c/k$ au-delà duquel une pénétration progressive du champ magnétique est observée. Le champ magnétique a complètement pénétré le matériau pour un second champ critique $H_{c2} = \sqrt{2k}H_c$ ou la supraconductivité disparaît, voir Fig.1.6.(a). entre ces deux valeurs critiques, des régions normales coexiste avec des régions supraconductrices dans ce qu'on appelle l'état mixte, décrit dans la § 1.9. les diagrammes de phase en fonction de la température et du champ appliqué sont représentés sur la Fig.1.6.(b) pour les supraconducteurs de type-I et sur la Fig.1.6.(c) pour les type-II.

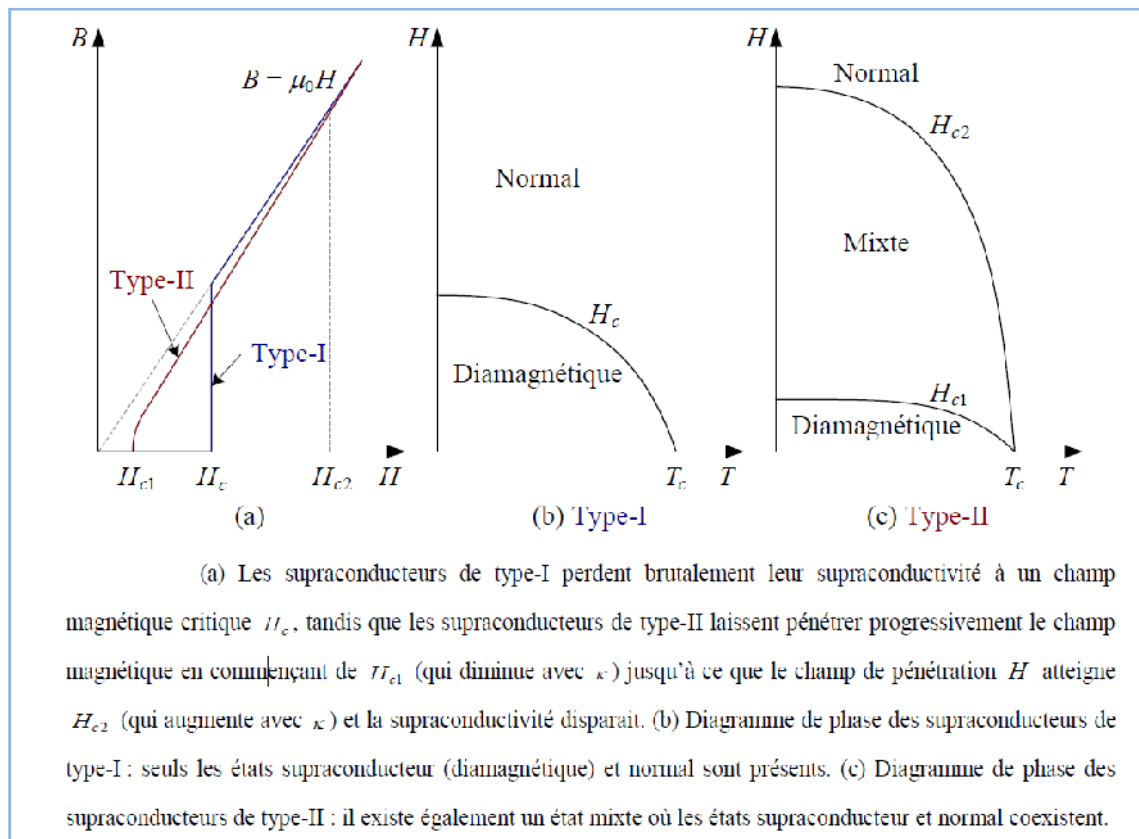


Fig.1.6.(a) B en fonction de H pour les supraconducteurs de type-I et II.(b),(c) supraconductivité en fonction de H et T pour les supraconducteurs de type-I et II respectivement.

Les supraconducteurs à base température de type-I sont principalement des matériaux purs, comme le Plomb (Pb), le Mercure (Mg), l'Indium (In) et l'Étain (Sn). Les supraconducteurs à basse température de type-II sont typiquement des alliages

intermétalliques, par exemple, le Niobium-Titane (Nb Ti) et le Niobium-Etain (Nb₃Sn). Les supraconducteurs de type-I sont étant souvent plus ductiles que les types-II, ils sont respectivement appelés doux et durs.

Les supraconducteurs à haute température (>30 K) sont tous de type-II et possède des caractéristiques particulières. Ils sont décrits dans la §1.8 [2]

Il est à noter que les champs magnétiques critiques des supraconducteurs de type I, sont relativement faibles puisqu'ils ne dépassent pas 0.2 T. Quelques valeurs de T_c et de H_c sont données dans le Tableau.1.1. [5]

Elément	Al	In	Sn	Hg	Pb
$T_c(K)$	1.19	3.40	3.71	4.15	7.19
$H_{c0}(Oe=10^{-4}T)$	99	278	303	412	803

Tableau.1.1. champs critiques H_{c0} de quelques matériaux supraconducteurs de type-I.

Par contre, le champ critique supérieur H_{c2} peut être très élevé et peut atteindre 60 T (Tableau.1.2), Pour cette raison, les matériaux de type II sont les plus utilisables dans les applications magnétiques et électromécaniques. [5]

composés	$T_c(K)$	$\mu_0 H_{c1}(T)$	$\mu_0 H_{c2}(T)$
Nb (fil)	9.3	0.018	2
Nb (fil écroui)	9.3	0.0248	10
NbTi	9.5		13
Nb₃Sn (A15)	18.2	0.0035	23
Nb₃Sn (A15)	23.1		30
PbMo₆Se₈	3.8		3.8
PbMo₆S₈	15		60
Rb₃C₆₀	29.6	0.0013	32
YBaCuO	91.2	0.0032	115
HgBa₂Ca₂Cu₃O₈	131	0.0045	190

Tableau .12. Champs critiques H_{c1} et H_{c2} de quelques supraconducteurs de type II.

1.6 Comportement magnétique des supraconducteurs de type-I et II

La réponse d'un supraconducteur de type I est représentée à la Fig.1.7.(a).

De $H = 0$ à H_c , l'excitation magnétique critique, la densité d'aimantation M est égale à $-H$ et la susceptibilité magnétique $\chi = -1$. Le supraconducteur se comporte en diamagnétique parfait et le champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur égal à $B = \mu_0 (H + M)$ est nul. Au delà de H_c , le matériau est dans l'état normal et l'aimantation est pratiquement nulle. [6]

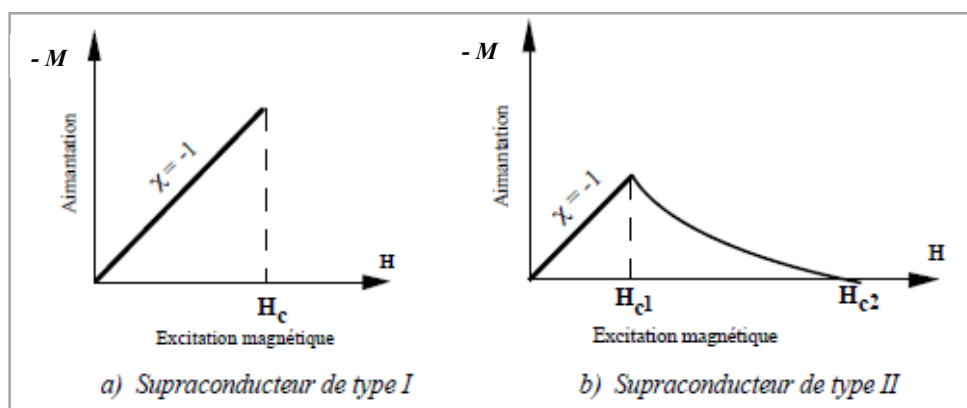


Fig.1.7. Dépendance de l'aimantation à l'excitation magnétique pour les Supraconducteurs de types-I et II.

La réponse d'un supraconducteur de type II est sensiblement différente. Elle est représentée à la Fig.1.7.(b).

- de $H = 0$ à l'excitation critique H_{c1} appelée aussi *champ critique inférieur*, l'aimantation est égale à $-H$. Comme dans les supraconducteurs de type I, le matériau se comporte en diamagnétique parfait : il y a un effet Meissner total.
- à partir de H_{c1} , l'aimantation décroît progressivement pour atteindre $M = 0$ à l'excitation critique H_{c2} , appelée *champ critique supérieur*. Dans l'intervalle compris entre H_{c1} et H_{c2} (l'*état mixte*), l'effet Meissner est seulement partiel.
- au delà de H_{c2} la susceptibilité magnétique est nulle et le matériau est dans l'état normal. [6]

1.7 Courant critique et Diagramme de phase

Un troisième facteur vient, lorsqu'il dépasse une valeur critique, détruire la supraconductivité; c'est le courant. Lorsque le courant passant dans un fil atteint une valeur critique I_c , la supraconductivité disparaît. La résistivité passe subitement de la valeur 0 ou d'une valeur négligeable à une valeur non nulle. [5]

Il est à noter aussi que ce courant critique varie en fonction de la température et du champ magnétique auquel le matériau est soumis, ce qui rend la zone de transition d'un état supraconducteur à un état normal beaucoup plus complexe (Fig.1.8). [3]

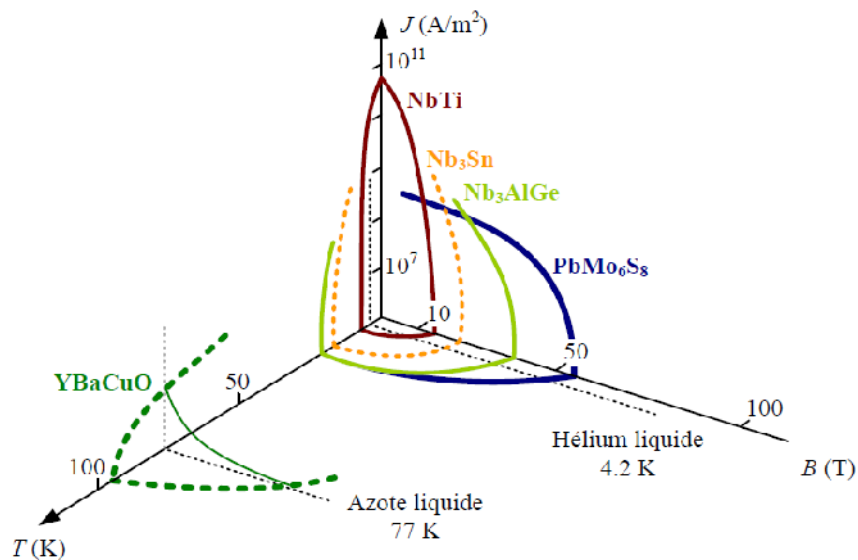


Fig.1.8. Diagramme de phase de quelques matériaux supraconducteurs.

1.8 Description des matériaux SHT

Les SHT sont des composés chimiques, composés de forme répétées d'atomes de différents éléments, appelés les *cellules d'unité*. La cellule d'unité d'un SHT $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$ est représentée dans la Fig.1.9. Les trillions des cellules d'unité forment un cristal très petit, connu sous le nom de *grain*. Des millions de grains sont nécessaires pour faire un échantillon macroscopique. Les SHT sont des matériaux en céramique fragiles, lesquels sont des oxydes, leur résistivité à la température ambiante est environ 100 fois plus supérieure que celle du cuivre.

Le premier SHT découvert $La_2Ba_2CuO_4$ a une T_c de 38 K, juste au-dessus de 30 K. Le premier supraconducteur avec $T_c > 77$ K (température de l'azote liquide) est l'oxyde de cuivre de baryum d'yttrium $YBa_2Cu_3O_x$, connu sous le nom d'*YBCO* ou *Y-123*, ainsi que les oxydes de cuivre de calcium de strontium de bismuth $Bi_2Sr_2CaCu_2O_x$ et $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$, mentionnés comme *Bi-2212* et *Bi-2223*, désignés également sous le nom de *BSCCO*, sont actuellement les matériaux SHT les plus avancés. [7]

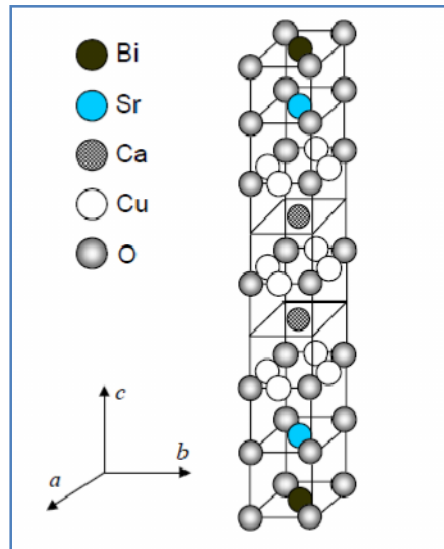


Fig.1.9. Cellule d'unité de $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_x$.

Le tableau 1-3 présente les paramètres critiques d'*YBCO* et des *BSCCO*, les SHT les plus largement répandus, et utilisés pour le transport d'énergie. B_{irr} représente le champ d'irréversibilité, il est défini dans la §1.11. [7]

paramètres	Bi-2212	Bi-2223	YBCO
T_c (K)	87	110	93
B_{irr} à 4,2K (T)	>30	>30	>30
B_{irr} à 77K (T)	0,005	0,5	>5
J_C à 4,2K (A/mm^2)	5000	3000	>100 000
J_C à 77K (A/mm^2)	100	500	>10 000

Tableau 1.3. Paramètres critiques des principaux HTS utilisés dans les applications de puissances.

1.9 L'état mixte des Supraconducteurs de type-II

L'état mixte, également appelé *phase de Shubnikov*, est une caractéristique intrinsèque des supraconducteurs de type-II qui existe lorsqu'un champ magnétique $H_{c1} < H < H_{c2}$ est appliqué. L'existence de cet état accote s'explique par le fait que le matériau essaie toujours d'être dans un état d'enthalpie libre minimale. Or, quand l'enthalpie libre de surface d'une interface normal-supraconducteur est négative (pour $k > 1/\sqrt{2}$), la création de régions normales réduit l'enthalpie libre totale et conduit à un état énergétiquement plus favorable. Il s'avère que la configuration pour laquelle le rapport de la surface par le volume de matière à l'état normal est maximum est obtenue avec des régions normales cylindriques, parallèles au champ magnétique appliqué et traversant le supraconducteur de part en part. [2]

A. Abrikosov avait prévu que le flux magnétique pouvait pénétrer un supraconducteur sous forme de tubes de flux, appelés aussi *fluxons*, ou *vortex*, chacun d'entre eux possédant un quantum de flux φ_0 . Les fluxons ne sont pas indépendants, ils se repoussent et forment un réseau triangulaire, portant le nom de *réseau d'Abrikosov*. Le pas de ce réseau, trouvé expérimentalement, pour $B_{c1} < B < B_{c2}$ est :

$$a = \left(\frac{2\varphi_0}{\sqrt{3}B} \right)^{1/2} \dots (1.1)$$

Une modification du champ magnétique appliqué entraîne systématiquement une modification de la densité du réseau. Pour chaque tube, il existe un vortex (*tourbillon*) de Supercourants qui maintient le flux à l'intérieur. Ces Supercourants protègent les régions supraconductrices environnantes du flux et assurent ainsi le diamagnétisme dans les régions supraconductrices.

Sur la Fig.1.10, (a) le réseau de vortex, (b) la densité d'électrons supraconducteurs n_s et (c) l'induction magnétique B à l'intérieur du supraconducteur, sont schématiquement représentés pour un supraconducteur dans l'état mixte. [2]

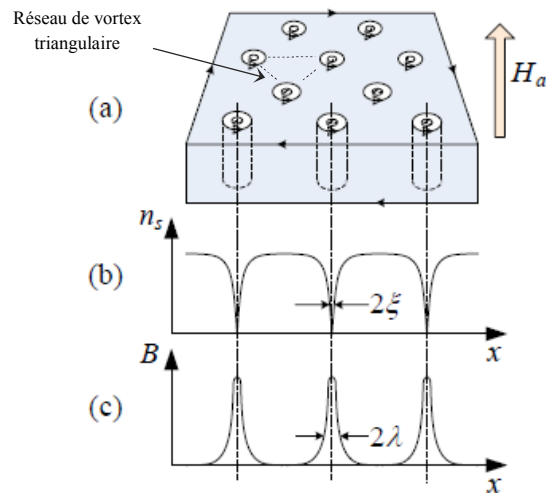


Fig.1.10. (a) Illustration du réseau de *vortex*, (b) de la longueur de cohérence ξ et (c) de l'épaisseur de pénétration de London λ pour un supraconducteur dans l'état mixte.

1.10 Structure des Fluxodes

La zone de London est à la fois zone de pénétration du champ et zone de circulation des Supercourants dont le rôle est d'écranter le champ magnétique dans le cœur du supraconducteur.

Lorsque, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, un cylindre supraconducteur laisse place à un vortex (Fig.1.11), deux boucles de Supercourants sont observées:

- la boucle de courant habituelle qui circule sur la surface extérieure du cylindre
- une boucle de courant localisée autour du filament normal.

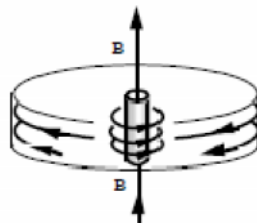


Fig.1.11. Boucles de courants entourant un Fluxode.

Les sens de circulations des Supercourants sont opposés et de telle sorte que la boucle de courant extérieure écran le champ extérieur B_0 à l'intérieur du supraconducteur, et la boucle de courant autour du filament (le vortex) normal rétablit le champ qui traverse ce dernier. [6]

1.11 Cycle d'hystérésis des supraconducteurs de type-II

La Fig.1.12.(a) montre que dans un supraconducteur de type II idéal, B , H et M sont uniquement liés l'un à l'autre et la courbe de magnétisation est réversible. L'état du diamagnétisme parfait, $B = \mu_0 (M + H) = 0$, existe seulement au-dessous de H_{c1} , après le flux commence à pénétrer, et au-dessus de H_{c2} il n'y a aucune magnétisation du tout et le matériau revient à son état normal. Quand le champ magnétique diminue au-dessous de H_{c2} , le cycle de magnétisation inverse doit exactement retracer le cycle direct. Cependant, aucun matériau réel ne présente un retraçage exact de la courbe idéal. Les imperfections structurales et les impuretés chimiques agissent en tant que barrières pour le mouvement de flux dans le cristal; ceci est désigné sous le nom de *Flux Pinning* (*encrage de flux*). En fait, c'est le but pratique des ingénieurs matière pour présenter autant d'emplacements d'encrage que possible afin de permettre aux courants élevés de circuler sous des champs magnétiques élevés. Un supraconducteur de type II réel a un cycle de magnétisation plus compliqué, comme représenté dans la Fig.1.12.(b). La différence apparente est l'absence du changement soudain de l'aimantation M pendant que H traverse H_{c1} . Seulement une légère déviation de linéarité montre que l'état diamagnétique n'est plus parfait, et que le flux a commencé à pénétrer dans le matériau. L'augmentation de H mène à une pénétration de flux plus grande, et à H_{c2} la pénétration complète est réalisée, $B = \mu_0 H$ et le matériau devient normal. Dans l'état supraconducteur, une partie du flux est piégée dans le matériau.

Après d'atteindre H_{c2} , quand H diminue, les lignes de flux sont libres de se déplacer au début, et ainsi la courbe de H - M refait le même chemin jusqu'à un point H_{irr} , le *champ d'irréversibilité*, quand l'encrage de flux devient plus fort, B décroît plus lentement que H , et M dévie de la courbe direct. Pendant que H diminue, B reste plus important et puisque $B = \mu_0 (H + M)$, M monte à une valeur positive. À la fin du cycle

inverse, quand $H = 0$, la valeur de B reste fini due au flux piégé par le supraconducteur. [7]

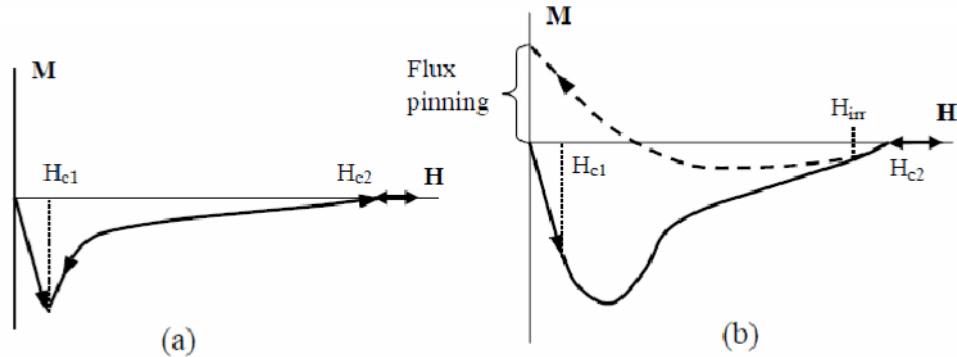


Fig.1.12. magnétisation d'un supraconducteur de type-II, (a) idéal et (b) réel.

1.12 Conclusion

Les matériaux supraconducteur de type-I sont tous des matériaux à basse température critique et doivent être refroidis par de l'hélium liquide à 4 K qui est très coûteux et difficile à maintenir en froid. Les matériaux supraconducteurs de type-II et en particulier les SHT nécessitent une réfrigération moins importante et possèdent des paramètres critiques, B_c , I_c , et T_c plus élevés.

les SHT atteignent la supraconductivité à des températures supérieures à 77K qui est la température de liquéfaction de l'azote liquide, celui-ci est beaucoup moins cher à liquéfier et on peut le procurer en grande quantité, 79% de l'air ambiant. [3]

Ainsi, les matériaux SHT ont ouvert la voie à plusieurs nouvelles applications, parmi lesquelles le transport d'énergie électrique qui était impossible avec les supraconducteurs conventionnels.

Parmi les différentes propriétés de la supraconductivité, deux sont très importantes pour expliquer le comportement électromagnétique, La conductivité parfaite, et l'effet Meissner. Ces deux effets sont utilisés par les Frères London dans leur théorie qui est le sujet du chapitre suivant.

Chapitre 2

ELECTROMAGNETISME

ET

THEORIE DE LONDON

2.1 Introduction

Les équations de Maxwell qui ont consacré l'électromagnétisme s'avèrent incapables par elles seules de rendre compte de la nullité du champ magnétique dans le supraconducteur, elles montrent tout au plus que dans un conducteur parfait le champ magnétique ne peut pas varier. Or un supraconducteur n'est pas un simple conducteur parfait. Pour rendre compte de l'exclusion du champ magnétique, il faut ajouter un ingrédient supplémentaire aux équations de Maxwell. C'est ce qu'ont fait F et H. London avec les deux équations qui portent leurs noms.

Ces équations constituent la première approche phénoménologique du comportement électromagnétique des supraconducteurs, elles furent publiées en 1935 par les deux frères Fritz et Heinz London. Fritz avait été intrigué par la publication de Meissner qui montrait qu'à l'intérieur d'un supraconducteur, le champ magnétique B restait nul quelle que soit l'histoire thermique et magnétique de l'échantillon. Les frères London avaient cependant bien compris que l'effet clé de la supraconductivité n'était pas la chute à zéro de la résistance électrique, mais était l'exclusion du champ magnétique dans l'échantillon. [8]

Ce chapitre contient le développement des équations de London à partir des relations de Maxwell et l'application de ce modèle pour les fils supraconducteurs de types-I, le profil des courants et champs magnétiques est facilement identifié à partir de la deuxième équation de London. Le chapitre inclut aussi un modèle appelé modèle de Bean, qui offre une explication simplifiée de la pénétration des champs magnétiques dans les supraconducteurs de type-II à basse températures.

2.2 Distinction entre un conducteur parfait et un supraconducteur

La *conductivité parfaite* ($R=0$) implique qu'un changement de l'induction magnétique dans le matériau n'est pas possible $dB/dt = 0$. Ainsi, lorsqu'un conducteur parfait, sous champ nul à température ambiante, est refroidi en dessous de T_c puis soumis à un champ magnétique, alors des courants d'écrantage vont être induits pour conserver $B=0$ à l'intérieur du matériau, voir Figure 2.1(a). Si au contraire, le conducteur parfait est soumis à un champ magnétique avant d'être refroidi, alors,

lorsque le champ magnétique extérieur est ramené à zéro, dB/dt doit être conservé et des courants de piégeage seront induits pour piéger l'induction magnétique à l'intérieur, voir Figure 2.1(b). Il en va tout à fait différemment dans le cas d'un supraconducteur :

- Dans le premier cas, quand le champ magnétique est appliqué après refroidissement, le conducteur parfait et le supraconducteur se comporte de manière identique car l'induction magnétique est toujours nulle dans le matériau, voir Figure 2.1(a).
- Dans le second cas, l'induction magnétique est expulsé de l'intérieur du supraconducteur ($B = 0$) dès qu'il est refroidi en dessous de sa température critique, voir Figure 2.1(c).

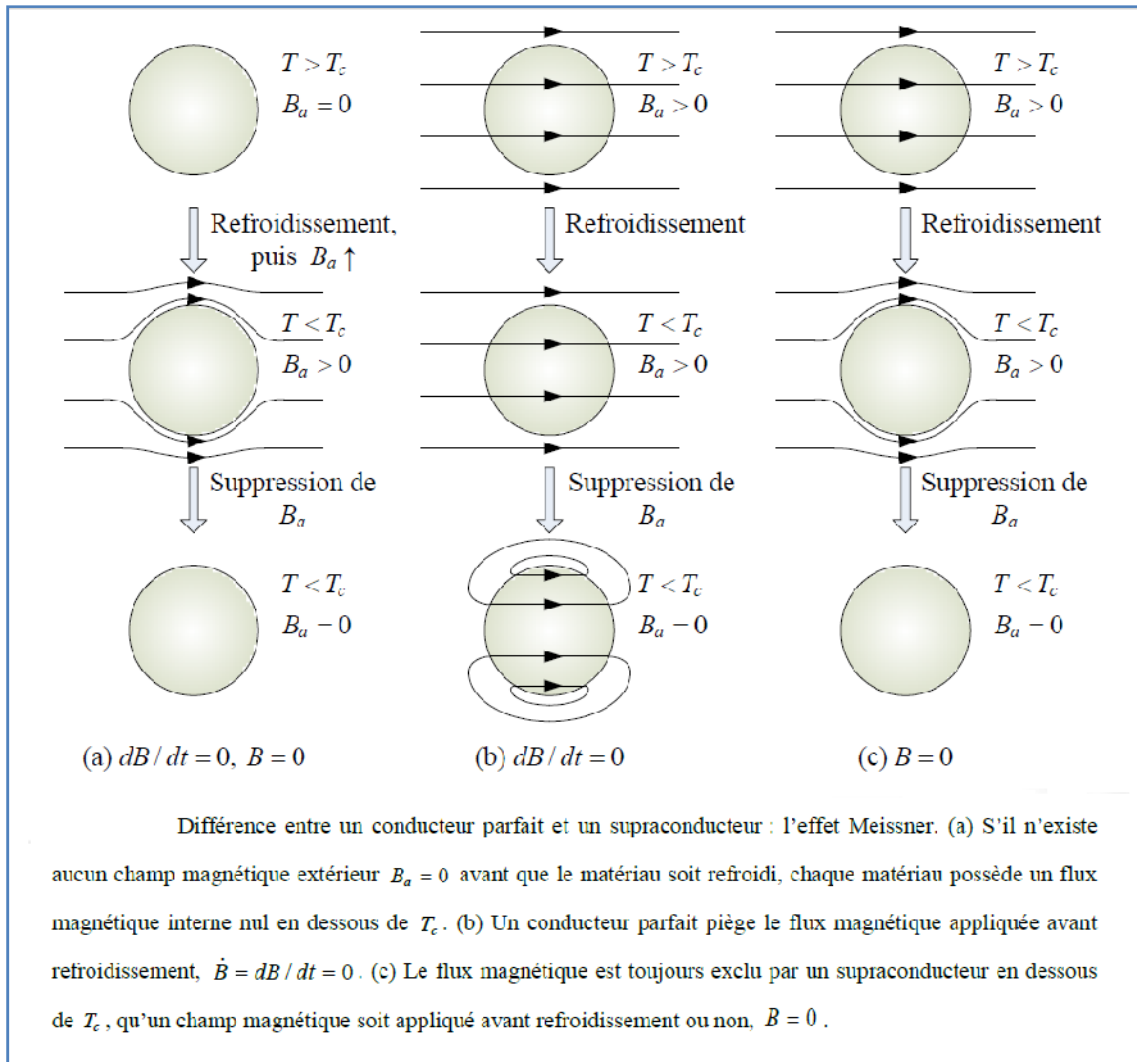


Fig.2.1. Comparaison entre la conductivité parfaite et la supraconductivité.

Ce comportement est connu sous le nom d'effet Meissner : il s'agit de l'expulsion de toute induction magnétique de l'intérieur du supraconducteur, qu'elle soit la avant que le spécimen soit devenu supraconducteur ou pas. Le diamagnétisme parfait est une propriété intrinsèque d'un supraconducteur, qui n'est cependant valable que si la température et le champ magnétique sont en tout point inférieurs à leur valeur critique $T < T_c, H < H_c$ [2]

2.3 Comportement électrodynamique d'un supraconducteur

La théorie BCS a démontré que dans un supraconducteur une fraction seulement des électrons de conduction se déplacent sans dissipation d'énergie. L'indice *sc* marquera les grandeurs relatives à ces électrons, dits *Supercourants*. La fraction complémentaire des électrons de conduction se comporte comme dans un métal normal. Les grandeurs relatives à ces électrons dits normaux seront marquées de l'indice *no*.

Les équations de Maxwell et les expressions qui en découlent ne sont pas en contradiction avec la supraconductivité, mais elles sont insuffisantes pour la décrire. Considérons la loi d'Ohm : $J = \sigma E$... (2.1)

La densité de courant est nécessairement finie, puisque les porteurs de charge sont en nombre fini et que leur vitesse est finie elle aussi. La conductivité est par contre infinie, ce qui implique que, $E = 0$.

On ne peut donc rien tirer de (1) dont le membre de droite est de la forme $0 - \infty$.

De même, l'expression : $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}$... (2.2)

Implique, puisque $E = 0$, la condition suivante:

$$B = \text{cost} \dots (2.3)$$

Ce résultat n'est pas en contradiction avec l'effet Meissner, mais il n'implique pas cet effet.

Les équations de *London* complètent les relations de *Maxwell* pour la description des supraconducteurs. [10]

2.4 Le modèle des Frères London

Les *Frères London* sont les premiers à avoir tenté d'expliquer *l'effet Meissner*. Leur modèle n'est plus beaucoup utilisé aujourd'hui mais il permet de se faire une idée de la valeur de λ et de comprendre la supraconductivité du point de vue électrique. Ils ont posé la masse des *superélectrons* $m_{sc} = 2m_e$ et leurs charge $e_{sc} = 2e$.

Dans un conducteur normal, le champ électrique permet de garder un courant constant en contrant la résistance. Or dans un supraconducteur, il n'y a pas de résistance, donc comment réagit un supraconducteur dans un tel cas. [4]

2.4.1 Première équation de London

On sait que dans un champ électrique E , une particule de charge q subira une force $F = q E$, et d'après la célèbre formule de Newton :

$$F = m a = m \frac{dv}{dt} \dots (2.4)$$

De ces deux dernières équations on peut savoir que pour un superélectron, L'équation de la dynamique des électrons se réduit, dans le cas des électrons supraconducteurs, à l'expression suivante :

$$m_{sc} \frac{dv}{dt} = e_{sc} E \dots (2.5)$$

Ainsi la présence d'un champ électrique dans un supraconducteur accélère les électrons, on peut aussi définir La densité de courant de superélectrons J_{sc} à partir de la

vitesse v_{sc} :

$$J_{sc} = n_{sc} e_{sc} v_{sc} \Rightarrow \frac{d v_{sc}}{dt} = \frac{1}{n_{sc} e_{sc}} \frac{d J_{sc}}{dt} \dots (2.6)$$

En combinant (2.5) et (2.6) on obtient la *première équation de London* :

$$\frac{dJ_{sc}}{dt} = \frac{1}{\mu\lambda^2} E \dots (2.7)$$

$$\text{Avec : } \lambda^2 = \frac{m_{sc}}{\mu n_{sc} e_{sc}}$$

La première équation de London remplace (2.1) pour le calcul de la densité de courant due aux électrons supraconducteurs. [10] [4]

2.4.2 Deuxième équation de London

La deuxième équation de London lie le champ magnétique à la densité de courant. Elle dérive de la première équation de London par le calcul suivant.

En prenant le rotationnel des deux membres de (2.7) on obtient :

$$\nabla \times \frac{dJ_{sc}}{dt} = \frac{1}{\mu\lambda^2} \nabla \times E \dots (2.8)$$

En remplaçant $\nabla \times E$ dans (2.8) par sa valeur découlant de l'équation de Maxwell-Faraday, il vient :

$$\nabla \times \frac{dJ_{sc}}{dt} = -\frac{1}{\lambda^2} \frac{dH}{dt} \dots (2.9)$$

Ensuite, on arrive à montrer, par des mathématiques trop complexes pour être présentées ici, l'équation de London pour le champ magnétique:

$$\nabla \chi J_{sc} = -\frac{1}{\lambda^2} (H - H_0) \dots (2.10)$$

Il suffit, pour inclure l'effet Meissner dans cette expression, de poser que la constante d'intégration H_0 égale à zéro. On obtient ainsi la deuxième équation de London :

$$\nabla \chi J_{sc} = -\frac{1}{\lambda^2} H \dots (2.11) \quad [10] [4]$$

2.4.3 Profondeur de pénétration du courant en régime permanent

Les courants de Foucault invoqués pour expliquer l'effet Meissner circulent dans une couche d'épaisseur faible, mais nécessairement finie, sous la surface du supraconducteur. Il en est de même du courant qu'imposerait un générateur extérieur. Le champ magnétique n'est donc pas *totalemment* exclu du supraconducteur, et il existe une certaine similitude entre la pénétration d'un champ continu dans un supraconducteur et la pénétration d'un champ alternatif dans un conducteur ordinaire. Considérons un supraconducteur de dimensions infinies, limité par le plan x, y et soumis à un champ magnétique H constant parallèle à y (Figure 2.2(a)).

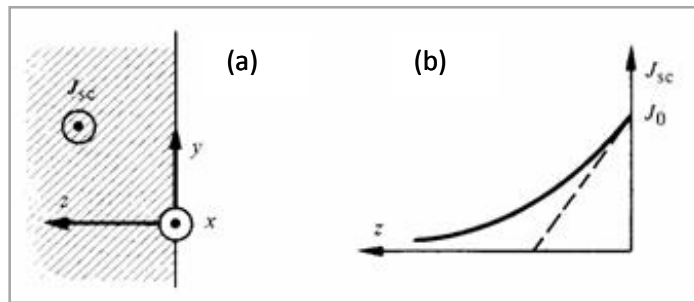


Fig.2.2. Pénétration du courant dans un supraconducteur.

La variation de H en fonction de z est donnée par la deuxième équation de London. Prenons le rotationnel de (2.11) :

$$\nabla \times (\nabla \times J_{sc}) = \nabla(\nabla J_{sc}) - \nabla^2 J_{sc} = -\frac{1}{\lambda^2} \nabla \times H \dots (2.12)$$

$$\nabla J_{sc} = 0$$

D'autre part, en régime permanent $E = 0$ d'après (2.7), donc $J = J_{sc}$ et par conséquent :

$$\nabla \times H = J_{sc} \dots (2.13)$$

Dans le cas de la Fig.2.2(a), l'équation (2.12) devient donc :

$$\frac{d^2 J_{sc}}{dz^2} = \frac{1}{\lambda^2} J_{sc} \dots (2.14)$$

La solution générale de (2.14) est de la forme :

$$J_{sc} = J_0 \exp(-z/\lambda) + J_1 \exp(z/\lambda) \dots (2.15)$$

Où J_0 et J_1 sont des constantes d'intégration. Il est évident que J_{sc} ne peut tendre vers l'infini, même si la plaque est infiniment épaisse, par conséquent (2.15) se réduit à :

$$J_{sc} = J_0 \exp(-z/\lambda) \dots (2.16)$$

L'équation implique qu'un champ magnétique parallèle à la surface décroît de façon exponentielle à l'intérieur du supraconducteur (Fig.2.2(b)). [10]

2.4.4 Profondeur de pénétration du champ magnétique en régime sinusoïdal

En régime variable, le courant présente trois composantes. Les deux premières sont dues respectivement aux électrons supraconducteurs et normaux, la dernière étant le courant de déplacement. La pulsation est désignée comme d'habitude par ω , la permittivité du matériau par ϵ et sa conductivité par σ . La deuxième équation de Maxwell prend donc la forme:

$$\nabla \times H = J_{sc} + J_{no} + j\omega\epsilon E \dots (2.17)$$

Le rotationnel de (2.17) permettra d'utiliser la deuxième équation de London. Ce rotationnel s'écrit :

$$\nabla \times (\nabla \times H) = \nabla \times J_{sc} + \nabla \times J_{no} + j\omega\epsilon \nabla \times E \dots (2.18)$$

Dans cette expression :

$$\nabla \times J_{no} = \sigma \nabla \times E \dots (2.19)$$

Et
$$\nabla \times E = -\frac{dB}{dt} = -j\omega\mu H \dots (2.20)$$

En exprimant $\nabla \times J_{sc}$ au moyen de la deuxième équation de London, et en tenant compte du fait que
$$\nabla H = \frac{1}{\mu} \nabla B = 0 \dots (2.21)$$

L'équation (2.18) s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$\nabla^2 H = \left(\frac{1}{\lambda^2} + j\omega\sigma\mu - \omega^2\varepsilon\mu \right) H \dots (2.22)$$

Dans le cas du supraconducteur représenté à la Fig.2.2(a) et pour une onde plane se propageant selon une direction perpendiculaire à y , (2.22) devient :

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H}{\partial z^2} = \left(\frac{1}{\lambda^2} + j\omega\sigma\mu - \omega^2\varepsilon\mu \right) H \dots (2.23)$$

Cette équation admet une solution du type :

$$H = H_0 \exp(\alpha x) \exp(\gamma z) \dots (2.24)$$

En introduisant cette expression dans (2.23) il vient :

$$\alpha^2 + \gamma^2 = \frac{1}{\lambda^2} + j\omega\sigma\mu - \omega^2\varepsilon\mu \dots (2.25)$$

Un cas intéressant est celui où le plan x, y sert à guider l'onde. On doit avoir dans ce cas : $\alpha^2 \ll \gamma^2$. En négligeant le courant de déplacement, (2.24) se réduit à :

$$H = H_y(z) = H_0 \exp \left(- \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + j\omega\sigma\mu} \right) z \dots (2.26)$$

On vérifie facilement que pour $\omega = 0$, (2.26) est en accord avec (2.16) et que

$$J_o = H_o / \lambda. [10] [4]$$

2.5 Application du model de London aux Fils supraconducteurs

2.5.1 Cylindre supraconducteur placé dans un champ magnétique

Le comportement du fil supraconducteur placé dans un champ magnétique extérieur B_0 dirigé suivant son axe et créé par des courants extérieurs J_0 mérite d'être

traité en détail car le fil supraconducteur est l'élément le plus utilisé dans les applications électriques.

Dans le fil supraconducteur, et d'après (2.12) le champ magnétique obéit à :

$$\Delta(\vec{B}) = \frac{1}{\lambda^2}(\vec{B}) \dots (2.27)$$

Et en symétrie cylindrique, le Laplacien s'écrit:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \dots (2.28)$$

Pour des raisons évidentes de symétrie, B ne dépend que de r . Examinons les composantes de B dans le repère cylindrique d'axe Oz .

$B_\theta = 0$ puisqu'il n'y a aucune raison de privilégier un sens de rotation autour de Oz plutôt que l'autre.

$B_r = 0$ à l'extérieur du cylindre puisque le champ créé par le grand solénoïde externe est dirigé suivant Oz . Par continuité de la composante normale du champ magnétique, B_r est nul à l'intérieur du supraconducteur au voisinage immédiat de la surface. La relation $\text{div } \vec{B} = 0$ étend la relation $B_r = 0$ à l'intérieur de tout le cylindre. Voir la Fig.2.3.

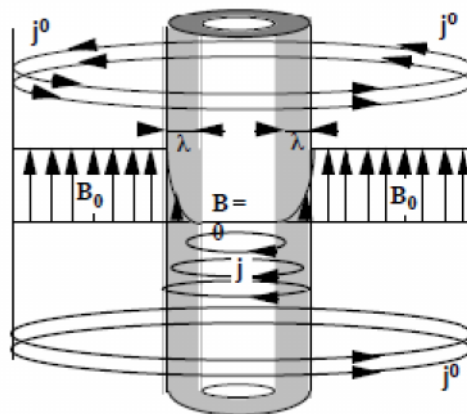


Fig2.3. Répartition des courants et des champs dans un système composé d'un fil supraconducteur placé dans un solénoïde infini.

En coordonnées cylindriques, la seule composante de B est suivant z et elle ne dépend que de r : $B_z(r)$.

L'équation de B se réduit donc à l'intérieur du cylindre à:

$$\frac{\partial^2 B_z(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z(r)}{\partial r} - \frac{1}{\lambda^2} B_z(r) = 0 \dots (2.29)$$

Avec la condition de continuité de la composante tangentielle de B en l'absence des courants surfaciques, on a $B_z(R) = B_0$ est l'unique composante non nulle de B .

Pour r et $R \gg \lambda$ et en mettant en évidence $u = R-r$ qui est la distance de pénétration dans le supraconducteur depuis sa surface extérieure:

$$B_z(r) = B_0 \exp - \left(\frac{u}{\lambda} \right) \dots (2.30)$$

On retrouve une décroissance exponentielle du champ magnétique à l'intérieur du fil depuis sa valeur B_0 à la surface. Il tend exponentiellement vers 0 avec la longueur caractéristique λ . voir également la Fig.2.3.

De nouveau, la décroissance exponentielle du champ magnétique dans l'échantillon est due à des courants d'écrantage reliés à B par $\text{rot } B = \mu_0 j$.

En coordonnées cylindriques, B n'ayant qu'une composante suivant z qui ne dépend que de r , son rotationnel n'a qu'une composante suivant θ qui ne dépend elle aussi que de r :

$$[\nabla \times B_z(r)]_\theta(r) = - \frac{\partial B_z(r)}{\partial r} \dots (2.31)$$

C'est un courant qui circule au voisinage de la surface externe du supraconducteur sur une épaisseur de l'ordre de λ en décroissant à partir de la surface selon:

$$J_\theta(r) = - \frac{B_0}{\mu_0 \lambda} \exp - \left(\frac{u}{\lambda} \right) \dots (2.32)$$

Où u est la distance par rapport à la surface extérieure en pénétrant dans le supraconducteur.

Les courants J tournent dans un sens opposé à J_0 .

J_0 crée un champ B_0 uniforme dans le grand solénoïde, matériau supraconducteur compris.

J crée un champ qui s'oppose à B_0 et vient l'annihiler au sein du supraconducteur.

λ est la distance sur laquelle J circule et qui se trouve nécessaire pour écranter complètement B_0 . [8]

2.5.2 Transport de courant dans un fil supraconducteur

Abordons maintenant le cas d'un même fil supraconducteur de rayon R dans lequel cette fois, l'expérimentateur impose un courant I . Le fil est placé dans un circuit comprenant un générateur de force électromotrice E , un fil résistif de résistance R et le fil supraconducteur de résistance nulle. Le courant imposé est manifestement $I = E/R$.

Le fil est le siège d'une densité de courant J qui, par symétrie de rotation, ne peut dépendre que de r et dont la seule composante est manifestement selon l'axe Oz . Il obéit à l'équation:

$$\Delta J - \frac{1}{\lambda^2} J = 0 \dots (2.33)$$

Qui se réduit en symétrie cylindrique compte tenu des composantes nulles à:

$$\frac{\partial^2 J_z(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial J_z(r)}{\partial r} - \frac{1}{\lambda^2} J_z(r) = 0 \dots (2.34)$$

Cette équation est strictement similaire à celle de $B_z(r)$ du paragraphe précédent.

Il s'agit de nouveau d'un courant circulant au voisinage de la surface sur une épaisseur de l'ordre de λ avec une décroissance exponentielle de la densité de courant:

$$J_z(r) = \frac{I}{2\pi R\lambda} \exp\left(-\frac{u}{\lambda}\right) \dots (2.35)$$

Ainsi, dans un supraconducteur, le courant ne circule que sur l'épaisseur λ et il est tout à fait inutile de fabriquer de gros fils. Voir Fig.2.4.

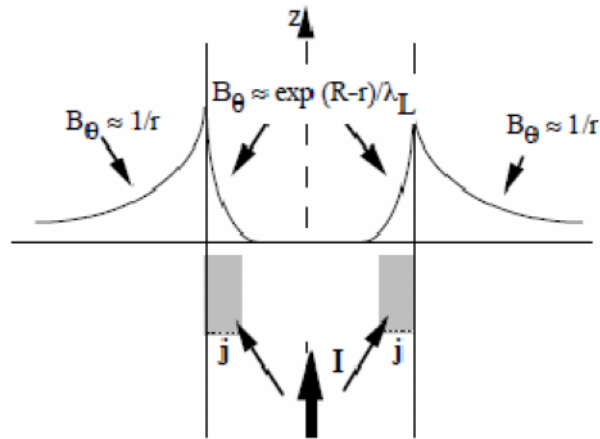


Figure 2.4. Répartition du courant imposé dans un fil supraconducteur et profil du champ magnétique associé.

Le profil de B à l'intérieur de l'échantillon se déduit de celui de J via la deuxième équation de London:

$$\mu_0 \nabla \times J = -\frac{1}{\lambda^2} B \dots (2.36)$$

Qui conduit à l'intérieur du fil à un champ magnétique tangentiel, $B_\theta(r)$. Ce champ décroît exponentiellement à partir de la surface selon:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi R\lambda} \exp\left(-\frac{u}{\lambda}\right) \dots (2.37)$$

Ainsi en se situant au voisinage de la surface le courant électrique évite la création d'un champ magnétique B à l'intérieur de l'échantillon, ce qui n'est finalement que la manifestation de *l'effet Meissner*. [8]

2.6 Passage du courant dans un fil supraconducteur de type II

Le comportement magnétique et les propriétés de transport des supraconducteurs de type II sont dominés par le comportement des vortex et par leur dynamique.

La distribution du courant électrique dans un fil supraconducteur, le courant critique qu'il peut supporter ou encore la réponse du système à un champ magnétique extérieur que nous avons abordés précédemment, implicitement pour des supraconducteurs de type I, sont à reconsidérer totalement.

La compréhension des phénomènes de transport dans les supraconducteurs de type II en phase de *Shubnikov (état mixte)* est essentielle pour les applications électrotechniques tel que le transport d'énergie et les aimants supraconducteurs, car c'est dans cette phase que l'on travaille. La raison est simplement que le champ critique H_c des supraconducteurs de type I, ainsi que le champ critique inférieur H_{c1} des supraconducteurs de type II, ne dépassent jamais 1000 Oe, alors que les applications cités requièrent des champs de plusieurs Teslas qui ne peuvent être supportés que par les supraconducteurs de type II à l'état mixte. [2]

2.6.1 Répartition du courant dans un fil supraconducteur de type II

Nous avons vu au paravent que dans un supraconducteur, (implicitement de type I), le courant imposé à un fil supraconducteur se concentrait au voisinage de la surface extérieure dans sa zone de London, avec une densité de courant décroissant exponentiellement à partir de la surface.

Dans un supraconducteur de type II, en régime Shubnikov (régime de vortex), le courant circule dans tout le volume et en particulier à travers *les zones London* des vortex.

Tout au plus, le courant évite les cœurs des vortex qui se rapprochent d'une phase normale, la Figure 2.5 représente la distribution du courant pour un fil supraconducteur de type I, ainsi que pour un fil de type II. [11]

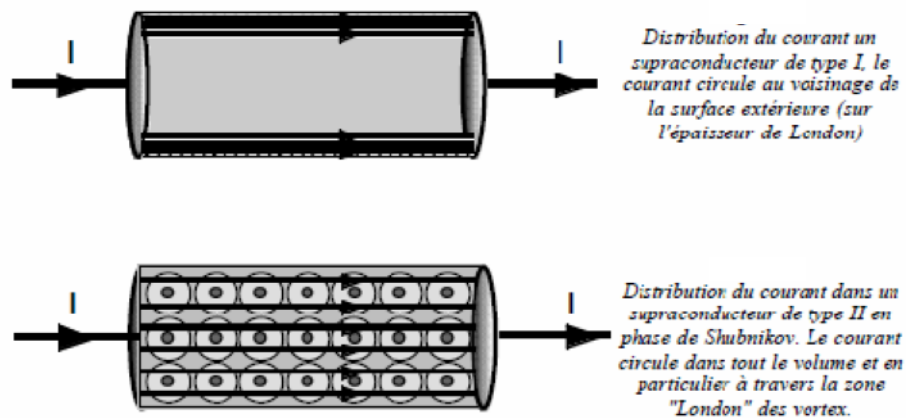


Fig.2.5. répartition du courant dans les deux types de fils supraconducteurs.

2.6.2 Le modèle de l'état critique de Bean

Le modèle de Bean traite le champ magnétique dans les supraconducteurs de type II d'une façon classique, bien qu'il est quantifié dans des lignes de flux, afin d'examiner le courant macroscopique. Le modèle de Bean connaît un grand succès auprès des supraconducteurs à basse température mais il ne correspond pas aux matériaux SHT.

Au début des années 60 que C. Bean introduit ce modèle basé sur l'existence d'une densité de courant J_c que le supraconducteur peut transporter, cette densité est indépendante du champ magnétique. Dans ce modèle, il existe seulement deux états possibles du supraconducteur, une densité de courant nulle pour les régions où le champ magnétique ne varie pas, et une densité de courant $\pm J_c$ dans les régions qui s'opposent aux variations du champ magnétique.

Considérons une plaque supraconductrice d'épaisseur $2a$ et infiniment longue suivant la direction y et z . cette plaque est soumise à un champ magnétique extérieur H_a appliqué suivant y , voir Fig.2.6.

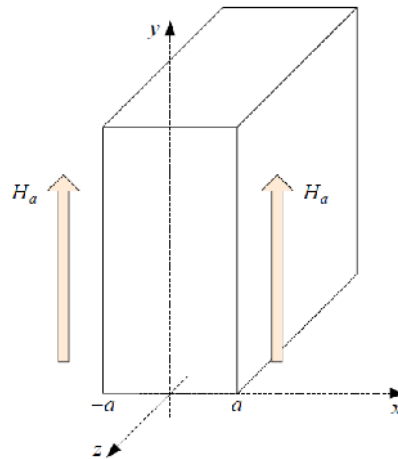


Fig.2.6. plaque supraconductrice d'épaisseur $2a$, infiniment longue suivant les directions y et z .

Lorsque le champ H_a commence à augmenter, des courants d'écrantage sont induits sur les bords de la plaque. Ces courants sont orientés de sorte à s'opposer aux variations du champ. Comme le champ magnétique n'a qu'une composante suivant y , les courants ne peuvent circuler que dans la direction z , et le rotationnel de H dans la loi d'Ampère se réduit à un terme scalaire.

Le profil de pénétration du champ dans le matériau est une ligne droite dont la pente est liée à J_c :

$$\partial H_y / \partial x = \pm J_c$$

Cet effet est comparable à l'effet de peau dans un conducteur conventionnel, à la différence que ces courants ne sont pas amortis par la résistivité du matériau et persistent lorsque $\partial H / \partial t = 0$.

Le champ pénètre partiellement la plaque est la densité de courant vaut $\pm J_c$ dans les régions pénétrées, voir Fig.2.7.(a). jusqu'à une certaine valeur du champ $H_p = J_c a$, le flux continu à pénétrer la plaque en atteignant son centre, la totalité de l'épaisseur est traversée par $\pm J_c$ comme indiqué sur la Fig.2.7.(b). La valeur H_p du champ magnétique externe est appelée champ de pénétration complète. Quand l'amplitude du champ externe est supérieure à H_p , les courants d'écrantage ne pouvant dépasser J_c , ils ne s'opposent plus à la pénétration du champ à l'intérieur de la plaque. Le profile du

champ subit alors un décalage vers le haut, et la différence entre la valeur du champ sur les bords et au centre reste constante égale à H_p , voir Fig.2.7.(c).

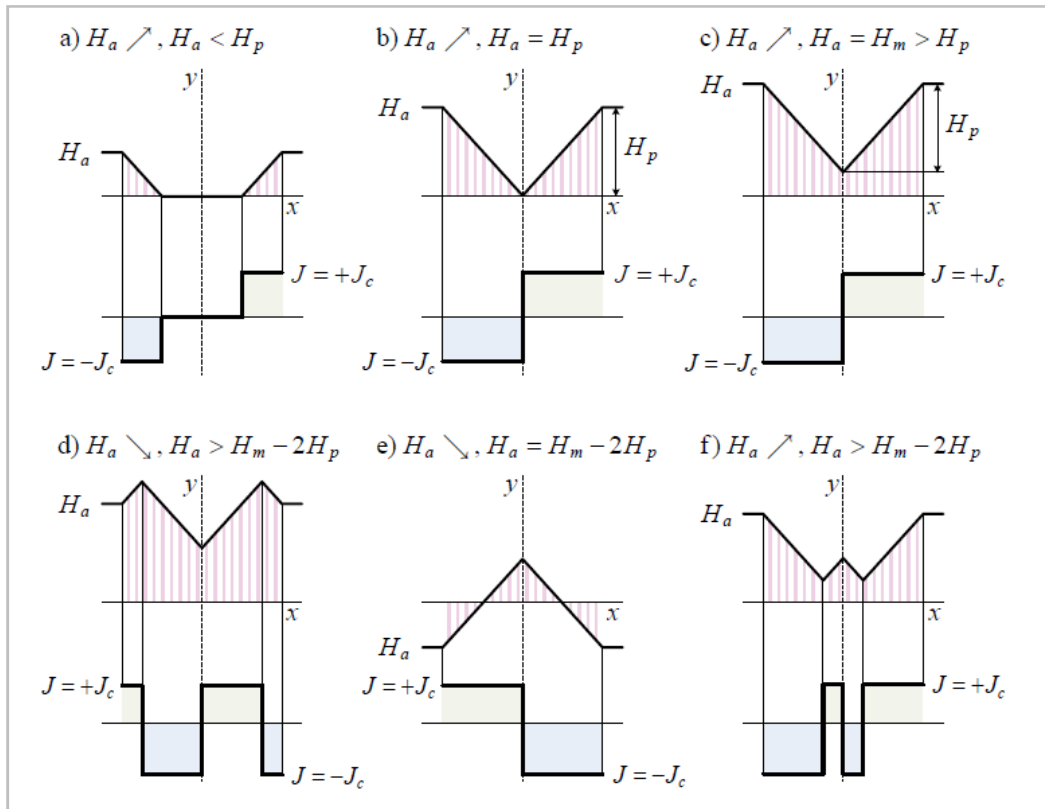


Fig.2.7. Distribution de la densité de courant et du champ magnétique dans une plaque supraconductrice selon le model de Bean.

Tant que $H_a \leq H_p$, on a comme équations:

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 < x < a - e \quad J = 0, B = 0 \dots (2.38) \\ a - e < x < a \quad J = J_c, B = \mu_0(H_a + J_c(x - a)) \dots (2.39) \\ e = \frac{H_a}{J_c} \dots (2.40) \end{array} \right.$$

Lorsque le champ magnétique externe H_e diminue, les courants d'écrantage doivent s'opposer à cette diminution et sur les bords de la plaque des courants de sens opposés apparaissent, la densité de courant et le champ restant inchangés ailleurs, comme indiqué sur la Fig.2.7(d). quand le champ extérieur est diminué de $2H_p$ par rapport a sa valeur maximale, les profils de champ et de courant sont complètement renversés, comparer Fig.2.7.(b) et 2.7.(e).quand le champ magnétique extérieur

commence à augmenter, des régions avec des courants opposés apparaissent de nouveau sur les bords, voir Fig.2.7.(f).

Ainsi, dès que le champ magnétique pénètre la plaque (partiellement ou complètement), il existe toujours des courants d'écrantage dans le supraconducteur, le champ magnétique peut donc se retrouver piégé à l'intérieur du supraconducteur. C'est ce qui traduit son *comportement hystérétique* que nous allons voir à la § 3.3.4.1.

Le comportement électrique du matériau est identique lorsque l'on applique un courant alternatif à la place d'un champ magnétique externe. En particulier, le changement du signe de $\partial I/\partial t$ entraîne la pénétration, de l'extérieur de la plaque vers l'intérieur, d'une zone dans laquelle la densité de courant est opposée à l'état précédent.

[2]

2.7 Conclusion

Grace au model des Frère London on a su que les Supercourants sont des courants surfaciques, ils décroissent d'une façon exponentielle depuis l'extérieure du supraconducteur jusqu'à se qu'ils s'annulent selon l'épaisseur λ qui est faible de l'ordre de nm, la pénétration des champs magnétiques ce fait de la même façon. Cette théorie a montré ses limites pour les supraconducteurs de type-II.

Le model de Bean permet de donner approximativement la répartition des courants et des champs magnétiques des supraconducteurs, mais il n'est pas adaptables a ceux a haute T_c qui ont une large phase de transition ($H_{c1} \ll H_{c2}$).

La première équation de London montre que le champ électrique à l'intérieur du supraconducteur aura lieu lorsque le courant varie, a cet égard, dans le chapitre 3 on est orienté vers l'étude des pertes dans les supraconducteurs de type I et de type II suivant les différents régimes de fonctionnement.

Chapitre 3

***PERTES ELECTRIQUES
DANS LES
SUPRACONDUCTEURS***

3.1 Introduction

La propriété la plus importante des supraconducteurs, quant aux applications concernant les courants forts notamment, est l'*absence* de la résistivité. Cependant, la notion de résistivité nulle n'a pas de sens absolu, et les supraconducteurs présentent un certain niveau de pertes.

Le niveau des pertes dans les applications de transport en courant alternatif et /ou en présence d'un champ magnétique variable, limite l'utilisation des matériaux SHT.

Pour estimer le rendement d'un dispositif SHT et concevoir son système de refroidissement, Le niveau des pertes engendrées doit être évalué préalablement à l'étape de conception, il n'y aura aucune application industrielle si les pertes à AC dans les SHT ne font pas partie des limites acceptables. [2] C'est la raison pour laquelle ce chapitre est consacré à la présentation de différentes formes de pertes qui existent dans les supraconducteurs, selon le régime de fonctionnement, continu (DC) ou alternatif (AC).

3.2 Pertes dans les supraconducteurs de type-I

La résistance nulle dans un métal supraconducteur signifie qu'il n'y a aucune chute de tension le long du métal quand un courant passe à travers, et par conséquent aucune puissance n'est absorbé. Cependant, cela est valable seulement pour un courant continu de valeur constante.

L'aspect de la résistance quand un courant alternatif est appliqué peut être expliqué par le fait que les électrons dans les métaux sont divisé en deux catégories, les *superélectrons* qui forment *les paires de Cooper* et portent le courant sans résistance, et le reste qui se comportant comme des électrons *normaux* qui affect une résistance en passant par le réseau métallique. [7]

3.2.1 Perte en courant continu

Dans le cas d'un courant continu (DC), il ne doit y avoir aucun champ électrique présent dans le métal; autrement les super électrons s'accélèrent sans interruption et le courant circule librement. Dans ce cas, il n'y a aucune force électromotrice pour

conduire les électrons normaux et tout le courant est porté par les super électrons, ainsi aucune dissipation de puissance n'apparaît du tout. [7]

3.2.2 Perte en courant alternatif

D'après la première équation de London :

$$\frac{dJ_{sc}}{dt} = \frac{1}{\mu\lambda^2} E \dots (3.1)$$

Le champ électrique ne diffère de zéro que lorsque la densité de courant varie dans le temps. C'est une explication partielle des pertes qui se produisent dans les supraconducteurs en régime variable. En effet, le champ électrique accélère aussi bien les électrons supraconducteurs que les électrons normaux, or les chocs de ces derniers avec le réseau sont responsables de l'effet Joule. [10]

A une température T donnée, la densité électronique N d'électrons participant à la conduction est la somme de la densité n_{sc} d'électrons supraconducteurs et de la densité n_n d'électrons normaux. [9]

L'existence simultanée d'électrons supraconducteurs et normaux permet de représenter un tronçon supraconducteur au moyen du schéma équivalent de la Fig.3.1.

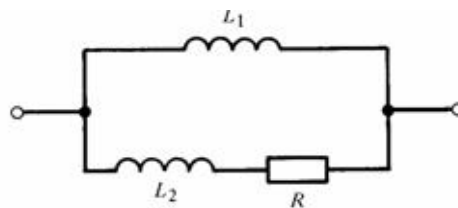


Fig.3.1. Circuit équivalent d'un supraconducteur conventionnel.

La branche supérieure du circuit correspond au trajet des électrons supraconducteurs, la branche inférieure à celui des électrons normaux.

Sous l'effet d'un champ électrique $E = \hat{E} \sin wt \dots (3.2)$

La densité de courant est : $J = J_{sc} + J_n \dots (3.3)$

$$\text{Où :} \quad J_{sc} = \frac{1}{mw} n_s e^2 \hat{E} \cos wt \dots (3.4)$$

$$\text{Et:} \quad J_n = \frac{1}{N\rho_n} n_n \hat{E} \sin wt \dots (3.5)$$

Avec ; e : charge de l'électron ($1,602 \cdot 10^{-19} C$), m : masse de l'électron, t : temps, ρ_n : résistivité à l'état normal, ω : pulsation du courant.

j_{sc} est en quadrature avec E et ne présente donc pas d'effet dissipatif ; par contre, j_n correspond à une résistance non nulle. [9]

Ces pertes demeurent toutefois faibles par rapport à celles qui apparaissent dans un conducteur ordinaire, car le champ électrique dans un supraconducteur reste très petit, comme le montre l'exemple suivant :

Dans l'étain ($\lambda = 50$ nm), une densité de courant d'une amplitude de 10^4 A/m², à une fréquence de 1 MHz correspond a un champ $E = 0,2 \cdot 10^{-9}$ V/m. La même densité de courant dans l'étain à l'état normal, à 20 K, correspond à $E = 0,11 \cdot 10^{-4}$ V/m. [10]

Donc a fréquence nulle, les électrons supraconducteurs court-circuitent les électrons normaux ; à 50 Hz, $j_n / j_s \approx 10^{-10}$; ce n'est que pour les fréquences optiques que le supraconducteur se comporte comme un matériau résistif normal. [9]

3.2.3 Impédance de surface d'un supraconducteur de type-I

L'impédance de surface des supraconducteurs est un paramètre important dans l'étude des propriétés des lignes en micro-rubans.

Considérons un supraconducteur de dimensions infinies, limité par le plan x, y . l'impédance de surface Z_s d'une tranche de longueur L parcourue par un courant I est donnée, par unité de longueur selon x :

$$Z_s = \frac{1}{L} \frac{Jw\mu}{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + jw\sigma\mu}} \dots (3.6)$$

La profondeur de pénétration δ d'un courant normal est donnée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu}} \dots (3.7)$$

En introduisant δ dans (3.6) on met cette équation sous une forme plus symétrique,

$$Z_s = \frac{1}{L} \frac{Jw\mu}{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} + j\frac{2}{\delta^2}}} \dots (3.8)$$

Dans laquelle le rôle des deux profondeurs de pénétration δ et λ apparaît clairement. La profondeur δ varie en fonction de la fréquence, alors que λ ne dépend pratiquement que de la température.

A fréquence modérée, au voisinage de la température critique, $\lambda \ll \delta$ et (3.8) se réduit à :

$$Z_s = \frac{jw\mu\lambda}{L} \dots (3.9)$$

Z_s est alors une inductance pure, il n'y a donc pas de dissipation d'énergie à la surface du supraconducteur.

En haute fréquence, près de la température critique, λ devient largement supérieur à δ de sorte que (3.8) peut s'écrire : [10]

$$Z_s = \frac{1}{L} \frac{Jw\mu\lambda}{\sqrt{j\frac{2}{\delta^2}}} \dots (3.10)$$

3.3 Pertes dans les supraconducteurs de type-II / a haute T_c

3.3.1 La Caractéristique $E - J$ des supraconducteurs de type-II

La relation qui lie la densité de courant et le champ électrique est souvent écrite sous la forme de la loi d'Ohm, c'est-à-dire $E = \rho J$, où ρ est la résistivité du matériau. Le principal problème dans la modélisation des SHT est la définition de la résistivité, qui n'est pas constante et engendre une loi d'Ohm non linéaire. [2]

Pour la caractérisation des supraconducteurs de type-II, la dépendance champ-courant de *loi en puissance* semble être plus adaptée que le model de Bean décrit à la § 2.6.2 en raison de sa simplicité et d'excellent ajustement aux données expérimentales. Dans ce modèle de loi en puissance le champ électrique E est proportionnel à la densité J à la puissance n de la façon suivante :

$$E = E_c \left(\frac{J}{J_c} \right)^n \dots (3.11)$$

Où E_c est le champ électrique critique choisit, J_c est la densité de courant critique correspondante, et $n = \partial (\log E) / \partial (\log J)$ définit la raideur de la transition à l'état normal. [7]

La valeur de n représente le facteur de qualité pour les fils supraconducteurs, elle peut aller de 5 pour la première bande de *BSCCO* à 50 pour les fils d'aimant *Nb₃Sn* et *NbTi* qui fonctionne à 4 K, ces derniers ont une transition à l'état normal plus pointue. Les cas limites $n = 1$ et $n \rightarrow \infty$ correspondents respectivement, à une loi d'Ohm linéaire et au modèle de Bean. Ainsi, la caractéristique E-J, représentée à la Fig.3.2 correspond à la loi en puissance pour plusieurs valeurs de n . [2] [22]

Le choix de E_c est plutôt arbitraire et n'est pas dictée par des considérations physiques, il est usuellement choisi à $1 \mu\text{V/cm}$ pour les SHT. Par ailleurs, les matériaux de types II à basse température trouvent leurs performances à un champ critique $E_c = 0,1 \mu\text{V/cm}$. Ces derniers, Bien qu'il utilise le champ critique E_c le plus bas, il a été trouvé qu'ils fournissent des résultats ambigus en termes de performance, en plus de leurs limites basses en température et en champ magnétiques. [12]

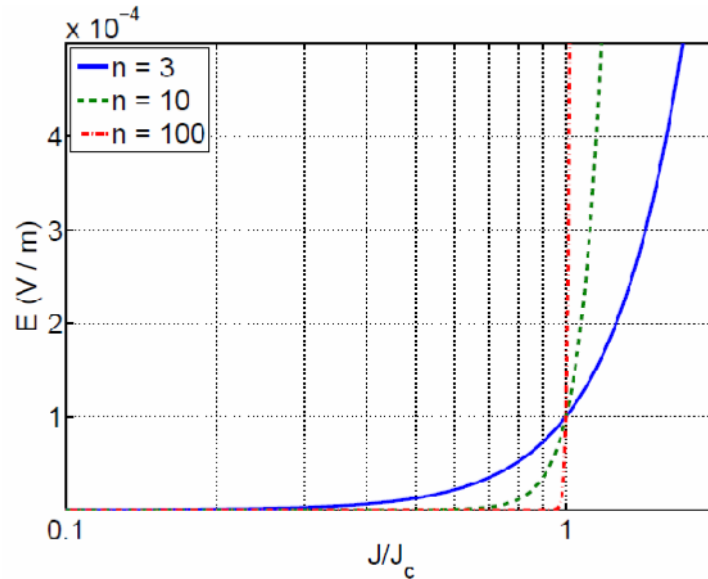


Fig.3.2. Caractéristique $E(J)$ d'un supraconducteur type-II.

3.3.2 Mécanismes des pertes dans les SHT à l'état mixte

3.3.2.1 Ancrage des vortex et phénomènes dissipatifs

Les supraconducteurs de type-II sont caractérisés, comme indiqué à la §1.9, par une pénétration partielle du champ magnétique sous forme de vortex de flux. Le champ magnétique résultant à l'intérieur du matériau interagit avec le courant de transport et génère une force sur les vortex. La *force de Laplace* exercée sur un vortex est donnée par :

$$F_L = J \varphi_0 \dots (3.12)$$

En l'absence des défauts dans le matériau, cette force mettrait immédiatement les vortex en mouvement. Cependant, en pratique il existe toujours un certain nombre de défauts dans le matériau. La force moyenne de réaction exercée par les défauts sur un vortex est appelée *force d'ancrage* et notée F_p (*Pinning Force*). Comme il s'agit d'une force de réaction, F_p est un vecteur égal mais opposé à F_L , dont l'amplitude varie entre 0 et F_{pmax} , la force d'ancrage maximale. Si $F_L < F_{pmax}$, les vortex ne peuvent pas se mettre en mouvement et on parle d'ancrage des vortex. Par contre lorsque $F_L > F_{pmax}$, les défauts ne peuvent plus à eux seuls maintenir les vortex en place et ceux-ci se mettent

en mouvement (Fig.3.2). La densité de courant requise pour atteindre l'équilibre $F_L = F_{pmax}$ est la densité de courant critique J_c .

Lorsque les vortex se mettent en mouvement leur vitesse n'est limitée que par une force de frottements visqueux $F_v = -n v$. L'existence de F , implique qu'il faut effectuer un travail pour maintenir une densité de courant J dans le supraconducteur, c'est-à-dire qu'une énergie doit être fournie pour déplacer les vortex a vitesse constante. Ce travail doit bien sur être fourni par la source de courant externe, par l'intermédiaire d'un champ électrique qui est parallèle à J :

$$E = v \times B \dots (3.13)$$

Ce qui implique l'apparition d'une tension aux bornes du supraconducteur, il n'est désormais plus un conducteur parfait.

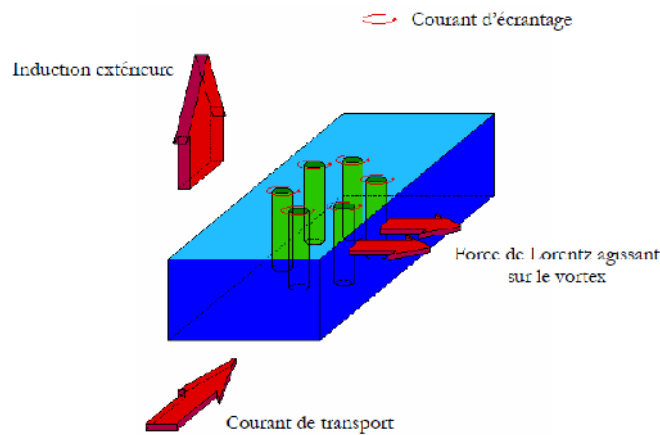


Fig.3.3. pénétration et mouvement des vortex dans un supraconducteur type-II.

La caractéristique $E-J$ de la Fig.3.3.(a) peut être observée pour un supraconducteur de type-II à très basse température ($T = 0$). Au-delà de J_c , le supraconducteur est dit en régime de *Flux Flow* et un champ électrique apparaît :

$$E = \rho_{FF}(J - J_c) \dots (3.14) \quad \text{pour } J > J_c$$

Ce qui implique des pertes. La pente est appelée résistivité de *Flux Flow* ρ_{FF} , elle augmente avec l'induction magnétique B contrairement à J_c qui diminue, elle est donné par :

$$\rho_{FF} = B\phi_0/n_v \dots (3.15)$$

Finalement, pour de fortes inductions magnétiques, le supraconducteur devient normal et J_c atteint zéro, la pente est alors égale à la résistivité normale ρ_n . [2]

Aux températures, plus hautes que 4,2 K, l'effet de l'activation thermique du mouvement des vortex de flux, connu sous le nom de *saut de flux (flux creep)*, devient plus prononcé, et à 77 K il doit certainement être pris en considération. La Fig.3.3.(b) montre la courbe E - J à 77 K.

Par définition d'une certaine valeur seuil de la densité de courant J_{th} il est possible d'identifier les régions, de la résistance d'activation thermique, de flux creep, et de flux-flow dans la courbe E - j . J_{c0} est défini comme valeur de J_c qui est obtenue en l'absence de flux flow. Dans le cas de flux creep ou de flux flow, une ligne de flux ou un paquet entier est imaginée sauter sur la barrière d'ancrage d'un puits d'ancrage à l'autre. Heureusement, les SHT contiennent beaucoup d'emplacements d'ancrage, et donc le mouvement de flux à 77 K est beaucoup plus rétréci qu'en température plus faibles. Cependant, la résistivité efficace d'un SHT est toujours finie (n'atteint jamais zéro), ainsi l'état de conductivité parfaite n'est jamais réalisé. [7]

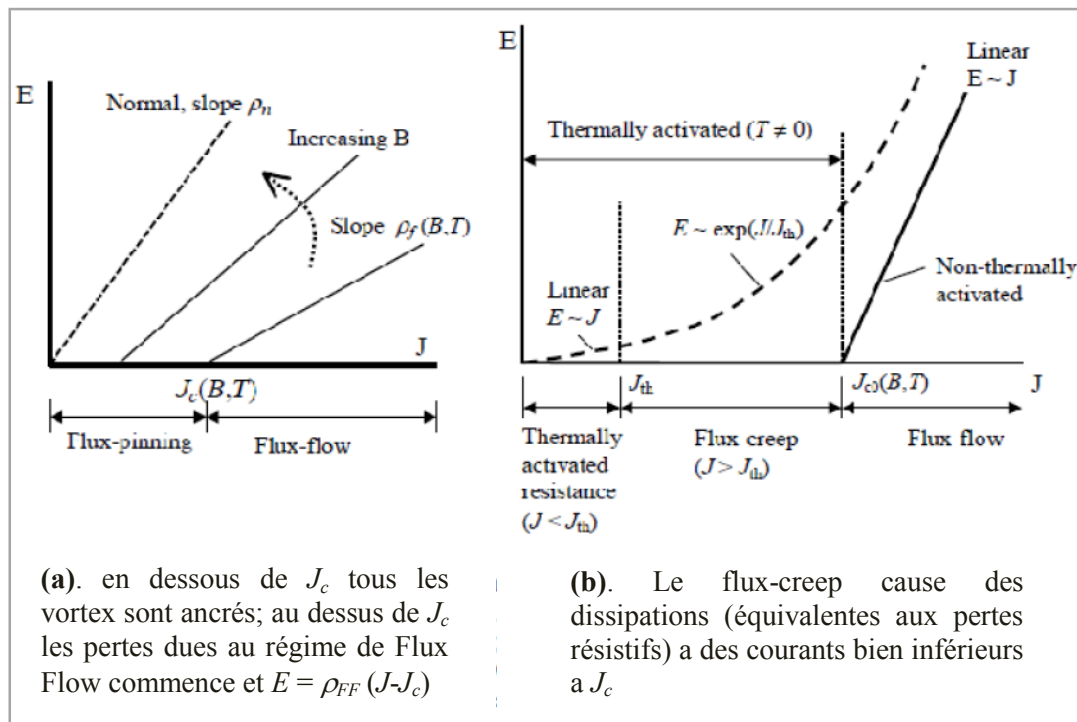


Fig.3.4. (a) la caractéristique E - J au zéro absolu, (b) la caractéristique E - J à 77 K avec l'effet d'activation thermique du mouvement de flux.

3.3.2.2 Pertes suivants les différentes phases du SHT

Les pertes dans les SHT résultent du déplacement des vortex et la possibilité qu'un vortex se mette en mouvement dépend fortement des propriétés d'ancrage du matériau. Les pertes dans les différentes phases dans lesquelles le supraconducteur peut se trouver (Fig.3.4), sont comme suit :

- **La phase amorphe**, dans laquelle les pertes sont faibles car elle est caractérisée par un ancrage important des vortex. Cette phase est souvent très faible voire inexistante.
- **la phase liquide**, dans cette phase les pertes sont importantes car tous les vortex sont en mouvement. C'est la dernière phase observée avant que le supraconducteur ne passe à l'état normale
- **la phase de transition amorphe-liquide**, dans laquelle se situe habituellement le point de fonctionnement des SHT pour les applications en électrotechnique. La largeur de cette transition dépend de la nature et de l'efficacité des sites d'ancrage. [2]

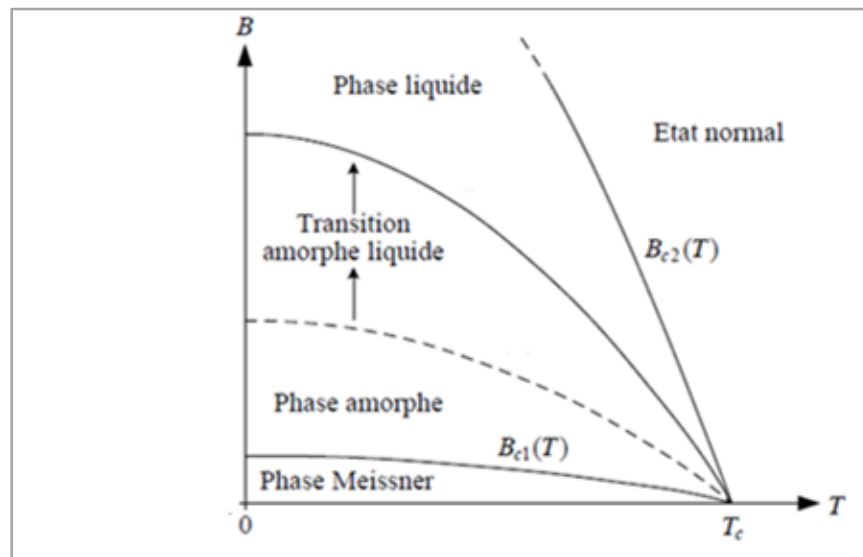


Fig.3.5. diagramme de phase B - T détaillé d'un SHT.

3.3.3 Courants critiques dans les SHT

Près du courant critique, le mouvement des vortex dans les SHT se fait par sauts de vortex thermiquement activés, ils quittent leurs centres de piégeages. Le modèle d'*Anderson-Kim* du saut de flux (*flux creep*) relie la densité de courant critique mesurée J_c dans les supraconducteurs de type-II à la force d'ancrage F_p et au champ critique E_c de la façon suivante :

$$J_c(T) = J_c(0) [1 - (k_B T / F_p) \ln(Bd\Omega / E_c)] \dots (3.16)$$

Où $J_c(0)$ est le J_c à la température nulle, Ω est la fréquence d'un événement de saut de flux, d est la distance de saut, B est l'induction magnétique, et E_c est le champ électrique critique. Les paramètres d et Ω dépendent de la température et de l'amplitude du champ magnétique appliqué, et l'équation (3.16) doit être résolue numériquement.

Il est clair que pour n'importe quel champ critique E_c , il y aura un champ magnétique donné et une température pour lesquelles une certaine valeur de J représente une solution pour ce modèle. Cependant, Pour le transport d'énergie par SHT, 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ est la valeur du champ critique E_c la plus généralement utilisée. [7]

3.3.4 Mécanismes de perte à AC des SHT

Mis à part les effets de l'activation thermique; les supraconducteurs ne présentent aucune dissipation de puissance, cela est vrai seulement quand des courants en DC au-dessous des valeurs critiques passent à travers, Comme il est expliqué dans les sections précédentes. Par ailleurs, un courant AC, ou un champ magnétique appliqué variable, mène inévitablement aux pertes sous forme de chaleur dissipée par le supraconducteur, ce qui conduit à des pertes de refroidissement très importantes.

Par exemple, à la température d'hélium liquide (4,2 K), 1 seul watt de la chaleur dispersée exigerait, d'après la théorie du cycle de Carnot, au moins une puissance de réfrigération de 70 watts pour l'éliminer. En pratique, cette quantité est considérablement plus grande et peut atteindre les centaines de watts puisque les

réfrigérateurs n'obtiennent jamais l'efficacité de Carnot. À la température d'azote liquide (77 K) la puissance de réfrigération nécessaire est inférieure par plus qu'un facteur de 20 qu'à la température d'hélium liquide (4,2 K), et c'est l'une des raisons principales pour lesquelles la plupart des applications des matériaux SHT sont préférés pour un fonctionnement à 77 K ou aux températures intermédiaires (20-60 K). [7]

Les pertes qui peuvent exister dans un supraconducteur fonctionnant en régime variable sont détaillées dans les sections suivantes.

3.3.4.1 Pertes d'hystérésis

Les pertes d'*hystérésis* sont à l'origine des pertes principales à AC dans un supraconducteur de type II. Pendant qu'un champ magnétique externe est appliqué, le flux commence à pénétrer partiellement dans le supraconducteur, et des courants sont induits sur la surface, tout comme l'effet de peau dans un conducteur en cuivre.

Cependant, Il ya deux différences dans cette analogie. Premièrement, le supraconducteur montre un effet de peau même à fréquence nulle, et deuxièmement, la densité de courant induite a une valeur critique J_c qui est une fonction décroissante du champ magnétique à une température donnée, contrairement à l'effet de peau normal, où la densité de courant induite est proportionnelle à l'amplitude de champ pour une fréquence fixe. La Fig.3.5 (a-b) montre la profondeur de pénétration de flux dans le supraconducteur jusqu'à un point de pénétration complète (c). Lorsque le champ commence à s'inverser, le flux ne se baisse pas de la même manière puisqu'il est bloqué par des défauts dans le matériau; voir également (Fig.1.12_ch-1). Par conséquent, quand le champ appliqué diminue (d), et le champ électrique de surface change sa direction, une nouvelle région avec une densité de courant inversée est formée sur la surface, et commence à se propager vers l'intérieur pendant que le champ appliqué réduit davantage. C'est notamment cette irréversibilité combinée à l'encrage de flux, qui causent les pertes d'hystérésis.

Les lignes stationnaires de flux ne sont pas nocives à la supraconductivité. En principe, la dissipation d'énergie se produise au moyen de deux mécanismes différents : une résistance électrique ou un flux magnétique variable. Pour les matériaux

supraconducteurs, la résistance électrique conventionnelle est absente, mais la loi de Faraday $\nabla \times E = -\partial B/\partial t$ continue à exister.

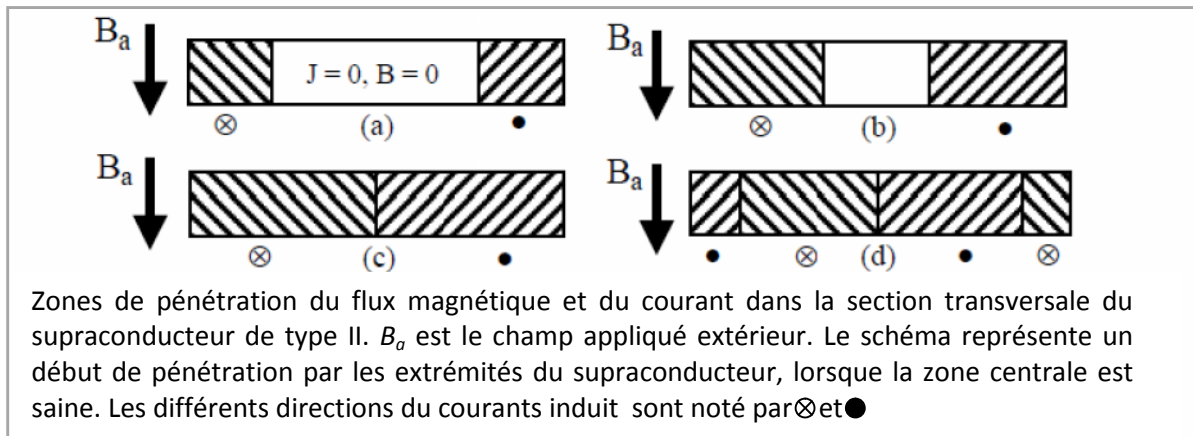


Fig.3.6. pénétration du champ magnétique variable dans un échantillon supraconducteur.

Dans les supraconducteurs de type-II, l'existence d'hystérésis cause une dissipation d'énergie et une tension est nécessaire pour soutenir le courant. Pour des applications en DC, $\partial B/\partial t = 0$, le flux est bloqué, et par conséquent aucune perte n'apparaît. Pour les applications à CA, le cycle d'hystérésis dans le plan $M-H$ détermine les pertes d'énergie dans le supraconducteur. [7]

3.3.4.2 Pertes à AC dans la matrice métallique

a) Pertes par courants de Foucault

Pour des raisons de stabilité mécanique et pour réduire les pertes à AC, les SHT sont fabriqué sous forme de filaments fins incorporés dans une matrice en métal normale, faite en Argent ou en alliage d'Ag. (Le ch_4 inclue les détaille de conception).

Les pertes par *courants de Foucault* (*eddy current*) sont des pertes qui se produisent à cause des courants induits dans la matrice métallique par un champ magnétique extérieur ou par le champ propre du courant de transport. Ces pertes mérites une attention particulière pour les applications de SHT, puisque la résistivité de la matrice normale est plus élevée que la résistivité du noyau supraconducteur, et la

circulation indésirable des courants de Foucault mène à la dissipation de chaleur due au frottement et au mouvement des électrons dans le réseau métallique de la matrice.

Quand un courant AC sinusoïdal est appliqué dans un fil en métal, des lignes de flux magnétiques variable circule autour de ce fil dans un plan perpendiculaire à la direction du courant. La Fig.3.6(a) montre un schéma simplifié d'un fil cylindrique unipolaire de Bi-2223, ainsi que les directions du courant de transport appliqué I_t et le champ résultant B . D'après la loi de Faraday, une tension est induite dans les régions où le champ magnétique varie :

$$V_e = -\frac{d\phi}{dt} \dots (3.17)$$

Où : $\phi = \phi_m \cos \omega t \dots (3.18)$

est le flux magnétique autour du fil.

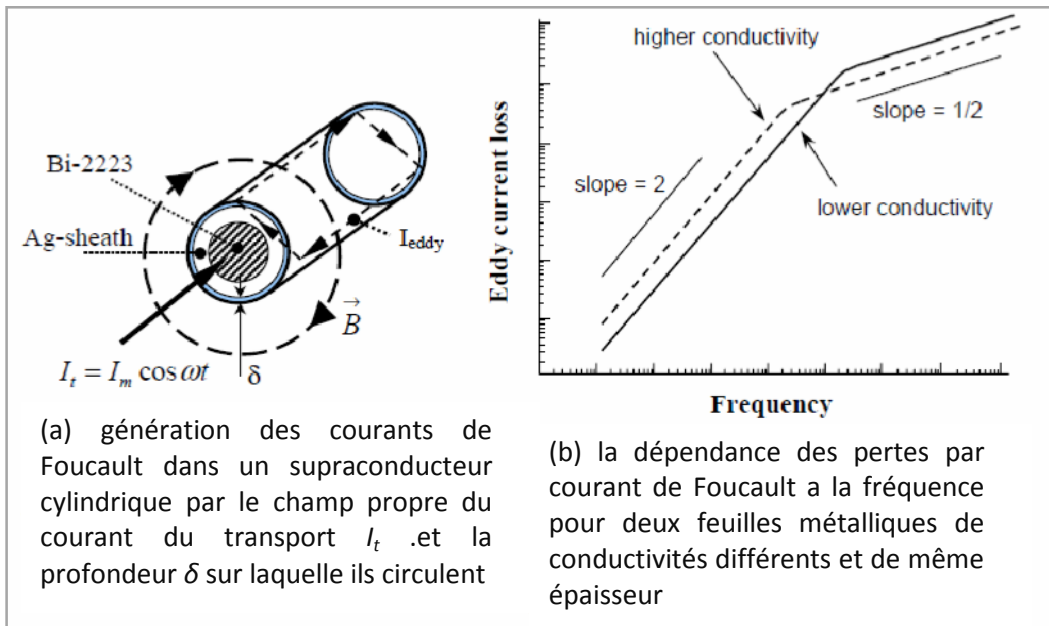


Fig.3.7. (a) lignes de champ magnétique créé par le courant I_t et les pertes par courant de Foucault (b) dépendances des courants de Foucault à la fréquence.

La tension induite varie également sinusoïdalement en fonction du temps; suivant la loi d'ohm pour une tension de conduction V_e et une valeur finie de l'impédance de la

gaine d'Ag (Z_{Ag}), on définit un courant, $I_e = V_e / Z_{Ag}$. Ces courants induits sont nommés *courants de Foucault*.

Les courants de Foucault circulent en boucles fermés dans des plans perpendiculaires au flux magnétique. Quand il y a un courant de transport appliqué à CA ou un champ extérieur variable, I_e circule en parallèle à la surface du conducteur et également transversalement en traversant de la matrice d'Ag, comme montré dans la Fig.3.6.(a). Cependant, La circulation des courants de Foucault, est limitée dans la zone d'induction du champ magnétique. La profondeur de leur pénétration diminue avec la fréquence du courant de transport f , et elle est en fonction de la conductivité électrique σ et de la perméabilité magnétique relative du matériel μ_r . Cette profondeur est nommée *effet de peau*, elle est calculée par :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu_0\mu_r}} \dots (3.19)$$

La dépendance en fréquence des pertes de courant de Foucault est tracée dans la Fig.3.6.(b) pour deux feuilles métalliques de conductivité différente. Il y a deux régions distinctes avec différente dépendance en fréquence; aux basses fréquences les pertes sont proportionnels à w^2 , alors qu'en hautes fréquences, ils sont proportionnels à $w^{1/2}$. La transition entre les deux régions a lieu à la fréquence critique f_c où δ est égale à b la moitié épaisseur de la gaine. Pour une épaisseur de gaine de 100 μm , de conductivité d'Ag égal a $3,3 \times 10^8$, et prenons $\mu_r = 1$, cette transition se produise à :

$$f_c = \left[\frac{2}{2\pi b^2 \mu_0 \sigma} \right] = 75 \text{ kHz}$$

Cette fréquence critique f_c est loin au-dessus de la gamme d'intérêt des applications de puissance des bandes Bi-2223 et donc la dépendance au carrée de fréquence des pertes par courant de Foucault est valide. [7]

b) Pertes dues aux courants d'accouplement

Le calcul des pertes à AC dans un champ magnétique perpendiculaire extérieur, basé sur le modèle d'état critique, prouve que les pertes sont proportionnelles au rapport

(largeur/épaisseur) du supraconducteur. Ceci a été également confirmé par les résultats expérimentaux. Pour cette raison les bandes SHT faites pour des applications à AC sont fabriquées d'un certain nombre de filaments fins, qui ont un rapport inférieur à celui d'une bande mono-filamentaire. Les filaments sont enfoncés dans une matrice d'argent (ou d'alliage d'argent).

La présence du champ magnétique externe induit des couches de courants d'écrantage dans le supraconducteur, essayant de le protéger de ce champ, voir également la Fig.3.5. La bonne conductivité électrique de la matrice en métal est utile en favorisant la stabilité dynamique contre le saut de flux. Mais elle a un effet extrêmement indésirable d'accouplement des filaments séparés en champ magnétique variable. L'interaction entre deux filaments voisins est présentée dans la Fig.3.7.(1).

En champ extérieur B_a de faible amplitude **(a)**, les filaments ne sont pas couplés. Chaque filament porte son propre courant d'écrantage. Aucun de ces courants d'écrantage ne croise la matrice, et le champ entre les filaments est identique à celui d'extérieur. Ce qui n'est pas le cas en **(b)**, où le B_a est assez fort de sorte que l'accouplement entre les filaments soit complet et les courants d'écrantages croisent la matrice d'Ag pour former leurs chemins de retour. Il résulte de la *loi de Lenz* que la configuration d'accouplement prendra toujours priorité si la tension induite aux extrémités de la bande est suffisante pour surmonter la chute tension à travers la matrice. Cette tension induite est proportionnelle à la longueur L , et un conducteur plus long rend l'accouplement plus facile. La tension induite dépend également du taux de variation de champ et de l'arrangement des filaments. La résistance à travers la matrice dépend de la résistivité du métal et de la distance transversale sur laquelle les courants d'accouplement doivent circuler.

L'accouplement entre les filaments est fortement indésirable pour deux raisons. Premièrement, les pertes de magnétisation dans le supraconducteur sont proportionnelles au profil de pénétration de champ (la zone triangulaire ombré dans la Fig.3.7(1)). Cette zone pour des bandes multi-filamentaire est beaucoup plus grande dans le cas couplés que dans le cas désaccouplée. La taille efficace du supraconducteur en considérant les pertes à CA n'est plus celle du filament mais plutôt le faisceau de

filaments, de sorte que la bande multi-filamentaire se comporte en tant qu'un corps seule. Deuxièmement, la circulation des courants d'accouplement à travers la matrice en métal a comme conséquence de dissipation ohmique, désignée sous le nom de *pertes de courant d'accouplement*. Elles sont dues à la valeur finie de la résistivité ρ_m , qui est pour une matrice en argent $2,5-3 \times 10^{-9} \Omega \text{ m}$ à 77 K et en raison de la forte densité des courants d'accouplement, cette perte a une contribution très importante aux pertes totales à CA dans le SHT multi-filamentaire.

Heureusement il est possible de réduire considérablement l'accouplement par la torsion des filaments, voir la Fig.3.7.(2). Dans ce cas, un champ externe variable induit un champ électrique entre les filaments, qui s'inverse chaque demi inclinaison longitudinale de torsion. Si la longueur L_p d'inclinaison longitudinale de torsion est assez petite il y aura une distance insuffisante pour la circulation des courants d'accouplement entre les parties inversés et les filaments restent désaccouplés. Les pertes de courant d'accouplement sont proportionnelles à L_p^2/ρ_m .

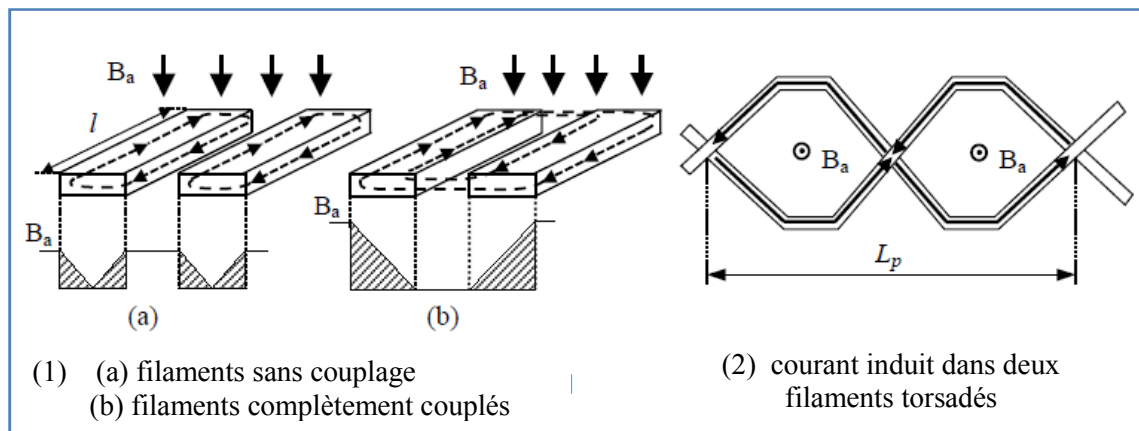


Figure 3.8. Circulation du courant de couplage (1) pour des filaments séparés et (2) pour des filaments torsadés.

Bien que la torsion ait un effet efficace dans des champs uniformes et un effet partiels dans des champs non-uniforme, elle est plutôt inefficace pour le champ propre au courant de transport, les lignes de ce champ prennent la forme de cercles concentriques autour du fil supraconducteur (voir fig.3.6.(a)). L'effet le plus important du champ propre est de mettre le courant de transport au près de la surface que possible, tout à fait comme l'effet de peau classique pour le courant AC dans des conducteurs en

cuivre. Une gaine du courant circule à partir des filaments extérieurs et pénètre seulement autant que nécessaire pour porter le courant de transport. Ceci peut être considéré comme une distribution de courant d'écrantage, qui protège les filaments internes du champ propre. La torsade ne fait presque aucune différence parce qu'elle ne change pas le flux du champ propre lié entre les filaments intérieurs et extérieurs. Pour cette raison, les effets du champ propre dans les bandes multi-filamentaire tordues ou détordues et dans les bandes mono-filamentaires sont pratiquement équivalents.

Une autre manière pour réduire les pertes par courant d'accouplement, est l'introduction des couches minces des matériaux fortement résistifs autour de chaque filament. Ces barrières résistives diminuent considérablement la circulation des courants d'accouplement dans la matrice en métal et semblent être très efficaces non seulement pour des applications dans un champ magnétique externes, mais également pour le champ propre du courant de transport. [7]

3.4 Comparaison entre les câbles conventionnels et supraconducteurs

Au-dessous des paramètres critiques, les câbles supraconducteurs, ont des pertes de transport très petites. Et pour les câbles supraconducteurs qui contiennent des écrans supraconducteurs (mentionnés au ch.4), il n'y a aucune émission des champs électromagnétique à l'extérieur des câbles.

La Fig.3.8 montre un exemple de comparaison des pertes de transport entre un câble supraconducteur et un câble conventionnel pour une gamme de puissance de 350 MW. Les pertes du câble supraconducteur sont dues au courant AC et sont principalement, des pertes magnétiques, des pertes dues à l'isolation diélectrique, et des pertes dues à la fuite de chaleur a travers la pipe d'isolation thermique. [13]

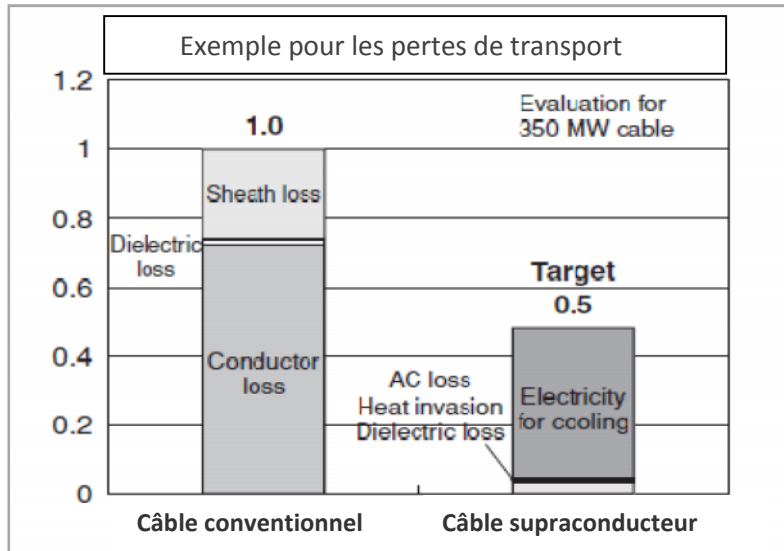


Fig.3.9. Comparaison des Pertes entre un câble conventionnel et un câble supraconducteur pour une gamme de puissance 350MW en AC.

La Fig.3.9 montre également une comparaison du niveau de pertes d'un câble SHT par rapport à un câble conventionnel en fonction du courant transporté.

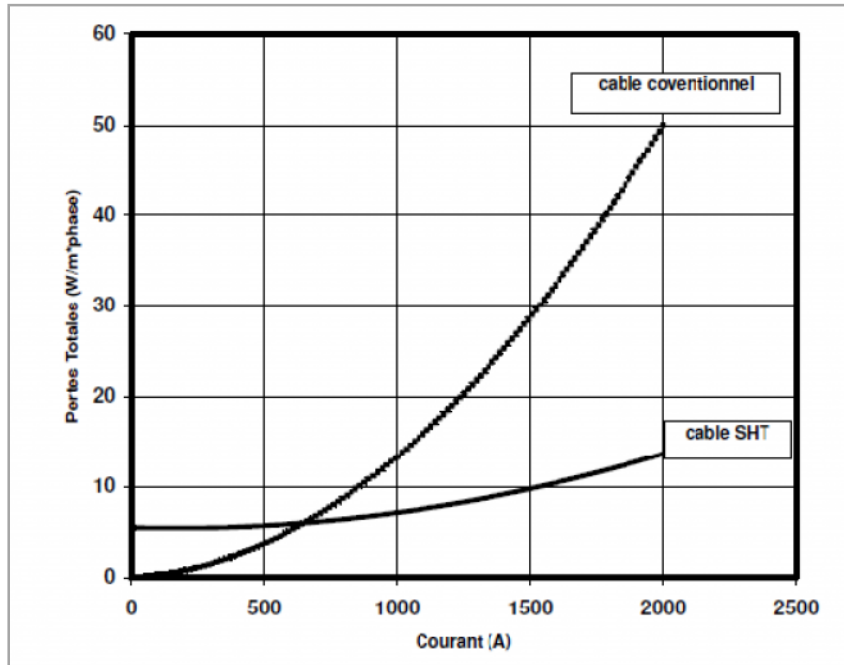


Fig.3.10. Comparaison des Pertes d'un câble SHT et d'un câble conventionnel en fonction du courant transporté.

Il est clair d'après la courbe que les câbles supraconducteurs sont rentables seulement pour des valeurs de courants importants, parce que leurs pertes sont moins proportionnelles à la puissance transporté, contrairement aux câbles conventionnels. [14]

3.5. Conclusion

Les pertes dans un supraconducteur de type-I sont introduites seulement dans le cas d'un courant alternatif. Pour les supraconducteurs de type-II, les pertes existe même en régime continu a cause de à la dynamique des vortex, Flux Flow et Flux creep. Cependant lorsqu'on est en dessous du courant critique les pertes sont négligeables, le model d'*Anderson Keem* permet de calculer ce courant en fonction de E_c , B_c , et T_c et d'autre paramètres liés a la force d'ancrage de flux.

Cette dernière permet de limiter la dynamique des vortex et d'augmenter le courant critique, mais elle est à l'origine des pertes par hystérésis en régime alternatif, ces derniers, combinés aux pertes par courants de Foucault et par courants d'accouplements, rends les pertes plus importants en régime AC.

Le model de la loi en puissance donne la caractéristique E - J des matériaux supraconducteurs, ce model est bien adapté aux SHT. Le point de fonctionnement de ces derniers est fixé è un champ électrique critique E_c de 1 $\mu\text{V}/\text{cm}$, et à 0.1 $\mu\text{V}/\text{cm}$ pour les matériaux a basse température.

Malgré les pertes qui existent dans les conducteurs SHT en AC, sauf qu'ils sont incomparables aux conducteurs conventionnels, et des câbles SHT utilisé pour le transport d'énergie électrique sont en cours de démonstration dans plusieurs pays. La conception et Les types de ces câbles sont destiné a la partie suivante.

Chapitre 4

LES CABLES SHT

POUR

LE TRANSPORT

D'ENERGIE

4.1 Introduction

Le transport de l'énergie électrique peut se faire selon trois dispositifs différents : par ligne aérienne, par câble souterrain, et par câbles supraconducteur comme une nouvelle technologie qui est en cour de développement.

Les câbles supraconducteurs comportent principalement : le matériau supraconducteur et la matrice de stabilisation, l'isolant électrique, et l'enveloppe cryogénique. Le but à la conception de tous ces composants est d'avoir un système qui peut être construit et qui est commode dans un sens d'ingénierie.

Les câbles électriques conventionnels sont installés aux endroits divers dans le monde entier avec des centaines des kilomètres, leur technologie est devenue mûre. La base de connaissance portée à ces câbles est généralement applicable aux câbles supraconducteurs. En fait, ces développements ont déjà été contribués a Plusieurs prototypes de câbles supraconducteurs AC, qui sont installés dans divers endroits du monde. [12]

Dans le présent chapitre, on décrit les câbles supraconducteurs a base de $NbTi$ utilisés dans les aimants cryogéniques, on montre le processus de fabrication des bandes SHT utilisées pour former le conducteur SHT, et on donne les différents désignes et configuration des câbles SHT-AC de transport d'énergie qui existe actuellement sous forme de projets de démonstration et prototypes en cours d'essai, toute en considérant les différents avantages et inconvénient de chaque variante de ces câbles.

On expose aussi les avantages qui accompagne l'utilisation de la technique de transport par câble SHT en DC et on décrit l'architecture du câble SHT-DC de 10 GW conçus par *EPRI* (*electric power research institute*) en donnant des détails sur les couches spécifiques pour ce câble.

4.2 Câbles d'aimants supraconducteurs d'accélérateurs

La plupart des aimants supraconducteurs d'accélérateurs sont bobinés a partir de câbles multibrins de type Rutherford. La structure de ce câble est représentée sur la Fig.4.1. Il est composé d'une dizaine de brins, eux même constitués d'une multitude

de filaments supraconducteurs en NbTi ou en Nb₃Sn. Le filament est de forme cylindrique et son diamètre moyen est de l'ordre de quelques dizaines de microns. Durant son processus d'élaboration et pour limiter les dissipations électromagnétiques, telles que les courants d'accouplements mentionné au Ch.3, le brin subit une torsade suivant la direction longitudinale.

Les espaces internes entre les brins permettent au réfrigérant de baigner toute la surface des conducteurs. Pour satisfaire ce critère l'isolation doit être perméable au réfrigérant et ne doit pas adhérer au câble. Mais pour assurer la manipulation du bobinage lors de sa fabrication cette dernière doit posséder des caractéristiques adhésives externes afin de solidariser les câbles entre eux. Cette dernière propriété est antinomique avec la propriété de perméabilité. Cette antinomie est à l'origine de la difficulté à concevoir des isolations répondant à ces deux critères. [20] [21]

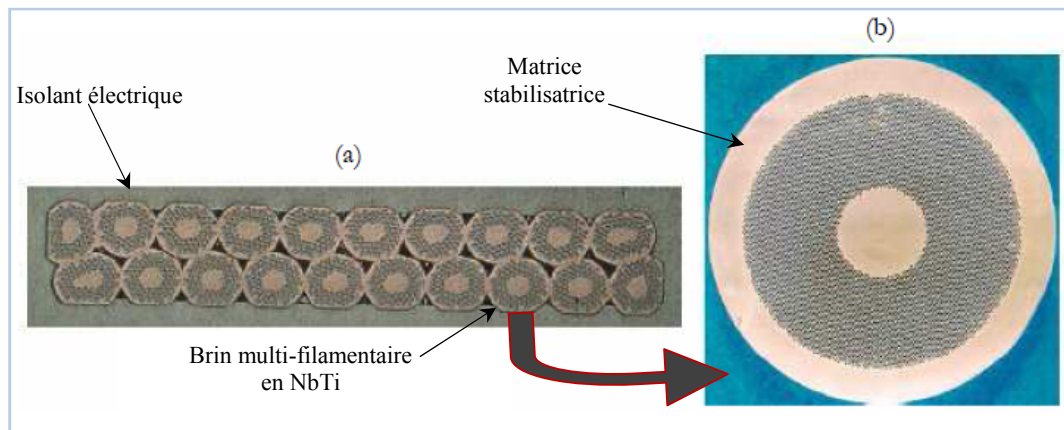


Fig.4.1.(a)Section d'un câble de type Rutherford et **(b)** coupe d'un brin en NbTi.

4.2.1 Matrice de stabilisation des supraconducteurs

Afin d'utiliser les matériaux supraconducteurs en toute sécurité, il est nécessaire d'ajouter d'autres éléments pour augmenter la stabilité mécanique, électrique et thermique dans la fabrication d'un câble supraconducteur.

En général, les filaments supraconducteurs sont des matériaux mauvais conducteurs de courant et de la chaleur à l'état normal, en plus, Le mouvement des fluxodes ne peuvent pas être totalement supprimé et des mesures doivent être prises

pour évacuer efficacement l'énergie dissipée par ces effets. En effet, cette énergie apparaît dans le matériau sous forme de chaleur. Si cette chaleur n'est pas extraite assez rapidement, la température du matériau pourra atteindre T_c . le retour du supraconducteur à l'état normal pourra avoir des conséquences très graves, dues à l'apparition brutale de pertes par effet Joule très importantes.

On appelle stabilisation d'un supraconducteur, l'ensemble des mesures destinées à éviter un tel retour accidentel à l'état normal, nommé état de Quench. Le principe de la stabilisation consiste à placer les filaments supraconducteurs dans une masse de métal pur appelée matrice ou stabilisateur, elle est composée de cuivre ou d'aluminium.

Ainsi réalisée la stabilisation permet, sans conséquences fâcheuses, le retour momentané à l'état normal de petites portions de quelques filaments. La stabilisation agit principalement de deux manières :

Premièrement, la présence de la matrice et la division du supraconducteur en fins filaments améliorent considérablement le transfert de chaleur entre le supraconducteur et le fluide de refroidissement, parce que la conductivité thermique du supraconducteur est très faible par rapport à celle de la matrice.

Deuxièmement, la matrice diminue l'énergie dissipée par effet Joule au voisinage du volume supraconducteur momentanément à l'état normal, en offrant au courant un chemin dévié à faible résistance ohmique. L'effet de stabilisation est représenté schématiquement à la Fig.4.2. [20] [21] [10].

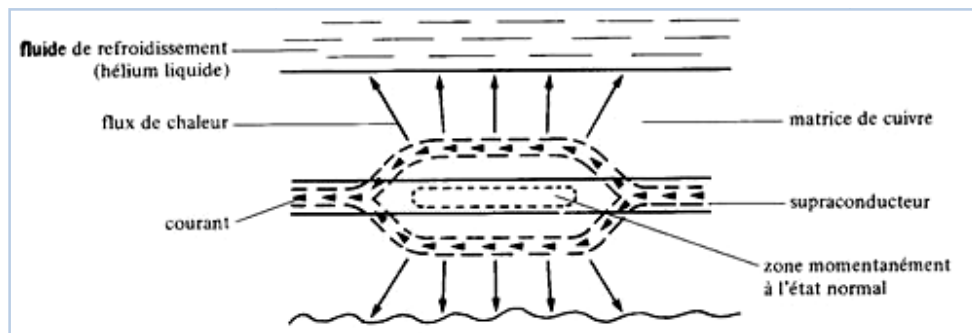


Fig.4.2. Flux de chaleur et circulation du courant au voisinage d'un filament supraconducteur dont une portion est à l'état normal.

4.3 Câbles supraconducteurs pour le transport d'énergie

4.3.1 Statut des Conducteurs SHT

Essentiellement chaque application de la supraconductivité dans le domaine d'énergie électrique, particulièrement pour les câbles de transport et de distribution, dépend du développement des fils ou des bandes appropriés pour de grandes longueurs.

Le matériau supraconducteur, constituant de base du câble supraconducteur, se présente généralement sous forme de rubans de quelques mm de large sur quelques centaines de microns d'épaisseur enroulés sur un support pour constituer l'âme supraconductrice du câble.

Le progrès vers cette extrémité en employant les nouveaux matériaux SHT est réalisé rapidement au cours des 20 ans depuis leur découverte, malgré la faible ductilité et la forte anisotropie que présentent ces matériaux. A deux décennies depuis leur découverte, ces matériaux ont connu plusieurs applications en projets de démonstration et prototypes réussis et impliquant dans le monde entier des nouvelles découvertes : câbles AC, moteurs, générateurs, limiteurs de courant, petites unités de stockage d'énergie magnétique, transformateurs, contrôleurs de puissance réactif...etc.

Les bandes SHT sont divisées suivant leurs ordres de développement et degré de maturation en deux catégories, catégories de *1^{ère} Génération*, et de *2^{ème} Génération*, Les deux Génération sont exposées sur la Fig.4.3. Dans la *1^{ère} Génération*, le matériau SHT est empaqueté et martelé à l'intérieur d'un ruban en argent, tandis que dans la *2^{ème} Génération*, le matériau SHT est, recouvert sur un substrat contenant une orientation cristallographique compatible à celle du matériau supraconducteur. [12] [15]

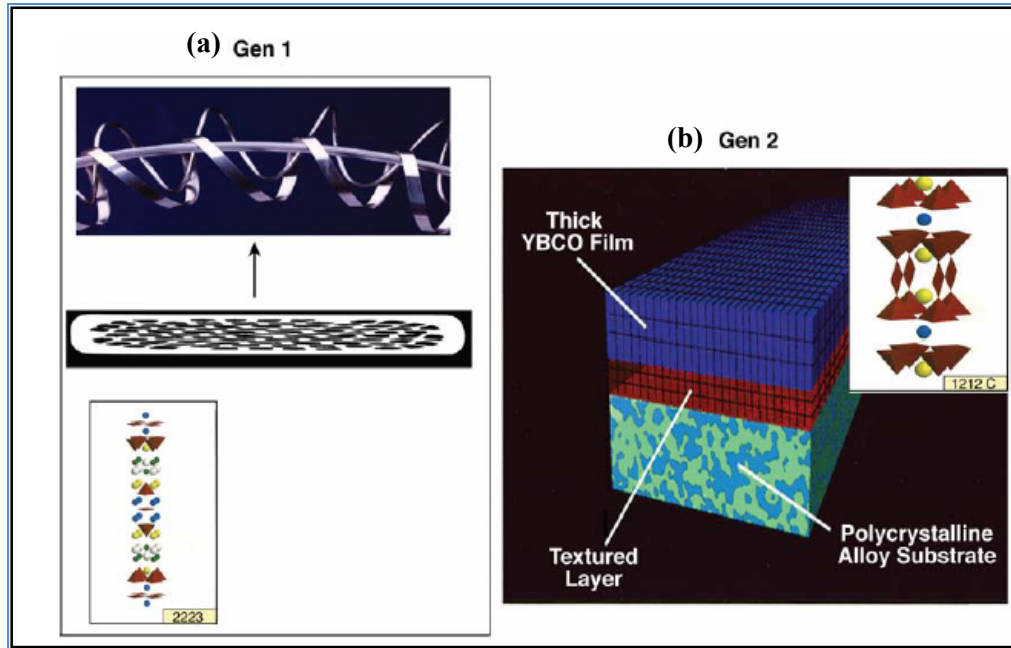


Fig.4.3. Les deux catégories de bandes SHT disponibles actuellement.

4.3.2 Technologie et Processus des bandes de 1^{ère} Génération

La technologie de 1^{ère} Génération est basée sur les matériaux SHT de *BSCCO*, la structure d'empilement est montrée dans la Fig.4.3(a). La conduction électrique est principalement le long des plans basiques des pyramides CuO rouges et des plans séparés par des inter-couches de Bio vertes, lesquelles obstruent le courant excepté aux bas angles. Ainsi, il est primordial que l'alignement des cellules d'unité soit préservé autant que possible partout dans toute la longueur de la bande. Le détail stœchiométrique choisi d'habitude est le $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3$ (*Bi-2223*), parce que sa température de transition est à 110 K, suffisamment au-dessus de la température d'azote liquide qui est de 77 K. en plus il offre de meilleures performances que celle du *Bi-2212* exceptionnellement a des températures élevés (>20 K).

Les précurseurs d'oxyde métallique des éléments respectifs (les carbonates du Sr et du Ca sont employés en raison de l'instabilité générale des oxydes des métaux alcalino-terreux en air) sont mélangées et réagies (calcinés) à des températures entre 800°C et 850°C, ils subissent d'habitude plusieurs cycles de remoulage et réchauffage, pour produire une poudre cation-stœchiométrique du composé ciblé. La poudre résultante est ensuite compactée dans un tube cylindrique en argent. Le tube remplie

subit des opérations répétées d'étirage et de martelage, et un diamètre global d'approximativement 1 mm ou moins sera obtenu. De plusieurs dizaines à plus de cent de ces fils sont alors insérées dans Un autre tube en argent, qui subit les mêmes opérations d'étirage et de martelage. Le fil multi-filamentaire résultant de ~1 mm de diamètre est ensuite laminé pour former une bande de l'ordre 4-6 mm de largeur et < 0,3 mm d'épaisseur. L'étape finale est d'enrouler la longueur obtenue de la bande sur un support. L'ensemble obtenu est alors recuit à haute température en atmosphère d'oxygène pendant plusieurs jours. (Voir la coupe transversale, et l'enroulement, de la bande dans la Fig.4.3.(a)). Le processus est nommé *Poudre d'Oxyde dans un Tube en Ag* (*Ag OPIT-silver-containing oxide powder-in-tube*), son schéma simplifié est présenté dans la Fig.4.4. [2][12]

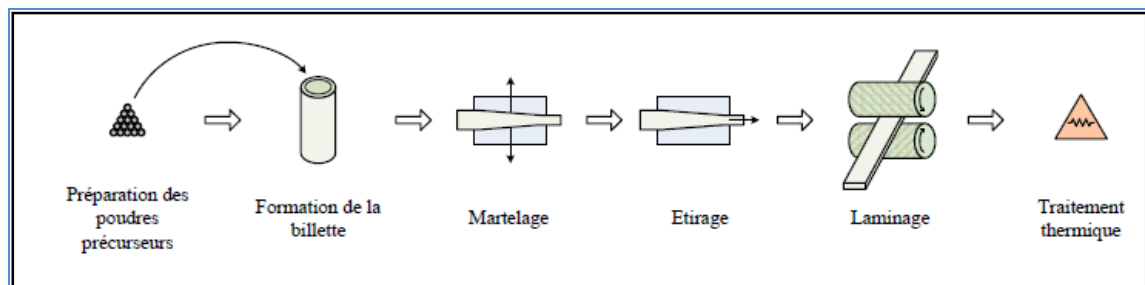


Fig.4.4. présentation schématique du procédé de fabrication OPIT.

L'argent (Ag), est choisi pour ses bonnes propriétés mécaniques et de diffusion d'oxygène, Pour améliorer sensiblement les caractéristiques mécaniques du noyau supraconducteur qui est très fragile. [7]

La nature *micacée* de la couche d'oxyde intermétallique est l'une des clés de succès de l'approche OPIT a cause du processus d'*étirage-martelage-laminage* qui produit un haut degré d'alignement cristallographique des plans d'oxyde de cuivre a partir d'une poudre aléatoirement orientée. La corrélation accrue des plans cristallins le long de la bande résulte significativement une amélioration du courant critique.

Le processus OPIT est maintenant bien établi et des bandes à plusieurs centaines de filaments d'oxyde de cuivre de Bio peuvent être faites avec des longueurs en kilomètres. Les fournisseurs principaux à présent sont, l'industrie *Sumitomo Electric*, et la Société *American Superconductor*. En chiffre total, les fournisseurs ont fabriqué environ 100.000 km de bande de 1^{ère} génération à partir de 2008.

La bande de 1^{ère} Génération a été utilisée avec succès dans toutes les démonstrations et les projets de prototypes existants, mais ses propriétés dans des champs magnétiques élevés ne sont pas aussi robustes que l'on désire. Ce manque est adressé à la génération suivante. [12]

4.3.3 Technologie des bandes de 2^{ème} Génération

Peut après sa découverte, il a été trouvé que le film monocristallin épit-axiale d' $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ (*YBCO*) pourrait être traité pour rapporter des courants critiques plus grandes que 10^8 A/cm². Cependant, la propagation à longue portée de ces énormes courants dans des fils et des bandes est sévèrement empêchée par les contacts intergranulaires à grande angle entre les plans de CuO des cristallites voisines. (Voir la structure du cristal d'*YBCO* dans la Fig.4.3.(b)).

Contrairement au *BSCCO*, *YBCO* manque d'oxyde intermétallique micacé, et il est ainsi extrêmement fragile et non favorable au même traitement métallurgique conventionnel du *BSCCO*. Néanmoins, les constructeurs au Japon, et plus tard aux Etats-Unis, ont arrivé à déposer des films orientés d'*YBCO* sur des bandes convenablement préparées et protégées. La topologie de cette technologie de 2^{ème} Génération est montrée dans la Fig.4.3(b). Les bandes sont maintenant produites à des longueurs raisonnables (400 m à partir de 2008) dont leurs performances à 77 K, particulièrement dans des champs magnétiques plus hauts que 1T, excèdent énormément les capacités de la 1^{ère} génération. Il est prévu que les champs propres des câbles supraconducteurs à forte intensité en DC atteignent ou excéderont 1T, bien que La bande de 1^{ère} génération puisse être employée dans les premiers prototypes des câbles supraconducteurs DC, il semble clair que la bande de 2^{ème} génération va dominer le milieu commercial. [12]

4.3.4 Processus et conception des bandes de 2^{ème} génération

Le conducteur de 2^{ème} génération est un conducteur déposé, qui se compose d'une couche d'*YBCO* mince de quelque μm déposé sur un substrat flexible.

Il y a deux approches tout à fait différentes à la fabrication des bandes de 2^{ème} Génération (voir la Fig.4.5). La technique du *substrat texturé assisté par roulement* (RABiTS-rolling-assisted biaxially textured substrates) utilise la texture métallurgique, ou l'orientation de métaux de transition. Dans ce cas, un alliage de nickel, par échauffement répété et laminage, aligne les grains cristallins sous-jacents dans un réseau tridimensionnel plus ou moins uniforme, comme si c'est un seul cristal géant. Cette technologie revient à la fin des dix-neuvième siècle, quand le fer à grain orienté a été défini pour réduire énormément les pertes d'hystérèse dans les noyaux ferromagnétiques des transformateurs.

L'orientation cristalline résultante de l'alliage de nickel est alors imprimée, ou diffusée, à travers plusieurs couches tampon intervenantes pour permettre la formation d'un film d'*YBCO* quasi-épitaxie très performant. Le but des couches tampon dans le processus de RABITS est principalement de fournir, une barrière de la diffusion des éléments, et un isolement chimique au film d'*YBCO*. [12]

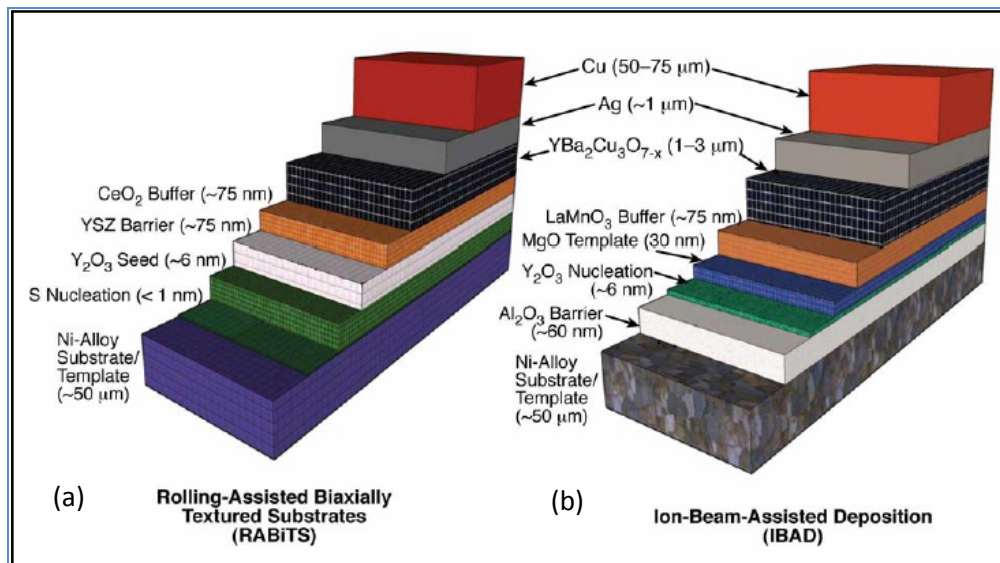


Fig.4.5. Les deux méthodes principales pour la fabrication des bandes SHT de 2^{ème} Génération.

La seconde approche est le *dépôt assisté par faisceau d'ions* (IBAD- ion-beam-assisted deposition), La pile de la bande qui résulte de ce processus est montré dans la Fig.4.5.(b). La couche MgO tampon fournit le modèle cristallin pour le

supraconducteur, et elle est texturée par un faisceau de sablage à gaz d'ions inertes orienté pendant sa croissance.

Bien que les deux méthodes semblent superficiellement qu'il rapporte le même résultat, ils diffèrent significativement en détail. Par exemple, la méthode préférée pour accroître le film d'*YBCO* sur la pile de RABiTS est par décomposition thermique d'une solution de fluorocétate des précurseurs cations. (Le résultat de ce processus est parfois appelé conducteur couvert). Dans l'approche d'IBAD, la couche d'*YBCO* est développée par un procédé de dépôt chimique en phase vapeur de l'oxyde métallique.

Bien qu'en principe la même approche de croissance d'*YBCO* soit interchangeable. RABiTS a ouvert la voie par le laboratoire national d'*Oak Ridge* et le produit a été commercialisée par la société *American Superconductor*, tandis qu'IBAD a été utilisé au laboratoire national de *Los Alamos* et elle a été choisi pour la bande de 2^{ème} Génération produite par *SuperPower inc.*

Les dimensions montrées sur la Fig.4.5 de chaque composant pour les deux processus sont représentatifs. Ces dimensions ne sont pas mesurables et l'épaisseur de la bande est dominée par le substrat de base en métal et par la couche du stabilisateur en cuivre, l'épaisseur totale de la bande est d'environ 130 μm .

Le supraconducteur comprend une épaisseur presque insignifiante de la pile complète. L'importance de cela consiste à ce que une supposition d'augmentation de trois à quatre fois l'épaisseur d'*YBCO* et donc de la capacité du courant, ne changerait pas les dimensions de la bande complètes d'une façon majeure. Cependant, pour les bandes de 2^{ème} Génération, il est affirmé que la densité de courant critique dans la couche d'*YBCO* diminue avec l'augmentation de l'épaisseur, de sorte que le courant critique net ne mesure pas avec l'épaisseur de la couche. [12][7]

4.4 Isolation électrique des câbles conventionnelles / SHT

L'isolant électrique est un composant principal des câbles électriques. Un des avantages pour la conception des câbles supraconducteurs et qu'ils sont isolé d'une façon plus ou moins similaire à celle des câbles conventionnelle et l'expérience requise

pour ces dernies est utile pour les câbles SHT. Pour cela, nous allons voir les techniques d'isolation des câbles conventionnels est leurs adaptation a l'environnement des câbles SHT.

Le type d'isolation utilisée est d'importance majeure, et plusieurs arrangements d'isolation sont possibles pour un câble conventionnel. Ils peuvent être divisés en deux classes générales :

- isolation solide extrudée, aussi connue comme *isolation sèche*; et
- isolation en bande en papier imprégné, ou isolation en papier polypropylène stratifié, aussi connue comme *isolation humide*.

Les deux types d'isolation sont efficaces, mais, Pour des nouvelles applications en AC, l'isolation sèche remplace surtout l'isolation humide dans tous les domaines de tensions de transport. L'avantage est d'éliminer les fuites du liquide et de facilité le contrôle et la maintenance. Pour des nouvelles applications en DC, il y a aussi une préférence pour l'isolation sèche; cependant, les applications sont jusqu'à présent limitées à des niveaux de tensions de 150-250 kV. Le développement de l'isolation sèche est poursuivi et des prototypes de câbles de 500 kV-DC ont été testés. La Fig.4.6 illustre la différence entre les deux types d'isolation pour une application en 400kV-AC, l'épaisseur exigée pour une tension spécifique est semblable pour les deux types. [12]



Fig.4.6. Câble de 400-kV AC à isolation solide extrudée (à gauche), et à l'isolation en papier imprégnée a l'huile (à droit).

L'isolation de type humide imprégnée à droite dans la Fig.4.6 a un tube central qui est rempli d'huile. L'huile pénètre dans le papier et contribue à la rigidité diélectrique de chaque bande. L'huile se remplit aussi dans des espaces le long des côtés de chaque bande. La taille de cet espace dicte finalement la rigidité diélectrique maximale de conception et, par conséquent, l'épaisseur de l'isolation. Le système de câble est conçu pour permettre à l'huile de sortir du câble par des joints spéciaux vers des réservoirs. Un écoulement d'huile vers l'intérieur du câble se produit quand la température du câble augmente, et au contraire, l'huile sort de l'intérieur du câble quand il se refroidit. Dans certains cas spéciaux, l'huile est faite pour circuler le long du câble, fournissant ainsi un système de refroidissement forcé.

La Fig.4.7 montre une machine de polissage papier, dans laquelle jusqu'à 200 couches de bandes sont appliquées au câble qui est tiré le long de la machine. Cette même technique de polissage de bande a été utilisée pour isoler la plupart des designs de câbles supraconducteurs AC jusqu'à présent. L'isolation a été imprégnée avec l'azote liquide ou avec hélium liquide, à la place de l'huile. [12]

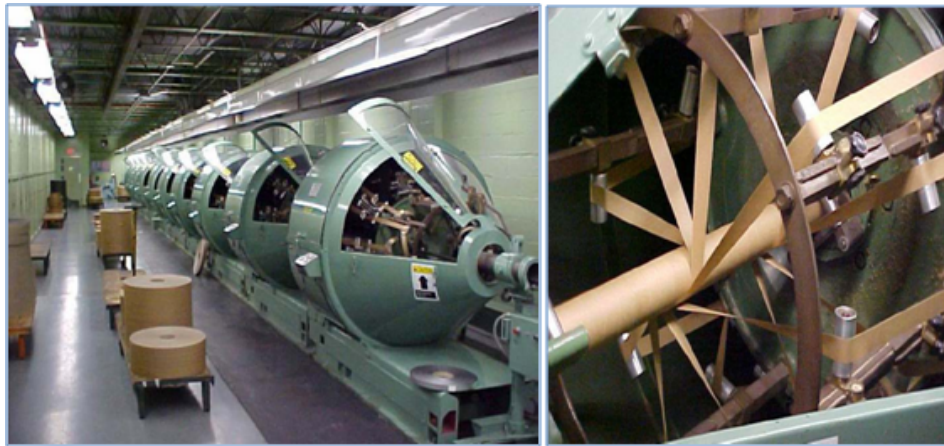


Fig.4.7. Machine de polissage papier dans une clôture contrôlée d'humidité (à gauche), et une des têtes de polissage (à droite).

Le câble à gauche dans la Fig4.6 a une isolation solide qui est formée par une extrusion pressurisée d'une matière en plastique. Typiquement il y a trois têtes d'extrusion qui appliquent ensemble la matière dans des couches multiples. La couche intérieure est une couche imprégnée de carbone semi-conducteur, d'habitude un

élastomère (caoutchouc synthétique) qui fournit l'uniformité mécanique et électrique entre le conducteur et l'isolation. La deuxième couche est l'isolant, qui est en blanc dans la figure. Différents matériaux isolants sont utilisés aujourd'hui et le choix spécifique dépend de plusieurs facteurs, y compris la température maximale à laquelle le câble doit fonctionner. Certains plastiques fortement réticulés, tels que XLPE, peuvent maintenir leur forme et force dans des conditions thermiques extrêmes. Finalement, une couche semi-conductrice externe, habituellement du même matériau de la couche interne, est appliquée. [12]

4.5 Les Câbles SHT-AC

Plusieurs câbles SHT à AC ont été installés dans des endroits, où ils peuvent être étudiés avant d'aborder à leur commercialisation. Cela ne doit pas impliquer que ces systèmes ne sont pas opérationnels là où ils sont installés. Le design de presque tous les câbles SHT AC installés jusqu'à présent est basé sur le design du câble humide imprégné conventionnel. Cependant, plusieurs différences sont liées aux caractéristiques particulières des supraconducteurs ; Premièrement, ils doivent fonctionner à des températures basses dans un environnement cryogénique. Deuxièmement, les matériaux n'ont aucune résistance à des courants et champs constants, mais ils ont un composant résistif en régime alternatif. Finalement, le supraconducteur essaye de se protéger du champ magnétique en produisant une force électromotrice opposée, qui ne s'amortie pas comme dans la plupart des systèmes résistifs.

La combinaison de ces effets a mené à plusieurs approches différentes à la conception des câbles supraconducteurs AC que nous allons voir. [12]

4.5.1 Isolation électriques et types des câbles Supraconducteurs

Suivant le type d'isolation électrique utilisée, on considère deux conceptions possibles pour les câbles Supraconducteurs :

- Les câbles à diélectrique chaud (*WD -Warm Dielectric*);
- Les câbles à diélectrique froid (*CD -Cold Dielectric*).

Ces deux conceptions sont basées sur des principes différents et ont chacune ses propres avantages et inconvénients qui les rend intéressantes dans un domaine d'application spécifique. [14]

4.5.1.1 Câble à diélectrique froid

Dans ce type, tous les composants du câble sont enveloppés dans le cryostat et refroidi à la température cryogénique, ce câble emploie l'azote liquide plus ou moins de la même façon que l'huile est employée dans un câble imprégné. Il est plus performant, mais il est aussi plus cher et plus compliqué à fabriquer. Il est composé de :

- Un support central sur lequel sont déposées les différentes couches;
- Un ou plusieurs niveaux de bandes supraconductrices enroulées en hélice;
- Un niveau de matériel diélectrique dont l'épaisseur est calculée pour garantir l'isolation;
- Une enveloppe cryogénique qui regroupe les composants du câble et à l'intérieur duquel circule le fluide de refroidissement. voir Fig.4.8. [14] [15] [12]

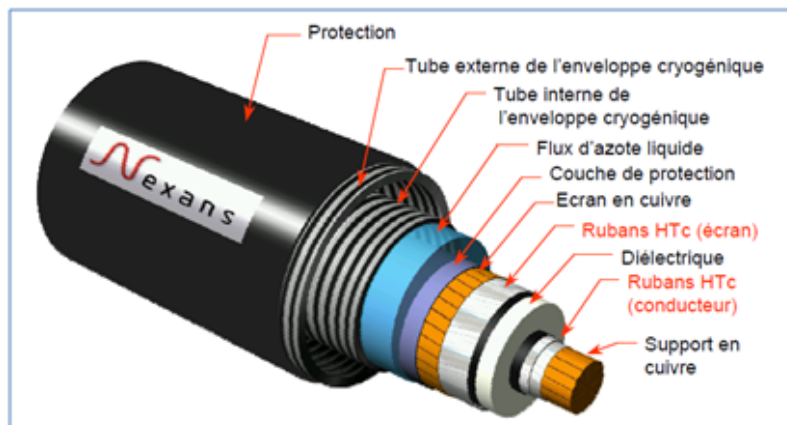


Fig.4.8. Câble SHT à diélectrique froid.

4.5.1.2 Câble à diélectrique chaud

Ces câbles sont tout comme les câbles conventionnels qui ont le diélectrique extrudé chaud entourant le matériau supraconducteur et le cryostat. Dans ce cas seul le conducteur supraconducteur est enveloppé dans l'enveloppe cryogénique et refroidi par

l'azote liquide, les autres composants du câble étant identiques à ceux des câbles classiques. Un tel câble est représenté sur la Fig.4.9. [14] [15] [12]

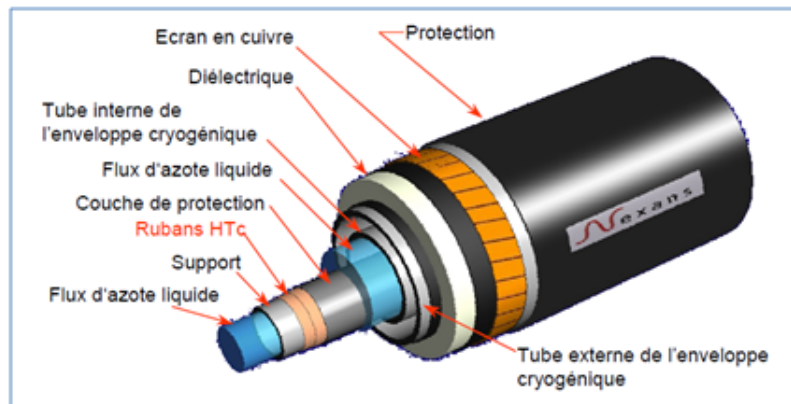


Fig.4.9. Câble SHT à diélectrique chaud.

4.5.2 Avantages de chaque type de câble et comparaison au câble conventionnel

Les principaux avantages des câbles à diélectrique froid sont les suivants :

- La possibilité de transporter de plus grandes quantités d'énergie avec un niveau de pertes moindre;
- Le champ magnétique à l'extérieur est nul, grâce au plusieurs niveaux supraconducteurs coaxiaux;
- Le coût de gestion plus bas grâce aux pertes très réduites.

Par ailleurs, les câbles à diélectrique chaud présente certains avantages, on site :

- Le coût d'investissement moindre grâce à l'utilisation d'une quantité de matériel supraconducteur réduite;
- L'utilisation de matériaux d'isolation déjà disponibles et développés pour les câbles conventionnels;
- L'utilisation d'accessoires semblables à ceux de technologie conventionnelle.

[14]

Du point de vue des applications, la solution à diélectrique froid est plus appropriée pour le transport de grandes quantités d'énergie où les coûts d'installation

ont une grande importance (grandes aires urbaines, où les contraintes environnementales sont très importantes).

Le Tableau 4.1 montre une comparaison des pertes dans les différentes technologies de câbles de transport, conventionnelle, SHT à diélectrique chaud, et SHT à diélectrique froid en se basant sur le cas de 132 kV.

Technologie du câble	Puissance transporté (MVA)	Pertes spécifiques (W/MVA)	Pertes absolues (kW/km)
Conventionnel	200	300	60
SHT à diélectrique chaud	500	300	150
SHT à diélectrique froid	1000	200	200

Tableau.4.1. Comparaison entre les trois technologies de câbles pour un niveau de tension de 132KV.

On peut constater qu'un câble à diélectrique chaud peut transporter avec le même niveau de pertes une puissance de 2 à 2,5 fois plus élevée que le câble conventionnel. La comparaison est encore plus favorable pour le câble à diélectrique froid qui peut transporter une puissance 5 fois plus grande avec des pertes encore plus basses. [14]

Le premier câble supraconducteur AC est du type à diélectrique chaud, il est montré à la Fig.4.10. Ce câble a été développé par *Pirelli*, basée sur un design brevetée d'*EPRI* et une recherche initiale qui a été dirigée par *EPRI* et le ministère de l'énergie des *Etats-Unis*. Le câble a été installé à *Detroit Edison*, mais il n'a pas été exploité à cause des problèmes avec le cryostat. [12]



Figure 4.10. 1^{er} Câble supraconducteur AC monophasé à diélectrique chaud.

4.5.3 Les différentes configurations des câbles SHT-AC

Deux configurations différents pour les câbles supraconducteurs d'AC semblent les plus probables d'être des éléments efficaces du réseau d'énergie futur. Tous les deux utilisent un diélectrique froid qui est pénétré par l'azote liquide. Cependant, ils sont tout à fait différent du design a diélectrique chaud. Ils diffèrent suivant la façon de disposition des phases. [12]

4.5.3.1 Câbles monophasés séparés

Ce design consiste trois câbles monophasés séparés, qui sont typiquement installés dans une seule pipe avec une enveloppe cryogénique commune ou séparée, ou dans trois pipes séparées. Ce design a été utilisé par *Sumitomo*, *Américain Superconductor*, et *Nexans* dans plusieurs installations.

Ces câbles ont typiquement deux couches supraconductrices séparées par une couche d'isolation (voir la Fig.4.11). La couche supraconductrice extérieure appelée aussi écran supraconducteur a un courant de retour qui renferme le champ magnétique, et annule ainsi le champ magnétique à l'extérieur de chaque phase. La Fig.4.11

représente un câble de 1^{ère} génération conçus par *Sumitomo* et comprend les caractéristiques : 48 MVA-34.5 kA-0.8 kA-350 m. [12] [28]

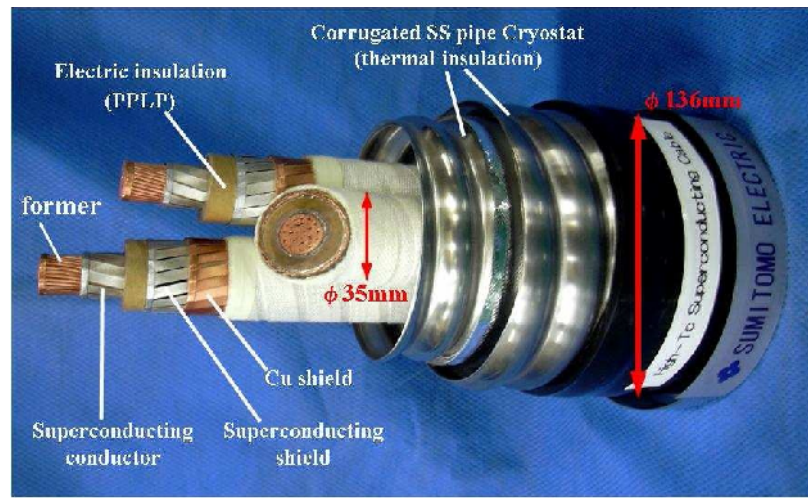


Fig.4.11. Trois phases supraconducteurs AC à diélectriques froids dans une seule pipe, avec enveloppe cryogénique commune.

4.5.3.2 Câble Triphasé Concentrique (triplex)

Un design populaire du câble supraconducteur a AC est le *triplex* c'est-à-dire les trois phases sont enveloppés concentriquement sur un seul cor intérieur.

La Fig.4.12 montre un câble de ce type fait par *Southwire* et installé à une sous-station d'énergie électrique américaine, ces un câble est de 1^{ère} génération de caractéristiques: 69 MVA-13.2 kV-3 kA-200 m. L'avantage de ce design c'est qu'il emploi la moitié de matériau supraconducteur par rapport a celui a trois câbles monophasés, toute en assurant un champ magnétique nul a l'extérieur.



Fig.4.12. Supraconducteur triplex avec isolation froide imprégnée d'azote entre phases.

Il est à noter qu'avec un diélectrique chaud il n'est pas possible d'avoir plusieurs couches et le champ magnétique existe à l'extérieur du câble, on peut avoir seulement la configuration monophasé séparé avec des phases espacés. [12] [28]

4.6 La technique de transport par câbles SHT-DC

Comme nous avons vu au Ch.3, La supraconductivité est plus bénéfique pour des applications en DC à cause des pertes créées en fonctionnement AC. Les câbles supraconducteurs AC sont pratiques seulement pour des distances de quelques dizaines de Kilomètres. Le besoin de compensation de puissance réactive, ainsi que les exigences de puissance cryogénique, écarte l'utilisation des câbles supraconducteurs AC pour des applications très puissantes, de longues distances.

Par ailleurs, un câble supraconducteur DC représente des pertes électriques négligeables. Cela signifie que l'énergie perdue dans la transmission de la puissance est indépendante de la quantité de puissance transporté. C'est tout à fait à la différence de tous les autres moyens de transmission, pour lesquelles les pertes augmentent avec la puissance transmise.

Pour des lignes aériennes, le composant résistif de ces pertes est proportionnel au carré du courant et les pertes de couronne sont proportionnelles à la tension. En plus, pour les lignes AC, la réactance de la ligne crée un déphasage entre le courant et la tension d'où la consommation de l'énergie réactive.

Cependant, au-dessus d'un certain levier approprié, à grande puissance (> 2 GW), le pourcentage des pertes dans un câble supraconducteur DC est considérablement moins que ceux d'autres moyens de Transmission. Ainsi, plus haute la puissance transporté, plus désirable cette technologie Devient.

En plus, un câble supraconducteur DC offre l'efficacité et les avantages du coût de la technique de transport en DC, du fait qu'il emploie deux fils au lieu de trois, et qu'il élimine Les éléments capacitifs qui sert à compenser l'énergie réactive.

A cause du cout supplémentaire des convertisseurs, le câble supraconducteur-DC est favorisé seulement pour l'interconnexion entre des points séparés par des

distances supérieures à la distance de rentabilité, c'est la distance pour laquelle cette technique représente le plus bas coût malgré la contribution des convertisseurs. [12]

4.6.1 Design du Câble Supraconducteur-DC conçus par EPRI

L'institut de recherche de l'énergie électrique EPRI (*electric power research institute*) a fait la conception d'un câble SHT-DC interrégionale destiné à transporter une puissance de 10 GW sur une distance de 1000 km, ce câble fonctionne avec une tension de 100 kV et un courant de 100 kA sous une température de 66 K (-207 °C). Les différents composants du câble sont montrés sur la Fig.4.13, et les dimensions de chacun de ces composants sont données dans le tableau 4.2.

Nous allons décrire les parties actives ainsi que le support du câble SHT-DC par la suite, parce qu'ils sont différents à ceux des câbles conventionnels.

Layer	Description (see Fig.4.x)	Thickness (mm)	Outer diameter (mm)
1	Mandrel bore	-	30.00
2	Mandrel outer	1.5	33.00
3	Inner quench conductor	20.32	73.63
4	Binder (not shown in Fig.4.x)	0.15	73.93
5	Inner HTS conductor	1.98	77.89
6	Inner HTS conductor binder tape	0.20	78.29
7	Inner shield (or screen)	1.00	80.29
8	Inner insulation	3.68	87.64
9	Outer shield (or screen)	1.00	89.64
10	Outer conductor bedding tape	2.00	93.64
11	Outer HTS conductor	1.54	96.72
12	Outer conductor binder tape (reinforcing and bedding)	0.15	97.02
13	Outer quench conductor	10.11	117.25
14	Reinforcing binder (not shown in Fig.4.12)	0.15	117.55
15	Shield layer (screen)	1.00	119.55
16	Outer insulation	1.84	123.22
17	Outer shield (screen)	1.00	125.22
18	Sheath bedding tape	0.50	126.22
19	Sheath (metal)	3.70	133.62
20	Over sheath (outer jacket)	2.00	137.62

Tableau.4.2. dimension de tous les éléments du câble SHT-DC d'EPRI.

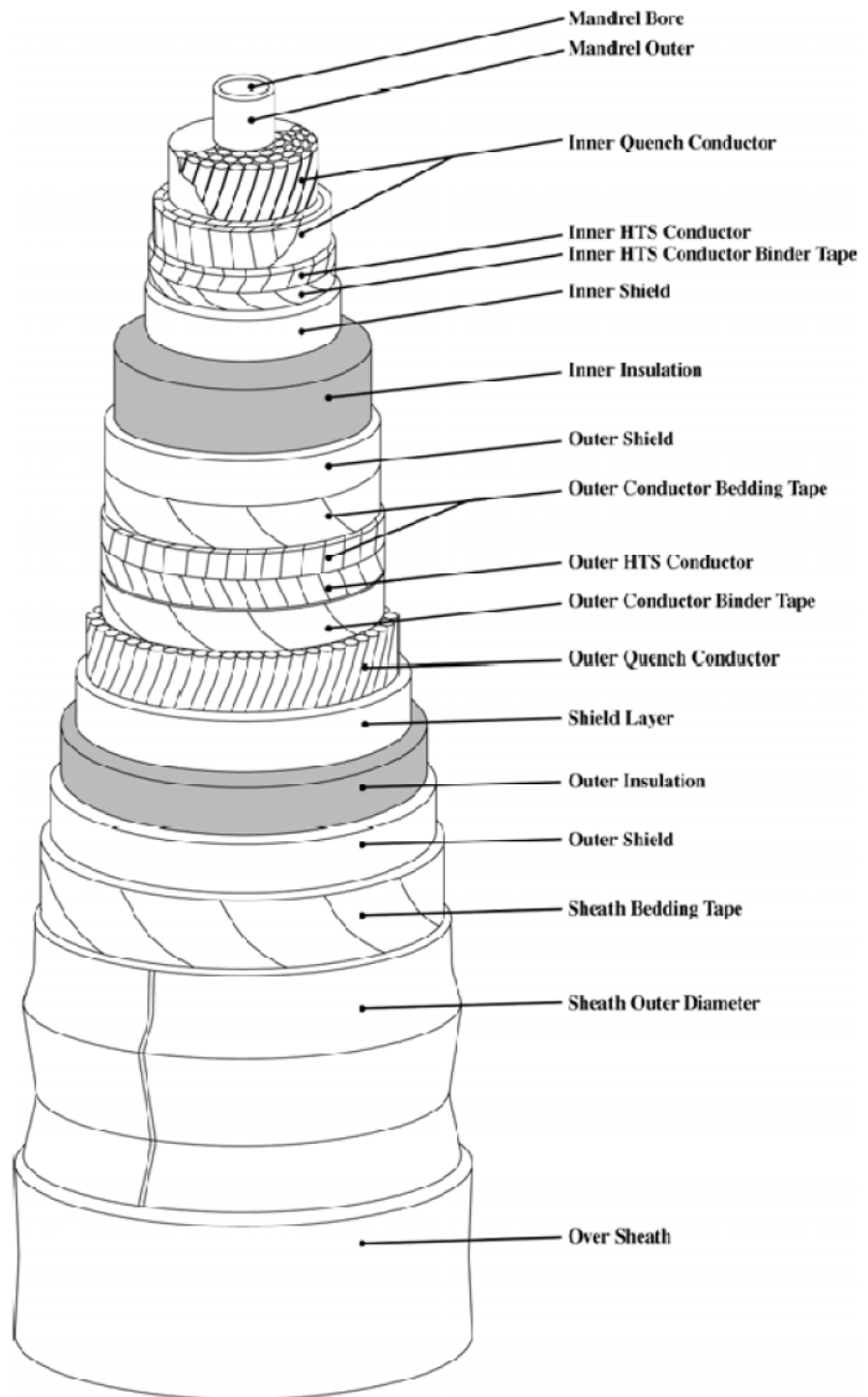


Fig.4.13.Design du câble SHT-DC d'EPRI.

4.6.1.1 Mandrin du Conducteur

Le mandrin est un tube qui sert comme support pour les composants du conducteur. Contrairement à un conducteur de fil de cuivre classique, un fil supraconducteur représente une limitation de rayon de courbure minimal basé sur une tension de courbure permise maximale. La tension est réduite par l'enroulement des bandes en une forme hélicoïdale sur un mandrin. Le diamètre extérieur du mandrin doit être suffisamment grand pour que la combinaison des contraintes de courbure (flexion) autour du diamètre et de la pose hélicoïdale des bandes soit inférieure à la limite de déformation du matériau.

Le mandrin peut être tubulaire, ou il peut être hélicoïdale formé à partir d'un matériau en bandes. Il peut être fait d'un métal ou d'un type similaire au plastique renforcé ou d'un matériau élastomère. Le mandrin peut aussi être une tige solide, ce qui présente un avantage d'augmenter la résistance à la traction et la stabilité, mais un mandrin creux est plus flexible et moins coûteux.

4.6.1.2 Conducteurs de Quench Intérieur et Extérieur

Les conducteurs de Quench sont faits de fils de cuivre qui forment un ou plusieurs couches concentriques. Le conducteur de Quench intérieur est posé sur le mandrin avec un bon contact électrique. Les fils de cuivre peuvent avoir une section circulaire ou plate et ils sont appliqués avec torsade à droite et à gauche alternativement pour la flexibilité mécanique et la stabilité pendant la courbure (flexion) du câble. Le rôle du conducteur est le même que celui de la matrice stabilisatrice montré à la §4.2.1. Pendant un défaut, le cuivre porte le courant et limite l'élévation de la température. Spécifiquement, il contrôle la température maximale atteinte entre le temps d'apparition de défaut et le temps de réaction des convertisseurs AC-DC (protection). Pour ce design, le courant de court-circuit est pris à deux fois le courant nominal pour une durée maximale de 0.5 seconde. L'élévation de température permmissible maximale est prise pour 1 K pour que la supraconductivité puisse être rétablie immédiatement après la suppression du défaut. Un conducteur de cuivre à 69 K est plus efficace qu'aux températures ambiantes parce que sa résistance diminue par un facteur de dix ce qui

permet à une section de cuivre relativement faible de fournir cette fonctionnalité. Les deux couches de Quench ont la même section parce que leur fonction est semblable.

Le conducteur intérieur de Quench est placé à l'intérieur de la première couche de supraconducteur, parce qu'il n'y a aucun champ magnétique. De même Le conducteur extérieur est placé à l'extérieur de la deuxième couche de supraconducteur pour être dans une région qui est sans champs magnétiques. Ces zones à champ magnétique nul isolent le cuivre des champs parasites et des courants harmoniques qui sont produits par les convertisseurs AC-DC. De plus, la position permet un bon contact entre le cuivre et le supraconducteur. Dans les deux cas, la pression radiale dans le câble baisse la résistance de contact. Le résultat est que le courant se transfère facilement entre le conducteur et le supraconducteur.

4.6.1.3 Couches Supraconductrices Intérieure et Extérieure

Les fils SHT sont des bandes plates, ces bandes peuvent être en YBCO ou en Bi-2223 ou en d'autres matériaux supraconducteurs similaires qui peuvent être développés au futur. Dans tous les cas, les dimensions nominales de chaque bande utilisée ici est $4.3 \times 0.24 \text{ mm}^2$. Etant donné la valeur très importante de la densité de courant critique du matériau supraconducteur, la dimension de la couche SHT a peu d'impact sur les dimensions de câble complet. La taille de la bande SHT et le courant d'exploitation, influent sur le nombre de bandes, et sur le processus d'enroulement de ces bandes pour former les conducteurs SHT intérieurs et extérieurs.

La capacité de transport de courant de chaque bande est déterminée par son courant critique en fonction du champ magnétique et de la température de fonctionnement avec une marge appropriée, Le nombre total de bandes est calculée à partir de ce courant et du courant total de 100 kA du câble. Chaque couche est enroulée dans le conducteur, tel que décrit précédemment pour les conducteurs en cuivre. Les couches adjacentes sont enroulées dans des directions différentes ; Si toutes les couches sont enroulées dans le même sens, un champ magnétique axial serait produit en raison de la composante circumférentielle tournante de courant. Ce champ serait semblable à celui créé à l'intérieur du diamètre d'un solénoïde, les champs de cette forme pourraient avoir l'effet de réduire la capacité de transport de courant des conducteurs.

La valeur maximale du champ magnétique est obtenue à la surface extérieure du conducteur SHT intérieur, elle est proportionnel à I/r , où r est le rayon extérieur du conducteur. En conséquence, cette valeur peut être considérablement réduite en utilisant un mandrin aussi grand que possible. La réduction du champ magnétique augmente la capacité de transport de courant de chaque bande. Un diamètre optimal existe auquel, l'augmentation du coût due à l'augmentation du diamètre de l'ensemble du câble, est compensée par la réduction des coûts résultante par la diminution du nombre de bandes SHT.

Les *Binder tape* et de *Bedding tape* sont des bandes fabriquées de matériau semi-conducteur solide de faible conductivité, ils sont intégrés au câble pour former le conducteur SHT intérieur. Ceci accomplit plusieurs rôles, y compris la tenue des bandes en position lors de la fabrication du câble et la fourniture d'une surface cylindrique sur laquelle la gaine du conducteur est extrudée. Une bande *bedding tape* semblable est appliquée sur la gaine d'isolation extrudée pour servir les rubans supraconducteurs dans le conducteur SHT extérieur.

Le conducteur SHT extérieur et le conducteur de Quench extérieur fonctionnent nominalement au potentiel de la terre. Ainsi, le conducteur SHT intérieur et le conducteur de Quench intérieur fonctionnent à la tension du système. La tension peut être positive ou négative par rapport à la terre. Cependant, après le choix de la polarité, tous les câbles qui sont directement interconnectés doivent avoir la même polarité.

En générale la philosophie adoptée aux câbles supraconducteurs DC est d'assurer une redondance en ayant deux câbles dans chaque circuit, en fonctionnement normale chacun des deux câbles porte la moitié de la charge totale, en cas d'un défaut sur l'un des deux câbles l'autre doit porter la totalité de la charge. Pour cela, il est possible d'avoir le conducteur intérieur du premier câble positif par rapport à la terre et celui du deuxième câble négatif par rapport à la terre.

4.6.2 Interaction des Câbles SHT et Lignes conventionnelles avec la Terre

4.6.2.1 Chemin de retour

Une ligne de transmission HT-DC peut être bipolaire ou mono-polaire. Dans une configuration bipolaire, les deux conducteurs fonctionnent aux polarités égales et opposées par rapport à la terre et le courant circule dans un circuit bipolaire. Dans une configuration mono-polaire, seulement un conducteur fonctionne à un potentiel différent par rapport à la terre et un deuxième conducteur (conducteur de terre) est nécessaire pour fournir le chemin de retour au courant; dans cette configuration, la terre elle-même peut être utilisée pour assurer le chemin de retour.

Une différence significative entre le câble SHT-DC et la ligne de transmission HT-DC est due au courant d'exploitation. Le câble supraconducteur est prévu de porter jusqu'à 100 kA, tandis que la ligne HT-DC conventionnelle porte au maximum quelques kA. Le résultat est qu'une option de retour par la terre n'est pas possible avec un câble supraconducteur DC. Par exemple, une résistance de terre de 0.3Ω , provoque une chute de tension de quelques kV si elle est utilisée comme chemin de retour d'un câble ou d'une ligne conventionnels, cette valeur est semblable à la chute de tension dans les fils conventionnels. Cependant, dans le cas du câble supraconducteur DC fonctionnant à 100 kA, Si le courant passe par la terre la chute de tension doit être des dizaines de kV et la puissance perdue représente une fraction significative de la capacité de transport du câble. Ainsi, un tel courant de terre peut être un danger potentiel et le câble doit être entièrement isolé de la terre, sauf à l'extrémité du conducteur qui est au potentiel de la terre.

4.6.2.2 Influence des défauts dans les lignes HT sur le câble SHT

Un défaut à la terre sur le côté haute tension (ligne aérienne AC) est un événement désastreux sur le câble supraconducteur DC, il peut causer une chute de tension passagère et doubler le courant pendant 20 ms avant que le convertisseur réagi.

Le système doit satisfaire l'éventualité de défaut et isoler le câble avant qu'il ne soit endommagé. Grace au conducteur de Quench, ce câble peut satisfaire deux fois le courant de service pour une durée de 0.5 secondes comme mentionné dans § 4. 6. 1.2. La diminution du temps et de l'amplitude du courant de défaut réduit la taille du conducteur de Quench.

4.7 Structure en bande et amélioration du courant critique

À l'université de *Chubu* au Japon, des tests sont effectués sur un câble supraconducteur DC conçu par Sumitomo de classe de 20 m -2 kA -20 kV à 78 K. Le câble comprend trente-neuf bandes SHT Bi-2223 en deux couches; dix-neuf bandes ont été utilisées dans la première couche et vingt bandes ont été utilisées dans la deuxième couche. Une des caractéristiques du câble est que chaque bande SHT de la première couche est isolée électriquement afin d'appliquer le courant aux bandes SHT individuellement. Des mesures du courant critique d'une bande SHT dans la première couche sont prises avec et sans application du courant aux autres bandes SHT voisines.

Les résultats prouvent que le courant critique augmente jusqu'à 4 % quand le courant est appliqué à toutes les autres dix-huit bandes SHT de la même couche et varie suivant le nombre de bandes excités. L'explication de ceci est que le champ magnétique propre de la bande SHT est éliminé aux bords de cette dernière par le champ magnétique appliqué par les bandes SHT voisines, ce qui permet d'augmenter le courant critique. [29] L'annexe I représente le rapport complet détaillé de cet essai.

4.8 Enveloppe cryogénique et Système de refroidissement

L'enveloppe cryogénique doit maintenir le câble en froid, elle contient un tube intérieur et un tube extérieur, comme montré à la Fig.4.8 et 4.9, l'espace entre les deux tubes est maintenu sous vide afin d'assurer une isolation thermique entre le milieu cryogénique et la température ambiante.

Pour garder le câble à une température constante, il est nécessaire d'y adjoindre des unités de refroidissement pour évacuer les pertes: du supraconducteur, du diélectrique pour le diélectrique froid, de viscosité d'écoulement, et pertes à travers les parois du cryostat. L'azote entre ainsi par un bout de la liaison, s'échauffe au fur et à mesure de son écoulement, et ressort avec un accroissement de température, il passe dans l'unité de refroidissement qui le ramène à sa température initiale et repart dans la liaison. [15]

Les câbles supraconducteurs utilisent généralement un conducteur concentrique creux pour porter l'azote liquide de refroidissement. Ce dernier circule à haute pression

(20 bars pour le cas du câble de 10GW). Ainsi, la conduite du conducteur concentrique doit être étanche aux fuites à cette pression élevée. En plus, l'azote liquide est au potentiel du conducteur (MT ou HT) et une fuite de l'azote dans le câble doit éventuellement perturber et endommager l'isolation. [12]

4.9 Terminaison du câble supraconducteur

La terminaison du câble supraconducteur doit le raccorder au réseau électrique classique, elle est représentée à la Fig.4.14. La Partie verticale de la terminaison doit gérer le gradient thermique entre l'azote liquide d'environ -200°C et l'extérieur (autour de 20°C). La Partie horizontale offre une entrée (ou sortie) pour la circulation de l'azote liquide, et elle est dotée de roues pour contrôler la contraction et la dilatation thermique du câble. [28]

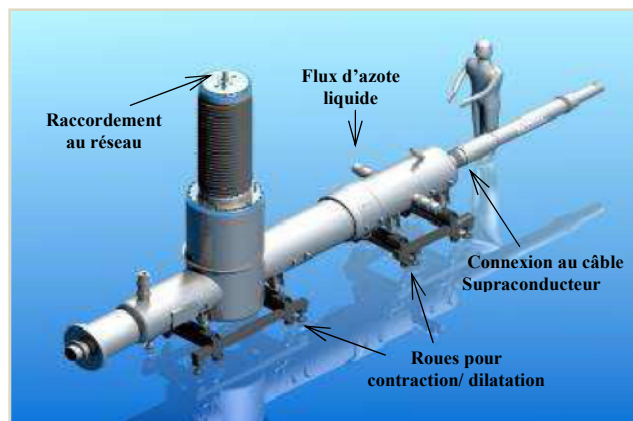


Fig.4.14. terminaison du câble supraconducteur.

4.10 Conclusion

Dans ce chapitre on a vu les méthodes les plus appropriées pour la conception des bondes SHT qui sont, OPIT pour les câbles de 1^{ère} Génération à base de *BSCCO*, et IBAD ou même RABITS pour ceux de 2^{ème} Génération à base d'*YBCO*.

Les câbles supraconducteurs de transport d'énergie sont basés sur l'une de ces deux générations, ils sont divisés suivant le type d'isolation en câbles à diélectrique chaud et câbles à diélectrique froid.

Les câbles AC à diélectrique froid offrent la possibilité de mettre plusieurs couches de supraconducteurs superposés et d'éliminer ainsi le champ magnétique à

l'extérieur du câble. Ils peuvent être triphasé concentrique ou monophasés séparés suivant la disposition des phases. Les câbles à diélectrique chaud peuvent prendre seulement la configuration monophasée séparée. Les câbles supraconducteurs en DC sont tous à diélectrique froid et à configuration concentrique

La technique de transport par câble supraconducteur en DC représente une solution optimale pour transporter des grandes puissances sur de très longues distances, du fait qu'elle regroupe les avantages du transport en DC et les avantages des pertes minimales dans les supraconducteurs en régime continu. Avec cette technologie, EPRI est arrivé à concevoir le câble le plus puissant que nous avons exposé dans ce chapitre, la puissance de ce câble est de 10GW.

Toute fois, les couches SHT des câbles a diélectrique froid sont proches, et les courants sont très importants au niveau de chaque couche, donc comment va réagir le conducteur face a ces courants et champs magnétiques élevé, et quelle est le niveau de forces électrodynamiques atteints avec ces câbles. La réponse à cette question est une tache accomplit dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

ETUDE DES

FORCES

ELECTRODYNAMIQUES

DES

SUPRACONDUCTEURS

5.1 Introduction

Les matériaux supraconducteurs admettent des densités de courants très élevés jusqu'à 10^8 A /cm², ce qui présente un avantage de transporter des courants très importants avec des câbles de faibles sections. Par ailleurs, le courant admissible ne se limite pas seulement par la section du conducteur et les forces électrodynamiques représentent un deuxième facteur très important qui rentre en jeux.

Ce paramètre devient plus inquiétant et Mérite d'être traité d'une façon exceptionnel pour les câbles supraconducteurs, étant donné que dans le cas d'un conducteur ordinaire, les courants et les forces sont proportionnels, et un courant plus élevé favorise plus de forces et pourrait causer des contraintes mécaniques significatives.

De plus, il est nécessaire de restreindre la possibilité de mouvement des conducteurs supraconducteurs dans un champ magnétique, car ils sont la source d'échauffements locaux susceptibles de conduire au *Quench (transition brutale vers l'état normal)*. [16]

Ainsi, le comportement des supraconducteurs de type II dans un champ électromagnétique stationnaire et les forces qui en résultent lors du passage du courant sont étudiés dans cette partie du travail. Les calculs de ces forces, pour le conducteur SHT coaxial conçus par *EPRI*, et pour un conducteur équivalent conventionnel inventé avec les mêmes caractéristiques, sont effectués également dans cette partie du travail afin de comparer ente les deux designs.

A la fin du chapitre les propriétés mécaniques des SHT sont exposées pour identifier les contraintes mécaniques admissibles de ces matériaux, et pour faire la comparaison avec les forces estimés pour le câble d'*EPRI*.

5.2 Force électrodynamiques dans un conducteur conventionnel

5.2.1 Action du champ électromagnétique sur une charge en mouvement

Dans un référentiel galiléen, la force qui s'exerce sur une charge en mouvement peut être séparée en deux parties. L'une, indépendante de la vitesse, est une généralisation de la force électrostatique que l'on appelle la force électrique. L'autre dépend de la vitesse de la "particule et lui est orthogonale; on l'appelle la force magnétique. Ces constatations conduisent à la définition suivante: la force, dite *force de Lorentz*, qui s'exerce sur une charge q , de vitesse v au point M du référentiel d'étude, peut se mettre sous la forme :

$$F = q(E + v \times B) \dots (5.1)$$

Où E et B sont respectivement les champs électrique et magnétique. L'ensemble (E, B) forme le champ électromagnétique. [17]

5.2.2 Action du champ électromagnétique sur un conducteur. Force de Laplace

La force de Laplace est la force exercée par le champ électromagnétique (E, B) sur l'ensemble des charges d'un conducteur. Exprimons la force élémentaire qui s'exerce sur les charges contenues dans un élément de volume dv :

$$dF_L = dF_m + dF_f \dots (5.2)$$

dF_m étant la force s'exerçant sur les porteurs mobiles et dF_f celle s'exerçant sur les porteurs fixes. En explicitant, il vient:

$$dF_L = \rho_m [E + (u + V) \times B] dv + \rho_f (E + V \times B) dv \dots (5.3)$$

Avec, V la vitesse de l'ensemble du conducteur et u la vitesse des porteurs mobiles en son intérieur.

Soit, puisque le conducteur est localement neutre ($\rho = \rho_m + \rho_f = 0$) :

$$dF_L = \rho_m u \times B dv = J \times B dv \dots (5.4)$$

On remarque que la vitesse d'ensemble V du conducteur n'apparaît pas dans cette expression. Dans un conducteur fixe ($V = 0$), seuls les électrons sont sensibles à B , mais c'est leur interaction permanente avec les ions qui, en les maintenant à l'intérieur du

conducteur, transmet la force de Lorentz à l'ensemble. L'exemple suivant permet de préciser ce point.

Nous savons qu'en régime stationnaire la force magnétique qui agit sur les électrons est compensée par la force électrique due au champ de *Hall*

$$E_H = -u \times B \dots (5.5)$$

Les ions ne sont pas sensibles à B , mais sont soumis à l'effet de E_H ; la force électrique correspondante s'écrit, pour un élément de volume dv :

$$dF_{m \rightarrow f} = \rho_f E_H dv = -\rho_f u \times B dv = \rho_m u \times B dv = dF_L \dots (5.6)$$

Cette égalité montre bien que la force de Laplace agissant sur le conducteur est égale à la force magnétique qui s'exerce sur les électrons, laquelle est transmise au réseau par l'intermédiaire du champ de Hall.

Dans l'expression de la force de Laplace, B est la somme du champ magnétique appliqué B_a , et du champ magnétique propre B_m . C'est ainsi que, même en l'absence de source extérieure, chaque élément d'un conducteur est soumis à l'action du champ B_m créé par le courant qui le parcourt. En intégrant, on obtient la somme des forces de Laplace qui s'exercent sur un conducteur de volume v :

$$F_L = \int_v J \times B dv \dots (5.7)$$

Avec :

$$B = B_a + B_m \dots (5.8)$$

Comme la somme des forces intérieures au système constitué par le conducteur est nulle, d'après l'opposition des actions réciproques, seule demeure la contribution de B_a . On en déduit l'expression de la somme :

$$F_L = \int_v J \times B_a dv \dots (5.9). \quad [17]$$

5.2.2.1 La pression magnétique

A l'intérieur du conducteur son propre champ est ortho-radial et le courant est axial. Ainsi, la densité de force magnétique $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ est orientée radialement depuis la surface vers l'intérieur du conducteur, cette force est exprimée en une pression magnétique qui tend à imploser le conducteur sur son axe, elle est donnée par :

$$P_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \dots (5.10) \quad [23]$$

Dans le cas général d'un conducteur traversé par un courant et placé dans un champ B_a , la pression magnétique est obtenue par le champ résultant sur chaque point et l'équation (5.8) devient valable. L'orientation de cette pression pour chaque point est déduite par le théorème de la main droite.

5.3 Forces électrodynamiques dans un conducteur supraconducteur

5.3.1 Réaction d'un supraconducteur à un champ électrique extérieur

Les supraconducteurs sont des conducteurs parfaits. A cause de l'absence de la résistivité, les électrons répondent infiniment rapidement aux variations de champ électrique extérieur et se redistribuent à la surface de manière à ce que le champ électrique soit toujours nul dans le supraconducteur. [18]

Autrement dit, un supraconducteur placé dans un champ électrique se comporte comme un conducteur parfait et assure un équilibre électrostatique. Donc le supraconducteur est localement neutre lui aussi; se qui nous permet de s'intéresser que par le champ magnétique dans ce qui suit.

5.3.2 Contraintes mécaniques dans les aimants supraconducteurs

À très basse température, les bobinages d'un aimant supraconducteur sont sensibles à la moindre perturbation thermique à cause des faibles valeurs des capacités thermiques des matériaux, environ 2000 fois inférieures aux valeurs à température ambiante. D'autre part, un mouvement de conducteur de 10 micromètres peut dissiper

une énergie suffisante pour échauffer le conducteur de 3 K et élever ainsi la température du supraconducteur au-dessus de sa température critique.

La mécanique est un point essentiel de la conception d'un cryoaimant et les *forces de Lorentz* qui s'exercent sur tout conducteur plongé dans un champ magnétique sont à l'origine d'efforts énormes sur les bobinages des aimants supraconducteurs qui ont des résistances mécaniques relativement basses. [16]

Les aimants produisant le même champ doivent traiter essentiellement le même niveau d'efforts; ainsi un solénoïde d'un aimant typique de 10 teslas, s'il est supraconducteur et fonctionnant à 4,2 K (hélium liquide) ou à 77K (azote liquide), ou s'il est résistif et fonctionnant à température ambiante (refroidi par de l'eau), est soumis à une pression magnétique équivalente de 40 MPa (400 atm), cette pression est radiale et orienté vers l'extérieur comme nous montre la Fig.5.1.

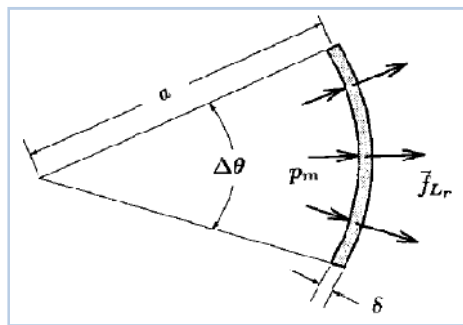


Fig. 5.1. Vue au-dessus d'un élément d'un solénoïde d'épaisseur δ et de diamètre moyen de $2a$, le champ B est orienté dans la direction z (sortant de la page).

Donc l'équation 5.4 de la force élémentaire de Laplace est l'expression de base pour calculer les forces magnétiques dans les aimants, qu'ils soient à base des bobines supraconductrices ou conventionnelles; leurs champs maximums sont dictés par les forces de leurs éléments structuraux qui incluent les conducteurs portant les courants. [24]

5.3.3 Origine des forces mécaniques dans un conducteur supraconducteur

Une similitude a un conducteur conventionnelle, est que le conducteur supraconducteur est constitué de charges fixes qui forment le réseau cristallin et à l'intérieur duquel se trouvent les charges mobiles qui assurent la conduction, les

superélectrons dans ce cas, ce qui nous permet de comparer son comportement, lorsqu'il est parcouru par un courant et placé dans un champ magnétique extérieur, à celui d'un conducteur conventionnel, mis à part la dynamique des vortex.

D'autre part, la force magnétique de Lorentz est perpendiculaire à la vitesse de la charge et n'induit pas de changement d'énergie cinétique. C'est une force qui ne travaille pas. L'origine du travail mécanique dans les conducteurs conventionnels est la force de Laplace qui résulte d'une force électrique par le biais du champ de Hall E_H comme mentionné à la § 5.2.2.

D'après (5.6) et vu l'existence de l'effet Hall dans les HTS, on conclut que le même aspect se produit dans les supraconducteurs et qu'il s'agit plutôt d'une force électrique dans ce cas également. Pour illustrer cette similitude la section suivante expose la mesure d'effet Hall dans un échantillon SHT.

5.3.4 Effet Hall dans les SHT

La mesure d'effet Hall dans l'échantillon $La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO_4$ est très semblable à la mesure de la résistivité, si ce n'est que de l'application d'un champ magnétique. La Fig.5.2 montre comment cette mesure est faite. Tout d'abord, un champ magnétique constant B est appliqué perpendiculairement au plan de l'échantillon, ensuite un courant électrique de I^+ à I^- est appliqué. Les électrons circulant dans le matériau sont alors déviés par le champ magnétique et s'accumulent d'un côté transverse créant un champ électrique et une différence de potentiel. La mesure de cette tension donne le voltage transverse V_y qu'on convertit en résistance transverse R_{xy} par la loi d'Ohm. Finalement, le coefficient de Hall R_H est obtenu de la façon suivante :

$$R_H = R_{xy} \frac{t}{B} \dots (5.11)$$

Où t est l'épaisseur de l'échantillon. [19]

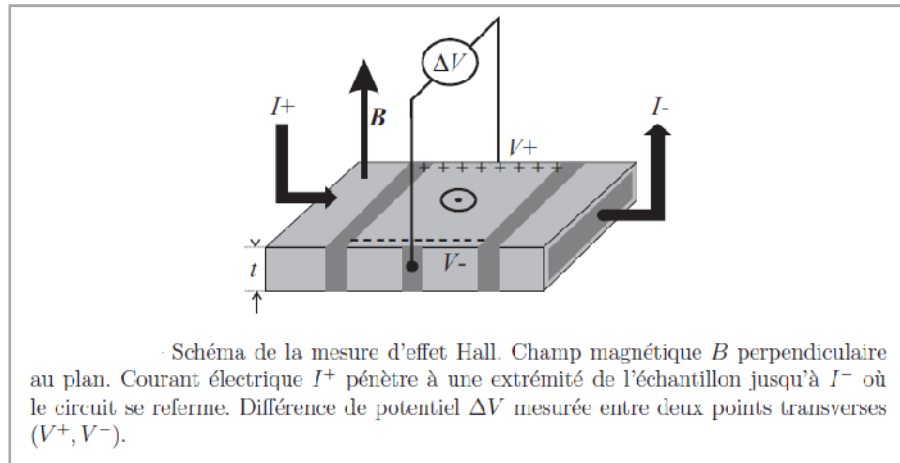


Fig.5.2. schéma représentant la mesure d'effet Hall dans un échantillon $La_{1.6-x}Nd_{0.4}Sr_xCuO_4$.

5.4 Calcul des efforts électrodynamiques dans les supraconducteurs

Le principe des efforts exercés sur les conducteurs supraconducteurs et sur les conducteurs conventionnels reste le même, ce qui nous permet d'appliquer la théorie classique pour calculer les forces dans les supraconducteurs.

Bien que la distribution du courant dans les HTS reste encore inconnu, mais cela ne présente pas un empêchement pour évaluer ces forces puisque le courant totale traversant le conducteur HTS est connu, et que la force sur un telle volume représente la sommes des forces élémentaires, donc nous allons effectuer nos calculs en utilisant les courants totales circulant dans chaque conducteur SHT.

5.4.1 Application au câble SHT-DC conçus par EPRI

Les conducteurs HTS sont des conducteurs coaxiaux, due à leur faible section cette géométrie est réalisable et avantageuse puisqu'elle offre un chemin au fluide de refroidissement et elle permet de maintenir le champ magnétique nul à l'extérieur pour les câbles à diélectrique froid, raison pour laquelle nous allons faire une comparaison des niveaux d'efforts établies, entre deux conducteurs conventionnels parallèles et, entre deux conducteurs SHT coaxiaux ; En prenant un exemple d'application réel.

On va prendre le cas du câble SHT-DC de 10 GW, 100kV, 100 kA conçus par EPRI, mentionné au Ch.4. d'après le tableau 4.2 de la § 4.6.1, les deux rayons extérieurs

des deux conducteurs intérieur et extérieur sont respectivement $R_1= 38.945$ mm et $R_2=48.36$ mm, et la section de chacun des deux câbles est de 457.5 mm².

5.4.1.1 Cas de deux conducteurs parallèles

Ce cas est irréal, il est improvisé juste pour voir le niveau d'efforts attend avec cette disposition et pour pouvoir faire la comparaison avec la disposition coaxiale concentrique. Pour cela le rayon de chaque conducteur doit être égale a $R=12.1$ mm pour correspondre a la même section que celles du conducteur réel, La distance entre les deux conducteurs représente la différence entre le rayon extérieur du conducteur intérieur et le rayon intérieur du conducteur extérieur du câble coaxial et elle est égale a $d= 7.87$ mm. Fig.5.3.

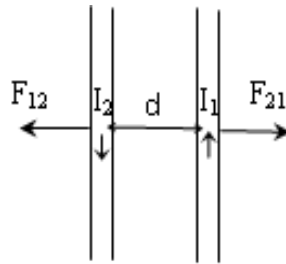


Fig.5.3. force exercées entre deux conducteurs disposés en parallèle.

La force élémentaire dF exercée sur l'élément dL du 2^{ème} conducteur par le champ uniforme B_{a1} appliqué par le 1^{er} conducteur est obtenue en intégrant l'équation (5.9) par rapport à la section du conducteur, elle est égale à :

$$dF = I_2 dl \wedge B_{a1} \dots (5.12)$$

Le champ B_{a1} est perpendiculaire au conducteur, on a donc :

$$dF = B_{a1} I_2 dL \dots (5.13)$$

En appliquant le théorème d'Ampère pour un contour de rayon $R+d$:

$$B_{a1} = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi(R+d)} \dots (5.14)$$

Ainsi, la force par unité de longueur du conducteur est :

$$\Rightarrow \frac{df}{dL} = \mu_0 \frac{I_1 I_2}{2\pi(R+d)} \dots (5.15)$$

$$\frac{df}{dL} = 4\pi 10^{-7} \frac{100 \times -100 \times 10^6}{2\pi \times 19,97 \times 10^{-3}}$$

$$\mathbf{dF / dL = -10^5 \text{ N.m}^{-1}}$$

Cette force est identique sur les deux conducteurs, elle est répulsive parce que les deux courants sont de signe opposés d'où le signe (-).

Calcul de la pression magnétique

Dans ce cas comme nous montre la Fig.5.4.(b), la pression magnétique est composé d'une somme géométrique de deux pressions, la première est due au champ propre B_2 du conducteur, elle est radiale et uniforme et dirigé vers l'axe du conducteur, elle tend à faire imploser le conducteur sur son axe, et d'après (5.10) elle est égale a :

$$p_{mr} = \frac{B_2^2}{2\mu_0} \dots (5.16)$$

Le champ propre du conducteur sur sa surface extérieur est égale a :

$$B_2 = \mu_0 \frac{I_2}{2\pi R} \dots (5.17)$$

$$B_2 = 4\pi 10^{-7} \frac{10^5}{2\pi 12,1 \times 10^{-3}}$$

$$\mathbf{B_2=1,652 \text{ T}}$$

$$P_{mr} = \frac{1.652^2}{2 \times 4\pi 10^{-7}}$$

$$\mathbf{P_{mr}=1,085 \text{ MPa}}$$

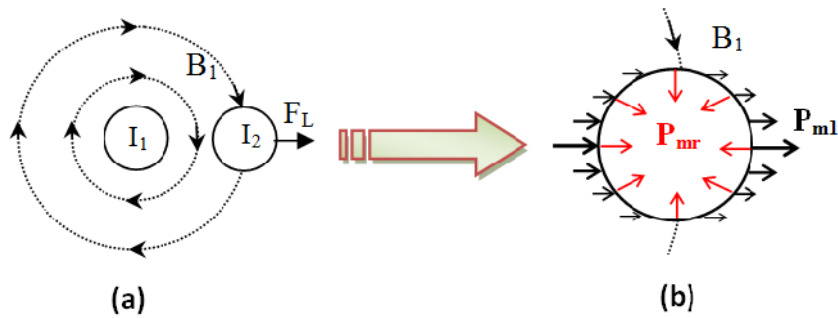


Fig.5.4.(a) vu au-dessus des deux conducteurs parallèle.(b) différentes pression exercées sur le 2^{ème} conducteur.

La deuxième pression est induite par la force exercée entre les deux conducteurs calculée précédemment, elle n'est pas uniforme, elle passe d'une valeur maximale dans les régions latérales où la force F_L est perpendiculaire à la surface vers des valeurs nulles dans les régions supérieures et inférieures où la force est tangentielle.

Pour simplifier les calculs, on considère que la section du 2^{ème} câble est d'une forme rectangulaire afin d'avoir une valeur moyenne de cette pression sur chaque côté, le conducteur prend donc la forme d'un ruban de largeur $2R=24.2$ mm et d'épaisseur $x=19.51$ mm; comme représente la Fig.5.5.(b).

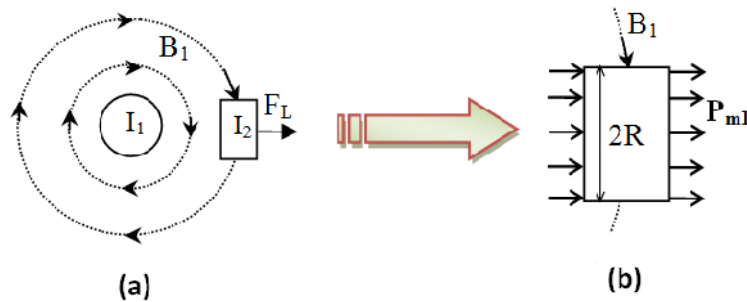


Fig.5.5.(a) transfert de la section circulaire du 2^{ème} conducteur en rectangulaire.(b) détail de la pression P_{m1} dans la le 2^{ème} conducteur.

Dans ce cas la pression magnétique peut être obtenu par :

$$p_{m1} = \frac{dF}{dS_l} = \frac{dF}{2dRdL} = \frac{\Delta f}{2R} \dots (5.18)$$

$$P_{m1} = \frac{10^5}{24.2 \times 10^{-3}}$$

$$\mathbf{P_{m1}=4,13 MPa}$$

La pression moyenne totale sur chaque coté est :

- Sur le coté gauche $p_{mT} = p_{m1} + p_{mr} \dots (5.19)$

$$p_{mT} = 4.13 \times 10^6 + 1.85 \times 10^6$$

$$\mathbf{P_{mT}=5,98 MPa}$$

- Sur le coté droit $p_{mT} = p_{m1} - p_{mr} \dots (5.20)$

$$p_{mT} = 4.13 \times 10^6 - 1.85 \times 10^6$$

$$\mathbf{P_{mT}=2,28 MPa}$$

5.4.1.2 Cas de deux conducteurs coaxiaux

Due à la symétrie de distribution uniforme du courant $I_z(r)$ et du champ ortho-radial $B_\theta(r)$ sur les deux conducteurs, la force élémentaire exercée sur chaque point de la surface du conducteur est une force radiale dont la résultante de la somme de ces forces par rapport à la surface latérale du conducteur est nulle :

$$\frac{dF}{dl} = \int_{s_L} J \times B dS = 0 \dots (5.21)$$

Les forces élémentaires dans ce cas agissent comme une pression magnétique uniforme sur toute la surface de chaque conducteur. Voir Fig.5.6.(b).

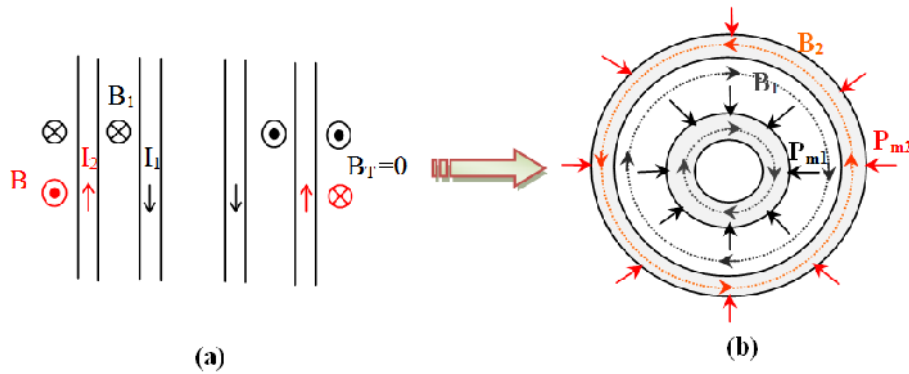


Fig.5.6.(a) coupe longitudinale des conducteurs coaxiaux et répartition du champ B.**(b)** vu au-dessus des conducteurs concentriques et présentation des pressions magnétiques.

Calcul de la pression magnétique :

Sur le 1^{er} conducteur (intérieur), la pression magnétique est imposé par son propre champ magnétique \$B_1\$ induit par le courant \$I_1\$ qui le traverse, d’après (5.10) elle est égale a :

$$p_{m1} = \frac{B_1^2}{2\mu_0} \dots (5.22)$$

Avec \$B_1\$ est le champ magnétique propre du 1^{er} conducteur sur sa surface extérieure :

$$B_1 = \mu_0 \frac{I_1}{2\pi R_1} \dots (5.23)$$

$$B_1 = 4\pi 10^{-7} \frac{10^5}{2\pi \times 38,945 \times 10^{-3}}$$

\$B_1=0.513\$ T

$$p_{m1} = \frac{0.513^2}{2 \times 4\pi 10^{-7}}$$

\$P_{m1}= 0,104\$ MPa

Sur le 2^{ème} conducteur (extérieur) d’après (5.8) le champ magnétique est égal à la somme de son champ propre et de celui créé par le 1^{er} conducteur (**\$B_1=B_1+B_2=0\$**)

comme représente la Fig.5.6.(a), il est nul d'après le théorème d'ampère parce que la somme des courants enlacés par le contour de rayon R_2 est nulle ce qui donne:

$$P_{m2} = 0$$

Cette configuration est nettement avantageuse par rapport à celle de deux conducteurs parallèle puisque les forces exercées sur les deux conducteurs sont nulles, seul le conducteur intérieur est contraint par la pression magnétique.

5.4.2 Travail mécanique de la pression magnétique

Le travail virtuelle de la pression magnétique diminue le rayon R à $R-dR$ alors pour un tube (conducteur creux) de longueur L , l'énergie magnétique varie de :

$$d\mathcal{E}_m = \frac{B^2}{2\mu_0} L 2\pi R dR \dots (5.24)$$

Cette grandeur représente le travail mécanique effectué par la pression magnétique P_m sur une aire $2\pi RL$ pour un déplacement dR . [23]

Il est à noter que le conducteur intérieur subit également une pression hydrostatique, due à la circulation de l'azote liquide en son intérieur, qui tend à contrarier la pression magnétique.

On note aussi qu'avec un design à diélectrique chaud on ne peut pas avoir la géométrie concentrique à plusieurs conducteurs, on peut avoir que la configuration à phases séparées, dans ce cas on se trouve dans la situation à deux conducteurs séparés et il est nécessaire d'espacer les phases.

5.5 Propriétés mécaniques des SHT

Le conducteur SHT est un sujet de diverses forces, il peut être déformé dû aux contractions thermiques durant le refroidissement, et aux contraintes créées par les forces magnétiques de Lorentz, et de la pression de l'azote liquide.

Un supraconducteur utile nécessite d'être solide, flexibles, ductiles, et capable de porter de grandes densités de courant. Par conséquent, la fragilité extrême de la céramique est le principal obstacle à l'exécution pratique de SHT.

Par ailleurs, la matrice des supraconducteurs, le tube en argent des SHT BSCCO et le substrat métallique pour les conducteurs déposés tels que l'YBCO, contribuent à l'amélioration des propriétés mécaniques des SHT. [27]

Les propriétés de matériaux sont associées à la façon de répondre du matériau aux contraintes. Les propriétés mécaniques des matériaux solides sont décrites à la courbe typique de contraintes / déformations de la Fig.5.7.

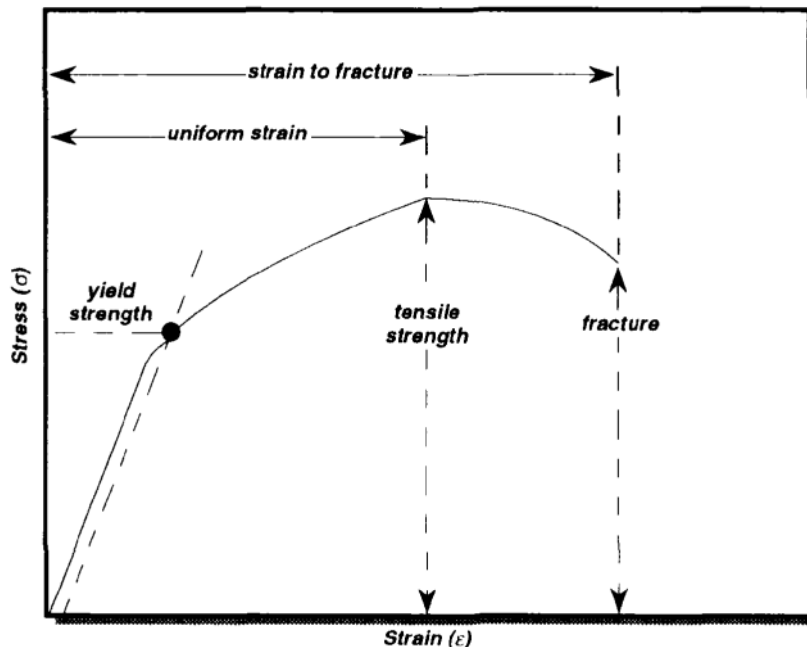


Fig.5.7. courbe standard de contrainte/déformation.

La contrainte appliquée à la matière est définie comme pression et la déformation résultante est exprimée en %. En général, les matériaux se déforment élastiquement quand ils sont contraints et reviennent à leurs formes initiales lors du relâchement des contraintes, la déformation élastique est réversible. La pente de la courbe contrainte / déformation dans la région élastique représente la rigidité du matériau, et est donné par le module d'élasticité de Young.

Lorsque la contrainte devient trop grande, le matériau changera sa forme, et ne revient plus à sa forme originale lors du relâchement de la contrainte, ce comportement est appelé déformation plastique, et le coude de la courbe contrainte / déformation représente la limite élastique (*yield strength*). Une contrainte encore plus grande fera couper le matériau. La contrainte à laquelle quelque cassure se produit (lors de contrainte en traction) est appelée la résistance à la traction (*tensile strength*). [25]

Il est à noter que la déformation influe sur les qualités supraconductrices, représentées essentiellement par la densité de courant critique J_c , donc Il s'agit non seulement d'éviter la cassure des rubans mais aussi d'éviter toute contrainte ou déformation susceptible de diminuer la densité de courant critique J_c . [26]

Les propriétés mécaniques de conducteurs en Cu, en NbTi, en Nb₃Sn, et en YBCO avec et sans argent sont récapitulés dans le tableau 5.x. le tableau comprend des valeurs représentatives pour le module de Young, la résistance à la traction ou à la flexion, et la limite élastique.

propriétés	Materiaux				
	Cu	NbTi	Nb ₃ Sn	YBaCuO	YBaCuO (avec Ag)
module d'élasticité de Young (GPa)	130	80	160	80	100
résistance à la traction ou à la flexion (GPa)	0.3	1.1	1.3	0.06	0.09
Limite élastique (%)	0.2	-	0.2	Cassure directe	Cassure directe Sans élasticité

Tableau 5.1. Propriétés mécaniques des conducteurs.

La contrainte de pression magnétique exercée sur les bobines des aimants correspond à la limite élastique, du fait qu'elle tend à exploser la bobine d'après § 5.3.2. Pour les conducteurs de transports d'énergie cette pression tend à imploser le conducteur, donc il s'agit d'une contrainte de compression. Cependant, la limite élastique ou encore la résistance à la traction permet d'avoir une idée sur le comportement du matériau.

Dans le cas du câble SHT conçus par *EPRI* la pression magnétique appliquée sur le conducteur intérieur est de 0.1 MPa d'après le calcul effectué a la § 5.4.1.2. D'après le tableau 5.1, cette valeur est largement inférieure aux limites des contraintes du matériau d'YBCO qui offre une résistance à la traction de 60 MPa, et de 90 MPa lorsqu'il est allié avec l'argent.

La pression magnétique peut atteindre des valeurs importantes pour les aimants fonctionnant à des champs très élevés et des solutions d'alliage sont nécessaires pour pouvoir appliquer les SHT.

Prenons l'exemple d'une bobine en BSCCO de 60A, produisant un champ de 20 T, la pression magnétique dans cette configuration est de 38 MPa. D'autre part, Le fil de BSCCO-2212/Ag représente une limite élastique de 25 MPa, ce qui est insuffisant pour satisfaire la bobine. Pour surmonter ce problème, l'emploi d'une gaine faite d'un alliage d'argent-nickel-magnésium avec une force de 100-150 MPa améliore les propriétés de la bobine en BSCCO. [25]

5.6 Conclusion

La force électrodynamique exercée sur un conducteur supraconducteur placé dans un champ électromagnétique stationnaire et parcouru par un courant, est une force de Laplace. Cette force est obtenue par l'intermédiaire du champ de Hall, son travail apparaît sous forme d'entraînement mécanique de l'ensemble du conducteur.

Les calculs de cette force se réalisent de la même façon que pour les conducteurs conventionnels, La complexité de distribution du courant dans les supraconducteurs de type-II ne permet pas d'utiliser la densité de courant et les calculs se produisent par le courant total I.

La configuration coaxiale transforme les forces de Laplace en une pression magnétique radiale ce qui permet un courant très important aux conducteurs SHT avec une force nulle et une pression uniforme. Par contre, dans le cas de deux conducteurs parallèles, la pression est non uniforme et la force existe, elle est orientée vers une seule direction dans chaque point dans le câble et elle tend à le déplacer vers sa direction.

D'après les calculs qu'on a fait, le câble SHT- DC de 100 kV subit une pression de 0.1 MPa au niveau de son conducteur intérieur, cette pression est loin d'être destructive relativement aux propriétés mécaniques des matériaux SHT, avec une résistance à la traction de 60 MPa pour le *YBCO*, et de 25 MPa pour le *BSCCO/Ag*.

En revanche, les aimants présentent des contraintes mécaniques très importantes qui dépassent les limites admissibles par les bobines SHT et il est nécessaire de procéder à renforcer le matériau SHT.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION

Dans ce mémoire, nous avons mis un éclairci sur l'étude des câbles supraconducteurs, utilisés pour transporter l'énergie.

Cette étude nous a permis d'identifier les problèmes techniques de conception et d'exploitation de ces câbles. Qui sont liés aux critères indispensables pour servir à la supraconductivité, et à l'architecture de ces câbles.

Grace à cet éclaircis, un problème a été identifié est que les SHT sont des matériaux fragiles, le fait qui nous a mené a étudier les forces électrodynamiques générés par les courants élevés portés par ces matériaux, dans le but de tirer l'aspect physique de ce comportement, et d'arriver à évaluer ces forces. On a conclus principalement que:

Les matériaux supraconducteurs se divisent en deux types, type-I et type-II. Les matériaux de types-I sont tous a basse température critique, et les matériaux de type-II peuvent être a basse température tel que le NbTi et le Nb₃Sn, ou a haute température tel que le YBCO et le BSCCO qui sont les matériaux les plus avancés.

Les matériaux *SHT* permettant l'obtention de champs critiques élevés et de grandes densités de courant a des températures supérieurs à 77 K, ce qui permet un refroidissement par de l'azote liquide.

La théorie de London a permis de donner une explication au comportement électrodynamique des matériaux de type-I, les matériaux de type-II à base température sont adaptés au model de Bean qui donne une approximation de distribution des courants et des champs pour ces matériaux.

La répartition des courants reste indéfinie dans Les matériaux SHT et ils ne peuvent s'adapter à aucun des deux modèles cité au-dessus.

Ces matériaux, comportent plus de pertes que ceux à base température, cela est causé principalement par le mouvement des *vortex* à l'état mixte.

La caractéristique E - J est exprimée par le model de loi en puissance ; pour un régime de fonctionnement optimal le champ critique E_c est fixé à $1\mu\text{V}/\text{cm}$ pour les *SHT*. Par ailleurs, Le mouvement des vortex est limité par des forces d'ancrages F_p , ces derniers sont dus à des défauts créés volontairement dans le matériau pour augmenter le courant critique J_c . Le modèle d'*Anderson-Kim* permet de calculer ce courant J_c en fonction de la force F_p .

Le régime de fonctionnement influe sur les pertes quel que soit le type du supraconducteur, ainsi, un courant alternatif *AC* provoque plus de pertes. Cette influence est d'une façon majeure sur les supraconducteurs de type II, à cause du phénomène d'ancrage du flux qui est a l'origine des pertes par hystérésis. En résulte la supraconductivité est plus favorisée en *DC* qu'en *AC*, et la tendance des constructeurs de câbles SHT de transport d'énergie est envers le *DC* pour les longueurs supérieurs a la longueur de rentabilité des câbles SHT-*DC*.

Il existe deux générations de câbles SHT de transport d'énergie, les câbles de 1^{ère} génération qui emploient des bandes en *BSCCO* et les câbles de 2^{ème} génération avec des bandes en *YBCO*. Ces câbles peuvent être à diélectrique chaud ou à diélectrique froid. Avec un diélectrique froid, le champ magnétique est nul à l'extérieure du câble.

Les forces électrodynamiques appliquées sur les supraconducteurs sont des forces de Laplace qui peuvent être évaluées de la même façon que pour les câbles conventionnels, malgré la complexité de distribution des courants et des champs magnétiques des supraconducteurs à haute température.

Les câbles supraconducteurs coaxiaux offre une solution optimale aux courants très élevés. Premièrement, ils excluent les champs magnétiques immédiatement en leurs extérieurs ; et deuxièmement, la force prend la forme d'une pression magnétique radiale uniforme dans ces câbles. Dans le cas du câble SHT-*DC* de 100 kA, qu'ont a prie comme exemple de calcul, cette pression est égale à 0.1 MPa, elle est loin des limites de contraintes mécaniques acceptables par les deux matériaux SHT, *YBCO* et *BSCCO*.

A travers ce mémoire, on a ainsi contribué à bien identifier les problèmes qui accompagnent la technique de transport par câbles supraconducteurs et à connaître les exigences nécessaires à leur conception et leur exploitation.

Dans le but de bien préciser le comportement électrodynamique des matériaux SHT, et pour arriver à une estimation meilleure des forces mécaniques. Ce travail pourrait être suivi par :

1. Une recherche d'un modèle adéquate qui fournit la distribution des courants et des champs magnétiques dans les SHT en s'appuyant sur le coté expérimental et ;
2. poursuivre une étude plus détaillée d'effet Hall dans ces matériaux.

ANNEXE

A

Critical current and its magnetic field effect measurement of HTS tapes forming DC superconducting cable

Makoto Hamabe, Makoto Sugino, Hirofumi Watanabe, Toshio Kawahara, Satarou Yamaguchi, Yasuhide Ishiguro, and Kuniaki Kawamura

Abstract—We constructed a test stand of 20 m-class DC superconducting power transmission cable in Chubu University, in 2006. The cable consisted of thirty-nine Bi-2223 HTS tapes in two layers; nineteen tapes were used in the first layer and twenty tapes were used in the second layer. One of the features of the cable is that each HTS tape in the first layer is electrically isolated. Therefore, we can apply the current to the individual HTS tapes in the first layer. We measured critical current of the one HTS tape in the first layer when current was applied to the other HTS tapes, and compared the result with the magnetic field calculation due to the applied current. The critical current increased by 2~4% when the current was applied to all other eighteen HTS tapes in the same layer. From the magnetic field calculation, we concluded that the self magnetic field of the measured HTS tape was eliminated at the tape edge by the applied magnetic field from the neighbor HTS tapes, and then the critical current increased.

Index Terms—DC superconducting cables, DC power transmission, high-temperature superconductors.

I. INTRODUCTION

SEVERAL projects to install AC superconducting power transmission (SC-PT) in the practical electricity networks have been carried out or started in the world, following the success in fabricating very long, high current density HTS tapes [1]-[4]. Meanwhile, DC SC-PT also attracts people's interest, since the DC SC-PT is free from AC losses and the current capacity of the DC SC-PT cable is higher than that of the AC SC-PT cable [5], [6].

In Chubu University, we constructed a 20 m-class DC SC-PT cable test stand in 2006, and started the first cooling-down in October 2006 [7]. Afterward, we carried out experiments on DC characteristics of the cable through the four periods of cooling test [8], [9]. One of the features of the test stand is that the cable consisted of two layers of HTS tapes and nineteen HTS tapes in the one layer were mechanically and electrically

isolated each other; therefore, HTS characteristics of these nineteen HTS tapes could be tested individually [8]. Using this feature, we have measured the critical currents of these nineteen HTS tapes and have proved that the HTS tapes suffered no damages in their superconducting characteristics after the repetition of the cooling cycles [9]. This test stand also have the features to employ the Peltier current leads as the current leads connected to the HTS tapes in the liquid nitrogen (LN₂) in order to reduce the heat leakage through the current leads [7], [8].

In case of AC SC-PT cable, self-field of HTS cable configuration affects AC loss properties [10]-[13]. A small gap between the HTS tapes in a single layer can reduce the AC loss, since the perpendicular magnetic field component of the self-field reduces at the tape edge due to the currents in the surrounding HTS tapes [10], [11]. It is also reported that the reduction of the self-field can enhance the critical current of a HTS tape [14], [15]. Therefore, in case of DC SC-PT cable, the self-field reduction at the tape edge in the cable configuration is possible to increase the critical current of HTS tapes.

In this paper, we will describe the results of the critical current measurement of the one HTS tape of the 20 m-class SC-PT cable under the magnetic field applied by the current feed to the other HTS tapes to consider the effect of the cable configuration of HTS tapes.

II. DC SUPERCONDUCTING POWER TRANSMISSION CABLE TEST STAND

Fig. 1 shows (a) a layout of the 20 m-class DC SC-PT cable test stand and (b) a cut-model of the cable core used in the test stand [7]-[9]. The DC SC-PT cable was cooled by the circulation of sub-cooled liquid nitrogen (LN₂). The cryogen circulation system in Fig. 1(a) consisted of a LN₂ reservoir, a LN₂ pump, and two G-M cryocoolers. Total cooling power of the cryocoolers was 440 W at 80 K, 60 Hz. The DC SC-PT cable core was manufactured by Sumitomo Electric Industry Ltd. Designed specification of the DC SC-PT cable was 2 kA in current feed and 20 kV in insulation voltage at 78 K, and thirty-nine Bi2223 HTS tapes of 4 mm in width were used. The HTS tapes were divided to the insulated two layers, as shown in Fig. 1 (b); nineteen tapes were in the inside layer and twenty tapes were in the outside layer. Since the shield HTS layer is not necessary for the DC SC-PT cable, power transmission current can feed in these two layers. Electric insulation

Manuscript received 3 August 2010. This work was supported in part by "Collaboration with Local Communities" Project for Private Universities: matching fund by subsidy from MEXT, Japan, 2005-2009.

M. Hamabe, M. Sugino, H. Watanabe, T. Kawahara, and S. Yamaguchi are with Chubu University, Kasugai, Aichi 487-8501 Japan (corresponding author to provide phone: +81-568-51-9190; fax: +81-568-51-9190; e-mail: hamabe@isc.chubu.ac.jp).

Y. Ishiguro is with JFE Steel Co., Chita, Aichi, 475-8611 Japan.

K. Kawamura is with Mayekawa MFG. Co. Ltd, Moriya, Ibaraki, 302-0118, Japan.

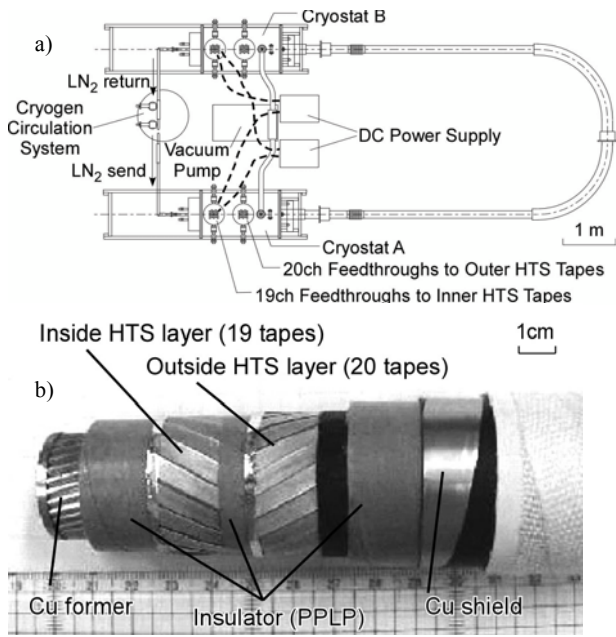


Fig. 1. (a) Layout of a test stand of 20 m-class DC superconducting power transmission (DC SC-PT) cable, and b) a cut-model of DC SC-PT cable core.

between the HTS layers and the copper former and shield was provided by PPLP[®]. Between the two HTS layers, a few PPLP[®] was also inserted for insulation. Cryostats A and B of the test stand equipped also thirty-nine feedthroughs divided to

2 parts, as shown in Fig. 1 (a), so that one feedthrough is connected to the one HTS tape. The nineteen HTS tapes in the inside layer were not mechanically attached, and then were electrically isolated. Therefore, we can feed current individually to any HTS tapes in the inside layer. In this experiment, the critical current of the one target HTS tape was measured, while the magnetic field was applied to the target HTS tape by a current feed to several HTS tapes using a 1.2 kA DC power supply.

III. EXPERIMENTAL RESULTS AND DISCUSSION

A. Critical Current Measurement

Fig. 2 shows the arrangements of the target HTS tape and the current-feed HTS tapes tested here; i.e., type O: self-field only by the target HTS tape, type A: with the magnetic field applied by the current feed on the same HTS layer, type B: applied by the current on the same HTS layer except for the closest HTS tapes, and type C: applied by the current on the 1/3 of the same HTS layer. Current of the target HTS tape and the current feed I_{feed} to the other HTS tapes were in the same directions through this experiment.

The critical current strongly depend on the cable temperature. In order not to change LN₂ temperature through the experiment, we continuously measured I_{C0} : the critical current in Type O and I_C : that in the other arrangement type, as shown in Fig. 3, and compared I_C/I_{C0} in each arrangement. Fig. 4 shows the I - V curve at the same measurement as in Fig. 3. We picked up two HTS tapes (#2-14 and #2-16) as the target HTS tapes for

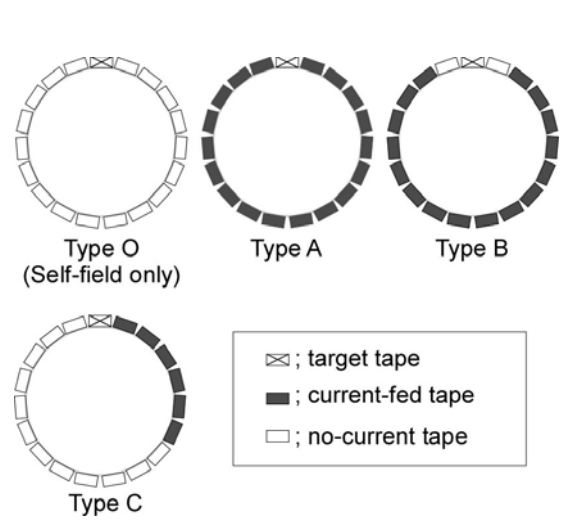


Fig. 2. Current feed arrangements tested in the experiment. Only the inside layer HTS tapes were used.

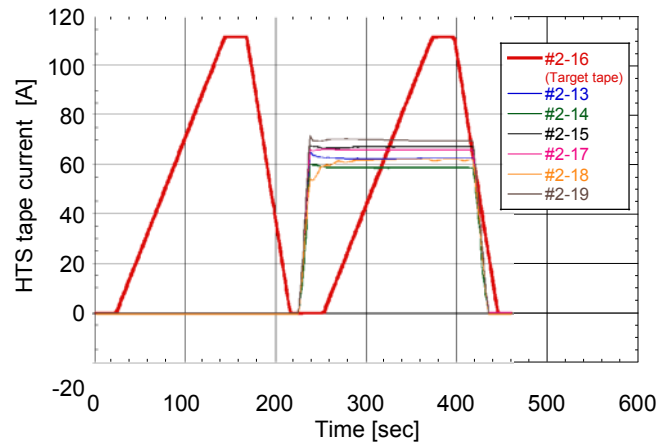


Fig. 3. An example of the time chart of the current to the target HTS tape #2-16 and the current feed to HTS tapes near to #2-16 tape at arrangement TYPE A.

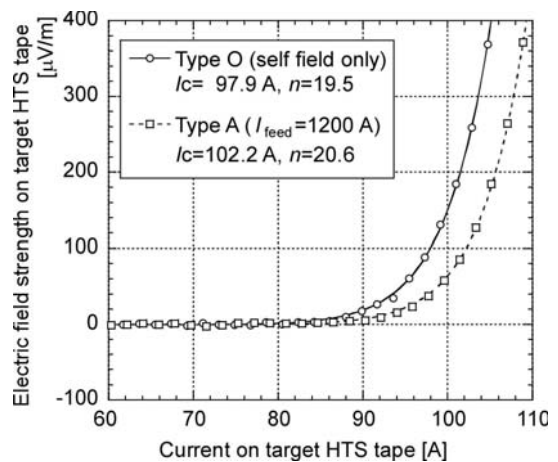
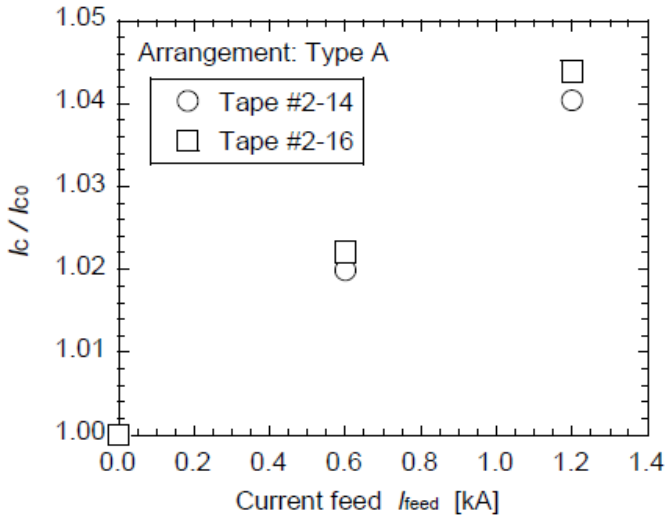


Fig. 4. Comparison of I - V characteristics of a HTS tape at 79.1 K for Type O (self-field only), Type A (1200 A/18 tapes except for the target tape). The target HTS tape number is #2-16.

TABLE I CHARACTERISTICS OF HTS TAPES UNDER THE MAGNETIC FIELD BY THE CURRENT FEED ON THE OTHER TAPES

Target HTS tape	Arrangement (I_{feed})	I_C [A]	I_{C0} [A]	I_C/I_{C0}
#2-14	Type A (1200 A)	102.9	98.9	1.040
	Type B (1200 A)	100.2	98.1	1.021
	Type C (480 A)	95.2	99.0	0.962
#2-16	Type A (1200 A)	102.2	97.9	1.044
	Type B (1200 A)	100.5	98.5	1.020
	Type C (480 A)	95.7	99.9	0.958

LN2 temperature: 79.1~79.3 K

Fig.5. Increase of critical current I_c of the target HTS tapes by the magnetic field due to the current feed I_{feed} at Type B.

comparison. Table I shows the comparison of I_C/I_{C0} in each arrangement. Consistently in both of the target tapes, I_C increased by 4% in Type A and by 2% in Type B. Fig. 5 shows the I_{feed} dependence of I_C/I_{C0} . Increase of I_C was linear to the I_{feed} up to 1.2 kA for both target tapes.

B. Calculation of Magnetic Field

Generally, a magnetic field perpendicular to a HTS tape surface reduces its critical current. Considering the magnetic field applied by the current feed of Types A~C, the applied magnetic field was in the one-sided perpendicular direction over the target tape in Type C, and then I_C reduced. Meanwhile, in Types A and B, the applied magnetic field was supposed to be zero at the target tape center, and the direction of the applied field was opposite to the self-field at the tape edge when the current flows to the target tape and the other tapes were in the same direction. Therefore, it is necessary to compare the amplitude of the self-field and that of the applied field, in order to explain the increase of I_C in Types A and B.

TABLE II CALCURATED MAGENTIC FIELD AT HTS TAPE EDGE OF A DC SC-PT CABLE

Arrangement	Self-field [T] (100 A)	Applied field [T] (1200 A)	Total[T]
Type O	0.01199	0.00000	0.01199
Type A	0.01199	-0.00450	0.00739
Type B	0.01199	-0.00069	0.01130

TABLE III CALCURATED MAGENTIC FIELD AT HTS TAPE CENTER OF THE DC SC-PT CABLE

Arrangement	Self-field [T] (100 A)	Applied field [T] (1200 A)	Total[T]
Type O	1.71E-07	0.00E-07	1.71E-07
Type A	1.71E-07	-1.11E-07	0.60E-07
Type B	1.71E-07	-3.67E-07	-1.97E-07

We calculated the magnetic field on the target HTS tape for the DC SC-PT cable configuration by the 3D finite element method code ANSYS® [16], including the winding of the HTS tapes at the resolution of 10^{-9} T. In this calculation, we assumed for simplicity that the current distributions in the HTS tapes were uniform. Table II shows the calculated magnetic field at the target tape edge, and Table III shows the magnetic field at the center of the target tape, perpendicular to the target tape. The calculated magnetic field at the tape center is not zero as shown in Table III because of the winding of the HTS tapes. The self-field at the tape edge in Table II is remarkably higher than that at the tape center in Table III. Moreover, the applied field at the tape edge of Type A is higher by one order than that of Type B, whereas the applied field at the tape center of Type B is slightly larger than that of Type A. Considering the increase of I_C in Type A is higher than that in Type B, the applied field reduces the perpendicular magnetic field at the both tape edges, and consequently I_C increases.

Gaps between the HTS tapes in the AC SC-PT cable cause the AC loss and no gaps are desirable. From results in Table I, the gaps for the DC SC-PT cable have also a meaning since small gaps can lead to the high I_C potential of HTS tapes. Moreover, current balance of the HTS tapes can reduce I_C in the DC SC-PT cable, if the gaps is not balanced (as shown in Type C) and the applied field is one-sided.

IV. CONCLUSION

The 20 m-class DC SC-PT cable in Chubu University has the feature that the nineteen HTS tapes wound in the same layer were electrically isolated. Using this feature, the critical current of the one target HTS tape was measured under the magnetic field applied by the current feed to the other HTS tapes in the same layer. Consequently, the critical current increased by several percents when the magnetic field was applied from both sides of the target tape. We supposed from the 3D magnetic field calculation that the critical current of the target HTS tape increased since the magnetic field by the current feed to the other HTS tapes eliminated the self-field at the tape edges.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] A. Waïš, D. Pierre, J. Alexandre, M. SEGHEZZI, « La supraconductivité, évolution des matériaux » CRC Handbook of Chemistry and Physics.
- [2] K. BERGER, « étude des phénomènes couples magnétothermiques dans les supraconducteurs à haute température » thèse de doctorat, université Henry Pointcaré_ Nancy-1, département de génie électrique, septembre 2006.
- [3] P. BUCAILLE, « La supraconductivité et son application aux moteurs synchrones de propulsion » Mémoire de fin d'études, École de la Marine Marchande du Havre, 2005/2006.
- [4] I. MAGGIO-APRILE, J. CANCINO, « Quand le supraconducteur découvre l'humain » Rapport, Université de Genève, faculté des sciences, 2003.
- [5] Ph. Mangin, « Introduction » Séminaire IFR matériaux, Supraconductivité: un condensât de Physique, Ecole des Mines de Nancy, juin 2003.
- [6] Ph. Mangin, « Les supraconducteurs de type II » Séminaire IFR matériaux, Supraconductivité: un condensât de Physique, Ecole des Mines de Nancy, juin 2003.
- [7] S. Stavrev « Modelling of high temperature superconductors for AC power applications » Thèse de doctorat N ° 2579, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL), Faculté Informatique et Communication, 2002.
- [8] Ph. Mangin, « Théorie de London » Séminaire IFR matériaux, Supraconductivité: un condensât de Physique, Ecole des Mines de Nancy, juin 2003.
- [9] Pr. Y. BRUNET, « Supraconducteurs » Techniques de l'Ingénieur, traité Génie électrique D 2 700.

- [10] http://www.garmanage.com/atelier/index.cgi?path=public&B&Teaching&B&EPFL&B&2_Conduction&B&4_Supraconductivite&&s=&&key=&&id=
- [11] Ph. Mangin, « Dynamique des vortex dans les supraconducteurs de type II » Séminaire IFR matériaux, Supraconductivité: un condensât de Physique, Ecole des Mines de Nancy, juin 2003.
- [12] S. Eckroad, « Program on Technology Innovation: a Superconducting DC Cable » Final Report EPRI (Electric Power Research Institute) N°1020458, California, December 2009.
- [13] T. masuda, H. yumura, M. Watanabe, H. Takigawa, « High-temperature Superconducting Cable Technology and Development Trends » SEI Technical Review N° 59, January 2005.
- [14] « ANNEXE SOLUTIONS TECHNOLOGIQUES » Rapport CESI (Centre des Etudes Supérieures Industrielles) A8008164, reprise et mise à jour des études effectuées lors des débats publics : France-Espagne 2003, Cotentin- Maine 2006.
- [15] Ch. Kert, « l'apport de nouvelles technologies dans l'enfouissement des Lignes électriques à Haute et Très Haute tension » office parlementaire d'évaluation des choix scientifiques et technologiques, Rapport d'Assemblée Nationale N° 3477, paris, 19 décembre 2001.
- [16] Ch. Meuris, J. Michel Rifflet, « Les aimants supraconducteurs au service du LHC » CLEFS CEA - N°56, 2007-2008.
- [17] J. Philippe Pérez, R. Carles, R. Fleckinger, « Electromagnétisme, Fondements et applications » 4^{ème} édition, Dunod, Paris, 2002.
- [18] Ch. Chatelain, « Electromagnétisme » Licence de Physique, Université Henri Poincaré, 2010.

- [19] O. Cyr-Choinière, « Transport magnéto-thermique dans les cuprates de la famille $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ » mémoire de grade de maître ès sciences, Université de Sherbrooke, département de physique, Québec, novembre 2009.
- [20] L. Benkheya, « Contribution à l'étude des propriétés thermiques et hydrodynamiques d'un écoulement d'hélium normal (He I) diphasique en circulation naturelle pour le refroidissement des aimants supraconducteurs » thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Lorraine, département de Mécanique Energétique, 29 Juin 2007.
- [21] B. Baudouy, « Etude des transferts de chaleur dans les isolations Électriques de câbles supraconducteurs d'aimant D'accélérateur refroidi par hélium superfluide » thèse de doctorat, université pierre et marie curie, département de Mécanique Energétique, 04 Octobre 1996.
- [22] J. Duron, « Modélisation de matériaux supraconducteurs - application à un limiteur de courant » thèse de doctorat N° 3469, école polytechnique fédérale de Lausanne (EPFL), Faculté Informatique et Communications, 24 mars 2006.
- [23] P. Lorrain, Dalle R. Corson, F. Lorrain, « Les Phénomènes Electromagnétiques » Dunod, mai 2000.
- [24] Yukikazu Iwasa, « Case Studies In Superconducting Magnets- Design and Operational Issues » Serie edidor: Stuart Wolf *Naval Research Laboratory Washington, D.C.*, août 1994.
- [25] Thomas P. Sheahen, « *Introduction to High-Temperature Superconductivity* » Serie edidor: Stuart Wolf *Naval Research Laboratory Washington, D.C.*, 2002.
- [26] R. Passerini, « Formation, Caractérisation Et Propriétés Mécaniques Sous Contrainte Uniaxiale Du Bi, Pb (2223) Dans Les Rubans A Gaine D'argent » thèse doctorat N° Sc. 3342, Université de Genève, Département de physique de la matière condensée, 2002.

- [27] A. Antonevici-Charrier, « Propriétés de transport sous contrainte mécanique de rubans supraconducteurs » thèse de doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble-1, département de Physique ,21 décembre 2006.
- [28] Jean-M. Saugrain, « Applications Des Supraconducteurs Dans Les Réseaux Electriques » Nexans prospective 2100, Paris, janvier 2009.
- [29] Annexe A.

Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire est une contribution à l'étude des câbles supraconducteurs dédiés au domaine de transport d'énergie électrique, il s'agit essentiellement des câbles conçus par des matériaux supraconducteurs qui fonctionnent à des températures très basses. Dans ce travail, on commence par une présentation de la supraconductivité et des types des supraconducteurs, ensuite, on expose le comportement électromagnétique de ces matériaux en se servant de la théorie de London, on passe après aux pertes qui peuvent se produire dans les supraconducteurs, on montre le processus de fabrication et les différentes conceptions des câbles supraconducteurs, et on finit par une étude des forces électrodynamiques de ces câbles.

Mots Clefs : Supraconductivité, câbles supraconducteurs, Cryogénie, Dynamique Vortex, AC losses.

Abstract

The work presented in this report is a contribution to the study of the superconductive cables dedicated to the domain of electric power transmission, it is essentially about cables conceived by superconductive materials which work at very low temperatures. In this work, we begin with a presentation of the superconductivity and the types of superconductors, then, we expose the electromagnetic behavior of these materials by means of the theory of London, we pass later to the losses which can occur in superconductors, we show the manufacturing process and the various designs of the superconductive cables, and we finish by a study of the electrodynamic strengths of these cables.

Keywords: Superconductivity, superconducting cables, Cryogenic, Dynamic Vortex, AC losses.