



AVERTISSEMENT

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

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

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

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

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

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

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

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

Institut National Polytechnique de Lorraine
Ecole Doctorale Informatique, Automatique, Electronique-Electrotechnique,
Mathématiques
Département de formation doctorale Electronique - Electrotechnique

THESE

Présentée en vue de l'obtention du grade de

Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine

Spécialité : Génie Electrique

Par

Hélène FELICE

Ingénieur ENSEM

Contribution à la conception des bobinages supraconducteurs de
type dipolaire en Nb_3Sn pour les accélérateurs de particules

Soutenue publiquement le :
12 octobre 2006

Directeur de Thèse
Pr. Alain MAILFERT

Membres du jury

Président : Pr. Guy AUBERT, Université de Poitiers
Rapporteurs : Dr. Jean-Luc DUCHATEAU, CEA/Cadarache
Pr. Lucio ROSSI, CERN, Genève
Examineurs : Dr. Arnaud DEVRED, CEA/Saclay
Pr. Alain MAILFERT, INPL, Nancy
Dr. Pierre VEDRINE, CEA/Saclay

Remerciements

Je remercie chaleureusement Monsieur Pierre Védrine qui a encadré les travaux de thèse présentés dans ce mémoire et réalisés au sein du Service des Accélérateurs de Cryogénie et de Magnétisme (SACM) du CEA/Saclay. Il a su orienter mon travail et fixer des objectifs toujours plus ambitieux au cours de ces trois années de thèse. Son optimisme m'a encouragé à persévérer lors des étapes délicates et je lui en suis très reconnaissante.

Je remercie également Monsieur Alain Mailfert pour avoir suscité en moi un intérêt pour les supraconducteurs lors de ma formation à l'ENSEM. En dirigeant cette thèse, malgré l'éloignement géographique et ses nombreuses occupations, il a conservé un grand intérêt pour mon travail et n'a eu de cesse de proposer des idées innovantes.

Je remercie Monsieur Guy Aubert d'avoir d'une part accepté de présider mon jury de thèse et d'autre part de m'avoir accordé un peu de son temps et de son savoir pour la réalisation de calculs analytiques complexes.

Je remercie Messieurs Jean-Luc Duchateau et Lucio Rossi d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse en tant que rapporteurs.

Je remercie sincèrement Monsieur Arnaud Devred d'avoir accepté d'être membre de mon jury de thèse. Je lui suis particulièrement reconnaissante du soutien qu'il a pu me fournir au cours des derniers mois de ma thèse.

Je remercie Messieurs Pascal Debu, Antoine Daël et François Kircher de m'avoir accueillie au sein du SACM. A Jean-Michel Rifflet, Françoise Rondeaux, François-Paul Juster, Jean-Marc Gheller, Maria Durante, Michel Segreti et Christophe Mayri, je te dis un grand merci pour le soutien qu'ils m'ont apporté au cours de ces trois années. Une mention particulière est attribuée à Lionel Quettier pour ses conseils, sa bonne humeur et son caractère de breton.

Je tiens également à remercier Messieurs Steve Gourlay et GianLuca Sabbi ainsi que toute l'équipe du Groupe d'aimants supraconducteurs du Lawrence Berkeley National Laboratory pour leur accueil et sans qui la partie expérimentale de cette thèse ne serait pas ce qu'elle est aujourd'hui. En particulier, j'adresse mes sincères remerciements à Messieurs Shlomo Caspi et Paolo Ferracin qui m'ont accordé sans compter leur temps et leur énergie pour mener cette étude à bien.

Je remercie mes parents, qui ont toujours prêté une oreille attentive et bienveillante à mes interrogations et qui m'ont toujours soutenu dans mes choix. Enfin, je remercie Arnaud pour ses constants encouragements et sa présence de chaque instant.

Table des matières

Introduction	9
I Contexte	13
1 L'intérêt des collisionneurs de particules pour la physique des hautes énergies	17
1.1 Parmi les accélérateurs de particules : le collisionneur circulaire	17
1.1.1 Brève introduction sur les accélérateurs	17
1.1.2 Quelques rappels sur les aimants des collisionneurs circulaires	18
1.2 Quelques notions en physique des accélérateurs	19
1.2.1 L'énergie	19
1.2.2 Les oscillations betatrons	20
1.2.3 La luminosité	20
1.2.4 L'effet faisceau-faisceau	21
1.3 Du LHC au « Super LHC »	22
1.3.1 le LHC en quelques chiffres	22
1.3.2 Les insertions à faible β du LHC	23
1.3.3 Gain en luminosité	23
2 Des distributions théoriques de courant à l'aimant	29
2.1 Les répartitions idéales de courant	29
2.2 De la répartition idéale à la répartition pratique	31
2.2.1 Contenu harmonique dans le cas d'une répartition dipolaire	31
2.2.2 Emergence du dipôle dit en « $\cos\theta$ »	32
3 Du supraconducteur à l'aimant	41
3.1 Les supraconducteurs	41
3.1.1 Bref historique	41
3.1.2 Quelques rappels sur la supraconductivité	42
3.1.3 Matériaux à basse température critique	43
3.1.4 La mise en oeuvre des matériaux à basse température critique	46
3.1.5 Les différents processus de fabrication du Nb_3Sn	48
3.2 La sensibilité du Nb_3Sn à la déformation mécanique	49
3.2.1 Influence d'une déformation axiale	50
3.2.2 Influence d'une contrainte transverse	52
3.3 Conception d'un dipôle : une succession de défis	56
3.3.1 Les performances magnétiques	56
3.3.2 Les transitions ou « quench »	57

3.3.3	La structure mécanique	61
3.3.4	La stabilité	65
3.4	Les dipôles à haut champ : état de l'art	68
3.4.1	Les dipôles réalisés et testés	68
3.4.2	Les projets en cours	73
II	Conception d'aimant dipolaire à grande ouverture et forte induction	81
1	Proposition d'une configuration magnétique théorique : l'intersection d'ellipses	85
1.1	Expression analytique de l'induction magnétique	85
1.1.1	Calcul du champ créé par un conducteur elliptique	85
1.1.2	Calcul du champ créé par l'intersection de deux conducteurs elliptiques	88
1.2	Forces de Laplace d'un dipôle obtenu par intersection d'ellipses	89
1.2.1	Brefs rappels sur le tenseur des contraintes de Maxwell	89
1.2.2	Application au cas du dipôle	90
1.3	Application au cas des aimants à grande ouverture et forte induction	92
1.3.1	Comparaison des forces de Laplace	92
1.3.2	Volume de conducteur dans un dipôle théorique obtenu par intersection d'ellipses	95
2	Modélisation magnétique 2D	99
2.1	Le point de départ de la modélisation	99
2.1.1	Les paramètres de conception	99
2.1.2	Répartitions théoriques de départ	100
2.2	Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 88 mm	101
2.2.1	Principe de l'approximation	101
2.2.2	Les résultats du calcul magnétique	103
2.3	Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 130 mm	108
2.3.1	La répartition des conducteurs et description de la culasse	108
2.3.2	Performances magnétiques de l'aimant	108
2.3.3	Comparaison aux configurations de référence	110
2.4	Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 160 mm	111
2.4.1	Les résultats du calcul magnétique	111
2.4.2	Comparaison aux configurations de référence	113
3	Etude préliminaire d'une structure mécanique 2D pour un dipôle de type ellipse d'ouverture 130 mm	115
3.1	Modèle magnétique 2D par éléments finis	115
3.2	Structure mécanique	117
3.2.1	Le modèle	117
3.2.2	Le chargement	119
3.2.3	Les résultats	122

III Contribution à l'étude de l'influence de la précontrainte sur l'accommodation de bobines de type « racetrack » en Nb_3Sn **127**

1	Conception du dispositif expérimental : dipôle à échelle réduite (« Subscale Dipole »SD)	131
1.1	Cahier des charges	131
1.1.1	Contexte	131
1.1.2	Besoins et solutions	132
1.1.3	Description des bobines « racetrack »SC01 et SC02	133
1.2	Dimensionnement 2D du système	135
1.2.1	Dimensionnement magnétique	135
1.2.2	Dimensionnement mécanique 2D du « Subscale Dipole »	138
1.3	Dimensionnement magnétique 3D du système	146
1.3.1	Aimant de référence SDCM0	146
1.3.2	Dimensionnement 3D du circuit magnétique	149
1.3.3	Finalisation du dimensionnement du circuit magnétique	153
1.4	Calculs mécaniques 3D	156
1.4.1	Modèle initial SDM1	156
1.4.2	Fonctionnement en l'absence de précontrainte axiale	164
2	Mise en oeuvre et test de SD	167
2.1	Préparation du test initial SD01	167
2.1.1	Objectif du test de SD01	167
2.1.2	Comportement de la structure mécanique	168
2.2	Assemblage à température ambiante de SD01	172
2.2.1	Principe de l'assemblage	172
2.2.2	Les étapes de l'assemblage	174
2.3	Mise en froid de SD	177
2.4	Test	180
2.4.1	L'accommodation de SD01	181
2.4.2	Variation de la vitesse de montée du courant : « Ramp-rate »	182
2.4.3	Vitesses de montée du courant variables	183
2.4.4	Origine des transitions	183
2.4.5	Réponse de la structure mécanique pendant l'excitation	186
2.4.6	Résultats, améliorations possibles et perspectives	187
	Conclusion	192
	Nomenclature	196
	Bibliographie	205

Introduction

En physique des particules, les accélérateurs permettent de sonder la matière en produisant des collisions de faisceaux toujours plus énergétiques. Ce sont des machines complexes composées de multiples éléments tels que des aimants supraconducteurs ou des cavités accélératrices radio-fréquence. L'un des principaux constituants est le dipôle d'arc. L'énergie du faisceau atteinte dans l'accélérateur est directement proportionnelle à la courbure du faisceau qui dépend elle-même de l'induction magnétique produite par les aimants dipolaires. Pour accroître l'induction magnétique, les conducteurs sont fabriqués à partir de matériaux supraconducteurs. Avec le Large Hadron Collider, qui est un collisionneur circulaire dont la mise en route est prévue en 2007 au CERN, une énergie record de 14 TeV devrait être atteinte grâce notamment à des dipôles en *NbTi* produisant une induction magnétique de 8 T dans une ouverture de 56 mm. Le second paramètre essentiel pour un collisionneur est sa luminosité. Elle représente, à une énergie donnée, le taux de production de collisions entre les particules. Elle est notamment déterminée par les propriétés des aimants d'accélérateurs présents dans les zones d'interaction où les collisions entre faisceaux ont lieu. Les principaux aimants à considérer dans ces zones sont les triplets de quadripôles et les dipôles de séparation/recombinaison. Leur rôle étant différent de celui des aimants d'arc, leur conception nécessite des développements particuliers.

Des projets relatifs à l'amélioration des performances du LHC ont déjà été amorcés par la communauté scientifique. Deux étapes sont envisagées. La première, à moyen terme consisterait à augmenter sa luminosité en remplaçant les aimants des zones d'interaction par des dipôles et des quadripôles plus performants. Cela pourrait, par exemple, nécessiter des dipôles d'au moins 88 mm d'ouverture produisant une induction centrale de 15 T. La seconde étape, à beaucoup plus long terme, serait d'accroître l'énergie du LHC en remplaçant tous les aimants d'arc par des aimants d'ouverture 50 mm produisant des inductions beaucoup plus grandes, dans le cas des dipôles, et des gradients plus forts dans les cas des quadripôles. 16 T dans les dipôles et 450 T/m dans les quadripôles permettraient par exemple de doubler l'énergie du LHC.

Dans les deux cas, de si hautes performances requièrent l'utilisation d'un supraconducteur permettant d'explorer des inductions supérieures à 12 T. Dans ce contexte, le logique successeur du *NbTi* semble être le composé intermétallique *Nb₃Sn* qui, avec une induction limite de 24T, est le seul autre supraconducteur à posséder un processus de fabrication maîtrisé à l'échelle industrielle. Il dispose néanmoins d'un inconvénient majeur qui est la sensibilité de ses propriétés supraconductrices à la contrainte mécanique. De nombreuses recherches se sont attachées à décrire la dépendance entre les propriétés du supraconducteur, sa mise en oeuvre et les déformations ou contraintes mécaniques qu'il subit. Pourtant, la limite au delà de laquelle le *Nb₃Sn* est dégradé de façon irrémédiable est encore mal définie. Bien qu'estimée à ce jour aux alentours de 150 MPa, elle reste encore sujette à caution.

Par conséquent, en raison de sa fragilité et aux vues des performances attendues pour la prochaine génération d'aimants d'accélérateur, la mise en oeuvre du *Nb₃Sn* se révèle être encore un défi. Différents programmes de recherche sont actuellement axés sur le développement de solutions technologiques mettant en oeuvre le *Nb₃Sn* dans les aimants des zones d'interaction. C'est le cas du programme LARP (LHC Accelerator Research Program) aux Etats-Unis qui étudie plus particulièrement les quadripôles. En Europe, le programme NED (Next European Dipole) a pour objectif final la construction d'un dipôle de 88 mm d'ouverture avec une induction maximale de 15T sur le conducteur.

Dans la conception des dipôles à grande ouverture et forte induction, la principale difficulté dans la conception réside dans le fait que les forces de Laplace engendrées sont très grandes et que selon sa configuration magnétique, le bobinage peut se retrouver fortement contraint mécaniquement par la composante verticale des forces de Laplace. C'est par exemple le cas de la configuration magnétique conventionnelle, dite en cosinus theta, couramment utilisée. Dans le cas d'une ouver-

ture supérieure à 88 mm, les contraintes sur le plan médian de la bobine induites par les forces de Laplace dépassent 200 MPa. Il est donc nécessaire de rechercher des configurations magnétiques innovantes permettant de limiter les efforts et les contraintes mécaniques au sein du bobinage. Par ailleurs, étant donné les efforts mis en jeu, la conception d'une structure mécanique adéquate s'avère également être un enjeu majeur. A ce jour, l'approche adoptée pour sa conception repose sur l'expertise acquise lors de la mise en oeuvre du *NbTi*. Ainsi, la précontrainte, qui a pour but de maintenir le bobinage en compression durant l'excitation, est supposée être un paramètre indispensable au bon fonctionnement de l'aimant. Cependant cette précontrainte est d'autant plus grande que les forces de Laplace, tendant à séparer les bobines de la structure mécanique, sont grandes. La précontrainte pourrait donc devenir une menace pour le supraconducteur si l'accumulation des différentes contraintes conduisait à dépasser la limite admissible de 150 MPa. La question de savoir si la précontrainte est réellement indispensable est donc légitime mais aucun dispositif ne permet aujourd'hui de répondre à cette question. De plus, la recherche des contraintes mécaniques admissibles reste essentielle car même en l'absence de précontrainte, l'accumulation des efforts liés aux forces de Laplace dans les aimants à très haut champ reste dangereuse. Il est donc indispensable de déterminer plus précisément la contrainte maximale que peut supporter un conducteur en *Nb₃Sn*.

C'est donc dans ce contexte que nous proposons une contribution à la compréhension de l'utilisation du *Nb₃Sn* dans les dipôles à forte induction et grande ouverture. Pour cela, nous allons proposer une configuration magnétique alternative dite de type ellipse fondée sur la répartition théorique de courant par intersection d'ellipses. L'objectif est d'atteindre une induction la plus grande possible, répondant aux critères d'homogénéité des dipôles d'accélérateur, dans des ouvertures de 88 mm et plus, à partir des spécifications du conducteur en *Nb₃Sn* développé dans le cadre du programme NED. Après une approche analytique du problème, nous proposerons une approximation de la répartition idéale par ce conducteur. Les résultats magnétiques seront alors développés. Une structure mécanique sera ensuite étudiée dans le cas d'un dipôle de type ellipse d'ouverture de 130 mm. L'approche utilisée sera conventionnelle, c'est-à-dire que nous supposons que les bobines doivent rester en compression pour assurer le fonctionnement de l'aimant. Par la suite, nous proposerons un dispositif expérimental développé dans le cadre d'une collaboration avec le LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory). Il devra être représentatif du dipôle de type ellipse et il devra permettre de faire varier la précontrainte sur le bobinage. L'objectif est de mettre à disposition de la communauté des concepteurs d'aimants un dispositif dans lequel des tests à faible précontrainte pourront être réalisés, de façon à participer à la compréhension de l'influence de la précontrainte sur le comportement de l'aimant, ainsi que des tests à forte précontrainte dans le but de rechercher la contrainte maximale que peut supporter un bobinage en *Nb₃Sn*. Le dimensionnement aussi bien magnétique que mécanique de ce dispositif sera développé ici. Enfin, la préparation et les résultats d'un test étalon seront reportés et analysés.

Première partie

Contexte

Pour étudier les constituants élémentaires de la matière et comprendre les interactions fondamentales auxquelles ils participent, les physiciens ont besoin d'instruments adaptés leur permettant de produire des réactions particulières. Les accélérateurs et les collisionneurs de particules font partie de ces grands instruments. Le plus puissant jamais réalisé est actuellement le Large Hadron Collider (LHC) en construction au CERN.

Chaque nouvelle machine de ce type repousse la frontière des hautes énergies par la mise en oeuvre de technologies de plus en plus complexes, notamment en ce qui concerne les aimants d'accélérateurs supraconducteurs. Nous nous intéresserons ici plus particulièrement à ceux qui permettent de courber le faisceau dans les accélérateurs circulaires : les dipôles. Après avoir rappelé les principes d'un accélérateur de particules et explicité quelques notions en optique du faisceau, nous expliquerons ce qu'est un dipôle supraconducteur. Pour cela, nous nous appuyerons sur sa définition théorique et sur les techniques permettant sa réalisation.

Chapitre 1

L'intérêt des collisionneurs de particules pour la physique des hautes énergies

1.1 Parmi les accélérateurs de particules : le collisionneur circulaire

1.1.1 Brève introduction sur les accélérateurs

Parmi les accélérateurs de particules, on distingue deux familles : les accélérateurs linéaires ou **Linac** et les accélérateurs circulaires souvent appelés **synchrotrons**. Dans le premier cas, les particules sont accélérées sur des trajectoires droites, ce qui a pour avantage de limiter le rayonnement électromagnétique émis par les particules mais pour inconvénient de ne pas pouvoir faire circuler le faisceau et le réutiliser. Dans le cas des synchrotrons, les particules circulent sur une orbite fermée, ce qui permet de les stocker. Elles émettent un rayonnement dit synchrotron qui selon l'utilisation de la machine est un avantage ou un inconvénient. Ainsi dans les synchrotrons actuels (SOLEIL, DIAMOND...), ce rayonnement est utilisé dans des lignes de lumières pour différentes applications. Dans les accélérateurs qui ont pour objectif de produire des collisions entre faisceaux de particules tel que le LHC, ce rayonnement devient un inconvénient puisqu'il est une perte d'énergie pour les particules. Nous nous intéressons ici à ce dernier type de machine, combinaison d'accélérateurs circulaires et linéaires : **le collisionneur**.

L'intérêt de ce type de machine est qu'il permet d'exploiter au mieux l'énergie du faisceau. En effet, les premières expériences furent menées en bombardant une cible fixe par des particules accélérées. Mais dans ce cas, seule une fraction de l'énergie est disponible pour créer de nouvelles particules car la plus grande partie est perdue, transformée en énergie cinétique par les produits de l'interaction.

Parmi ces collisionneurs, on distingue ceux à simple et double anneau (« Single-ring » et « Twin-ring ») [1]. Dans le cas des « single ring », deux faisceaux de particules de charges opposées circulent dans le même anneau en sens contraire. Dans les « twin-ring », chaque faisceau évolue dans une chambre à vide qui lui est propre. C'est ce type de configuration qui a été retenu pour le premier collisionneur proton-proton ISR fabriqué au CERN en 1971. C'est également le principe de fonctionnement du Large Hadron Collider actuellement en construction au CERN.

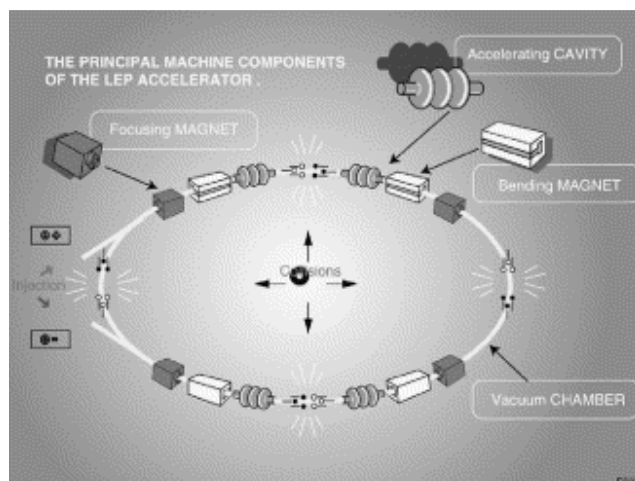


FIG. I-1 – Schéma des composants principaux d'un accélérateur circulaire [3] : aimant de focalisation (focusing magnets), aimant de courbure (bending magnets), cavité accélératrice (accelerating cavity), chambre à vide (vacuum chamber)

1.1.2 Quelques rappels sur les aimants des collisionneurs circulaires

Un collisionneur est d'autant plus performant que les faisceaux qu'il accélère ont de grandes énergies et sont suffisamment focalisés pour permettre des collisions de qualité. On parle ainsi de l'**énergie** et de la **luminosité** d'un collisionneur. L'amélioration d'une telle machine passe donc par l'augmentation de ces deux grandeurs. Leurs valeurs sont directement liées aux performances des **aimants** qui la composent. On peut voir sur la figure I-1 les éléments principaux d'un collisionneur circulaire qui vont être détaillés dans ce qui suit [2].

1.1.2.1 Les différents aimants :

En règle générale, les accélérateurs circulaires tels que les collisionneurs sont constitués de plusieurs arcs séparés par des insertions quasi-linéaires. Les arcs sont conçus pour assurer la courbure du faisceau et les insertions sont des zones qui abritent les sections accélératrices ainsi que les lignes d'injection et d'extraction du faisceau. Dans le cas des collisionneurs, des collisions sont prévues entre les deux faisceaux au sein de certaines insertions. Le point où se situe la collision est appelée **point d'interaction**.

On peut dire qu'il existe quatre grandes familles d'aimants : les **aimants d'arc** répartis tout autour de l'anneau, les **aimants d'insertion** qui prépare le faisceau pour les zones d'interaction, de nombreux **aimants de correction**, associés à tous les autres aimants (aussi bien d'arc que d'insertion) et enfin les grands aimants de **détecteurs** qui, placés autour des points d'interaction, constituent le cœur des grandes expériences de physique.

1.1.2.2 Les aimants d'arc :

Les arcs des accélérateurs sont principalement composés de deux types d'aimants : les **dipôles** et les **quadripôles**. Les dipôles permettent de courber la trajectoire du faisceau pour lui faire suivre l'orbite circulaire de l'anneau. Les quadripôles ont eux un rôle de « lentilles magnétiques » et permettent de focaliser le faisceau. Notons qu'un quadripôle ne peut focaliser le faisceau que dans un seul plan. Par conséquent, il est nécessaire de juxtaposer un quadripôle **focalisant** et un quadripôle **défocalisant**. Dans les grands accélérateurs, les aimants d'arc sont organisés sous forme de « maille » se reproduisant tout le long de l'anneau. Chacune est composée d'une série de dipôles, d'un quadripôle focalisant, d'une nouvelle série de dipôles, d'un quadripôle défocalisant

et enfin d'une dernière de série de dipôles. Ce type d'organisation est appelé **FODO** en optique du faisceau, la lettre F désignant le quadripôle focalisant, la lettre D le défocalisant et la lettre O les éléments intermédiaires tels que les dipôles [4].

1.1.2.3 Les aimants d'insertion

Dans les zones d'interaction ainsi que dans les chaînes d'injection et d'extraction du faisceau, des quadripôles souvent très focalisants sont nécessaires à l'approche des points de collisions. Même si ces aimants sont très proches des quadripôles d'arc dans leur conception et leur fabrication, il n'en demeure pas moins que leur position, proche des collisions, nécessite des développements particuliers [2].

1.1.2.4 Les correcteurs

Bien que les inductions et les gradients produits par les aimants principaux soient optimisés, différents correcteurs sont utilisés pour ajuster les propriétés du faisceau. Ce sont par exemple des dipôles, qui corrigent l'orbite du faisceau, des sextupôles qui compensent l'aberration chromatique produite par les quadripôles d'arc dans le cas des accélérateurs à aimants résistifs (c'est-à-dire le fait que la force de focalisation dépende du moment de la particule) ou qui corrigent les effets des courants persistants dans le cas des accélérateurs supraconducteurs. Il peut aussi être nécessaire de corriger par le biais de multipôles des harmoniques d'ordre élevé produits par des aimants d'arc [5].

1.1.2.5 Les détecteurs

Dans la plupart des expériences de physique au sein des accélérateurs, un aimant est utilisé pour identifier les particules produites par l'interaction. Selon la charge de la particule (positive, négative ou nulle), elle sera déviée différemment par l'induction magnétique produite par l'aimant détecteur. Les particules sont de plus en plus énergétiques. Pour pouvoir incorporer leur trajectoire dans des volumes donnés, les inductions produites au sein des détecteurs doivent être de plus en plus grandes [6].

1.2 Quelques notions en physique des accélérateurs

1.2.1 L'énergie

Comme cela a été dit précédemment, l'énergie est un des paramètres principaux dans les accélérateurs. Dans le cas des accélérateurs circulaires, il existe une relation entre l'énergie des particules, $E_{faisceau,eV}$ en électron-volts, la célérité de la lumière c en m/s, l'induction magnétique produite par les aimants de courbure B_{dipole} en teslas et le rayon de courbure du faisceau de particules R_{courb} en mètres :

$$E_{faisceau,eV} = cB_{dipole}R_{courb} \quad (I-1)$$

L'approximation de c donne une expression de l'énergie du faisceau en giga-électron-volts :

$$E_{faisceau,GeV} \cong 0,3B_{dipole}R_{courb} \quad (I-2)$$

R_{courb} n'est égal qu'à 60 à 70% du rayon moyen du tunnel dans lequel se trouve l'accélérateur car il n'y a pas que des dipôles le long des arcs et car il existe des parties de l'accélérateur

sans courbure, autour des points de collision [3]. Comme on cherche le plus souvent à utiliser un tunnel existant pour construire un nouveau collisionneur, une augmentation d'énergie passe par une augmentation de l'induction magnétique produite par les dipôles.

1.2.2 Les oscillations betatrons

Dans un accélérateur circulaire, les faisceaux de particules doivent parcourir l'anneau un grand nombre de fois. Le mouvement des particules doit donc être le plus stable possible et rester au plus près de l'orbite idéale qui est généralement décrite par une courbe circulaire fermée. Cette stabilité dépend de la force de focalisation des éléments magnétiques. Le mouvement d'une particule est globalement stable si toute petite déviation de la particule est corrigée par des forces électromagnétiques. Cela induit néanmoins des oscillations de la particule que l'on appelle **oscillations betatron** [1].

La position de la particule est décrite par un ensemble de coordonnées (s, x, z) où s est l'abscisse curviligne le long de l'orbite idéale de longueur L_{anneau} , et où x et z sont les distances horizontales et verticales de la particule par rapport à l'orbite idéale. Une représentation des oscillations est faite par la fonction β qui prend une valeur à chaque position s . Il existe une fonction β_x et une fonction β_z représentant respectivement les oscillations du faisceau dans les plans horizontaux et verticaux. Cette fonction s'exprime en général en mètres ([7] et [4]). $1/\beta$ est une image de la force de focalisation de l'anneau et une faible valeur de β est souhaitable.

Outre cette fonction, un autre paramètre est utilisé pour décrire les oscillations, c'est le **nombre d'onde** ν («betatron number»), noté également Q en Europe. Il désigne le nombre d'oscillations betatron du faisceau pour un tour d'anneau [4]. Notons que comme les oscillations diffèrent selon les directions x et z , ce nombre existe pour le plan horizontal ν_x et pour le plan vertical ν_z . Il est défini par :

$$\nu = \oint \frac{ds}{\beta} \quad (\text{I-3})$$

La valeur de ce nombre doit être sévèrement contrôlée. Par exemple, il ne doit pas prendre de valeur entière afin que L_{anneau} ne soit pas un multiple de la période des oscillations. Dans ce cas, la moindre imperfection des champs magnétiques agirait comme une perturbation synchronisée avec la fréquence des oscillations betatron. Cela conduirait par résonance, à une croissance exponentielle de l'amplitude des oscillations et rendrait le faisceau instable ([7] et [4]).

1.2.3 La luminosité

Comme cela a été dit précédemment, dans un collisionneur, il existe des zones d'interaction dans lesquelles les faisceaux entrent en collision. Dans ces zones un des paramètres clef est la **luminosité**. Elle représente le nombre d'évènements par seconde et par unité de surface. Intéressons nous tout d'abord à un exemple simplifié qui permet de comprendre la notion de luminosité mais qui ne prétend pas la définir. On considère pour cela une particule circulant en sens contraire d'un faisceau de N_1 particules réparti sur une section \mathcal{A}_f . On appelle σ la zone d'interaction. La probabilité P qu'un évènement se produise sur la surface d'interaction est égale d'après [1] à :

$$P = \frac{N_1}{\mathcal{A}_f} \sigma = l\sigma \quad (\text{I-4})$$

Dans ce cas particulier, l est une sorte de luminosité pour la particule considérée. Toutefois, cette définition est incomplète puisqu'elle ne considère qu'une particule isolée. En pratique, on

procède à l'interaction de deux faisceaux de particules. Chaque faisceau est composé d'une suite de paquets ou « bunches ». Chaque paquet contient un nombre de particules N . Généralement, les deux faisceaux contiennent le même nombre de particules. On note \mathcal{A}_c leur section transverse au croisement. Il y a possibilité de collision aussi souvent que les paquets de particules se rencontrent. La luminosité \mathcal{L} qui décrit le nombre d'interactions par unité de surface et par seconde dépend donc de la fréquence de passage f_b des différents paquets et s'écrit :

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 f_b}{\mathcal{A}_c} \quad (\text{I-5})$$

On remarque que \mathcal{L} est indépendante de la section d'interaction étudiée et ne dépend que de la géométrie du faisceau. Sa dimension est $[L]^{-2} [T]^{-1}$. En pratique, elle s'exprime en $cm^{-2}s^{-1}$. Notons que l'aire \mathcal{A}_c de croisement des faisceaux dépend non seulement des propriétés géométriques du faisceau mais aussi de l'angle de croisement θ_c (« crossing angle ») qui correspond à l'angle de croisement des deux faisceaux.

Il est possible d'augmenter la luminosité par différents moyens comme par exemple l'augmentation du nombre de paquets de particules par faisceau, l'augmentation de nombre de particules par faisceau ou encore l'accroissement de la force de focalisation des aimants d'insertion, ce qui revient à diminuer la valeur de la fonction β au niveau de la zone d'interaction [8]. Pour tous ces exemples d'amélioration, il existe des facteurs limitants, c'est par exemple le cas de l'**effet faisceau-faisceau** ou « **beam-beam effect** ».

1.2.4 L'effet faisceau-faisceau

L'effet faisceau-faisceau correspond à une interaction entre les deux faisceaux dans la zone d'interaction. Lorsque deux paquets de particules entrent en collision, chaque particule d'un faisceau est perturbée par le champ électromagnétique généré par l'autre faisceau. Ce phénomène est d'autant plus important que l'angle de croisement θ_c est petit. Cet effet est très complexe à modéliser. Néanmoins, on peut quantifier son influence sur le nombre d'onde. La modification qu'il subit est appelée « tune shift », se note $\Delta\nu$ et s'exprime en fonction de N , \mathcal{A}_c , γ_r le facteur relativiste, r_0 le rayon de la particule et β^* la valeur de la fonction β au point d'interaction [1] :

$$\Delta\nu = \frac{r_0 \beta^* N}{\gamma_r \mathcal{A}_c} \quad (\text{I-6})$$

avec

$$\gamma_r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (\text{I-7})$$

où \mathbf{c} est la célérité de la lumière et v la vitesse de la particule considérée.

Il existe un seuil $\Delta\nu_0$ au delà duquel les amplitudes des oscillations des particules deviennent trop grandes, ce qui accroît la taille du faisceau et peut conduire à une perte de particules mais aussi à une diminution de la densité du faisceau et donc à une réduction de la luminosité [7]. D'après l'expression (I-6), on constate qu'un moyen de diminuer $\Delta\nu$ est de rendre β^* le plus petit possible. Cependant, la fonction β ne peut pas être faible partout sous peine, entre autre, de produire un nombre d'onde ν de valeur élevée. Cela doit être évité puisque comme on l'a vu, cela pourrait conduire à des phénomènes de résonance. Une solution consiste à introduire une section dans l'anneau dans laquelle β est très faible et où l'interaction aura lieu. Ces sections sont appelées **insertions à faible β** (« Low-beta insertions »). Elles sont principalement composées

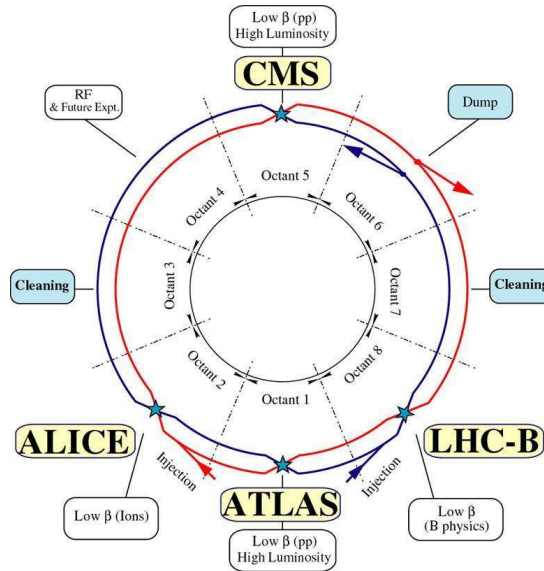


FIG. I-2 – Schéma de principe du LHC

de quadripôles. Dans ce qui suit, on se propose d'illustrer notre propos par le cas des insertions du LHC et de présenter les propositions faites pour améliorer sa luminosité.

1.3 Du LHC au « Super LHC »

1.3.1 le LHC en quelques chiffres

Le meilleur exemple actuel d'un grand collisionneur est probablement celui du LHC (Large Hadron Collider) en construction au CERN. Cette machine d'environ **27 km de circonférence** devrait permettre la collision de deux faisceaux de protons circulant en sens contraire de **7 Tev** chacun. Sur la figure I-2, on peut voir qu'il est constitué de 8 arcs séparés par des insertions IR numérotées de 1 à 8. Seules quatre d'entre elles seront le lieu de collisions entre les faisceaux. Parmi elles, deux seront à **haute luminosité** et abriteront les principales expériences CMS (Compact Muon Solenoid) et ATLAS (A Toroidal Lhc Apparatus System). Les deux autres seront à **faible luminosité** et seront utilisées pour les expériences ALICE (A Large Ion Collider Experiment) et LHC-B.

Chaque arc est constitué de 23 cellules composées chacune de :

- 6 dipôles de courbure supraconducteurs d'ouverture **56 mm**, de **14.3 m** de long et devant produire une induction de **8.33 T**
- 1 quadripôle focalisant et 1 quadripôle défocalisant supraconducteurs de **3.1 m** devant générer un gradient d'induction de **223 T/m**
- plusieurs aimants de corrections

Le premier enjeu d'une amélioration des performances du LHC sera l'augmentation de la luminosité. En effet, les aimants des zones d'interaction soumis à de hautes doses de radiations ont une durée de vie limitée que l'on évalue à 7 ans. Ils devront donc être assez rapidement remplacés. Ce sera alors l'occasion de les remplacer par des aimants plus focalisants ou de modifier la configuration de l'insertion. Cela nécessitera la mise en oeuvre de dipôles de plus de 13 T et de quadripôles ayant des gradients d'au moins 250 T/m dans des ouvertures plus grandes [9]. Dans un second temps, à beaucoup plus long terme, on peut imaginer remplacer tous les dipôles et quadripôles d'arc par des aimants produisant des inductions magnétiques et des gradients

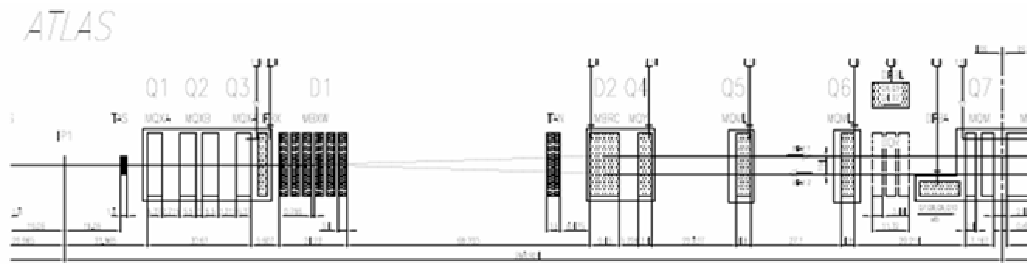


FIG. I-3 – Schéma de la partie droite de l'insertion IR1 du LHC

beaucoup plus grands (plus de 15T pour les dipôles et plus de 400 T/m pour les quadripôles) afin d'augmenter l'énergie [10].

1.3.2 Les insertions à faible β du LHC

Comme cela a été dit, le LHC comporte quatre zones d'interaction dans lesquelles auront lieu les collisions des faisceaux. Pour illustrer de façon concrète l'organisation des aimants au sein de ces insertions, prenons comme exemple le cas de l'insertion IR1 qui abrite l'expérience ATLAS [11]. La figure I-3 représente la partie de cette insertion à droite du point d'interaction. En partant du point d'interaction, on peut ainsi distinguer trois sections : Q1 à Q3, D1 à D2 et Q4 à Q7. Nous ne nous intéresserons qu'aux deux premières sections :

- Q1 à Q3 : cet ensemble de quadripôles est appelé **triplet à faible β** (« low- β triplet ») et permet de produire la zone de faible β requise pour les collisions. Au total, cet assemblage fait 31 m de long, fonctionne à une température de 1.9 K et fournit un gradient nominal de 205 T/m. Il est composé de deux types de quadripôles : les extérieurs Q1 et Q3, conçus à KEK (Japon) alimentés avec 6450 A pour produire le gradient nominal, et l'intérieur Q2, composé en fait de deux quadripôles conçus au Fermilab (Il, USA) alimenté avec 10630 A.
- D1 et D2 : ces dipôles suivent le triplet et sont appelés dipôles de **séparation/recombinaison**. Ils permettent de guider les faisceaux afin de les répartir dans deux chambres à vide séparées. D1 est un aimant chaud conventionnel de 3.4 m de long fournissant 1.38 T. D2 est un dipôle supraconducteur, fonctionnant à 4.5 K qui produit 3.8 T.

Ce type de configuration est appelée « **quadripoles-first** » car les quadripôles sont les aimants les plus proches du point d'interaction. L'inconvénient majeur de ce type de disposition est l'éloignement du dipôle de séparation du point d'interaction. En effet, une fois que deux paquets de particules sont entrés en collision, il faut les séparer le plus vite possible afin de « nettoyer » la zone d'interaction sous peine de produire des **collisions parasites** à l'arrivée des paquets suivants. Cette séparation sera d'autant plus efficace que les dipôles de séparation/recombinaison seront proches du point d'interaction.

1.3.3 Gain en luminosité

1.3.3.1 Impact sur les aimants d'une augmentation de la luminosité

Nous avons vu précédemment que l'augmentation de la luminosité passe par exemple par la diminution de β^* qui est la valeur de β au point d'interaction. Pour cela, la force de focalisation des quadripôles des zones d'interaction doit être augmentée, ce qui accroît l'induction maximale (« peak field ») dans le conducteur.

Par ailleurs, réduire β^* induit de grandes valeurs de β dans les quadripôles. En effet, dans les

parties droites que sont les zones d'interaction, la variation de la fonction β en fonction de l'abscisse curviligne s s'écrit ([7] et [8]) :

$$\beta(s) = \beta^* + \frac{s^2}{\beta^*} \quad (\text{I-8})$$

On voit d'après (I-8), que le triplet de la zone d'interaction doit être le plus proche possible du point d'interaction ($s = 0$) afin de limiter la valeur maximale de β . Mais dans la réalité, sa position est limitée par la présence de détecteurs. De ce fait, un β assez grand est difficilement évitable. Les aimants doivent alors nécessairement être à grande ouverture et haut champ. Dans le cas du LHC, l'ouverture des quadripôles du triplet est de 70 mm, ce qui implique une valeur minimum de β^* de 0.5 m.

Outre la valeur de β , l'interaction entre faisceaux (« beam-beam effect ») peut également être un facteur limitant pour la luminosité. Un moyen de surmonter cette limite est d'augmenter l'angle de croisement des faisceaux θ_c . Mais cette contrainte impose aussi des aimants à grande ouverture.

Dans ce qui suit, on se propose de considérer les différentes solutions envisagées à ce jour par les physiciens des accélérateurs et les concepteurs d'aimants qui permettraient d'accroître la luminosité du LHC.

1.3.3.2 Scenarii possibles pour une augmentation de la luminosité

Dans ce qui suit, on s'intéresse aux solutions proposées dans [12] et résumées dans [13] pour accroître la luminosité du LHC en modifiant les insertions faible β .

1.3.3.2.1 Cas 1 : augmentation de la luminosité avec la configuration existante Une première solution pour augmenter la luminosité est de conserver la disposition « quadrupoles-first » en modifiant quelques paramètres (figure I-4). Ainsi, élargir l'ouverture des quadripôles de 70 à 110 mm permet de diminuer β^* d'un facteur 3 ($\beta^*=0.16$ m). Raccourcir le dipôle D1 à 1.5 m ne corrige pas le problème des collisions parasites puisqu'il reste toujours aussi éloigné du point d'interaction. On peut aussi envisager de rapprocher un peu plus le quadripôle Q1 de la zone d'interaction. Dans tous les cas, se pose le problème du refroidissement de ce quadripôle Q1 qui va recevoir beaucoup plus de produits d'interaction qu'auparavant, du fait de la plus grande luminosité.

1.3.3.2.2 Cas 2 : configuration « Dipôles-first » Une deuxième solution consiste à placer des dipôles de séparation entre le point d'interaction et les quadripôles (figure I-5). Ce principe permet de réduire de plus d'un tiers le nombre de collisions parasites. L'un des inconvénients majeurs vient du fait que les quadripôles sont loin de la zone d'interaction impliquant un fort β à leur niveau pour garantir une faible β^* au point d'interaction. L'ouverture des quadripôles devra donc être très grande. De plus, le dipôle D1, du fait de sa proximité avec le point d'interaction recevra beaucoup de produits d'interaction. Dans cette configuration, on a $\beta^*=0.26$ m d'après [13].

1.3.3.2.3 Cas 3 : configuration « quadripôles entre dipôles » Une solution pour pallier au problème des grandes valeurs de β dans les quadripôles, et ainsi de limiter leur ouverture, est de les rapprocher du point d'interaction en les plaçant entre les dipôles de séparation (figure I-6). D'après [13], on réduit β^* par rapport au cas « Dipôles-first » (0.19 m au lieu de 0.26) mais le

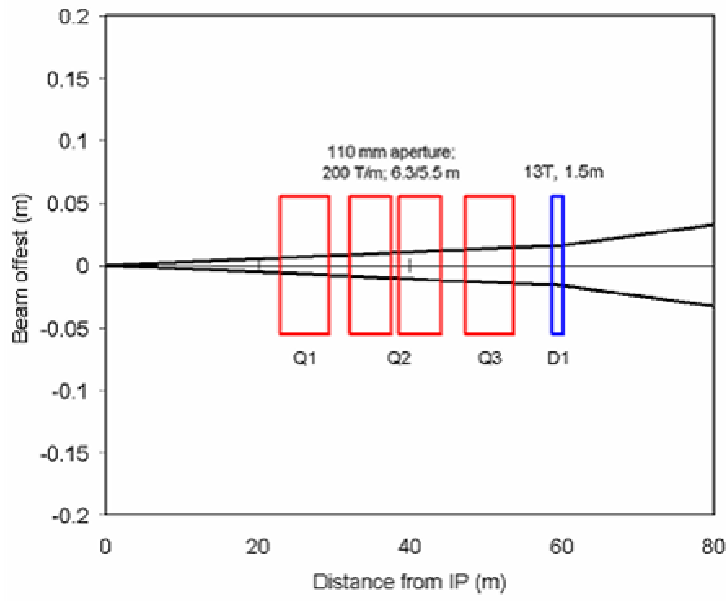


FIG. I-4 – « *Quadrupoles-first* »

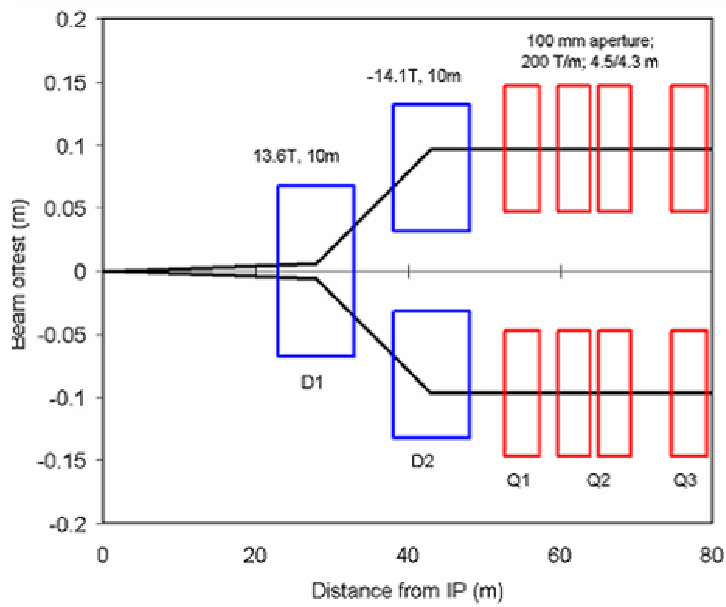


FIG. I-5 – « *Dipoles-first* »

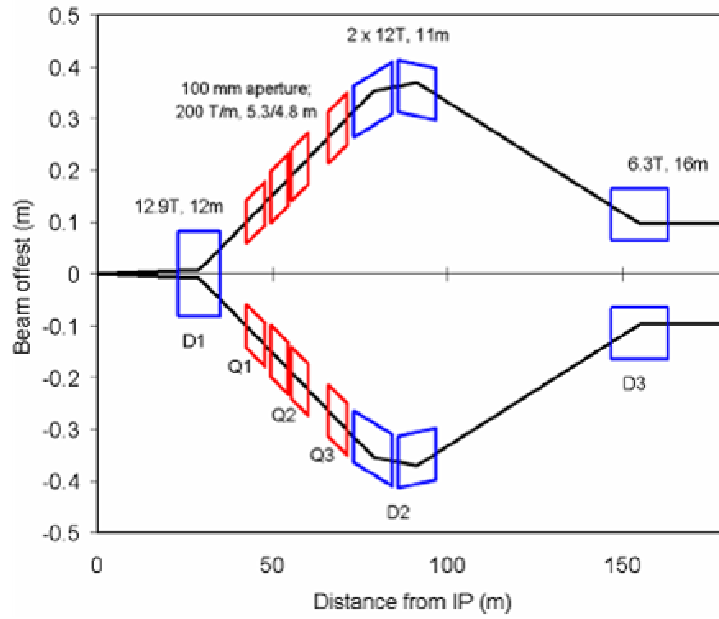


FIG. I-6 – « *Quadripôles entre dipôles* »

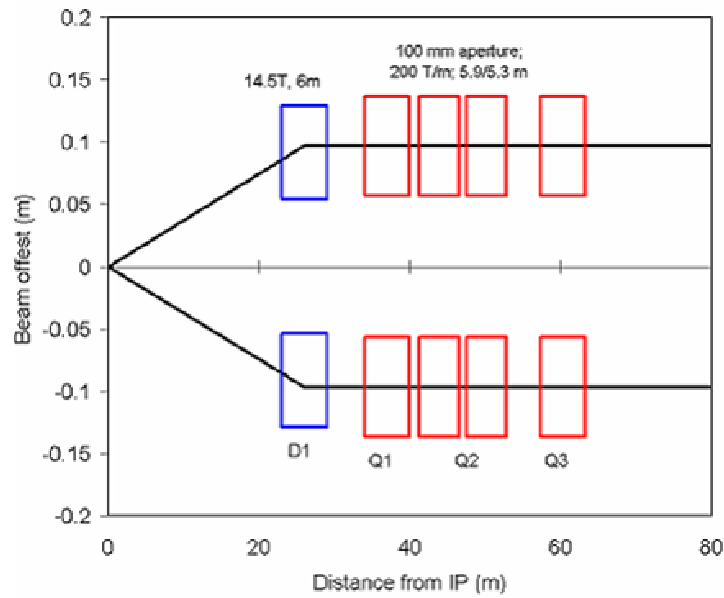


FIG. I-7 – « *Dipoles-first* » avec θ_c grand

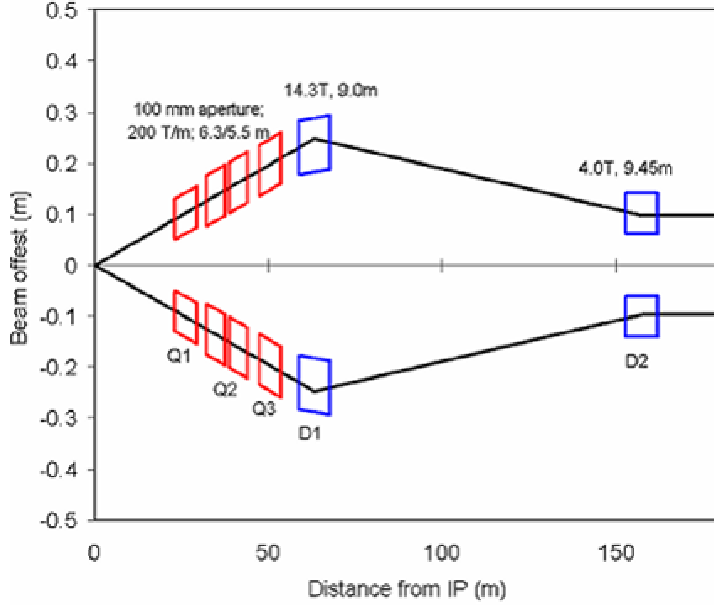


FIG. I-8 – « *Quadrupoles-first* » avec θ_c grand

problème des rayonnements subis par D1 persiste et la faisabilité d'aimants dont les axes ne sont pas parallèles n'a pas encore été étudiée.

Dans ces trois premiers cas, l'angle de croisement θ_c est supposé faible car on est dans l'hypothèse que l'intensité du faisceau est limitée par d'autres facteurs que l'interaction faisceau-faisceau. Si c'est l'interaction faisceau-faisceau qui devient limitante, une façon d'accroître la luminosité est d'augmenter θ_c . C'est le cas des propositions suivantes.

1.3.3.2.4 Cas 4 : configuration « Dipôles first » avec θ_c grand Pour accroître l'angle de croisement θ_c , on peut avoir recours à la configuration de la figure I-7. Dans ce cas, l'angle de croisement est de l'ordre de ± 4 mrad ce qui permettrait de résoudre le problème de l'interaction faisceau-faisceau si celle-ci devenait facteur limitant. Cette configuration permet de réduire le nombre de collisions parasites. Néanmoins, comme dans le deuxième cas, le dipôle D1 est soumis à de nombreux dépôts des produits d'interaction. D'après [13], on aurait alors $\beta^*=0.15$ m.

1.3.3.2.5 Cas 5 : Configuration « quadrupoles-first » avec θ_c grand Cette dernière configuration met en jeu des quadrupôles à double ouverture non parallèles (figure I-8). Comme dans le troisième cas, la faisabilité de tels aimants restent à étudier. Néanmoins, cette configuration permettrait d'atteindre $\beta^*=0.1$ m [13].

D'après cette rapide présentation, on peut conclure que la conception d'une nouvelle insertion à faible β sera un élément clef pour gagner jusqu'à un ordre de grandeur en luminosité. Bien que ces études soient préliminaires, elles mettent clairement en évidence la nécessité d'aimants à haut champ et grande ouverture.

Chapitre 2

Des distributions théoriques de courant à l'aimant

Comme nous venons de le voir, un des éléments fondamentaux des accélérateurs de particules est l'élément de courbure appelé dipôle. Ce type d'élément magnétique génère une induction uniforme dans son ouverture, orthogonale au faisceau de particules afin de courber sa trajectoire. Notons que dans un premier temps, l'étude de ces éléments magnétiques peut se restreindre à une étude 2D car la section du faisceau est très petite devant son rayon de courbure. C'est donc seulement une fois que la répartition idéale a été choisie en 2D que l'étude 3D se révèle nécessaire. Le choix de cette répartition théorique en 2D répond à un « problème inverse ». En effet, la question est de savoir quelle type de répartition de courant autour d'une ouverture peut induire une induction uniforme. Or, en magnétostatique, il existe une infinité de solutions qui permettent l'obtention d'une induction donnée dans une région donnée de l'espace.

Dans cette partie, nous nous attacherons à décrire les répartitions idéales de courant qui servent de base à la conception des dipôles supraconducteurs d'accélérateur. Dans un second temps, nous évoquerons comment les configurations dipolaires employées aujourd'hui ont émergé à partir des répartitions idéales.

2.1 Les répartitions idéales de courant

Il existe deux solutions communément utilisées pour créer des inductions dipolaires. La première correspond à l'**intersection d'ellipses**. En effet, si l'on considère deux conducteurs elliptiques parcourus respectivement par des densités de courant volumique J et $-J$ se recoupant, comme cela est représenté sur la figure I-9, l'induction magnétique $B_{ellipse}$ produite dans la zone d'intersection est parfaitement dipolaire et son expression est :

$$B_{ellipse} = \frac{\mu_0 J b_e}{a_e + b_e} 2d \quad (\text{I-9})$$

où a_e correspond au demi axe horizontal d'une ellipse, b_e au demi-axe vertical et d à la distance entre le centre de chaque ellipse et le centre de la zone d'intersection. La démonstration de cette expression est détaillée dans la partie II.

Le cas de l'intersection de conducteurs circulaires représenté sur la figure I-10 n'en est qu'un cas particulier. L'expression de l'induction magnétique (I-9) devient alors :

$$B_{cerc} = \frac{\mu_0 J}{2} 2d \quad (\text{I-10})$$

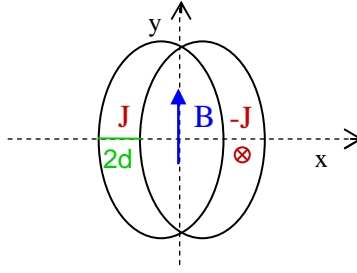


FIG. I-9 – Intersection de conducteurs elliptiques

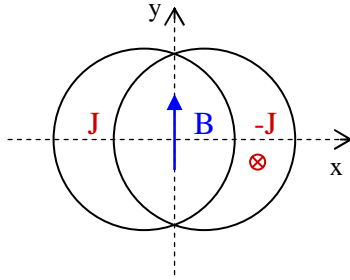


FIG. I-10 – Intersection de conducteurs circulaires

Une autre solution produisant un multipôle parfait d'ordre n est la répartition de courant en $K_0 \cos \theta$ dans la direction \vec{u}_z sur un cercle de rayon R_i , où K_0 est une densité surfacique de courant en A/m (figure I-11).

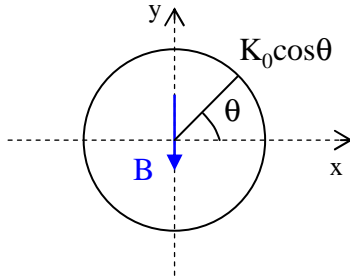


FIG. I-11 – Répartition en $K_0 \cos(\theta)$ autour d'un cylindre à bas circulaire de rayon R_i

Le potentiel vecteur $A_z(r, \theta)$ donné par une telle distribution pour $r < R_i$ s'écrit :

$$A_z(r, \theta) = \frac{\mu_0 K_0 R_i}{2} \left(\frac{r}{R_i} \right)^n \cos(n\theta) \quad (\text{I-11})$$

Les expressions de l'induction dans le repère cylindrique donne alors :

$$\begin{aligned} B_r(r, \theta) &= -\frac{\mu_0 K_0}{2} \left(\frac{r}{R_i} \right)^{n-1} \sin(n\theta) \\ B_\theta(r, \theta) &= -\frac{\mu_0 K_0}{2} \left(\frac{r}{R_i} \right)^{n-1} \cos(n\theta) \end{aligned} \quad (\text{I-12})$$

Les expressions de l'induction dans le repère cartésien peuvent alors s'écrire :

$$\begin{aligned} B_x &= 0 \\ B_y &= -\frac{\mu_0 K_0}{2} \end{aligned} \quad (\text{I-13})$$

2.2 De la répartition idéale à la répartition pratique

2.2.1 Contenu harmonique dans le cas d'une répartition dipolaire

Le fait de pouvoir étudier les configurations dipolaires en 2D permet d'utiliser le formalisme complexe. Rappelons que si B_x et B_y sont les composantes du vecteur induction \vec{B} dans le repère $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y)$, dans une région vide de conducteur telle que l'ouverture d'un aimant d'accélérateur, l'induction magnétique peut être décrite par une fonction complexe analytique :

$$\bar{B} = B_y + \mathbf{i}B_x \quad (\text{I-14})$$

Cette fonction peut être décomposée en série sur un rayon R_0 inférieur au rayon R_i d'ouverture du dipôle. Pour $|\bar{z}| < R_i$, cette décomposition peut s'écrire :

$$\bar{B}(\bar{z}) = \sum_{n=1}^{+\infty} \overline{C_n} \left(\frac{\bar{z}}{R_0} \right)^{(n-1)} = \sum_{n=1}^{+\infty} (B_n + \mathbf{i}A_n) \left(\frac{\bar{z}}{R_0} \right)^{(n-1)} \quad (\text{I-15})$$

A_n et B_n , exprimés en Teslas, sont les coefficients multipolaires et $\overline{C_n}$ le coefficient multipolaire complexe. Dans le dimensionnement des aimants d'accélérateur, l'expression I-16 est surtout utilisée :

$$\bar{B}(\bar{z}) = B_{ref} 10^{-4} \sum_{n=1}^{+\infty} (b_n + \mathbf{i}a_n) \left(\frac{\bar{z}}{R_0} \right)^{n-1} \quad (\text{I-16})$$

B_{ref} est la valeur absolue de la composante dipolaire ou quadripolaire au rayon de référence R_0 . b_n et a_n sont appelés **les coefficients multipolaires réduits normaux et tournés** et sont sans dimension et normalisés par rapport à 10^4 . On les quantifie en « unités ».

Cette représentation sous forme de série est utilisée dans la physique des accélérateurs. En effet, la qualité de l'induction des aimants d'accélérateur est exprimée sous forme de tolérances sur les différents termes du développement en série. On considère par exemple qu'un dipôle est homogène si tous les coefficients multipolaires sont inférieurs à quelques unités, à l'exception bien sûr du terme b_1 qui vaut 10^4 .

Une répartition idéale de courant produit une induction qui ne contient que la composante fondamentale à savoir $\overline{C_1}$ dans le cas d'un dipôle. Néanmoins, lors de la fabrication d'un aimant, on ne fait qu'approcher la répartition de courant idéale qui permet de produire un champ dipolaire. La décomposition en série de l'induction conduit donc à des harmoniques non nuls. Selon le champ principal recherché (dipolaire, quadripolaire...), certains coefficients s'annulent naturellement. Dans le cas d'une répartition dipolaire, telle que l'axe Oy est axe d'antisymétrie de la distribution, seuls les coefficients normaux et impairs sont non nuls : $b_{2k+1} \neq 0$, k variant de 0 à l'infini [14].

Lors de la conception d'un dipôle d'accélérateur, on vise à minimiser les coefficients indésirables.

2.2.2 Emergence du dipôle dit en « $\cos\theta$ »

Comme on vient de le voir, il existe des répartitions idéales de courant qui permettent de produire des inductions parfaitement dipolaires. En pratique, ces répartitions de courant ne peuvent pas être reproduites avec précision et sont seulement approximées. Les années 60 ont été le berceau de solutions variées développées par différents auteurs. On peut distinguer deux familles : la principale vise à approximer la répartition idéale de type $K_0\cos(n\theta)$ et la seconde beaucoup moins répandue a pour but l'approximation d'une intersection d'ellipses.

2.2.2.1 Approximation de l'intersection d'ellipses

En 1968, le premier laboratoire à s'être penché sur l'intersection d'ellipses est le Rutherford Laboratory. Il a réalisé un bobinage décrit dans [15] qui recréait de manière approchée la forme de l'intersection d'ellipses. Cet aimant a été construit en 1967 à partir de conducteurs en $NbTi$. L'induction atteinte dans l'aimant était de 4 T pour une induction maximale sur le conducteur de 4,4 T. Une vue de l'aimant est représentée sur la figure I-12.

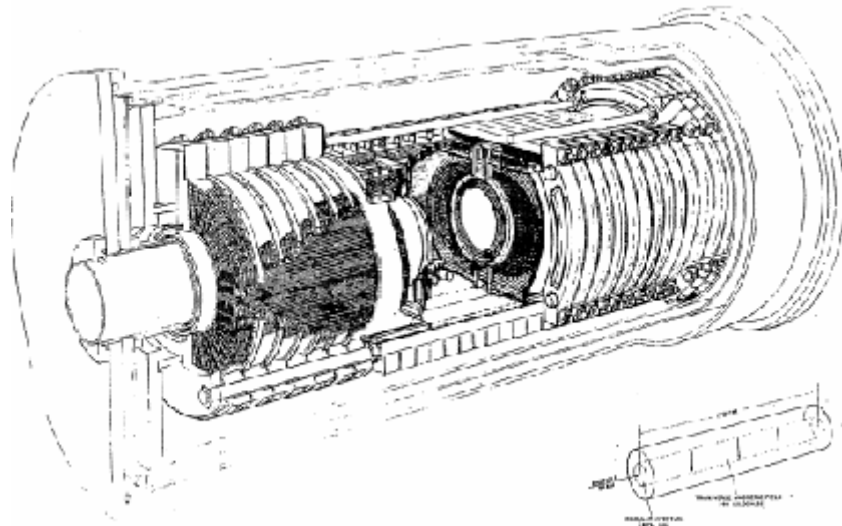


FIG. I-12 – Vue du dipôle supraconducteur construit au Rutherford Laboratory [15]

Par la suite, entre 1970 et 1973, le CEN/Saclay réalise et teste un premier prototype d'aimant, appelé MOBY, dont la bobine est une approximation de l'intersection d'ellipses [16]. La forme du bobinage est simplifiée par un parallélogramme. Les couches de conducteurs sont parallèles au plan horizontal. L'aimant MOBY possède une ouverture de 100 mm et une induction centrale de 6 T.

Suite au succès de cet aimant, l'équipe du CEN/Saclay a fabriqué un nouvel aimant plus long (1,5 m au lieu de 0,5 m), avec une ouverture de 110 mm fondé également sur l'approximation d'une intersection d'ellipses : l'aimant ALEC qui a atteint 5 T [17]. Dans ce cas, la disposition des conducteurs ne ressemble plus à un parallélogramme mais épouse mieux la forme de l'intersection d'ellipses (figure I-13).

2.2.2.2 Approximation de la répartition en $K_0\cos(m\theta)$

Les autres études portent toutes sur la façon d'approximer la répartition de courant en $\cos(m\theta)$. Dans ce cadre, on peut distinguer deux méthodes :

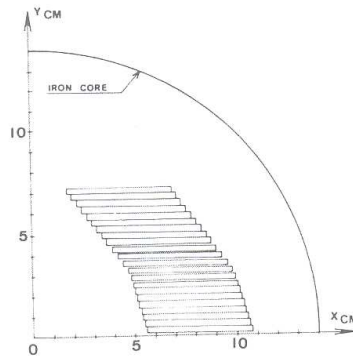


FIG. I-13 – Coupe en 2D du dipôle ALEC [17]

- **l’approximation par coquilles** (ou « shell ») explicitée par Asner, Deutsch et Iselin dans [18]
- **les fonctions « en escalier »** (ou « step function ») initialement mises en oeuvre par Kruger *et al.* [19] et formalisées par R.A. Beth dans [20]

Ces deux méthodes sont très proches car elles sont toutes deux fondées sur l’approximation de la même répartition de courant linéique par des densités volumiques de courant uniformes : l’une par des coquilles concentriques, l’autre par des secteurs angulaires juxtaposés autour de l’ouverture. Il est important de les considérer toutes les deux car elles sont apparues à la même époque. Il est donc difficile d’appréhender l’influence que chacune a pu avoir sur la configuration en $\cos\theta$ que l’on connaît aujourd’hui.

2.2.2.2.1 Approximation par des coquilles Au début des années 60, l’approximation d’une répartition de courant en $\cos(m\theta)$ par des coquilles a été proposée par Asner, Deutsch et Iselin dans [18]. Ils ont d’abord étudié le cas du quadripôle puis celui du dipôle et ont proposé de réaliser l’approximation par des bobinages concentriques à densité de courant constantes comme on peut le voir sur la figure I-14. Par le choix de l’angle ϕ_c , le contenu harmonique de l’induction magnétique produite peut être choisi. Ainsi, dans le cas d’un dipôle, une coquille transportant une densité de courant uniforme avec $\phi_c = 60^\circ$ permet l’annulation de l’harmonique d’ordre 3 de l’induction. Pour annuler un plus grand nombre d’harmoniques, il faut disposer de plus de paramètres. Cela est possible en ajoutant une seconde coquille concentrique comme représenté sur la figure I-15. En choisissant $\phi_{c1} = 72^\circ$ et $\phi_{c2} = 36^\circ$, les harmoniques d’ordre 3 et 5 sont alors annulés. Notons que ce sont les épaisseurs des coquilles et la densité de courant volumique qu’elles transportent qui déterminent la valeur de l’induction dans l’ouverture du dipôle.

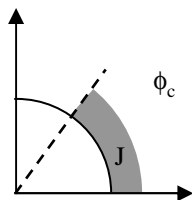


FIG. I-14 – Approximation par une coquille

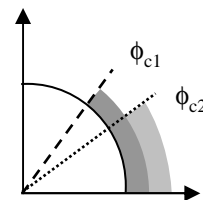


FIG. I-15 – Approximation par deux coquilles

2.2.2.2 Approximation par une fonction en escalier A la même époque, une autre approche de la problématique a vu le jour : les fonctions « en escalier ». Mises en oeuvre par Kruger, Sampson et Britton [19], elles ont été formalisées analytiquement par R.A. Beth dans [20]. Cette méthode consiste à approcher la distribution de courant en $\cos(m\theta)$ par des secteurs ou blocs de bobinage successifs à densité volumique de courant uniforme mais différente d'un bloc à l'autre. Une fonction en escalier peut représenter cette approximation, ce qui explique son nom. Notons qu'elle diffère de la précédente car les secteurs ne sont pas concentriques mais juxtaposés autour de l'ouverture.

Dans [20], R.A. Beth se place dans le cas dipolaire et appelle $S_{Beth}(\theta)$ la fonction en escalier qui lui permettra d'approcher la fonction $\cos(\theta)$. $S_{Beth}(\theta)$ doit vérifier les mêmes propriétés que la fonction cosinus (de périodicité, de parité...). Sa décomposition en série s'écrit donc de la façon suivante :

$$S_{Beth}(\theta) = \sum_{k=1}^{\infty} S_k \cos(2k-1)\theta \quad (\text{I-17})$$

Il souhaite déterminer le meilleur contenu harmonique en fonction du nombre de « marches » N_m de la fonction. Il propose pour cela d'utiliser des secteurs ayant tous la même dimension angulaire α_e :

$$\alpha_e = \frac{\pi}{2N_m + 1}$$

Chaque marche est définie sur un intervalle $[\theta_k; \theta_{k+1}]$ où k prend les valeurs de 1 à N_m avec :

$$\theta_k = k\alpha_e \quad (\text{I-18})$$

Il définit également l'amplitude de la marche g_k par récurrence :

$$g_{k+1} = 2\cos(k\alpha_e) - g_k \quad (\text{I-19})$$

avec $g_1 = 1$ et $g_{N_m+1} = 0$. Un exemple est représenté sur la figure I-16 avec $N_m = 4$. Bien sûr,

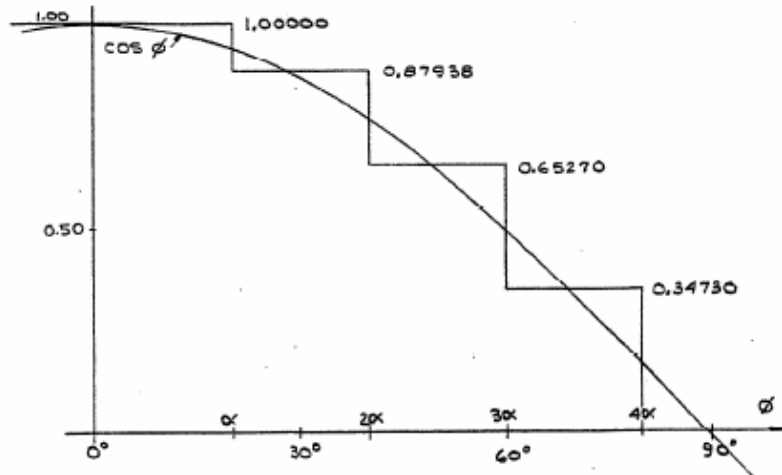


FIG. I-16 – Exemple de fonction escalier approximant la fonction $\cos(\theta)$, notée ici $\cos\phi$ avec $N_m = 4$ [20]

plus le nombre de marches est grand, meilleure sera l'approximation. N_m marches permettent

d'annuler N_m harmoniques. Etant donné l'équation (I-17), cela signifie qu'avec N_m marches, tous les harmoniques de rang inférieur à $4N_m + 1$ sont nuls.

La mise en pratique de cette approximation peut être illustrée par la figure I-17 qui représente la section droite du quadripôle réalisé par Kruger *et al.*

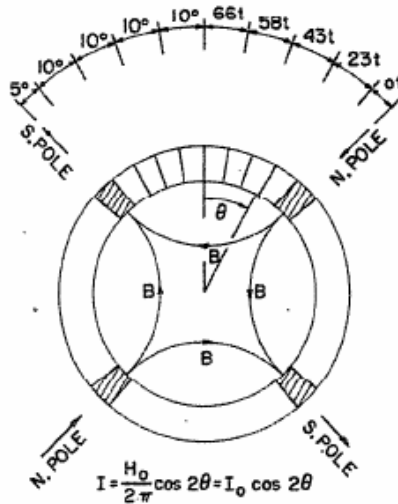


FIG. I-17 – Section droite du quadripôle réalisé par Kruger *et al.* La dimension des secteurs angulaires ainsi que le nombre de tours de conducteurs sont mentionnés au-dessus de la section droite [19]

On peut remarquer que la méthode des fonctions en escalier retombe sur l'approximation des coquilles dans le cas où $N_m = 1$. En effet, on a alors $\alpha_e = \pi/3$ ce qui correspond bien à $\phi_c = 60^\circ$ dans le cas des coquilles. Dans les deux cas, les harmoniques s'annulent pour des ordres inférieurs à 5 soit $4N_m + 1$.

2.2.2.2.3 Des premiers dipôles en $\cos\theta$ au dipôle du LHC Depuis les années 70 jusqu'à nos jours, la configuration magnétique des dipôles mis en oeuvre dans les accélérateurs de particules découle directement des approximations présentées précédemment. Du fait de la volonté des auteurs d'approcher au mieux la répartition idéale en $\cos\phi$, cette fonction a laissé son nom aux configurations magnétiques actuelles. On parle de dipôles en « cosinus θ ». Ils sont réalisés à partir de conducteurs de forme trapézoïdale et la forme du trapèze est caractérisée par son angle. En 1975, plusieurs types de configuration coexistaient, chacune se rattachant à un type d'approximation. Ainsi, on peut citer le cas des dipôles d'ISABELLE (3,9 T dans une ouverture de 12,15 cm) [21] (figure I-18), puis des dipôles d'AGS (4 T dans une ouverture de 25 cm) [22], qui sont directement inspirés de l'approximation par fonction en escalier. Le bobinage de ces dipôles est constitué, dans les deux cas, de plusieurs blocs de même dimension répartis autour de l'ouverture du dipôle. Chaque bloc est composé d'un nombre de tours de conducteurs différent. De cette façon, la densité de courant dans chaque bloc varie.

A la même période, au Fermilab, dans le cadre du projet Tevatron, un dipôle « de type coquilles » est fabriqué [23]. Il est constitué de deux couches de bobinages concentriques s'étendant de 0 à $73,1^\circ$ pour la couche intérieure et $37,7^\circ$ pour la couche extérieure dans un quadrant (figure I-19).

Son ouverture est de 76 mm pour une induction centrale de 4 T.

Par la suite, le fait de n'avoir que deux angles à faire varier pour contrôler l'homogénéité de l'induction, comme dans le cas des dipôles du Tevatron, est apparu comme une limitation à l'amélioration des aimants. L'introduction de cales en cuivre a donc fait son apparition. L'un des premiers à avoir analytiquement étudié le problème est J.H. Coupland [24]. Avec pour point de départ l'étude de Asner *et al* évoquée précédemment, il propose de fractionner une couche en plusieurs blocs afin d'augmenter le nombre de paramètres et ainsi mieux contrôler le contenu harmonique de l'induction (figure I-20). Cette modification de la méthode des coquilles a été mise en pratique avec le dipôle d'HERA qui produisait de 4,5 à 6 T dans une ouverture de 75 mm. Comme on peut le voir sur la figure I-21, une cale a été ajoutée par couche et par quadrant de manière à réduire certains harmoniques ([25] et [26]).

La dernière étape dans l'émergence de la configuration en $\cos\theta$ de type LHC a été franchie avec l'étude des dipôles du SSC (Superconducting Super Collider). En effet, depuis les premiers accélérateurs jusqu'au LHC, l'accroissement des performances a toujours été au centre des développements technologiques. Lors du développement du SSC, accroître les performances en gardant la même ouverture d'aimant exigeait un trop coûteux volume de supraconducteur. Le choix de diminuer les ouvertures des dipôles à 50 mm a donc été fait. Mais dans ce cas, le positionnement des conducteurs de façon continue autour de l'ouverture nécessitait un angle de trapèze trop grand qui induisait une dégradation des brins lors du câblage. Un câble optimal a donc été déterminé pour éviter toute dégradation. L'angle du trapèze demeurant faible, les conducteurs ne pouvait pas former une arche continue autour de l'ouverture. Des cales asymétriques ont donc été introduites afin de combler les décalages dus au trop faible angle des câbles trapézoïdaux (figure I-22) ([25] et [26]). Ces cales ont également été optimisées pour améliorer le contenu harmonique de l'induction.

Enfin, dans le cas des dipôles du LHC, qui disposent aussi d'une petite ouverture (56 mm), les cales ont été optimisées pour compenser le défaut d'arrangement des conducteurs autour de l'ouverture et pour améliorer le contenu harmonique de l'induction, comme dans le cas des dipôles du SSC. La grande innovation du LHC est la configuration en « 2-en-1 » où deux dipôles se trouvent dans la même masse froide (I-23).

Voici donc à travers quelques exemples, comment la configuration bien connue dite en $\cos\theta$ a vu le jour. Dans la partie suivante, nous allons nous intéresser aux matériaux supraconducteurs qui permettent d'atteindre de fortes inductions dans les dipôles d'accélérateur ainsi qu'à leur mise en oeuvre.

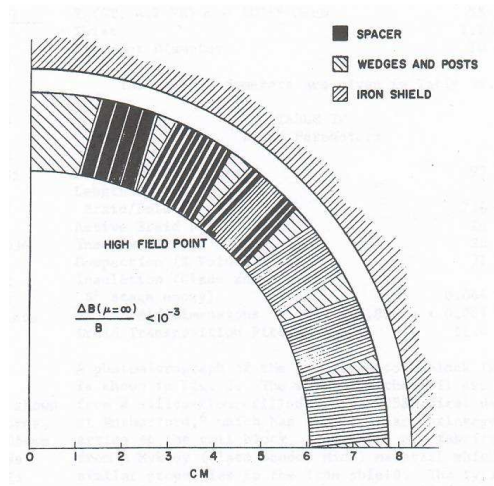


FIG. I-18 – Section droite du dipôle ISABELLE [21]

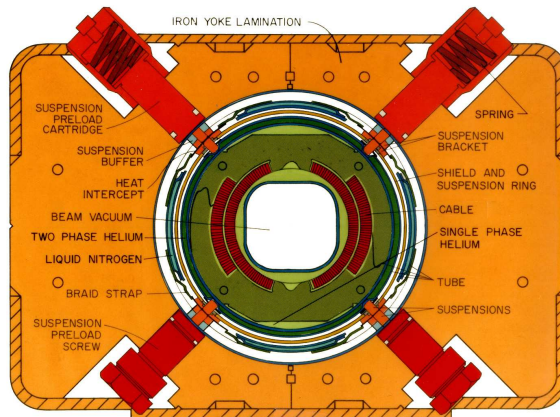


FIG. I-19 – Section droite d'un dipôle du Tevatron (Fermilab)

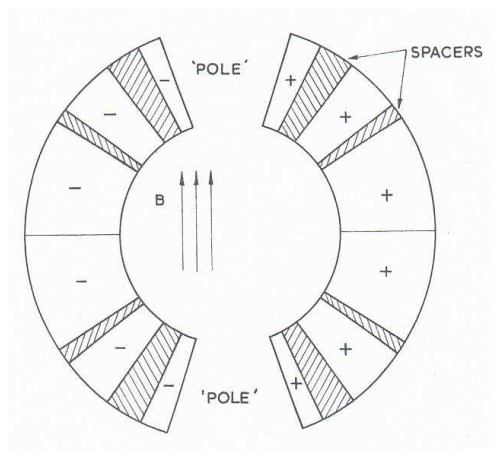


FIG. I-20 – Exemple de configuration dipolaire proposée par J.H. Coupland [24]

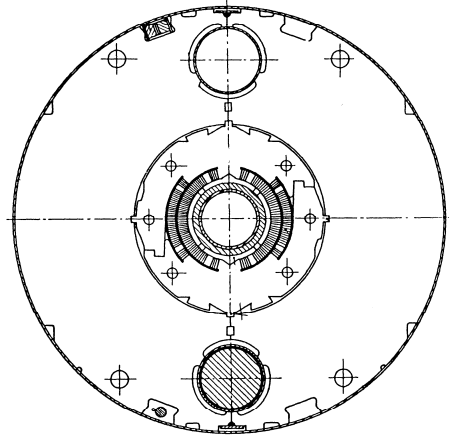


FIG. I-21 – Section droite d'un dipôle d'HERA (DESY)

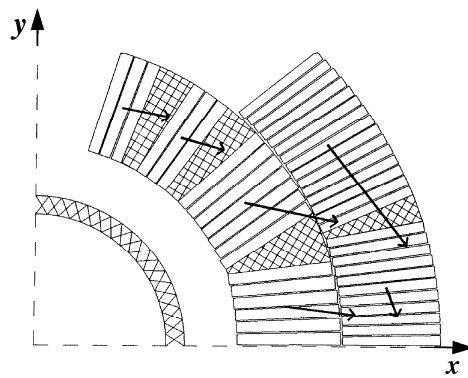


FIG. I-22 – Quart de la section droite d'un dipôle du SSC

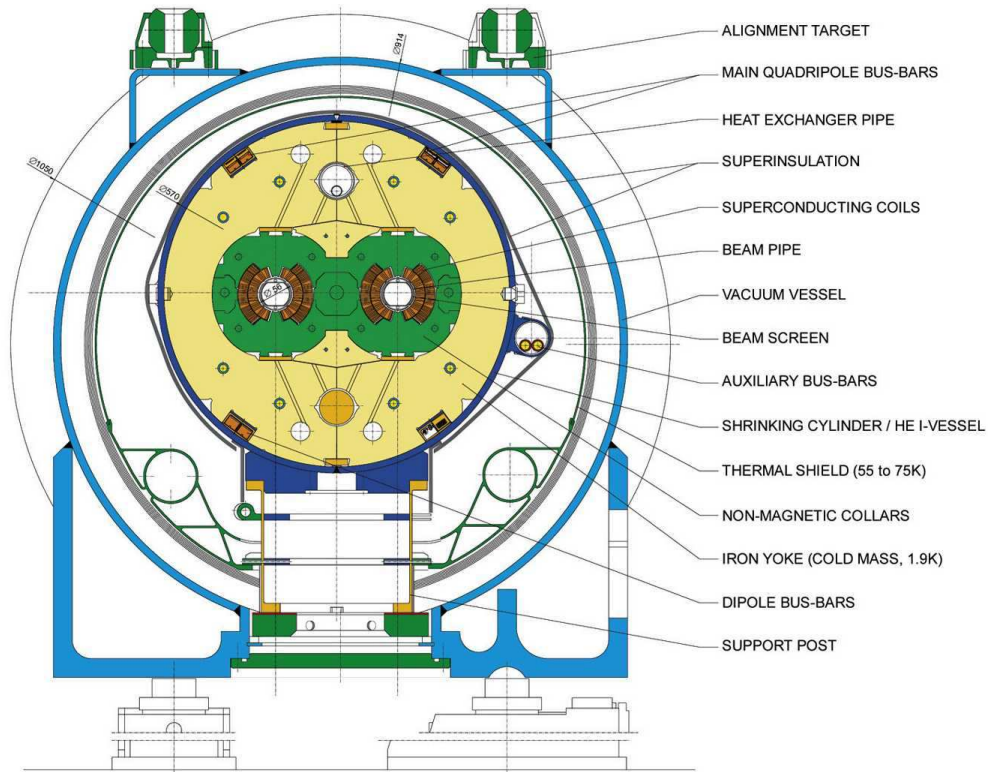


FIG. I-23 – Section droite d'un dipôle du LHC

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelles sont les répartitions idéales de courant qui permettent de produire une induction parfaitement dipolaire. Ensuite, nous avons retracé le chemin parcouru depuis les années 60 jusqu'à l'émergence de la configuration en $\cos\theta$ que l'on connaît aujourd'hui. On constate que la plupart de efforts s'est concentrée sur la répartition idéale de courant en $K_0\cos\theta$. Certes, c'est une répartition très compacte, plutôt aisée à approximer. Néanmoins on peut se demander si l'approximation de l'intersection d'ellipses ne pourrait pas être une alternative au dipôle en $\cos\theta$ notamment en terme de gestion des contraintes au sein du bobinage.

Chapitre 3

Du supraconducteur à l'aimant

3.1 Les supraconducteurs

3.1.1 Bref historique

La supraconductivité est un phénomène qui se manifeste chez certains matériaux, qui refroidis à très basse température (quelques degrés kelvin) deviennent des conducteurs parfaits. Elle fut découverte en 1911 par Heike Kamerlingh-Onnes dans le cadre de ses travaux sur la résistivité des métaux à basse température. Il constata qu'en dessous d'une certaine température appelée **température critique** T_c , le mercure voyait disparaître sa résistivité. Il qualifia donc le métal de **supraconducteur** du fait de ses propriétés de transport du courant électrique. Il imagina aussitôt les applications possibles de tels matériaux telles que la construction d'électroaimants permettant de produire de très grandes inductions magnétiques sans dissipation d'énergie. Cependant, ses espoirs furent remis en cause lorsqu'il découvrit que les supraconducteurs possédaient également un **champ critique** H_c . Ainsi, soumis à une induction supérieure ou égale à $\mu_0 H_c$, le matériau redevenait résistif. Dans le cas des métaux tels que le plomb ou l'étain qu'il étudiait alors, $\mu_0 H_c$ n'était que de 0.5 T.

Ce n'est qu'à la fin des années 50 que la découverte d'alliages supraconducteurs à haut champ a pu donner un second souffle aux applications envisagées par Onnes. En dressant la liste des matériaux supraconducteurs, Hulm et Blaughner mentionnèrent l'alliage niobium-titane $NbTi$. Aujourd'hui, il s'agit du supraconducteur le plus utilisé. Pour décrire son comportement, il est nécessaire d'ajouter un troisième paramètre critique : **la densité de courant critique** J_c . Ce paramètre correspond à la densité de courant maximale que peut transporter un supraconducteur soumis à une température T et un champ H . Ces trois paramètres critiques T_c , H_c et J_c définissent une surface critique. Cette surface est unique pour chaque supraconducteur. Pour un point de fonctionnement en-dessous de la surface critique, le matériau est dans son état supraconducteur. Si le point de fonctionnement est au dessus, le supraconducteur est dit normal ou résistif. Le passage d'un supraconducteur de son état supraconducteur à son état normal est appelé **transition**. La figure I-24 représente la surface critique du $NbTi$. Sa température critique à 0 Tesla est d'environ 9 K.

Outre le $NbTi$, il existe un autre supraconducteur aux propriétés intéressantes pour les aimants à haut champ. Il s'agit d'un composé intermétallique de niobium et d'étain, le Nb_3Sn dont la température critique à 0 T est d'environ 18 K. Bien qu'il ait été découvert avant le $NbTi$, il n'a pas été beaucoup utilisé du fait de sa fragilité une fois formé. Néanmoins, comme nous le verrons par la suite, il devient aujourd'hui incontournable pour la réalisation de dispositifs à haut champ.

Plus récemment, d'autres matériaux ont montré des températures critiques élevées dans la gamme 90-120K [27]. C'est le cas d'oxydes de cuivre céramique tels que le *BaLaCuO* découvert en 1986, de l'*YBaCuO* (1987) et du *BiSrCaCuO* (1988). Il existe également un autre composé intermétallique découvert en 2001 donc l'induction critique est du même ordre que celle du *NbTi* dans le cas des fils, il s'agit du *MgB₂*. Notons à l'état de couches minces, son champ critique est beaucoup plus élevée que celle du *NbTi* [26].

Les oxydes de cuivre sont désignés aujourd'hui par le terme de **supraconducteurs à haute température critique**, par opposition aux supraconducteurs tels que *NbTi* et *Nb₃Sn* dits **à basse température critique**. Dans le cas des oxydes de cuivre céramique, leur coût de fabrication et leurs performances en terme de densité de courant critique ne leur permettent pas d'être compétitifs sur les marchés du *NbTi* et du *Nb₃Sn*. En ce qui concerne le *MgB₂*, bien qu'il soit potentiellement peu cher, sa découverte est encore trop récente pour savoir s'il pourra s'imposer face au *NbTi* [27].

3.1.2 Quelques rappels sur la supraconductivité

3.1.2.1 Propriétés fondamentales des supraconducteurs

Comme cela a été évoqué précédemment, la propriété la plus connue du supraconducteur est son absence de résistivité. Il n'a pas été prouvé qu'elle était complètement nulle mais on sait qu'elle est au moins inférieure à $10^{-25} \Omega m$ pour les supraconducteurs à basse température critique. Cela a pour conséquence l'absence de dissipation d'énergie par effet Joule.

Outre sa propriété de conducteur parfait, un supraconducteur a des propriétés magnétiques complexes que l'on se propose d'explicitier dans la partie suivante.

3.1.2.2 Deux types de supraconducteurs

On distingue deux sortes de supraconducteurs. Le supraconducteur dit de type I a une aimantation nulle pour tout champ H inférieur à son champ critique H_c . Contrairement à un conducteur parfait qui fonctionne à flux constant, un supraconducteur de type I expulse le flux. En réalité, l'induction magnétique pénètre sur une épaisseur λ_L (de quelques dizaines à centaines de nanomètres), appelée longueur de pénétration de London, sur laquelle se développent des courants d'écrantage. Ce comportement se traduit par l'équation I-20 :

$$\vec{\Delta} \vec{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{B} \quad (\text{I-20})$$

La conséquence de cette équation est l'**effet Meissner** : si l'induction magnétique est uniforme, elle doit être nulle et est donc expulsée du supraconducteur. Si le champ extérieur dépasse H_c , il passe dans son état normal et devient amagnétique.

Le supraconducteur de type II a deux champs critiques, les champs critiques H_{c1} et H_{c2} . Soumis à un champ H inférieur à H_{c1} , il se comporte comme un supraconducteur de type I. Pour un champ H compris entre H_{c1} et H_{c2} , on dit qu'il est dans un **état mixte**. Cela signifie que le diamagnétisme n'est pas parfait, que l'écrantage est partiel et le champ pénètre de plus en plus. La répartition du champ au sein du matériau n'est pas homogène car la pénétration du champ magnétique à l'intérieur du supraconducteur se fait ponctuellement sous forme de quantum de flux (figure I-25) appelé aussi fluxoïde ϕ_0 qui a pour valeur :

$$\phi_0 = \frac{h_p}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Wb} \quad (\text{I-21})$$

où h_p est la constante de Planck et e la charge de l'électron.

Chaque tube de flux ou vortex est caractérisé par la longueur de pénétration λ_L qui caractérise la variation spatiale du champ magnétique au sein du supraconducteur. Au centre de chaque tube, se trouve une zone normale dont la longueur caractéristique est la longueur de cohérence ζ qui définit la variation spatiale du nombre d'électrons normaux. Au-delà de cette longueur, les électrons sont appariés en paires de Cooper. Autour de cette zone normale, des courants d'écrantage se développent.

Le premier vortex apparaît lorsque $H = H_{c1}$ puis la densité de vortex croît avec le champ extérieur. Lorsque $H = H_{c2}$, les fluxoïdes se chevauchent. Le supraconducteur devient alors normal et amagnétique.

3.1.3 Matériaux à basse température critique

3.1.3.1 Le $NbTi$

Le matériau supraconducteur le plus utilisé est un alliage de niobium et de titane. C'est un supraconducteur de type II. Sa température critique T_c et $\mu_0 H_{c2}$ dépendent principalement de la composition de l'alliage. Le plus couramment utilisé a une température critique à 0K d'environ 9K et une induction critique $\mu_0 H_{c2}$ à 0K d'environ 14,5 T. Sa teneur en titane varie entre 45 et 50% en poids. En ce qui concerne la densité de courant critique, elle est essentiellement déterminée par la microstructure de l'alliage. En effet, comme on l'a vu, dans un supraconducteur de type II dans l'état mixte, le champ magnétique pénètre sous forme de quantum de flux. Ces vortex sont organisés en réseau hexagonal. Si une densité de courant électrique parcourt le supraconducteur, ce réseau est soumis à des forces de Laplace et donc à des mouvements (figure I-25). Ces mouvements produisent une dissipation d'énergie qui peut faire transiter le supraconducteur. Pour s'affranchir de ce phénomène, une autre force doit compenser les forces de Laplace et empêcher ainsi le mouvement du réseau. Cette force est appelée **la force d'ancrage** et est produite par les irrégularités du matériau comme les frontières des grains du supraconducteur ou les précipités formés lors du traitement thermique. Cette force d'ancrage peut contrebalancer les forces de Laplace lorsque le matériau est soumis à une induction B (en T) jusqu'à une certaine densité de courant J_c qui correspond à la **densité de courant critique** du supraconducteur (en A/m²), on parle alors de force d'ancrage maximale (I-22) :

$$F_a(B) = -J_c(B) \times B \quad (\text{I-22})$$

Dans le cas du $NbTi$, des traitements thermiques de l'alliage permettent d'obtenir des précipités, tels que la phase α riche en titane, favorisant l'ancrage des vortex. Les traitements thermiques peuvent être optimisés afin que la répartition et la taille de la phase α coïncident avec le réseau de vortex à une température et une induction magnétique de fonctionnement données. La densité de courant critique sera ainsi d'autant plus grande que les vortex seront solidement ancrés.

Par ailleurs, le $NbTi$ est mécaniquement facile à mettre en oeuvre car très ductile. Il est bien adapté à des inductions magnétiques allant de 2 à 10 T.

3.1.3.2 Le Nb_3Sn

Il existe un autre supraconducteur dont la fabrication est bien maîtrisée : le Nb_3Sn . Il s'agit d'un composé intermétallique de niobium et d'étain. Il appartient à la famille cristallographique des A15 et est également un supraconducteur de type II. Il est fabriqué à partir de précurseurs souvent du bronze d'étain et du niobium et subit ensuite un traitement thermique de plusieurs jours entre 650 et 700 ° C qui permet aux précurseurs de réagir pour former le Nb_3Sn . La teneur en

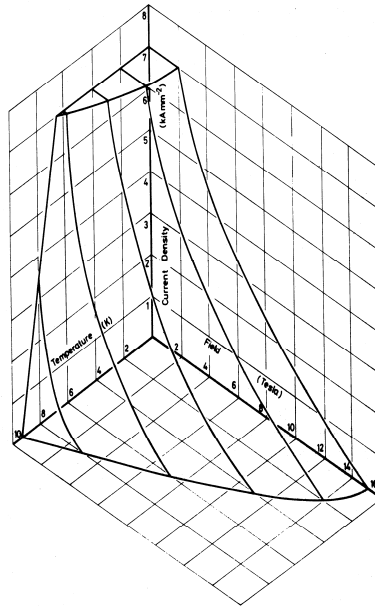


FIG. I-24 – Surface critique de l'alliage supraconducteur NbTi

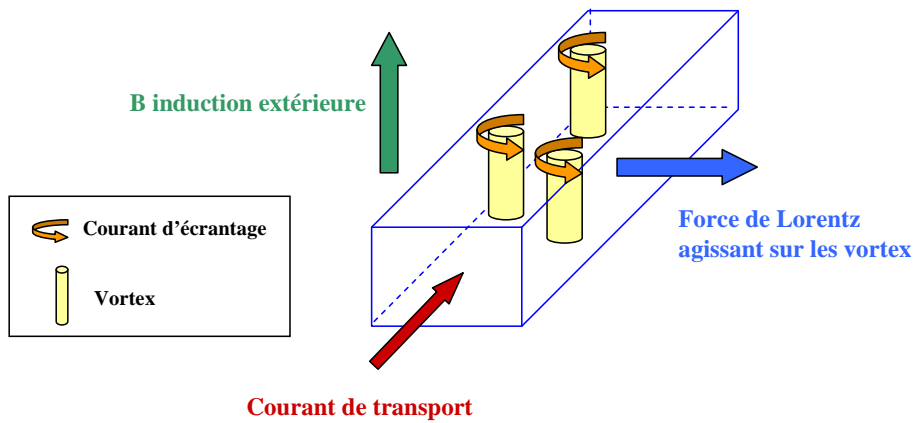


FIG. I-25 – Pénétration des quantum de flux ou vortex dans un supraconducteur de type II

étain influe beaucoup sur les paramètres critiques du composé intermétallique. Pour les optimiser, le précurseur niobium est le plus souvent allié à une faible quantité de tantale ou de titane. L'utilisation du Nb_3Sn ternaire est donc très répandue. Par ailleurs, les propriétés critiques du Nb_3Sn sont très sensibles à la déformation et comme nous le verrons par la suite, l'expression de ses paramètres critiques s'expriment en fonction de la déformation mécanique subie. Le Nb_3Sn communément utilisé a une température critique T_{c0m} à 0 T et zéro déformation de 18K et une induction critique $\mu_0 H_{c2}$ à 0 K et zéro déformation de 28 T.

Les sources principales d'ancrage des vortex sont les joints des grains. Pour accroître la densité de courant critique, le Nb_3Sn est souvent traité afin d'obtenir une structure la plus fine et la plus homogène possible.

L'inconvénient majeur des composés intermétalliques est qu'ils sont fragiles et cassants et le Nb_3Sn n'échappe pas à la règle. Cela le rend plus difficile que le $NbTi$ à mettre en oeuvre et explique son emploi encore restreint. Généralement, son utilisation passe par la technique du « wind and react » qui consiste à bobiner l'aimant avec des conducteurs non réagis puis à faire subir à la bobine le traitement thermique qui précipitera le supraconducteur. La technique du « react and wind » qui repose sur le principe inverse, à savoir le bobinage d'un aimant avec un brin réagi, est beaucoup moins utilisée. Quoiqu'il en soit, le Nb_3Sn est un supraconducteur adapté à la génération d'induction magnétique supérieure à 12 T. Les courbes critiques de la figure I-26 montrent ainsi que le Nb_3Sn permet d'atteindre des valeurs d'induction inaccessibles au $NbTi$. C'est pourquoi le matériau actuellement considéré pour les aimants à fort champ et grande ouverture est le Nb_3Sn .

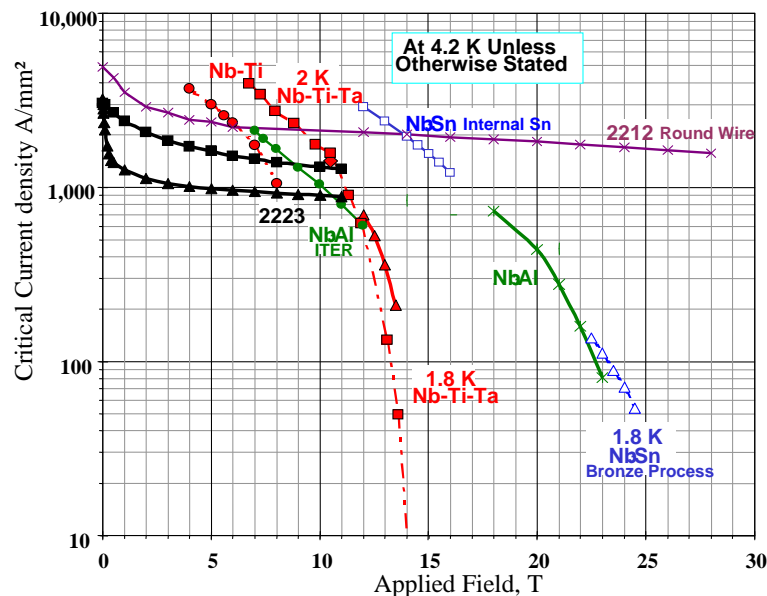


FIG. I-26 – Courbes critiques des différents supraconducteurs [28]

Que ce soit le Nb_3Sn ou le $NbTi$, les fils supraconducteurs sont constitués de filaments de très petit diamètre noyés dans une matrice de métal à faible résistivité appelé **stabilisant**. Le plus souvent, il s'agit de cuivre très pur (de type Cu-c2). Lors de la fabrication, l'obtention du composé Nb_3Sn par précipitation ou la qualité de l'alliage $NbTi$ ne suffisent pas à assurer un fil performant. Ainsi, comme nous allons le constater, il existe d'autres paramètres tout aussi importants tels que la quantité de stabilisant ou le diamètre des filaments obtenus qui sont indispensables au bon

fonctionnement d'un fil.

3.1.4 La mise en oeuvre des matériaux à basse température critique

3.1.4.1 Rôle de la matrice normale en cas de transition

Le passage d'un supraconducteur de son état supraconducteur à son état normal est appelé transition. Quand le supraconducteur devient normal, il est beaucoup plus résistif que la matrice normale dans laquelle il se trouve. En l'absence de cette matrice, en cas de transition, un filament peut s'échauffer à près de 1000 K en à peine plus d'une milliseconde [27]. Dans cette configuration, il est impossible d'adapter un système permettant de décharger l'aimant pour protéger les conducteurs. La matrice stabilisante permet le passage du courant lors d'une transition. Si le métal qui la compose est pur et en quantité suffisante alors l'ensemble mettra quelques centaines de millisecondes pour atteindre 300K. Dans cette configuration, on peut agir sur l'aimant en coupant l'alimentation par exemple et en déchargeant l'aimant.

La pureté du stabilisant est quantifiée par le **Rapport de Résistivité Résiduelle** (RRR) qui est égal au rapport de la résistivité du stabilisant à 293 K $\rho_{matrice}^{293K}$ sur la résistivité du stabilisant à 4,2 K $\rho_{matrice}^{4,2K}$:

$$RRR = \frac{\rho_{matrice}^{293K}}{\rho_{matrice}^{4,2K}} \quad (I-23)$$

3.1.4.2 Le couplage interfilamentaire

Supposons que les filaments au sein d'un fil composite soient rectilignes et parallèles. Ils sont parcourus par le courant de transport. En raison de sa pureté, la matrice normale a une très faible résistivité. Une variation du champ extérieur induit donc des courants dans cette matrice. Ces courants se referment en boucles et sont appelés **courants de couplage interfilamentaires**. De tels courants peuvent dégrader considérablement les performances d'un aimant. Une solution adoptée par les fabricants de conducteur est le torsadage des filaments entre eux. Ainsi, dans un fil torsadé, si le pas de torsade est suffisamment court, les courants induits sont très faibles.

3.1.4.3 Stabilité par rapport aux sauts de flux

Un autre paramètre capital pour le bon fonctionnement du brin est sa stabilité qui est sa capacité à éviter une transition ou à récupérer l'état supraconducteur après un début de transition. Il faut ainsi distinguer les **stabilités intrinsèques** qui visent à enrayer les sauts de flux de la **cryostabilité** qui par le refroidissement cryogénique permet à une zone de supraconducteur ayant transité de récupérer son état supraconducteur. Dans cette partie, nous nous intéressons aux stabilités vis-à-vis des sauts de flux.

Un **saut de flux** dans un supraconducteur est provoqué par une augmentation de température. Elle induit une diminution de la densité de courant critique, impliquant un déplacement des fluxoïdes. Ce mouvement induit une dissipation de chaleur par effet Joule qui provoque à son tour une augmentation de température. Si cette dissipation excède celle que peut absorber le matériau, un phénomène d'avalanche se déclenche et provoque la transition du supraconducteur. Pour évaluer la stabilité du supraconducteur vis-à-vis des sauts de flux, on considère les stabilités **adiabatique** et **dynamique**. On parle de stabilités intrinsèques car, comme nous allons le voir, elles prennent seulement en compte les propriétés des matériaux (supraconducteur et matrice

résistive) [29].

La stabilité adiabatique suppose que l'énergie dissipée lors d'un saut de flux est uniquement absorbée par la chaleur spécifique C_p du supraconducteur. L'équilibre thermique dans le cas d'une tranche de supraconducteur d'épaisseur $2a$ conduit à l'inégalité I-24 où β_{adia} est défini comme le paramètre de stabilité.

$$\beta_{adia} = \frac{\mu_0 J_c^2 a^2}{\gamma_{Nb3Sn} C_p (T_c - T_{bain})} < 3 \quad (\text{I-24})$$

T_{bain} correspond à la température d'opération et T_c à la température critique. Pour un matériau donné (γ_{Nb3Sn} , densité volumique du supraconducteur, et C_p , chaleur spécifique du supraconducteur, fixés) cette condition ne peut être satisfaite que si le produit $J_c^2 a$ reste petit. Une fine subdivision du supraconducteur est ainsi nécessaire pour s'affranchir des sauts de flux. Dans le cas d'un fil, la taille effective des filaments est donc capitale pour assurer la stabilité adiabatique du supraconducteur. Autrement dit, la subdivision du supraconducteur permet de réduire les mouvements de vortex causés par un échauffement.

Un moyen complémentaire de lutter contre les sauts de flux est d'assurer la conduction de la chaleur qu'ils génèrent. C'est la stabilité dynamique. Dans ce cas, la présence de la matrice résistive entre les filaments est prise en compte. Une matrice en cuivre par exemple ralentit les sauts de flux car elle écranthe la variation de l'induction et assure l'évacuation rapide de la chaleur. Dans ce cas, la subdivision du supraconducteur est également importante. Wilson a ainsi montré que le diamètre D_{eff} d'un filament dans un brin supraconducteur devait vérifier l'inégalité I-25 pour que la stabilité soit possible :

$$D_{eff} < \sqrt{8 \frac{k_{supra} (T_c - T_{bain}) (1 - \lambda_{supra})}{\lambda_{supra} J_c^2 \rho_{matrice}}} \quad (\text{I-25})$$

où k_{supra} est la conductivité thermique du supraconducteur, λ_{supra} est la fraction de supraconducteur dans le composite, T_c et T_{bain} sont les températures critique et d'opération et $\rho_{matrice}$ la résistivité de la matrice résistive.

Nous constatons que quelque soit le critère de stabilité considéré, lorsque J_c est grand, il faut que le diamètre des filaments soient suffisamment petits pour s'affranchir des sauts de flux.

3.1.4.4 Câbles supraconducteurs

A l'exception de petits aimants, la plupart des aimants supraconducteurs sont bobinés à partir de câbles multibrins. Du fait de la forme particulière des aimants d'accélérateur telles que les bobines en $\cos\theta$ dans lesquelles les conducteurs sont positionnés autour du tube faisceau, des câbles plats trapézoïdaux (dits aussi en clef de voûte) ou rectangulaires sont utilisés. On les appelle câbles **de Rutherford** (figure I-27). Ils sont généralement composés de quelques dizaines de brins torsadés entre eux et organisés en deux couches. Dans ce type de câble est défini un taux de remplissage τ_R , appelé aussi taux de compaction. Il est obtenu par le rapport de la section des brins du câble non déformés sur la surface du trapèze qui contient le câble [30] :

$$\tau_R = \frac{N_{brin} \pi \phi_b^2}{4 w_c e_c \cos\psi} \quad (\text{I-26})$$

où N_{brin} est le nombre de brins dans le câble, ϕ_b le diamètre du brin, w_c la largeur moyenne du câble, e_c son épaisseur moyenne et ψ l'angle de câblage.

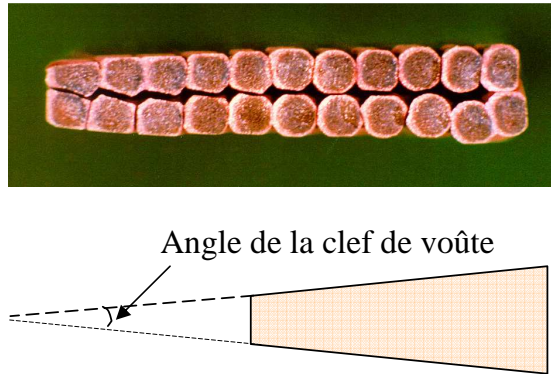


FIG. I-27 – Exemple de câble en clef de voûte (« keystone ») de type Rutherford et définition de l'angle de clef de voûte

Le taux de remplissage doit être assez grand pour assurer une bonne tenue mécanique du câble. Néanmoins, il est nécessaire de conserver suffisamment de vide pour permettre une bonne pénétration de la résine dans le cas des bobines imprégnées.

Une des difficultés dans la réalisation d'un tel câble est d'éviter des dégradations excessives du courant critique par une trop grande déformation des brins. On ne peut toutefois pas s'affranchir de cette dégradation complètement car dans certaines zones du câble, comme sur le petit côté, le brin est très déformé. En pratique, cette dégradation ne doit pas dépasser quelques pourcents. L'angle de la clef de voûte est donc souvent limité à 2° . Trois types de mesure de courant critique peuvent être faites. Une première caractérisation peut être faite sur brin **nu**, c'est-à-dire qui n'a jamais été câblé. La deuxième caractérisation peut porter sur un brin **extraît**, c'est-à-dire sur un brin qui a été câblé puis retiré d'un câble. Cette dernière mesure permet d'identifier la **dégradation due au câblage** qui est prise en compte dans la conception d'un aimant. Enfin, une mesure de courant critique sur câble peut être effectuée.

3.1.5 Les différents processus de fabrication du Nb_3Sn

Comme cela a été mentionné et sera développé dans ce qui suit, les propriétés du composé intermétallique Nb_3Sn sont très sensibles à la déformation. Les brins ne peuvent pas être obtenus par filage et étirage comme dans le cas du NbTi [27]. Les billettes qui sont filées et étirées jusqu'à obtention du diamètre de fil désiré ne comporte pas de Nb_3Sn mais seulement ses précurseurs. Le fil obtenu peut ensuite être câblé et/ou bobiné selon son utilisation. Enfin, il subit le traitement thermique qui permet de former le Nb_3Sn . Au moment de la réaction au cours de laquelle le Nb_3Sn se forme, l'étain peut polluer une partie du stabilisant de la matrice et former du bronze. La résistivité électrique du bronze étant plus grande que celle de la matrice, le bronze formé n'améliore pas la stabilité du brin. C'est pourquoi, on parle de **densité de courant critique dans le non-stabilisant (ou non-cuivre)**, qui est constitué du supraconducteur et du bronze. On distingue quatre procédés de fabrication industrielle ([27], [31] et [32]) :

- **la méthode du bronze** : des tiges de niobium sont insérées dans une matrice en bronze d'étain. Du cuivre est souvent ajouté à la périphérie ou au centre de la billette afin d'assurer la stabilisation du conducteur. Ce cuivre doit être protégé par des barrières anti-diffusion durant le traitement thermique, afin d'éviter toute contamination par la diffusion de l'étain. L'inconvénient majeur de cette méthode est que la précipitation du Nb_3Sn est limitée par l'étain disponible dans le bronze.

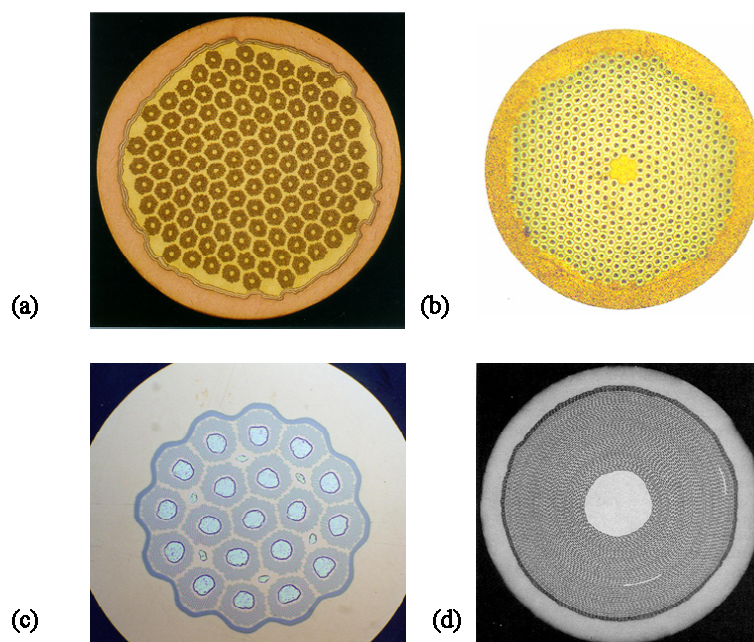


FIG. I-28 – (a) Bronze (*Vacuumschmelze*) - (b) PIT (*Université de Twente*) - (c) IT (*Alstom*) - (d) MJR [27]

- **la méthode des poudres** (PIT « Powder In Tube ») : le précurseur utilisé est ici une poudre de $NbSn_2$ qui peut être mélangée à une poudre d'étain et même de cuivre. La poudre est placée dans des tubes en niobium, eux-mêmes positionnés dans un tube de cuivre. Cette ensemble est étiré pour former des tiges de petit diamètre qui seront ensuite empilées dans un tube de cuivre. Le traitement thermique conduit alors à la formation du Nb_6Sn_5 puis du Nb_3Sn .
- **la méthode de l'étain interne** (IT « Internal Tin ») : des tiges de niobium sont insérées dans une matrice en cuivre pur autour de coeurs en étain pour former des sous-éléments. Au cours du traitement thermique, l'étain des coeurs diffuse dans le niobium pour précipiter en Nb_3Sn . L'avantage de ce procédé est la grande quantité d'étain qui est disponible pour la réaction. Il existe plusieurs variantes de ce processus de fabrication dont la *méthode RRP* (« Restacked-Rod Process »)
- **la méthode du « Modified Jelly Roll »** (MJR) : les billettes sont produites à partir d'un treillis de niobium et d'une feuille de cuivre ou de bronze roulés ensemble à la manière d'un gâteau roulé. Des coeurs d'étain peuvent être ajoutés sous forme de tiges cylindriques au centre du rouleau.

3.2 La sensibilité du Nb_3Sn à la déformation mécanique

Depuis le début des années 60, la variation de la température critique et de la densité de courant pour des brins ou des rubans de Nb_3Sn en fonction de la déformation mécanique ϵ a été mise en évidence. L'intérêt porté à ce phénomène vient de la volonté de comprendre et de quantifier les dégradations subies par un conducteur en Nb_3Sn au cours de sa vie. Ainsi, un brin peut être endommagé pendant le câblage ou au cours de la fabrication de l'aimant ou encore

pendant le fonctionnement de l'aimant. La compréhension de ce phénomène est donc indispensable à la mise en oeuvre du Nb_3Sn . Les premières investigations ont porté sur les déformations axiales de brin ou de ruban de Nb_3Sn (c'est-à-dire dans le sens de parcours du courant) et ont mené à l'élaboration de lois de comportement universelles. De nombreuses recherches ont également été conduites sur l'influence des contraintes dites transverses, c'est-à-dire dans le cas où une pression est appliquée orthogonalement au conducteur (brin, ruban ou câble). Les expériences réalisées ont permis de constater que de fortes dégradations étaient provoquées par de telles contraintes, mais n'ont pas encore débouché sur des descriptions précises de la dépendance. Dans cette partie, on se propose de faire le point sur les résultats connus à ce jour concernant aussi bien les lois de comportement établies que les derniers résultats expérimentaux.

3.2.1 Influence d'une déformation axiale

Après les premières observations dans les années 60, il a fallu attendre une dizaine d'années pour que le phénomène commence à être compris et que les premiers modèles soient proposés. Nous allons résumer l'évolution de ces différents modèles et voir que cette dépendance est principalement associée aux changements des propriétés critiques que sont la température critique T_c et le champ critique $\mu_0 H_{c2}$.

Les premières descriptions du Nb_3Sn ont porté sur la dépendance de la force d'ancrage décrite précédemment (équation (I-22)) par rapport à la température et à l'induction magnétique. La première pierre a ainsi été apportée par Fietz et Webb [33] par l'établissement de la loi décrivant le courant critique en fonction de la température et de l'induction magnétique. Par la suite, les recherches de Kramer, Dew Hughes et Hampshire ont mis en évidence la dépendance linéaire de $\sqrt{I\sqrt{B}}$ en fonction de B ([34], [35] et [36]).

Bien que l'influence de la déformation mécanique sur les performances d'un brin de Nb_3Sn aient été mises en évidence depuis longtemps, c'est seulement au début des années 80 que des descriptions empiriques ont vues le jour. La première contribution majeure a été apportée par Ekin ([37] et [38]) concernant l'influence des déformations axiales. Des tests ont été réalisés, à 4.2 K, sur un éventail de brins multifilamentaires très diversifié de par leur processus de fabrication, leur traitement thermique et leur composition.

Pour ces différents échantillons, le courant critique I_c a été mesuré en fonction de la déformation axiale appliquée ϵ_a , pour des inductions allant de 7 à 19 T. Il est important de noter que les déformations appliquées n'étaient que des déformations en traction de 0 à 0.8 %. Ekin a alors remarqué que pour tous les échantillons, la courbe $I_c(\epsilon_a)$ passait par un maximum (figure I-29). Pour un échantillon donné, pour toutes les valeurs de B pour lesquelles la courbe avait été tracée, le maximum survenait toujours pour la même valeur de la déformation appliquée ϵ_m . Cette valeur représente le cas où la déformation intrinsèque subie par les filaments du brin est minimale. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait que la matrice métallique exerce une précontrainte compressive sur les filaments de Nb_3Sn en raison de la différence de contraction thermique entre les deux matériaux lors du refroidissement du traitement thermique à la température cryogénique. En appliquant une déformation en traction, on annule donc cette précompression, ce qui explique l'augmentation du courant critique. On peut ainsi définir une déformation intrinsèque ϵ_0 (I-27) qui correspond à la déformation effective des filaments. Dans le cas d'un échantillon pour lequel $\epsilon_m \approx 0.4\%$, ϵ_0 varie de -0.4 à 0.4 % :

$$\epsilon_0 = \epsilon_a - \epsilon_m \tag{I-27}$$

Les valeurs positives de ϵ_0 correspondent ainsi à des filaments en compression, les valeurs négatives à des filaments en traction.

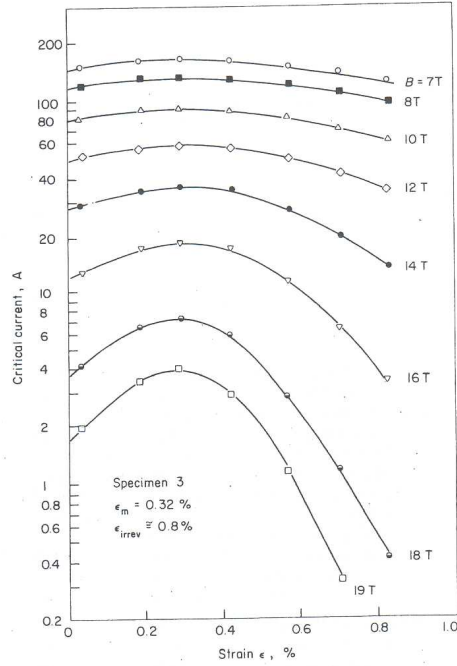


FIG. I-29 – Courant critique en fonction de la déformation axiale pour un échantillon subissant une induction de 7 à 19 T. ϵ_m correspond à la déformation intrinsèque, ϵ_{irrev} correspond à la déformation à partir de laquelle la dégradation est irréversible

Il faut ensuite attendre les travaux de Summers [39] pour finaliser la loi d'échelle permettant de décrire la densité de courant critique en fonction de la déformation axiale, de la température et de l'induction magnétique. La combinaison des travaux de Kramer, Dew Hughes, Hampshire et Ekin ont permis à Summers de décrire l'expression de la densité de courant critique en fonction de la température, de l'induction magnétique et de la déformation axiale intrinsèque.

Afin d'éprouver la loi d'échelle établie par Summers, de nombreux tests ont été réalisés aussi bien sur des brins que sur des rubans de Nb_3Sn comme explicité dans [40], [41], [42] et [43]. Ces expériences ont validé la description faite par Ekin pour des déformations intrinsèques de $\pm 0.4\%$ mais ont montré ses limites pour des déformations appliquées en compression. En effet, la variation de B_{c2} en fonction de ϵ pour des déformations intrinsèques en compression supérieures à -0.4% s'est révélée linéaire.

Parallèlement à cela, alors que la loi établie par Ekin avait été construite pour correspondre aux données expérimentales, d'autres recherches ont été faites dans le but de trouver une modélisation reposant sur des bases physiques. Cette approche repose sur l'utilisation de la déformation déviatorique. Elle est principalement inspirée des travaux de Welch [44] qui a, le premier, mis en évidence l'influence de l'invariant déviatorique du tenseur des déformations sur le comportement des propriétés critiques. Sur cette base, les travaux menés à l'université de Twente ont permis d'établir une nouvelle formulation de la variation du courant critique en fonction de la déformation appliquée ϵ .

Les travaux de B. ten Haken [42] et de A. Godeke [45] ont conduit à une loi décrivant la variation du courant critique en fonction de la déformation déviatorique. Cette nouvelle description détaillée dans [46], permet de d'écrire l'influence de déformation de $\pm 1\%$.

3.2.2 Influence d'une contrainte transverse

Bien que l'ensemble des modélisations repose sur l'influence des déformations axiales, de nombreuses études expérimentales portent également sur les conséquences d'une contrainte transverse au brin sur les performances des conducteurs en Nb_3Sn . Dans le cadre de toutes les expérimentations, d'importantes valeurs de dégradation ont été observées. Mais la modélisation de ce phénomène est très difficile en raison du grand nombre de paramètres qui influent sur le comportement mécanique du conducteur : méthode de fabrication du brin, microstructure du brin, taux de remplissage du câble, angle du câble de Rutherford, imprégnation... Néanmoins, la compréhension de ce phénomène est capitale pour améliorer la mise en oeuvre du Nb_3Sn notamment dans les aimants à haut champ où les contraintes provoquées par les forces de Laplace sont très grandes.

Dans les études expérimentales réalisées de la fin des années 80 à nos jours, on peut distinguer les expériences faites sur des brins telles que celles présentées dans [47] et [48] et celles menées sur des câbles qui sont bien vite devenues les plus répandues. En effet, il paraît indéniable que les paramètres tels que le taux de compaction du câble, la présence ou non d'imprégnation jouent un rôle primordial dans le comportement mécanique du câble qui se répercute sur celui des brins. Selon les études, les chercheurs se sont concentrés sur divers paramètres :

- Angle du câble de Rutherford, étude sur des câbles plats et des câbles trapézoïdaux ([49])
- Imprégnation du câble considéré ([49] et [50])
- Processus de fabrication du brin constitutif du câble (MJR, PIT, IT...) ([51] et [52])
- Taux de remplissage du câble, dégradation due au câblage ([52] et [53])

3.2.2.1 Rôle de l'angle de clef de voûte du câble et de l'imprégnation

Dans [49], Boschman *et al.* exposent les résultats des mesures faites sur deux types de câbles : l'échantillon 1 qui est un câble de Rutherford trapézoïdal constitué de brins fabriqués par la méthode des poudres et l'échantillon 2 qui est un câble de Rutherford rectangulaire composé de brins fabriqués par la même méthode. L'échantillon 1 est couvert de résine à sa surface alors que l'échantillon 2 est complètement imprégné. Des contraintes en compression sont appliquées dans une induction extérieure de 11 T. Dans les deux cas, la dégradation du courant critique est considérable : 60% à 100 MPa pour l'échantillon 1 et 20% à 100 MPa pour l'échantillon 2. Par ailleurs, cette dégradation semble être irréversible pour des contraintes en compression supérieures à 35 MPa pour l'échantillon 1 et 40 MPa pour l'échantillon 2. Même s'il est difficile de discriminer le rôle de l'imprégnation de celui de l'angle de la clef de voûte du câble de Rutherford, il apparaît dans cette expérience que la dégradation est moindre dans le cas d'un câble complètement imprégné. L'interprétation donnée dans [49], mais également dans [50], de cette observation indique que dans le cas d'un câble imprégné, la répartition des contraintes se fait de façon plus uniforme et permet d'éviter des concentrations de contraintes notamment dans les zones où les brins se croisent.

Cependant, l'interprétation du rôle de l'imprégnation est le seul point commun entre [49] et [50] puisque pour une contrainte en compression de 200 MPa, la dégradation observée par H.H.J. ten Kate sur un câble imprégné composé de brins fabriqués par la méthode des poudres n'est que d'environ 12 %. Par ailleurs, après avoir relâché la contrainte, 98 % du courant critique est récupéré. La dégradation est donc presque réversible.

Ces deux études et le grand écart qu'il existe entre les résultats illustrent la nécessité de réaliser un grand nombre d'expériences avant de pouvoir quantifier de façon fiable la dégradation du courant critique.

3.2.2.2 Comportement des câbles selon les méthodes de fabrication du Nb_3Sn

Dans [54], J.M. van Oort *et al.* présentent les résultats obtenus sur des câbles imprégnés constitués de brins fabriqués avec la méthode MJR. Selon le nombre de brins par câble et d'éléments par brin, la dégradation du courant critique pour une compression de 150 MPa varie de 20 à 44 % et les seuils d'irréversibilité varient de 20 à 50 MPa. Toutefois, quelques réserves peuvent être émises quant à la validité de ces résultats du fait notamment des difficultés mécaniques rencontrées lors du montage du dispositif.

Dans [51], D.R. Dietderich *et al.* se sont intéressés au cas de câbles composés de brins MJR ou IT. Dans le cas du câble constitué de brins IT, la dégradation du courant critique est de l'ordre de 40 % à 210 MPa et 11 T, alors que cette dégradation n'est que de 15 % dans le cas d'un câble constitué de brins MJR à 185 MPa et 11 T. En ce qui concerne, l'irréversibilité, les résultats obtenus sont différents de ceux obtenus précédemment : 4 % de dégradation permanente pour le câble fait de brins IT après une compression de 210 MPa et aucune dégradation permanente dans le cas du câble constitué de brins MJR soumis à une compression de 185 MPa. La cause de la différence de comportement entre les deux câbles est interprétée comme venant de la plus grande porosité des brins IT qui se trouvent ainsi fragilisés.

3.2.2.3 Influence du câblage

L'influence du câblage ou plus précisément du taux de remplissage sur la dégradation du courant critique a été étudiée en détail au Fermilab. Dans [53], E. Barzi *et al.* mettent en évidence la variation du courant critique dans différents brins de type IT, MJR et PIT extraits de câbles en fonction du taux de remplissage (« packing factor » (PF)) de ces câbles. Le courant normalisé est défini par le rapport du courant critique de ces brins sur le courant critique de brins de même type vierges. Ainsi la figure I-30 représente la variation du courant critique normalisé pour différents types de brins en fonction du taux de remplissage des câbles. Il apparaît sur ce graphique que plus le taux de compaction augmente, plus la dégradation du courant critique est grande quelque soit le type du brin.

Notons que E. Barzi *et al.* ont utilisé un moyen explicite dans [53] de simuler l'effet du câblage sur des brins en les déformant. Des études fondées sur le même principe avaient déjà été réalisées dans les années 70 par K.J. Best *et al.* [55] et [56] sur des brins de $NbTi$ et ont été récemment reprises par V. Previtalli *et al.* [57] pour les conducteurs du LHC. D'après les expériences menées par E. Barzi *et al.*, il a été conclu qu'un taux de compaction de l'ordre de 88 à 90 % permet de limiter les dégradations à quelques pourcents.

L'influence du taux de remplissage et celui de la contrainte transverse ont été associés dans [52]. E. Barzi *et al.* y présentent un dispositif expérimental permettant d'étudier la dégradation du courant critique d'un câble en fonction de la compression appliquée pour différents taux de remplissage et différentes méthodes de fabrication des brins. Un brin extrait d'un câble est inséré au sein d'un nouveau câble de même taux de remplissage mais dont tous les autres brins sont en cuivre afin d'éviter toute redistribution du courant pendant le test. Des brins de types MJR et PIT ont ainsi été testés.

3.2.2.3.1 Cas des échantillons MJR La figure I-31 présente la variation du courant critique dans des brins de type MJR en fonction de la pression transverse appliquée. Cette étude a été faite pour différentes valeurs du taux de remplissage du câble. Le premier échantillon (losanges bleus) constitutif d'un câble ayant un taux de remplissage de 86,6 % a été comprimé de 0 à 140 MPa puis la compression a été relâchée. On constate que la dégradation de l'ordre de 20 %

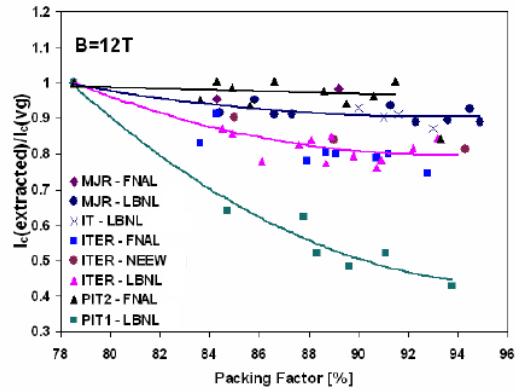


FIG. I-30 – I_c normalisé en fonction du taux de remplissage PF [53]

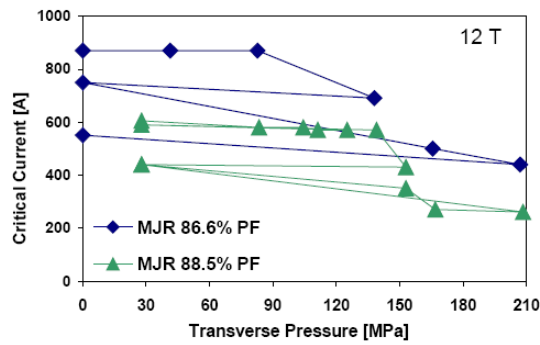


FIG. I-31 – I_c en fonction de la contrainte transverse pour 2 échantillons MJR à 12T [52]

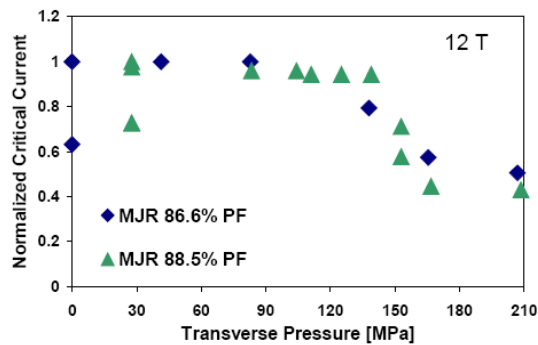


FIG. I-32 – I_c normalisé en fonction de la contrainte transverse pour 2 échantillons MJR à 12T [52]

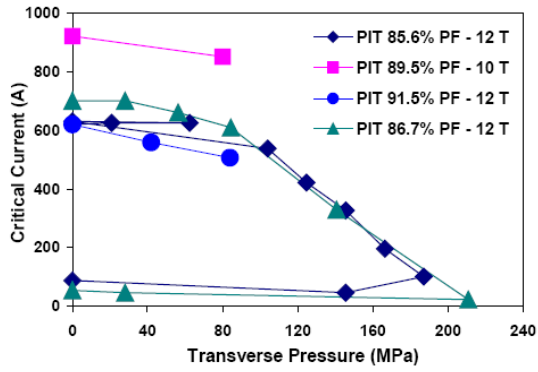


FIG. I-33 – I_c en fonction de la contrainte transverse pour 2 échantillons PIT à 12T [52]

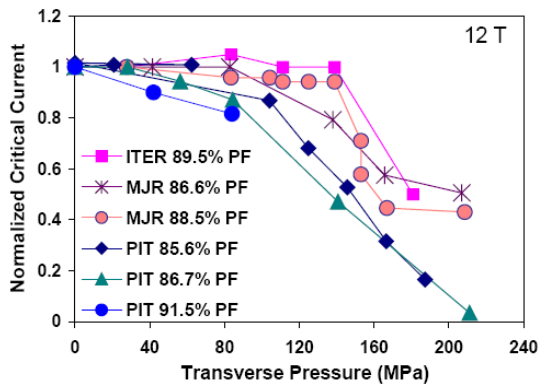


FIG. I-34 – I_c normalisé en fonction de la contrainte transverse pour différents échantillons à 12T [52]

est presque totalement irréversible. L'échantillon a ensuite à nouveau été comprimé jusqu'à 207 MPa puis relâché. La dégradation a atteint 50 % lorsque la compression était maximale et a été réduite à 40 % une fois la compression relâchée. Etant donné le pas important de variation de la compression, la limite d'irréversibilité n'a pas pu être déterminée avec précision.

Le deuxième échantillon (triangles verts) extrait un câble plus compacté (PF=88,5 %) et a été testé avec un pas de variation de compression plus petit afin de déterminer la limite d'irréversibilité. Elle a été clairement identifiée autour de 140 MPa et confirme l'ordre de grandeur de 150 MPa habituellement utilisé dans la conception d'aimants. Avec le tracé de la variation du courant normalisé par rapport au courant critique sans contrainte, la figure I-32 permet de mettre en évidence la similarité des comportements des deux brins.

3.2.2.3.2 Cas des échantillons PIT La variation du courant critique en fonction de la contrainte transverse appliquée dans le cas d'échantillons PIT est représentée sur la figure I-33 pour différentes valeurs d'induction et de taux de remplissage. Dans tous les cas, le seuil de réversibilité est estimé autour de 60 MPa. A 100 MPa, la dégradation atteint environ 20 % pour tous les échantillons et augmente très vite avec la compression. A 200 MPa, elle atteint 90 % et est permanente.

La figure I-34 résume les différents tests menés sur plusieurs échantillons à 12 T et représente une étude complète sur la sensibilité du Nb_3Sn à la contrainte transverse. Toutefois, ces résultats sont encore aujourd'hui discutés. Bien que l'influence de la déformation mécanique sur les performances du Nb_3Sn soit diagnostiquée, la communauté des concepteurs d'aimants est à ce jour dans l'incapacité d'énoncer la limite au delà de laquelle le Nb_3Sn est dégradé irrémédiablement.

3.3 Conception d'un dipôle : une succession de défis

3.3.1 Les performances magnétiques

3.3.1.1 La valeur de l'induction magnétique

Dans le cas d'un dipôle d'accélérateur, l'encombrement de l'aimant doit être réduit au maximum tout en produisant une induction magnétique la plus grande et la plus homogène possible. D'après les répartitions théoriques de courant que nous avons présentées dans la partie précédente, on constate que le paramètre clef est la densité de courant moyenne J_{moy} transportée dans le bobinage. Une des premières solutions pour accroître J_{moy} est bien sûr d'augmenter les performances du supraconducteur. Mais ce n'est pas forcément suffisant.

Ainsi, ce n'est pas parce que la densité de courant critique J_c du brin supraconducteur utilisé pour le bobinage est très grande que la densité de courant moyenne dans le bobinage le sera. En effet, plusieurs paramètres sont à prendre en compte pour le calcul de la densité moyenne de courant dans le conducteur isolé à savoir :

- **la quantité de stabilisant dans le brin**, puisque J_c est défini dans le non-stabilisant (ou non-cuivre). Le courant dans le brin doit donc être moyenné sur la section complète comprenant le stabilisant et le non-stabilisant (le supraconducteur). Dans un brin supraconducteur, il est donc nécessaire de connaître le **rapport stabilisant sur non stabilisant** de façon précise. Bien sûr, plus ce rapport est faible, plus la densité moyenne de courant sera importante. Cependant, rappelons que le stabilisant est indispensable à la protection du supraconducteur en cas de transition et qu'il doit être en quantité suffisante pour jouer son rôle.

- **le taux de compaction** du câble (ou taux de remplissage) et par conséquent les dimensions du câble.
- **l'isolation du câble** car elle augmente la section du conducteur et de ce fait diminue la densité moyenne de courant. Néanmoins, elle doit être suffisamment épaisse pour assurer une bonne isolation électrique.

3.3.1.2 La qualité de l'induction magnétique

D'après l'équation I-16, nous savons que l'induction magnétique peut se décomposer en série dans l'ouverture d'un aimant de diamètre intérieur $2R_i$. Selon la symétrie de la répartition de courant, seuls certains coefficients sont permis, les autres étant nuls. L'optimisation de la configuration magnétique de l'aimant permet de réduire ces coefficients. Toutefois, la fabrication des aimants peut introduire des asymétries qui font apparaître des coefficients non attendus. Par exemple, dans un dipôle, une asymétrie entre le haut et le bas de l'aimant produit un coefficient quadripolaire tourné non nul (a_2). L'élimination de ce type de coefficients passe par l'amélioration des procédures de fabrication et d'assemblage.

Il existe d'autres causes de dégradation de la qualité de champ dans les aimants d'accélérateur. Parmi elles, nous pouvons mentionner la présence d'une culasse magnétique. Dans les aimants à haut champ, le fer de la culasse magnétique contribue à accroître l'induction dans l'ouverture. Pour cela, il doit être proche du bobinage, ce qui induit des zones de saturation dans le fer qui peuvent dégrader l'homogénéité de l'induction au cours du cycle de l'aimant au sein de l'accélérateur. Diverses études ont été menées dans le but de réduire cette perturbation, notamment en agissant sur la forme de la culasse [58]. Bien que l'influence du fer soit capitale, la plus importante pollution du contenu harmonique du champ magnétique est due à la présence de courants persistants dans les brins de supraconducteur [59]. Ce phénomène se révèle être un problème majeur de la mise en oeuvre du Nb_3Sn . Afin de limiter l'effet de ces courants persistants, le diamètre des filaments de Nb_3Sn doit être maîtrisé, c'est pourquoi les efforts de recherche doivent essentiellement se concentrer sur le dimensionnement et la fabrication des fils. Malgré les efforts réalisés, il est nécessaire d'avoir recours à des aimants de correction, tels que des sextupôles [60].

3.3.2 Les transitions ou « quench »

3.3.2.1 Définition

Nous savons qu'un supraconducteur est défini par une surface critique qui délimite l'espace (B, T, J) dans lequel il est supraconducteur. Si le point de fonctionnement du conducteur est au-dessus de la surface critique, il est résistif. Rappelons que le passage soudain de l'état supraconducteur à l'état normal résistif du supraconducteur est qualifié de **transition ou « quench »**. Ce phénomène se produit si l'une des variables B , T ou J prend une valeur supérieure à la valeur critique. Par exemple, si dans un aimant, la température augmente localement, le courant critique diminue. Le supraconducteur ne pourra alors plus transporter autant de courant que précédemment. Une partie du courant va donc passer dans le stabilisant et provoquer une dissipation de chaleur par effet joule. La température à laquelle ce phénomène apparaît est appelée **température de partage du courant**. Si la chaleur produite est trop grande pour être évacuée par le refroidissement, la température va continuer à croître et toute l'énergie contenue dans l'aimant sera dissipée dans la zone normale par effet Joule. Ce processus peut endommager voire détruire l'aimant.

3.3.2.2 Leurs origines

Il est très important de noter qu'un très faible apport d'énergie peut suffire à produire une transition. En effet, la capacité thermique du supraconducteur et du stabilisant est très faible à 4.2K. Or l'élévation de température due à un dépôt d'énergie est proportionnelle à ce dépôt mais inversement proportionnelle à la capacité thermique. Ainsi, quelques millijoules par centimètres cube entraînent une augmentation de température qui peut être suffisante pour faire transiter l'aimant.

Ces dépôts d'énergie peuvent avoir diverses origines. Dans un accélérateur de particules, les pertes du faisceau peuvent par exemple en induire. Mais ce ne sont pas nécessairement des perturbations extérieures qui sont responsables des transitions. Par exemple, les sauts de flux présentés précédemment peuvent également être sources de transitions. Des mouvements de conducteurs et l'apparition de fissures dans la résine qui les imprègnent peuvent aussi dissiper assez de chaleur pour provoquer un « quench ».

C'est pourquoi, bien que le maximum de précautions soient prises au moment de la conception et de la fabrication des conducteurs et des aimants, le point de fonctionnement doit être situé par sécurité assez loin de la surface critique. En effet, même si l'on souhaite bénéficier d'une forte densité de courant critique, on doit garder **une marge de fonctionnement** qui permettra de stabiliser l'aimant face à de petites perturbations. En pratique, le courant de fonctionnement I_{op} des aimants vaut au maximum 80% du courant maximal I_{max} qui est défini par l'intersection de la droite de charge de l'aimant et de la courbe critique du supraconducteur (figure I-35).

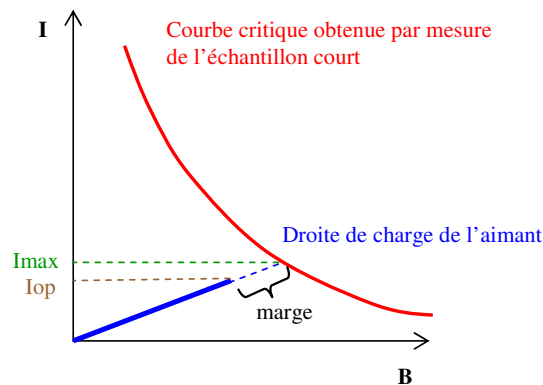


FIG. I-35 – Schéma de la marge de fonctionnement d'un aimant. I_{op} correspond au courant de fonctionnement de l'aimant

3.3.2.3 Le cas particulier de l'accommodation (« training »)

Les transitions causées par des perturbations d'origine mécanique (craquage de la résine d'imprégnation, mouvement des conducteurs) peuvent être induites par des montées en courant. Ce phénomène conduit à une amélioration progressive des performances de l'aimant lors des montées en courant successives et est appelé **accommodation** (ou « training »).

Lors de l'excitation de l'aimant, les conducteurs sont soumis aux forces de Laplace. Ces efforts sont transmis à la structure mécanique par l'intermédiaire de la résine d'imprégnation et de l'isolation. Les frottements entre les différentes pièces empêchent les mouvements mais il peut arriver que les forces de Laplace soient trop grandes. Il peut alors se produire un glissement du conducteur, ce qui induit une dissipation de chaleur et une augmentation de la température localement. Dans le cas où cette augmentation de température est trop grande, le « quench » s'amorce. Les forces de

Laplace peuvent également induire des craquages de la résine d'imprégnation qui peuvent à leur tour provoquer une augmentation de température et donc une transition.

Après un craquage de résine ou un mouvement de conducteur, le bobinage a atteint une position plus stable. Le même niveau de courant pourra donc être atteint puis dépassé lors de la montée en courant suivante, et cela jusqu'à ce qu'une nouvelle perturbation mécanique survienne.

Après un nombre de « quenches » variable selon les aimants, le courant maximal de « quench » de l'aimant est atteint. Comme on peut le voir sur la figure I-36, le courant de « quench » reste ensuite le même lors des montées en courant suivantes. On parle alors de **plateau**. Le courant maximal atteint est généralement très proche du courant critique mesuré sur échantillon court. Si l'aimant est sujet à des sauts de flux ou si la structure mécanique est déficiente, l'aimant ne peut pas atteindre le plateau et les valeurs des courants de « quench » sont erratiques.

Un aimant est d'autant mieux construit que sa première transition se fera à un courant élevé. Par ailleurs, il doit posséder une bonne « mémoire ». Cela signifie qu'au cours d'un deuxième **cycle thermique** (c'est-à-dire une fois réchauffé puis à nouveau refroidi), il doit atteindre directement le plateau. Ce critère est particulièrement important dans le cas des aimants d'accélérateur car une grande partie des aimants sont connectés en série et la transition de l'un des aimants impose la décharge de tous les aimants qui lui sont connectés.

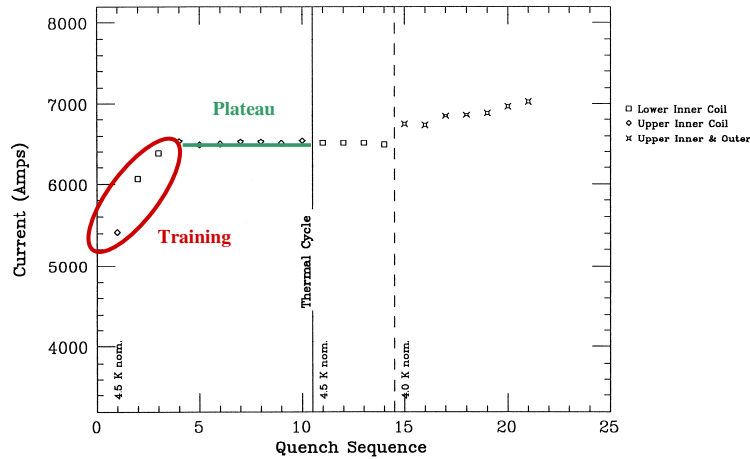


FIG. I-36 – Exemple de courbe d'accommodation. SSC/BNL Dipole DSS010 [26]

Sur la figure I-37, est représentée la courbe d'accommodation de l'aimant SQ02 (« Subscale Quadrupole ») qui est constitué de quatre bobines à échelle réduite en forme de « champ de course » (de type « racetrack ») [62]. L'emplacement des différentes transitions est reporté sur un schéma de bobine « racetrack ». Lors du premier cycle thermique, les transitions débutent dans les têtes des bobines pour ensuite se déplacer vers la section droite des bobines. Au cours du second cycle thermique, les premiers « quenches » se déclenchent dans la partie droite puis sont tous localisés dans les têtes, zone de champ le plus fort de l'aimant. L'emplacement de ces transitions n'est pas encore bien compris mais une des hypothèses est le phénomène de « blocage-glissement » (« stick-slip »). Le principe repose sur les perturbations mécaniques décrites précédemment à savoir le glissement du conducteur sous l'effet des forces de Laplace puis son blocage dans une position plus stable. La succession des rampes de courant induit des glissements et des blocages dans différentes zones de l'aimant, d'où une localisation des transitions qui évolue d'une montée en courant à l'autre. Cela semble être le cas dans SQ02, où les phénomènes de « glissement-blocage » ont lieu entre la pièce centrale et le conducteur qui est en contact avec elle. Une fois que le bobinage a atteint sa position la plus stable, le courant peut atteindre sa valeur maximale.

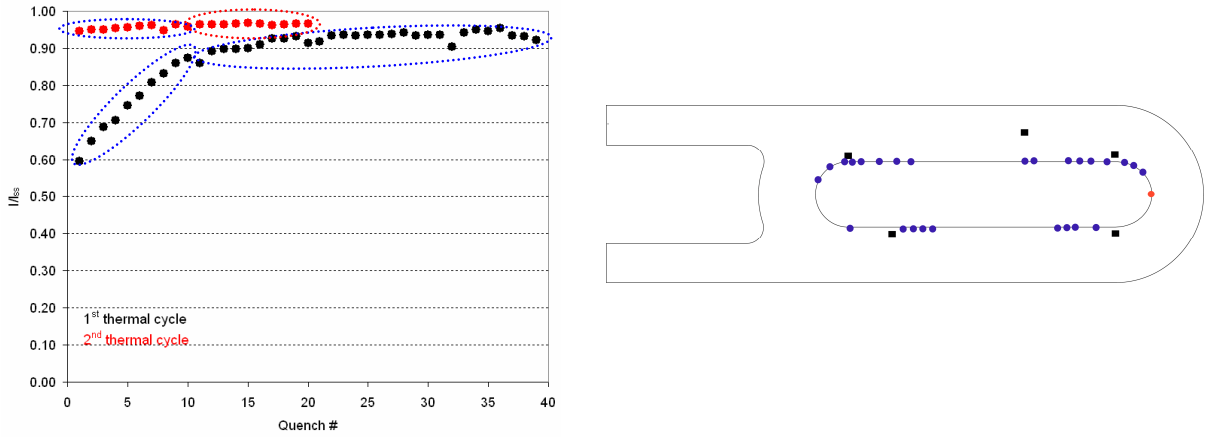


FIG. I-37 – Courbe d’accommodation de l’aimant SQ02 du LBNL et position des transitions [61]

Les transitions se produisent alors dans la zone où l’induction est maximale, c’est-à-dire les têtes dans le cas de SQ02. La phase d’accommodation est alors terminée.

3.3.2.4 La protection des aimants contre les transitions

L’énergie magnétique stockée dans un dipôle à haut champ W_{mag} peut s’écrire :

$$W_{mag} = \frac{1}{2} L_{aimant} I^2 \quad (\text{I-28})$$

où L_{aimant} est l’inductance de l’aimant et I le courant dans l’aimant. Comme W_{mag} est très grande au sein d’un dipôle à haut champ, il est nécessaire de protéger les aimants en cas de transition pour ne pas les endommager. Trois grandeurs doivent être limitées au cours d’un « quench » [3]. Il s’agit de :

- la température maximale T_{max} atteinte pendant la transition qui ne doit pas dépasser la température ambiante sous peine d’endommager les isolants
- les différences de température au sein de l’aimant qui doivent être limitées à 100K pour éviter des contraintes trop grandes
- la tension aux bornes de l’aimant qui doit rester inférieure à une tension de l’ordre du kV.

En pratique, la protection peut se décomposer en quatre étapes [63] :

- la détection de la transition
- la déconnexion de l’alimentation en courant
- l’extraction de la plus grande partie possible d’énergie stockée, notamment par l’utilisation d’une résistance de décharge
- la répartition de l’énergie non extraite dans l’ensemble de l’aimant afin d’éviter la concentration de la chaleur en certains points.

Notons que la constante de temps caractéristique de la décroissance du courant dans l’aimant est $\tau = L_{aimant}/R_N$ où R_N est la résistance de la zone normale (ajoutée à la résistance de décharge s’il y en a une). Les valeurs des paramètres L_{aimant} et R_N doivent être optimisées afin de rendre ce temps de décharge le plus petit possible sans risquer de surtension aux bornes de l’aimant.

3.3.3 La structure mécanique

3.3.3.1 La précontrainte

Les forces de Laplace augmentent avec les densités de courant critique dans les supraconducteurs et avec l'induction produite au sein des dipôles. Dans le cas des dipôles du LHC par exemple, la force de Laplace produite par quadrant atteint presque 2MN/m. Le risque d'induire un mouvement de conducteur est donc accrue. Or, en raison des frottements, tout mouvement de conducteurs est susceptible de produire de la chaleur et par conséquent un « quench » (car la chaleur spécifique des aimants est très faible à température cryogénique). C'est le phénomène d'accommodation que nous avons décrit précédemment.

Pour les aimants en $NbTi$, une bobine peu serrée dans sa structure mécanique sera l'objet d'une importante accommodation. Wilson *et al.* ont ainsi démontré en 1975 sur des bobines de type « racetrack » que le nombre de transitions nécessaires pour atteindre le courant mesuré sur échantillon court dépendait de la force de blocage appliquée sur le bobinage [64]. Le dispositif expérimental était constitué d'une bobine de type « racetrack » et deux bobines solénoïdales (figure I-38), placées respectivement au-dessus et en-dessous de la partie droite de la racetrack. Dans une racetrack, la zone de champ fort (« peak field ») se situe dans les têtes. Ces bobines complémentaires permettaient de la positionner dans la partie droite de la racetrack. Une force était ensuite appliquée dans la direction \vec{x} sur la partie droite de la « racetrack » dans le sens opposé à la force de Laplace. Plus la valeur de cette force était proche de la valeur de la force de Laplace à laquelle la bobine était soumise, plus le phénomène d'accommodation était faible. Cette étude a permis de mettre en évidence la nécessité de maintenir les bobines en $NbTi$ en compression pour réduire l'accommodation.

La solution pour y parvenir est d'appliquer une **précontrainte mécanique**. Il s'agit de permettre à la bobine de rester en contact et donc en compression avec la structure dans laquelle elle se trouve lors de l'excitation en courant et d'empêcher ainsi tout mouvement des conducteurs. Cette précontrainte est mise en oeuvre au moyen des différents éléments de la structure mécanique de l'aimant, lors de la phase d'assemblage. Nous allons voir dans ce qui suit, comment elle est appliquée dans le cas d'un dipôle $cos\theta$ et nous verrons qu'il est important de prendre en compte la phase de mise en froid de l'aimant en raison des différentes valeurs de contraction thermique des matériaux de la structure.

En ce qui concerne le Nb_3Sn , sa marge en température est plus grande que celle du $NbTi$, les câbles et les isolations évoluent. Il est donc légitime de se demander si la précontrainte est indispensable au bon fonctionnement de l'aimant. Des études sur le rôle de la précontrainte sur des bobinages en Nb_3Sn sont probablement à envisager.

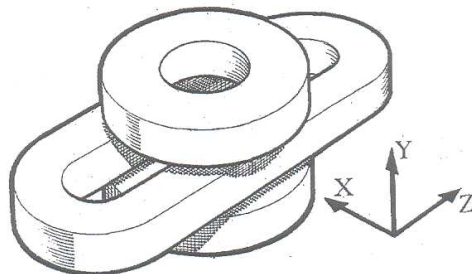


FIG. I-38 – Montage racetracks et solénoïdes pour l'étude de l'accommodation du $NbTi$ [64]

3.3.3.2 Structure mécanique d'un dipôle en $\cos\theta$, technique du frettage (« collaring »)

La force de Laplace totale F_L agissant sur un quart de bobinage en $\cos\theta$ peut être décomposée en une composante radiale F_{Lr} et une composante azimutale $F_{L\theta}$. F_{Lr} tend à vouloir faire « exploser » la bobine alors que $F_{L\theta}$ tend à écraser les conducteurs sur le plan médian de la bobine. Il existe également une composante axiale F_{Lz} qui tend à étendre la bobine longitudinalement. La structure mécanique doit donc agir dans les trois directions.

Radialement, la bobine est entourée par des **colliers** en acier inoxydable austénitique ou en aluminium fixés au moyen de clavettes ou de tirants d'assemblage. La raideur du matériau utilisé et l'épaisseur des colliers doivent éviter la déformation de l'ensemble « bobine + collier ». Ces colliers sont laminés de façon à maintenir les tolérances et à assurer un positionnement très précis I-39.

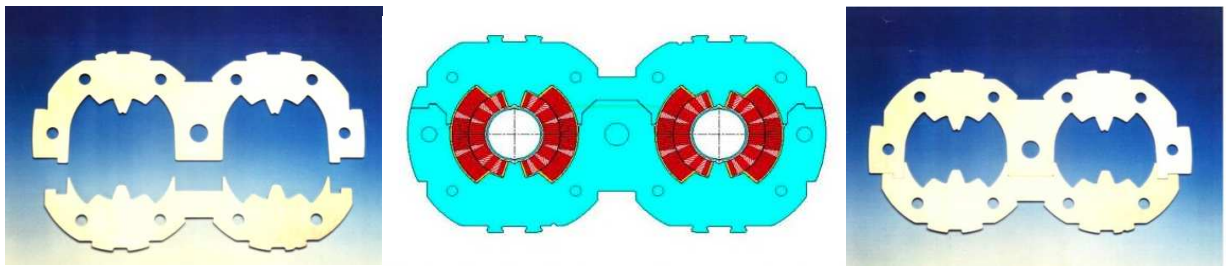


FIG. I-39 – Colliers permettant le frettage des dipôles du LHC

Autour des colliers se trouvent la culasse magnétique (généralement coupée en deux pour faciliter le montage) et un tube en acier inoxydable ou en aluminium constitué de deux demi-coquilles soudées autour de la culasse. Dans les aimants récents, la culasse magnétique en acier est utilisée pour accroître l'induction dans l'ouverture. Elle doit donc être suffisamment proche de l'ouverture, ce qui peut diminuer la place disponible pour les colliers. Dans ce cas, la culasse et le tube sont sollicités pour reprendre les efforts de Laplace radiaux. La tâche se complexifie alors car il faut prendre en compte la différence de contraction thermique entre le matériau de la culasse, celui des colliers et celui du bobinage. Dans ce cas, l'acier inoxydable austénitique est plus approprié pour les colliers car son coefficient de rétreint thermique est proche de celui de l'acier.

Azimutalement, le collier est en contact avec la bobine au niveau du pôle. $F_{L\theta}$ tend à écraser la bobine sur le plan médian, ce qui équivaut à séparer le pôle de la bobine du pôle du collier. Pour s'affranchir de ce phénomène, lors de l'assemblage, les colliers sont montés autour de la bobine et fixés de manière à appliquer une précontrainte azimutale sur la bobine. Elle doit être suffisante pour assurer le contact entre les colliers et la bobine au niveau du pôle après mise en froid (prise en compte du rétreint thermique différentiel entre la bobine et les colliers) et après excitation. Longitudinalement, l'expansion de la bobine peut être diminuée par des cales d'extrémités rigides. Dans certains cas, comme lorsque les colliers sont en aluminium, il est nécessaire d'utiliser une conception mécanique plus complexe. On introduit par exemple une fente verticale entre les deux demi-culasses. Cette fente sera progressivement fermée au cours du soudage du tube extérieur et lors de la mise en froid. Cette technique permet d'éviter une trop grande compression de l'ensemble « bobine + collier » à température ambiante. Certains prototypes introduisent même un espaceur en aluminium au niveau de la fente, entre les deux demi-culasses afin de contrôler au mieux sa fermeture.

La technique que nous venons d'évoquer fondée sur l'utilisation de colliers est appelée frettage (ou « collaring ») par opposition la technique des « clavettes, baudruche et tube » (ou « keys, bladders and shell ») que nous allons présenter dans ce qui suit.

3.3.3.3 Technique des « clavettes, baudruches et tube »

La technique du frettage a pour inconvénient d'appliquer la plus grande partie de la précontrainte à température ambiante. Etant donnée la sensibilité du Nb_3Sn à la déformation mécanique, il paraît intéressant de tenter de développer des techniques d'assemblage qui réduiront la valeur de la précontrainte sur le bobinage à température ambiante. Ainsi, dans certains laboratoires, certaines équipes envisagent et tentent de mettre au point des solutions alternatives.

C'est le cas de la technique des « clavettes, baudruches et tube » (« keys, bladders and shell ») mise au point au LBNL. Elle est fondée sur trois éléments essentiels : les « bladders » (littéralement baudruches) qui sont gonflés avec de l'eau sous pression, les « keys », c'est-à-dire des clavettes et le tube extérieur en aluminium. Le schéma de principe de cette technique dans le cas de l'aimant « Subscale Model » du LBNL est représenté figure I-40.

La précontrainte est appliquée au moyen des baudruches. Ils sont constitués de deux fines tôles d'acier inoxydable soudées sur leur contour et sont insérés entre les pièces de la structure mécanique, entre le mors (« pad ») et la culasse (« yoke ») sur la figure I-40. L'eau sous pression est introduite par un bloc fixé à l'une des deux tôles. En se gonflant, les baudruches libèrent un jeu entre les pièces mécaniques. L'espace entre les deux pièces est alors comblé par une clavette dite nominale. Pour accroître la précontrainte, la pression dans les baudruches est augmentée. Le nouveau jeu libéré est comblé par un feuillard en acier inoxydable. L'observation de la déformation du tube permet de contrôler de façon précise la valeur de la précontrainte appliquée à la bobine. En effet, considérons un quart de système comme représenté sur la figure I-40. En appliquant un effort sur la culasse par les baudruches puis par l'empilement feuillards + clavette nominale, on produit une force en A sur le plan médian du tube. L'équilibre des forces nous permet de dire qu'une force de même module mais de sens opposé s'exerce sur la bobine en B. La déformation azimutale du tube est donc une image de la précontrainte appliquée à la bobine. Une jauge de déformation placée sur le tube permet donc de suivre l'application de la précontrainte. Le principe est représenté sur le graphique de la figure I-41. Les baudruches sont gonflés à la pression P_1 , la clavette nominale est insérée et la pression dans les baudruches relâchée. La déformation atteinte dans le tube vaut ϵ_1 . On réitère en augmentant la pression dans les baudruches jusqu'à P_2 , un feuillard est alors inséré. La déformation résultante est ϵ_2 . On procède ainsi jusqu'à obtention de la déformation finale voulue ce qui équivaut à la précontrainte souhaitée. Les baudruches sont alors retirés et la précontrainte est maintenue par l'empilement « feuillards + clavette nominale ».

Lors de la mise en froid, le rétreint thermique du tube apporte de la précontrainte supplémentaire. Pendant l'excitation, les forces de Laplace produites agissent dans la même direction que les forces de réaction en B et les remplacent peu à peu.

Ainsi, si la précontrainte est suffisante, les forces de Laplace remplacent en partie les forces en B. La force totale demeure constante, la résultante des forces en A est donc maintenue constante. Cela signifie qu'une jauge de déformation placée sur le tube ne voit pas de variation de la déformation du tube lors de l'excitation.

En revanche, si la précontrainte n'est pas suffisante, la résultante des forces de Laplace est plus grande que la résultante en B fournie par la précontrainte. L'équilibre des forces implique donc que la résultante en A augmente. Dans ce cas, la déformation du tube augmente. L'ensemble de

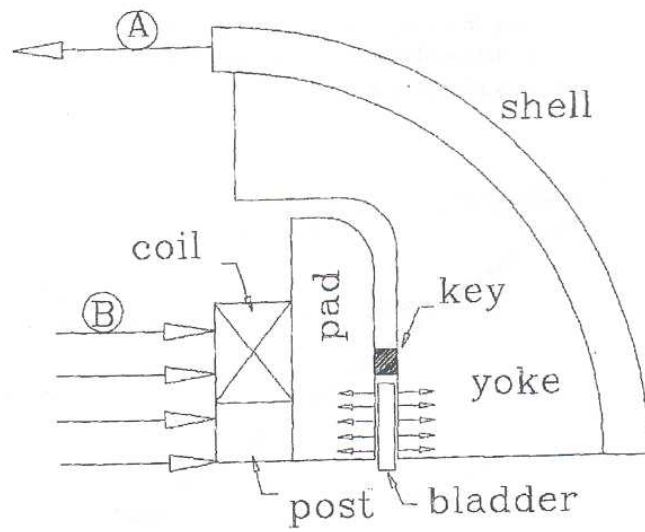


FIG. I-40 – Schéma de montage des « boudruches » [65]. La force qui s'exerce sur le tube en A est équilibrée par la force en B

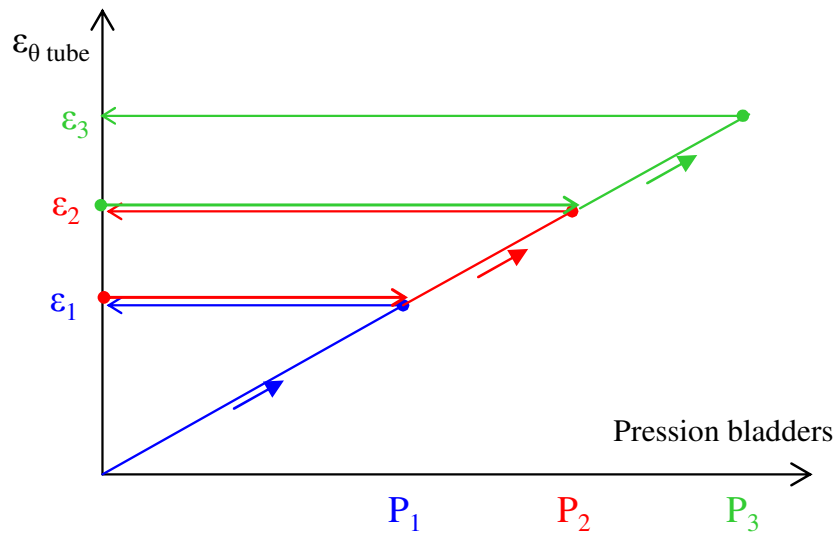


FIG. I-41 – Variation de la déformation azimutale du tube lors de l'insertion des clavettes et des feuillards au moyen des boudruches

la structure bouge et peut induire l'accommodation de l'aimant.

3.3.4 La stabilité

3.3.4.1 Redécouverte du problème des sauts de flux avec le Nb_3Sn

Précédemment, nous avons abordé les problèmes de stabilité magnétiques des brins supraconducteurs. Ce problème a été évoqué très tôt notamment par Wilson [66]. Le produit entre le diamètre des filaments et la densité de courant critique joue un rôle essentiel dans la stabilité. Les procédés de fabrication du $NbTi$ ont permis de produire rapidement des filaments de très petit diamètre (quelques microns). Le produit de la densité de courant critique J_c et du diamètre des filaments a pu rester faible même à très bas champ. Les concepteurs d'aimants ont ainsi pu très vite s'affranchir des problèmes de stabilité. En nous appuyant sur [67], nous allons voir ici comment l'utilisation du Nb_3Sn a remis cette problématique à l'ordre du jour.

Les techniques de fabrication actuelles des brins en Nb_3Sn permettent l'obtention de densités de courant très élevées dans le non-cuivre. Actuellement, ce sont les procédés dits à étain-interne qui produisent les brins les plus performants. L'obtention de tels brins repose principalement sur l'augmentation de la section de Nb_3Sn . Cela signifie que les traitements thermiques subis par le supraconducteur sont longs (entre 72 et 200 heures) et effectués à des températures de 650 à 700 °C. De si longues réactions provoquent la coalescence des filaments et la précipitation du niobium contenu dans les barrières de diffusion. Cela conduit à de grands diamètres effectifs des filaments. Par conséquent, le produit $J_c D_{eff}$ est élevé. Notons qu'il est maximal dans les zones de l'aimant où le supraconducteur est soumis à de faibles inductions puisque la densité de courant critique est alors très importante.

On peut donc en déduire que tant que les diamètres effectifs des filaments ne seront pas diminués et que les densités de courant continueront à augmenter, les instabilités liées aux sauts de flux seront inévitables.

Par ailleurs, le fait que les barrières de diffusion en niobium soient endommagées au cours des longs traitements thermiques entraîne la pollution du métal de la matrice par l'étain. Cela a pour effet de réduire considérablement sa conductivité électrique. Si cette pollution est trop importante, ou en d'autres termes si le RRR de la matrice est trop faible, la condition de stabilité dynamique ne peut être conservée. La capacité du brin à évacuer les dissipations de chaleur est alors réduite et les sauts de flux conduisent à la transition.

Dans ce qui suit, nous allons voir comment l'instabilité des brins affecte le fonctionnement des aimants.

3.3.4.2 Conséquences sur le fonctionnement des aimants

Au cours des dernières années, de nombreuses études ont été menées pour la conception et la réalisation d'aimants d'accélérateurs ayant des inductions centrales de 10 à 15 T. Parmi elles, on peut considérer celles faites au Fermilab et au LBNL qui illustrent notamment la « redécouverte » du problème des sauts de flux. Ainsi, parmi les aimants construits et bien que certains aient atteint au moins 90 % de leur courant d'échantillon court, plusieurs ont transité à un courant égal à seulement 40 à 70 % du courant d'échantillon sans jamais atteindre les performances attendues ([68] et [69]).

L'analyse des résultats a montré que cela pouvait parfois être lié à la structure mécanique, à des mouvements de conducteurs, à des brins cassés au cours du bobinage. Néanmoins, dans de nombreux cas, les sauts de flux à bas champ ont été rendus responsables des faibles performances

des aimants.

V.V. Kashikhin et A. Zlobin ont alors développé un modèle visant à quantifier ces instabilités [70]. En calculant un courant de transition théorique en fonction de l'induction appliquée ($I_{th}(B)$) sur des brins en Nb_3Sn , ils ont justifié le comportement observé sur certains aimants. On vérifie ainsi sur la figure I-42 que plus le diamètre effectif des filaments D_{eff} est grand, plus le courant de transition théorique I_{th} sera bas et on voit très nettement que les instabilités sont prépondérantes dans les zones où l'induction est faible, c'est-à-dire où le produit du diamètre effectif des filaments par la densité de courant critique ($D_{eff} \times J_c$) est élevé.

D'autre part, un courant seuil de stabilité I_s peut être déterminé selon le brin utilisé au sein d'un aimant. Il est obtenu en alimentant le brin avec un courant constant et en augmentant l'induction vue par le brin. Si une transition survient, il faut réduire le courant jusqu'à déterminer le courant I_s en dessous duquel aucun « quench » n'est induit. Ainsi, pour un courant de transport supérieur à I_s l'induction ne pourra pas être montée jusqu'au point de la courbe critique $I_c(B)$. Pour un courant de transport inférieur à I_s , l'aimant peut atteindre ses performances maximales. Afin que I_s ne soit plus une limitation, il faut qu'il soit le plus grand possible (figure I-43). Un critère de sécurité consiste à obtenir un courant de stabilité I_s tel que :

$$I_s \geq 2 \times I_{ec} \quad (\text{I-29})$$

où I_{ec} est le courant mesuré sur échantillon court (figure I-43). L'augmentation de I_s passe par le développement du fil de Nb_3Sn . Des études montrent que la valeur de I_s est liée à la valeur du RRR. I_s sera en effet d'autant plus grand que le RRR du stabilisant aura une valeur élevée. Ceci s'explique par le fait qu'un grand RRR implique une faible résistivité du stabilisant à 4,2K, ce qui est favorable au critère de stabilité adiabatique (équation I-25). Des recherches ([67] et [69]) visent à optimiser la durée et la température de traitement thermique subi par les brins de Nb_3Sn afin de rendre le courant de stabilité le plus haut possible comme cela est illustré sur les figures I-44 et I-43.

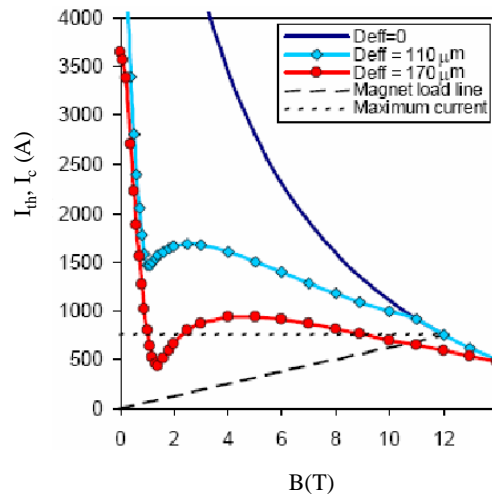


FIG. I-42 – Courant de transition théorique et courant critique d'un brin MJR de 1 mm de diamètre. La droite de charge en pointillés noirs montre que l'instabilité ne peut être évitée pour un filament de 170 µm de diamètre effectif [70]

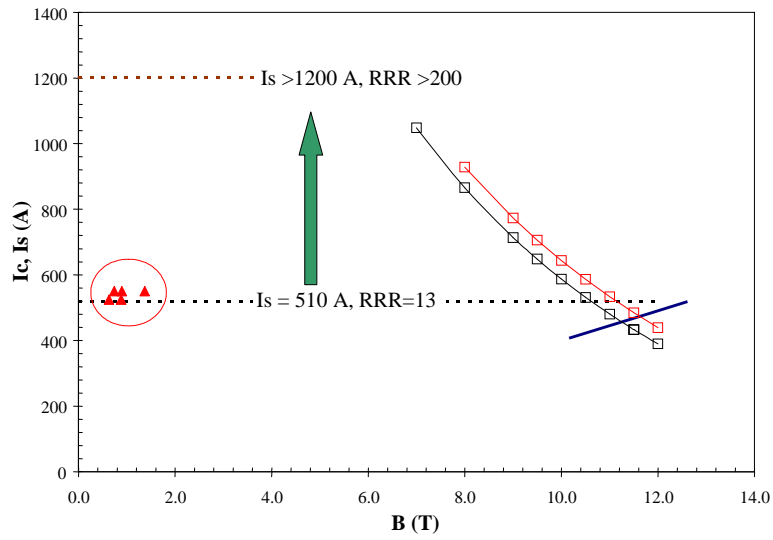


FIG. I-43 – Influence du RRR sur le courant seuil de stabilité I_s dans le cas du câble de TQS01. La droite de charge en trait plein noir indique que les instabilités sont évitées. Les triangles rouges représentent des mesures sur brin [71]

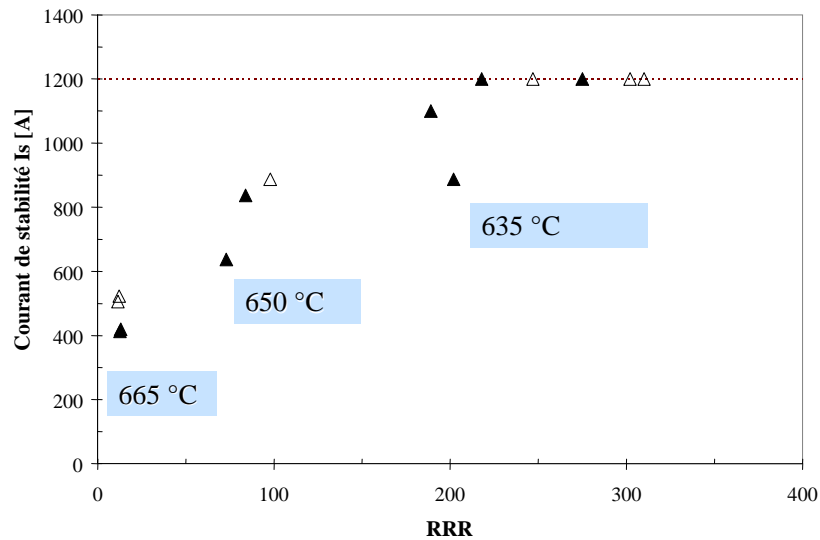


FIG. I-44 – Influence de la température du traitement thermique et par conséquent du RRR sur le courant de stabilité I_s pour un brin de type MJR. Les triangles blancs correspondent à des brins extraits et les triangles noirs à des brins vierges [71].

3.4 Les dipôles à haut champ : état de l'art

Dans cette partie, nous dressons l'inventaire des différents aimants en Nb_3Sn qui ont vu le jour ainsi que ceux en cours de fabrication. Nous allons également aborder les études préliminaires visant à concevoir des dipôles à fortes inductions et grandes ouvertures.

3.4.1 Les dipôles réalisés et testés

Parmi les dipôles en Nb_3Sn produisant des inductions de plus de 10 T, on peut distinguer plusieurs catégories selon la problématique étudiée. En effet, certaines recherches se sont attachées à conserver la structure dite en $\cos\theta$ et ont cherché à l'adapter au cas des aimants de plus de 10 T. D'autres travaux ont porté sur un type de dipôle appelé « common-coil » dans le but de concevoir des aimants à double ouverture pour les collisionneurs. Enfin, on peut distinguer les recherches concernant les aimants à très haut champ qui visent à explorer les limites de la technologie relative au Nb_3Sn en terme d'induction centrale et de contraintes mécaniques sans nécessairement s'attacher à permettre le passage d'un tube faisceau. On se propose ici à décrire les résultats obtenus dans le cadre de ces divers travaux.

3.4.1.1 Les dipôles de type $\cos\theta$

Le premier aimant en Nb_3Sn ayant frôlé la limite des 10 T, avec une induction maximale de 9,25T, a été le fruit d'une collaboration entre le CERN et ELIN [72]. Conçu à partir de conducteurs obtenus par la méthode du bronze, fabriqué avec la technique du « wind and react », cet aimant d'un mètre de long et de 50 mm d'ouverture a atteint **9,25 T** à 4,3 K avec une accommodation de 7 « quenches ».

Malgré ses performances, cet aimant a montré les limites de la méthode du bronze en terme de densité de courant critique. La méthode PIT a alors été mise en avant par le CERN et par le ECN (Energy research Center of the Netherlands). Les conducteurs de l'aimant MSUT fabriqué à Twente reposaient sur cette technologie. Cet aimant mesurait également un mètre pour une ouverture de 50 mm. MSUT a été testé en 1995 et a atteint l'induction record de 11,03 T à 4,4 K ([73] et [74]).

Il faut ensuite attendre 1997 pour qu'un aimant en Nb_3Sn batte un nouveau record d'induction. Il s'agit de l'aimant D20 réalisé au LBNL ([75] et [76]). Egalement de type $\cos\theta$, constitué de quatre couches, d'ouverture 50 mm, il a atteint **12,8 T** à 4,4 K et **13,5 T** à 1,8 K.

Les derniers aimants réalisés en $\cos\theta$ sont ceux de la série HFD (« High Field Dipole ») fabriqués au Fermilab. La configuration de ces aimants est détaillée dans [77]. Il s'agit de bobines en $\cos\theta$ double couche réalisées par la technique du « wind and react ». L'ouverture des aimants est égale à 43,5mm et leur longueur à un mètre. On distingue les aimants dénommés HFDA qui sont formés de deux pôles bobinés et les HFDM qui sont constitués d'un pôle bobiné et d'un miroir magnétique.

Les trois premiers aimants Nb_3Sn à haut champ construits sont HFDA02, HFDA03 et HFDA04. Le conducteur qui les compose est un brin de type MJR. Les résultats des tests sont reportés dans [78] et mettent en évidence un courant de transition 40 à 50 % en dessous du courant mesuré sur échantillon court. Après analyse, les instabilités au sein du brin ont été mises en cause.

Les aimants suivants ont donc été fabriqués à l'aide d'un nouveau conducteur dont les brins étaient de type PIT. Après validation de ce conducteur grâce à des bobines à échelle réduite, deux pôles ont été fabriqués. Le premier a été testé en configuration HFDM, c'est-à-dire avec un

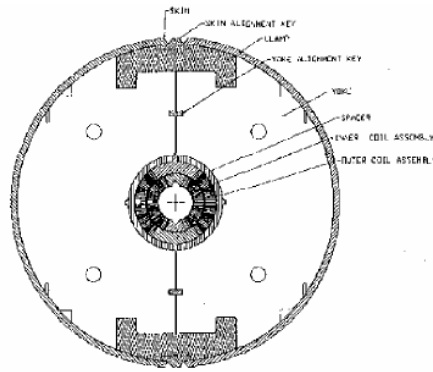


FIG. I-45 – Coupe d'un aimant de type HFD [77]

miroir magnétique sous le nom de HFDM03. Puis les deux pôles ont été utilisés ensemble dans l'aimant HFDA05. Les résultats des tests de ces aimants sont détaillés dans [79]. La courbe d'accommodation de la figure I-46 montre que l'aimant HFDA05 a atteint un plateau qui correspond à la valeur du courant sur échantillon court. L'induction centrale atteinte à 4,5 K est égale à **9,5 T** et **10 T** pour une température de 2,2 K.

3.4.1.2 Les dipôles de type « common-coil »

3.4.1.2.1 Description Un dipôle de type « common-coil » est composé de deux bobines plates de type « racetrack » qui fonctionnent en série. Dans le cadre des aimants d'accélérateurs, ce type de configuration permet d'avoir deux ouvertures par aimant pour le faisceau. En effet, comme on peut le voir sur la figure I-47, chaque bobine est placée verticalement de part et d'autre des tubes faisceaux. Le principal avantage de cet aimant est que les bobines sont simples à fabriquer, ce qui est un avantage majeur dans le cas de l'utilisation du Nb_3Sn .

Dans le développement et l'utilisation de dipôles « common-coil », deux axes de recherche peuvent être dégagés. Le premier vise à développer des aimants capables de satisfaire les spécifications requises pour les aimants d'accélérateur en terme d'ouverture et de qualité de champ. C'est le cas de la série des « Racetrack Dipoles » (RD) développée au LBNL. Le second axe concerne un phase plus en amont qui a pour but le test et l'étude de nouveaux conducteurs et de nouvelles technologies. C'est le cas de la série des « Subscale Model » (SM) également construite au LBNL, qui repose sur des bobines « racetracks » à échelles réduites disposées en configuration « common coil ».

3.4.1.2.2 A grande échelle : la série des « Racetrack Dipole » (RD) Dans le cadre de son programme sur les aimants supraconducteurs, le LBNL a toujours cherché à atteindre des inductions élevées dans des aimants d'accélérateur. L'aimant RD3 en est un exemple (figure I-48). Il a été conçu pour dépasser 14 T. Du fait des grandes forces de Laplace mises en jeu qui tendent à séparer les deux bobines (15,4 MN/m par racetrack), une structure mécanique a été développée, reposant sur des mors et une culasse en fer insérés dans un tube d'aluminium. Dans ce dispositif, une précontrainte est appliquée sur les bobines au moyen de la technologie des « clavettes and boudruches » ([65]).

Lors des tests réalisés en 2000 [80], il a atteint pendant le deuxième cycle thermique **14,7 T** à 4,2 K. On peut d'ailleurs remarquer en observant la figure I-49, l'excellente mémoire de cet aimant puisque le premier « quench » du deuxième cycle thermique a directement atteint le plateau du

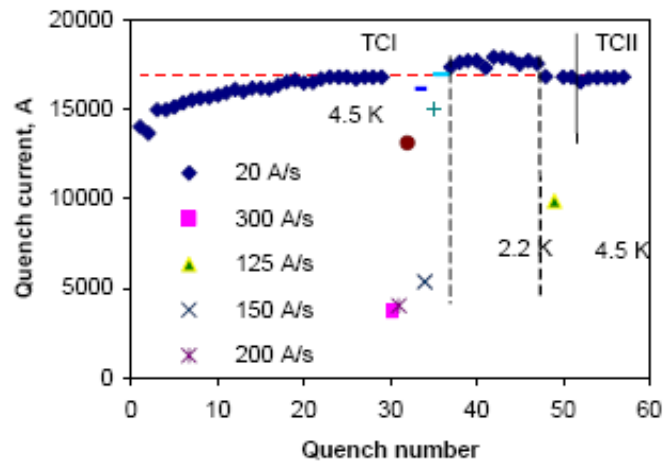


FIG. I-46 – Courbes d'accommodation de l'aimants HFDA05 [79]

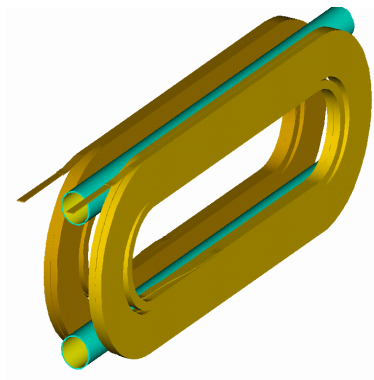


FIG. I-47 – Configuration en « common-coil »

premier cycle thermique à 14,2 T. Il est intéressant de noter qu'aucune dégradation du courant critique n'a été observée malgré les forces de Laplace impliquées, puisque le courant mesuré sur échantillon court a été atteint.

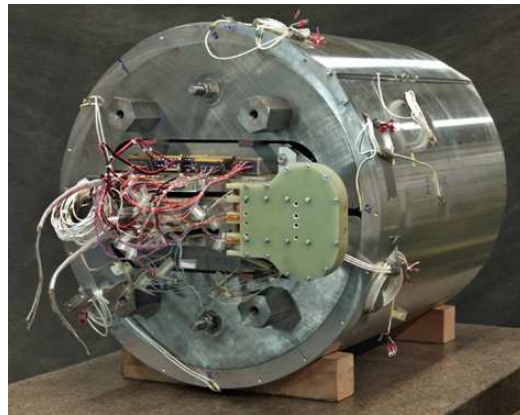


FIG. I-48 – *RD-3* [80]

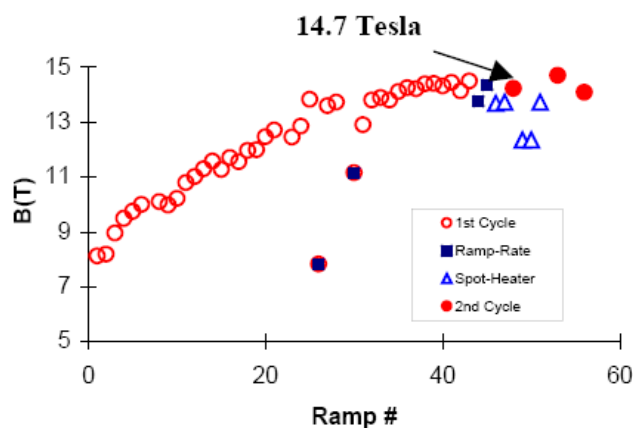


FIG. I-49 – *Courbe d'accommodation de RD3* [80]

3.4.1.2.3 A échelle réduite : la série des « Subscale-Model » (SM) Parallèlement au développement des aimants à haut champ, le LBNL a mis au point un aimant à échelle réduite : « Subscale Magnet » (figure I-51). Ce dispositif décrit dans [81] permet de tester rapidement des conducteurs à un niveau d'induction allant de 10 à 12 T. En effet, il est composé de deux bobines de type « racetrack » (figure I-50), positionnées en configuration « common-coil » au sein de deux demi-culasses disposées dans un tube en aluminium. Le positionnement des bobines et la mise en place de la précontrainte sont réalisés grâce à la technologie des « clavettes and boudruches ». Dans ce système, une longueur significative de câble (environ vingt mètres) peut être testée dans des conditions très proches de celles rencontrées au sein d'un aimant. Enfin, l'assemblage et le démontage de ce type d'aimant est rapide, ainsi que le bobinage des bobines de type « racetrack ». Le test de divers conducteurs dans des conditions représentatives d'un aimant peut donc être réalisé aisément. Cet dispositif fournit également la possibilité de tester à petite échelle des modifications structurelles avant d'envisager de les transposer sur un aimant de grande taille.



FIG. I-50 – *Subscale Magnet*

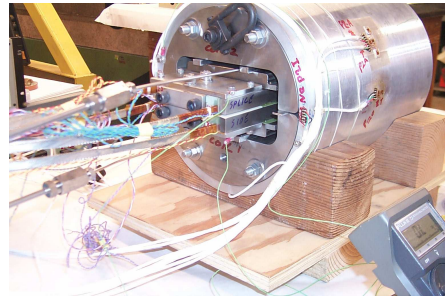


FIG. I-51 – *Bobine racetrack de SM*

3.4.1.3 Le dipôle à très haut champ : « Horizontal Dipole » (HD1)

Comme on l'a vu, le LBNL a progressivement atteint des valeurs d'inductions très élevées au sein d'aimants en Nb_3Sn . Au cours de sa quête des hauts champs, une nouvelle série d'aimants a vu le jour : la série des HD ou « Helmholtz Dipole » qui sont des aimants dits de type « bloc ». A ce jour, cette série peut se décomposer en deux phases :

- l'étape HD1 qui a pour but d'explorer les limites de la technologie Nb_3Sn en terme d'induction magnétique et de contraintes mécaniques au sein de bobinage en blocs. Nous allons voir que cet aimant a montré que ce type de géométrie avait le potentiel pour atteindre de très hautes inductions.
- l'étape HD2 qui se base sur les résultats de l'aimant HD1 et a pour objectif d'étudier l'efficacité d'une structure en blocs dans le cadre d'un accélérateur de particules.

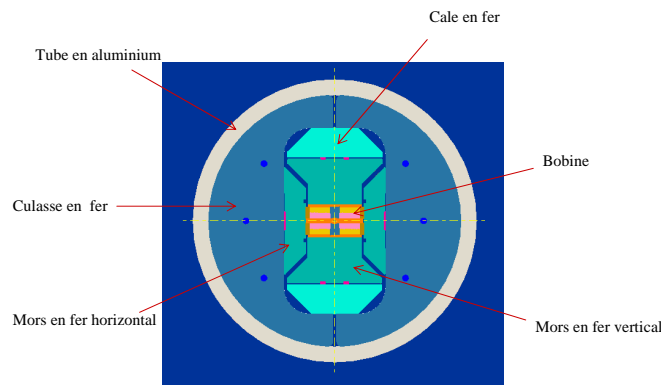


FIG. I-52 – *Coupe de l'aimant HD1 - Diamètre extérieur du tube aluminium de 74 cm [82]*

Le dipôle HD1 dont la coupe est représentée sur la figure I-52 est un dipôle à blocs. Il a été fabriqué à partir d'un câble plat ayant un taux de remplissage de 88,5 % constitué d'un brin RRP possédant une densité de courant critique de 3000 A/mm^2 à 12 T et 4,2 K. D'un point de vue magnétique, un tel conducteur permet d'atteindre des inductions de l'ordre de 16 T. Néanmoins, pour des inductions si hautes, les contraintes mécaniques engendrées peuvent endommager le conducteur et limiter son fonctionnement. C'est principalement à cette problématique que les tests de HD1 devaient contribuer.

Comme on peut le voir sur la figure I-52, la structure mécanique de HD1 est très proche de celle de RD3. En effet, la culasse et le tube d'aluminium sont les mêmes. Des mors verticaux et horizontaux ont été ajoutés ainsi que des cales qui permettent d'adapter la structure de RD3 à

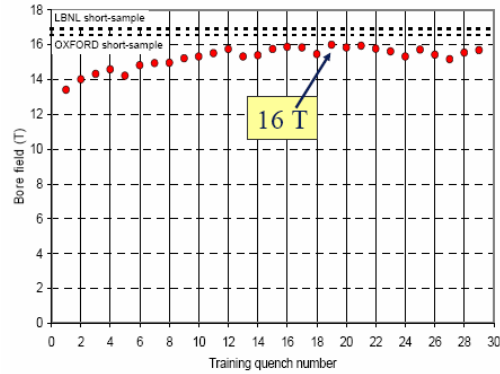


FIG. I-53 – *Courbe d'accommodation de l'aimant HD1* [83]

celle de HD1. La précompression latérale de l'ensemble est assurée par le système des « clavettes, baudruches et tube » et est égale à 150 MPa. La précompression axiale est appliquée au moyen de tirants [82]. Les résultats des tests de HD1 réalisés à 4,3 K sont reportés dans [83] et la courbe d'accommodation de HD1 est représentée sur la figure I-53. Le premier « quench » est survenu à 13,6 T (à 8,7 kA qui correspondent à 83 % du courant mesuré sur échantillon court). Après la douzième rampe, une sorte de plateau a été atteint avec des valeurs erratiques entre 14,9 et 16 T (soit 95 % du courant sur échantillon court), atteint après 19 « quenches ». L'analyse des différentes transitions a montré qu'une partie des « quenches » était survenus dans une des têtes de bobine. Ceci est causé par un manque de précompression axiale, ce qui a engendré un léger décollement des têtes de la pièce centrale. Le déficit de précontrainte a été en partie imputé à une cale d'extrémité qui aurait écranté la précompression apportée par les tirants longitudinaux. Par ailleurs, un manque de contrainte latérale a également été constaté en raison d'une méconnaissance du coefficient de frottement mis en jeu sur les différentes interfaces entre la bobine et les pièces mécaniques.

Par la suite HD1 a été remonté pour former HD1b. Les détails de cette opération sont décrits dans [84]. Les différences majeures à noter entre HD1 et HD1b sont la précontrainte latérale appliquée qui est passée de 150 à 185 MPa ainsi que la modification des pièces d'extrémité des bobines et l'augmentation de la précontrainte axiale.

Pour cet aimant, deux cycles thermiques à 4,5K ont été réalisés. Lors du premier cycle, le premier quench a eu lieu à 15,1 T et 10,2 kA ; le plateau a été atteint après le huitième « quench » et s'est stabilisé à 16 T. Un second cycle thermique a ensuite été réalisé. Le plateau a alors été atteint au troisième quench autour de 15,7 T. La question principale soulevée par ces tests est de savoir si d'autres cycles thermiques dégraderaient encore le conducteur. Les auteurs s'interrogent également sur la réversibilité de cette dégradation.

Quoi qu'il en soit, l'aimant HD1 a permis de valider l'utilisation du Nb_3Sn à très haut champ. C'est un résultat très encourageant notamment en ce qui concerne la faible dégradation du conducteur face aux contraintes mécaniques.

3.4.2 Les projets en cours

3.4.2.1 HD2 au LBNL

Suite au succès de HD1 qui a permis d'explorer les capacités du conducteur en Nb_3Sn , le LBNL travaille sur la réalisation du dipôle à blocs HD2 d'ouverture 35 mm produisant une

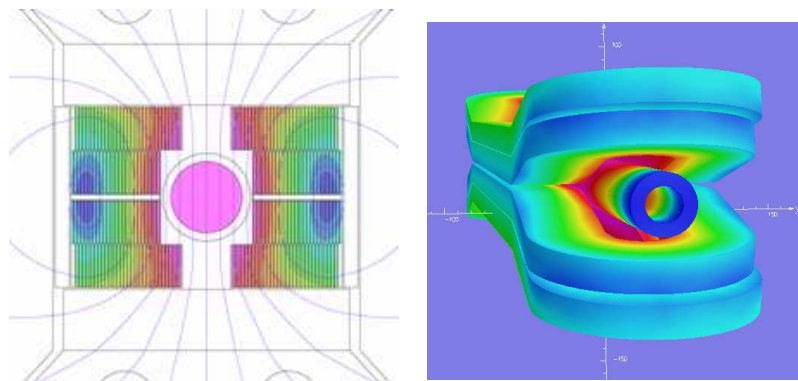


FIG. I-54 – Coupe et vue 3D de l'aimant HD2 [85]

induction centrale de 15 T avec une homogénéité conforme à celle requise dans les accélérateurs. Sa géométrie découle directement de celle de HD1 mais un effort particulier porte sur la conception des têtes de bobines qui devront laisser passer le tube faisceau. Par ailleurs, étant donné les efforts mis en jeu et la précontrainte appliquée, un support mécanique au sein du trou de champ est envisagé. La configuration magnétique de HD2 est explicitée dans [86] et la description de sa structure mécanique est détaillée dans [87].

La densité de courant critique dans le non cuivre du brin utilisé est de l'ordre de 3000 A/mm^2 à 12 T et 4,2 K. On peut par ailleurs noter que les études en cours sur HD2 préconisent des niveaux de précontrainte élevés afin de s'assurer qu'aucune des deux couches de l'aimant ne se décolle du pôle central lors de l'excitation. La valeur latérale mentionnée s'élève à 170 MPa et doit être appliquée par le biais de l'assemblage et de la mise en froid.

3.4.2.2 Contribution de l'université de Twente

Dans la même logique que le LBNL, le dipôle MSUT évoqué précédemment a permis d'explorer le potentiel de la technologie du Nb_3Sn dans le cadre des aimants à haut champ. Suite au succès des tests de cet aimant, un nouveau programme a vu le jour dans le but de développer un dipôle de type $\cos\theta$ en Nb_3Sn pouvant satisfaire tous les critères requis pour un dipôle d'accélérateur. Les caractéristiques principales visées sont l'obtention de 10 T sans accommodation dans un trou de champ de 88mm de diamètre, une homogénéité en accord avec les spécifications de la physique des accélérateurs et la stabilité de l'aimant. L'aimant est un dipôle en $\cos\theta$ double couche. Des études sont menées concernant la structure mécanique afin de réduire le plus possible les contraintes au sein du conducteur.

En parallèle, un programme de développement des brins supraconducteurs a été mis en oeuvre. Il repose sur la méthode PIT. D'après [88], ce brin atteint 1900 A/mm^2 dans le non cuivre à 12 T et 4,2 K. A ce jour, ce projet n'a pas encore abouti.

3.4.2.3 La série des aimants TAMU à Texas A&M University

Le programme de l'université du Texas a pour but de développer un dipôle à haut champ par la méthode du « wind and react » mettant en oeuvre une structure interne pour limiter les contraintes au sein du bobinage. Cette étude se décompose en plusieurs étapes qui permettront de valider les différentes technologies innovantes envisagées [90]. Le but est à ce jour de produire le dipôle à blocs TAMU4 supposé fournir 14T (figures I-55 et I-56).

La première étape a été la fabrication et le test en 2000 de l'aimant TAMU1 en $NbTi$ [91] qui

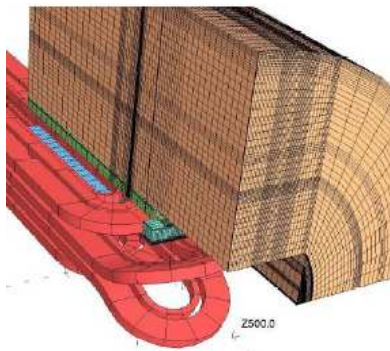


FIG. I-55 – TAMU4 : Vue 3D

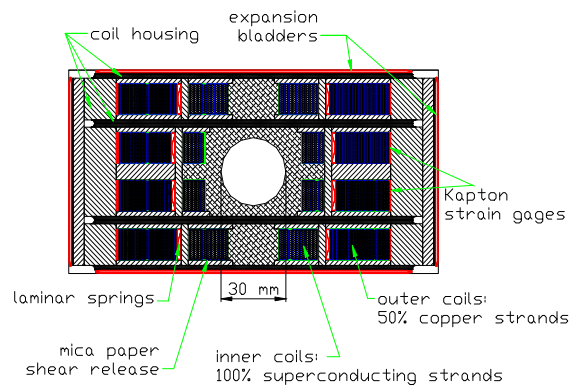


FIG. I-56 – Configuration magnétique du dipôle à blocs TAMU4

a permis de valider les techniques de fabrication et les matériaux nécessaires à la réalisation d'aimants à haut champ en Nb_3Sn .

En 2005, l'aimant TAMU2 a été fabriqué et testé. Il est constitué d'une bobine en galette (de type « pancake ») placée face à un miroir magnétique. Cette bobine a été fabriquée à partir d'un brin de type ITER. Le but de cet aimant était de valider les techniques de fabrication d'une bobine en Nb_3Sn ainsi que la structure de gestion des contraintes [89].

Cette structure repose sur une structure de reprise d'efforts intégrée dans le bobinage et qui permet d'intercepter les contraintes mécaniques produites pendant l'excitation pour les redistribuer dans la structure mécanique de l'aimant telle que la culasse. Le principe de la reprise des contraintes repose sur trois éléments représentés sur la figure I-57 :

- des plaques en Inconel qui entourent les blocs de bobinage
- des ressorts constitués de feuilles d'inconel de $200 \mu m$ d'épaisseur. Ils renforcent le découplage des contraintes entre les blocs.
- une couche de papier mica qui entoure chaque bloc. Le papier n'absorbant pas l'époxy pendant l'imprégnation, il forme un plan de glissement avec peu de frottement qui limite les contraintes en cisaillement produites par l'interaction des bobines et des plaques en inconel.

Par ailleurs, la précontrainte est appliquée par le biais de « baudruches » insérés entre la culasse et le tube d'aluminium et remplis de métal de Wood sous pression, qui a la particularité d'avoir un point de fusion très bas ($70^\circ C$). Lors des tests, TAMU2 a atteint, dès le premier « quench », 90 % du courant mesuré sur échantillon court. D'un point de vue magnétique, l'aimant a donc répondu aux attentes. Ce n'est cependant pas le cas du point de vue mécanique puisque la pression mesurée par la jauge placée à l'extérieur de la couche externe du bobinage a mesuré la somme des pressions relevées sur la couche interne et sur la couche externe, ce qui indique qu'aucune reprise d'efforts n'a eu lieu. Une analyse des ressorts est donc en cours pour comprendre la cause du dysfonctionnement.

La dernière étape avant la réalisation de l'aimant TAMU4 de 14 T est la fabrication et le test de l'aimant TAMU3 dont le bobinage est représenté sur la figure I-58. Il sera semblable à TAMU2 sans le miroir magnétique, il y aura donc deux bobines en galette et le conducteur utilisé sera plus performant. Il devrait permettre d'atteindre 13,5 T dans le trou de champ.

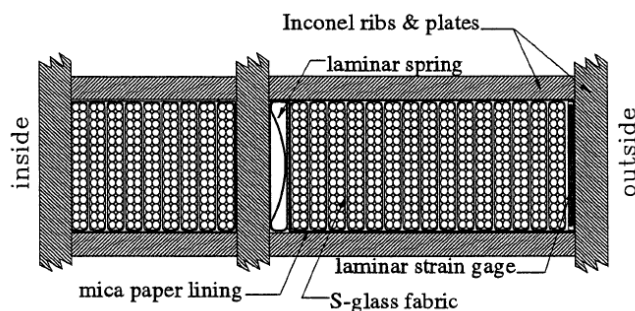


FIG. I-57 – Vue de détail de deux blocs d'un aimant TAMU montrant la structure de reprise des contraintes [89]

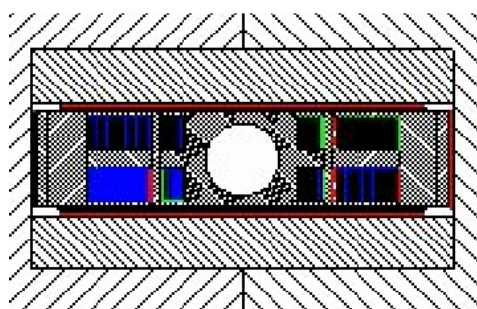


FIG. I-58 – Configuration magnétique de TAMU3 [89]

3.4.2.4 Le projet « Next European Dipole » (NED)

NED est un projet européen visant à développer un dipôle en Nb_3Sn à grande ouverture, c'est-à-dire au moins 88 mm, et haute induction, soit 15 T comme induction maximale sur le conducteur. Ce programme a trois objectifs principaux : réunir les compétences et les efforts des laboratoires européens pour la R&D d'aimants d'accélérateur à haut champ, développer un conducteur en Nb_3Sn à forte densité de courant critique en partenariat avec les industriels européens et enfin préparer les améliorations en luminosité et en énergie du LHC. L'aimant qui pourrait être fabriqué aux termes de ce programme pourrait également permettre une amélioration de la station de test FRESKA du CERN qui est actuellement limitée à 10 T. Le projet NED se décompose en deux phases. La première est une phase d'études. Elle regroupe quatre groupes de travail : sur les études thermique et la protection, sur le développement du conducteur, sur le développement d'une isolation et enfin sur la conception d'aimant (« Magnet Design and Optimization »). La seconde phase, dont le financement n'est pas encore assuré, porte sur la conception détaillée d'un dipôle modèle, sa fabrication et son test. Huit instituts sont impliqués dans ce projet : le CCLRC/RAL pour la Grande-Bretagne, le CEA/DSM/DAPNIA pour la France, le CERN, le CIEMAT pour l'Espagne, l'INFN/Genova et l'INFN/Milan pour l'Italie, l'Université de Twente pour les Pays-Bas et enfin l'université des technologies de Wroclaw pour la Pologne [92].

Nous allons nous intéresser ici aux configurations d'aimants proposées dans le cadre de l'étude préliminaire réalisée par le CERN ainsi que celles étudiées dans le groupe de travail « Magnet Design and Optimization ».

3.4.2.4.1 Etude préliminaire : $\cos\theta$ en couche (« Layer ») et $\cos\theta$ à encoches (« Slot »)

Le groupe de travail concernant le développement du conducteur est coordonné par le CERN et a pour activité principale le développement du brin et du câble. Néanmoins, afin de fixer des spécifications concernant certaines propriétés telles que la densité de courant critique dans le non-cuivre ou les dimensions du brin, un dimensionnement préliminaire d'aimant a été réalisé par D. Leroy et O. Vincent-Viry et est détaillé dans [93]. Deux types de configuration ont été envisagés : la configuration en couche (figure I-59 (a)) et celle de type encoches (figure I-59 (b)), inspiré d'un aimant réalisé au CEA/Saclay en 1981 [94]. Toutes deux reposent sur une répartition de la densité de courant en $\cos\theta$. Pour chacune, trois ouvertures ont été étudiées : 88, 130 et 160 mm.

Les caractéristiques du brin initialement envisagées sont une densité de courant critique de 1500 A/mm² sous une induction de 15 T à 4,2 K et un rapport cuivre sur non-cuivre compris entre 1 et 1,25. Rappelons que lors de la conception, une dégradation de 10 % du courant critique due au câblage est prise en compte. Cela ramène la densité de courant critique à 1350 A/mm² à 15 T et 4,2 K. Par ailleurs, le câble ne doit pas être composé de plus de 40 brins qui est le nombre maximal de brins pouvant être câblés en Europe. L'isolation est supposée avoir 0,2 mm d'épaisseur sur chaque face du câble. Les dimensions des conducteurs sont déterminées par les formules établies par Ron Scanlan [95] où L_{cond} est le grand côté du câble, e_p , e_{int} et e_{ext} les épaisseurs du câble, N_{brin} le nombre de brins par câble et ϕ_b le diamètre d'un brin :

– pour un câble en clef de voûte

$$L_{cond} = 1.04 \frac{N_{brin}}{2} \phi_b \quad (\text{I-30})$$

$$e_{int} = 2 * 0.87 \phi_b \quad (\text{I-31})$$

$$e_{ext} = 2 * 0.95 \phi_b \quad (\text{I-32})$$

– pour un câble plat

$$L_{cond} = 1.04 \frac{N_{brin}}{2} \phi_b \quad (\text{I-33})$$

$$e_p = 2 * 0.87 \phi_b \quad (\text{I-34})$$

Les résultats obtenus dans [93] montrent que la configuration en couches permet d'atteindre des inductions d'environ 14,3 T dans les trois ouvertures mais qu'elle induit des contraintes en compression variant entre 150 et 200 MPa dans les conducteurs du plan médian. La configuration de type encoche est un peu moins efficace magnétiquement puisque l'induction atteinte dans l'ouverture est d'environ 13,9 T. Cependant, elle présente plusieurs avantages. Tout d'abord, les pressions s'exerçant sur les conducteurs sont plus faibles. D'autre part, le plan médian est vide de conducteur ce qui est un avantage majeur face aux pertes du faisceau. Enfin, le contenu harmonique peut être ajusté par l'inclinaison angulaire des encoches. On peut noter que la structure mécanique n'a pas encore fait l'objet de recherches et que la prise en compte de la précontrainte du dispositif et de sa mise en froid peuvent modifier significativement le niveau de contraintes subies par le bobinage.

Néanmoins, cette étude préliminaire a prouvé qu'un brin de 1,25 mm de diamètre ayant une densité de courant critique de 1500 A/mm² à 4,2 K et 15 T permettait d'atteindre 15 T sur le conducteur. Elle a également montré que pour atteindre une induction de 15 T dans l'ouverture, la densité de courant critique dans le brin devait être augmentée de 10 %.

3.4.2.4.2 Etudes menées dans le cadre du groupe de travail « Magnet Design and Optimization » L'étude développée dans [93] a mis en évidence les limites de la structure en $\cos\theta$ traditionnellement utilisée dans les aimants d'accélérateur. En effet, du fait de l'utilisation du Nb_3Sn et d'après les études menées sur la dégradation du courant critique sous l'effet de contraintes mécaniques, les contraintes au sein des bobines doivent être maintenues en-dessous de 150 MPa. Intrinsèquement, la géométrie en $\cos\theta$ produit des efforts azimutaux qui conduisent à un écrasement des conducteurs du plan médian. On voit ainsi que pour des ouvertures supérieures à 88 mm, les contraintes mises en jeu sont bien trop élevées. La recherche de nouvelles configurations paraît donc indispensable à la mise en oeuvre du Nb_3Sn dans des dipôles à haut champ. La configuration en « slot » proposée par D. Leroy et O. Vincent-Viry en est un exemple [93] . Dans le cadre du groupe de travail « Magnet Design and Optimization », une réflexion a été menée en ce sens. L'étude de plusieurs configurations magnétiques a été répartie entre différents laboratoires (CEA/Saclay, CERN, CIEMAT et RAL) avec pour objectif de dresser une comparaison reposant sur quatre points principaux :

- magnétiques : induction au centre, induction maximale dans le conducteur, courant nominal, qualité de champ, marge de fonctionnement...
- mécaniques : forces de Laplace, évolution de la précontrainte au cours de la mise en froid, contrainte maximale dans la bobine...
- transitions : inductance de la bobine, énergie magnétique stockée, tension et température maximales atteintes...
- coût et fabrication : complexité des têtes de bobines, rayon de courbure du conducteur, volume de supraconducteur...

Alors que le CERN et le CCLRC/RAL se sont intéressés plus particulièrement à l'aspect optimisation, de nouvelles configurations sont en cours d'études au CIEMAT et au CEA. Les travaux du CIEMAT vont être exposés et les travaux du CEA/Saclay feront l'objet d'un chapitre complet. Le CIEMAT s'est donc intéressé à deux arrangements de conducteurs. Le premier est la configuration de type moteur (figure I-60). Ce type d'aimant a pour avantage majeur la simplicité de fabrication des bobines qui le composent. Ainsi, il permet de s'affranchir des problèmes de têtes de bobine puisque dans ce cas, le tube faisceau est complètement dégagé aux extrémités de l'aimant. Cependant, ce type de configuration n'est a priori pas la plus efficace magnétiquement puisque le champ « utile », c'est-à-dire celui vu par le faisceau est en fait le champ de fuite de l'aimant. Les résultats connus à ce jour indiquent dans le cas de marge de fonctionnement d'environ 10%, pour des ouvertures de 88 et 130 mm, des inductions centrales respectives de 13,61 T et 12,88 T et des inductions maximales sur le conducteur de 14,34 et 14,28 T.

La seconde configuration proposée par le CIEMAT est de type « common-coil ». Ce type d'aimant a également pour avantage la facilité de fabrication des bobines qui le constituent et d'être à double ouverture (figure I-61). Une des difficultés principales est l'obtention de la qualité de champ désirée notamment avec une composante sextupolaire réduite de plusieurs dizaines d'unités.

On constate que quel que soit les configurations proposées, on parvient à atteindre les objectifs magnétiques requis en terme d'induction et de qualité de champ. Il apparaît donc que l'étude de la structure mécanique sera déterminante quant à la faisabilité de tels aimants.

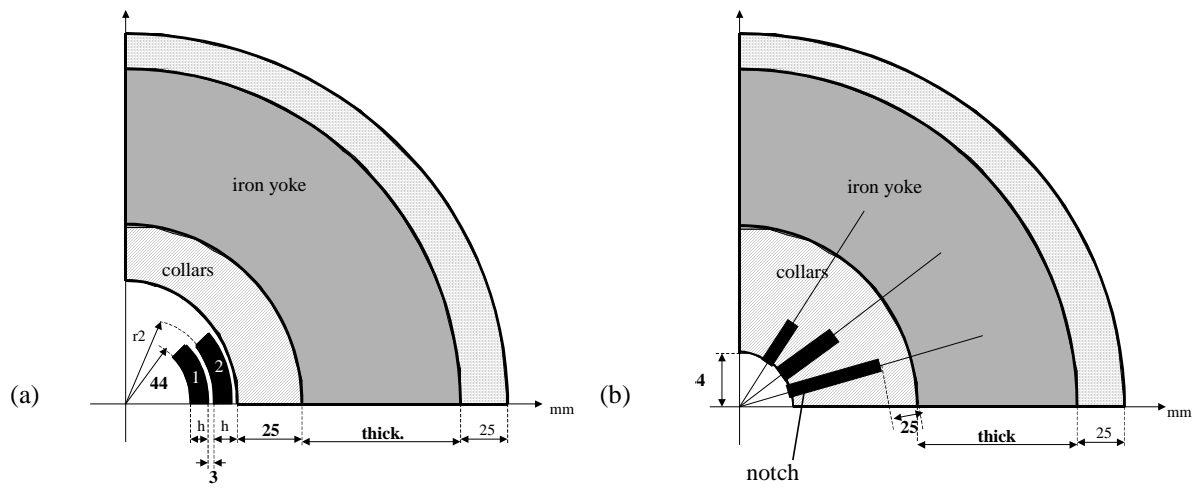


FIG. I-59 – (a) Configuration en couche - (b) Configuration avec encoches [93]

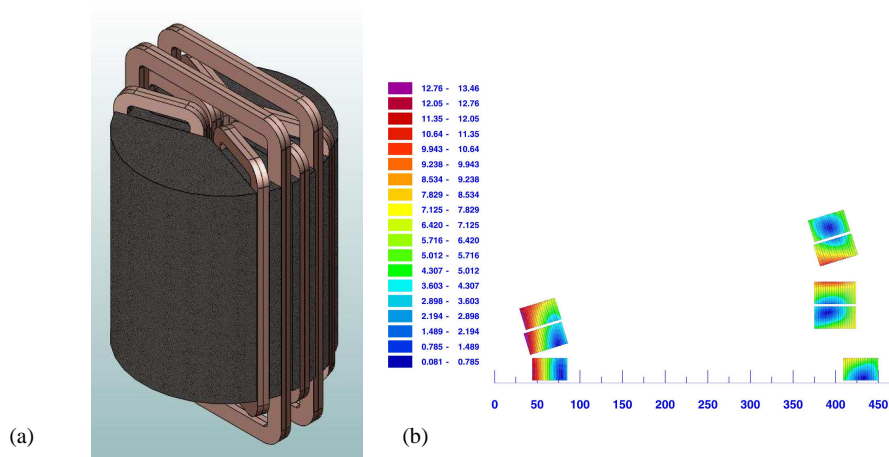


FIG. I-60 – Configuration de type moteur proposée par le CIEMAT - (a) Vue 3D - (b) Vue 2D de la répartition de l'induction

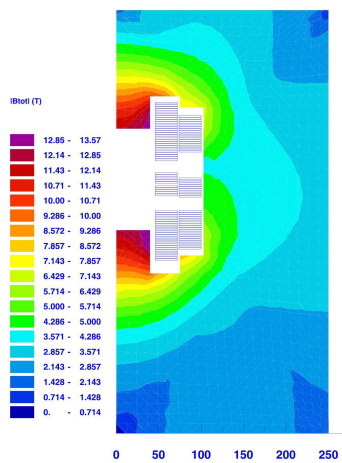


FIG. I-61 – Configuration de type « common-coil » proposée par le CIEMAT

Dans cette partie, nous avons mis en évidence le fait que la nouvelle génération d'aimants supraconducteur d'accélérateur devait être fabriquée à partir du composé intermétallique Nb_3Sn en raison des densités de courant critique atteintes. Toutefois, nous avons pu constater que ce matériau dispose d'un point faible majeur qui est sa sensibilité à la contrainte mécanique. Sa mise en oeuvre dans les aimants d'accélérateur requiert donc une nouvelle approche des configurations magnétiques afin de les adapter à sa fragilité. En effet, dans le cas des dipôles en $\cos\theta$, les forces de Laplace azimutales produites induisent des contraintes mécaniques supérieures à 150 MPa sur les conducteurs du plan médian. Un tel niveau de contrainte ne peut être accepté sans risque de dégrader les performances du conducteur. Par ailleurs, toujours en raison de sa sensibilité à la contrainte, la question de savoir si la précontrainte est essentielle au bon fonctionnement de l'aimant peut être légitimement posée. Les études précédemment réalisées sur le $NbTi$ n'ont jamais été reproduites sur le Nb_3Sn de façon systématique et à haut champ.

Deuxième partie

Conception d'aimant dipolaire à grande ouverture et forte induction

L'augmentation de la luminosité du LHC passe par le remplacement des aimants des zones d'interaction. Aucune solution n'est à ce jour retenue entre les configurations dans lesquelles les dipôles seraient placés en première position et celles dans lesquelles ce serait les quadripôles. Comme cela a été présenté dans la première partie, différents programmes s'intéressent à ces aimants. C'est principalement le cas du programme LARP qui s'intéresse aux quadripôles à fort gradient et grande ouverture et au programme NED qui s'intéresse plus particulièrement aux dipôles à forte induction et grande ouverture. Dans le cadre de ce dernier programme, un conducteur en Nb_3Sn est en cours de développement. Il doit permettre de transporter 3000 A/mm^2 à 12 T et $4,2 \text{ K}$. A terme, un dipôle en Nb_3Sn de 88 mm d'ouverture devrait être fabriqué à partir de ce brin. La configuration magnétique retenue pour cet aimant est une configuration en $\cos\theta$. Malgré les efforts importants induits par les forces de Laplace sur le plan médian, les contraintes mécaniques demeurent en-dessous de la limite des 150 MPa . Toutefois, à plus long terme, une ouverture supérieure à 88 mm pourrait être requise et des études préliminaires ont montré que la configuration en $\cos\theta$ devenait inadaptée [93].

De nouvelles configurations magnétiques doivent donc être envisagées de façon à permettre la gestion des contraintes mécaniques au sein du bobinage. Pour cela, des répartitions théoriques de courant autres que celles fondées sur l'approximation du $\cos\theta$ par des coquilles peuvent être considérées. Dans cette partie, nous nous intéressons à la répartition de densité volumique de courant obtenue par intersection d'ellipses. Après une approche analytique du problème, nous souhaitons proposer une configuration magnétique 2D, pour des ouvertures de l'ordre de $88, 130$ et 160 mm , basée sur la répartition théorique de type intersection d'ellipses et sur l'utilisation du conducteur de type NED. L'objectif est d'atteindre une induction de quench dans le conducteur d'au moins 15 T et une homogénéité dans le trou de champ de type aimant d'accélérateur. Le but est également de limiter les contraintes mécaniques induites par les forces de Laplace de façon à ce qu'elles demeurent inférieures à 150 MPa .

Si l'étude magnétique confirme que ces objectifs peuvent être atteints, la configuration devra faire l'objet d'une étude mécanique pour éprouver sa viabilité. Etant donnés les niveaux d'induction et de courant dans le conducteur, les efforts de Laplace générés sont très grands et la structure mécanique devient un enjeu clef de la conception. Une structure mécanique préliminaire doit donc être envisagée de façon à prendre en compte le comportement du bobinage lors de la mise en froid et de l'excitation et de s'assurer ainsi que les contraintes mécaniques au sein du bobinage lors de ces différentes étapes peuvent être maintenues en dessous de la limite des 150 MPa .

Chapitre 1

Proposition d'une configuration magnétique théorique : l'intersection d'ellipses

Objectif du chapitre

Nous souhaitons proposer une répartition théorique de courant, produisant une induction dipolaire, qui permette de réduire les efforts de Laplace au sein du bobinage. Nous justifierons le choix de la répartition obtenue par intersection de domaines elliptiques parcourus par des densités de courant uniformes. Pour cela, nous développerons le calcul analytique de l'induction magnétique générée par une telle répartition et nous exprimerons les efforts magnétiques engendrés à l'aide du tenseur des contraintes magnétiques de Maxwell. Une évaluation numérique de ces forces sera réalisée. Cette approche sera ensuite utilisée comme point de départ pour la conception d'un aimant dipolaire à haut champ et grande ouverture.

1.1 Expression analytique de l'induction magnétique

1.1.1 Calcul du champ créé par un conducteur elliptique

Dans la première partie, nous avons vu que l'utilisation du Nb_3Sn impliquait la recherche de nouvelles configurations magnétiques du fait de la sensibilité de ses performances aux contraintes mécaniques. La configuration « traditionnelle » en $\cos\theta$, du fait de l'accumulation des efforts de Laplace azimutaux, entraîne un écrasement des conducteurs du plan médian. Cet écrasement devient trop important pour des ouvertures de plus de 88 mm, telles que celles envisagées pour des dipôles de zone d'interaction de collisionneurs. Il paraît donc indispensable d'envisager de nouvelles répartitions de courant. Une répartition intéressante semble être la répartition par intersection d'ellipses obtenue par intersection de deux domaines elliptiques parcourus par des densités de courant uniformes J et $-J$ (figures II-1 et II-2).

Nous nous intéressons tout d'abord à l'induction magnétique créée par une distribution de courant volumique uniforme J dans un domaine elliptique (a_e, b_e) (figure II-1). Nous allons réaliser la démonstration qui permet d'aboutir aux formulations bien connues présentées par RA Beth dans [96]. Pour cela, nous nous appuyons sur les calculs effectués par le Professeur Guy Aubert [97].

Les figures II-2-(a) et II-2-(b) résument les notations utilisées dans cette partie. $B_{int,ell}$ et $B_{ext,ell}$

correspondent à l'induction à l'intérieur et à l'extérieur de l'ellipse. Le numéro 1 ou 2 est ajouté à l'indice selon que l'on considère l'ellipse 1 ou l'ellipse 2 dans le cas de l'intersection (figure II-2).

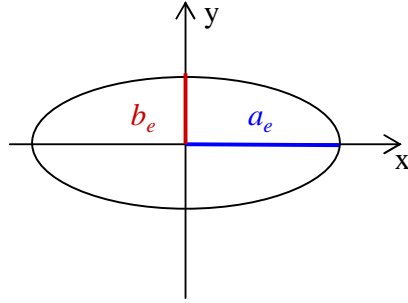


FIG. II-1 – *Domaine elliptique d'axe horizontal a_e et d'axe vertical b_e*

D'après les rappels d'analyse complexe appliquée au calcul de champ magnétique figurant en annexe, l'expression complexe de l'induction peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\overline{B}(\overline{z}) = i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int_{(a_e, b_e)} \frac{\overline{z}^* - \overline{\zeta}^*}{\overline{z} - \overline{\zeta}} d\overline{\zeta} \quad (\text{II-1})$$

Nous allons procéder à un changement de variable en appliquant l'inverse de la transformation de Joukowski (équation II-2). Nous pourrions ainsi faire apparaître les pôles de l'intégrande et appliquer le théorème des résidus. Le domaine elliptique va ainsi être transformé en cercle de rayon unitaire.

$$\overline{\zeta} = a_e \cos\theta + ib_e \sin\theta = p\overline{s} + q\overline{s}^{-1} \quad (\text{II-2})$$

avec

$$\begin{cases} p &= \frac{a_e + b_e}{2} \\ q &= \frac{a_e - b_e}{2} \\ \overline{s} &= e^{i\theta} \end{cases} \quad (\text{II-3})$$

D'après (II-2), on a $d\overline{\zeta} = (p - q^{-2})d\overline{s}$ donc :

$$\frac{\overline{z}^* - \overline{\zeta}^*}{\overline{z} - \overline{\zeta}} d\overline{\zeta} = \frac{-\overline{z}^*\overline{s} + p + q\overline{s}^2}{-\overline{z}\overline{s} + p\overline{s}^2 + q} (p - q\overline{s}^{-2}) d\overline{s} \quad (\text{II-4})$$

Les racines \overline{s}_1 et \overline{s}_2 de l'équation $\overline{s}^2 - \frac{\overline{z}}{p}\overline{s} + \frac{q}{p} = 0$ sont alors calculées :

$$s_{1/2} = \frac{\overline{z} \pm \sqrt{\overline{z}^2 - 4qp}}{2p} \quad (\text{II-5})$$

D'après (II-3), on peut alors écrire :

$$\overline{s}_{1/2} = \frac{\overline{z} \pm \sqrt{\overline{z}^2 - (a_e^2 - b_e^2)}}{a_e + b_e} \quad (\text{II-6})$$

Ce qui nous donne :

$$\frac{\overline{z}^* - \overline{\zeta}^*}{\overline{z} - \overline{\zeta}} d\overline{\zeta} = \frac{(1 - \overline{s}\overline{s}_1^*)(1 - \overline{s}\overline{s}_2^*)}{(\overline{s} - \overline{s}_1)(\overline{s} - \overline{s}_2)} \frac{p\overline{s}^2 - q}{\overline{s}^2} d\overline{s} = \overline{f}(\overline{s}) d\overline{s} \quad (\text{II-7})$$

Nous pouvons donc désormais calculer cette intégrale par le théorème des résidus. \bar{s}_1 et \bar{s}_2 sont des pôles d'ordre 1 et $\bar{s} = 0$ est un pôle d'ordre 2. L'application du théorème des résidus requiert de considérer la position des pôles par rapport au contour d'intégration. En l'occurrence, les pôles à prendre en compte sont ceux qui se situent à l'intérieur du cercle unité. Lorsque \bar{z} est à l'intérieur de l'ellipse (a_e, b_e) , tous les pôles sont à l'intérieur du cercle unité. L'application du théorème des résidus nous donne alors :

$$\oint \bar{f}(\bar{s}) d\bar{s} = Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_1) + Res(\bar{f}, \bar{s}_2) \quad (\text{II-8})$$

Lorsque \bar{z} est à l'extérieur de l'ellipse (a_e, b_e) , l'un des pôles \bar{s}_1 ou \bar{s}_2 est à l'intérieur alors que l'autre est à l'extérieur du cercle unité. Pour déterminer s'il s'agit de \bar{s}_1 ou de \bar{s}_2 , il faut définir une coupure pour la fonction racine carré car il s'agit d'une fonction multiforme, c'est-à-dire qu'elle ne reprend pas forcément la même valeur après qu'un chemin continu ait été décrit dans le plan. Selon le choix de la coupure, lorsque \bar{z} est extérieur à l'ellipse, l'application du théorème des résidus donnera :

$$\oint \bar{f}(\bar{s}) d\bar{s} = Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_1) \quad (\text{II-9})$$

ou

$$\oint \bar{f}(\bar{s}) d\bar{s} = Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_2) \quad (\text{II-10})$$

Nous pouvons donc maintenant déterminer l'induction magnétique à l'intérieur et à l'extérieur du domaine elliptique en calculant les résidus d'après la formule rappelée en annexe.

$$Res(\bar{f}, \bar{s}_1) = \lim_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}_1} \bar{f}(\bar{s})(\bar{s} - \bar{s}_1) = \frac{p^2}{q} \bar{s}_2 - \bar{z}^* + q\bar{s}_1 \quad (\text{II-11})$$

$$Res(\bar{f}, \bar{s}_2) = \lim_{\bar{s} \rightarrow \bar{s}_2} \bar{f}(\bar{s})(\bar{s} - \bar{s}_2) = \frac{p^2}{q} \bar{s}_1 - \bar{z}^* + q\bar{s}_2 \quad (\text{II-12})$$

$$Res(\bar{f}, 0) = \lim_{\bar{s} \rightarrow 0} \bar{s}^2 \frac{d\bar{f}(\bar{s})}{d\bar{s}} = \frac{\bar{z}^*}{q} + \frac{p}{q} \bar{z} \quad (\text{II-13})$$

L'induction complexe $\overline{B_{int,ell}}$ à l'intérieur du domaine elliptique est donnée par :

$$\begin{aligned} \overline{B_{int,ell}}(\bar{z}) &= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int_{(a_e, b_e)} \frac{\bar{z}^* - \bar{\zeta}^*}{\bar{z} - \bar{\zeta}} d\bar{\zeta} = i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \oint_{(a_e, b_e)} \bar{f}(\bar{s}) d\bar{s} \\ &= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} 2\pi i (Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_1) + Res(\bar{f}, \bar{s}_2)) \\ &= i \frac{-\mu_0 J}{2} \frac{\bar{z}q - \bar{z}^*p}{p} \\ &= \frac{\mu_0 J}{a_e + b_e} (b_e x - ia_e y) \end{aligned} \quad (\text{II-14})$$

L'induction complexe $\overline{B_{ext,ell}}$ à l'extérieur du domaine est donnée par II-9 ou par II-10 selon la coupure choisie.

$$\begin{aligned}
\overline{B_{ext,ell}}(\bar{z}) &= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int_{(a_e, b_e)} \frac{\bar{z}^* - \bar{\zeta}^*}{\bar{z} - \bar{\zeta}} d\bar{\zeta} = i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \oint_{(a_e, b_e)} \bar{f}(\bar{s}) d\bar{s} \\
&= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} 2\pi i (Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_1)) \\
&= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} 2\pi i \frac{q^2 - p^2}{p\bar{s}_2} \\
&= \mu_0 J \frac{a_e b_e}{\bar{z} + \sqrt{\bar{z}^2 - (a_e^2 - b_e^2)}}
\end{aligned} \tag{II-15}$$

$$\begin{aligned}
\overline{B_{ext,ell}}(\bar{z}) &= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \int_{(a_e, b_e)} \frac{\bar{z}^* - \bar{\zeta}^*}{\bar{z} - \bar{\zeta}} d\bar{\zeta} = i \frac{\mu_0 J}{4\pi} \oint_{(a_e, b_e)} f(\bar{s}) d\bar{s} \\
&= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} 2\pi i (Res(\bar{f}, 0) + Res(\bar{f}, \bar{s}_2)) \\
&= i \frac{\mu_0 J}{4\pi} 2\pi i \frac{q^2 - p^2}{p\bar{s}_1} \\
&= \mu_0 J \frac{a_e b_e}{\bar{z} - \sqrt{\bar{z}^2 - (a_e^2 - b_e^2)}}
\end{aligned} \tag{II-16}$$

Nous obtenons ici les résultats de l'induction créée par une distribution de courant volumique uniforme J dans un domaine elliptique aussi bien à l'intérieur qu'à l'extérieur. Le choix du signe dans l'expression dépend de la coupure définie pour la fonction racine et doit correspondre au pôle situé à l'intérieur du cercle unité.

$$\boxed{\overline{B_{int,ell}}(x, y) = \frac{\mu_0 J}{a_e + b_e} (b_e x - i a_e y) \text{ et } \overline{B_{ext,ell}}(\bar{z}) = \mu_0 J \frac{a_e b_e}{a_e^2 - b_e^2} (\bar{z} \pm \sqrt{\bar{z}^2 - (a_e^2 - b_e^2)})} \tag{II-17}$$

1.1.2 Calcul du champ créé par l'intersection de deux conducteurs elliptiques

A partir des expressions analytiques de $B_{int,ell}$ et $B_{ext,ell}$, nous allons maintenant établir l'expression analytique de l'induction magnétique produite par l'intersection de deux distributions de courant $\pm J$ dans deux domaines elliptiques (a_e, b_e) décalés de $(O_1 \vec{O}_2 = 2d \vec{u}_x)$. Les figures II-2-(a) et II-2-(b) résument les notations utilisées. Les induction produites à l'intérieur de l'intersection, dans le bobinage et à l'extérieur s'écrivent respectivement $B_{ellipse}$, B_{bob} et B_{ext} .

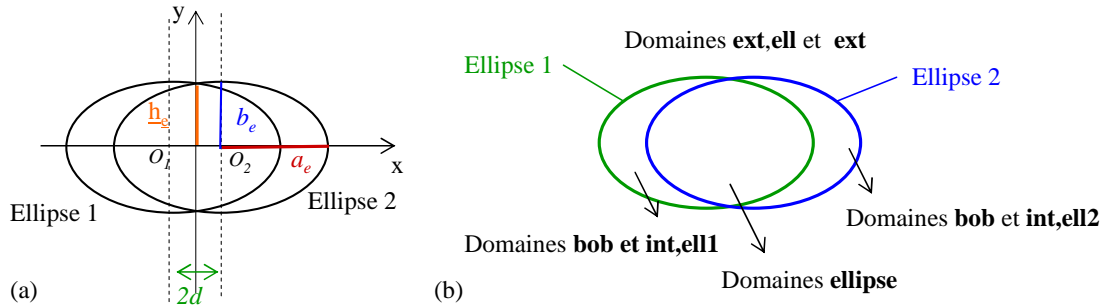


FIG. II-2 – Définition des notations et des domaines utiles au calcul analytique de l'induction magnétique créée par un conducteur elliptique et par une intersection de deux conducteurs elliptiques

1.1.2.1 Induction magnétique créée dans la zone d'intersection

L'induction magnétique complexe $\overline{B_{ellipse}}$ créée à l'intersection des deux domaines elliptiques peut être déduite de l'expression II-17 par la somme des contributions de l'induction produite dans l'ellipse 1 $\overline{B_{int,ell1}}$ et de l'induction produite dans l'ellipse 2 $\overline{B_{int,ell2}}$:

$$\overline{B_{ellipse}}(x, y) = \overline{B_{int,ell1}}(x + d, y) + \overline{B_{int,ell2}}(x - d, y)$$

Ce qui donne finalement dans la zone d'intersection des deux conducteurs elliptiques :

$$\boxed{\overline{B_{ellipse}} = \mu_0 J \frac{2b_e d}{a_e + b_e}} \quad (\text{II-18})$$

1.1.2.2 Induction magnétique créée dans les zones de courant

Nous souhaitons ici définir l'induction magnétique $\overline{B_{bob}}$ produite à l'intérieur des zones de courant. Nous considérons le demi-bobinage placé dans le demi plan $x \geq 0$. L'induction résultante est donc la somme des contributions de l'ellipse 1 $\overline{B_{ext,ell1}}$ et de l'ellipse 2 $\overline{B_{int,ell2}}$, ce qui donne :

$$\overline{B_{bob}} = \overline{B_{ext,ell1}}(\bar{z} + d) + \overline{B_{int,ell2}}(x - d, y)$$

$$\boxed{\overline{B_{bob}}(\bar{z} = x + iy) = \mu_0 J \frac{a_e b_e}{a_e^2 - b_e^2} \left[\bar{z} + d \pm \sqrt{(\bar{z} + d)^2 - (a_e^2 - b_e^2)} \right] - \frac{\mu_0 J}{a_e + b_e} [b_e(x - d) - i a_e y]} \quad (\text{II-19})$$

1.1.2.3 Induction magnétique créée à l'extérieur de l'intersection

Nous nous intéressons ici à l'induction magnétique créée à l'extérieur par l'intersection des deux distributions. L'induction totale $\overline{B_{ext}}$ est la somme de l'induction $\overline{B_{ext,ell1}}$ produite par l'ellipse 1 à l'extérieur et de l'induction $\overline{B_{ext,ell2}}$ de l'ellipse 2 produite à l'extérieur :

$$\overline{B_{ext}}(\bar{z}) = \overline{B_{ext,ell1}}(\bar{z} + d) + \overline{B_{ext,ell2}}(\bar{z} - d) \quad (\text{II-20})$$

Selon l'affixe \bar{z} considérée, la formulation de l'induction diffère en raison de la coupure. Nous en verrons un exemple d'application dans la partie suivante.

$$\boxed{\overline{B_{ext}}(\bar{z}) = \mu_0 J \frac{a_e b_e}{a_e^2 - b_e^2} \left[\bar{z} + d \pm \sqrt{(\bar{z} + d)^2 - (a_e^2 - b_e^2)} - (\bar{z} - d \pm \sqrt{(\bar{z} - d)^2 - (a_e^2 - b_e^2)}) \right]} \quad (\text{II-21})$$

1.2 Forces de Laplace d'un dipôle obtenu par intersection d'ellipses

1.2.1 Brefs rappels sur le tenseur des contraintes de Maxwell

Plusieurs méthodes permettent de calculer la force totale de Laplace s'exerçant sur une zone de courant parcourue par une densité volumique de courant J . L'une d'elles consiste à intégrer le tenseur de Maxwell $\underline{\underline{T}}$ sur une surface fermée comprenant la zone de courant.

Considérons une distribution volumique de courant \underline{J} dans un volume Γ délimité par une surface S . Nous pouvons définir un volume Ω entourant cette distribution, délimité par une surface Σ . La force totale s'exerçant sur la zone de courant peut s'écrire :

$$\vec{F}_{L,tot} = \iiint_{\Omega} \text{div} \underline{\underline{\mathcal{T}}} dV \quad (\text{II-22})$$

Cela revient à calculer l'intégrale de $\underline{\underline{\mathcal{T}}}$ sur la surface Σ :

$$\vec{F}_{L,tot} = \iint_{\Sigma} \underline{\underline{\mathcal{T}}} \cdot \vec{dS} \quad (\text{II-23})$$

où \vec{dS} est un élément de surface de Σ de normale sortante. Rappelons que l'expression des composantes \mathcal{T}^{ij} du tenseur de Maxwell s'écrivent [98] :

$$\mathcal{T}^{ij} = \frac{1}{\mu_0} \left[B^i B^j - \frac{1}{2} \delta^{ij} \left(\sum_k B_k^2 \right) \right] \quad (\text{II-24})$$

Cette formulation peut être obtenue à partir de la force volumique de Laplace. L'expression de la force de Laplace totale $\vec{F}_{L,tot}$ peut alors s'écrire :

$$\vec{F}_{L,tot} = \frac{1}{\mu_0} \iint_{\Sigma} \left[\vec{B} (\vec{n} \cdot \vec{B}) - \frac{1}{2} \vec{n} (\vec{B})^2 \right] dS \quad (\text{II-25})$$

1.2.2 Application au cas du dipôle

1.2.2.1 Dipôle par intersection d'ellipses

Dans le cas d'une distribution de courant invariante par translation comme dans le cas de l'intersection d'ellipses, le calcul de la force totale par unité de longueur $\vec{F}_{ellips/m}$ peut se réduire à l'intégration sur un contour fermé. Ainsi, la force totale par unité de longueur s'exerçant sur une quart du bobinage peut être obtenue par intégration du tenseur des contraintes de Maxwell sur le contour $\mathcal{C}1$, se refermant à l'infini, représenté sur la figure II-3.

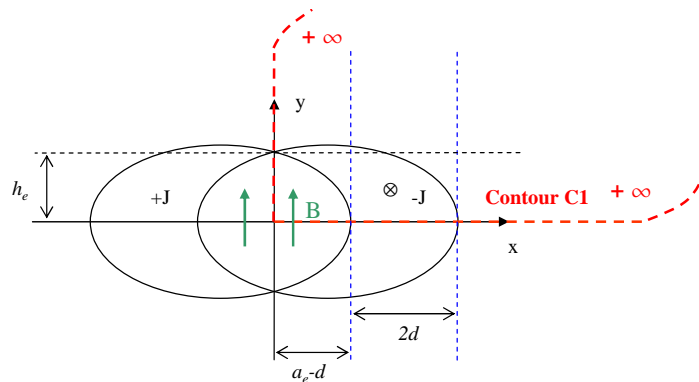


FIG. II-3 – Définition d'un contour $\mathcal{C}1$ pour le calcul de la force totale de Laplace $F_{ellips/m}$ s'exerçant sur un quart de la distribution de courant

$$\vec{F}_{ellips/m} = \frac{1}{\mu_0} \oint_{\mathcal{C}1} \left(\vec{B} (\vec{B} \cdot \vec{n}) - \frac{1}{2} (\vec{B})^2 \vec{n} \right) dl \quad (\text{II-26})$$

Le contour d'intégration peut se décomposer en deux parties :

- la partie du contour se trouvant sur l'axe $x = 0$, axe d'antisymétrie de la répartition de courant, de normale $(-\vec{u}_x)$, où $\vec{B} = B_{y(x=0)} \vec{u}_y$
- celle se trouvant sur l'axe $y = 0$, axe de symétrie de la répartition de courant, de normale $(-\vec{u}_y)$, où $\vec{B} = B_{y(y=0)} \vec{u}_x$

Cela conduit à l'expression de la force horizontale $\vec{F}_{x,ellips/m}$ et de la force verticale $\vec{F}_{y,ellips/m}$ qui s'exercent sur un quart de la distribution de courant :

$$\vec{F}_{x,ellips/m} = \frac{1}{2\mu_0} \int_0^\infty (B_{y(x=0)})^2 dy \vec{u}_x \quad (\text{II-27})$$

$$\vec{F}_{y,ellips/m} = -\frac{1}{2\mu_0} \int_0^\infty (B_{y(y=0)})^2 dx \vec{u}_y \quad (\text{II-28})$$

L'expression des intégrandes de II-27 et II-28 peuvent être déduites des formulations de l'induction établies dans la partie précédente. Bien que les expressions de l'induction aient été déterminées à l'aide du formalisme complexe, le cas particulier du contour sur lequel nous réalisons l'intégration, à savoir les axes $x = 0$ et $y = 0$, ne met en jeu que des inductions réelles avec $\overline{B}(\bar{z}) = By + \mathbf{i}Bx = By$ et vaut zéro à l'infini.

Considérons tout d'abord le calcul de la force $\vec{F}_{x,ellips/m}$. L'intégration peut se décomposer en deux parties, de 0 à h_e puis de h_e à l'infini (figures II-2-(a) et II-3) :

$$F_{x,ellips/m} = \frac{1}{2\mu_0} \left[\int_0^{h_e} B_{int}^2 dy + \int_{h_e}^\infty \overline{B}_{ext,x=0}^2(y) dy \right] \quad (\text{II-29})$$

avec

$$h_e = \frac{b_e}{a_e} \sqrt{a_e^2 - d^2} \quad (\text{II-30})$$

Pour alléger les notations, nous posons $c_e^2 = a_e^2 - b_e^2$. Etant donnée l'emplacement de l'axe d'intégration, le choix des signes au sein de l'expression de B_{ext} (équation II-21) a été établi en fonction de la position de l'affixe considérée par rapport aux domaines de courant elliptiques. L'induction extérieure sur l'axe vertical $B_{ext,x=0}$ s'écrit alors :

$$B_{ext,x=0}(y) = \frac{\mu_0 J a_e b_e}{c_e^2} \left[d + iy - \sqrt{(d + iy)^2 - c_e^2} - (-d + iy + \sqrt{(-d + iy)^2 - c_e^2}) \right] \quad (\text{II-31})$$

En ce qui concerne le calcul de la force $\vec{F}_{y,ellips/m}$. L'intégration peut se décomposer en trois parties, de $x = 0$ à $x = a - d$ puis de $x = a - d$ à $x = a + d$ et enfin de $x = a + d$ à l'infini, comme cela est représenté sur la figure II-3 (équation II-32).

$$F_{y,ellips/m} = \frac{1}{2\mu_0} \left[\int_0^{a-d} B_{int}^2 dx + \int_{a-d}^{a+d} \overline{B}_{bob,y=0}^2(x) dx + \int_{a+d}^\infty \overline{B}_{ext,y=0}^2(x) dx \right] \quad (\text{II-32})$$

Les expressions à considérer pour les différentes intégrandes sont d'après II-19 et II-21 :

$$B_{bob}(x) = \frac{\mu_0 J a_e b_e}{c_e^2} (x + d - \sqrt{(x + d)^2 - c_e^2}) - \frac{\mu_0 J}{a_e + b_e} (b_e x - b_e d) \quad (\text{II-33})$$

$$B_{ext,y=0}(x) = \frac{\mu_0 J a_e b_e}{c_e^2} \left[x + d - \sqrt{(x + d)^2 - c_e^2} - (x - d - \sqrt{(x - d)^2 - c_e^2}) \right] \quad (\text{II-34})$$

Du fait de la complexité du calcul à réaliser pour déterminer les formulations analytiques de II-29 et de II-32, nous nous attacherons à effectuer une intégration numérique. Les résultats sont présentés dans la section suivante. Intéressons nous maintenant au cas des forces mises en jeu dans une répartition de courant en $\cos\theta$.

1.2.2.2 Dipôle en $\cos\theta$

Considérons une couronne de rayon intérieur R_i et de rayon extérieur R_e parcourue par une densité volumique de courant $J_0\cos\theta$ comme cela est représenté sur la figure II-4. Les expressions des composantes horizontale $B_{x,\cos}$ et verticale $B_{y,\cos}$ de l'induction créée par cette distribution idéale dans l'ouverture de l'aimant, détaillée dans [66], sont égales à :

$$\begin{aligned} B_{x,\cos} &= 0 \\ B_{y,\cos} &= \frac{\mu_0 J_0 (R_e - R_i)}{2} \end{aligned} \quad (\text{II-35})$$

Les expressions de la force verticale par unité de longueur $F_{y,\cos/m}$ qui s'exercent sur une demi-pôle et de la force d'éclatement horizontale totale par unité de longueur $F_{x,\cos/m}$ qui s'exercent sur deux demi-pôles adjacents, sont calculées dans [66] et s'écrivent :

$$F_{y,\cos/m} = -\frac{\mu_0 J_0^2}{27} \left[(R_e^3 - R_i^3) - 3R_i^3 \ln \left(\frac{R_e}{R_i} \right) \right] \quad (\text{II-36})$$

$$F_{x,\cos/m} = \frac{\mu_0 J_0^2}{54} \left[6R_i^2 \ln \left(\frac{R_e}{R_i} \right) - 20(R_e^3 - R_i^3) + 27R_e(R_e^2 - R_i^2) \right] \quad (\text{II-37})$$

Les applications numériques permettant la comparaison des efforts engendrés dans le cas des répartitions de courant par intersection d'ellipses et en $\cos\theta$ sont présentées dans la section suivante.

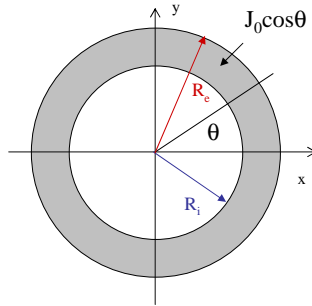


FIG. II-4 – Distribution d'une densité volumique de courant en $J_0\cos\theta$

1.3 Application au cas des aimants à grande ouverture et forte induction

1.3.1 Comparaison des forces de Laplace

Dans cette partie, nous souhaitons éprouver l'hypothèse selon laquelle la répartition théorique de courant par intersection d'ellipses pourrait permettre de réduire les forces verticales et ainsi

contribuer à limiter les contraintes en compression sur le plan horizontal médian du bobinage. Pour cela, nous allons utiliser les expressions des différentes forces établies dans la section précédente. Les valeurs des forces dans le cas de la configuration en $\cos\theta$ et dans le cas de l'intersection d'ellipses pourront être comparées si l'ouverture de l'aimant, l'induction centrale et la densité de courant sont fixées. Comme notre travail s'attache à l'étude des dipôles à grande ouverture et forte induction, nous nous fixons des ouvertures de 88, 130 et 160 mm ainsi qu'une induction centrale de 16T. Cette valeur d'induction est certes un peu élevée mais, par la suite, l'approximation de la répartition théorique par des conducteurs réels induira un affaiblissement de la densité de courant moyenne, ce qui diminuera l'induction. C'est pour cette raison que l'induction est surévaluée dans cette partie théorique.

En ce qui concerne la densité de courant critique, elle est fixée à **300 A/mm²**, ce qui correspond à une densité de courant critique dans le Nb_3Sn de **1000 A/mm²** à 16 T et 4,2 K. Cette valeur est justifiée dans le chapitre suivant.

A partir de ces données et de l'expression II-35, nous pouvons calculer l'épaisseur de conducteur nécessaire dans le cas du dipôle en $\cos\theta$, soit **85 mm**. Les forces de Laplace $F_{x,\cos/m}$ et $F_{y,\cos/m}$ peuvent être obtenues à partir des expressions (II-36) et (II-37). Les résultats de ces calculs sont listés dans le tableau II-1

Ouverture (mm)	R_i (mm)	R_e (mm)	$F_{x,\cos/m}$ (MN/m)	$F_{y,\cos/m}$ (MN/m)
88	44	129	22	-7.5
130	65	150	28	-10.1
160	80	165	32	-12

TAB. II-1 – Forces de Laplace s'exerçant sur deux demi-pôles adjacents du dipôle en $\cos\theta$ pour des ouvertures de 88, 130 et 160 mm avec une induction centrale de 16 T et $J_0=300 A/mm^2$

Intéressons nous maintenant aux forces de Laplace produites dans les zones de courant d'une distribution par intersection d'ellipses. Contrairement au cas du dipôle en $\cos\theta$, il n'existe pas une seule configuration pour une induction, une ouverture et une densité de courant données. Il existe en fait un triplet de paramètres $\{a_e, b_e, d\}$ pour chaque facteur de forme $f_e = a_e/b_e$. Notons, par ailleurs, que la force totale d'éclatement $F_{x,ellips/m}^T$ à considérer et à comparer avec $F_{y,\cos/m}$ est égale à deux fois la force s'appliquant sur un quart de la structure calculée par l'expression II-29 :

$$F_{x,ellips/m}^T = 2 \times F_{x,ellips/m} \quad (\text{II-38})$$

Nous pouvons donc tracer la variation des forces verticale $F_{y,ellips/m}$ et horizontale $F_{x,ellips/m}^T$ en fonction de f_e pour chaque ouverture. Les figures II-5, II-6 et II-7 représentent la variation de la composante verticale de la force de Laplace dans le cas de dipôles obtenus par intersection d'ellipses d'ouverture 88, 130 et 160 mm pour une densité de courant de $300 A/mm^2$ et une induction centrale de 16 T. En pointillés rouges figure la valeur de la composante azimutale $F_{y,\cos/m}$ de la force de Laplace par unité de longueur dans le cas du dipôle en $\cos\theta$. Nous pouvons constater qu'il existe, pour chaque ouverture, des valeurs du facteur de forme pour lesquelles la composante verticale $F_{y,ellips/m}$ de la force de Laplace par unité de longueur est inférieure à $F_{y,\cos/m}$. Pour un facteur de forme égal à 0,5 par exemple, la force verticale dans le cas du dipôle par intersection d'ellipses est 5 à 10 % plus petite que celle du dipôle en $\cos\theta$. Cette réduction est certes faible mais elle pourrait être suffisante pour réduire les contraintes mécaniques au sein du bobinage.

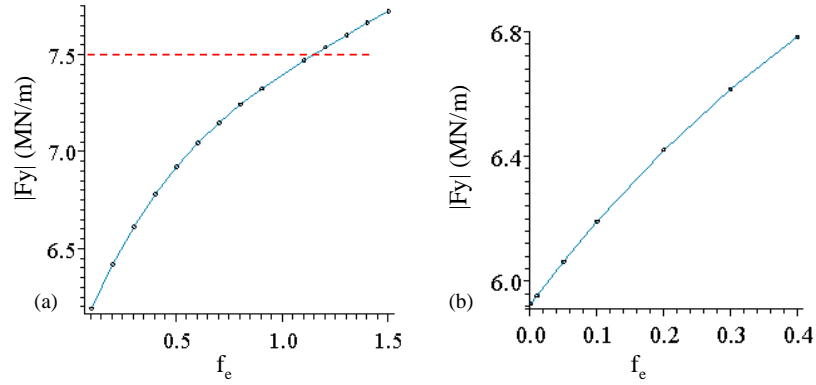


FIG. II-5 – Ouverture 88 mm : variation de $F_{y,ellips/m}$ en fonction de f_e en bleu et valeur de la force azimutale $F_{y,cos/m}$ en pointillés rouges - (a) f_e de 0,1 à 1.4 - (b) f_e tendant vers 0

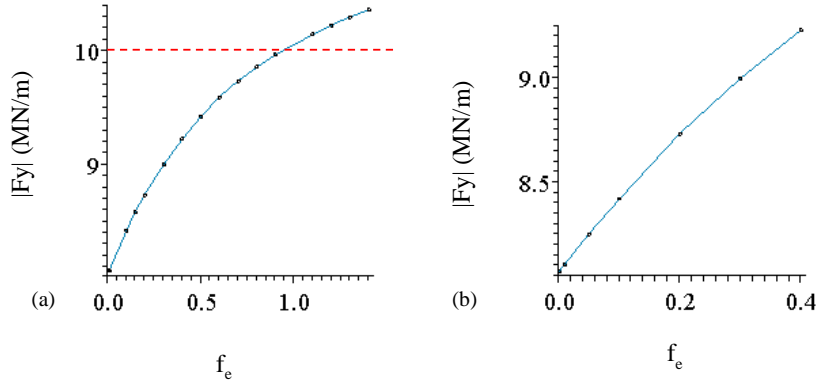


FIG. II-6 – Ouverture 130 mm : variation de $F_{y,ellips/m}$ en fonction de f_e en bleu et valeur de la force azimutale $F_{y,cos/m}$ en pointillés rouges - (a) f_e de 0,1 à 1.4 - (b) f_e tendant vers 0

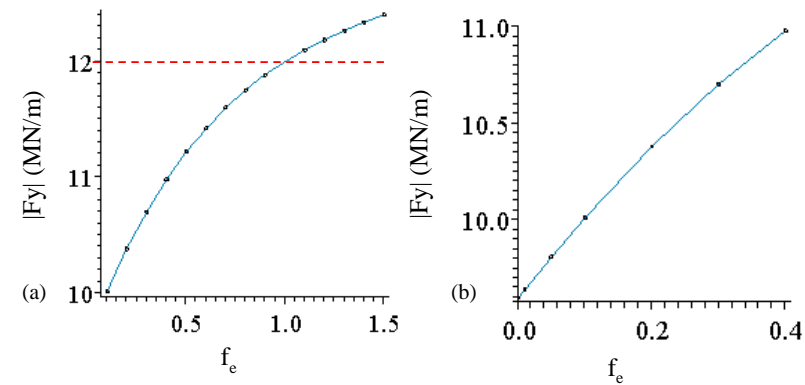


FIG. II-7 – Ouverture 160 mm : variation de $F_{y,ellips/m}$ en fonction de f_e en bleu et valeur de la force azimutale $F_{y,cos/m}$ en pointillés rouges - (a) f_e de 0,1 à 1.4 - (b) f_e tendant vers 0

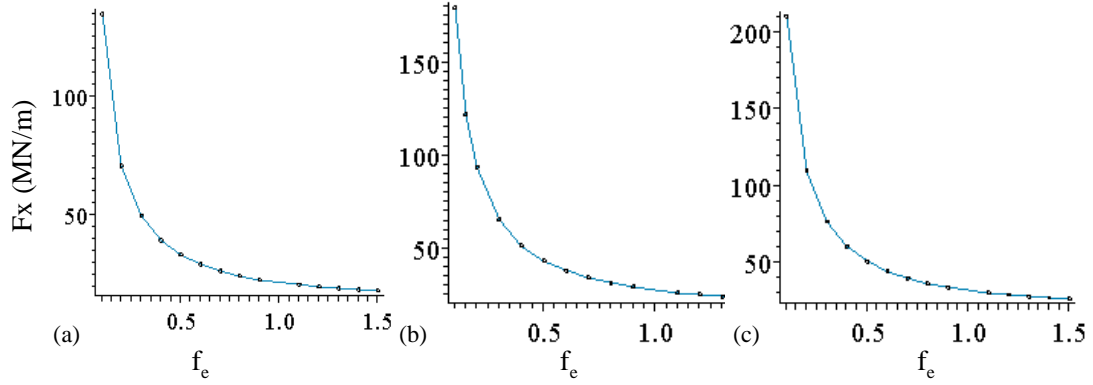


FIG. II-8 – Variation de $F_{x,ellips/m}^T$ en fonction de f_e en bleu - (a) ouverture 88 mm - (b) ouverture 130 mm - (c) ouverture 160 mm

Cette diminution de la composante verticale de la force de Laplace s'accompagne d'une forte augmentation de la composante horizontale. La variation de $F_{x,ellips/m}^T$ en fonction du facteur de forme f_e est représentée sur la figure II-8 pour les ouvertures étudiées. D'après les valeurs de $F_{x,cos/m}$ figurant dans le tableau II-1, par comparaison avec les valeurs des courbes de la figure II-8 pour $f_e = 0,5$, nous constatons que les forces d'éclatement dans le cas des ellipses sont 1,5 à 2 fois plus grandes que celles produites dans le cas d'une configuration en $cos\theta$. La réduction de la force verticale n'est pas assez significative pour nous permettre de conclure quant à la répartition des contraintes au sein du bobinage. Outre l'étude magnétique qui doit être effectuée, une étude mécanique approfondie devra donc s'intéresser à la répartition des contraintes au sein du bobinage et à la structure qui permettra de reprendre les forces d'éclatement.

1.3.2 Volume de conducteur dans un dipôle théorique obtenu par intersection d'ellipses

L'étude théorique que nous menons ici a pour but d'envisager la distribution de courant par intersection d'ellipses comme une alternative à la répartition de courant en $cos\theta$. D'après les résultats obtenus, l'objectif principal qui consiste à réduire la force verticale s'exerçant sur le plan médian semble pouvoir être atteint. Il existe toutefois un autre aspect à considérer qui est le volume de conducteur nécessaire à l'obtention d'une induction de 16 T avec une densité de courant de $300 A/mm^2$ dans des ouvertures de 88, 130 et 160 mm. Comme nos configurations magnétiques sont invariantes par translation, nous nous intéressons aux surfaces de conducteur et nous pouvons comparer ici les quantités de conducteur nécessaires dans le cas d'un dipôle en $cos\theta$ et d'un dipôle obtenu par intersection d'ellipses.

Pour évaluer l'aire de conducteur mis en oeuvre dans une distribution théorique en $cos\theta$, calculons le courant total I_{tot}^{cos} transporté dans une telle distribution :

$$\begin{aligned} I_{tot}^{cos} &= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{R_i}^{R_e} (J_0 cos\theta r dr) d\theta \\ &= J_0 (R_e^2 - R_i^2) \end{aligned} \quad (II-39)$$

Nous pouvons ensuite en déduire la surface de conducteur $S_{cos,bob}$ à mettre en oeuvre dans

deux demi-pôles adjacents dans une telle configuration :

$$S_{cos,bob} = \frac{I_{tot}^{cos}}{J_0} = R_e^2 - R_i^2 \quad (\text{II-40})$$

Intéressons nous maintenant au cas du dipôle par intersection d'ellipses. Tout d'abord, nous cherchons à déterminer l'aire de l'ouverture du dipôle $S_{ellips,ouv}$.

$$\begin{aligned} S_{ellips,ouv} &= 4 \int \int_{x>0,y>0} dy dx = 4 \int_d^{a_e} \frac{b_e}{a_e} \sqrt{a_e^2 - x^2} dx \\ &= a_e b_e \left[\pi - 2 \frac{d}{a_e} \sqrt{1 - \frac{d^2}{a_e^2}} - 2 \arcsin \left(\frac{d}{a_e} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{II-41})$$

L'aire de conducteur par ellipse $S_{ellips,bob}$ peut ensuite être obtenue en retranchant à l'aire d'une ellipse ($\pi a_e b_e$) l'aire $S_{ellips,ouv}$ (II-41).

$$S_{ellips,bob} = 2a_e b_e \left(\frac{d}{a_e} \sqrt{1 - \frac{d^2}{a_e^2}} + \arcsin \left(\frac{d}{a_e} \right) \right) \quad (\text{II-42})$$

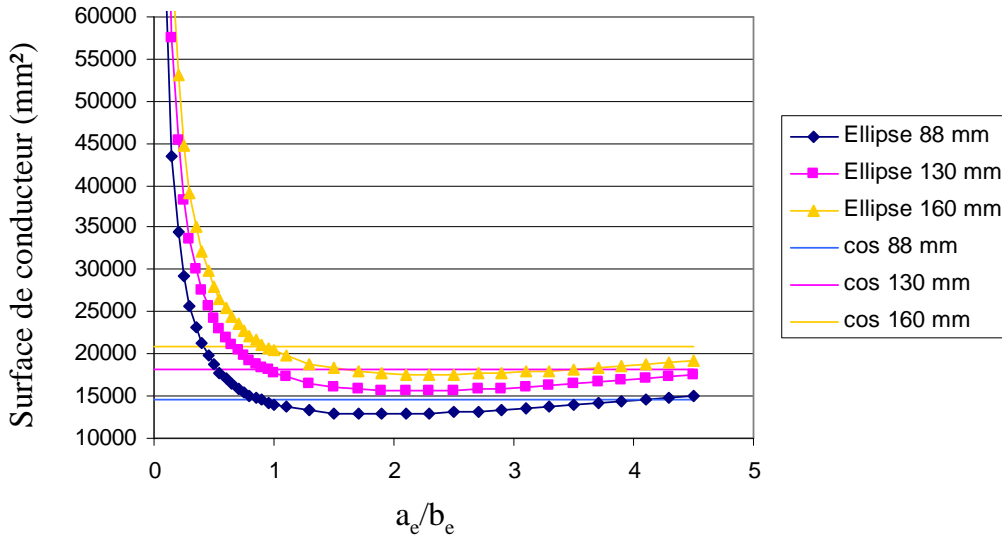


FIG. II-9 – Variation de la surface de conducteur de demi-pôles adjacents $S_{ellips,bob}$ en fonction du facteur de forme et valeur de $S_{cos,bob}$ pour des ouvertures de 88, 130 et 160 mm, dans le cas d'une induction centrale de 16 T et d'une densité volumique de courant de 300 A/mm²

La variation de $S_{ellips,bob}$ pour une induction centrale de 16 T, une densité de courant de 300 A/mm² dans des ouvertures de 88, 130 et 160 mm est représentée en fonction du facteur de forme a_e/b_e sur la figure II-9. Plus le facteur de forme est faible, c'est-à-dire plus les ellipses sont allongées verticalement, plus le volume de conducteur est grand. Ces courbes passent par un minimum obtenu pour un facteur de forme de l'ordre de 2. Les valeurs de $S_{ellips,bob}$ pour cette valeur du facteur de forme ainsi que pour $f_e=0,5$ sont reportées dans le tableau II-2. Sur la figure II-9 est également reportée la valeur de la surface de demi-pôles adjacents dans le cas de la distribution en $\cos\theta$ pour des valeurs d'induction centrale, de densité de courant et d'ouverture identiques au cas de l'intersection d'ellipses. Selon la valeur du facteur de forme, la répartition la

plus performante en terme de surface de conducteur est la répartition par intersection d'ellipses ou celle en $\cos\theta$. Ainsi, pour un facteur de forme de l'ordre de 2, la surface de conducteur dans le cas du dipôle en $\cos\theta$ est 10 % plus grande que dans le cas de l'intersection d'ellipses. Cependant, pour un facteur de forme plus faible égal à 0,5 par exemple, la surface de conducteur est 25 à 35 % plus grande dans le cas du dipôle par intersection d'ellipses (tableau II-2).

Ouverture	$S_{\cos,bob}$ (mm ²)	$S_{ellips,bob}$ (mm ²) $f_e=0,5$	$S_{ellips,bob}$ (mm ²) $f_e=2$
88	14700	18700	12900
130	18200	24200	15700
160	20800	28100	17700

TAB. II-2 – Surfaces de conducteur $S_{ellips,bob}$, pour $f_e=2$ et $f_e=0,5$, et $S_{\cos,bob}$

Dans le cas qui nous intéresse, à savoir lorsque que le facteur de forme est inférieur à 1, le volume de conducteur est supérieur à celui de la répartition en $\cos\theta$. A première vue, il est donc légitime d'avoir quelques réserves sur l'utilisation d'une telle configuration dans le cas d'aimants de série. Cependant, l'utilisation d'une plus grande quantité de conducteur dans le cas d'aimants spéciaux comme ceux des zones d'interaction est moins problématique puisqu'un petit nombre d'aimants est concerné. L'étude doit donc maintenant être menée à son terme afin de voir s'il est possible par une approximation de la répartition théorique avec des conducteurs réels d'obtenir une qualité de champ et une induction suffisante dans l'ouverture.

Dans ce chapitre, nous avons justifié le choix de la répartition de courant par intersection d'ellipses pour répondre à la problématique d'aimant à forte induction et grande ouverture. Le choix d'ellipses ayant un facteur de forme a_e/b_e inférieur à 1 devrait permettre de réduire les forces verticales d'écrasement qui posent problème dans d'autres configurations magnétiques d'aimant d'accélérateur. Toutefois, cela passe par l'augmentation de la dimension verticale des ellipses pour une ouverture, une induction et une densité de courant J données. Cela induit un volume de supraconducteur élevé ainsi qu'un grande force horizontale d'éclatement.

Dans un premier temps, la question est de savoir si le passage à une conception magnétique 2D mettant en oeuvre un conducteur réel confirme ces conclusions. De plus, nous devons nous assurer qu'une induction forte et une homogénéité de champ d'aimant d'accélérateur peuvent être atteintes dans de telles configurations. L'étape suivante consiste donc à concevoir une configuration magnétique 2D à partir de cette approche théorique et en utilisant un conducteur réel, c'est-à-dire un câble constitué de brins de Nb_3Sn .

Chapitre 2

Modélisation magnétique 2D

Objectif du chapitre

Nous cherchons à concevoir une configuration magnétique dipolaire 2D fondée sur une répartition théorique de courant obtenue par intersection d'ellipses. Cette configuration devra répondre à des critères précis d'induction et de qualité de champ dans de grandes ouvertures. Ainsi, nous souhaitons atteindre une induction d'au moins 13 T avec une homogénéité de type accélérateur dans des ouvertures de l'ordre de 88, 130 et 160 mm. Par ailleurs, ces nouvelles configurations devront être comparées à des configurations telles que celles en $\cos\theta$ qui ont une efficacité optimale en terme de volume de supraconducteur. Cette conception s'appuiera par ailleurs sur un conducteur en Nb_3Sn développé dans le cadre du programme NED.

2.1 Le point de départ de la modélisation

2.1.1 Les paramètres de conception

L'aimant 2D que nous souhaitons dimensionner repose sur une répartition idéale de densité de courant et doit mettre en oeuvre un brin de Nb_3Sn développé dans le cadre de NED. Les caractéristiques de ce brin sont recensées dans le tableau II-3.

Diamètre du brin	D_{NED}	1.25	mm
Diamètre effectif des filaments	$D_{eff\ NED}$	<50	μm
Rapport cuivre sur non cuivre	$\lambda_{Cu/nonCu}$	1.25 ± 0.1	
Pas de torsade des filaments	$L_{pf\ NED}$	30	mm
Densité de courant critique à 15 T et 4,2K	$J_{c\ NED}$	1500	A/mm ²
RRR après réaction complète	RRR_{NED}	>200	

TAB. II-3 – Caractéristiques du brin NED [99]

Afin de pouvoir comparer différentes structures magnétiques, il est capital de définir des paramètres de conception. Ainsi, au sein du groupe de travail « Magnet design and Optimization » (MDO) du programme NED auquel cette recherche est rattachée, différents paramètres ont été fixés de façon à ce que chaque laboratoire utilise les mêmes données de départ. Ils sont listés dans le tableau II-4

Induction maximale dans le conducteur	>15	T
Ouverture	88, 130 et 160	mm
Densité de courant critique à 15 T et 4,2K J_{cNED}	1500	A/mm ²
Densité de courant critique à 12 T et 4,2K J_{cNED}	3000	A/mm ²
Rapport cuivre sur non cuivre $\lambda_{Cu/nonCu}$	1.25	
Marge de fonctionnement	10 à 20	%
Taux de remplissage du câble	87	%
Dimensions du câble	Lois de Scanlan	
Epaisseur de l'isolation	0.2	mm
Espacement intercouche	> 2	mm
Dégradation du courant critique due au cablage	10	%
Coefficients multipolaires	quelques 10^{-4}	à 2/3 de l'ouverture
Contrainte mécanique maximale dans le conducteur	150	MPa

TAB. II-4 – Paramètres de conception du groupe MDO du programme NED [99]

Enfin, des termes de comparaison ont été établis afin d'évaluer les différentes configurations magnétiques entre elles :

- l'induction au centre de l'aimant avec 10 % de marge de fonctionnement
- l'induction maximale dans le conducteur avec 10 % de marge de fonctionnement
- le courant dans l'aimant
- la qualité de champ, avec la valeur des coefficients multipolaire réduit de b_3 à b_{11}
- la densité volumique de courant moyenne calculée sur la section d'un câble isolé
- l'inductance propre par ouverture et par unité de longueur
- l'énergie stockée par ouverture et par unité de longueur
- le rayon extérieur de l'aimant comprenant la culasse magnétique
- la valeur du champ de fuite à 50 mm du rayon extérieur de l'aimant et à 1 mètre du centre de l'aimant
- les forces de Laplace
- la pression moyenne maximale s'appliquant sur le grand côté du conducteur due à l'accumulation des forces de Laplace
- l'aire de conducteur nu par ouverture
- l'aire de conducteur isolé par ouverture
- le nombre de brins par ouverture

Les ouvertures que nous considérons sont égales à 88, 130 et 160 mm. Les calculs magnétiques sont réalisés avec le logiciel ROXIE [58].

2.1.2 Répartitions théoriques de départ

Notre étude étant basée sur la répartition de courant par intersection d'ellipses, notre point de départ est une répartition idéale. Elle est déterminée dans le cas de chaque ouverture de 88, 130 et 160 mm à partir de la formule II-18. Il faut pour cela fixer la densité de courant moyenne J_{moy} et l'induction $B_{ellipse}$ produite dans l'ouverture. Pour le choix des différents paramètres, nous choisissons des valeurs qui donneront une répartition théorique légèrement surdimensionnée afin que l'approximation de ces répartitions idéales donne par la suite des dipôles atteignant l'induction attendue. C'est pourquoi, nous choisissons $\mathbf{B}_{ellipse} = 16 \text{ T}$.

En ce qui concerne la densité volumique de courant, nous utilisons les caractéristiques du brin NED. Tout d'abord, la densité volumique de courant moyenne dans un brin $J_{moy\ brin}$ peut se calculer à partir du rapport cuivre sur non cuivre $\beta_{Cu/nonCu}$ et de la densité de courant critique $J_{cNED}(B)$:

$$J_{moy\ brin}(B) = \frac{J_{cNED}(B)}{1 + \lambda_{cu/nonCu}} \quad (\text{II-43})$$

Nous supposons que la variation du courant critique est linéaire au voisinage du point de fonctionnement. À partir des données du tableau II-4, nous pouvons déduire que la pente est de -500 A/T. Cela signifie que la densité de courant critique à 16 T $J_{cNED}(16)$ est égale à 1000 A/mm². Il vient alors $J_{moy\ brin}(16) = 440$ A/mm².

Nous savons par ailleurs que le taux de remplissage est de 87%, ce qui nous donne une densité de courant dans le conducteur nu de l'ordre de 380 A/mm².

Le câble étant isolé et en estimant que l'isolant occupe environ 20% de la surface du conducteur, la densité de courant apparente \mathbf{J}_{moy} est alors environ égale à **300 A/mm²**. Puisque nous travaillons sur des ouvertures fixes, la demie ouverture $\mathbf{ouv}d_h$ est donnée et vaut **44, 65 ou 80 mm**.

En faisant varier le facteur de forme $f_e = a_e/b_e$, le paramètre d est déduit de la formule II-18. Les paramètres a_e et b_e sont alors déterminés. Dans le but de limiter les efforts de Laplace verticaux, nous nous intéressons uniquement aux répartitions théoriques pour lesquelles le facteur de forme est inférieur à 1. Cependant, comme cela a été montré dans le chapitre précédent, une décroissance de la force $F_{ellips/m,y}$ s'accompagne d'un accroissement de la force d'éclatement $F_{ellips/m,x}$. Par conséquent, le facteur de forme ne peut pas être choisi trop petit. Par ailleurs, nous savons que plus f_e est faible, plus la quantité de conducteur est importante. D'après les courbes de la figure II-9, il semble qu'il faille conserver un facteur de forme de l'ordre de 0,5. Enfin, la dimension verticale de l'aimant doit rester raisonnable, nous nous sommes donc fixés une limite arbitraire égale à 200 mm pour le paramètre b_e . Les solutions retenues sont représentées sur la figure II-10.

L'étape suivante consiste à approximer ces répartitions grâce à des conducteurs réels. Il est important de noter que nous n'avons pas pour objectif ici de présenter des configurations optimisées. Le but est simplement d'envisager des configurations dipolaires fondées sur la répartition par intersection d'ellipses permettant d'atteindre de fortes inductions dans de grandes ouvertures avec une homogénéité de type accélérateur et de vérifier la viabilité d'une telle approche. Dans ce qui suit nous appellerons les configurations magnétiques présentées, **dipôle de type ellipse**.

2.2 Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 88 mm

2.2.1 Principe de l'approximation

- Approximation et sens du bobinage :

Avant de pouvoir déterminer les dimensions du conducteur dont nous aurons besoin pour approximer la répartition théorique de courant, il faut déterminer la façon dont le câble va être bobiné. Nous avons choisi d'approximer cette géométrie par des blocs de conducteurs rectangulaires, à la manière des aimants à blocs présentés en première partie. L'intérêt de ce type d'approximation est la facilité de bobinage des différents blocs. Du fait des grandes ouvertures étudiées, les blocs doivent être très proches les uns des autres de façon à avoir une densité de courant apparente la

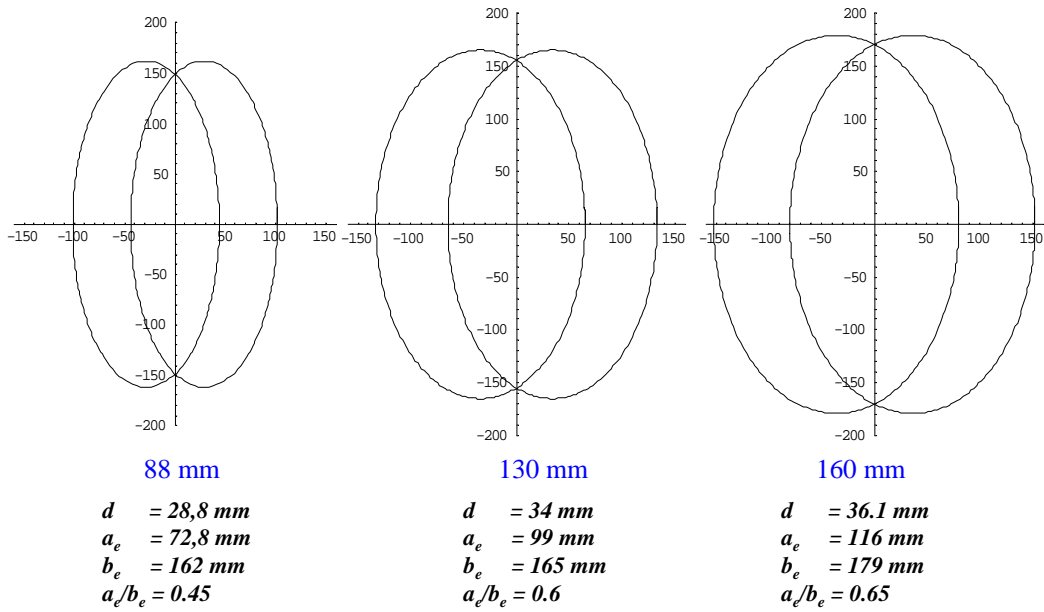


FIG. II-10 – Répartitions de courant théorique pour des ouvertures 88, 130, 160 mm avec $B_{ellips} = 16T$ et $J_{moy} = 300 A/mm^2$

plus grande possible.

Le câble doit être bobiné dans le sens dans lequel il est le moins rigide. Cela signifie que le conducteur sera bobiné de façon à ce que son grand côté soit parallèle à l'induction magnétique B_{ellips} .

- Dimensions du conducteur

D'après les lois de Scanlan, déterminer les dimensions du conducteur revient en fait à déterminer la largeur du conducteur L_{cond} et donc le nombre de brins N_{brin} puisque l'épaisseur du conducteur e_{cond} ne dépend que du diamètre des brins et du taux de compaction du câble. En l'occurrence, dans notre cas, sans connaître le nombre de brins dans le câble, nous pouvons dire qu'il a pour épaisseur 2,175 mm d'après la formule II-44.

$$e_{condNED} = 2 \times 0,87 D_{NED} \quad (II-44)$$

Pour déterminer la largeur du câble, il faut savoir si la problématique requiert un petit câble ou un grand câble. Du fait de la large ouverture considérée et de la forte induction souhaitée, un grand nombre d'ampère-tours est nécessaire. Si le nombre de tours de conducteur est élevé, l'inductance de l'aimant va également l'être, ce qui risque de poser des problèmes de protection. Il existe donc un grand intérêt à choisir un câble de grande largeur.

Etant donné le sens de bobinage, la largeur du conducteur influe sur la dimension des blocs de conducteurs qui permettront de réaliser l'approximation de la répartition théorique. C'est donc la décomposition de la zone de courant en blocs rectangulaires qui va nous permettre de déterminer la largeur du conducteur et donc le nombre de brins. Dans le cas de la répartition de courant théorique pour une ouverture de 88 mm, d'après sa représentation graphique sur la figure II-10, il semble que la répartition théorique puisse être décomposée en quatre blocs d'environ 25 mm de hauteur. Cela correspond à un câble constitué de $N_{brinNED} = 38$ brins, ce qui donne, d'après la formule II-45, une largeur de câble $L_{condNED}$ égale à 24,7 mm.

$$L_{condNED} = 1,04 \times \frac{N_{brinNED}}{2} D_{NED} \quad (II-45)$$

D'après les spécifications fournies par le tableau II-4, l'isolation a une épaisseur de 0.2 mm par face de conducteur. Les épaisseur et largeur du câble isolé, $e_{cond NED iso}$ et $L_{cond NED iso}$ sont donc égales à 2,575 mm et 25,1 mm. Ces différents résultats sont résumés dans le tableau II-5.

Nombre de brins $N_{brin NED}$	38
Épaisseur du conducteur $e_{cond NED}$	2,175 mm
Largeur du conducteur $L_{cond NED}$	24,7 mm
Épaisseur de l'isolation par face de conducteur	0,2 mm

TAB. II-5 – Caractéristiques du câble

- Dimensions des blocs

En déterminant la largeur du conducteur, la dimension verticale des blocs est fixée. C'est en définissant le nombre de tours de conducteurs par bloc que la largeur de chaque bloc sera connue. En partant de la répartition théorique de la figure II-10, nous constatons que l'épaisseur du plan médian correspond à environ 23 tours de conducteurs. Nous procédons ainsi pour chacun des quatre blocs qui constitueront le quart de la structure.

- Finalisation de l'approximation

Nous effectuons ensuite une variation paramétrique du nombre de tours de conducteur à l'aide du logiciel ROXIE grâce auquel l'aimant est modélisé. Notons qu'à partir de cette étape, la culasse en fer doux est prise en compte car sa contribution à l'induction aussi bien dans le trou de champ que sur le conducteur ainsi que sur les harmoniques est très grande. Nous choisissons ensuite le nombre de conducteurs qui nous permet d'avoir une bonne homogénéité du champ et qui nous permet d'atteindre un induction de l'ordre de 15 T dans le conducteur. Enfin, la position horizontale des différents blocs est optimisée à l'aide de ROXIE avec pour objectif la minimisation des coefficients multipolaires réduits b_3 , b_5 et b_7 pour un point de fonctionnement positionné à 90 % de la droite de charge. En ce qui concerne la position verticale des blocs, nous savons que l'espacement intercouche doit être au moins égal à 2 mm. Pour conserver une densité de courant apparente la plus grande possible, nous nous sommes attachés à ne pas augmenter cet espacement. Les résultats obtenus sont présentés dans ce qui suit.

2.2.2 Les résultats du calcul magnétique

2.2.2.1 La répartition des conducteurs et description de la culasse

La figure II-11 représente la répartition des conducteurs. L'ouverture de cet aimant est égale à 96 mm. Il est composé de quatre blocs. Ils sont numérotés de 1 à 4 en partant du plan médian. Les blocs 1 et 2 sont constitués de 21 tours de conducteurs, le bloc 3 de 20 tours et le bloc 4 de 16 tours. L'espacement entre chaque bloc est égal à 2 mm.

La figure II-12 représente la culasse en fer prise en compte dans le calcul magnétique. Elle a un rayon extérieur de 500mm. La courbe d'aimantation du matériau est celle représentée sur le graphique de la figure. Il s'agit de la courbe d'aimantation implémentée dans le code de calcul ROXIE. L'utilisation de cette courbe fait également partie des paramètres de conception communs aux différents laboratoires du groupe MDO.

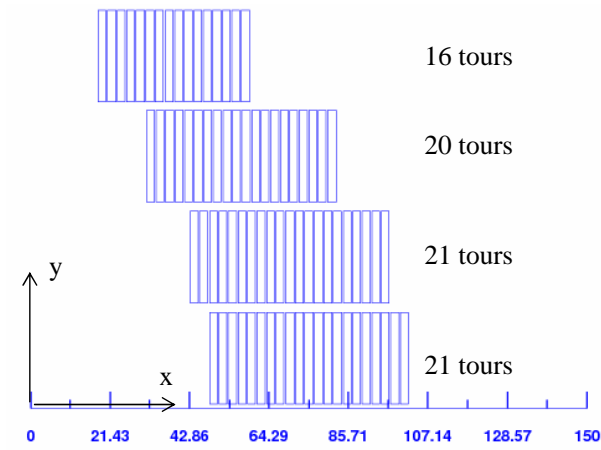


FIG. II-11 – *Vue de la configuration 2D du dipôle de type ellipse d'ouverture 96 mm*

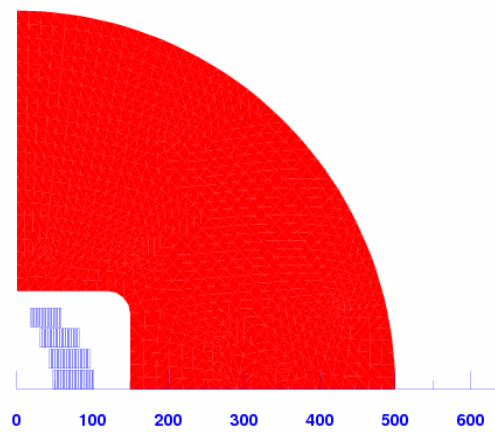


FIG. II-12 – *Vue de la culasse pour l'aimant de type ellipse d'ouverture 96 mm*

2.2.2.2 Performances magnétiques de l'aimant

Le tableau II-6 résume les résultats du calcul magnétique obtenus. Les différentes valeurs des principales grandeurs sont listées pour une marge de fonctionnement de 10 % et de 0 %.

Nous constatons que l'induction atteinte dans le centre de l'aimant B_{0NED88} est égale à 13,54 T, avec une induction maximale dans le bloc 3 $B_{maxNED88}$ égale à 13,97 T (figure II-13). Le rapport $B_{maxNED88}/B_{0NED88}$ est égal à 1,032, ce qui témoigne d'une utilisation efficace des conducteurs.

D'un point de vue de l'homogénéité de champ, le degré de liberté que constitue la position horizontale est suffisant pour obtenir une homogénéité du champ satisfaisante pour un dipôle d'accélérateur.

En ce qui concerne les efforts de Laplace, il apparaît, comme cela était attendue, une force horizontale très grande. La répartition de ces forces par bloc est représentée sur la figure II-14. Dans le cadre de la comparaison des différentes configurations magnétiques, l'un des critères de comparaison est la pression moyenne maximale causée par l'accumulation des forces de Laplace s'appliquant sur le grand côté du conducteur. Chaque câble étant soumis aux efforts de Laplace, l'empilement de câbles conduit à l'accumulation de ces efforts de Laplace. Dans notre cas, étant donné le sens du bobinage, l'accumulation se fait horizontalement (figure II-15). Nous pouvons calculer la pression maximale $P_{max,moy}$ exercée au sein du bloc par cette accumulation, moyennée sur la grande face du conducteur :

$$P_{max,moy} = \frac{\sum F_{x\ cond} > 0}{L_{condNED}} \quad (\text{II-46})$$

Nous pouvons également définir une pression moyenne sur le plan médian $P_{planmed}$ qui est égale à la composante verticale de la force de Laplace divisée par l'épaisseur du bobinage sur le plan médian. Ce critère est certes très incomplet et il est important de noter que ces pressions ne sont en aucun cas égales aux contraintes effectives dans le bobinage. Cependant, il permet d'évaluer l'ordre de grandeur des contraintes induites par les forces de Laplace au sein du bobinage. Les valeurs de $P_{max,moy}$ et de $P_{planmed}$ sont ainsi un moyen de comparer différentes configurations magnétiques entre elles. Elles font en l'occurrence parties des critères de comparaison utilisés dans le groupe de travail MDO de NED.

Dans le cas d'un dipôle de type ellipse d'ouverture égale à 96 mm, les contraintes sont nettement inférieures à cette limite pour un point de fonctionnement ayant 10 % de marge.

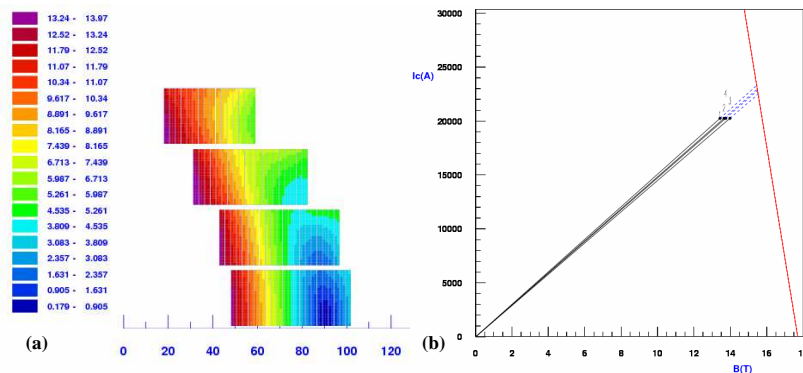


FIG. II-13 – (a) Répartition de l'induction dans les conducteurs pour une ouverture de 96 mm - (b) Droite de charge des blocs

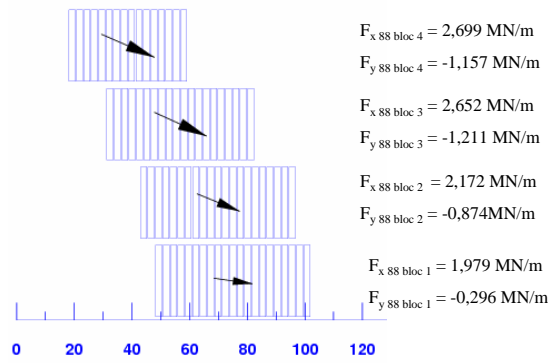


FIG. II-14 – Répartition des forces de Laplace par bloc de conducteurs

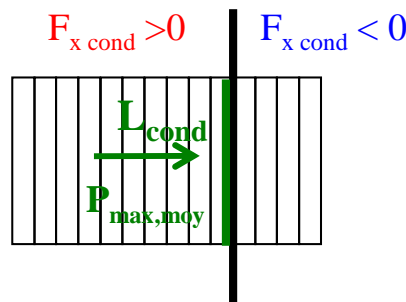


FIG. II-15 – Pression maximale, s'exerçant sur la grande face du conducteur, induite par l'accumulation des forces de Laplace

Marge de fonctionnement	10 %	0 %
$B_{0\ NED88}$ (T)	13,54	15,01
$B_{max\ NED88}$ (T)	13,974	15,49
$B_{max\ NED88}/B_{0\ NED88}$	1,032	1,032
Courant I_{NED88} (kA)	20,243	22779
Densité apparente de courant J_{moy} (A/mm ²)	313,2	352,4
Qualité de champ		
b_3	0,136	0,62
b_5	0,2635	0,2
b_7	0,661	0,67
b_9	0,247	0,25
b_{11}	-0,007	-0,007
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	10,71	10,5
Energie magnétique stockée (MJ/m)	2,19	2,7
Forces de Laplace		
Force de Laplace horizontale totale $F_{x\ NED88}$ (MN/m)	19	23,26
Force de Laplace verticale par quadrant $F_{y\ NED88}$ (MN/m)	-3,54	-4,5
$P_{max,moy,NED88}$ (MPa)	107	133
$P_{planmed,NED88}$ (MPa)	65	83

TAB. II-6 – Résultats du calcul magnétique pour une ouverture de 96 mm

2.2.2.3 Comparaison aux configurations de référence

Comme cela a été mentionné précédemment, les configurations magnétiques de type ellipse doivent être comparées à d'autres configurations magnétiques afin d'évaluer la qualité des résultats obtenus. Le tableau II-7 recense les différents résultats, pour une marge de fonctionnement nulle, pour le dipôle de type ellipse ainsi que pour les dipôles de type $\cos\theta$ « couche » et de type $\cos\theta$ « encoche » présentés dans la première partie.

Configuration	Ellipse	$\cos\theta$ couche	$\cos\theta$ encoche
B_{0NED88} (T)	15,01	14,41	13,76
$B_{maxNED88}$ (T)	15,495	15,09	15,12
I (kA)	22,779	28,53	16,905
$B_{maxNED88}/B_{0NED88}$ (T)	1,032	1,046	1,099
Qualité de champ			
b_3	0,62	3,986	-24,045
b_5	0,2	-0,035	-0,041
b_7	0,67	0,012	0,02
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	10,52	4,43	13,28
Energie magnétique stockée (MJ/m)	2,73	1,28	1,898
Forces de Laplace			
Force de Laplace horizontale totale F_{xNED88} (MN/m)	23,26	15,85	15,5
Force de Laplace verticale par quadrant F_{yNED88} (MN/m)	-4,5	-7,5	-7,14
$P_{max,moy,NED88}$ (MPa)	132,7	147,83	135,3
Surface de conducteurs nus / ouverture (mm ²)	16761	10647	10933
Nombre de brins / ouverture	11856	7200	7776

TAB. II-7 – Comparaison des résultats magnétiques avec les configurations en $\cos\theta$ présentées dans [93] pour une ouverture de 88 mm

En comparant les rapports $B_{maxNED88}/B_{0NED88}$, nous constatons que l'utilisation du supraconducteur est plus efficace. En ce qui concerne les efforts, les efforts horizontaux sont plus importants dans le cas du dipôle de type ellipse. Cela vient en partie du fait que l'induction produite par les différents dipôles n'est pas la même. En l'occurrence, le dipôle de type ellipse produisant une induction plus grande est soumis à des efforts de Laplace plus importants. Néanmoins la valeur de la pression moyenne représentant l'accumulation des efforts de Laplace est plus faible dans le cas du dipôle de type ellipse. Cela témoigne d'une bonne homogénéisation des efforts au sein du bobinage.

La configuration de type ellipse présente toutefois quelques inconvénients. Le premier est la haute valeur de l'énergie magnétique stockée dans le bobinage par rapport au cas du $\cos\theta$ « couche » ce qui s'explique par le fait que le volume magnétisé est plus grand dans le cas du dipôle par intersection d'ellipses. Par ailleurs, le volume de supraconducteur permettant d'atteindre de hautes inductions est beaucoup plus important dans le cas du dipôle de type ellipse. Cela est en accord avec les résultats obtenus lors de l'étude analytique du premier chapitre de cette partie, pour des facteurs de forme inférieurs à 1.

2.3 Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 130 mm

2.3.1 La répartition des conducteurs et description de la culasse

Dans le cas de l'aimant d'ouverture 130 mm, l'approximation s'est faite de la même façon que dans le cas de l'ouverture 88 mm. En s'appuyant sur la figure II-10, nous avons pu décomposer la répartition théorique de courant en **5 blocs de hauteur 25 mm** (figure II-17). Les dimensions du conducteur demeurent donc les mêmes que dans le cas précédent. Par ailleurs, le nombre de tours par bloc a été déterminé de la même façon. L'optimisation de la position horizontale des blocs en présence de la culasse est basée sur le même principe. Enfin, il est important de noter que pour cette ouverture la position verticale de blocs 4 et 5 a été utilisée comme paramètre pour améliorer l'homogénéité du champ dans l'ouverture.

La configuration magnétique obtenue est représentée sur la figure II-17. L'ouverture de l'aimant est égale à 134 mm. L'espacement vertical entre les blocs 1 et 2 et 2 et 3 est égal à 2 mm. L'espacement vertical entre les blocs 3 et 4 et 4 et 5 est égal à 2,2 et 2,4 mm. La culasse est représentée sur la figure II-16. Elle a un rayon extérieur de 680 mm.

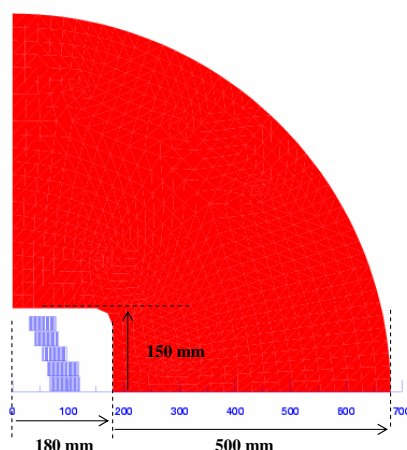


FIG. II-16 – Culasse du dipôle de type ellipse d'ouverture 134 mm

2.3.2 Performances magnétiques de l'aimant

Le tableau II-8 résume les résultats obtenus par le calcul magnétique. De la même façon que dans la partie précédente, les résultats sont donnés pour des marges de fonctionnement de 10 et 0 %. L'induction produite au centre de l'aimant est égale à 13,32 T. Le pic d'induction est atteint dans le bloc 4 et est égal à 13,98 T. Cela donne un rapport $B_{max,NED130}/B_{0,NED130}$ de 1,049, ce qui atteste d'une utilisation efficace du conducteur.

Les efforts de Laplace sont supérieurs au cas précédent (19MN/m (tableau II-6) contre 23 MN/m (tableau II-8) mais la pression maximale $P_{max,moy,NED130}$ est du même ordre que $P_{max,moy,NED88}$ et demeure inférieure à 150 MPa. La répartition de ces efforts dans les blocs est représentée sur la figure II-18.

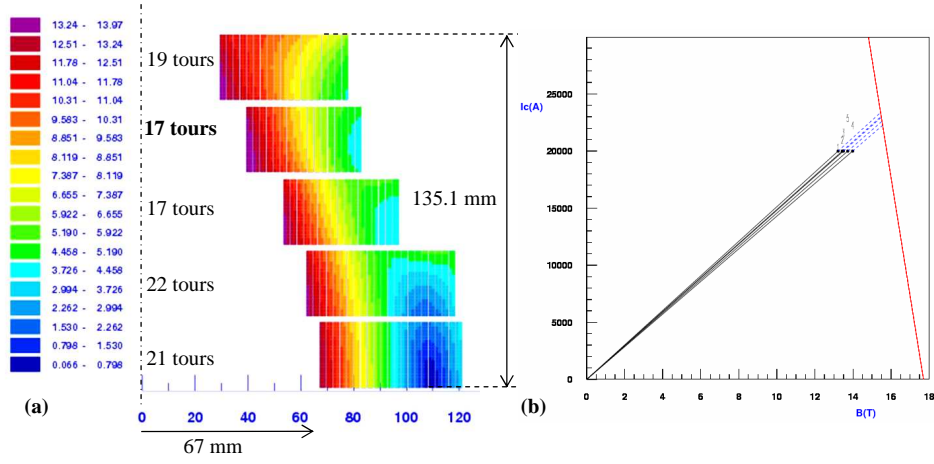


FIG. II-17 – (a) Configuration 2D d'un dipôle de type ellipse d'ouverture 134 mm - (b) Droite de charge des blocs

Marge de fonctionnement	10 %	0 %
$B_{0NED130}$ (T)	13,32	14,8
$B_{maxNED130}$ (T)	13,976	15,525
$B_{maxNED130}/B_{0NED130}$	1,049	1,049
Courant I_{NED130} (kA)	19,983	22,509
Densité apparente de courant J_{moy} (A/mm ²)	309,2	348,26
Qualité de champ		
b_3	0,004	1,7
b_5	0,0045	-0,16
b_7	-0,0008	-0,002
b_9	0,0502	-0,05
b_{11}	-0,2474	0,7
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	16,92	16,64
Energie magnétique stockée (MJ/m)	3,38	4,2
Forces de Laplace		
Force de Laplace horizontale totale $F_{xNED130}$ (MN/m)	23,25	28,6
Force de Laplace verticale par quadrant $F_{yNED130}$ (MN/m)	-4,3	-5,5
$P_{max,moy,NED130}$ (MPa)	115	142
$P_{planmed,NED130}$ (MPa)	80	102

TAB. II-8 – Résultats du calcul magnétique pour une ouverture de 130 mm

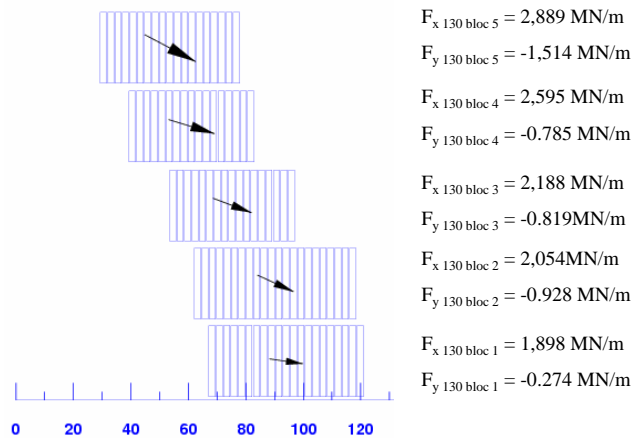


FIG. II-18 – Répartition des forces de Laplace dans le bobinage

2.3.3 Comparaison aux configurations de référence

D'après les résultats figurant dans le tableau II-9, nous constatons que l'induction atteinte est plus grande que dans le cas des configurations fondées sur la répartition de courant en $\cos\theta$. Par ailleurs, le rapport $B_{max \text{ NED130}}/B_{0 \text{ NED130}}$ indique à nouveau une meilleure efficacité du supraconducteur en terme de positionnement.

La pression $P_{max \text{ avec NED130}}$ est du même ordre dans le cas du dipôle de type ellipse et de celui en de type $\cos\theta$ « slot ». Cependant, la valeur de l'induction dans le trou de champ et le pic d'induction sont bien plus grands dans le dipôle de type ellipse. Afin de réaliser une meilleure comparaison, il convient de prendre en compte la valeur de cette pression pour des inductions centrales égales. Ainsi, nous avons réalisé le calcul pour une induction au centre égale à 13,92 T. La pression moyenne maximale produite par l'accumulation des forces de Laplace est alors égale à 125 MPa dans le dipôle de type ellipse contre 139 MPa dans le dipôle de type $\cos\theta$ « slot ».

De la même façon que dans le dipôle d'ouverture 96 mm, l'énergie magnétique stockée dans cet aimant est plus grande que celle du dipôle $\cos\theta$ « layer ». Le nombre important d'ampère-tours en est la cause. Le volume de supraconducteur est également beaucoup plus grand pour les mêmes raisons que celles évoquées précédemment.

Configuration	Ellipse	$\cos\theta$ couche	$\cos\theta$ encoche
Ouverture (mm)	134,5	130	130
$B_{0NED130}$ (T)	14,8	14,31	14,03/13,92
$B_{maxNED130}$ (T)	15,525	15,29	15,28/15,3
I (kA)	22,509	26,31	15,825 / 21
$B_{maxNED130}/B_{0NED130}$ (T)	1,049	1,068	1,089/1,099
Qualité de champ			
b_3	1,7	4,981	0,863/-1,192
b_5	-0,16	-0,033	-0,223/-0,217
b_7	-0,002	0,003	0,0003/ 0,0003
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	16,64	8,71	27,15/15,22
Energie magnétique stockée (MJ/m)	4,2	3,013	3,439/3,356
Forces de Laplace			
- horizontale totale $F_{xNED130}$ (MN/m)	28,6	20,9	20,9/19,8
- verticale $F_{yNED130}$ (MN/m)	-5,5	-10	-11,5
$P_{max,moy,NED130}$ (MPa)	142	214,8	140,4/139,02
Surface de conducteur nu / ouverture (mm ²)	20629	14669	14657
Nombre de brins / ouverture	14592	9920	10368

TAB. II-9 – Comparaison des résultats magnétiques avec les configurations en $\cos\theta$ présentées dans [93] pour une ouverture de l'ordre de 130 mm

2.4 Approximation de la répartition théorique pour une ouverture de 160 mm

2.4.1 Les résultats du calcul magnétique

L'approximation de la répartition idéale de courant pour une ouverture de 160 mm représentée sur la figure II-10 est réalisée par 6 blocs de conducteurs de hauteur 25 mm. Les dimensions du conducteurs sont donc inchangées par rapport aux cas précédents. La répartition des blocs est représentée sur la figure II-19-(a). L'ouverture de l'aimant est égale à 171,8 mm. Les résultats du calcul numérique sont recensés dans le tableau II-10.

L'induction atteinte dans cette ouverture est égale à 13,375 T pour une marge de fonctionnement de 10 %. Les efforts de Laplace sont bien sûr plus importants que pour les ouvertures précédentes puisque l'obtention des mêmes niveaux d'induction requiert une augmentation du nombre d'ampère-tours. Toutefois la pression moyenne $P_{maxaveNED160}$ reste inférieure à 150 MPa. La répartition de ces efforts est représentée sur la figure II-20. De la même façon que précédemment, l'homogénéité du champ est en accord avec les valeurs requises pour un dipôle d'accélérateur.

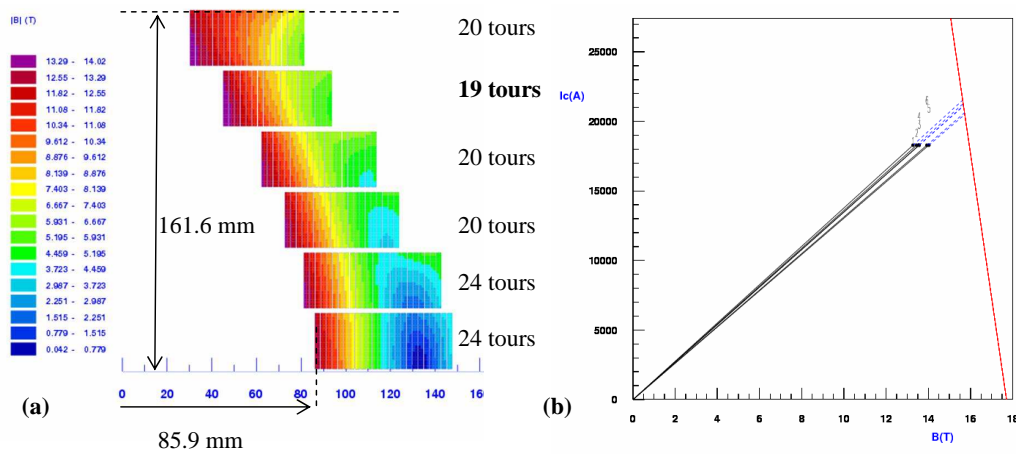


FIG. II-19 – (a) Vue de la configuration 2D d'un dipôle de type ellipse d'ouverture 171,8 mm - (b) Droite de charge des blocs

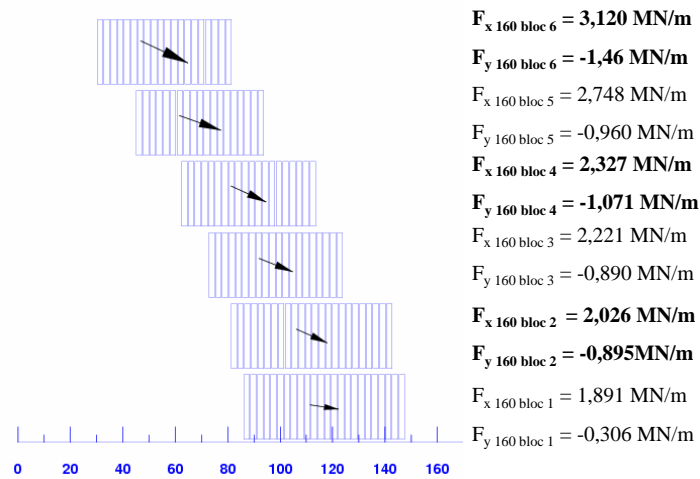


FIG. II-20 – Répartition des forces de Laplace dans un dipôle de type ellipse de 171,8 mm d'ouverture

Marge de fonctionnement	10 %	0 %
$B_{0NED160}$ (T)	13,375	14,95
$B_{maxNED160}$ (T)	14,03	15,69
$B_{maxNED160}/B_{0NED160}$	1,049	1,049
Courant I_{NED160} (kA)	18,281	20,77
Densité apparente de courant J_{moy} (A/mm ²)	282,8	321,3
Qualité de champ		
b_3	0,09	0,26
b_5	-0,05	-0,37
b_7	0,008	-0,0003
b_9	-0,00337	-0,004
b_{11}	-0,0163	0,016
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	30,16	29,6
Energie magnétique stockée (MJ/m)	5	6,4
Forces de Laplace		
Force de Laplace horizontale totale $F_{xNED160}$ (MN/m)	28,67	35,7
Force de Laplace verticale par quadrant $F_{yNED160}$ (MN/m)	-5,59	-7,2
$P_{max,moy,NED160}$ (MPa)	124	156
$P_{planmed,NED160}$ (MPa)	90	116

TAB. II-10 – Résultats du calculs magnétique pour une ouverture de 171,8 mm

2.4.2 Comparaison aux configurations de référence

D'après le tableau II-11, nous constatons que pour des ouvertures comparables (171,8 mm pour le dipôle de type ellipse et 160 mm pour les dipôles de type $\cos\theta$), l'induction produite dans le trou de champ par le dipôle de type ellipse est supérieure à celle produite par les autres configurations. De plus l'efficacité $B_{maxNED160}/B_{0NED160}$ reste meilleure. En ce qui concerne les efforts de Laplace s'exerçant dans la direction horizontale, ils sont plus grands dans le cas du dipôle de type ellipse. Toutefois, de la même façon que pour l'ouverture de 130 mm, la pression moyenne due à l'accumulation des efforts de Laplace doit être comparée à induction constante dans l'ouverture. Ainsi, pour une induction de 13,97 T dans le trou de champ, la pression dans le cas du dipôle de type ellipse et du dipôle $\cos\theta$ avec encoches sont du même ordre de grandeur avec respectivement 133,5 MPa et 128,77 MPa.

Pour cette très grande ouverture, nous retrouvons les résultats précédents : à savoir une forte énergie magnétique stockée et un volume de supraconducteur beaucoup plus grand. Les causes demeurent identiques : un plus grand volume doit être magnétisé pour atteindre les performances requises.

Configuration	Ellipse	$\cos\theta$ couche	$\cos\theta$ encoche
Ouverture (mm)	171,8	160	160
$B_{0\ NED160}$ (T)	14,95	14,19	13,97/13,87
$B_{max\ NED160}$ (T)	15,69	15,43	15,35/15
I (kA)	20,77	24,81	15,42 /23,67
$B_{max\ NED160}/B_{0\ NED160}$ (T)	1,049	1,087	1,099/1,081
Qualité de champ			
b_3	0,26	-5,071	-1,518/3,935
b_5	-0,37	-0,012	-0,074/-0,079
b_7	-0,0003	0,001	0,001/ 0,001
Inductance propre par unité de longueur (mH/m)	29,6	13,18	37,37/14,13
Energie magnétique stockée (MJ/m)	6,4	4,06	4,44/3,96
Forces de Laplace			
- horizontale totale $F_{x\ NED160}$ (MN/m)	35,7	24,56	23,5/21,48
- verticale $F_{y\ NED160}$ (MN/m)	-7,2	-11,8	-13,91
$P_{max,moy,NED160}$ (MPa)	156	252	135,34/128,77
Surface de conducteurs nus / ouverture (mm ²)	27291	17981	17100
Nombre de brins / ouverture	19304	12160	12096

TAB. II-11 – Comparaison des résultats magnétiques avec les configurations en $\cos\theta$ présentées dans [93] pour une ouverture de l'ordre de 160 mm

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir une induction de plus de 13 T dans des ouvertures de 96, 134,5 et 171,8 mm avec une homogénéité de champ de type accélérateur. Par le calcul de la pression maximale qu'exerçait l'accumulation des forces de Laplace sur les conducteurs, nous avons constaté qu'elle n'induisait pas de contrainte mécanique moyenne de plus de 150 MPa. Les objectifs fixés au départ de cette étude ont donc été atteints. Toutefois, d'autres limitations apparaissent pour cette configuration.

Tout d'abord, quelle que soit l'ouverture considérée, la valeur de l'énergie magnétique stockée du dipôle de type ellipse est très grande. Cela risque de poser des problèmes de protection. Par ailleurs, d'après les résultats obtenus, la quantité de supraconducteur à mettre en oeuvre est grande par rapport aux autres configurations magnétiques. Ce résultat est en accord avec l'étude analytique menée dans le premier chapitre de cette partie. Outre cette raison intrinsèque à la configuration par intersection d'ellipses, il faut également noter que les valeurs des inductions atteintes sont plus grandes que dans les autres configurations, ce qui tend à accroître la différence en terme de surface de conducteurs. L'étude des têtes de bobine est également un point délicat à considérer notamment au niveau des bobinages proches du plan médian qui devront permettre le passage du faisceau.

A ces considérations magnétiques s'ajoute la problématique de la structure mécanique. En effet, les forces de Laplace horizontales sont très grandes. Le fonctionnement d'un tel aimant requiert une structure mécanique capable de contenir ces efforts. La conception d'une structure mécanique est donc un enjeu majeur pour cette configuration.

Chapitre 3

Etude préliminaire d'une structure mécanique 2D pour un dipôle de type ellipse d'ouverture 130 mm

Objectif du chapitre

Le but est ici de réaliser une étude mécanique préliminaire du dipôle de type ellipse. Comme ce type de configuration est un candidat potentiel au remplacement de la configuration en $\cos\theta$ pour les grandes ouvertures, nous nous intéressons ici à une ouverture de 130 mm. Il est important de noter que cette étude n'a pas pour objectif de dimensionner la masse froide mais s'intéresse principalement à la mécanique du bobinage. Nous souhaitons ainsi vérifier s'il est possible de maintenir dans le bobinage des valeurs de contraintes mécaniques inférieures à 150 MPa à température ambiante, lors de la mise en froid et lors de l'excitation en courant en utilisant une structure simplifiée de la masse froide. Pour cela, un modèle par éléments finis doit être réalisé. La première partie du travail consiste à établir par éléments finis la valeur de l'induction partout dans l'espace et de déterminer ainsi la valeur des forces de Laplace dans les bobines. L'objectif est ensuite de proposer une structure mécanique qui devra être modélisée pour connaître la répartition des contraintes mécaniques au sein du bobinage et leur ordre de grandeur.

3.1 Modèle magnétique 2D par éléments finis

La conception magnétique 2D a été réalisée à l'aide du logiciel ROXIE. L'étude mécanique du système nécessite le passage à un code de calcul par éléments finis. Nous utilisons ici le code de calcul développé au CEA : Cast3M [100]. Cependant, il n'est pas possible de réaliser le transfert des forces de Laplace de façon précise du modèle magnétique ROXIE au modèle mécanique Cast3M. La première étape consiste donc à réaliser le modèle magnétique sous Cast3M.

Les dimensions des blocs de conducteurs sont celles définies par ROXIE. Le paramètre à entrer dans le modèle par éléments finis est une densité de courant apparente, soit une valeur de 308 A/mm² d'après les dimensions des conducteurs et la valeur du courant utilisées pour une marge de fonctionnement de 10% dans le modèle ROXIE.

Le maillage de l'ensemble est représenté sur la figure II-21. Les résultats des calculs magnétiques sont représentés sur les figures II-22 et II-23 avec le tracé des isovaleurs de B dans tout le modèle et plus particulièrement dans le bobinage. L'induction maximale est égale à 14,006 T et se situe dans

le bloc numéro 4, ce qui est en accord avec les calculs menés avec ROXIE (induction maximale égale à 13,974 T dans le bloc 4).

Pour un quart de structure, les forces de Laplace obtenues sont égales à 11,7 MN/m pour la force horizontale et -4,3 MN/m pour la force verticale. Ces valeurs sont tout à fait en accord avec les valeurs de 11,625 MN/m et -4,3 MN/m obtenues lors du calcul magnétique avec ROXIE. Etant donné la cohérence des résultats entre Cast3M et ROXIE, le modèle magnétique Cast3M est validé et les résultats peuvent être utilisés pour procéder au calcul mécanique.

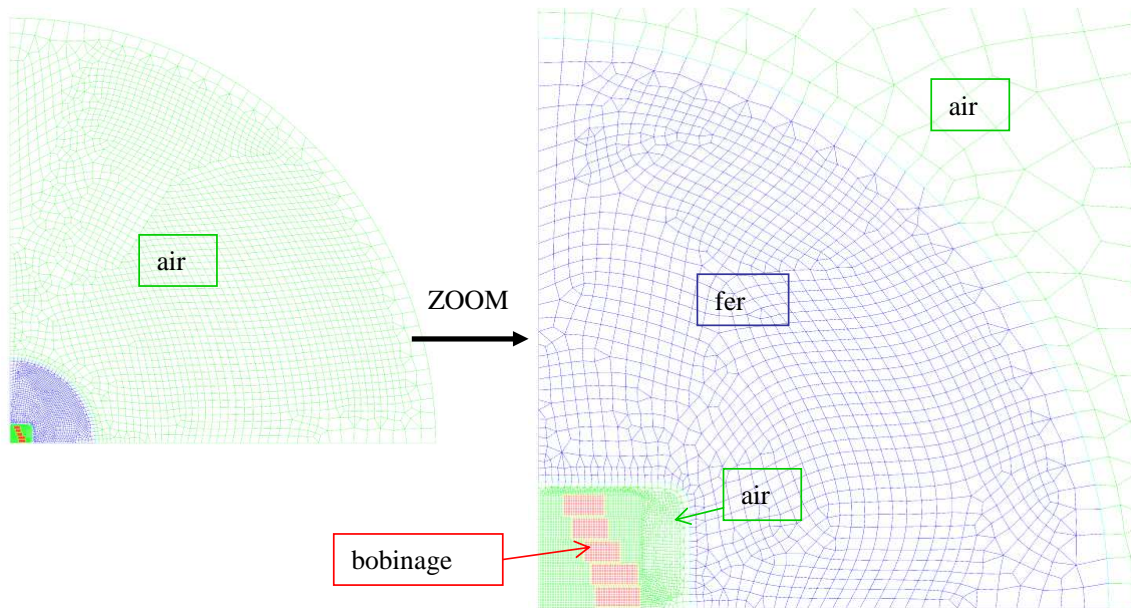


FIG. II-21 – Maillage du modèle magnétique réalisé avec le logiciel Cast3M

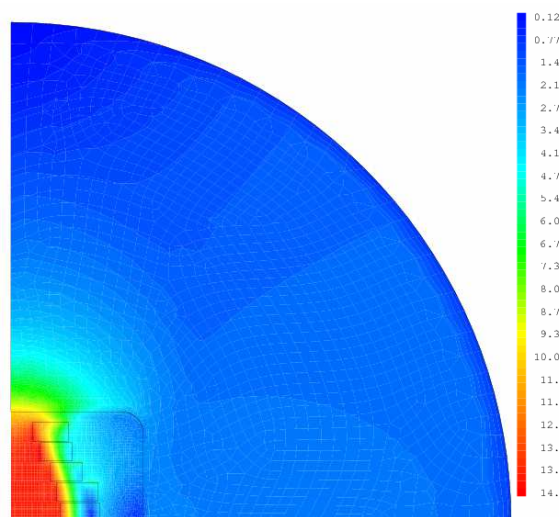


FIG. II-22 – Isovaleurs de l'induction dans le modèle

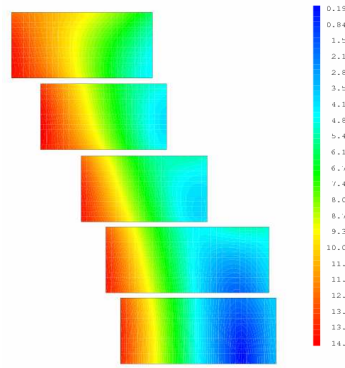


FIG. II-23 – Isovaleurs de l'induction dans les bobines

3.2 Structure mécanique

Dans le chapitre 2 de cette partie, nous avons montré que la configuration magnétique dipolaire par intersection d'ellipses était soumise à d'importantes forces de Laplace, en particulier de fortes forces d'éclatement horizontales. Seule une étude mécanique peut permettre d'évaluer la valeur des contraintes engendrées dans le bobinage par de telles forces. Il est important de noter que nous ne prétendons pas étudier ici le dimensionnement de la masse froide. Nous cherchons seulement à déterminer le comportement mécanique du bobinage placé dans une masse froide simplifiée qui permettrait de maintenir les contraintes en-dessous de 150 MPa. L'objectif est de connaître la répartition des contraintes au sein d'un bobinage de type ellipse en faisant l'hypothèse que les précontraintes sont appliquées de façon idéale. Nous allons tout d'abord décrire les différentes pièces mécaniques qui constituent le modèle. Nous expliciterons ensuite la façon dont la précontrainte est appliquée et nous définirons la nature des contacts entre les différentes pièces du modèle. Enfin, nous présenterons les résultats obtenus concernant la répartition des contraintes au sein du bobinage.

3.2.1 Le modèle

3.2.1.1 Les différentes pièces mécaniques constituant le modèle

Nous souhaitons ici présenter le modèle de la structure mécanique proposée. Les pièces mécaniques que nous allons décrire ont fait progressivement leur apparition au cours de l'étude de la structure. Nous nous attachons ici à présenter le résultat final obtenu après plusieurs itérations. Le modèle est réalisé sur un quart de plan en raison des symétries du système. La structure est bâtie autour des bobines. Celles-ci sont ici considérées isotropes. Leurs propriétés figurent dans le tableau II-12. Les blocs sont numérotés de 1 à 5 en partant du plan médian horizontal. Chaque bloc est séparé de son voisin par une couche d'isolation appelée **isolation inter-couche**. La forme du bobinage et la répartition des forces de Laplace ne permettent pas l'utilisation de la méthode de frettage traditionnelle présentée dans la première partie. Un nouveau type de structure doit donc être envisagé. La figure II-24 représente le maillage de la structure théorique proposée.

En raison de la forme très angulaire des bobinages, les pièces mécaniques qui les entourent doivent avoir un coefficient de rétreint thermique proche de celui du bobinage afin de ne pas engendrer de contraintes supplémentaires au niveau des bobines. Le matériau retenu pour les pièces montées autour des bobines est le G10. Il est important de noter qu'il est alors utilisé

perpendiculairement à ses fibres, ce qui lui confère des propriétés mécaniques particulières dont un coefficient de rétreint thermique proche de celui des bobines (tableau II-12). Des cales en G10 sont donc positionnées autour des blocs 1 à 5 et sont appelées **cales extérieures** (figure II-24-(b)).

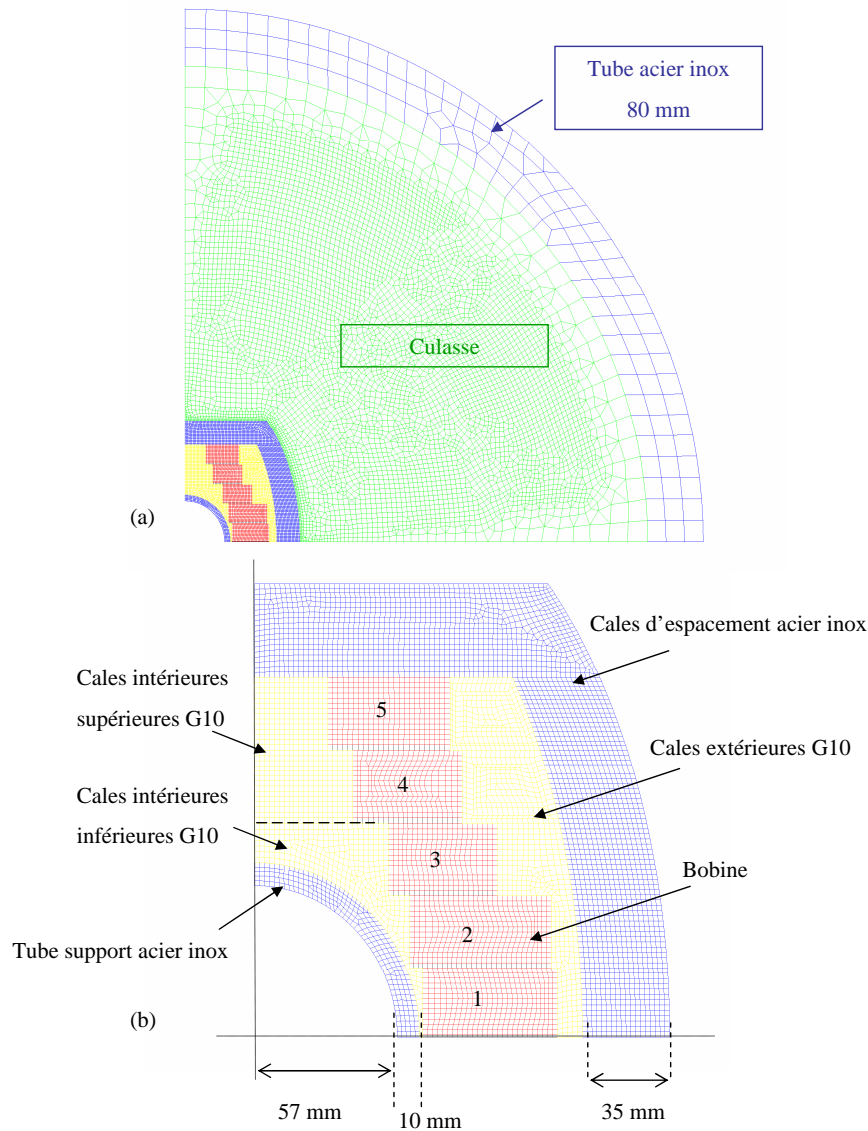


FIG. II-24 – *Modèle*

Des **cales d'espacement** en acier inoxydable sont positionnées entre les cales extérieures et le circuit magnétique II-24-(b). Autour de la culasse est soudée un tube en acier inoxydable (figure II-24-(a))

Intéressons nous maintenant aux pièces situées dans l'ouverture de l'aimant. Les blocs 4 et 5 sont les seuls à se situer totalement au-dessus de l'ouverture de l'aimant. Ces deux couches de conducteurs peuvent donc être planes, bobinées comme des bobines « racetrack » autour d'une pièce centrale. Ces pièces centrales correspondent, sur la figure II-24-(a), aux **cales intérieures supérieures**. Comme cela est représenté sur la figure II-18, les blocs qui subissent les plus grandes forces de Laplace sont les blocs 4 et 5. La position de ces blocs par rapport à l'ouverture fait qu'ils

ne sont pas soutenus verticalement. Par conséquent, la composante verticale de la force de Laplace provoque une flexion de l'ensemble du bobinage et cela, malgré la présence des cales intérieures supérieures. Cela peut s'expliquer par le fait que ces cales sont en G10 qui est un matériau de faible module d'Young facilement déformable. Il s'est donc avéré indispensable d'ajouter des pièces de support interne. Ce sont les **cales intérieures inférieures** qui sont représentées sur la figure II-24-(a).

Tout comme les autres cales, et pour les mêmes raisons, elles sont en G10. Elles ne sont donc pas assez rigides pour renforcer verticalement le bobinage. L'ajout d'un **tube support** en acier inoxydable permet de rigifier la structure verticalement (figure II-24).

Matériaux	E_{Young} (GPa)	$\nu_{Poisson}$	α_{th}
	4,2K/293K		
Nb_3Sn	42/30	0,3	$3,9 \times 10^{-3}$
Isolation inter-couche	28	0,3	$2,6 \times 10^{-3}$
Acier inoxydable	215/205	0,3	$2,9 \times 10^{-3}$
Acier magnétique	215/205	0,3	$2,1 \times 10^{-3}$
G10 perpendiculaire aux fibres	27/16	0,3	4×10^{-3}

TAB. II-12 – Propriétés mécaniques utilisées dans le modèle mécanique Cast3M

3.2.1.2 Les contacts et les conditions aux limites

Un élément essentiel dans la modélisation est la nature des liaisons entre les différentes parties du maillage.

Ces liaisons sont de deux natures. Dans le premier cas, toutes les pièces sont solidaires (liaison de type 1). Dans le deuxième cas, le contact entre les pièces autorise un glissement sans frottement tangent aux pièces tout en empêchant la séparation dans la direction orthogonale (liaison de type 2).

L'ensemble des contacts définis dans le modèle sont représentés sur la figure II-25. Les flèches rouges indiquent le sens des glissements autorisés par les liaisons de type 2. L'absence de flèche indique une liaison de type 1, les pièces sont donc solidaires.

En pratique, dans un aimant d'accélérateur, les bobines peuvent se détacher de leur structure mécanique sous l'effet des forces de Laplace. Dans notre modèle, les contacts où ces décollements pourraient avoir lieu sont de type 2. Le décollement entre les bobines et la structure mécanique n'est donc pas autorisée. Le manque de précontrainte ne pourra donc pas être mis en évidence par une séparation mais par l'apparition de contraintes de traction dans les bobines.

Enfin, les conditions aux limites doivent être définies. Du fait de la symétrie du système, le système est bloqué verticalement sur le plan horizontal. Sur le plan vertical, le tube support et les cales intérieures (supérieures et inférieures) sont bloquées horizontalement. Cependant, les cales d'espacement et la culasse sont laissées libres de leur mouvement, ce qui sera justifié par la suite. Ces conditions aux limites sont représentées sur la figure II-25.

3.2.2 Le chargement

3.2.2.1 Principe

Le calcul numérique de la structure mécanique peut se décomposer en trois étapes que sont :

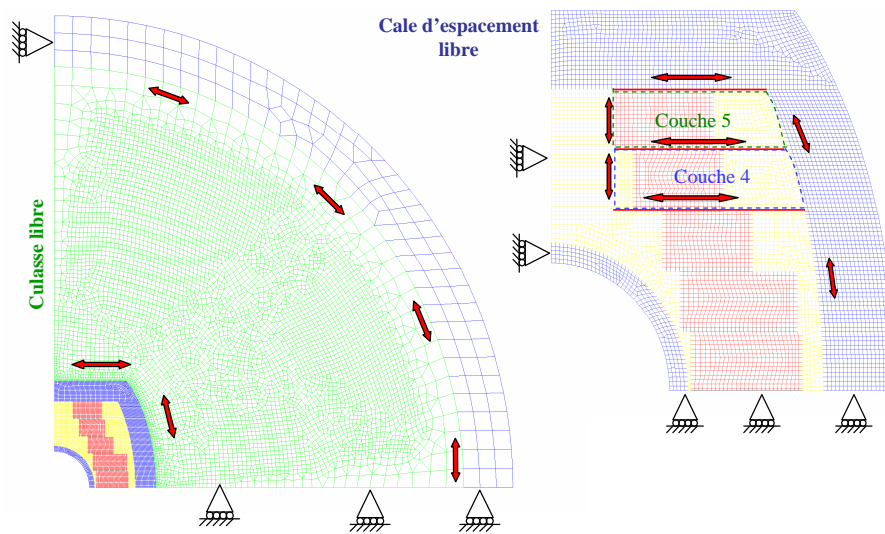


FIG. II-25 – Contact et conditions aux limites

- l'application de la précontrainte
- la mise en froid
- l'excitation des bobines

Considérons dans un premier temps l'application de la précontrainte. Elle consiste à appliquer une contrainte sur le bobinage à température ambiante de façon à ce qu'après la mise en froid, lors de l'excitation, la bobine demeure en contact avec la structure mécanique. Dans le cas des dipôles en $\cos\theta$, cette précontrainte est en partie appliquée azimutalement au moyen de colliers en acier austénitique, comme cela est détaillé dans le troisième chapitre de la partie I. Dans notre cas, la composante dominante de la force de Laplace est la composante horizontale d'éclatement. La précontrainte doit donc être principalement appliquée dans la direction horizontale. Toutefois, la composante verticale n'est pas négligeable. Le bloc 5 notamment est soumis à une composante verticale égale à $-1,5 \text{ MN/m}$. Une telle force peut engendrer un décollement du bloc 5 par rapport à la cale d'espacement. Il est donc également nécessaire d'appliquer une précontrainte verticale.

La précontrainte horizontale est modélisée par l'application de déplacements horizontaux relatifs entre deux pièces adjacentes notés px_i , où i est le numéro du bloc, appliqués à chaque bloc individuellement. La précontrainte verticale py est simulée en appliquant un déplacement vertical comme cela est représenté sur la figure II-26-(a).

Le retrait de soudure du tube extérieur à température ambiante autour de la bobine renforce la précontrainte sur le bobinage. Cette étape est modélisée en appliquant un déplacement ps sur le tube (figure II-26-(b)).

3.2.2.2 Mis en oeuvre de la précontrainte dans le modèle

Considérons tout d'abord, la précontrainte appliquée sur les blocs par les déplacements. Nous appelons **couche 5**, l'ensemble « bloc 5 + cale extérieure en contact avec le bloc 5 » (délimitée par des pointillés verts sur la figure II-25). La **couche 4**, délimitée par des pointillés bleus sur la figure II-25 est constituée du bloc 4, de la cale extérieure en contact avec le bloc 4 et de la partie de la cale intérieure supérieure en contact avec le bloc 4 et située sous le bloc 5.

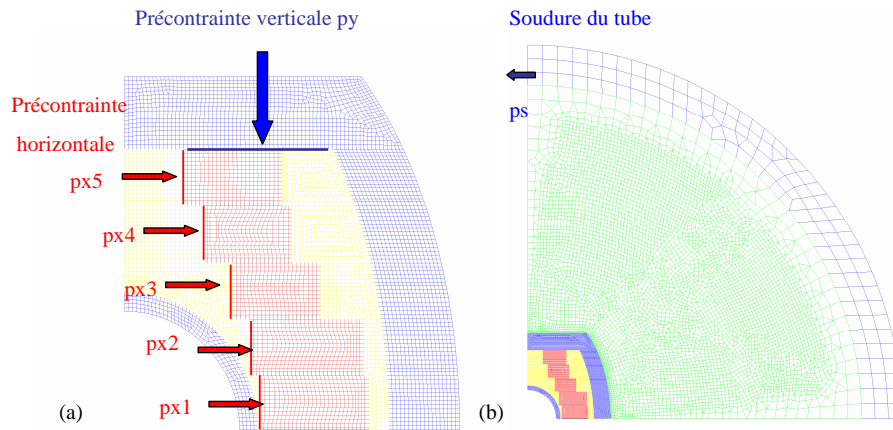


FIG. II-26 – Modélisation de l'application de la précontrainte

Intéressons nous dans un premier temps à la précontrainte horizontale et au type de contact qui lie les différents éléments. Les blocs qui doivent subir la plus grande précontrainte horizontale sont les blocs 4 et 5. Bien que les forces d'éclatement soient du même ordre pour ces deux blocs (2,9 MN/m pour le bloc 5 et 2.6 MN/m pour le bloc 4), la valeur des contraintes engendrées par les forces de Laplace seront différentes car les deux blocs ne sont pas constitués du même nombre de conducteurs. Par conséquent, la précontrainte à appliquer et donc les déplacements horizontaux seront différents. Le fait d'appliquer des déplacements distincts sur le bloc 4 et sur le bloc 5 peut entraîner des contraintes en traction et en cisaillement au niveau du contact entre les deux blocs si ceux-ci sont solidaires. Pour s'affranchir de ce problème, le glissement horizontal entre les blocs 4 et 5 peut être autorisé. Il est important que chaque bloc puisse glisser sur toute sa longueur. Le glissement doit donc être étendu entre les couches 5 et 4 définies précédemment. Si nous considérons les blocs 3 et 4, le problème est du même ordre. Les forces d'éclatement auxquelles les deux blocs sont soumis sont différentes (2,6 MN/m pour le bloc 4 et 2,2 MN/m pour le bloc 3) et ils sont constitués du même nombre de conducteurs. La répartition des contraintes mécaniques produites pas les forces de Laplace diffèrera d'un bloc à l'autre, les déplacements appliqués $px3$ et $px4$ seront donc distincts ce qui pourra engendrer des contraintes en traction dans la zone de contact. C'est pourquoi le glissement est autorisé entre la couche 4 et le bloc 3 (figure II-25).

En ce qui concerne la précontrainte verticale, elle est appliquée sur une seule ligne du maillage qui est la zone de contact entre la couche 5 et la partie supérieure de la cale d'espacement (figure II-26). Ce déplacement py s'applique à la fois au bloc 5 et à la cale extérieure de la couche 5. Ceci s'explique par le fait que l'ensemble des blocs sont soumis à une composante verticale de la force de Laplace. Par conséquent, en appliquant la précontrainte sur tout la longueur de la couche 5, nous assurons une mise en compression de tout le bobinage verticalement. Afin d'éviter la mise en traction verticalement des blocs 4 et 5, le glissement vertical est autorisé entre les couches 4 et 5 et les cales intérieures supérieures (flèches rouges verticale de la figure II-25).

Enfin, la précontrainte est complétée par la soudure du tube extérieur. Pour cela, il faut que la culasse puisse transmettre la précontrainte. Si la culasse est faite d'une pièce unique, elle va complètement absorber les contraintes induites par la soudure du tube. Une solution communément

utilisée est d'utiliser deux demi-culasses, séparées par une fente. Dans le cas de la configuration en $\cos\theta$ cette fente est le plus souvent horizontale dans le but d'utiliser le moment fléchissant de la demi-culasse pour résister aux foces d'éclatement. Dans le cadre de notre configuration, la fente est positionnée verticalement de façon à accroître la précontrainte horizontale. En pratique la largeur de cette fente est dimensionnée de façon à ce qu'elle se ferme après la soudure du tube et la mise en froid et qu'elle demeure fermée pendant l'excitation (afin d'éviter toute instabilité mécanique). Notre but ici n'étant pas de réaliser un tel dimensionnement, nous nous contentons de libérer la culasse sur le plan vertical. Nous pratiquons de la même manière pour les cales d'espacement. Ces conditions aux limites sont représentées sur la figure II-25.

3.2.3 Les résultats

3.2.3.1 Résultats lors de l'application de la précontrainte

Nous présentons ici les résultats obtenus lors de l'application de la précontrainte au moyen des déplacements. Les valeurs des déplacements imposés présentées dans le tableau II-13 ont été déterminées de façon à ce que le bobinage soit en compression lors de l'excitation.

$px5$	0,11 mm
$px4$	0,15 mm
$px3$	0,01 mm
$px2$	0,015 mm
$px1$	0,01 mm
py	0,235 mm
ps	0,8 mm

TAB. II-13 – Valeurs des déplacements appliqués pour simuler la précontrainte

Bloc	$\sigma_{xx\ min}$ (MPa)	$\sigma_{xx\ max}$ (MPa)	$\sigma_{yy\ min}$ (MPa)	$\sigma_{yy\ max}$ (MPa)
5	-86,7	-49,1	-94,1	-47,6
4	-109,1	-46,5	-101,7	-39,6
3	-82,2	-23,8	-105,5	-35,6
2	-64,5	-27,4	-112,3	-37,3
1	-53,7	-26,5	-111,9	-45

TAB. II-14 – Valeurs des contraintes mécaniques dans le bobinage après l'application de la précontrainte

Les contraintes minimales dans la direction horizontale x et dans la direction verticale y dans un bloc sont notées $\sigma_{xx,min}$ et $\sigma_{yy,min}$. De la même façon, nous définissons les contraintes maximales $\sigma_{xx,max}$ et $\sigma_{yy,max}$. Les valeurs des contraintes obtenues dans les différents blocs lors de l'application des déplacements sont listées dans le tableau II-14. Leur représentation est faite sur la figure II-27. Nous pouvons constater que leurs valeurs s'étendent entre -109 et -23,8 MPa pour σ_{xx} et entre -112 et -35,6 MPa pour σ_{yy} . Avec de telles valeurs, le bobinage ne devrait pas être endommagé à température ambiante.

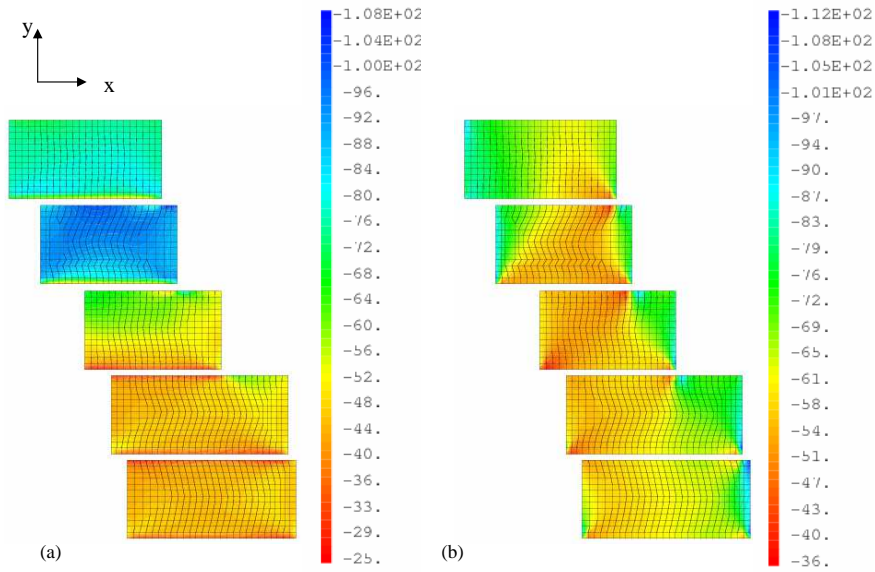


FIG. II-27 – Application de la précontrainte : (a) Contrainte horizontale dans le bobinage en MPa - (b) Contrainte verticale dans le bobinage en MPa

3.2.3.2 Résultats obtenus pour la mise en froid

Après application de la précontrainte, le système est mis en froid. Les valeurs des contraintes maximales et minimales dans chaque bloc sont listées dans le tableau II-15. Nous pouvons constater que la précontrainte dans la bobine est renforcée lors de la mise en froid. Cela est provoqué par les rétreints thermiques différentiels entre les différentes pièces. Les contraintes varient entre -150 et -16,8 MPa pour σ_{xx} et entre -112 et 5,5 MPa pour σ_{yy} . Pour cette étape, la valeur des contraintes la limite des 150 MPa fixée initialement, le supraconducteur ne devrait donc pas être endommagé.

Bloc	$\sigma_{xx \min}$ (MPa)	$\sigma_{xx \max}$ (MPa)	$\sigma_{yy \min}$ (MPa)	$\sigma_{yy \max}$ (MPa)
5	-150,8	-77,9	-97,7	-27,7
4	-147	-71,3	-112,1	-18
3	-123,8	-37,9	-76,6	-18,4
2	-97,6	-26,8	-104,5	-9,4
1	-70,8	-16,8	-108,9	5,5

TAB. II-15 – Valeurs des contraintes mécaniques dans le bobinage après la mise en froid

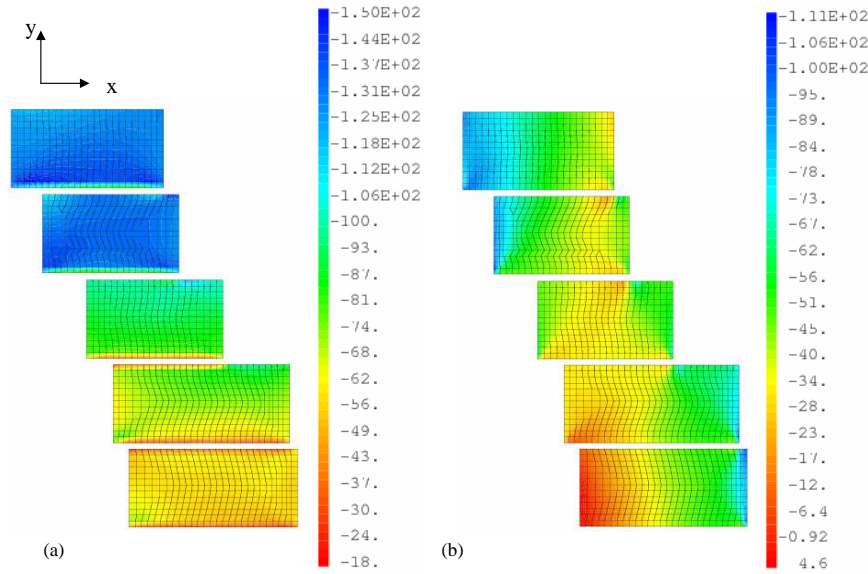


FIG. II-28 – Mise en froid : (a) Contrainte horizontale dans le bobinage en MPa - (b) Contrainte verticale dans le bobinage en MPa

3.2.3.3 Résultats obtenus lors de l'excitation

La simulation de l'excitation passe par l'utilisation des résultats du calcul magnétique réalisé dans la première section de ce chapitre. Les valeurs des contraintes mécaniques obtenues dans le bobinages sont listées dans le tableau II-16. Nous constatons que tous les blocs du bobinage sont en compression avec un contrainte maximale σ_{xx} dans la direction horizontale de -140 MPa, et σ_{yy} dans la direction verticale de -140 MPa.

Bloc	$\sigma_{xx \min}$ (MPa)	$\sigma_{xx \max}$ (MPa)	$\sigma_{yy \min}$ (MPa)	$\sigma_{yy \max}$ (MPa)
5	-125,6	-6,4	-64,4	-0,4
4	-140,5	-1,4	-88,4	-13
3	-129,9	-0,6	-101,8	-22,8
2	-127,2	-7,1	-140,6	-30,9
1	-113,9	-16,6	-146,4	-46

TAB. II-16 – Valeurs des contraintes mécaniques dans le bobinage lors de l'excitation

Ces résultats nous permettent de dégager deux conclusions principales quant aux avantages de la configuration de type ellipse. Premièrement, il apparaît possible de limiter les contraintes au sein des bobines en-dessous d'une limite acceptable, fixée ici à 150 MPa. Deuxièmement, la répartition des contraintes dans le bobinage est relativement uniforme sur les plans de contact entre la structure mécanique extérieure et les blocs (figure II-29). Ceci est un avantage pour la gestion des contraintes ainsi que pour la conservation des propriétés du Nb_3Sn .

Cependant, cette étude est incomplète puisqu'elle ne met en oeuvre qu'une masse froide simplifiée. Le support interne proposé a le désavantage majeur de réduire l'ouverture de l'aimant. D'autres types de support interne devront être considérés si l'on souhaite maintenir la dimension

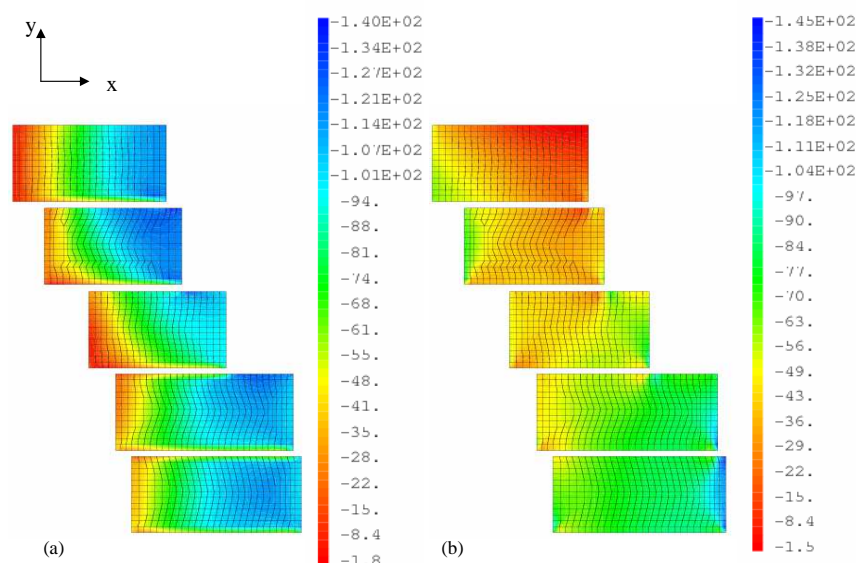


FIG. II-29 – *Excitation : (a) Contrainte horizontale dans le bobinage en MPa - (b) Contrainte verticale dans le bobinage en MPa*

de l'ouverture de l'aimant. De nombreux éléments sont à prendre en compte pour un dimensionnement de la masse froide. Il faut par exemple vérifier qu'une force de matage suffisante peut être appliquée entre les deux demi-culasses afin d'empêcher la culasse de s'ouvrir sous l'effet des forces de Laplace. De nombreux développements restent donc à accomplir avant de déterminer la structure mécanique la plus appropriée pour un tel aimant.

Par l'utilisation d'une masse froide simplifiée, nous avons montré qu'il était possible de maintenir le bobinage d'un dipôle de type ellipse de 130 mm d'ouverture en compression avec des valeurs de contraintes inférieures à 150 MPa, aussi bien lors de la phase d'application des précontraintes, que de la mise en froid ou de l'excitation. Bien que ce résultat soit encourageant, il ne permet pas de conclure quant à la faisabilité d'une telle structure. L'étape suivante devra donc consister à affiner le modèle proposé et à concevoir des techniques d'assemblage permettant d'appliquer les valeurs de précontraintes désirées. Par ailleurs, une telle structure a pour inconvénient la décroissance de l'ouverture de l'aimant en raison de la présence d'un tube support interne. Dans le cas présent, l'ouverture est réduite de 134,5 mm à 114 mm. Un approfondissement de ce travail doit passer par l'optimisation des différents éléments de la structure mais également par la considération d'autres types de support interne.

Troisième partie

Contribution à l'étude de l'influence de la précontrainte sur l'accommodation de bobines de type « racetrack » en Nb_3Sn

A ce jour, l'utilisation de la précontrainte dans les aimants en Nb_3Sn repose sur les connaissances acquises par la mise en oeuvre du NbTi où le bobinage est maintenu en compression lors de l'excitation. Avec des inductions toujours plus grandes, les forces de Laplace augmentent corrélativement. La précontrainte à appliquer pour éviter tout décollement des bobines et les maintenir en compression est par conséquent elle aussi de plus en plus grande. Cela est valable aussi bien dans les parties droites de l'aimant qu'au niveau des têtes, puisque les forces de Laplace tendent à étirer la bobine longitudinalement. Des tests ont montré, dans le cas de certains aimants soumis à des précontraintes axiale et latérale, tels que le « Subscale Quadrupole » au LBNL, que l'accommodation débutait au niveau des têtes avant de se propager dans les parties droites par un phénomène de « glissement-friction » (« slip-stick »), c'est-à-dire une alternance de glissement (« slip ») et de blocage (« stick ») de la bobine le long de la pièce polaire. Que se passerait-il si la précontrainte axiale était supprimée ? Autoriser la bobine à bouger progressivement permettrait-il de réduire l'accommodation ?

A ce questionnement, s'ajoute un argument en faveur de tests à faible précontrainte qui est la sensibilité du Nb_3Sn à la contrainte mécanique. En effet, en augmentant la précontrainte, les contraintes dans l'aimant peuvent atteindre des valeurs supérieures aux 150 MPa actuellement considérés comme la limite à ne pas dépasser dans le Nb_3Sn . Réduire la précontrainte permettrait de diminuer les contraintes dans le bobinage à température ambiante et après la mise en froid et d'empêcher d'éventuels dommages.

Actuellement, aucun dispositif expérimental ne peut apporter de réponse à cette question. Dans cette partie, nous cherchons à dimensionner un dispositif expérimental représentatif du dipôle de type ellipse permettant de contribuer à cette étude. Ce dispositif devrait permettre d'appliquer au bobinage des précontraintes faibles, aussi bien latéralement que longitudinalement, dans le but d'étudier l'accommodation d'une bobine en Nb_3Sn peu contrainte.

Quelque soit les résultats de ces tests, la question de savoir quelle est la contrainte mécanique maximale que peut supporter le Nb_3Sn sans être dégradé de façon irréversible reste posée. Il serait donc avantageux de dimensionner un dispositif expérimental permettant d'appliquer également de fortes précontraintes. Un tel dispositif permettrait d'avoir une plage de variation de précontrainte étendue.

Chapitre 1

Conception du dispositif expérimental : dipôle à échelle réduite (« Subscale Dipole » SD)

Objectif du chapitre

Nous cherchons à concevoir un dispositif expérimental permettant d'étudier l'influence de la précontrainte sur l'accommodation d'un aimant dipolaire en Nb_3Sn représentatif du dipôle de type ellipse étudié dans la partie précédente. Ce dispositif doit répondre à plusieurs critères tels que la représentativité par rapport à la configuration des bobines du dipôle de type ellipse, la facilité d'assemblage et de démontage, ou encore la possibilité de modifier la précontrainte que subit l'aimant d'un cycle thermique à l'autre aussi bien latéralement qu'axialement. Enfin, nous souhaiterions disposer d'un système le plus flexible possible en ayant la possibilité de faire varier les conditions de champ sur le conducteur. Pour répondre à ces objectifs, nous nous appuyons sur les dispositifs à échelle réduite (« Subscale Model » (SM), « Subscale Quadrupole » (SQ)) mis au point au LBNL qui devraient permettre de proposer des solutions répondant aux critères de modularité que nous venons d'évoquer.

1.1 Cahier des charges

1.1.1 Contexte

Comme cela a été évoqué en détail dans la première partie, les performances du Nb_3Sn sont très sensibles à la contrainte mécanique. De nombreuses études ont été menées sur des brins puis sur des câbles montrant d'une façon générale qu'au-delà d'une limite se situant autour de 150 MPa, les performances du conducteur pouvaient être dégradées.

Dans la seconde partie, nous avons vu dans le cas du dipôle de type ellipse que la précontrainte horizontale était nécessaire pour maintenir la bobine en compression. Néanmoins, cette précontrainte peut induire de fortes contraintes mécaniques dans le bobinage lors des différentes phases d'assemblage et de mise en froid. Jusqu'alors, l'utilisation de la précontrainte repose sur les connaissances acquises lors de la mise en oeuvre du $NbTi$. Cependant, aucune expérience n'a éprouvé sa nécessité dans le cas du Nb_3Sn qui dispose d'une plus grande marge en température. Ainsi, quel serait le comportement du dipôle de type ellipse s'il n'était soumis à aucune précontrainte ? Quelle serait sa courbe d'accommodation ? Parviendrait-il au courant d'échantillon court lors du premier cycle

thermique (c'est-à-dire après la première mise en froid) ? Si oui, témoignerait-il d'une mémoire lors du second cycle thermique en parvenant directement au courant d'échantillon court comme cela est requis pour les aimants d'accélérateurs ? Ou bien serait-il tout simplement incapable de fonctionner ?

Si ce dernier comportement était observé, cela confirmerait la nécessité de maintenir les bobines en compression. Or, les configurations magnétiques pour dipôle à haut champ et grande ouverture telles que celle du dipôle de type ellipse, sont soumises à des forces de Laplace considérables, notamment dans les directions horizontale et longitudinale. Dans une structure telle que le dipôle de type ellipses, cela nécessite une forte précontrainte appliquée orthogonalement au grand côté du conducteur. La question se pose de savoir quel niveau de précontrainte peut être appliqué sans dégrader le conducteur aussi bien à chaud qu'à très basse température. La communauté des concepteurs d'aimants d'accélérateur s'interroge également sur la valeur maximale de la contrainte mécanique que peut supporter un bobinage en Nb_3Sn en fonctionnement. Dans le but d'apporter une contribution à cette problématique, nous proposerons un dispositif expérimental.

1.1.2 Besoins et solutions

Le dispositif expérimental que nous souhaitons mettre en oeuvre doit donc répondre à trois critères :

- Il doit être représentatif du dipôle de type ellipse étudié précédemment en terme de répartition du champ et d'application de la précontrainte. Néanmoins, il serait également intéressant de pouvoir faire varier la direction du champ magnétique sur le conducteur et de voir si ce paramètre influe sur la dégradation des performances du conducteur.
- Il doit permettre de faire varier la précontrainte aussi bien latérale qu'axiale sur le bobinage afin d'établir d'une part sa nécessité et son influence sur l'accommodation et d'autre part de rechercher quel est le seuil de compression au-delà duquel les performances du conducteur sont dégradées.
- Il doit être facile à mettre en oeuvre, c'est-à-dire facilement montable et démontable afin d'assurer une modification aisée des paramètres de test.

Afin de répondre à ces critères, des solutions ont été apportées et mises en oeuvre dans le cadre d'une collaboration avec le « Superconducting Magnet Group » du LBNL. La première étape a consisté à choisir une configuration magnétique représentative du dipôle de type ellipse. C'est pourquoi le choix s'est porté sur des bobines de type « racetrack », leur partie droite étant représentative de celle du dipôle de type ellipse. Afin de faciliter la mise en oeuvre du dispositif, **les bobines « racetrack » à échelle réduite** déjà utilisées au LBNL ont été choisies. En construisant une structure mécanique adaptée aux critères mentionnés précédemment autour de ces bobines, nous disposerions d'un dispositif expérimental de taille réduite, facilement manipulable.

Les contraintes liées au planning de notre travail ont conduit à utiliser des bobines existantes. Pour des raisons de disponibilité et de fiabilité, les bobines SC01 et SC02 ont été choisies. Leur description figure au paragraphe 1.1.3. Les caractéristiques du brin qui constitue le conducteur des racetracks permettent d'atteindre des inductions de l'ordre de 12 T sur le conducteur. Bien qu'inférieure à l'induction du dipôle de type ellipse, cette valeur est suffisamment haute pour être représentative des fortes inductions.

Le choix des bobines « racetrack » à échelle réduite permet donc d'atteindre deux objectifs, à savoir la représentativité de la configuration magnétique par rapport au dipôle de type ellipse

ainsi que la facilité de mise en oeuvre.

Enfin, en superposant deux bobines « racetrack » l'une sur l'autre, on obtient deux types de configurations magnétiques :

- La configuration dite **dipolaire** appelée « Subscale Dipole » (SD) dans laquelle les bobines sont parcourues par des courants de même sens, le vecteur induction est alors approximativement parallèle au grand côté du conducteur. Dans ce cas, le dispositif est représentatif du dipôle de type ellipse.
- La configuration dite en **common coil** appelée « Subscale Common Coil » (SCC) qui rejoint la configuration des « Subscale Magnet » mise en oeuvre au LBNL, dans laquelle les bobines sont parcourues par des courants de sens contraires, le vecteur induction est alors approximativement perpendiculaire au grand côté du conducteur.

D'autre part, afin de permettre une application aisée et modulable de la précontrainte latérale, l'utilisation de la technologie des « **keys and bladders** » développée au LBNL s'est imposée. Comme décrit dans la première partie, elle permet d'appliquer d'une façon contrôlée la précontrainte à chaud par le biais des « bladders » et des clavettes puis de la compléter lors de la mise en froid du système par le rétreint thermique du tube extérieur.

En ce qui concerne la précontrainte axiale, nous nous sommes appuyés sur les systèmes de reprise d'efforts utilisés dans des aimants du LBNL tels que SQ pour les aimants à échelle réduite ou encore HD1 pour les aimants de plus grande taille. Il consiste à associer des tirants en aluminium à des plaques d'extrémité.

Les différentes solutions technologiques proposées devraient nous permettre de mettre en place un dispositif représentatif du dipôle de type ellipse dans lequel la précontrainte serait variable. De plus, ce dispositif permettrait également de tester la configuration magnétique en « common-coil ». Les objectifs initiaux devraient donc être atteints. Après avoir décrit en détail les bobines racetracks que l'on compte utiliser dans le nouveau dispositif, nous nous intéresserons au dimensionnement magnétique puis mécanique du système d'abord en 2D puis en 3D.

1.1.3 Description des bobines « racetrack » SC01 et SC02

Les bobines à échelle réduite utilisées sont de type « racetrack » et ont été bobinées au LBNL. Elles sont constituées de deux couches de câble en Nb_3Sn bobinées autour d'une pièce en fer appelée **pôle**. Elles sont ensuite maintenues mécaniquement par une pièce de maintien en forme de fer à cheval appelée « horseshoe » en acier inoxydable et par des cales d'extrémités également en acier inoxydable (figure III-2). L'ensemble « bobine + pôle + horseshoe + cale d'extrémité » est désigné par le nom SC (« Subscale Coil », c'est-à-dire, bobine à échelle réduite). Les deux bobines que nous considérons ici sont SC01 et SC02. Les caractéristiques du brin constituant SC01 et SC02 figurent dans le tableau III-1 et le tableau III-2 résume les paramètres du conducteur. La courbe critique du câble de SC01 et SC02 est représentée figure III-1.

<i>Diamètre du brin</i>	0,7 mm
<i>Rapport cuivre sur non cuivre</i>	0,8
<i>RRR</i>	37
<i>Courant critique</i>	2200 A/mm ² à 11,882T

TAB. III-1 – Caractéristiques du brin supraconducteur constituant le câble de SC01 et SC02

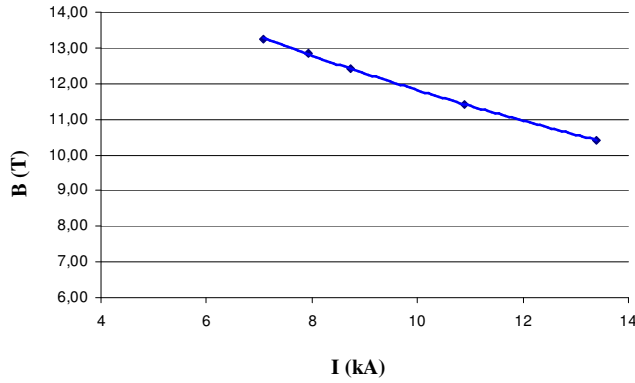


FIG. III-1 – Courbe critique du conducteur constituant SC01 et SC02

<i>Nombre de brins par câble N_{brin}</i>	20
<i>Largeur du conducteur nu L_{cond}</i>	7,793 mm
<i>Épaisseur du câble nu e_p</i>	1,275 mm
<i>Épaisseur de l'isolation</i>	0,1 mm par face
<i>Courant d'échantillon court</i>	9871 A
<i>Induction au courant d'échantillon court</i>	11,882 T
<i>Pas de torsade du brin</i>	54.88 mm

TAB. III-2 – Caractéristiques du câble supraconducteur constituant SC01 et SC02

<i>Nombre de couches par bobine</i>	2
<i>Nombre de tours par couche</i>	20
<i>Largeur du pôle en fer</i>	37,2 mm
<i>Longueur de la partie droite d'une racetrack</i>	152,4 mm
<i>Longueur totale de la racetrack L_{bob}</i>	304,8 mm
<i>Épaisseur de la racetrack e_{SC}</i>	16 mm

TAB. III-3 – Caractéristiques géométriques de SC01 et SC02

<i>E_{Young} à 293K</i>	30 GPa
<i>E_{Young} à 4,2K</i>	42 GPa
<i>α_{th} à 293K</i>	3,9 mm/m
<i>$\nu_{Poisson}$</i>	0,3

TAB. III-4 – Caractéristiques mécaniques SC01 et SC02

Les propriétés mécaniques figurent dans le tableau III-4 alors que le tableau III-3 recense les caractéristiques géométriques des bobines.

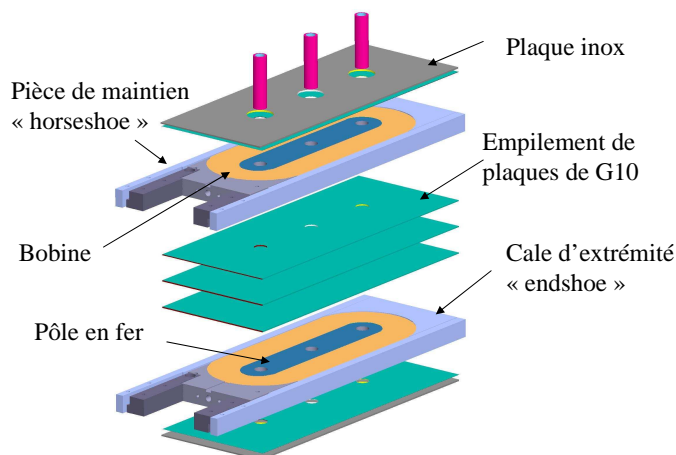


FIG. III-2 – Vue éclatée de SC01 et SC02

1.2 Dimensionnement 2D du système

1.2.1 Dimensionnement magnétique

1.2.1.1 Calcul magnétique 2D en l'absence de circuit magnétique

Afin d'avoir un ordre de grandeur de l'induction créée par les deux bobines racetracks SC01 et SC02, nous réalisons d'abord une simulation magnétique 2D avec le logiciel ROXIE. Le conducteur est défini à partir des données des tableaux III-1 et III-2. La position des bobines est fondée sur les données du tableau III-3. Toutes les pièces mécaniques constituant SC01 et SC02 sont amagnétiques à l'exception du pôle central en fer doux. Le courant d'échantillon court de l'empilement de SC01 et de SC02 est d'environ 10 kA. Chaque bobine est constituée de deux couches de conducteur. Chaque couche de conducteur est modélisée séparément. De plus, étant donnée la symétrie du dispositif, seul un quart de l'aimant est modélisé. Lors du calcul magnétique, une droite de charge est ainsi générée pour chaque couche de conducteur. Ces deux droites sont représentées sur la figure III-3. Le courant de quench est atteint dans la couche 1 du bobinage à savoir celle qui est la plus proche du plan médian horizontal. La répartition de l'induction sur un quart de bobine est représentée sur la figure III-4. L'induction maximale sur le conducteur est égale à 11,7T et se trouve dans la couche la plus proche du plan médian.

Cette simulation ne nous donne qu'un ordre de grandeur de l'induction que l'on pourra atteindre avec SD. D'une part, l'ajout d'un circuit magnétique autour des bobines va permettre d'augmenter l'induction. D'autre part, étant donnée la taille réduite des bobines, la contribution des têtes de bobines sur l'induction dans la partie droite de l'aimant n'est pas négligeable. L'étude 3D s'avèrera donc très importante.

1.2.1.2 Dimensionnement du circuit magnétique

1.2.1.2.1 Les critères mécaniques auxquels le circuit magnétique doit répondre

Le circuit magnétique est un élément à part entière du dispositif magnétique. En outre, le choix

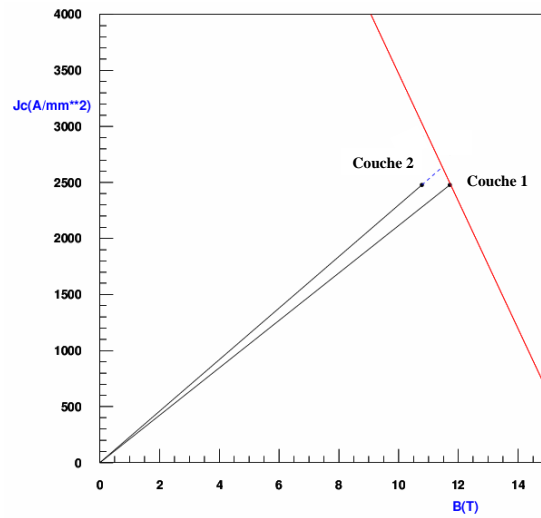


FIG. III-3 – Droite de charge des couches 1 et 2 de SC01 ou de SC02

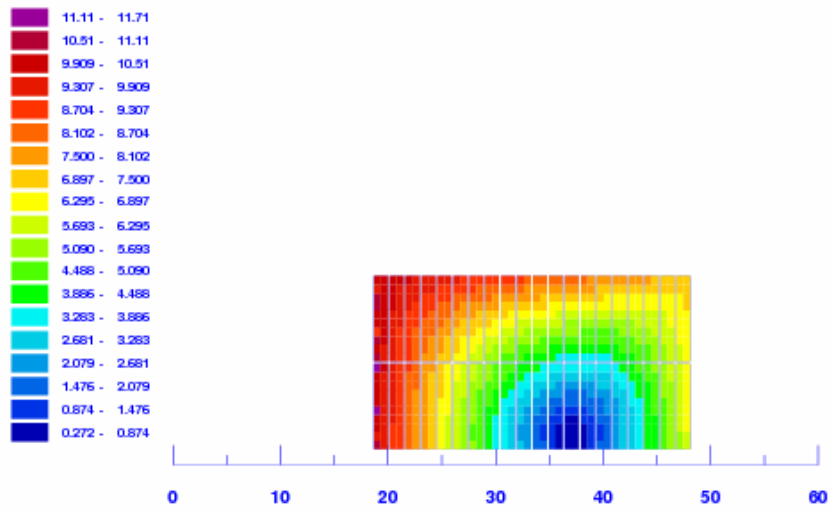


FIG. III-4 – Répartition du module de l'induction magnétique sur un quart de l'aimant en teslas

de sa forme ne peut pas être découplé de l'aspect mécanique et de l'assemblage.

Nous avons introduit précédemment les solutions adoptées pour concevoir SD et SCC. La précontrainte latérale est appliquée sur la bobine au moyen de « bladders » gonflés avec de l'eau sous pression. Ils sont ensuite remplacés par des clavettes (« keys »). La précontrainte appliquée sur la bobine devant être la plus homogène possible, il existe donc une pièce intermédiaire appelée **mors** dont un côté est en contact avec la pièce de maintien « horseshoe » et l'autre côté en contact avec les « bladders » puis les clavettes. Le mors peut être fabriqué dans un matériau magnétique, il fait alors partie du circuit magnétique de l'aimant.

Selon la configuration magnétique considérée, la précontrainte à appliquer diffère. Il s'agit d'être capable d'appliquer une précontrainte verticale, sur le petit côté du conducteur en mode « common-coil », ou une précontrainte horizontale, c'est-à-dire sur le grand côté du conducteur en mode dipolaire. La structure mécanique doit donc contenir deux types de mors : les **mors horizontaux** qui permettront d'appliquer la précontrainte horizontale et les **mors verticaux** qui permettront d'appliquer une précontrainte verticale. Lors de l'assemblage, les bobines et les mors forment un ensemble solidaire mécaniquement appelé **paquet bobine** (figure III-5).

A cette première partie du circuit magnétique s'ajoute la culasse. Elle est composée de deux demi cylindres. La fente entre les deux demi cylindres est positionnée de façon à accroître la précontrainte lors de la mise en froid. En effet, comme le tube extérieur est constitué d'un matériau dont le rétreint thermique est plus grand que celui du fer, son rétrécissement lors de la mise en froid accentue la précontrainte sur le bobinage. La position de la fente est donc capitale selon le mode de fonctionnement considéré. Ainsi, dans le mode dipolaire, la fente est verticale afin de renforcer la précontrainte horizontale et dans le mode « common-coil », la fente est horizontale de façon à renforcer la précontrainte verticale. Modifier l'emplacement de la fente implique donc que l'on peut tourner le paquet bobine à l'intérieur de la culasse. L'ouverture ainsi que le paquet bobine doivent donc être carrés.

Suite à ces différentes considérations, nous pouvons donc schématiser le circuit magnétique comme représenté sur la figure III-5. Notons que SD devrait être testé dans un cryostat de diamètre intérieur de 813 mm. Le diamètre extérieur de la culasse étant égal à 406 mm, et étant donné l'ordre de grandeur de l'épaisseur du tube aluminium envisagé, il n'existe pas de limitation pour son dimensionnement. Enfin, comme le tube est amagnétique, son épaisseur n'affecte en rien le calcul magnétique. Il sera donc dimensionné par la suite.

Les grandes orientations du dispositif ont donc été choisies. Notre objectif principal étant de contribuer à la compréhension de l'influence de la précontrainte sur un dispositif dipolaire, notre étude va désormais se concentrer sur la configuration dipolaire « Subscale Dipole ». Il s'agit donc maintenant de déterminer le comportement magnétique de l'ensemble puis de terminer le dimensionnement mécanique.

1.2.1.2.2 Calculs magnétiques 2D de SD

Le calcul magnétique est réalisé à l'aide du logiciel ANSYS. Le maillage de l'ensemble est représenté figure III-6. Notons qu'au centre du mors vertical se trouve un trou qui correspond à l'emplacement d'un tirant composant le système de reprise des efforts longitudinaux qui sera détaillé par la suite.

Le calcul est réalisé pour un courant de 8500 A, ce qui équivaut à une densité volumique de

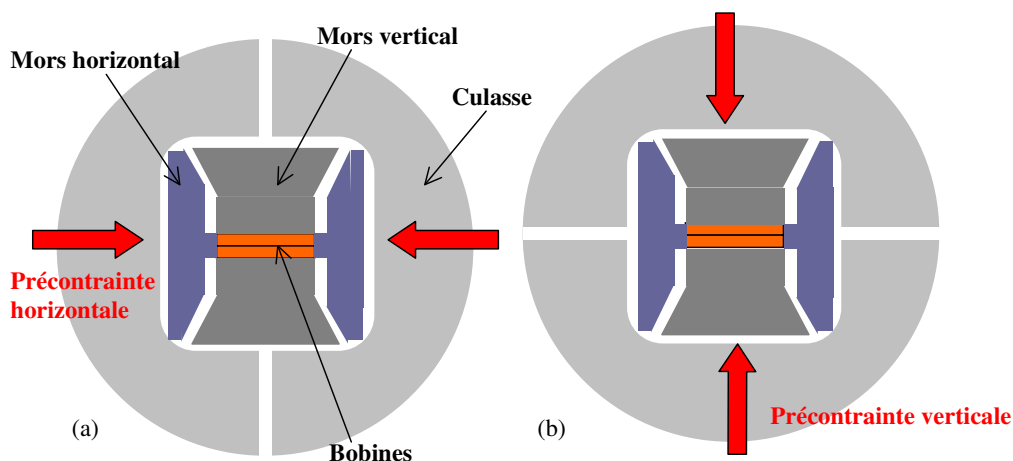


FIG. III-5 – circuit magnétique (a) mode dipolaire (b) mode « common-coil »

courant de 700 A/mm^2 . Les résultats du calcul magnétique figurent dans le tableau III-5. Nous constatons qu'une induction de l'ordre de 11 T peut être envisagée sur le conducteur et que la répartition des forces de Laplace correspond bien à une répartition de forces dans un dipôle à savoir une composante horizontale qui tend ici à décoller la bobine du pôle central et une composante verticale qui tend à rapprocher les deux pôles magnétiques de l'aimant. Ce calcul 2D permet d'appréhender les ordres de grandeurs mis en jeu dans cette structure. Il faut néanmoins attendre le modèle 3D pour définir exactement la valeur d'induction produite ainsi que la valeur des forces de Laplace.

<i>Courant</i>	8500 A
<i>Densité moyenne de courant</i>	700 A/mm^2
<i>Induction maximale dans le conducteur</i>	11,276 T
<i>Induction au centre de l'aimant</i>	10,88 T
<i>Composante horizontale de la force de Laplace F_{Lx} par racetrack</i>	1,32 MN/m
<i>Composante verticale de la force de Laplace F_{Ly}</i>	0,86 MN/m

TAB. III-5 – Résultats du calcul magnétique ANSYS

Maintenant que nous disposons en 2D de la valeur des efforts de Laplace mis en jeu, nous pouvons nous intéresser à la modélisation mécanique 2D du dispositif.

1.2.2 Dimensionnement mécanique 2D du « Subscale Dipole »

Dans cette partie, nous nous intéressons au comportement mécanique de l'ensemble SD dans le but de déterminer l'épaisseur du tube extérieur. Dans un premier temps, nous allons considérer le comportement du dispositif à chaud lors de l'application de la précontrainte au moyen des « bladders ». Pour cela, nous allons vérifier, pour une épaisseur de tube arbitraire, la cohérence des grandeurs mécaniques obtenues au cours de la modélisation et ainsi valider le modèle. Dans un second temps, la modélisation de la mise en froid du système et de l'excitation devrait nous permettre de déterminer l'épaisseur du tube adaptée à SD.

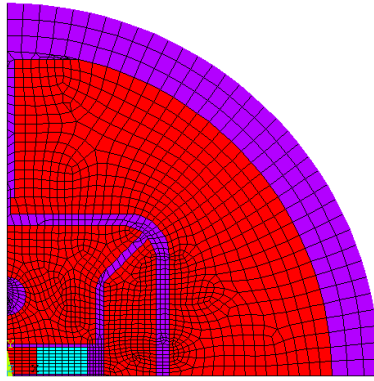


FIG. III-6 – Maillage de l'ensemble SD pour le calcul magnétique (ANSYS)

1.2.2.1 Description du modèle

La structure autour des bobines est constituée des mors, de la culasse, du tube extérieur ainsi que des clavettes qui viennent remplacer les « bladders » lors de l'assemblage. Il existe des **clavettes horizontales** qui maintiennent la précontrainte horizontale dans le cas dipolaire et des **clavettes verticales** qui maintiennent la précontrainte verticale dans le mode « common-coil ». Elles sont en contact avec d'une part la culasse et d'autre part le mors. Quelque soit le mode de fonctionnement, les deux types de clavettes sont présentes. Alors que les unes associées à des feuillets appliquent la précontrainte dans une direction, les autres assurent le positionnement du paquet bobine dans la culasse dans la direction perpendiculaire. Dans le cas de SD, les clavettes verticales n'ont donc qu'un rôle de positionnement. Seules les clavettes horizontales ont un rôle dans l'application de la précontrainte latérale. Dans l'ensemble de la structure, la précontrainte est imposée par 4 « bladders », soit un « bladder » par quadrant. Les caractéristiques des « bladders » utilisés dans les aimants à échelle réduite figurent dans le tableau III-6 ainsi que les notations utilisées par la suite.

Grandeur	Notation	Valeur
Largeur d'un bladder	L_{blad}	54 mm
Longueur d'un bladder	Z_{blad}	304,8 mm
Demi longueur d'un bladder	Z_{dblad}	152,4 mm
Pression dans un bladder	P_{blad}	MPa

TAB. III-6 – Caractéristiques des « bladders » utilisés dans les aimants à échelle réduite et notations

La modélisation par éléments finis de l'ensemble SD est réalisée à l'aide du logiciel ANSYS. Pour des raisons de symétrie, un quart de la structure est modélisé. Les contacts entre les différentes pièces sont sans frottement. Le maillage est représenté sur la figure III-7. Dans un premier temps, la cohérence des différentes grandeurs mécaniques doit être vérifiée afin de valider la modélisation du système. L'épaisseur du tube est fixée arbitrairement à 20 mm. Les différents matériaux utilisés dans le modèle et susceptibles de supporter les sollicitations mécaniques du système sont recensés dans le tableau III-7. En ce qui concerne les propriétés mécaniques des bobines, on se réfère au tableau III-3.

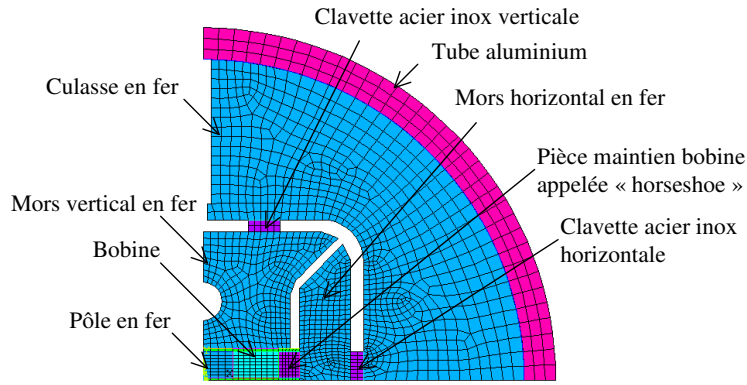


FIG. III-7 – Maillage de l'ensemble SD (ANSYS)

Etant donné les faibles déformations du dispositif, nous utiliserons les « microdéformations » pour les quantifier. Ainsi, une déformation de $N\%$ sera notée $N 10^6 \mu\epsilon$. Une déformation de $0,1 \%$ sera donc égale à une déformation de $1000 \mu\epsilon$.

Nom	Désignation	E_{Young}	E_{Young}	\mathcal{R}_e	\mathcal{R}_e	$\nu_{Poisson}$	α_{th}
		293K GPa	4,2K GPa	293K MPa	4,2K MPa		
Acier inoxydable	304L	205	215	210	448	0,3	2,9
Acier	XC10	205	215	305	700	0,3	2,1
Aluminium	7075-T6	70	81,6	505	> 505	0,3	4,2

TAB. III-7 – Propriétés mécaniques des matériaux utilisés

La précontrainte doit être appliquée horizontalement. La première étape du calcul consiste donc à la modéliser. Notons qu'il ne s'agit pas de modéliser l'assemblage et donc le gonflage des bladders, mais de simuler la déformation des différentes pièces mécaniques une fois les clavettes insérées. Pour cela, les clavettes sont modélisées entre le mors et la culasse. Un intervalle en microns, appelé « interference » dans ANSYS, est alors imposé entre la clavette et la culasse afin de simuler l'introduction d'un feuillet. Dans ce qui suit, nous appellerons cet intervalle, **intervalle culasse-clavette** et nous le noterons *Interf*. Par ailleurs, une équivalence peut être faite entre l'intervalle de précontrainte et la pression P_{blad} conduisant à la même précontrainte.

Lorsqu'on impose un intervalle culasse-clavette entre la clavette horizontale et le mors horizontal, cela revient à appliquer un déplacement à la bobine. On applique également un déplacement à la culasse et donc au tube extérieur. Aucun effort n'est dissipé dans les frottements. Par conséquent, la contrainte horizontale sur la zone de contact entre la bobine et la pièce « horseshoe » $\sigma_{X moy (bob h)}$ ainsi que la contrainte azimutale moyenne dans le plan $x = 0$ du tube $\sigma_{\theta moy tube x=0}$ (figure III-8) doivent varier linéairement avec la valeur de l'intervalle culasse-clavette appliqué. Ces deux conditions sont bien vérifiées comme on peut le constater d'après les graphiques de la figure III-9.

Par ailleurs, du fait de l'absence de frottements, si e_{SC} est l'épaisseur de la bobine et e_{tube} l'épaisseur du tube (figure III-8), la relation III-1 est validée.

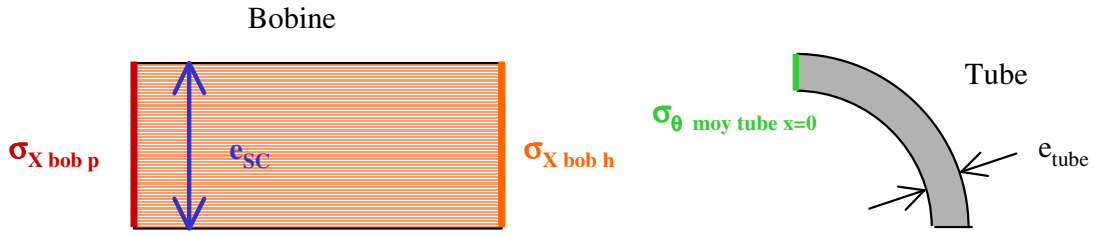


FIG. III-8 – Définition des grandeurs utilisées

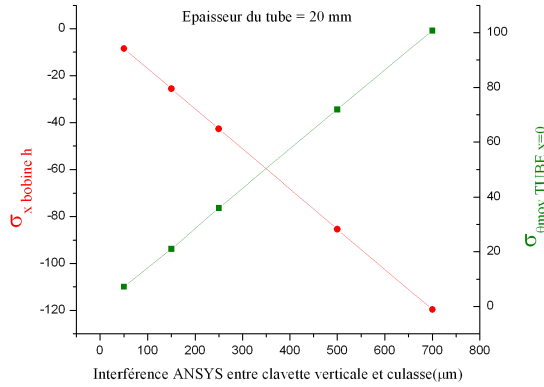


FIG. III-9 – Variation de la contrainte moyenne dans le tube et sur la bobine en fonction de l'intervalle culasse-clavette

$$|\sigma_{X \text{ moy } (bob h)}| e_{SC} = |\sigma_{\theta \text{ (moy TUBE } x=0)}| e_{tube} \quad (\text{III-1})$$

Enfin, bien que ce soit les clavettes et non les bladders qui soient modélisés, la valeur de la pression équivalente à mettre dans les bladders pour atteindre ce niveau de précontrainte peut être estimée par la formule III-2 :

$$P_{blad} L_{Blad} = |\sigma_{X \text{ moy } (bob h)}| e_{SC} = |\sigma_{\theta \text{ (moy TUBE } x=0)}| e_{tube} \quad (\text{III-2})$$

A chaud, les grandeurs mécaniques calculées sont cohérentes. Intéressons nous désormais à la modélisation 2D de la mise en froid et de l'excitation afin de dimensionner l'épaisseur du tube extérieur.

1.2.2.2 Détermination de l'épaisseur du tube

1.2.2.2.1 Gain en précontrainte lors de la mise en froid

Dans ce type de structure, la précontrainte est renforcée lors de la mise en froid par la différence de rétreint thermique entre le tube extérieur et les autres pièces constitutives de l'ensemble. Afin de quantifier la contribution de la mise en froid à la précontrainte sur la bobine, nous imposons un intervalle culasse-clavette nul entre la clavette horizontale et le mors horizontal dans le modèle, ce qui est équivalent à $P_{blad} = 0$. Le graphique de la figure III-10 représente la valeur de la contrainte sur la bobine côté pôle et côté « horseshoe » après mise en froid en fonction de l'épaisseur du tube extérieur. On vérifie ainsi que plus le tube est épais, plus la précontrainte ajoutée sur la bobine lors de la mise en froid est grande. Cela est logique puisque si on appelle $|\Delta\sigma_{\theta \text{ tube } f}|$ l'élévation de contrainte dans le tube au cours de la mise en froid et $|\Delta\sigma_{X \text{ bob } f}|$ l'accroissement de contrainte sur la bobine au cours de la mise en froid, ces deux grandeurs sont reliées par la relation III-3.

Dans ce cas, selon l'épaisseur du tube considéré (de 10 à 40 mm), la précontrainte apportée par la mise en froid peut varier de 70 et 170 MPa .

$$|\Delta\sigma_{X\text{ bob }f}| e_{SC} \approx |\Delta\sigma_{\theta\text{ tube }f}| e_{tube} \quad (\text{III-3})$$

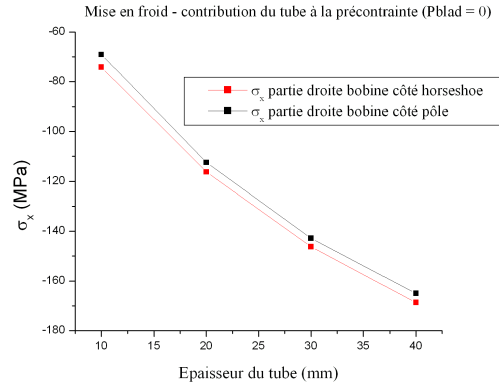


FIG. III-10 – *Mise en froid : variation des contraintes dans la bobine en fonction de l'épaisseur du tube en l'absence de précontrainte latérale $P_{blad} = 0$*

1.2.2.2 Effet des forces de Laplace sur les contraintes au sein de la bobine

Les graphiques des figures III-11 et III-12 représentent la variation de la contrainte dans les bobines côté pôle et côté « horseshoe » après précontrainte, mise en froid et excitation avec $P_{blad} = 0$ MPa et $P_{blad} = 60$ MPa (qui est la pression maximale à laquelle les bladders peuvent être gonflés sans danger).

Lorsque $e_{tube} = 10\text{ mm}$ la précontrainte apportée lors de la mise en froid n'est pas suffisante pour assurer la compression de la bobine lors de l'excitation. Un tube de 10 mm d'épaisseur permettrait donc de couvrir une plage de contrainte dans la bobine allant de 0 à -190 MPa.

De la même façon, un tube de 40 mm d'épaisseur couvrirait une plage de contraintes dans la bobine côté pôle allant de -95 MPa à -320 MPa.

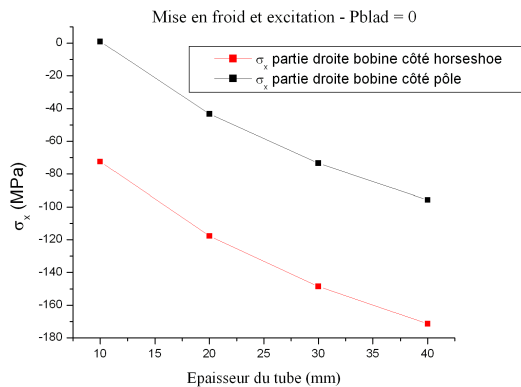


FIG. III-11 – *Variation des contraintes dans la bobine en fonction de l'épaisseur du tube sans précontrainte latérale $P_{blad} = 0\text{ MPa}$*

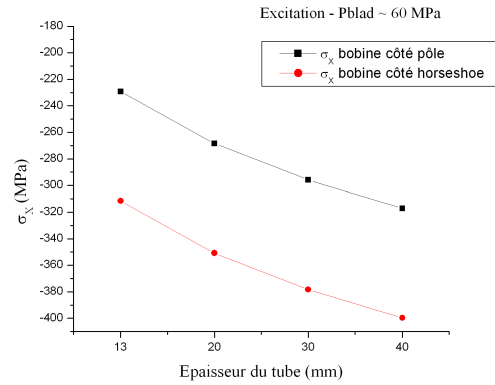


FIG. III-12 – Variation des contraintes dans la bobine en fonction de l'épaisseur du tube avec $P_{blad} = 60 \text{ MPa}$

Dans le cadre de notre problématique, ce sont les comportements « extrêmes » qui nous intéressent, à savoir le cas dans lequel la bobine est soumise à très peu de précontrainte et le cas où au contraire, elle est soumise à beaucoup de précontrainte dans le but de tester sa limite mécanique. Dans le cas d'un tube assez fin, la plage de contrainte disponible est suffisamment large pour couvrir une grande gamme de tests. Ainsi, pour un intervalle culasse-clavette nul, équivalent à $P_{blad} = 0$, la compression de la bobine sur le pôle lors de l'excitation n'est pas assurée. Les tests à faible précontrainte peuvent donc être menés avec ce type de dispositif. Par ailleurs, lorsque les bladders sont gonflés à 60 MPa, la bobine reste en compression avec des contraintes atteignant sur le pôle -190 MPa. Cette approche 2D du problème sans frottement nous permet de conclure, qu'un tube d'épaisseur 10 mm satisfait les deux objectifs initialement recherchés à savoir la possibilité de tester l'ensemble à fortes et faibles précontraintes. Néanmoins, la sollicitation mécanique à laquelle le tube devra faire face pour de fortes précontraintes nous incite à choisir un tube légèrement plus épais. L'épaisseur du tube est donc fixée à $e_{tube} = 13 \text{ mm}$.

1.2.2.3 Validation de la structure en 2D pour $e_{tube} = 13 \text{ mm}$

Dans cette partie, nous souhaitons vérifier par l'analyse mécanique en 2D que tous les éléments du système se comportent de façon satisfaisante et sont soumis à des contraintes admissibles dans le cas où e_{tube} est égal à 13 mm. Pour éprouver le système, nous nous plaçons dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire dans le cas où le système est le plus contraint, lorsque $P_{blad} = 60 \text{ MPa}$. Afin de vérifier que les différents éléments restent dans le domaine élastique, nous allons considérer deux critères de résistance différents. Lorsque les matériaux sont ductiles, on utilisera le **critère de Von Mises** qui stipule que le solide reste dans le domaine élastique tant que la contrainte tangentielle octaédrique est inférieure à la limite d'élasticité du matériau (listée dans III-7). Pour les matériaux fragiles, on utilisera le **critère de Rankine** (ou critère de la contrainte principale maximale) qui assure que le domaine reste dans le domaine élastique tant que la contrainte principale maximale est inférieure à la limite d'élasticité du matériau en traction ou en compression.

1.2.2.3.1 Application de la précontrainte à chaud : résultats des simulations

A température ambiante, tous les matériaux utilisés dans la structure mécanique sont ductiles. Le critère de Von Mises est donc utilisé pour tous les éléments de la structure. Les contraintes sur la bobine, aussi bien côté « horseshoe » que côté pôle sont recensées. Par ailleurs, dans le modèle

ANSYS, au niveau des éléments contact entre les pièces, la pression appliquée d'une pièce sur l'autre est calculée ainsi que la distance qui peut éventuellement les séparer (dans le cas d'une séparation entre la bobine et le pôle par exemple). Nous vérifions que la pression calculée sur le contact bobine/« horseshoe » ou bobine/pôle est du même ordre de grandeur que la contrainte horizontale moyenne à la surface de la bobine côté « horseshoe » ($\sigma_{X moy (bob h)}$) ou côté pôle ($\sigma_{X moy (bob p)}$). Notons que la valeur donnée par le contact est positive car il s'agit de la pression exercée par le pôle ou la pièce « horseshoe » sur la bobine alors que les valeurs de $\sigma_{X moy (bob p)}$ et $\sigma_{X moy (bob h)}$ correspondent à des valeurs de contraintes en compression et sont donc négatives. Ces différentes grandeurs figurent dans le tableau III-8.

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	402
	Force (MN/m)	3,17
	contrainte $\sigma_{\theta (moy TUBE x=0)}$	244,8
	Limite du critère	505
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	190
	Pression maximale (MPa)	194
Bobine	$\sigma_{X moy (bob p)}$	-191
Contact horseshoe/bobine	Pression minimale (MPa)	186
	Pression maximale (MPa)	205
Bobine	$\sigma_{X moy (bob h)}$	192
Pièces en acier	contrainte de Von Mises $\sigma_{fer VM}$ (MPa)	276
	Limite du critère	305

TAB. III-8 – Application de la précontrainte à chaud : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 2D

En ce qui concerne les éléments en acier (pôle, mors vertical, mors horizontal et culasse) et en aluminium (tube), tous les critères sont vérifiés.

1.2.2.3.2 Mise en froid : résultats des simulations

A température cryogénique, le fer devient fragile. Le critère de Rankine est utilisé : la première contrainte principale doit restée inférieure à la limite en traction. Le critère de Von Mises est utilisé pour l'aluminium qui reste ductile à froid. Les résultats sont présentés dans le tableau III-9.

Le critère de Rankine est vérifié. Néanmoins, le tube en aluminium est très fortement sollicité et atteint sa limite élastique en traction. Par conséquent, bien que le dispositif puisse couvrir en théorie une grande plage de contrainte, nous pouvons en conclure que l'épaisseur du tube est un facteur limitant. Il s'avère donc que les bladders ne pourront pas être utilisés à leur pression maximale sous peine d'endommager le tube extérieur. L'exploration des très fortes précontraintes devraient donc passer par l'utilisation d'un tube de plus grande épaisseur. Cette conclusion devra être vérifiée par la modélisation 3D du système.

1.2.2.3.3 Excitation : résultats des simulations

La dernière étape consiste à simuler le comportement de la structure mécanique sous l'effet des forces de Laplace. Les éléments en acier sont évalués en fonction du critère de Rankine, et le tube en fonction du critère de Von Mises. Les résultats sont détaillés dans le tableau III-10

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	585
	Force (MN/m)	5,11
	contrainte σ_{θ} (<i>moy TUBE x=0</i>)	394,7
	Limite du critère	≥ 505
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	290
	Pression maximale (MPa)	311
Bobine	σ_X moy (<i>bob p</i>)	-306
Contact horseshoe/bobine	Pression minimale (MPa)	297
	Pression maximale (MPa)	323
Bobine	σ_X moy (<i>bob p</i>)	-309
Pièces en fer	Première contrainte principale σ_1 (MPa)	160
	Limite du critère	700

TAB. III-9 – Mise en froid : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 2D

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	592
	Force (MN/m)	5,16
	contrainte σ_{θ} (<i>moy TUBE x=0</i>)	398,15
	Limite du critère	≥ 505
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	205
	Pression maximale (MPa)	236
Bobine	σ_X moy (<i>bob p</i>)	-229
Contact horseshoe/bobine	Pression minimale (MPa)	300
	Pression maximale (MPa)	321
Bobine	σ_X moy (<i>bob p</i>)	-311
Pièces en acier	Première contrainte principale σ_1 (MPa)	160
	Limite du critère	700

TAB. III-10 – Excitation : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 2D

De la même façon que précédemment, les contraintes et pressions dans les bobines sont en accord, le critère de Rankine est vérifié pour les pièces en fer contrairement à celui de Von Mises pour le tube en aluminium. Cette très forte contrainte menace l'intégrité du système et confirme à ce stade de l'étude que les « bladders » gonflés à 60 MPa ne pourront pas être utilisés avec un tube aussi peu épais. Enfin, la contrainte azimutale au sein du tube reste constante lors de l'excitation, ce qui est en accord avec le principe des « keys and bladders » lorsque la précontrainte appliquée aux bobines est suffisante.

Suite à cette étude en 2D, il apparaît que SD puisse répondre aux objectifs fixés initialement en produisant une induction de l'ordre de 12 T et en permettant une plage de variation de la précontrainte étendue. D'un point de vue magnétique, une étude du circuit magnétique 3D est maintenant nécessaire. En ce qui concerne l'aspect mécanique, la validation du dispositif avant fabrication doit passer par un modèle 3D complet. C'est ce que nous proposons de réaliser dans la partie suivante.

1.3 Dimensionnement magnétique 3D du système

1.3.1 Aimant de référence SDCM0

Etant donnée la taille des bobines, l'étude 3D est capitale. Le point de départ du dimensionnement magnétique 3D est l'aimant de référence SDCM0 constitué uniquement de SC01 et de SC02, c'est-à-dire des bobines et de leur pôle en fer. Les calculs sont réalisés à l'aide du module TOSCA de OPERA3D. Alors que les bobines sont modélisées entièrement, les matériaux magnétiques sont modélisés en fonction des symétries qu'ils présentent. Dans le cas qui nous intéresse, le système est symétrique par rapport aux plans Oxy , Oxz et Oyz . On modélise donc un huitième du système dans le repère (O, x, y, z) . L'ensemble du modèle est compris longitudinalement entre $z = 0$ et $z = L_{d\text{bob}} = 152,4\text{mm}$. La courbe d'aimantation utilisée est représentée sur la figure III-13.

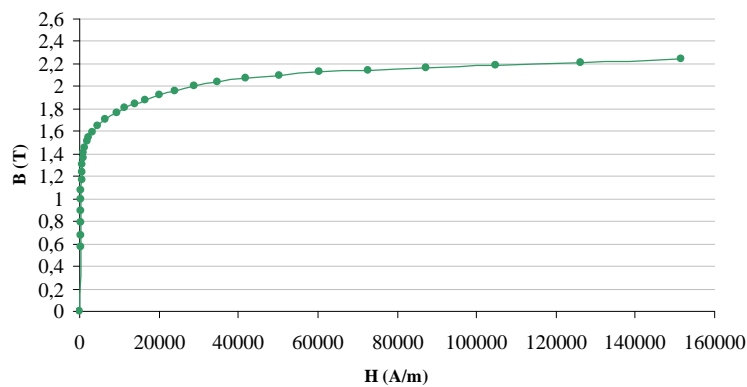


FIG. III-13 – Courbe d'aimantation du fer doux utilisée dans OPERA3D

Les conditions aux limites permettent ensuite de procéder à la résolution. Ainsi, sur le plan $y = 0$, qui est plan de symétrie de la distribution de courant, les conditions de Dirichlet sont imposées. Par ailleurs, sur les plans $x = 0$ et $z = 0$, qui sont plan d'antisymétrie de la distribution de courant, les conditions de Neumann sont imposées (figure III-14). Contrairement au logiciel ROXIE, le logiciel OPERA ne prend pas en compte la composition du conducteur et les caractéristiques du supraconducteur. La donnée d'entrée est donc une densité moyenne de courant sur l'ensemble des

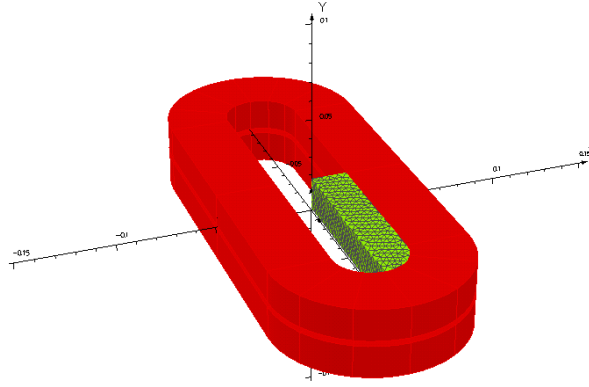


FIG. III-14 – Représentation de SDCM0 sous OPERA3D - bobine et maillage d'un quart de pôle

conducteurs. Le calcul de cette densité de courant moyenne est fondée sur les caractéristiques du conducteur détaillées dans les tableaux III-1, III-2 et III-3.

La droite de charge de SDCM0 est représentée sur le graphique de la figure III-15. Dans cette configuration, l'aimant atteint ses performances sur échantillon court pour un courant de l'ordre de 9000 A. Les valeurs des inductions atteintes sont recensées dans le tableau III-11 et la figure III-16 représente la répartition du module de l'induction sur les deux racetracks.

Courant I_{ec}	9000 A
Densité de courant équivalente J_{eq}	771,7 A/mm ²
Position de B_{max}	tête de bobine
Induction maximale dans le conducteur B_{max}	12,2 T
Induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$	11 T
Induction au centre de la partie droite B_{cpdte}	9,5 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{cpdte}$	2,7 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpdte}$	1,2 T
Induction au centre de l'aimant B_0	9,6 T
Valeur de F_{Lx} pour un quart de bobine	103,6 kN
Valeur de F_{Ly} pour un quart de bobine	-129 kN
Valeur de F_{Lz} par tête	77,4 kN

TAB. III-11 – Résultats du calcul magnétique OPERA de SDCM0

Nous vérifions que, s'agissant d'une configuration dipolaire, l'induction maximale est localisée dans les têtes. L'écart entre l'induction dans les têtes et l'induction dans la partie droite est quantifiée par deux grandeurs :

- ΔB_{min} qui correspond à l'écart entre l'induction maximale dans la bobine B_{max} et l'induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$. Dans le cas de SDCM0, $\Delta B_{min} = 1,2 \text{ T}$.
- ΔB_{max} qui correspond à l'écart entre l'induction maximale dans la bobine B_{max} et l'induction au centre de la partie droite B_{cpdte} . Dans le cas de SDCM0, $\Delta B_{max} = 2,7 \text{ T}$.

Ces écarts pourraient poser un problème en ce qui concerne la recherche de la limite mécanique des bobines. En effet, du fait de cette différence d'induction, la partie droite de l'aimant a beaucoup plus de marge que les têtes. Pour arriver à déterminer la limite mécanique du supra-

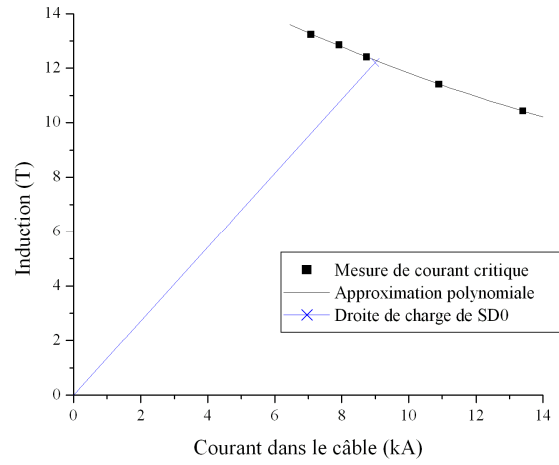


FIG. III-15 – Droite de charge de SDCM0 : induction maximale sur le conducteur en fonction du courant dans le conducteur

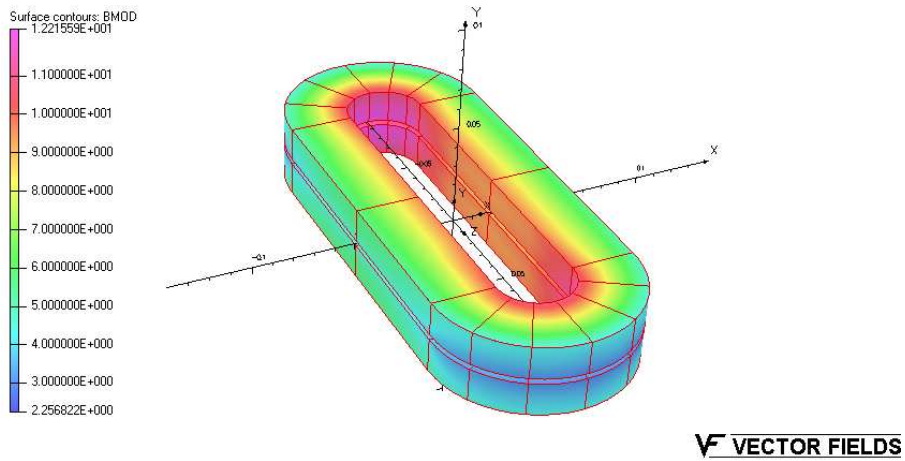


FIG. III-16 – Répartition de l'induction magnétique sur les conducteurs dans SDCM0

conducteur, il faudrait que la marge de fonctionnement du supraconducteur de la partie droite devienne plus faible que la marge de fonctionnement du supraconducteur dans les têtes. Cela est possible si le point d'induction maximale se trouve dans la partie droite ou si le conducteur de la partie droite est fortement dégradé mécaniquement. Mais il est clair que cette deuxième solution risque de « fausser » la recherche de la limite mécanique. Il est donc important de positionner le point d'induction maximale dans la partie droite ou au moins de réduire la différence de marge de fonctionnement entre la tête et la partie droite en réduisant l'écart d'induction. Le circuit magnétique doit donc être dimensionné en ce sens.

1.3.2 Dimensionnement 3D du circuit magnétique

La section droite du circuit magnétique a été dimensionné lors de l'étude 2D. Il faut maintenant déterminer son profil en 3D. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser au cas d'un circuit magnétique directement déduit du circuit magnétique 2D, c'est-à-dire dont toutes les parties sont en fer doux et obtenues par prolongement des éléments du circuit magnétique 2D.

1.3.2.1 Circuit magnétique 3D par prolongement du circuit 2D : SDCM1

Nous considérons donc en premier lieu le cas le plus simple qui est celui où le circuit magnétique est obtenu par prolongement du circuit magnétique 2D. On appelle cet aimant SDCM1 pour « Subscale Dipole Circuit Magnétique 1 ». Il est représenté sur la figure III-17. Avec ce type de structure magnétique, l'induction devrait être renforcée partout dans l'aimant aussi bien dans les têtes que dans la partie droite ou encore au centre. Néanmoins, il est difficile de prédire dans quelle proportion. Les résultats obtenus par le calcul numérique pour cette configuration se trouvent dans le tableau III-12. La droite de charge de cet aimant est représentée sur le graphique de la figure III-21. Le calcul est réalisé pour un courant égal au courant d'échantillon court I_{ec} soit 7800 A.

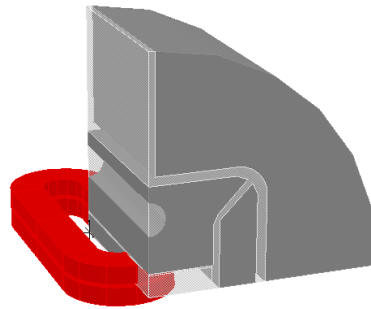


FIG. III-17 – SDCM1 - en gris le circuit magnétique, en translucide l'air

D'après les résultats du calcul numérique présentés dans le tableau III-12, nous vérifions que l'induction est accrue dans toutes les zones de l'aimant, aussi bien au niveau des têtes que des parties droites.

Dans cette configuration, $\Delta B_{max} = 2,11 T$ et $\Delta B_{min} = 0,86 T$. Bien que l'ajout de la culasse et des mors ait homogénéisé légèrement l'induction sur la bobine, la forme du circuit magnétique doit encore être travaillée afin de réduire la valeur de ΔB_{max} . Néanmoins, la fiabilité mécanique du système doit être assurée notamment en ce qui concerne l'application de la précontrainte horizontale. Par conséquent, le mors horizontal doit rester en une seule pièce sur toute la longueur de l'aimant. Il peut être en fer ou en acier inoxydable.

En faisant le choix d'un mors magnétique, l'induction dans la partie droite serait renforcée.

<i>Courant par conducteur I_{ec}</i>	7800 A
<i>Position de B_{max}</i>	tête de bobine
<i>Induction maximale dans le conducteur B_{max}</i>	12,86 T
<i>Induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$</i>	12 T
<i>Induction minimale dans la partie droite $B_{minpdte}$</i>	10.75 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{minpdte}$	2.11 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpdte}$	0.86 T
<i>Induction au centre de l'aimant B_0</i>	11,1 T
<i>Valeur de F_{Lx} pour un quart de bobine</i>	148 kN
<i>Valeur de F_{Ly} pour un quart de bobine</i>	-86,9 kN
<i>Valeur de F_{Lz} par tête</i>	97.2 kN

TAB. III-12 – Résultats du calcul magnétique OPERA pour SDCM1

D'autre part, du fait de l'éloignement des têtes par rapport au mors, l'induction maximale qui se situe sur l'axe longitudinal ne devrait pas augmenter. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous conservons un mors horizontal en fer.

Les degrés de liberté dont nous disposons sont désormais : la longueur du mors vertical en fer et la longueur de la culasse. Rien ne sert de réduire la longueur de la culasse en fer sans modifier la longueur du mors vertical puisque celui-ci écranterait l'influence de la culasse. Nous considérons donc en premier lieu le cas où la culasse reste inchangée et le mors vertical raccourci.

Notons que les différentes configurations du circuit magnétique vont être comparées pour un courant dans les bobines égal au courant d'échantillon court. En effet, le premier objectif du dispositif est d'étudier le comportement des bobines à faible précontrainte. Comme dans cette configuration mécanique, on souhaite atteindre le courant d'échantillon court, cela a un sens de comparer les différents circuits magnétiques pour une courant égal à I_{ec} .

1.3.2.2 Influence de la longueur du mors vertical : SDCM2

Une longueur arbitraire du mors vertical est choisie de façon à estimer l'influence de ce paramètre sur la répartition de l'induction. Un huitième du dispositif est modélisé pour les raisons de symétrie évoquées précédemment. La longueur L_{dmors} du demi mors est fixée à 50,8 mm qui correspond à un sixième de la longueur totale du dispositif. Ce nouvel aimant est appelé SDCM2 et est représenté sur la figure III-18. Les résultats du calcul magnétique sont exposés dans le tableau III-13 pour un courant égal au courant d'échantillon court soit 8700 A. La droite de charge de SDCM2 est tracée sur le graphique de la figure III-21.

D'après le tableau III-13, l'induction dans les têtes B_{max} a été diminuée passant de 12,86 T pour SDCM1 à 12,5 T pour SDCM2, alors que l'induction au centre de la partie droite B_{cpdte} a augmenté passant de 10,75 T dans SDCM1 à 11,5 T dans SDCM2. Par conséquent, la valeur de ΔB_{max} a diminué, passant de 2,1 T à 1 T. Cette observation est cohérente avec le raccourcissement du mors. En effet, si du fer est positionné dans la zone $L_{dbob} \geq z \geq L_{dmors}$, il s'aimante verticalement sous l'effet de l'induction produite par les bobines. Cela a pour effet de renforcer l'induction localement, en l'occurrence ici, au niveau des têtes de bobines. D'autre part, la fermeture des lignes de champ de cette pièce de fer apporte un contribution négative à l'induction de la partie centrale de l'aimant (autour de $z = 0$), ce qui réduit l'induction dans la partie droite. En supprimant une telle zone de fer, l'induction dans les têtes n'est plus renforcée et la contribution négative au niveau de la partie droite est supprimée. C'est bien ce que l'on vérifie ici : B_{max}

<i>Courant I_{ec}</i>	8700 A
<i>Position de B_{max}</i>	tête de bobine
<i>Induction maximale dans le conducteur B_{max}</i>	12,5 T
<i>Induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$</i>	11,7 T
<i>Induction au centre de la partie droite B_{cpdte}</i>	11,5 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{cpdte}$	1 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpdte}$	0.8 T
<i>Induction au centre de l'aimant B_0</i>	11,74 T

TAB. III-13 – Résultats du calcul magnétique OPERA pour SDCM2

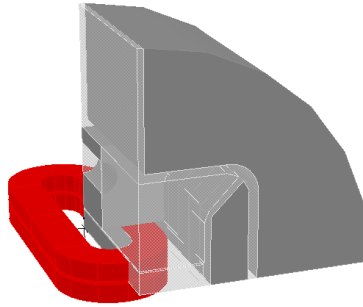


FIG. III-18 – SDCM2 - en gris le circuit magnétique, en translucide l'air

diminue alors que B_{cpdte} augmente. Ce raisonnement est valable pour tous les éléments en fer de la structure, la culasse peut donc également être raccourcie.

1.3.2.3 Raccourcissement de la culasse : SDCM3

Dans cette nouvelle configuration, la culasse est raccourcie et sa longueur est égale à la longueur du mors vertical. Ce nouvel aimant SDCM3 est représenté sur la figure III-19. Les résultats magnétiques obtenus pour un courant égal au courant d'échantillon court sont résumés dans le tableau III-14 et sa droite de charge est représentée sur la figure III-21.

<i>Courant</i>	8700 A
<i>Position de B_{max}</i>	tête de bobine
<i>Induction maximale dans le conducteur B_{max}</i>	12,35T
<i>Induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$</i>	11.6 T
<i>Induction au centre de la partie droite B_{cpdte}</i>	11,35 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{cpdte}$	1 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpdte}$	0.7 T
<i>Induction au centre de l'aimant B_0</i>	11,6 T

TAB. III-14 – Résultats du calcul magnétique OPERA pour SDCM3

Il apparaît que l'induction est réduite uniformément aussi bien dans les têtes que dans la partie droite. Cela vient du fait que la culasse est assez éloignée du dispositif, son influence est donc partiellement écartée par la présence des mors.

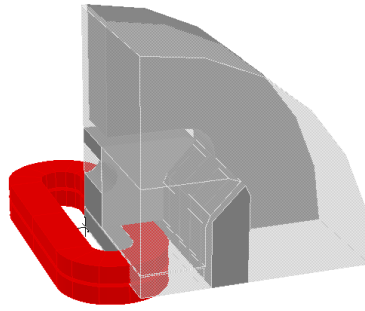


FIG. III-19 – *SDCM3* - en gris le circuit magnétique, en translucide l'air

Nous avons évoqué précédemment le fait que le matériau du mors horizontal au voisinage des têtes avait peu d'influence sur la valeur de l'induction maximale. Nous souhaitons maintenant nous assurer de cette hypothèse, c'est pourquoi on se propose de réaliser un modèle identique à *SDCM3* avec comme seul paramètre modifié : le matériau constituant le mors horizontal.

1.3.2.4 Cas du mors horizontal en acier inoxydable : *SDCM4*

Nous choisissons ici un mors horizontal en acier inoxydable afin de vérifier l'hypothèse selon laquelle le mors horizontal a peu d'effet sur l'induction maximale mais un effet plus marqué sur l'induction de la partie droite de la bobine. Cet aimant *SDCM4* est représenté sur la figure III-20. La droite de charge est tracée sur la figure III-21. Les résultats du calcul magnétique obtenus sont résumés dans le tableau III-15 pour $I = I_{ec} = 8900$ A.

<i>Courant I_{ec}</i>	8900 A
<i>Position de B_{max}</i>	tête de bobine
<i>Induction maximale dans le conducteur B_{max}</i>	12,35 T
<i>Induction maximale dans la partie droite $B_{maxpdte}$</i>	11.45T
<i>Induction au centre de la partie droite B_{cpdte}</i>	11.1 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{cpdte}$	1.25 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpdte}$	0.9 T
<i>Induction au centre de l'aimant B_0</i>	11,41 T

TAB. III-15 – Résultats du calcul magnétique OPERA pour *SDCM4*

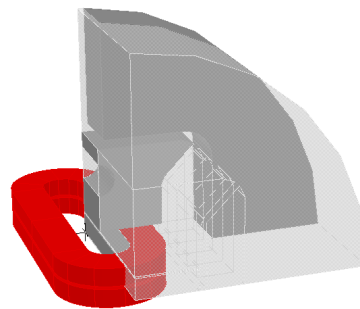


FIG. III-20 – *SDCM4* - en gris le circuit magnétique, en translucide l'air

D'après les résultats obtenus, nous constatons qu'alors que l'induction maximale n'a pas varié, l'induction dans la partie droite de la bobine a diminué de 0,2 T. Notre hypothèse est ainsi vérifiée et nous engage à conserver un mors horizontal en fer.

Suite aux résultats obtenus, nous pouvons conclure que le meilleur moyen d'accroître l'induction dans la partie droite sans accroître celle des têtes est de positionner le fer doux dans la partie centrale du dispositif. Il reste désormais à déterminer la longueur optimale du mors vertical afin de réduire le plus possible ΔB_{max} .

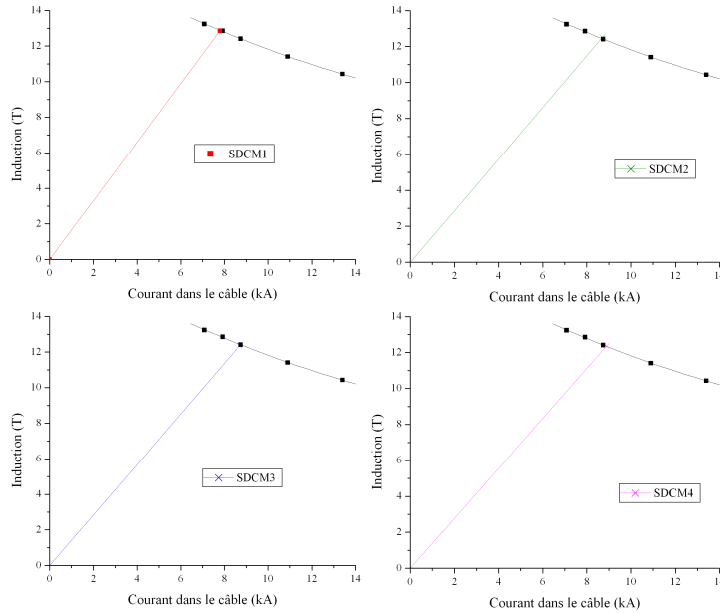


FIG. III-21 – Droite de charges des différents aimant

1.3.3 Finalisation du dimensionnement du circuit magnétique

En nous appuyant sur les résultats obtenus précédemment, nous souhaitons déterminer la longueur du mors vertical qui permet d'obtenir la plus petite différence entre l'induction dans les têtes et l'induction au centre de la partie droite des bobines. Pour cela, nous procédons à une variation paramétrique de la longueur du mors vertical. Notons que dans le temps imparti, la longueur de la culasse n'a pas pu être étudiée en raison du délai de fabrication des premières pièces du dispositif. La partie centrale de la culasse est donc en fer doux et a une épaisseur totale de 101,6 mm. Par conséquent, les calculs de dimensionnement du mors ont été effectués avec une demi culasse en fer doux d'épaisseur 50,8 mm. Cette étude est réalisée pour un courant donné, $I = 8,6$ kA.

Sur la figure III-22 est représentée la variation de ΔB_{max} en fonction de la demi-longueur du mors vertical L_{dmors} . Bien que la variation soit faible, il existe un optimum au voisinage de $L_{dmors} = 55$ mm. C'est donc cette valeur qui est choisie pour l'aimant final SD. Les performances magnétiques de SD sont détaillées dans le tableau III-16. La droite de charge de cet aimant est représenté sur la figure III-23.

Il est toutefois capital de préciser que l'utilisation de matériaux ayant de plus grandes aimantations de saturation (tels que le Fer-Cobalt ou l'Holmium) permettrait de réduire encore

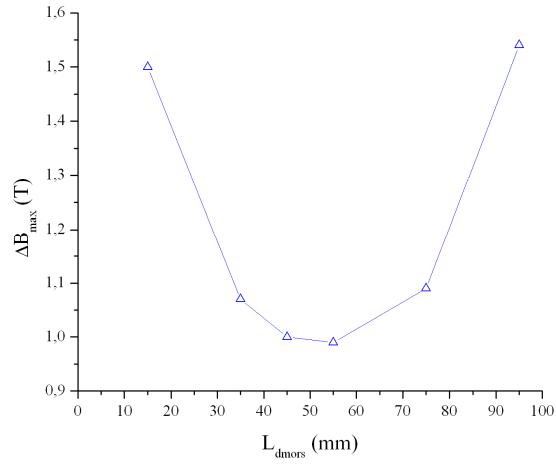


FIG. III-22 – Variation de ΔB_{max} en fonction de la demi longueur du mors en fer

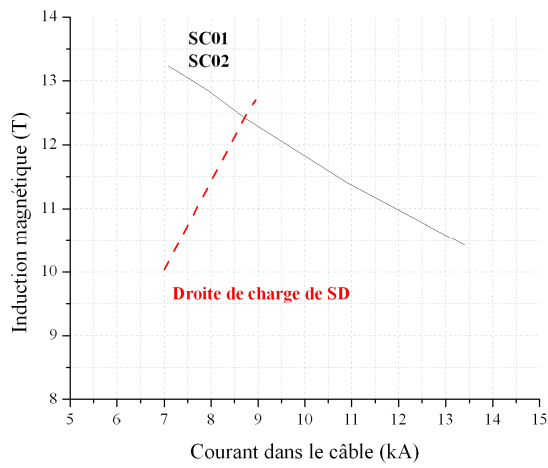


FIG. III-23 – Droite de charge de SD en pointillés rouge issue du calcul magnétique 3D - courbe critique du conducteur en noir

plus ΔB_{max} . De la même façon, un travail plus approfondi d'optimisation de la forme des mors pourrait être mené. Ces différentes options n'ont pas pu être approfondies faute de temps mais des améliorations peuvent tout à fait être prévues en ce sens.

<i>Courant</i>	8750 A
<i>Position de B_{PF}</i>	tête de bobine
<i>Induction maximale dans le conducteur</i>	12,45 T
<i>Induction maximale dans la partie droite B_{maxpde}</i>	11.8T
<i>Induction au centre de la partie droite B_{cpdte}</i>	11.45 T
$\Delta B_{max} = B_{max} - B_{cpdte}$	1 T
$\Delta B_{min} = B_{max} - B_{maxpde}$	0.65 T
<i>Induction au centre de l'aimant B_0</i>	11,68 T
<i>Valeur de F_{Lx} pour un quart de bobine</i>	145,5 kN
<i>Valeur de F_{Ly} pour un quart de bobine</i>	-119 kN
<i>Valeur de F_{Lz} par tête</i>	84,8 kN

TAB. III-16 – Résultats du calcul magnétique OPERA pour SD

1.4 Calculs mécaniques 3D

Nous disposons désormais des valeurs des forces de Laplace. En les intégrant au modèle ANSYS 3D de SD, nous allons pouvoir vérifier que les choix de dimensionnement réalisés en 2D restent valides et les compléter le cas échéant.

1.4.1 Modèle initial SDM1

1.4.1.1 Présentation du modèle

1.4.1.1.1 Passage du 2D au 3D

Nous souhaitons établir un modèle tridimensionnel SDM1 de SD s'appuyant directement sur le dimensionnement 2D réalisé précédemment ainsi que sur les choix de matériaux effectués lors de la modélisation magnétique 3D. Le modèle SDM1 est réalisé avec ANSYS. Il est représenté sur la figure III-24 sans système de reprise d'effort longitudinal. Comme dans le cas du modèle magnétique, nous ne modélisons ici qu'un huitième de SD en raison des symétries qu'il présente. Le centre du repère (O, x, y, z) utilisé correspond au centre de la structure complète. Le modèle occupe donc l'espace $(Ox \geq 0, Oy \geq 0, Oz \geq 0)$. Les matériaux utilisés sont ceux répertoriés dans le tableau III-7.

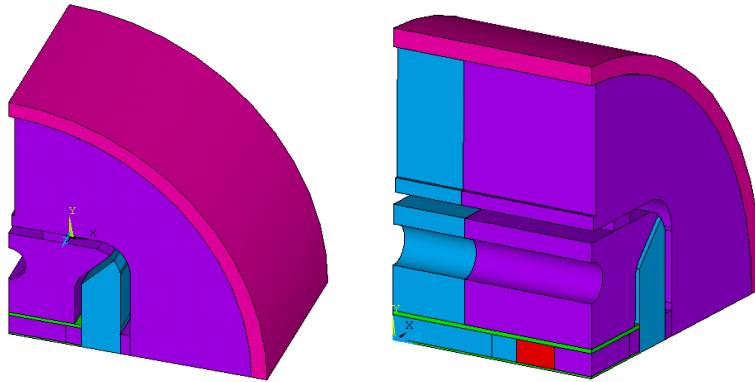


FIG. III-24 – Modèle SDM1 sans système de reprise d'effort longitudinal : en violet les pièces en acier inoxydable, en bleu les pièces en fer doux, en rouge la bobine, en rose le tube en aluminium, en vert les pièces en G10

Comme cela a déjà été évoqué, l'une des exigences du système est d'appliquer sur la racetrack une précontrainte la plus homogène possible. En faisant le choix de réaliser la culasse en trois parties avec des matériaux au retrait thermique différent, nous risquons de remettre en cause l'homogénéité de la précontrainte appliquée. Pour pallier à ce problème, le rayon extérieur de la culasse en fer R_{cfa} et celui de la culasse en acier inoxydable R_{cia} diffèrent légèrement à température ambiante avec un rayon de 203 mm dans le cas de la partie en fer et 203,05 mm dans le cas de la partie en acier inoxydable. On peut alors vérifier que chaque partie a le même rayon R_c après mise en froid :

$$R_c = R_{cfa} - \alpha_{th\ fer} R_{cfa} = R_{cia} - \alpha_{th\ inox} R_{cia} \approx 202,5 \quad (\text{III-4})$$

Cette différence de rayon doit être prise en compte dans le modèle. Il existe deux possibilités pour cela. La première consiste à introduire un jeu de 50 microns entre la culasse en fer et le tube extérieur mais cette solution rend plus difficile la convergence du modèle. La deuxième

solution, adoptée ici, consiste à définir les culasses avec le même rayon extérieur et à introduire un intervalle positif entre le tube et la culasse en fer comme si le tube « entrainé dans la culasse » à température ambiante.

En ce qui concerne le contact entre la bobine et le pôle central en fer, deux approches peuvent être envisagées. La première consiste à supposer que le système se comporte comme si les deux éléments étaient collés puisque la bobine et le pôle central sont rendus solidaires lors de l'imprégnation. Dans ce cas, sous l'effet des forces de Laplace qui tendent à décoller la bobine du pôle, des contraintes en traction vont apparaître dans la bobine au voisinage du contact pôle/bobine. Cette modélisation a ses limites dans la mesure où sous l'effet de trop grands efforts de Laplace, la résine n'est pas assez résistante pour empêcher la bobine de se décoller du pôle et craque sous l'accumulation des efforts. En réalité, la bobine peut donc se séparer du pôle. Il nous paraît donc plus pertinent de modéliser le contact entre le pôle et la bobine par un contact autorisant glissement et séparation. C'est la solution qui est adoptée ici.

Le modèle 3D doit permettre de représenter au plus près le comportement du système afin de préparer par la suite la fabrication, l'assemblage et le test du dispositif. Par conséquent, il est nécessaire de prendre en compte les frottements dans la modélisation. Le coefficient de frottement C_{frott} a été choisi en s'appuyant sur les modélisations faites au LBNL des aimants SQ ou TQ. Les modèles ont ensuite été validés expérimentalement par le test de ces aimants et l'utilisation notamment de jauges de déformation sur le tube extérieur. L'étude préliminaire présentée ici utilise les valeurs de $C_{frott m}$ et $C_{frott ct}$ récemment estimés sur TQ.

1.4.1.1.2 Principe et modélisation du système de reprise d'effort longitudinal

Pour dimensionner un système de reprise d'effort axial, nous nous appuyons sur les systèmes de reprise d'efforts utilisés dans des aimants du LBNL tels que SQ pour les aimants à échelle réduite ou encore HD1 pour les aimants de plus grande taille.

Le principe repose sur l'utilisation de tirants en aluminium qui traversent les mors du paquet bobine (figure III-26-(b)). De part et d'autre de la structure, ils sont boulonnés à des plaques d'extrémités (figure III-25). A température ambiante, les tirants sont mis en traction à l'aide d'un piston hydraulique. La précontrainte longitudinale appliquée à la bobine peut donc varier. Des écrous assurent la fixation des tirants aux plaques d'extrémités. Comme on peut le voir sur la figure III-26-(a), ces plaques viennent appuyer, par l'intermédiaire de cales en G10, sur les cales d'extrémité des bobines. En appuyant uniquement sur les cales en G10 et non sur les mors, la précontrainte axiale se répartie entre la bobine et le pôle et rien n'est dissipé dans les mors. Cela assure ainsi un premier niveau de précontrainte axiale. Lors de la mise en froid, les tirants en aluminium qui ont un plus grand coefficient de retrait thermique applique une précontrainte supplémentaire longitudinalement. Les dimensions dans le sens longitudinal des différents éléments à ajouter dans le modèle figurent dans le tableau III-17. L'action du piston sur les tirants est modélisé en imposant sur le tirant en $z = 0$ un déplacement Dz_{tirant} en microns.

Grandeur	Dénomination	Valeur
Demi longueur du tirant aluminium	$L_{dtirant}$	240 mm
Epaisseur cale G10	$e_{cale G10}$	12,7 mm
Epaisseur plaque d'extrémité	e_{plex}	50 mm

TAB. III-17 – Dimensions utiles dans le modèle

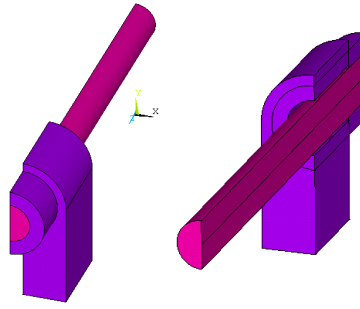


FIG. III-25 – Tirants en aluminium, plaque d'extrémité en acier inoxydable et écrou de serrage

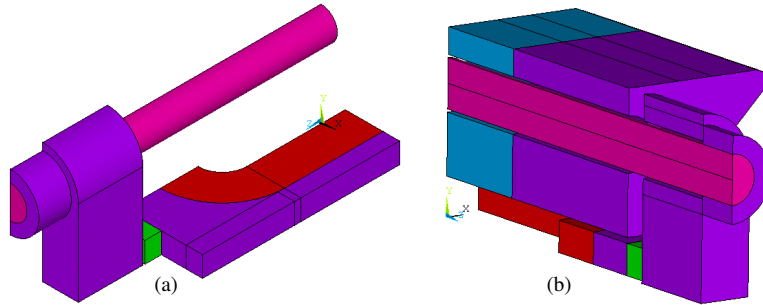


FIG. III-26 – (a) Principe de l'application de la précontrainte par l'intermédiaire des cales en G10 en vert - (b) Position des tirants dans la structure

1.4.1.2 Étude du modèle SDM1 dans une configuration donnée

L'étude comporte quatre étapes qui sont l'application à température ambiante de la précontrainte axiale par la mise en traction des tirants en aluminium, l'application de la précontrainte latérale par les clavettes, la mise en froid et l'excitation au courant d'échantillon court. Cette étude va nous permettre de valider le modèle et les choix concernant les différents éléments de la structure mécanique.

Considérons le cas où les tirants sont étirés longitudinalement de $Dz_{tirant1} = 300 \mu m$ et où un intervalle culasse-clavette $Interf_1$ de $470 \mu m$ est appliqué entre la clavette horizontale et la culasse. Pour chaque étape, les critères de Von Mises et/ou de Rankine seront contrôlés ainsi que la flexion de la plaque d'extrémité. Enfin, les contraintes résultantes au sein de la bobine aussi bien dans la partie droite ($\sigma_{X(bobh)}$ et $\sigma_{X(bobp)}$) que dans les têtes ($\sigma_{Z(bobp)}$) seront observées III-27.

1.4.1.2.1 Application de la précontrainte longitudinale par les tirants

La contrainte résultante de la mise en traction du tirant peut être estimée par la formule III-5. Cette relation nous donne ici une valeur de traction de 87 MPa au sein des tirants pour $Dz_{tirant} = Dz_{tirant1} = 300 \mu m$.

$$\sigma_{Z\ tirant\ pt} = E_{Young\ alu} \frac{Dz_{tirant}}{L_{dtirant}} \quad (III-5)$$

D'après le tableau III-18, la simulation numérique fournit une valeur de traction plus faible. Cela s'explique par le fait que le module d'Young à prendre en compte dans la formule III-5 est en fait inférieur à celui de l'aluminium. En effet, par la mise en traction des tirants, la plaque d'extrémité vient en contact avec la cale d'extrémité par l'intermédiaire d'une plaque en G10. Le

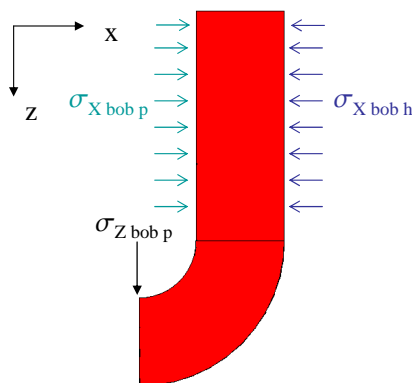


FIG. III-27 – Vue de dessus de la bobine - définition des notations pour les contraintes

module d'Young équivalent doit donc prendre en compte celui du G10, de la cale d'extrémité mais également de la bobine. D'autre part, du fait de l'étirement des tirants, la plaque d'extrémité a tendance à fléchir, ce qui a pour conséquence de diminuer la rigidité globale du dispositif. Le système est donc moins rigide qu'un tube en aluminium seul dans l'espace attaché par une extrémité. Il est donc logique d'obtenir une valeur de traction inférieure par la simulation numérique.

Par ailleurs, lors de cette étape, la bobine est mise en compression ($\sigma_Z(bobp) \leq 0$) contre le pôle au niveau des têtes. Cependant, d'après les valeurs de pression relevées au niveau du contact pôle/bobine, il existe une zone où la pression exercée par la bobine sur le pôle est nulle. Cette zone correspond à la partie droite de la bobine qui sous l'effet de la compression axiale a tendance à se séparer du pôle. En pratique, lors de l'assemblage, cela ne peut pas se produire car une légère pression latérale est appliquée avant de tendre les tirants, afin d'assurer le contact entre la bobine et le pôle. Cette étape n'est pas modélisée. Nous pouvons toutefois considérer que le résultat obtenu après les deux premières étapes de calcul, reflète l'état du contact pôle/bobine. Enfin, on s'assure que le critère de Von Mises est respecté dans toutes les parties de la structure.

Tirant en aluminium	$\sigma_Z \text{ tirant pt}$ (MPa)	62,5
	contrainte de Von Mises $\sigma_{\text{tirant VM}}$ (MPa)	193
	Limite du critère	505
Pièces en acier inoxydable	contrainte de Von Mises $\sigma_{\text{inox VM}}$ (MPa)	97,2
	Limite du critère	210
Plaque d'extrémité	$\sigma_{y \text{ min}} / \sigma_{y \text{ max}}$	-106 / 78,7
	contrainte de Von Mises $\sigma_{\text{plex VM}}$ (MPa)	97,2
Pièces en fer	contrainte de Von Mises $\sigma_{\text{fer VM}}$ (MPa)	49,6
	Limite du critère	305
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	0
	Pression maximale (MPa)	49,6
Bobine	$\sigma_Z(bobp)$ (MPa)	-48,6

TAB. III-18 – Tension des tirants : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 3D

1.4.1.2.2 Application de la précontrainte latérale par insertion des clavettes

Comme dans la modélisation 2D, un intervalle est imposé entre la clavette horizontale et la culasse. Cet intervalle culasse-clavette $Interf_1$ appliqué est égal à 470 microns. Les résultats du calcul numérique figurent dans le tableau III-19. Bien qu'une partie des efforts soit dissipée dans les frottements des relations entre les différents éléments du système sont conservées. Ainsi, si on appelle $\sigma_{\theta(moy tube(x,z)=(0,0))}$ la contrainte azimutale moyenne dans le tube sur l'axe Oy et $\sigma_{X(bob h)}$ la contrainte dans la bobine suivant x au niveau du contact bobine/« horseshoe », la relation III-6 similaire à la relation III-1 en 2D doit être vérifiée :

$$|\sigma_{X(bob h)}| e_{SC} \approx |\sigma_{\theta(moy tube(x,z)=(0,0))}| e_{tube} \quad (III-6)$$

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	110
	Force (kN)	153,2
	contrainte $\sigma_{\theta(moy TUBE x=0)}$ (MPa)	70,6
	Limite du critère	505
Tirant en aluminium	$\sigma_{Z tirant}$ (MPa)	69,8
	contrainte de Von Mises $\sigma_{tirant VM}$ (MPa)	216
Pièces en acier inoxydable	contrainte de Von Mises $\sigma_{inox VM}$ (MPa)	218
	Limite du critère	210
Plaque d'extrémité	$\sigma_{y plex min} / \sigma_{y plex max}$	-109/88
	contrainte de Von Mises $\sigma_{plex VM}$ (MPa)	106
Pièces en fer	contrainte de Von Mises $\sigma_{fer VM}$ (MPa)	121
	Limite du critère	305
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	35
	Pression maximale (MPa)	69,7
Bobine	$\sigma_{X(bob h)}$ (MPa)	-55
	$\sigma_{X(bob p)}$ (MPa)	-49,5
	$\sigma_{Z(bob p)}$ (MPa)	-37,4

TAB. III-19 – Insertion des clavettes : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 3D

Les grandeurs obtenues pour $\sigma_{X(bob h)}$ et $\sigma_{\theta(moy TUBE x=0)}$ respectent la relation III-6. La formule fournit en effet une contrainte dans la bobine d'environ -57 MPa, ce qui est tout à fait en accord avec la valeur de -55 MPa résultant du calcul numérique.

Par ailleurs, la pression dans les « bladders » équivalente à l'intervalle culasse-clavette peut être calculée à partir de la force horizontale $F_{x=0 tube}$ obtenue par le calcul ANSYS. Il s'agit de la force horizontale s'exerçant sur le tube dans le plan Oyz en réponse à l'intervalle culasse-clavette appliqué. La pression équivalente à laquelle gonfler les « bladders » est obtenue d'après la relation III-7 :

$$F_{x=0 tube} = P_{blad} L_{blad} Z_{dblad} \quad (III-7)$$

Pour $Interf_1$ égale à 470 microns, P_{blad1} est ainsi égal à environ 19 MPa. Les grandeurs du tableau III-19 vérifient également la relation III-8 qui nous donne une contrainte dans la bobine de l'ordre de 60 MPa en accord avec les valeurs données dans le tableau III-19 :

$$|\sigma_{X(bob h)}| e_{SC} = P_{blad} L_{blad} \quad (III-8)$$

Par ailleurs, le critère de Von Mises est vérifié pour les éléments en aluminium et en fer. Cependant ce n'est pas le cas des éléments en acier inoxydable. La valeur pic de 218 MPa est localisée au contact entre la cale d'extrémité et la cale latérale « horseshoe ». Comme représenté sur la figure III-28, cette valeur pic est une singularité numérique qui ne témoigne pas d'un problème mécanique effectif. En faisant abstraction de cette singularité, les contraintes de Von Mises dans les éléments en acier inoxydable restent en dessous de 152 MPa.

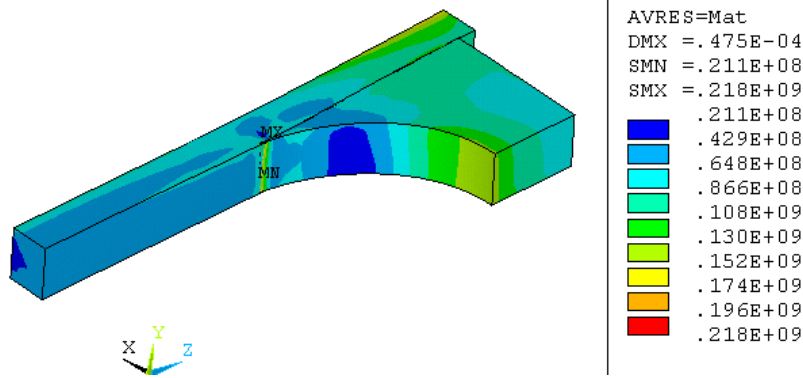


FIG. III-28 – Contraintes de Von Mises en Pa dans la cale latérale de la bobine (« horseshoe ») et dans la cale d'extrémité

Nous constatons par ailleurs que la contrainte longitudinale σ_Z (bob_p) diminue après application de l'intervalle culasse-clavette. Ceci est logique puisque par effet de Poisson, la bobine que l'on comprime latéralement cherche à croître dans la direction longitudinale, ce qui tend à décoller les têtes du pôle. C'est également pour cette raison que la contrainte en traction dans les tirants en aluminium augmente.

1.4.1.2.3 Mise en froid

La troisième étape à étudier est la mise en froid. Les résultats obtenus numériquement figurent dans le tableau III-20. Le gain de précontrainte latérale lors de la mise en froid peut être quantifié grossièrement. En effet, d'après le tableau III-7, sachant que le coefficient de retrait thermique du fer est égal à $2,1 \text{ mm/m}$ et que celui de l'aluminium est égal à $4,2 \text{ mm/m}$, le retrait possible de l'aluminium avant qu'il ne soit bloqué par la culasse en fer est d'environ 2 mm/m . L'augmentation de la contrainte azimutale $|\Delta\sigma_{\theta \text{ tube } f}|$ dans le tube lors de la mise en froid peut donc être estimée à :

$$|\Delta\sigma_{\theta \text{ tube } f}| \approx E_{Y \text{ oung } alu} * 2 \text{ mm/m} \quad (\text{III-9})$$

Cette approximation conduit à supposer que l'augmentation de la contrainte au sein du tube est de 140 MPa. En réalité, ce calcul surestime considérablement $|\Delta\sigma_{\theta \text{ tube } f}|$ du fait de la présence des frottements et du comportement des différents éléments constitutifs de l'ensemble. L'augmentation de la contrainte dans le tube est plutôt estimée à 100 MPa d'après les observations faites sur des aimants au LBNL [101]. Cet ordre de grandeur est vérifié puisque la contrainte dans le tube passe de 70 MPa après insertion des clavettes à 171,5 MPa après mise en froid.

Par ailleurs, si $|\Delta\sigma_{X \text{ bob } f}|$ est l'augmentation en valeur absolue de contrainte dans la partie droite des bobines, les résultats numériques devraient satisfaire la relation III-10. La mise en froid devrait ainsi apporter une contrainte supplémentaire dans la bobine de l'ordre de 80 MPa, ce qui devrait donner $\sigma_{X \text{ bob } h} \approx -130 \text{ MPa}$. Numériquement le résultat obtenu est égale -107 MPa, ce qui est cohérent en raison des frottements.

$$|\Delta\sigma_{X\ bob\ f}| \approx \frac{|\Delta\sigma_{\theta\ tube\ f}| e_{tube}}{e_{SC}} \quad (\text{III-10})$$

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube\ VM}$ (MPa)	213
	Force (kN)	332,12
	contrainte $\sigma_{\theta\ (moy\ TUBE\ x=0)}$ (MPa)	171,5
	Limite du critère	\geq 505
Tirant en aluminium	$\sigma_{Z\ tirant\ pt}$ (MPa)	172,7
	contrainte de Von Mises $\sigma_{tirant\ VM}$ (MPa)	550
Pièces en acier inoxydable	contrainte de Von Mises $\sigma_{inox\ VM}$ (MPa)	328
	Limite du critère	448
Plaque d'extrémité	$\sigma_{y\ plex\ min} / \sigma_{y\ plex\ max}$	-365/227
	contrainte de Von Mises $\sigma_{plex\ VM}$ (MPa)	301
Pièces en fer	Première contrainte principale $\sigma_{fer\ 1}$ (MPa)	140
	Limite du critère	700
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	54,7
	Pression maximale (MPa)	136
Bobine	$\sigma_{X\ (bob\ h)}$ (MPa)	-107
	$\sigma_{X\ (bob\ p)}$ (MPa)	-118,3
	$\sigma_{Z\ (bob\ p)}$ (MPa)	-63,4

TAB. III-20 – Mise en froid : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 3D

Les résultats obtenus montrent que le critère de Von Mises est vérifié aussi bien dans le cas des pièces en acier inoxydable que dans le cas du tube extérieur. De la même façon les pièces en fer présentent des contraintes vérifiant le critère de Rankine. Néanmoins, le critère de Von Mises n'est pas vérifié dans le cas des tirants. Cependant, le pic de la valeur provient du contact entre l'écrou et le tirant comme cela est représenté sur la figure III-29-(a). La répartition des contraintes au sein du tirant permet de valider le comportement de cet élément car elles restent en-dessous de 190 MPa. Nous pouvons vérifier par ailleurs que la traction au sein du tirant augmente lors de la mise en froid puisque la contraction thermique de l'aluminium est plus grande que celle des autres éléments constitutifs de l'ensemble.

Enfin, la contrainte longitudinale $\sigma_{Z\ (bob\ p)}$ augmente, ce qui est logique puisque le rétrécissement des tirants contraint un peu plus la bobine axialement.

1.4.1.2.4 Excitation

D'après les résultats obtenus dans le dimensionnement magnétique 3D de SD, la composante horizontale de la force de Laplace F_{Lx} est de l'ordre de 140 kN sur un quart de bobine. La variation de contrainte $|\Delta\sigma_{bob\ FL}|$ induite sur la bobine par cette composante des forces de Laplace peut être quantifiée par la relation III-11 :

$$|\Delta\sigma_{bob\ FL}| = \frac{F_{Lx}}{L_{dbob} e_{SC}} \approx 57\ MPa \quad (\text{III-11})$$

D'après le tableau III-20 et la relation III-11, la contrainte résultante dans la bobine côté pôle après excitation devrait être égale à -60 MPa. D'après le tableau III-21, le résultat obtenu est

bien cohérent puisque la contrainte est de -60 MPa. Les critères aussi bien de Von Mises que de Rankine sont vérifiés pour les différentes pièces de l'ensemble à l'exception des tirants qui comme lors de la mise en froid présente une singularité numérique dans la zone de contact tirant/écrou. Etant donnée la répartition homogène des contraintes dans le reste de l'élément (figure III-29-(b)), nous pouvons conclure que l'intégrité mécanique du tirant est conservée. Par ailleurs, l'étude 2D avait soulevé un problème de fragilité du tube dans le cas de fortes précontraintes latérales. L'étude 3D montre que ce n'est pas le cas car la contrainte de Von Mises maximale obtenue pour un intervalle culasse-clavette de $1100 \mu m$ est de l'ordre de 420 MPa ce qui vérifie le critère de Von Mises. Le tube extérieur n'est donc pas un obstacle au test de l'ensemble à forte précontrainte latérale.

Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	212
	Force (kN)	332,55
	contrainte $\sigma_{\theta (moy TUBE x=0)}$ (MPa)	171,2
	Limite du critère	≥ 505
Tirant en aluminium	σ_Z tirant (MPa)	175,5
	contrainte de Von Mises $\sigma_{tirant VM}$ (MPa)	554
Pièces en acier inoxydable	contrainte de Von Mises $\sigma_{inox VM}$ (MPa)	392
	Limite du critère	448
Plaque d'extrémité	$\sigma_{yplex min} / \sigma_{yplex max}$	-368/231
	contrainte de Von Mises $\sigma_{plex VM}$ (MPa)	302
Pièces en fer	Première contrainte principale $\sigma_{fer 1}$ (MPa)	139
	Limite du critère	700
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	0
	Pression maximale (MPa)	68,4
Bobine	$\sigma_X (bob h)$ (MPa)	-124
	$\sigma_X (bob p)$ (MPa)	-60
	$\sigma_Z (bob p)$ (MPa)	-7,6

TAB. III-21 – Excitation : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 3D

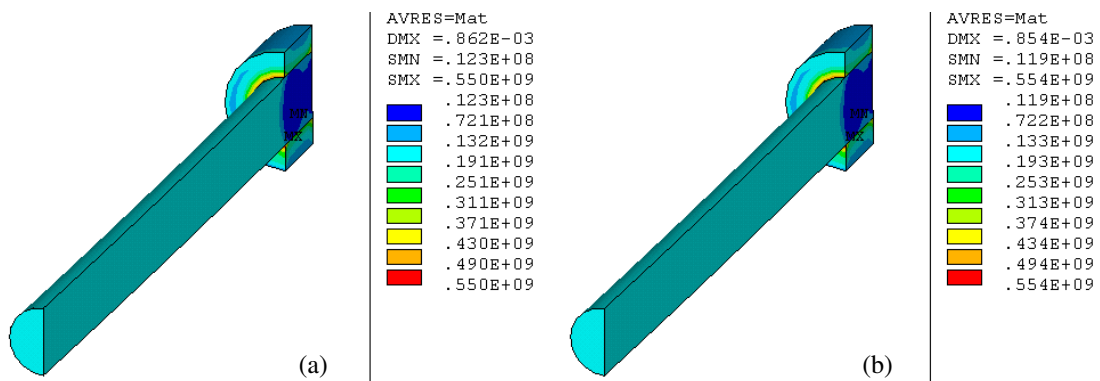


FIG. III-29 – Contraintes de Von Mises en Pa dans l'ensemble tirant écrou (a) après mise en froid - (b) après excitation

Nous pouvons enfin remarquer que la contrainte dans la bobine côté pôle prend des valeurs

du même ordre après application de la précontrainte latérale (-50 MPa) et lors de l'excitation au courant d'échantillon court (-60 MPa). Cela signifie que la précontrainte apportée par la mise en froid est à peu près compensée par les forces de Laplace dans cette configuration (à savoir $C_{frott m} = 0.2$ et $C_{frott ct} = 0.6$). Dans un tel dispositif, avec les bobines SC01 et SC02, la valeur de la contrainte résultante dans les bobines côté pôle lors de l'excitation est donc principalement maîtrisée par la précontrainte latérale imposée par les clavettes. Le dispositif permet donc de réaliser des tests à faible et précontrainte latérale.

1.4.2 Fonctionnement en l'absence de précontrainte axiale

SDM1 doit permettre de faire varier la précontrainte longitudinale. D'après les résultats précédents, nous savons qu'il est possible d'assurer le contact pôle bobine au niveau des têtes. Nous devons maintenant nous assurer que le fonctionnement sans précontrainte axiale est également possible. Pour cela, nous nous intéressons au cas où le système de reprise d'effort axial est supprimé et où un faible intervalle est appliqué entre les clavettes et la culasse afin de ne simuler que le positionnement du paquet bobine dans la culasse. Seuls les résultats obtenus pour l'étape excitation au courant d'échantillon court sont reportés ici puisque l'on sait que c'est lors de cette étape que le système est le plus sollicité.

Eléments	Grandeurs pour	
Tube aluminium	contrainte de Von Mises $\sigma_{tube VM}$ (MPa)	154
	Force (kN)	178,7
	contrainte $\sigma_{\theta (moy TUBE x=0)}$ (MPa)	90
	Limite du critère	≥ 505
Pièces en acier inoxydable	contrainte de Von Mises $\sigma_{inox VM}$ (MPa)	363
	Limite du critère	448
Pièces en fer	Première contrainte principale σ_1 (MPa)	132
	Limite du critère	700
Contact pôle/bobine	Pression minimale (MPa)	0
	Pression maximale (MPa)	33

TAB. III-22 – Excitation : résultats de l'analyse mécanique ANSYS 3D pour SDM1 sans reprise d'effort axial

D'après les résultats reportés dans le tableau III-22, tous les critères mécaniques sont vérifiés. La pression s'annule au niveau du contact pôle/bobine. La figure III-30 met en évidence le décollement de la bobine par rapport au pôle au niveau des têtes. La faible précontrainte latérale induit également un décollement dans la partie droite comme cela est représenté sur la figure III-30. Ce système permet donc de tester la bobine en l'absence de précontrainte axiale. Les différents objectifs ont donc été atteints.

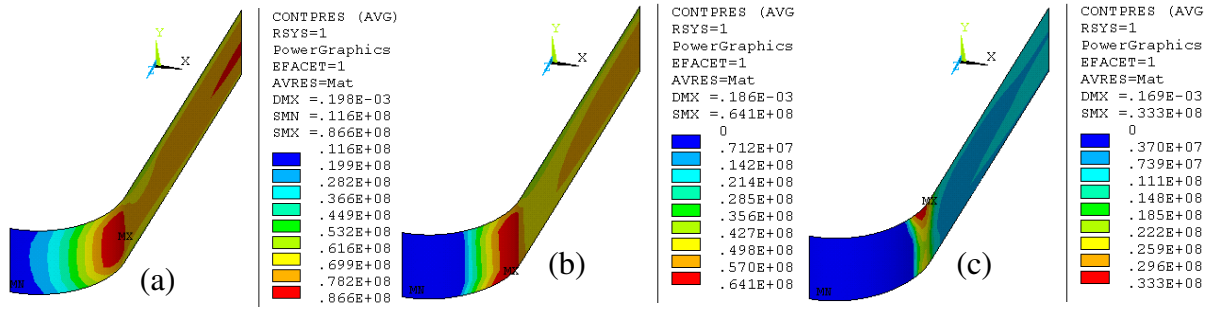


FIG. III-30 – Pression de la bobine sur le pôle en Pa (a) mise en froid - (b) $I=5000 A$ - (c) $I=I_{cc}=8500 A$

Ce premier chapitre a permis de présenter le dimensionnement magnétique et mécanique du « subscale dipole ». Il apparaît que les objectifs initiaux pourront être satisfaits en terme de contrainte mécanique et d'induction magnétique. Dans le chapitre suivant, dans le but de valider expérimentalement la structure mécanique de SD01, nous souhaitons déterminer les conditions d'assemblage à appliquer au système afin d'assurer le contact pôle/bobine pendant l'excitation en courant. Les différentes étapes conduisant au test et le test seront également détaillées et analysées.

Chapitre 2

Mise en oeuvre et test de SD

Objectif du chapitre

Suite aux études réalisées, le système SD a été fabriqué par le CEA/Saclay. L'étape suivante consiste à valider le comportement de la structure mécanique. Dans ce chapitre, nous souhaitons dans un premier temps définir les conditions de précontraintes axiales et latérales du système qui constitueront le test initial SD01. Nous détaillerons ensuite la préparation de ce test et sa mise en oeuvre. Enfin, nous analyserons les résultats obtenus.

2.1 Préparation du test initial SD01

2.1.1 Objectif du test de SD01

Avant de procéder à toute étude sur le comportement des bobines, la structure mécanique de l'ensemble doit être validée. Pour cela, nous souhaitons tester les bobines dans une configuration de précontrainte qui devrait leur permettre d'atteindre le courant d'échantillon court évalué à $I = 8750$ A. Cela signifie, d'après les hypothèses communément admises, que les bobines devront rester en compression contre le pôle lors de l'excitation. La réalisation de ce test passe donc par le choix des précontraintes latérale et longitudinale qui imposeront le contact entre la bobine et le pôle. Afin de s'accorder une marge de sécurité, nous souhaitons que la contrainte en compression au sein de la bobine côté pôle soit de l'ordre de 30 MPa aussi bien dans les parties droites que dans les têtes de bobine.

Comme nous le verrons par la suite, le dispositif est équipé en plusieurs points de jauges de déformations. La précontrainte appliquée aux bobines peut ainsi être contrôlée. Les deux premières étapes du calcul numérique (mise en traction des tirants et insertion des clavettes) doivent nous permettre de déterminer **les déformations cibles** à atteindre lors de l'assemblage. Par conséquent, afin d'anticiper au mieux le comportement du dispositif de l'assemblage à l'excitation, la modélisation doit être la plus proche possible de la réalité. Le choix du coefficient de frottement est un enjeu majeur de cette modélisation. Différentes valeurs de ce coefficient ont été utilisées dans les modèles. Nous avons par exemple supposé un important frottement ($C_{frottet}=0.6$) lors de la conception de SD en raison des résultats obtenus au LBNL concernant l'aimant TQ [102]. Pour la préparation du test, afin d'envisager toutes les éventualités, nous nous sommes intéressés à divers cas, faible ou fort frottement. Il est important de noter que ces coefficients de frottement ont un impact assez faible dans les étapes de calcul relatives à l'assemblage. Par conséquent, les déformations cibles à appliquer sont du même ordre de grandeur d'un modèle à l'autre. **Nous**

reportons donc ici la configuration qui est la plus proche des résultats expérimentaux (mise en froid et excitation) présentés dans la partie suivante. Ainsi, l'accord entre les données expérimentales et les résultats numériques est obtenu dans le cas d'un contact sans frottement entre la culasse et le tube d'inertie ($C_{frott} = 0$) et un coefficient de frottement C_{frottm} partout ailleurs égale à 0.1.

En ce qui concerne le modèle, le maillage est identique à celui du modèle détaillé dans la partie précédente à l'exception du diamètre des tirants qui est passé de 25,4 mm lors de la conception à 24 mm lors de la fabrication.

Les précontraintes imposées dans le modèle sont un déplacement des tirant $Dz_{tirantSD01}$ de 380 μm et un intervalle clavette culasse $Interf_{SD01}$ de 240 μm . Ces valeurs de précontrainte devraient nous permettre d'atteindre le courant d'échantillon court fixé à 8750 A par le calcul magnétique. Nous appelons F_{Lec} les forces de Laplace au courant d'échantillon court. Sur les courbes des figures III-31 et III-32, la variation de la contrainte dans la bobine côté pôle dans la partie droite ($\sigma_{X(bobp)}$) et dans les têtes ($\sigma_{Z(bobp)}$) sont représentées pour les différentes étapes que sont :

- la mise en traction des tirants
- l'application de la précontrainte latérale par les bladders
- la mise en froid
- l'excitation avec des forces de Laplace égales à $0,22F_{Lec}$
- l'excitation avec des forces de Laplace égales à $0,5F_{Lec}$
- l'excitation avec des forces de Laplace égales à F_{Lec}
- l'excitation avec des forces de Laplace égales à $1,25F_{Lec}$

D'après la figure III-31, la bobine reste en compression à chaque étape et la contrainte $\sigma_{X(bobp)}$ passe de -16 MPa à -99 MPa lors de la mise en froid. L'excitation par les forces de Laplace tend à décoller les bobines du pôle, la contrainte en compression de la bobine est donc réduite. La valeur obtenue au courant d'échantillon court est de l'ordre de -36 MPa. Notons enfin qu'en pratique, la contrainte initiale de la bobine dans les parties droites n'est pas nulle mais légèrement négative car une faible précontrainte latérale est appliquée lors de l'assemblage avant la mise en traction des tirants.

D'après la figure III-32, la contrainte $\sigma_{Z(bobp)}$ subit les mêmes variations que celles décrites dans le chapitre précédent : elle est réduite lors de l'application de la précontrainte latérale du fait de l'effet de Poisson, elle augmente lors de la mise en froid et elle décroît sous l'effet des forces de Laplace axiales.

2.1.2 Comportement de la structure mécanique

Le tableau III-23 recense toutes les valeurs de contraintes mécaniques et de déformations attendues lors des phases d'assemblage, de mise en froid et d'excitation de SD01. Comme nous le verrons par la suite, le système est équipé de jauges de déformation. Les déformations des cases jaunes correspondent donc aux grandeurs que nous pourrions comparer à des mesures.

Considérons tout d'abord les tirants en aluminium. Dans le tableau III-23, les valeurs de contraintes de Von Mises reportées correspondent aux valeurs moyennes au sein du tirant. Nous ne tenons pas compte ici des singularités numériques induites par le contact écrou/tirant et men-

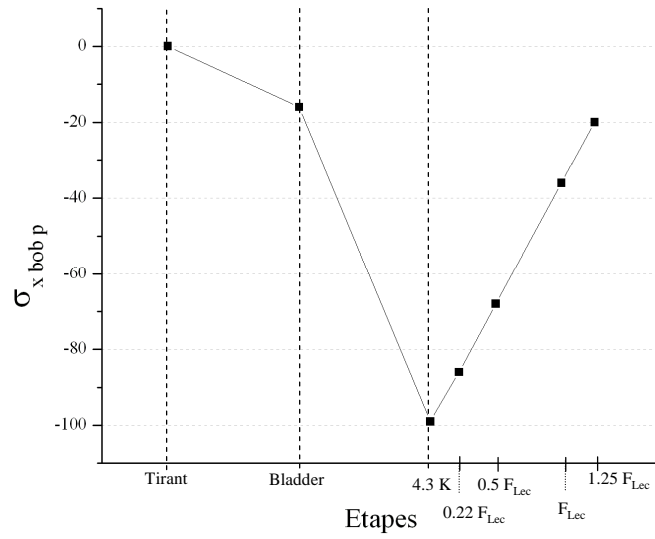


FIG. III-31 – Variation de la contrainte $\sigma_{X_{bob p}}$ dans la partie droite de la bobine, de la mise en traction des tirants à l'excitation

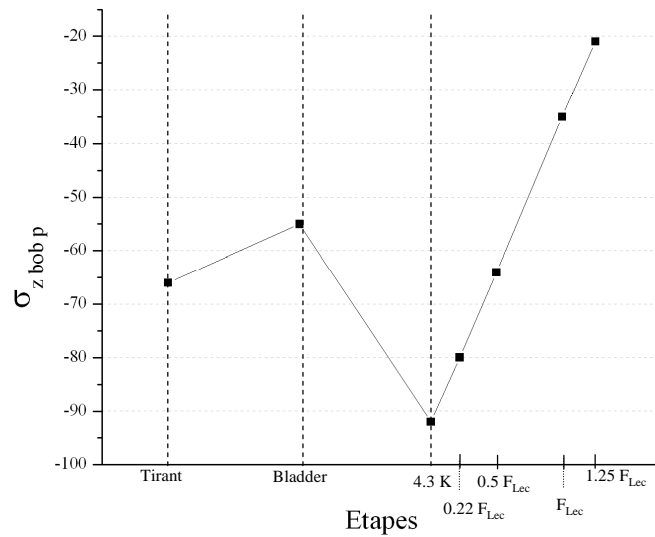


FIG. III-32 – Variation de la contrainte $\sigma_{Z_{bob p}}$ dans la tête de la bobine, de la mise en traction des tirants à l'excitation

Etapas	Tirant			Plaque	
	$\sigma_{Z\ tirant}$ MPa	$\epsilon_{Z\ tirant}$ $\mu\epsilon$	$\sigma_{tirant\ VM}$ MPa	$\sigma_{y\ plex}$ MPa	$\sigma_{plex\ VM}$ MPa
1 - Tirants	81	1155	79	-124/91	122
2 - Bladders	85	1216	82	-125/96	126
3 - MF	190	2408	208	-362/225	301
4 - I_{ec}	193	2449	209	-365/228	301
	Tube				
	$y = 0$			$x = 0$	Von Mises
	$\sigma_{\theta\ (TUBE\ y=0)}$ MPa	$\epsilon_{\theta\ (TUBE\ y=0)}$ $\mu\epsilon$	$\epsilon_z\ (TUBE\ y=0)$ $\mu\epsilon$	$F_{x=0\ tube}$ kN	$\sigma_{tube\ VM}$ MPa
1 - Tirants	0	0	0	0	0
2 - Bladders	37	486	-212	62	54
3 - MF	136	1631	-573	253	170
4 - I_{ec}	136	1640	-573	254	170
	Eléments Inox			Eléments fer	
	$\sigma_{inox\ VM}$ MPa			$\sigma_{fer\ VM}$ MPa	$\sigma_{fer\ 1}$ MPa
1 - Tirants	122			65	
2 - Bladders	126			63	
3 - MF	341				115
4 - I_{ec}	367				109
	Bobine				
	$\sigma_X\ (bob\ h)$ MPa	$\sigma_X\ (bob\ p)$ MPa	$\sigma_Z\ (bob\ e)$ MPa	$\sigma_Z\ (bob\ p)$ MPa	jeu μm
1 - Tirants	0	0	-42	-66	17
2 - Bladders	-17	-16	-34	-55	0
3 - MF	-84	-99	-41	-92	0
4 - I_{ec}	-102	-36	-62	-35	0

TAB. III-23 – Résultat calcul ANSYS pour le test SD01

tionnées dans le chapitre précédent. Le critère de Von Mises est donc vérifié. La figure III-33 représente la variation de la déformation des tirants au cours des différentes étapes et met en évidence la forte augmentation de la traction dans les tirants lors de la mise en froid. La déformation à atteindre lors de la mise en traction des tirants, pour appliquer la précontrainte axiale souhaitée sur les bobines, est égale à **1155 $\mu\epsilon$** .

En ce qui concerne le tube en aluminium, le critère de Von Mises est également vérifié. Nous vérifions que la mise en traction des tirants n'induit pas de déformation du tube mais qu'elle provoque logiquement un accroissement de la contrainte en flexion de la plaque d'extrémité. Cette augmentation est particulièrement flagrante lors de la mise en froid puisque les tirants se contractent plus que le reste de la structure. Le critère de Von Mises reste toutefois vérifié pour la plaque d'extrémité.

Le modèle confirme également que la déformation au sein du tube reste constante après la mise en froid au cours de l'excitation (figure III-34). Cela vérifie le principe de la technologie des « keys and bladders » détaillée dans la première partie. Rappelons que si la précontrainte est suffisante, aucune variation ne doit être vue au niveau du tube.

Enfin, la force $F_{x=0tube}$ nous permet de déterminer l'ordre de grandeur de la pression des bladders qui apportera la précontrainte souhaitée soit $P_{bladSD01} = 15 \text{ MPa}$ (2130 psi). La déformation azimutale du tube devrait alors être égale à **486 $\mu\epsilon$** .

De la même façon, tous les éléments en fer et en acier inoxydables vérifient les critères de Von Mises et/ou de Rankine.

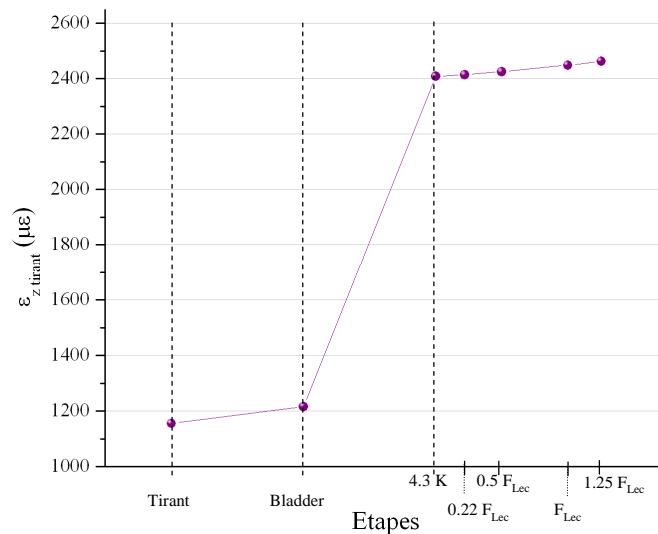


FIG. III-33 – Variation de la déformation $\epsilon_{z \text{ tirant}}$ de leur mise en traction des tirants à l'excitation

Nous savons désormais quelles déformations et contraintes mécaniques devraient être atteintes dans les différents éléments du dispositif lors de l'assemblage, de la mise en froid et de l'excitation de SD01. Nous pouvons donc nous intéresser à la mise en oeuvre de SD01 en considérant en premier lieu l'assemblage de l'aimant.

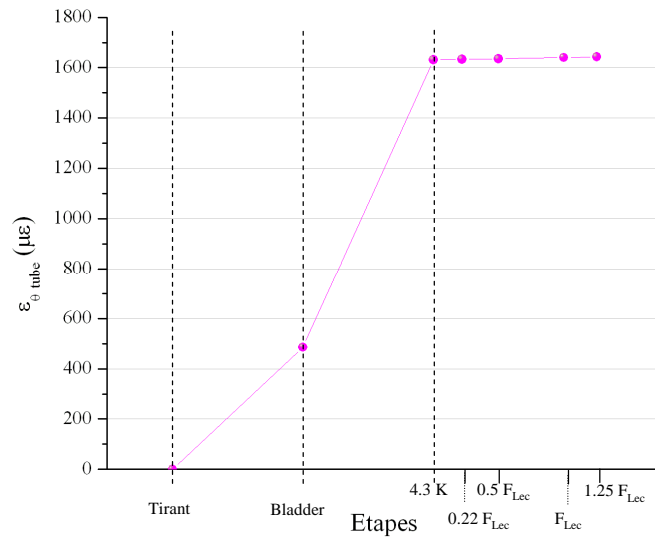


FIG. III-34 – Variation de la déformation $\epsilon_{\theta_{tube}}$ de la mise en traction des tirants à l'excitation

2.2 Assemblage à température ambiante de SD01

2.2.1 Principe de l'assemblage

Après la conception réalisée en collaboration avec le LBNL, les plans des pièces de la structure mécanique de SD ont été réalisés au CEA de Saclay. La fabrication des pièces a été assurée par le CEA de Saclay. Elles ont ensuite été expédiées au LBNL pour l'instrumentation, l'assemblage et le test de SD01.

La phase d'assemblage consiste à positionner les bobines au sein de la structure mécanique et à appliquer les précontraintes souhaitées. Cette phase est une étape capitale car elle définit les conditions initiales du test et conditionne ainsi complètement le comportement du système pendant le test. Sur la figure III-35, les différentes pièces mises en oeuvre dans SD sont représentées sur deux vues éclatées du dispositif. Dans ce qui suit, sont décrites les notations utilisées lors de l'assemblage.

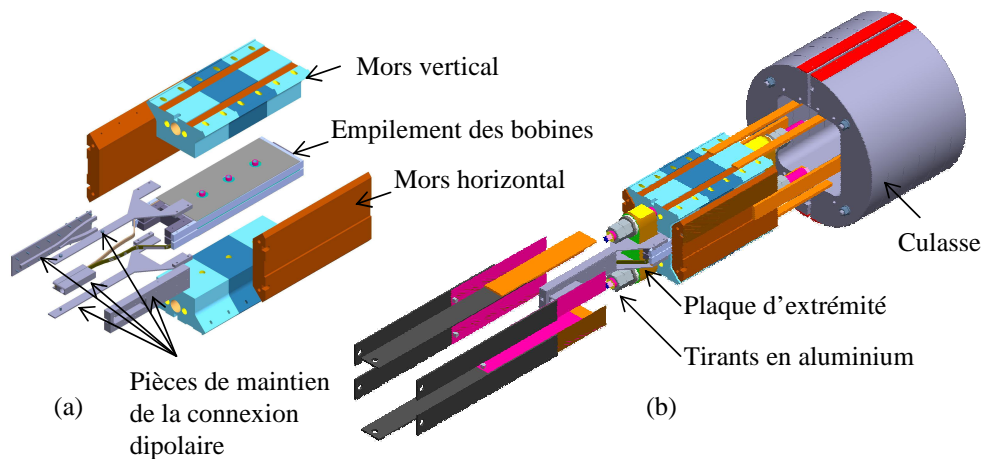


FIG. III-35 – (a) Vue éclatée du paquet bobines composé des mors horizontaux et verticaux et des bobines - (b) Vue éclatée de SD

2.2.1.1 Les notations utilisées lors de l'assemblage

L'assemblage de SD01 nécessite l'utilisation de 8 bladders et requiert le positionnement de 6 clavettes. Les grandeurs et notations utiles sont répertoriées sur le schéma de la figure III-36. La structure peut être divisée en quatre parties définies par les demi culasses (définissant le côté A et le côté B) et les tirants (définissant le côté 1 et le côté 2). On peut ainsi découper SD01 en quatre quarts A1, A2, B1 et B2.

Les bladders horizontaux sont appelés XA1, XA2, XB1 et XB2 car ils agissent dans la direction horizontale X et sont positionnés dans chaque quart de la structure. Les bladders verticaux agissant dans la direction verticale sont appelés Y1 et Y2. Des bladders sont également utilisés lors du positionnement des deux demi culasse dans le tube, ils sont appelés XC1 et XC2. La pression au sein des « bladders » et celle du piston hydraulique sont enregistrées de façon continue lors de l'assemblage.

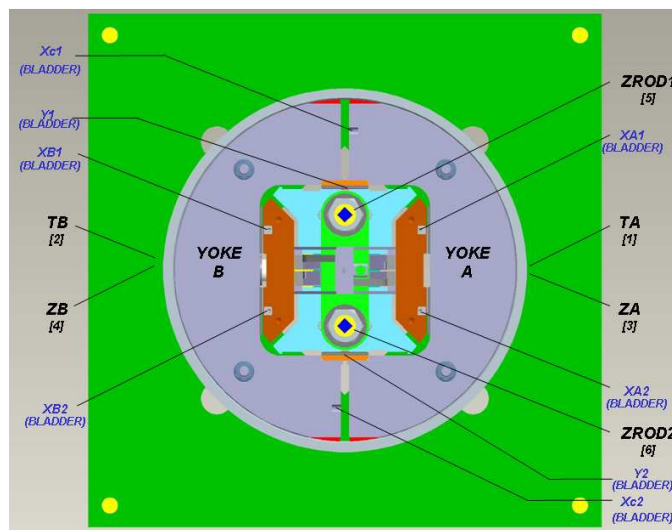


FIG. III-36 – Schéma d'assemblage de SD

2.2.1.2 Instrumentation de SD01

Des jauges permettent de mesurer les déformations atteintes dans la structure mécanique. Dans le cas de SD01, il y a en deux sur le tube extérieur, positionnées diamétralement opposées à mi hauteur du tube et une sur chaque tirant (figure III-37). Les jauges du tube, de type SK-13-060PB-350, sont montées en pont complet et compensées thermiquement. Elles permettent de mesurer la déformation axiale et azimutale du tube. Les jauges des tirants, de type SK-13-120NB-350, sont également montées en pont complet et sont autocompensées. Elles permettent de mesurer la déformation longitudinale des tubes. Ces différentes jauges de déformation fournissent la mesure de 6 grandeurs :

- $\epsilon_{\theta tube A}$ et $\epsilon_{\theta tube B}$ qui sont les déformations azimutales du tube en son milieu (TA et TB sur le schéma de la figure III-36)
- $\epsilon_{z tube A}$ et $\epsilon_{z tube B}$ qui sont les déformations axiales du tube en son milieu (ZA et ZB sur le schéma de la figure III-36)
- $\epsilon_{z tirant 1}$ et $\epsilon_{z tirant 2}$ qui sont les déformations axiales des tirants 1 et 2 (Zrod1 et Zrod2 sur le schéma de la figure III-36)

Les valeurs mesurées peuvent ensuite être comparées aux déformations cibles calculées par simulation numériques. Par ailleurs, afin de faciliter la lecture des graphiques, les valeurs des données proposées représentent la **moyenne** des grandeurs relevées : moyenne de la déformation relevée de part et d'autre du tube et moyenne des déformations relevées sur les tirants. Nous avons donc :

$$\epsilon_{\theta tube} = \frac{1}{2}(\epsilon_{\theta tube A} + \epsilon_{\theta tube B})$$

$$\epsilon_{z tube} = \frac{1}{2}(\epsilon_{z tube A} + \epsilon_{z tube B})$$

$$\epsilon_{z tirant} = \frac{1}{2}(\epsilon_{z tirant 1} + \epsilon_{z tirant 2})$$

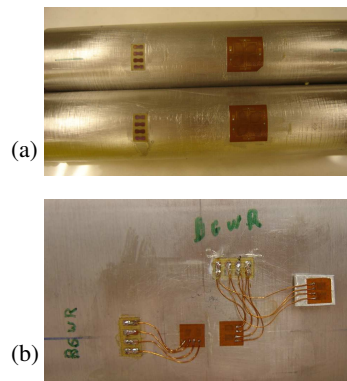


FIG. III-37 – Photo des jauges de déformation (a) sur les tirants (autocompensées) - (b) sur le tube (thermiquement compensées)

Enfin, les bobines SC01 et SC02 sont équipées d'une prise de potentiel par jonction $Nb_3Sn/NbTi$. Nous verrons par la suite que ces prises de potentiel permettent de détecter la cause des « quenches ».

2.2.2 Les étapes de l'assemblage

L'assemblage de SD01 peut se décomposer en quatre étapes qui seront détaillées par la suite :

- l'insertion des clavettes culasse
- l'insertion des clavettes nominales
- l'application de la précontrainte axiale
- l'application de la précontrainte latérale

La variation de la déformation azimutale du tube en fonction de la pression dans les bladders est tracée pour chaque étape sur le graphique de la figure III-38, à l'exception de l'étape de mise en traction des tirants, puisque l'application de la précontrainte axiale n'a pas d'impact sur la déformation du tube. Ce graphique est équivalent au graphique théorique I-41 présenté dans la première partie. La principale différence entre ces deux graphiques est la variation de la déformation du tube lorsque les bladders sont dégonflés. Comme l'introduction des clavettes et des feuillards nécessite du jeu, l'empilement clavette + feuillard ne comble pas exactement l'espace libéré par les bladders. Par conséquent, lors du dégonflage des bladders, la déformation azimutale du tube diminue.

Toutefois, dans le cas de SD01, la diminution de la déformation est grande lors du dégonflage des bladders. Comme cela est indiqué sur le graphique de la figure III-38, une pression de 28 MPa (soit 4000 psi) est nécessaire pour insérer des feuillards qui après suppression des bladders, ne

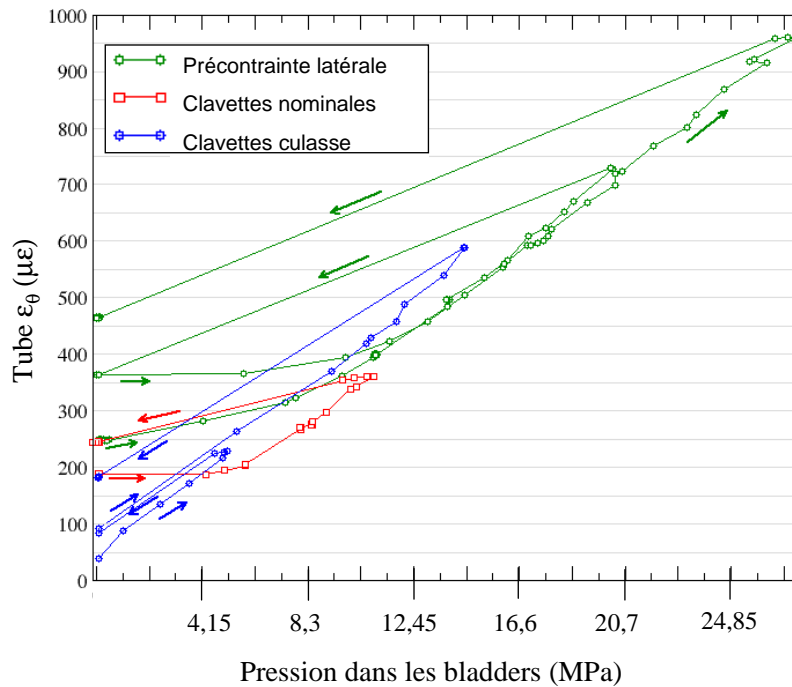


FIG. III-38 – Variation de la déformation azimuthale dans le tube lors de l'assemblage

fournissent que $486 \mu\epsilon$, ce qui correspond à une pression de 14 MPa (2000 psi) sur la courbe $\epsilon_{\theta \text{ tube}}$ en fonction de la pression des bladders. Afin de comprendre cette décroissance, il serait intéressant d'effectuer des tests d'assemblage supplémentaires, en tentant en particulier de monter à de plus fortes pressions dans les bladders.

2.2.2.1 Etape 1 : insertion des clavettes culasse

Afin de faciliter par la suite l'introduction du paquet bobine (figure III-40) au sein de la culasse, les deux demi culasses doivent être plaquées contre le tube. Cette opération se fait par l'introduction de « bladders » entre les deux demi culasse en Y1 et Y2 (figure III-36). Les bladders sont ensuite remplacés par des clavettes que l'on appelle **clavettes culasse** qui permettent de maintenir les culasses plaquées contre le tube pendant l'introduction du paquet bobine. Ce contact est contrôlé en mesurant la déformation du tube par les jauges de déformation. La déformation azimuthale cible pour cette étape est de l'ordre de $200 \mu\epsilon$ car cette valeur est suffisamment grande pour assurer un bon contact entre la culasse et le tube. Elle est également suffisamment faible pour être considérée comme le point de départ avant l'application de la précontrainte latérale.

Sur la figure III-39, l'empilement final de la clavette et des différents feuillards est représenté. Il est égal à 0,385 pouce (soit environ 9,78 mm) aussi bien du côté Y1 que du côté Y2. La déformation azimuthale dans le tube était alors égale en moyenne à $189 \mu\epsilon$ (figure III-38).

2.2.2.2 Etape 2 : insertion des clavettes nominales

Le seconde étape de l'assemblage consiste à introduire les **clavettes nominales** entre les mors du paquet bobine et la culasse. Ces clavettes assurent le positionnement du paquet bobine au sein de la culasse avant l'application de la précontrainte. Pendant cette étape, il peut être nécessaire

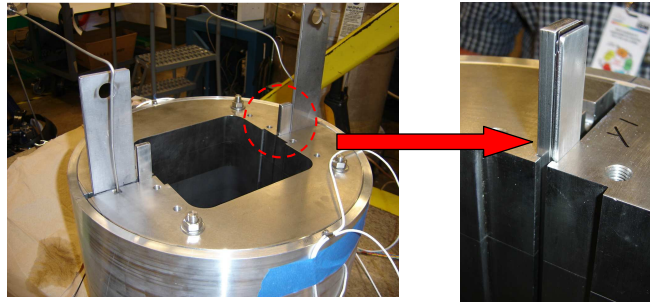


FIG. III-39 – *Insertion des clavettes culasse*

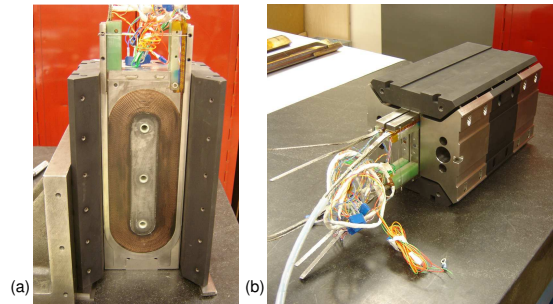


FIG. III-40 – *Paquet bobine de SD01 - (a) avant sa fermeture - (b) après fermeture*

d'avoir recours aux bladders en XA1, XA2, XB1, XB2, Y1 ou Y2 pour faciliter l'insertion des clavettes nominales. Il y a en tout deux clavettes nominales horizontales qui se positionnent entre les bladders (clavette A entre les bladders XA1 et XA2, clavette B entre les bladders XB1 et XB2 (figure III-36)). Il y a quatre clavettes nominales verticales, deux par côté qui se positionnent de part et d'autre du bladder Y1 et Y2. A ce stade de l'assemblage, après introduction des clavettes, la déformation azimutale moyenne dans le tube est égale à $250 \mu\epsilon$ (figure III-38).

2.2.2.3 Etape 3 : application de la précontrainte axiale

La troisième étape consiste à mettre les tirants 1 et 2 en traction au moyen d'un piston hydraulique. Une fois la déformation cible atteinte dans les tirants, ils sont bloqués dans cette position en vissant des écrous contre les plaques d'extrémité. La déformation des tirants est mesurée grâce aux jauges de déformations Zrod1 et Zrod2. La déformation cible établie par la modélisation numérique est égale à $1155 \mu\epsilon$ pour une pression dans le piston de 26 MPa (soit 3720 psi) ce qui est équivalent à une force par tirant de 33 kN. En pratique, pour tous les aimants testés par le LBNL, il s'avère que le rétreint thermique des tirants atteint seulement entre 70 et 80% de la valeur prévue par le calcul numérique. Cette différence n'est pas expliquée. Toutefois, une explication qui pourrait être avancée concerne les propriétés mécaniques des têtes de bobines qui pourraient être différentes de celles des parties droites. En prenant en compte cette remarque, dans le cas qui nous intéresse, l'augmentation de la déformation des tirants ne serait que d'environ $900 \mu\epsilon$ au lieu des $1245 \mu\epsilon$ attendus. Par conséquent, pour atteindre la déformation cible après mise en froid, la déformation cible à température ambiante doit être de l'ordre de $1500 \mu\epsilon$ (soit une pression dans le piston de l'ordre de 5000 psi). Lors de l'assemblage, la valeur de $1570 \mu\epsilon$ a été obtenue.

La figure III-41 représente la variation de la déformation axiale des tirants en fonction de la

pression dans le piston. La déformation finale est notée « cible ». Sur ce graphique, les mesures faites par les jauges de déformation sont comparées aux valeurs prévues par la modélisation numérique. Nous constatons que le modèle prédit avec précision le chargement longitudinal de l'aimant.

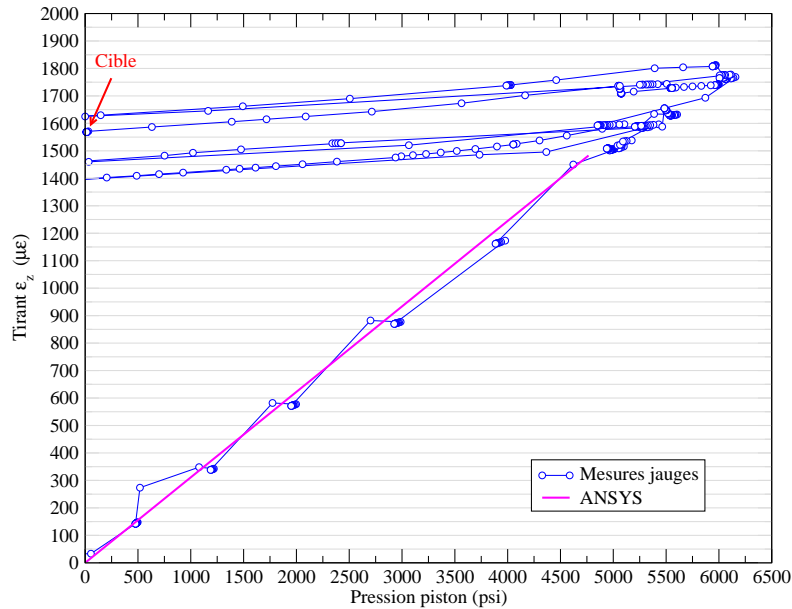


FIG. III-41 – Application de la précontrainte axiale : variation de la déformation axiale des tirants en fonction de la pression dans le piston

2.2.2.4 Etape 4 : application de la précontrainte latérale

La quatrième et dernière étape a pour but d'atteindre la déformation cible dans le tube en aluminium en appliquant la précontrainte latérale sur les bobines au moyen des bladders XA1, XA2, XB1 et XB2 et en ajoutant des feuillards aux clavettes nominales. La déformation cible attendue après application de la précontrainte latérale est égale à **486 μϵ**.

Nous pouvons voir sur la figure III-38, la variation de la déformation lors de la mise sous pression des bladders, puis la relaxation après insertion des feuillards et dégonflage des bladders. La déformation azimutale du tube à la fin de l'assemblage est égale en moyenne à **460 μϵ**.

Nous pouvons également visualiser la variation de la déformation axiale du tube. Elle est représentée sur la figure III-42 pour les différentes étapes de de l'assemblage. A la fin de l'assemblage, elle est environ égale à - 170 μϵ. Cette valeur est du même ordre de grandeur que le tiers de la déformation azimutale, rendant ainsi la contrainte axiale $\sigma_{z\ tube}$ nulle. Cela signifie que le phénomène de frottement est négligeable lors de cette étape puisque le comportement du tube n'est régi que par l'effet de Poisson.

2.3 Mise en froid de SD

La variation des déformations azimutale et axiale mesurées sur le tube ainsi que la variation de la déformation axiale mesurée sur les tirants par les jauges de déformation décrites en annexe sont représentées sur la figure III-44 en fonction du temps. Les variations des contraintes mécaniques

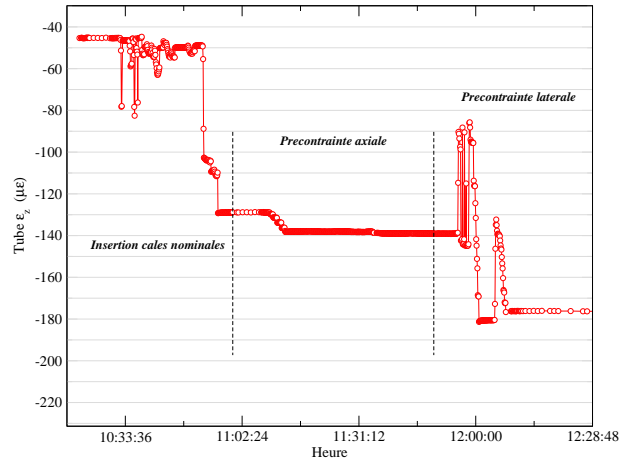


FIG. III-42 – Variation de la déformation axiale du tube en fonction du temps lors des différentes phase de l'assemblage de SD01

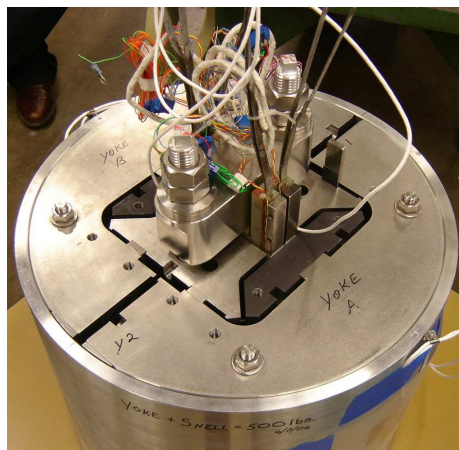


FIG. III-43 – SD01 après assemblage

azimutale et axiale sont également représentées sur la figure III-45 et ont été calculées en fonction des déformations mesurées d'après le loi de Hooke :

$$\begin{aligned}\sigma_r &= \frac{E_{Young}}{1 - \nu_{Poisson}^2} (\epsilon_r + \nu_{Poisson} \epsilon_\theta) \\ \sigma_\theta &= \frac{E_{Young}}{1 - \nu_{Poisson}^2} (\epsilon_\theta + \nu_{Poisson} \epsilon_r)\end{aligned}\quad (III-12)$$

La première partie de la mise en froid (de 0 à 6h sur les figures III-44 et III-45) est faite avec de l'azote liquide. L'azote est ensuite remplacé par l'hélium, ce qui explique une légère augmentation des déformations et des contraintes mécaniques autour de 20 heures.

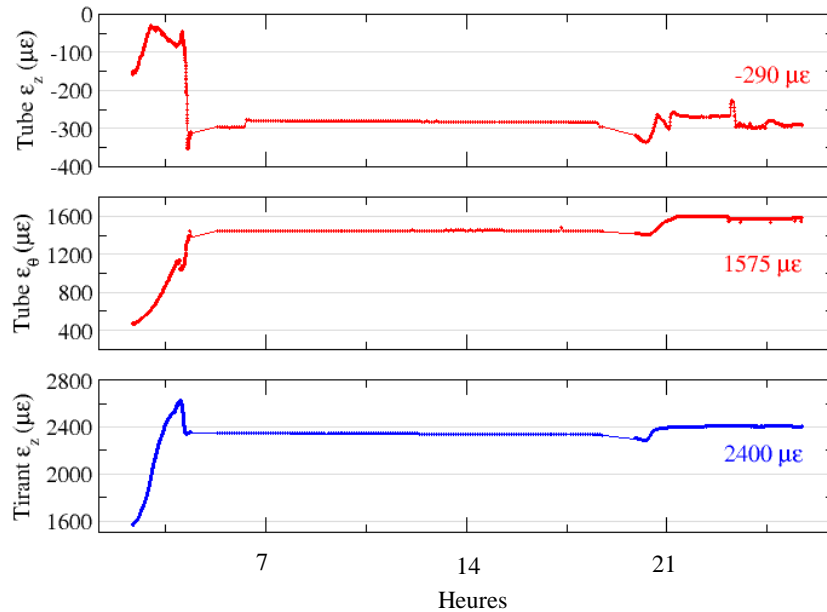


FIG. III-44 – Variation des déformations dans le tube et dans les tirants pendant la mise en froid

Les figures III-44 et III-45 montrent une forte mise en traction des tirants au début du refroidissement puis une soudaine diminution de la déformation $\epsilon_{z\ tirant}$ et de la contrainte $\sigma_{z\ tirant}$. Ce phénomène est causé par le refroidissement des tirants qui est plus rapide que celui des autres pièces du dispositif du fait de leur plus grande diffusivité thermique. Comme le coefficient de rétreint thermique de l'aluminium est très grand, les tirants sont mis en traction. Par la suite, lorsque tout le dispositif est refroidi, le retrécissement des différentes pièces relâche la mise en traction des tirants, d'où une décroissance de la déformation $\epsilon_{z\ tirant}$ d'environ $250\mu\epsilon$, ce qui correspond à une diminution de la contrainte $\sigma_{z\ tirant}$ de l'ordre de 20 MPa. Lors de la mise en froid, la déformation des tirants passe de $1570\mu\epsilon$ à $2400\mu\epsilon$. L'hypothèse selon laquelle la mise en froid fournit moins de rétreint thermique que ce qui est prévu par le calcul est ici vérifiée puisque la déformation cible attendue est atteinte en partant d'une déformation cible à température ambiante supérieure à celle recommandée par le calcul numérique ($1570\mu\epsilon$ contre $1216\mu\epsilon$).

En ce qui concerne le tube en aluminium, la déformation azimutale $\epsilon_{\theta\ tube}$ obtenue après mise en froid est égale à $1575\mu\epsilon$, ce qui est tout à fait cohérent avec la déformation cible attendue de $1631\mu\epsilon$. Cependant, la déformation axiale $\epsilon_{z\ tube}$ est plus faible puisqu'elle est égale à $-290\mu\epsilon$ au

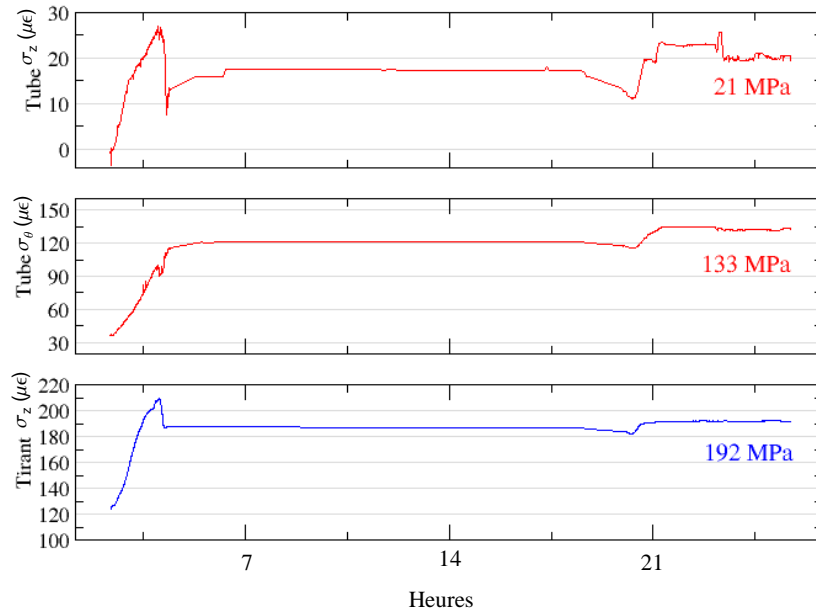


FIG. III-45 – Variation des contraintes dans le tube et dans les tirants pendant la mise en froid

lieu des $-573 \mu\epsilon$ prévus par le calcul numérique. Les frottements semblent ainsi plus importants que lors de l'assemblage puisque $|\epsilon_{z\ tube}| < \left| \frac{1}{\nu_{Poisson}} \epsilon_{\theta\ tube} \right|$ induisant ainsi une contrainte $\sigma_{z\ tube}$ non nulle (figure III-45). Cette différence de comportement peut s'expliquer par le fait que lors de l'assemblage à température ambiante, le contact entre le tube et la culasse n'était pas assuré partout. La culasse n'aurait alors été soumise qu'à l'effet de Poisson. Lors de la mise en froid, du fait du fort rétreint du tube autour de la culasse, le contact entre la culasse et le tube est assuré partout. Dans ce cas, les frottements retiennent longitudinalement la culasse d'où une plus faible déformation axiale et une contrainte axiale non nulle.

2.4 Test

Le test de SD01 a été réalisé à 4.3 K dans la station de test du LBNL [103]. Il peut se décomposer en trois parties :

- une phase d'accommodation de SD01 qui compte onze « quenches »
- une phase d'étude de dépendance à la vitesse de montée du courant (« ramp rate study ») lors de laquelle onze « quenches » ont été réalisés
- une phase d'étude de dépendance à la vitesse de montée du courant variable qui compte cinq « quenches ».

La détection des quenches est réalisée grâce à des prises de potentiel situées sur les connexions $Nb_3Sn/NbTi$ des amenées de courant de chaque bobine, ce qui permet de déterminer quelle bobine a transité. Nous allons nous intéresser aux résultats obtenus pour chacune de ces étapes puis nous considérerons la réponse mécanique du dispositif en analysant les données fournies par les jauges de déformation pendant l'excitation de SD01.

2.4.1 L'accommodation de SD01

La courbe d'accommodation de SD01 est représentée sur la figure III-46. Les deux premiers « quenches » ont été obtenus avec une montée en courant de 20 A/s et les suivants avec une montée en courant de 5 A/s. Les caractéristiques de chaque « quench » sont répertoriées dans le tableau III-24. Le type de transition y est mentionné. Les détails de cette détermination sont explicités plus loin. Rappelons que le courant d'échantillon court I_{ec} attendu est égal à 8750 A. Cette valeur a été dépassée avec un courant maximal I_{max} de 8953 A atteint lors du cinquième « quench », soit 2.3 % de plus que le courant prévu. A ce jour, l'explication la plus plausible que nous pouvons avancer est l'incertitude sur la mesure de courant critique du brin constituant le câble de SC01 et SC02.

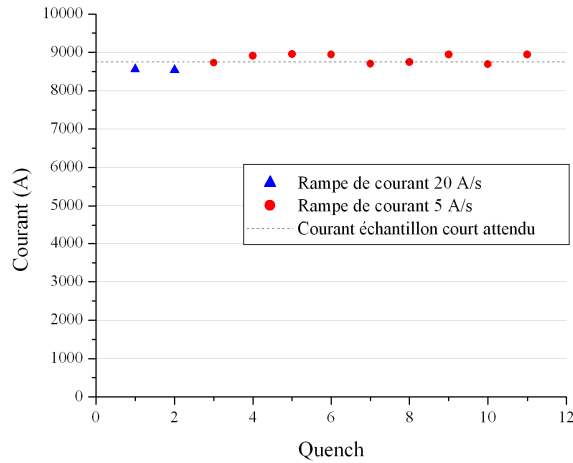


FIG. III-46 – Courbe d'accommodation de SD01

Quench	I_{quench} (A)	% de I_{ec}	% de I_{max}	Bobine	Type de quench
1	8556	97,8	95,6	SC02	glissement-blocage
2	8536	97,5	95,3	SC02	glissement-blocage
3	8730	99,8	97,5	SC02	glissement-blocage
4	8905	101,8	99,5	SC02	glissement-blocage
5	8953	102,3	100	SC02	échantillon court
6	8944	102,2	99,9	SC02	échantillon court
7	8701	99,4	97,2	SC02	glissement-blocage
8	8740	99,9	97,6	SC02	glissement-blocage
9	8944	102,2	99,9	SC02	échantillon court
10	8691	99,3	97,1	SC02	glissement-blocage
11	8944	102,2	99,9	SC02	échantillon court

TAB. III-24 – Caractéristiques des « quenches » de la phase d'accommodation

La première transition a été obtenue à 95.6 % du courant maximal. Une légère décroissance du courant de « quench » a été observée lors du deuxième « quench ». Les quatre « quenches » suivants ont conduit au courant maximal I_{max} . Ensuite une sorte d'alternance s'est établie entre des « quenches » ayant des courants proches de I_{ec} et des « quenches » proches de I_{max} . Comme ce phénomène a persisté pendant six « quenches », nous avons estimé que le plateau était atteint.

L'étape suivante a donc consisté à établir la valeur du courant de transition par rapport à la vitesse de montée en courant. Enfin, nous pouvons noter que tous les « quenches » sont survenus dans la même bobine.

2.4.2 Variation de la vitesse de montée du courant : « Ramp-rate »

La réponse de l'aimant à des montées en courant variable a été établie. Le courant de quench I_{quench} est tracé en fonction de la rampe de courant sur la figure III-47. Contrairement à la phase d'accommodation, nous pouvons remarquer que certains quenches sont survenus dans SC01. L'analyse de cette courbe dépasse le cadre de notre travail. Nous n'en réaliserons donc pas l'étude ici.

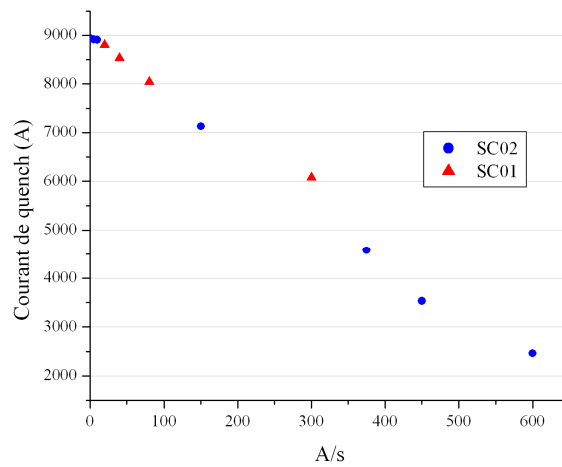


FIG. III-47 – Courant de transition de SD01 en fonction de la vitesse de montée du courant

Quench	Vitesse de montée en courant (A/s)	I_{quench} (A)	% de I_{max}	Bobine
12	600	2464		SC02
13	300	6073		SC01
14	450	3531		SC02
15	150	7130		SC02
16	375	4579		SC02
17	80	8042		SC01
18	40	8527		SC01
19	20	8798		SC01
20	10	8905		SC02
21	5	8915		SC02
22	1	8934		SC02

TAB. III-25 – Caractéristiques des « quenches » lors de l'étude de la sensibilité à la vitesse de montée en courant

2.4.3 Vitesses de montée du courant variables

Après les onze « quenches » d'étude de la sensibilité de SD01 à la vitesse de montée en courant, cinq autres « quenches » ont été provoquées avec des montées en courant variable listées dans le tableau III-26. Les courants obtenus pour ces transitions sont recensés dans le tableau III-26 et correspondent aux cinq derniers quenches de la courbe de la figure III-48 qui résume l'ensemble des « quenches » du test de SD01. Même si certaines vitesses de montée sont très rapides, nous constatons que l'aimant atteint d'excellentes performances. Cela vient du fait que la vitesse de montée est diminuée de façon à permettre aux conducteurs d'évacuer la chaleur dissipée par les différentes pertes produites.

Quench	Vitesse de montée en courant (A/s)	I_{quench} (A)	% de I_{max}	Bobine
23	40/5	8944	99,9	SC02
24	80/5	8946	99,9	SC02
25	150/80/5	8944	99,9	SC02
26	150/80/5	8934	99,8	SC02
27	150/80/5	8935	99,8	SC02

TAB. III-26 – Caractéristiques des cinq derniers « quenches » réalisés à vitesse de montée en courant variable

2.4.4 Origine des transitions

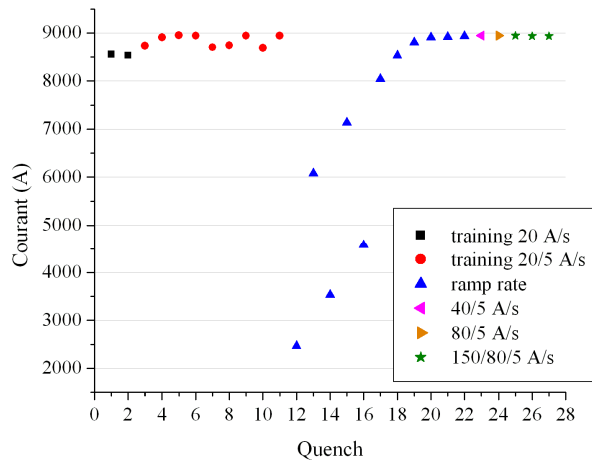


FIG. III-48 – Courbe d'accommodation de SD01

Comme cela est mentionné dans le tableau III-24, les « quenches » n'ont pas tous la même origine. Avant que l'aimant n'atteigne le courant d'échantillon court, lors de la phase d'accommodation des mouvements de conducteurs surviennent et c'est le phénomène de « slip-stick » c'est-à-dire de « glissement blocage » GB détaillé dans la partie I qui est mis en cause. Nous allons désormais appelé « **quench** » **GB**, les « quenches » induit par ce phénomène et « **quench** » **EC**, les « quenches » survenant au courant d'échantillon court. Le LBNL a cherché à différencier ces types de « quenches » via les données obtenues par les prises de potentiel.

La question était principalement de savoir si les variations de flux induites dans le câble par les mouvements mécaniques pouvaient être déduits des signaux fournis par les prises de potentiel. L'observation de la dérivée de la tension par rapport au temps a alors montré que chaque type de « quench » avait une signature particulière [104].

Sur la figure III-49 est représenté le cas du quench numéro 4. D'après les observations et les interprétations déjà faites sur de précédents aimants [105], cette signature est celle d'un mouvement de conducteur. Un pic positif de dV/dt , associé au glissement, serait suivi d'un pic négatif, associé au blocage. Les deux pics ont pour valeur moyenne zéro et la même durée [106]. Notons qu'un mouvement de conducteur n'implique pas nécessairement un « quench ». On parle ainsi d'**évènement** lorsqu'une perturbation, telle qu'un mouvement ou même un saut de flux, survient et qu'elle est absorbée par le supraconducteur sans conduire à la transition. Le signal produit par l'un de ces évènements est représenté sur la figure III-50. Il s'agit de l'évènement numéro 2, de type glissement-blocage, lors de la montée en courant conduisant au « quench » numéro 26.

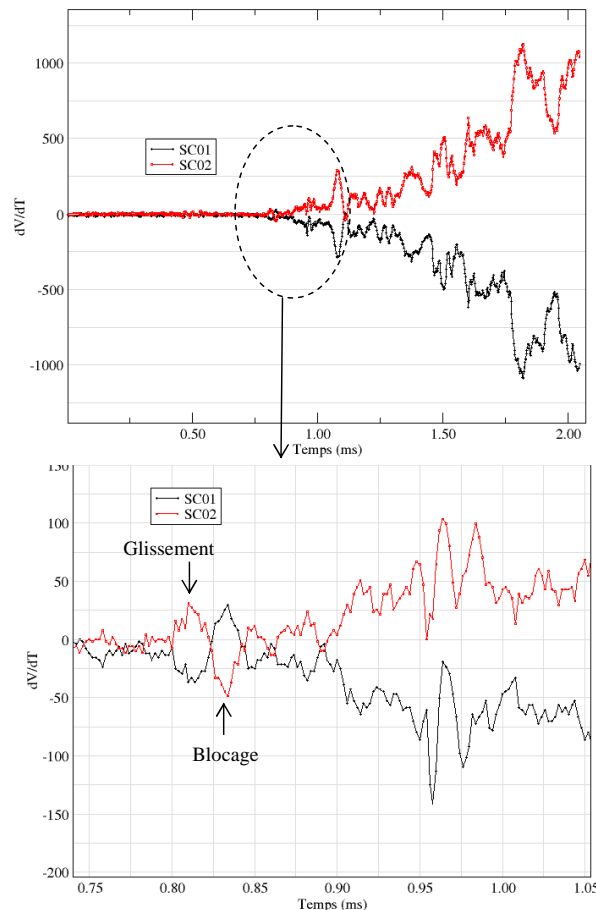


FIG. III-49 – Signal dV/dt du quench 4 de la phase d'accommodation de SD01 caractéristique d'un quench de type GB

La figure III-51 représente le cas d'un « quench » de type EC. Le début du quench survenant à 0.9 ms sur le graphique montre une évolution de dV/dt très lisse, ce qui est caractéristique d'un aimant atteignant son courant d'échantillon court I_{ec} . Nous pouvons également remarquer que la vitesse de propagation du quench est deux fois plus rapide que dans le cas des « quenches » de

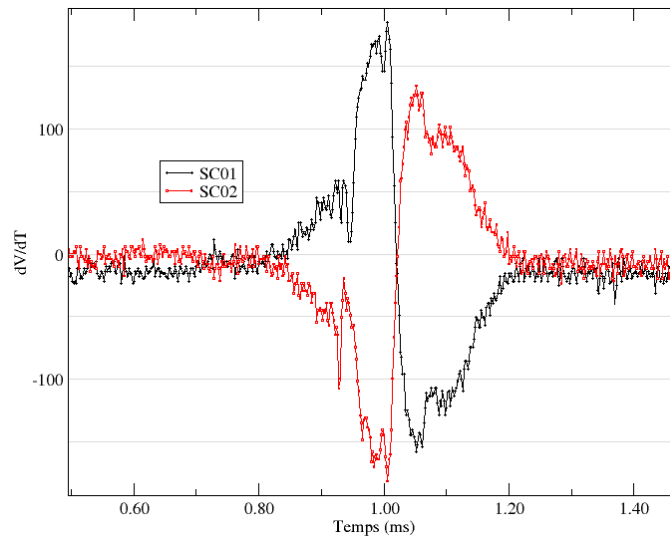


FIG. III-50 – Signal dV/dt de l'évènement numéro 2 de la montée en courant du quench 26

type GB, ce qui a déjà été observé [105].

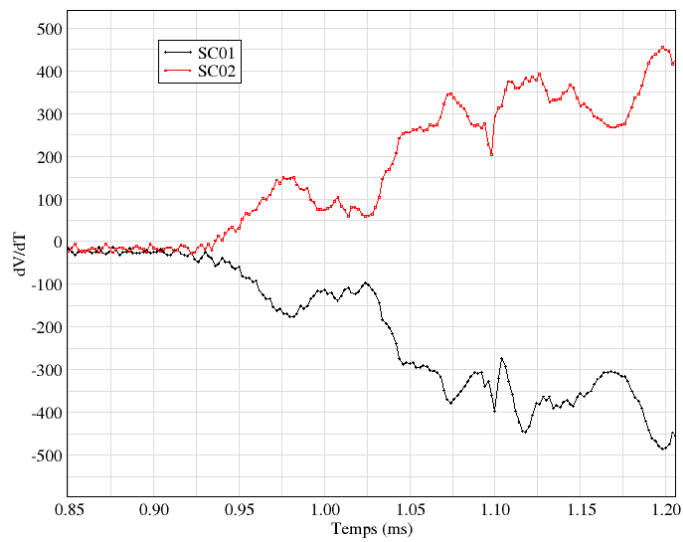


FIG. III-51 – Signal dV/dt du quench 25 caractéristique d'un quench de type EC

2.4.5 Réponse de la structure mécanique pendant l'excitation

2.4.5.1 Réponse du tube en aluminium

D'après le principe de la technologie des « keys and bladders » et en accord avec la modélisation numérique qui prévoit une précontrainte suffisante appliquée au bobinage, nous nous attendons à ce que la déformation du tube reste constante pendant les tests. La variation des déformations du tube et des tirants lors des « quenches » 1, 2 et 3 est représentée sur la figure III-52. Nous vérifions ainsi que la déformation azimutale $\epsilon_{\theta tube}$ reste constante égale à environ $1575 \mu\epsilon$. De la même façon, la déformation axiale $\epsilon_{z tube}$ reste constante au cours de l'excitation.

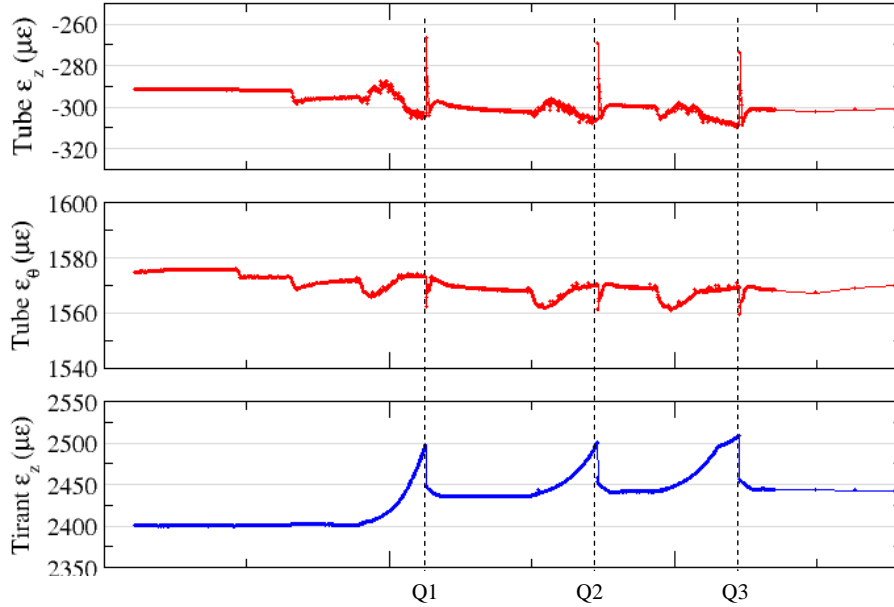


FIG. III-52 – Variation des déformations dans le tube et les tirants pendant l'excitation (« quenches » 1, 2 et 3)

2.4.5.2 Réponse des tirants

Contrairement au tube en aluminium, les tirants répondent à l'excitation. Sous l'effet des forces de Laplace axiales, la bobine tend à s'allonger longitudinalement poussant ainsi sur les cales de têtes et les cales d'extrémité. Par conséquent, la traction augmente dans les tirants pendant l'excitation.

L'augmentation de la contrainte $\sigma_{z tirant}$ au cours de l'excitation peut donc être représentée en fonction du carré du courant (auquel les forces de Laplace sont proportionnelles). La figure III-53 illustre cette variation dans les cas des « quenches » 4, 5 et 6. Sur le même graphique, la réponse des tirants prévue par le calcul numérique dans le cas sans frottement ($C_{frott} = f = 0$) et dans le cas où le coefficient de frottement vaut 0.1 partout est représentée. Ce qui conditionne principalement la réponse des tirants est le frottement entre la bobine et le pôle puisque c'est l'élongation de la bobine pendant l'excitation qui induit l'augmentation de la traction dans les tirants. D'après cette comparaison, il semble que le frottement entre la bobine et le pôle soit très faible. Cela est surprenant car la bobine et le pôle sont imprégnées ensemble. Ces bobines ayant déjà été testées, il est possible que certains degrés de liberté aient déjà été libérés dans la zone de contact entre le pôle et la bobine, diminuant ainsi les forces de frottement.

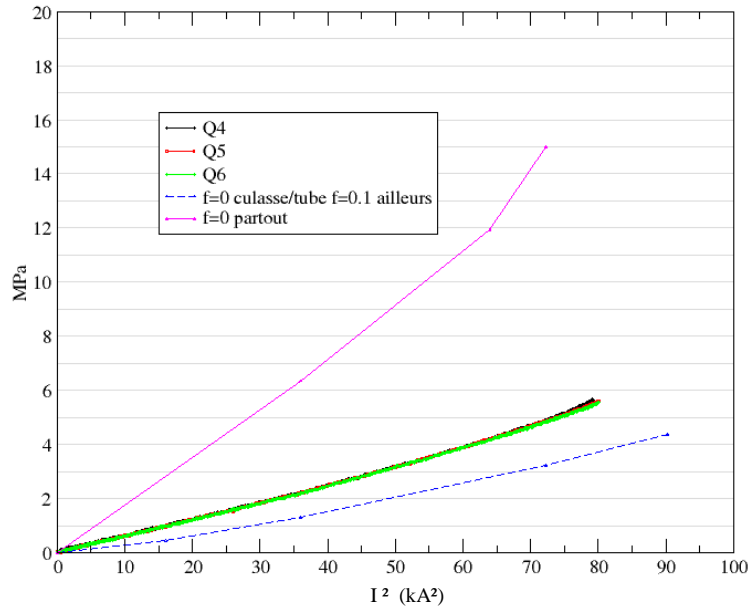


FIG. III-53 – Réponse des tirants pendant l'excitation

La réponse des tirants à l'excitation peut également être visualisée sur la figure III-52 qui représente la variation de la déformation axiale $\epsilon_{z\text{ tirant}}$ au sein des tirants pendant l'excitation (« quenches » 1 à 3). Nous pouvons remarquer la légère augmentation de la déformation après chaque « quench ». $\epsilon_{z\text{ tirant}}$ passe ainsi de $2400 \mu\epsilon$ à $2436 \mu\epsilon$ après le premier « quench », puis de $2436 \mu\epsilon$ à $2441 \mu\epsilon$ après le deuxième « quench » et de $2441 \mu\epsilon$ à $2444 \mu\epsilon$ après le troisième « quench ». Ce phénomène est appelé « **ratcheting** ». Il a été observé dans d'autres aimants notamment l'aimant HD1 testé au LBNL [107] et n'est pas encore complètement expliqué. La cause principale envisagée est le frottement entre les différents éléments qui, après l'excitation qui réduit la compression des bobines, empêcherait la bobine de retrouver son état initial. L'étude de HD1 a montré que ce phénomène était surtout marqué lors du premier quench, ce qui est vérifié sur SD01. Pour les quenches suivants, le phénomène est très faible, ce qui semble confirmer que les forces de frottements en jeu dans SD01 sont réduites.

2.4.6 Résultats, améliorations possibles et perspectives

2.4.6.1 Résultats

Les résultats du test que nous venons de présenter montrent que SD01 a répondu aux objectifs fixés à savoir vérifier que la structure mécanique avait un comportement en accord avec la modélisation numérique. Le fait que le premier quench soit survenu à 95% du courant maximal et que les déformations mesurées par les jauges puissent être prévues par le modèle numérique permet de conclure que la structure mécanique réagit comme attendu. Il serait toutefois intéressant dans le cadre d'un prochain test d'améliorer l'instrumentation des bobines. L'introduction de jauges de déformation sur les bobines permettrait de vérifier la valeur de la précontrainte qui leur est appliquée. De plus, l'ajout de prises de potentiel assurerait une meilleure compréhension du déclenchement des transitions par la détermination de leur point d'origine. Enfin, l'utilisation d'une sonde fournirait la valeur du champ magnétique au sein de l'aimant, validant ainsi définitivement le modèle magnétique.

Par ailleurs, la configuration de SD permet deux études. La première consiste à observer l'influence de la précontrainte sur l'accommodation de bobines en Nb_3Sn . La précontrainte peut être modifiée facilement, latéralement au moyen des bladders et axialement grâce aux tirants en aluminium. Pour cette étude, le fait que le point de champ maximal dans la bobine soit positionné au niveau des têtes de bobine n'est pas un inconvénient majeur car cette étude peut également s'attacher au comportement des têtes.

La seconde étude possible est la recherche de la contrainte mécanique maximale à laquelle le Nb_3Sn peut être soumis sans que ses performances ne soient dégradées de façon irrémédiable. Pour cette étude, il est capital que le point de contrainte maximale, obtenu grâce aux bladders latéraux, corresponde au point de champ maximal. Pour cela, le point de champ maximal doit être déplacé dans la partie droite de la bobine. Certaines solutions sont exposées ici. Notons enfin, que la structure mécanique permet les mêmes études en configuration « common-coil ».

2.4.6.2 Utilisation de bobines circulaires

L'utilisation d'un dispositif expérimental tel que celui développé par Wilson dans [64] pourrait également être utilisé pour déplacer le point d'induction maximale dans la partie droite. Cette solution consiste à superposer aux bobines racetracks des bobines circulaires comme cela est représenté sur les figures III-54 et III-55. Cette configuration permet de décroître l'induction au niveau des têtes des bobines « racetrack » et de renforcer l'induction dans leur partie droite. Cette configuration serait possible dans la configuration de SD car l'ouverture de la culasse est carrée. La place nécessaire au positionnement des bobines solénoïdales est donc disponible.

Nous proposons seulement ici d'estimer l'induction que peut produire un tel dispositif. Toutefois, afin d'exploiter au mieux ce type de montage, une optimisation doit être réalisée car il faut notamment prendre garde à la valeur maximale que prend l'induction dans les bobines circulaires. Les principaux paramètres étant leur position verticale V , leur rayon intérieur R_{int} , leur nombre de couches N_{cbc} et leur nombre de tours par couche N_{tbc} (figure III-55).

Dans les résultats présentés, le brin utilisé est celui de l'aimant HD1 décrit dans le chapitre 3 de la partie I. Ses caractéristiques sont détaillées dans le tableau III-27. Les dimensions du câble ont ensuite été déduites des formules de Ron Scanlan [95] et sont reportées dans le tableau III-27.

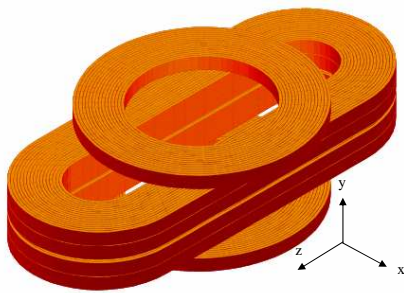


FIG. III-54 – *Vue 3D*

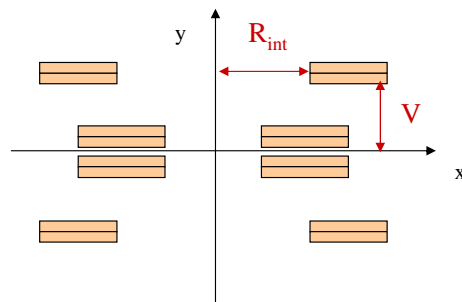


FIG. III-55 – *Coupe 2D*

Quelques calculs préliminaires en l'absence de matériaux ferromagnétiques ont été réalisés dans le but de déterminer l'ordre de grandeur des inductions pouvant être obtenues. Dans ce cas, les bobines racetrack sont constituées de 2 couches et de 16 tours de conducteur par couche et les bobines circulaires de 2 couches, ayant chacune 12 tours de conducteur.

Sur la figure III-56, nous pouvons voir la variation de la valeur de l'induction maximale dans les

Diamètre du brin	0,8 mm
Rapport cuivre/non cuivre	0,9
Densité de courant critique	3000 A/mm^2 à 12T et 4,2K
Nombre de brins par câble	20
Largeur	8,32 mm
Epaisseur	1,392 mm

TAB. III-27 – Caractéristiques du brin et du câble utilisé dans la simulation

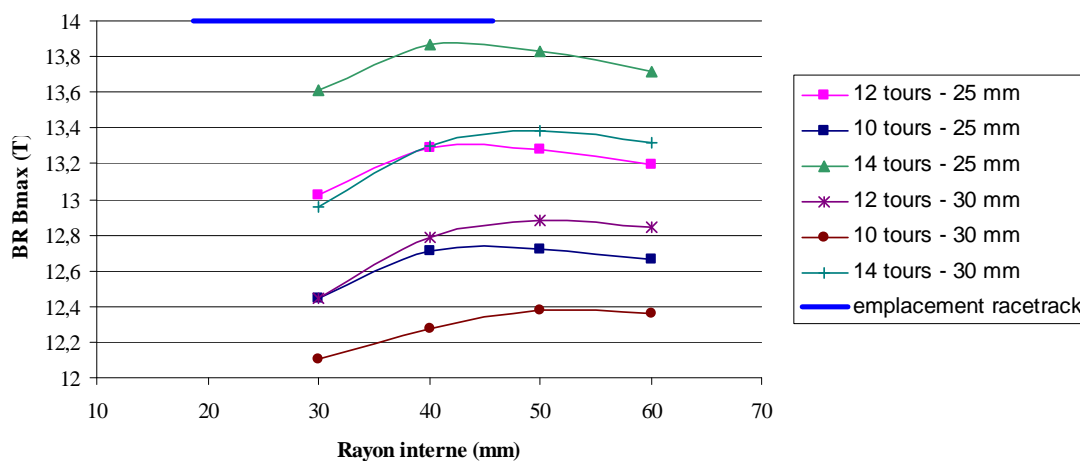


FIG. III-56 – Variation de l'induction maximale dans les racetracks $BR B_{max}$ en teslas en fonction du rayon interne des bobines circulaires pour différentes valeurs de N_{tbc} et de V

bobines racetracks en fonction du rayon intérieur des bobines circulaires pour différentes valeurs de N_{tbc} et de V . Le segment bleu représente l'expansion de la racetrack suivant \vec{x} . Nous pouvons vérifier que lorsque le nombre de tours augmente, l'induction maximale dans les racetrack augmente et que la contribution des bobines circulaires est d'autant plus grande que V est petit, c'est-à-dire qu'elles sont proches des bobines racetrack. Dans le cas où $V = 25$ mm, la position du point d'induction maximale se trouve en $z = 28$ mm. Lorsque $V = 30$ mm, il se trouve en $z = 14.2$ mm.

Comme attendu, la droite de charge des bobines racetrack a une pente plus faible que celle des bobines circulaires. Autrement dit, le courant d'échantillon court du dispositif est fixé par le courant d'échantillon court atteint par les bobines racetrack. Dans le cas où $V = 30$ mm et $R_{int} = 40$ mm, le courant d'échantillon court atteint 11 kA, ce qui correspond à une induction maximale de 13,4 T dans les parties droites des bobines racetrack. L'induction maximale dans les bobines circulaires est égale à 11,45 T, ce qui leur assure un point de fonctionnement à 90 % de la droite de charge.

Cette solution est certes plus complexe à mettre en oeuvre que la précédente, notamment d'un point de vue mécanique. Toutefois, elle présente l'avantage de pouvoir faire varier la direction du vecteur induction sur les racetracks, en faisant varier le courant dans les bobines circulaires.

2.4.6.3 Introduction de cales de têtes et suppression du pôle en fer

La seconde solution, visant à empêcher le point de champ maximal de se trouver dans les têtes, est d'introduire des cales de têtes. Cette solution est beaucoup plus simple à mettre en oeuvre et ne nécessite pas de remettre en question la structure mécanique à condition que les dimensions extérieures de l'ensemble bobine + cale d'extrémité + pièce de maintien « horseshoe » soient conservées. Du fait de la dimension longitudinale de la cale d'extrémité, nous disposons d'un peu de marge pour introduire une cale de tête de l'ordre du centimètre. Il s'avère que l'ajout d'une telle cale suffit à déplacer le point de champ maximal dans les parties droites. Les résultats présentés ici correspondent au cas où deux tours se referment sur le pôle central et 19 tours sur la cale de tête qui mesure 1 cm axialement. Une telle bobine est représentée sur la figure III-57. La répartition de l'induction dans la partie droite est représentée sur la figure III-58. Il est important de noter que, dans cette nouvelle configuration, chaque couche de bobine se compose de 21 tours (et non 20 comme SC01 et SC02) car les dimensions des conducteurs et les pièces mécaniques ont évolué depuis la fabrication de SC01 et SC02. Par ailleurs, le pôle est amagnétique. Cela permet d'éviter la diminution du champ dans la partie droite de la bobine causée par la présence du fer doux. Toutes les autres parties du dispositif demeurent inchangées, y compris le mors vertical dont la partie centrale est en fer doux.

L'induction maximale atteinte dans la partie droite, pour un courant d'échantillon court de 8 kA, est alors égale à **11.77 T** et l'induction maximale dans les têtes de bobine est de **11.15 T**, soit un écart de plus de 0.5 T. L'induction au centre de l'aimant vaut 10,85 T.

Ce calcul préliminaire nous permet de conclure qu'il est envisageable d'introduire une cale de tête au sein de bobines sans entraîner de modification de l'outillage et tout en garantissant le point d'induction maximale dans la partie droite des bobines.

2.4.6.4 Perspectives pour SD

Nous venons de voir que des améliorations peuvent être apportées à SD. Toutefois, en l'état actuel des choses, SD pourrait être utilisé rapidement au sein de différents programmes de recherche.

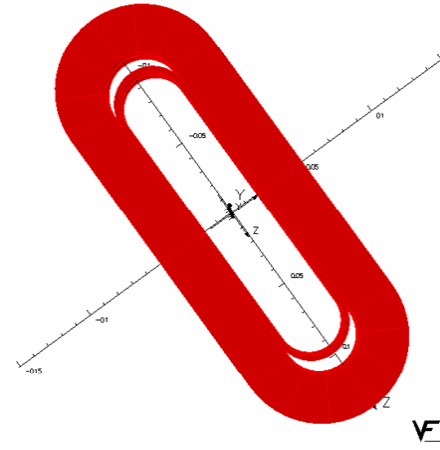


FIG. III-57 – *Vue de dessus d'une bobine avec cale de tête de 1 cm*

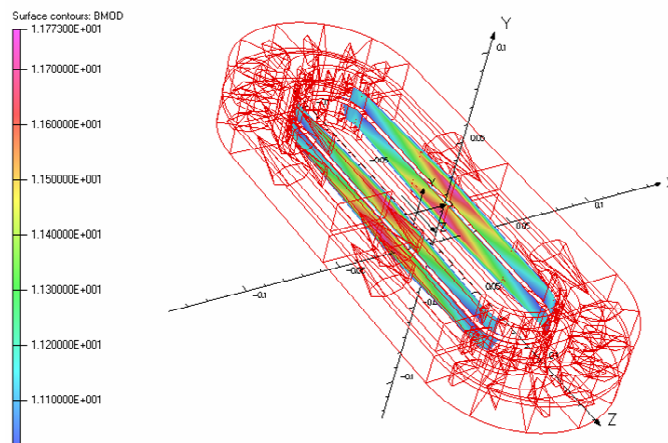


FIG. III-58 –

Dans un premier temps bien sûr, il pourra être utilisé pour répondre à son objectif premier à savoir l'étude de l'influence de la précontrainte sur l'accommodation de bobines en Nb_3Sn .

Par ailleurs, sa facilité de montage et de démontage en fait un dispositif facile à mettre en oeuvre pour le test de conducteur. Il présente notamment un intérêt dans le développement des dipôles à haut champ en raison de sa configuration magnétique. Ainsi, il est possible d'envisager le test du conducteur NED dans une structure mécanique telle que celle de SD.

Par ailleurs, le programme LARP envisage d'utiliser une structure telle que celle de SD dans le cadre de son étude d'aimant à échelle réduite. L'objectif serait de déterminer la contrainte mécanique maximale que peut supporter le Nb_3Sn .

D'autre part, le développement d'une isolation innovante au CEA/Saclay est en cours [108]. Actuellement testée sur des petites bobines solénoïdales constituées d'un brin de Nb_3Sn enroulé autour d'un mandrin, elle est vouée à être testée, à terme, au sein de bobines représentatives d'aimants d'accélérateur. Il serait donc également possible de réaliser des bobines racetrack à partir d'un conducteur isolé avec ce type d'isolation. Les contraintes mécaniques vues par les bobines étant bien connues, un tel test permettrait de tester cette isolation en compression au sein d'un bobinage représentatif d'un aimant d'accélérateur.

Dans cette partie, nous avons détaillé la conception magnétique et mécanique du dispositif expérimental « Subscale Dipole » qui a pour objectif d'être représentatif de la partie droite d'un dipôle de type ellipse et qui doit permettre de faire varier la précontrainte mécanique sur le bobinage. Ces objectifs ont été atteints dans le cadre d'une collaboration entre le CEA/Saclay et le LBNL avec le test de l'aimant SD01 constitué de deux bobines racetracks en Nb_3Sn (SC01 et SC02) et d'une structure mécanique fondée sur la technologie des « keys and bladders ». Du fait des efforts de Laplace engendrés par sa configuration dipolaire, la structure de SD permet d'appliquer aux bobines une précontrainte latérale au moyen de « bladders » qui sont ensuite remplacés par des clavettes et une précontrainte axiale à l'aide de tirants en aluminium. Ces deux principes permettent de contrôler la compression de la bobine sur le pôle central.

L'objectif du test initial était de valider la structure mécanique de SD. Pour cela, les valeurs des précontraintes mécaniques appliquées sur le bobinage devaient être telles que la bobine demeure en compression sur le pôle central lors de l'excitation en courant. Elles ont été calculées numériquement par un modèle par éléments finis réalisé avec le logiciel ANSYS et à partir des valeurs des efforts de Laplace calculées à partir d'Opera3D. Les simulations numériques ont ainsi permis de préparer avec précision les phases d'assemblage et de test de SD01.

Le test de SD01 a montré que la structure se comportait comme prévu puisque la première transition est survenue à un courant de 8556 A soit 95,6 % du courant maximal atteint (8953 A). Les tirants et le tube en aluminium équipés de jauges ont montré des déformations en accord avec le comportement attendu. Il apparaît que le dispositif SD est désormais un outil pour la communauté des concepteurs d'aimants d'accélérateur. Il doit pouvoir permettre d'étudier l'influence des fortes et des faibles précontraintes sur des bobines en Nb_3Sn , de tester de nouveaux conducteurs et de nouvelles isolations en configuration dipolaire.

Conclusion

Dans les prochaines années, en vue notamment d'améliorer les performances du LHC, les concepteurs d'aimants supraconducteurs devront relever le défi d'allier la production de hauts champs à la maîtrise des contraintes mécaniques au sein des bobinages. A ce jour, seul le Nb_3Sn peut être envisagé à court terme pour la réalisation d'aimants à fort champ. Etant donnée la sensibilité de ses propriétés supraconductrices aux contraintes mécaniques, il est nécessaire d'une part de rechercher de nouvelles configurations magnétiques à moindres contraintes pour les dipôles à grandes ouvertures et forte induction, d'autre part d'étudier les aspects mécaniques liés à la réalisation et la mise en oeuvre des bobines en Nb_3Sn .

Notre étude a comporté dans une première partie l'exploration de nouvelles configurations magnétiques avec la conception de dipôles 2D fondée sur la répartition de courant par intersection d'ellipses. L'approximation de la répartition idéale de courant a été réalisée par discrétisation, en utilisant des blocs de conducteurs. Les résultats théoriques obtenus indiquent qu'il est possible d'obtenir des inductions de plus de 13 T avec des marges de fonctionnement de 10 % dans des ouvertures de 88, 130 et 160 mm et avec une homogénéité de champ répondant aux critères des aimants d'accélérateur. Une telle structure magnétique présente deux handicaps qui sont d'une part l'importante composante horizontale de la force de Laplace totale agissant sur le bobinage et d'autre part la forte valeur de l'énergie magnétique stockée. Le premier inconvénient découle directement de la volonté de réduire la force verticale, le second pose le problème du comportement du système en cas de transition. Néanmoins, ces deux inconvénients ne paraissent pas rédhibitoires.

En raison des importantes forces de Laplace générées dans les dipôles à haut champ et grande ouverture, il est capital de combiner l'étude magnétique et l'étude mécanique. Une structure mécanique théorique a donc été proposée. Après plusieurs itérations, il s'est avéré indispensable d'introduire un support mécanique interne au sein de l'ouverture afin de soutenir le bobinage susceptible de fléchir durant l'excitation. Cette alternative a pour inconvénient de réduire l'ouverture du dipôle. Toutefois, l'association de ce support interne et de l'application d'une précontrainte sur les bobines permet de maintenir les bobines en compression avec des valeurs de contraintes mécaniques inférieures à 150 MPa pour les différentes étapes que sont l'application de la précontrainte, la mise en froid et l'excitation en courant. Ces résultats encourageants incitent à envisager favorablement l'étude de la fabrication et de l'assemblage de telles structures.

Cette étude mécanique a été réalisée en faisant l'hypothèse habituelle selon laquelle le bon fonctionnement de l'aimant ne pouvait être assuré que dans le cas où les bobinages étaient maintenus en compression lors de l'excitation. Toutefois, l'étude mécanique du dipôle de type-ellipse a confirmé que l'application de la précontrainte renforce l'accumulation des contraintes mécaniques au sein des bobines, conduisant à des valeurs proches des limites acceptables. La question de savoir si la précontrainte est nécessaire au bon fonctionnement d'un aimant en Nb_3Sn est donc légitime, ce qui a orienté la phase suivante de notre travail.

Dans la seconde partie nous nous sommes donc attachés à concevoir un dispositif expérimental destiné à l'étude de l'influence de la précontrainte sur l'accommodation de bobines en Nb_3Sn . Le dispositif « Subscale Dipole » (SD) conçu en collaboration avec le LBNL permet d'appliquer des précontraintes latérales et axiales variables sur des bobines en Nb_3Sn à échelle réduite. Ces deux bobines superposées constituent un dipôle dont l'induction maximale, de l'ordre de 12,4 T, se trouve dans les têtes.

Les tests effectués au cours d'une campagne que nous avons conduite au LBNL ont permis de valider le dispositif comme pouvant ultérieurement apporter les éléments de réponse au problème posé, bien que l'ensemble de l'expérimentation n'ait pu être effectuée dans le temps imparti. La validation de l'aimant ainsi réalisée a permis de conclure quant aux possibilités futures de SD. En premier lieu, il s'avère que l'étude de la variation de la précontrainte sur les bobines pourra

être réalisée aussi bien en ce qui concerne la précontrainte axiale que latérale. Par ailleurs, quelles que soient les conclusions quant à la nécessité de la précontrainte, il est nécessaire de connaître la contrainte mécanique maximale que peut subir le Nb_3Sn sans que ses propriétés ne soient dégradées. Pour cela, nous savons que la zone d'induction maximale doit coïncider avec la zone de contrainte maximale, ce qui nécessite un positionnement de l'induction maximale dans les parties droites des racetracks. Nous avons montré en particulier que l'introduction d'une cale de tête au sein des bobines, associée éventuellement à des inserts ferromagnétiques judicieusement dimensionnés, suffisait à déplacer la zone de champ fort rendant ainsi l'étude possible. Bien que les travaux engagés n'aient pu aboutir à des conclusions sur l'influence de la précontrainte sur l'accommodation des bobines en Nb_3Sn , nous espérons avoir contribué à la résolution de cette problématique par la mise à disposition de la communauté des concepteurs d'aimants supraconducteurs, d'un dispositif expérimental étalonné.

Il reste toutefois de nombreuses questions en suspens. En ce qui concerne la configuration magnétique de type ellipse, la configuration magnétique 2D peut encore être améliorée notamment par l'optimisation du nombre de conducteurs par blocs. Il est également possible d'envisager une utilisation plus recherchée de matériaux ferromagnétiques avec par exemple l'introduction d'inserts au sein de l'ouverture qui pourraient contribuer à accroître l'induction. Une telle étude devra prendre en considération la variation des harmoniques au cours du cycle de fonctionnement de l'aimant en raison de la saturation des matériaux ferromagnétiques. Il est par ailleurs indispensable d'aborder la conception magnétique des têtes de bobines qui se révèle être un défi majeur de cette configuration.

Un effort particulier peut également être mené sur l'utilisation des matériaux ferromagnétiques au sein de l'aimant SD. Le positionnement de la zone de champ fort pourrait être maîtrisé par des éléments ferromagnétiques dont la forme et la localisation devront être étudiées. Enfin, nous pouvons nous interroger quant à la totale transposition des résultats observés sur des bobines à échelle réduite à des aimants de grande taille. Les rayons de courbures et les dimensions du conducteur étant du même ordre dans le cas des bobines réduites, les variations de l'induction sont beaucoup plus grandes d'un brin à l'autre que dans le cas d'aimant de grande taille. La redistribution du courant peut donc différer selon la taille de l'aimant ce qui pourrait induire des comportements distincts à l'échelle de l'aimant. Il reste donc de nombreuses études à effectuer afin de pouvoir assurer complètement la mise en oeuvre du Nb_3Sn dans des aimants d'accélérateur.

Nomenclature

Lettres romaines

A_f	Section du faisceau de particules (cm^2)
A_c	Section transverse des faisceaux de particules au croisement(cm^2)
A_n	Coefficient 2n-polaire tourné (T)
A_z	Composante suivant \vec{u}_z du potentiel vecteur magnétique (Tm)
a	Epaisseur d'une tranche de supraconducteur
a_e	Demi-axe horizontal de l'ellipse (m)
a_n	Coefficient 2n-polaire tourné réduit (T)
\vec{B}	Vecteur induction
\overline{B}	Induction complexe
B_{cerc}	Induction produite à l'intérieur d'une intersection de cercles (T)
B_{dipole}	Induction dans un dipôle (T)
B_{bob}	Induction dans les conducteurs d'une intersection d'ellipses (T)
$B_{ellipse}$	Induction produite à l'intérieur d'une intersection d'ellipses (T)
$B_{int,ell}$	Induction à l'intérieur d'un conducteur elliptique (T)
B_{ext}	Induction à l'extérieur de l'intersection d'ellipses (T)
$B_{ext,ell}$	Induction à l'extérieur d'un conducteur elliptique (T)
B_{max}	Induction maximale dans le conducteur
$B_{max NED}$	Induction maximale sur le conducteur
$B_{maxpdte}$	Induction maximale dans la partie droite de SD
B_{cpdte}	Induction au centre de la partie droite de SD
ΔB_{max}	$B_{max} - B_{cpdte}$
ΔB_{min}	$B_{max} - B_{maxpdte}$
B_n	Coefficient 2n-polaire normal (T)
B_r	Composante radiale de l'induction (T)
B_{ref}	Induction de référence (T)
B_θ	Composante azimutale de l'induction (T)
B_x	Composante suivant \vec{u}_x de l'induction (T)
$B_{x,cos}$	Composante suivant \vec{u}_x de l'induction produite par une distribution en $J_0 \cos\theta$
B_y	Composante suivant \vec{u}_y de l'induction (T)
$B_{y,cos}$	Composante suivant \vec{u}_y de l'induction produite par une distribution en $J_0 \cos\theta$
B_{0NED}	Induction centrale
b_e	Demi-axe vertical de l'ellipse (m)
b_n	Coefficient 2n-polaire normal réduit (T)
\overline{C}_n	Coefficient 2n-polaire complexe
c	célérité de la lumière (m/s)
C_p	Chaleur spécifique
D_{NED}	Diamètre du brin NED
D_{eff}	Diamètre effectif des filaments de supraconducteur
$D_{eff NED}$	Diamètre effectif des filaments NED
$D_Z tirant$	Déplacement appliqué aux tirants de SD
d	Distance entre le centre de l'ellipse et le centre de l'intersection (m)
$E_{faisceau,eV}$	Energie du faisceau de particule (eV)
$E_{faisceau,GeV}$	Energie du faisceau de particule (GeV)
	Epaisseur moyenne du câble

E_{Young}	Module d'Young d'un matériau (GPa)
e	Charge de l'électron (C)
e_c	Épaisseur de la cale en G10
$e_{condNED}$	Épaisseur du câble NED
e_{ext}	Grande épaisseur d'un câble trapézoïdal
e_{int}	Petite épaisseur d'un câble trapézoïdal
e_p	Épaisseur d'un câble plat
e_{plex}	Épaisseur de la cale d'extrémité
e_{SC}	Épaisseur d'une racetrack dans SD
e_{tube}	Épaisseur du tube dans SD
\vec{F}_a	Densité de force d'ancrage (Nm^{-3})
$\vec{F}_{L,tot}$	Vecteur des forces de Laplace
F_L	Force de Laplace par unité de longueur (N/m)
F_{Lec}	Force de Lorentz à I_{ec}
F_{Lr}	Composante radiale de la force de Laplace (N) dans un repère cylindrique
$F_{L\theta}$	Composante azimutale de la force de Laplace (N) dans un repère cylindrique
F_{Lx}	Composante suivant \vec{u}_x de la force de Laplace (N) dans un repère cartésien
F_{Ly}	Composante suivant \vec{u}_y de la force de Laplace (N) dans un repère cartésien
F_{Lz}	Composante longitudinale de la force de Laplace (N)
F_{xcond}	Composante horizontale de la force de Laplace par unité de longueur agissant sur un conducteur
$F_{x,cos/m}$	Composante horizontale de la force de Laplace par unité de longueur dans un dipôle en $cos\theta$
$F_{y,cos/m}$	Composante verticale de la force de Laplace par unité de longueur dans un dipôle en $cos\theta$
$F_{x,ellips/m}$	Composante horizontale de la force de Laplace par unité de longueur s'exerçant sur un quart de dipôle par intersection d'ellipses
$F_{x,ellips/m}^T$	Composante horizontale totale de la force de Laplace par unité de longueur s'exerçant sur un dipôle par intersection d'ellipses
$F_{y,ellips/m}$	Composante verticale de la force de Laplace par unité de longueur s'exerçant sur un quart de dipôle par intersection d'ellipses
F_{xNED}	Composante horizontale totale de la force de Laplace par unité de longueur agissant sur un pôle
F_{yNED}	Composante verticale de la force de Laplace par unité de longueur agissant sur quart de bobinage
f_b	Fréquence de passage des paquets de particules (s^{-1})
f_e	Facteur de forme de l'ellipse
g_k	Amplitude de la marche k de la fonction escalier S_{Beth}
H	Champ magnétique (Am^{-1})
H_c	Champ magnétique critique (Am^{-1})
H_{c1}	Premier champ magnétique critique (Am^{-1})
H_{c2}	Deuxième champ magnétique critique (Am^{-1})
h_p	Constante de Planck
I	Courant (A)
I_{ec}	Courant d'échantillon court (A)
I_{quench}	Courant de quench (A)
I_{max}	Courant maximum (A)
I_{NED}	Courant dans l'aimant NED de type ellipse
	Courant de transition théorique (A)

I_{op}	Courant de fonctionnement de l'aimant (A)
I_s	Courant de seuil de stabilité (A)
$I_{th} J$	Densité de courant volumique (A/mm^2)
J_c	Densité de courant critique (A/mm^2)
J_{cNED}	Densité de courant critique du brin NED à 15 T et 4,2K
J_0	Densité de courant volumique (A/mm^2)
J_{moy}	Densité de courant volumique moyenne (A/mm^2)
K_0	Densité de courant superficielle (A/m)
k_{supra}	Conductivité thermique du supraconducteur
\mathcal{L}	Luminosité d'un collisionneur ($cm^{-2}s^{-1}$)
L_{aimant}	Inductance de l'aimant
L_{anneau}	Longueur de l'accélérateur (m)
L_{blad}	Largeur du bladder en contact avec le mors (mm)
L_{bob}	Longueur totale de la racetrack de SD
L_{cond}	Largeur du câble nu (m)
$L_{condNED}$	Largeur du câble NED nu (m)
L_{dbob}	Demi-longueur d'une racetrack de SD
$L_{dtirant}$	Demi-longueur du tirant
L_{pfNED}	Pas de torsade des filaments NED
N_{bcb}	Nombre de couches par bobine circulaire
N	Nombre de particules dans un paquet
N_{brin}	Nombre de brins dans le câble
N_m	Nombre de marches de la fonction escalier S_{Beth}
N_{tcb}	Nombre de tours de conducteur par bobine circulaire
N_1	Nombre de particules dans un faisceau
P_{blad}	Pression dans le bladder
$P_{max,moy}$	Pression maximale exercée au sein d'un bloc par l'accumulation des forces de Laplace
$P_{planmed}$	Pression moyenne sur le plan médian
px_i	Déplacement horizontal imposé au bloc i
py	Déplacement verticale
ps	Déplacement horizontal appliqué au tube
R_{courb}	Rayon de courbure du faisceau (m)
\mathcal{R}_e	Limite élastique d'un matériau (MPa)
R_e	Rayon extérieur
R_i	Rayon de la zone circulaire vide de conducteurs (m)
R_{int}	Rayon des bobines circulaires
R_N	Résistance de la zone normale
R_0	Rayon de référence de la décomposition harmonique (m)
r_0	Rayon de la particule (m)
$S_{Beth}(\phi)$	Fonction escalier
$S_{ellips,bob}$	Surface de conducteur d'un pôle de dipôle par intersection d'ellipses
$S_{cos,bob}$	Surface de conducteur d'un pôle de dipôle en $\cos\theta$
S_k	Coefficient harmonique de la fonction $S(\phi)$
$\underline{\mathcal{T}}$	Tenseur des contraintes de Maxwell
$\overline{\mathcal{T}}^{ij}$	Composante du tenseur des contraintes de Maxwell
T	Température (K)
T_{bain}	Température du bain cryogénique (K)
	Energie magnétique stockée

T_c	Température critique (K)
T_{max}	Température maximale atteinte pendant une transition
V	Position verticale des bobines circulaires
$W_{mag} w_c$	Largeur moyenne du câble
Z_{blad}	Longueur d'un bladder
Z_{dbladd}	Demi-longueur d'un bladder

Lettres grecques

α_e	Angle pour approximation fonction escalier $S_{Beth}(\text{°})$
α_{th}	Coefficient de retrait thermique (mm/m)
$\beta(s)$	Fonction betatron (m)
β_{adia}	Paramètre de stabilité adiabatique
$\beta_x(s)$	Fonction betatron dans le plan horizontal (m)
$\beta_z(s)$	Fonction betatron dans le plan vertical (m)
β^*	Valeur de la fonction betatron au point d'interaction (m)
$\Delta\nu$	« Tune shift »
$\Delta\nu_0$	Seuil du « Tune shift »
ϵ_a	Déformation appliquée
ϵ_0	Déformation intrinsèque
ϵ_m	Déformation appliquée pour laquelle ϵ_0 est minimale
$\epsilon_z \text{ tirant}$	Déformation longitudinale des tirants
$\epsilon_z \text{ tube}$	Déformation longitudinale du tube
ϵ_θ	Déformation azimutale
$\epsilon_\theta \text{ tube}$	Déformation azimutale du tube
ϕ_b	Diamètre du brin
ϕ_0	Fluxoïde
γ_{Nb_3Sn}	densité volumique du Nb_3Sn
γ_r	Facteur relativiste
λ_L	Longueur de pénétration de London
λ_{supra}	Fraction de supraconducteur dans le composite
$\lambda_{Cu/nonCu}$	Rapport cuivre sur non cuivre NED
μ_0	Perméabilité magnétique du vide (SI)
ν	Nombre d'onde
$\nu_{Poisson}$	Coefficient de Poisson d'un matériau
ν_x	Nombre d'onde dans le plan horizontal
ν_z	Nombre d'onde dans le plan vertical
θ_c	Angle de croisement des faisceaux dans un collisionneur (°)
$\rho_{matrice}^{293K}$	Résistivité du stabilisant à 293K ($\Omega.m$)
$\rho_{matrice}^{4,2K}$	Résistivité du stabilisant à 4,2K ($\Omega.m$)
σ	Surface d'interaction (cm^{-2})
$\sigma_{fer VM}$	Contraintes de Von Mises dans les pièces en fer
$\sigma_{inox VM}$	Contraintes de Von Mises dans les pièces en acier inoxydable
$\sigma_{plex VM}$	Contraintes de Von Mises dans la plaque d'extrémité
$\sigma_{tirant VM}$	Contraintes de Von Mises dans les tirants
$\sigma_{tube VM}$	Contraintes de Von Mises dans le tube
σ_x	Contrainte dans la direction horizontale
$\sigma_X (bob h)$	Contrainte dans la direction horizontale dans la bobine contact bobine/horseshoe
$\sigma_X (bob p)$	Contrainte dans la direction horizontale dans la bobine contact bobine/pôle
σ_y	Contrainte dans la direction verticale
$\sigma_y plex$	Contrainte dans la direction verticale dans la plaque d'extrémité
σ_z	Contrainte dans la direction longitudinale
$\sigma_Z (bob p)$	Contrainte dans la direction longitudinale dans la bobine contact bobine/pôle
$\sigma_Z \text{ tirant}$	Contrainte dans la direction longitudinale dans les tirants

σ_θ	Contrainte dans la direction azimutale
$\sigma_\theta(moy\ TUBE\ x=0)$	Contrainte moyenne dans la direction azimutale dans le tube sur la droite $x=0$
τ	Constante de temps de décroissance du courant
τ_R	Taux de remplissage du câble
ψ	Angle de câblage
ζ	Longueur de cohérence

Bibliographie

- [1] E. Wilson. *An introduction to particle accelerators*. Oxford University Press, 2001.
- [2] A. Devred. Magnets systems for large particle accelerators. *DAPNIA/STCM Internal Note 00-28*, 2001.
- [3] L. Rossi. Superconducting magnets for accelerators and detectors. *Cryogenics*, 43 :281, 2003.
- [4] J. Rossbach et P. Schmüser. Basic course on accelerator optics. *CERN Accelerator School, CERN Report 94-01*, 1992.
- [5] K.H. Mess et P. Schmüser. Superconducting accelerator magnets. *CERN Accelerator School, CERN Report 89-04*, 1988.
- [6] T.M. Taylor. Detector magnet design. *CERN Accelerator School, CERN Report 2004-008*, 2002.
- [7] M. Sands. The physics of electron storage rings : an introduction. Technical report, University of California, Santa Cruz, SLAC-R-121, 1970.
- [8] J. Le Duff. High luminosity. *CERN Accelerator School, CERN Report 94-01*, 1992.
- [9] S. Gourlay et al. Magnet R&D for the US LHC Accelerator Research Program (LARP). *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 16(2) :324, 2006.
- [10] A. Yamamoto A. Devred, S. Gourlay. Future accelerator magnet needs. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 15(2) :1192, 2005.
- [11] Chapitre 3. Layout and performance. *LHC Design Report*, <http://lhc.web.cern.ch/lhc>.
- [12] F. Ruggiero et al. LHC accelerator R&D and upgrade scenarios. Technical report, CERN LHC Project Report 666, 2003.
- [13] J. Strait et al. Towards a new LHC interaction region design for a luminosity upgrade. *Proceedings of PAC 2003*, page 42, 2003.
- [14] F.M Asner. *High Field Superconducting magnets*. Clarendon press . Oxford, 1999.
- [15] M.N. Wilson et al. The Rutherford Laboratory bending magnet. *Proceedings of the 1968 Summer Study on Superconducting Devices and Accelerators*, <http://www.bnl.gov>, page 888, 1968.
- [16] A. Berruyer et al. The Saclay Superconducting Pulsed Dipole MOBY. *Proceedings of the fourth International Conference on Magnet Technology, Brookhaven*, 1972.
- [17] G. Bronca et al. The Superconducting Pulsed Dipole ALEC. *Proceedings of the fifth International Conference on Magnet Technology, Rome*, 1975.
- [18] F. Deutsch et C. Iselin A. Asner. Considerations on superconducting beam transport elements. Technical report, CERN internal report, MPS/Int. MA 65-12, 1965.
- [19] P.G. Kruger et al. A superconducting quadrupole lens. Technical report.

- [20] R.A. Beth. Step-function approximations to $\cos(n\theta)$. Technical report, Brookhaven National Laboratory, AADD-135, 1967.
- [21] A.D. McInturff et al. Full-scale *ISA Dipole*. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 22(3) :1133, 1975.
- [22] G. Morgan et al. Superconducting Magnet System for the *AGS High Energy Unseparated Beam*. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 22(3) :1164, 1975.
- [23] W.B. Fowler et al. The Technology of Producing Reliable Superconducting Dipoles at Fermilab. *Proceedings of the Applied Superconductivity Conference, Palo Alto*, 1976.
- [24] J.H. Coupland. Dipole, quadrupole and higher order fields from simple coils. *Nuclear Instruments and Methods*, 78 :181, 1970.
- [25] A. Devred. Argonne lectures on particles accelerator magnets - volume *B*. Technical report, CEA DAPNIA/STCM 99-05, 1999.
- [26] A. Devred. *Communication privée*, 2006.
- [27] A. Devred. Supraconducteurs à base température critique pour électroaimants. *Rapport CEA-R-6011*, 2002.
- [28] P. J. Lee. <http://www.asc.wisc.edu>, 2002.
- [29] M.N. Wilson. Superconducting materials for magnets. *CERN Accelerator School - Superconductivity in Particle Accelerators CERN 96-03*, 1996.
- [30] R.M. Scanlan. The evolution of tooling, techniques, and quality control for accelerator dipole magnet cables. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 3(1) :842, 1993.
- [31] J. A. Parell et al. High field Nb_3Sn conductor development at oxford superconducting technology. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 13(2) :3470, 2003.
- [32] P.J. Lee et D.C. Larbalestier. Microstructure, microchemistry and the development of very high Nb_3Sn layer critical current density. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 15(2) :3474, 2005.
- [33] W.A. Fietz et W.W.Webb. Hysteresis in superconducting alloys - temperature and field dependence of dislocation pinning in niobium alloys. *Physical Review*, 178 :657, 1969.
- [34] E.J. Kramer. Scaling laws for flux pinning in hard superconductors. *Journal of Applied Physics*, 44 :1360, 1973.
- [35] D Dew Hughes. Flux pinning mechanisms in type ii superconductors. *Philosophy Magazine*, 30 :293, 1974.
- [36] H Jones et EWJ Mitchell DP Hampshire. An indepth characterization of $(NbTa)_3Sn$ filamentary superconductor. *IEEE Transactions on Magnetism*, 21 :289, 1985.
- [37] JW Ekin. Strain scaling law for flux pinning in practical superconductors. part 1 : Basic relationship and application to Nb_3Sn conductors. *Cryogenics*, 20 :611, 1980.
- [38] JW Ekin. *Filamentary A15 superconductors*. M Suenaga and A F Clark, 1980.
- [39] LT Summers. A model for the prediction of Nb_3Sn critical current as a funtion of field, temperature, strain, and radiation damage. *IEEE Transactions on Magnetism*, 27 :2041, 1991.
- [40] A Godeke et HHJ ten Kate B ten Haken. The influence of various strain components on the critical parameters of layer shaped Nb_3Sn . *Advances in Cryogenic Engineering*, 40 :875, 1994.

- [41] B ten Haken. *Strain effects on the critical properties of high-field superconductors*. PhD thesis, Universit  de Twente, 1994.
- [42] A Godeke et HHJ ten Kate B ten Haken. The influence of compressive and tensile axial strain on the critical properties of Nb_3Sn conductors. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 5(2) :1909, 1995.
- [43] A Godeke B ten Haken and HHJ ten Kate. The strain dependence of the critical properties of Nb_3Sn conductors. *Journal of applied physics*, 85(6) :3247, 1999.
- [44] DO Welch. Alteration of the superconducting properties of A15 compounds and elementary composite superconductors by non hydrostatic elastic strain. *Advances in Cryogenic Engineering*, 26 :48, 1980.
- [45] A. Godeke et al. The deviatoric strain description of the critical properties of Nb_3Sn conductors. *Physica C*, pages 372–376, 2002.
- [46] A. Godeke. *Performance boundaries in Nb_3Sn superconductors*. PhD thesis, Universit  de Twente, 2005.
- [47] H. Boschman et L.J.M van de Klundert. Effects of transverse stress on the current carrying capacity of multifilamentary wires. *Advances in Cryogenic Engineering (Materials)*, 36 :93, 1990.
- [48] S.L. Bray et W.L.Bahn J.W. Ekin. Effect of transverse stress on the critical current of bronze-process and internal-tin Nb_3Sn . *Journal of Applied Physics*, 69 :4436, 1991.
- [49] H. Boschman et al. The effect of transverse loads up to 300 mpa on the critical currents of Nb_3Sn cables. *IEEE Transactions on Magnetics*, 27(2) :1831, 1991.
- [50] H.H.J. ten Kate et al. The reduction of the critical current in Nb_3Sn cables under transverse forces. *IEEE Transactions on Magnetics*, 28(1) :715, 1992.
- [51] D.R. Dietderich et al. Critical current of superconducting rutherford cable in high magnetic fields with transverse pressure. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 9(2) :122, 1999.
- [52] E. Barzi et al. Sensitivity of Nb_3Sn rutherford-type cables to transverse pressure. *EUCAS 2003, Sorrento-Italy*, 2003.
- [53] E. Barzi et al. Development and study of rutherford-type cables for high-field accelerator magnets at fermilab. *Superconductivity Science and Technology*, 17, 2004.
- [54] J.M van Oort et al. The reduction of the critical current in Nb_3Sn cables under transverse loads. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 3(1) :559, 1993.
- [55] K.J. Best et al. Anisotropy of the critical current in solid solution superconductor $NbTi$. *IEEE Transactions on Magnetics*, 15(1) :395, 1979.
- [56] K.J. Best et al. Anisotropy of optimized and not optimized technical $NbTi$ superconductors. *IEEE Transactions on Magnetics*, 15(1) :765, 1979.
- [57] V. Previtali et al. Critical current studies on $NbTi$ deformed strands. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 16(2) :1180, 2006.
- [58] S. Russenschuck. Electromagnetic design and mathematical optimization methods in magnet technology. *E-Book*, <http://cern.ch/at-mel-em>, 2005.
- [59] CP Bean. Magnetization of high field superconductors. *Review of Modern Physics*, 36(1) :31, 1964.
- [60] S. Wolff K.H. Mess, P. Schmüser. *Superconducting accelerator magnets*. Singapore : World Scientific, 1996.

- [61] P. Ferracin. Towards computing training processes in superconducting magnets. *Workshop on Accelerator Magnet Design and Optimization, CERN 3-6 avril 2006*, <http://wamdo-2006.web.cern.ch>, 2006.
- [62] P Ferracin. *DOE Review Santa Rosa* <http://www.agsrhichome.bnl.gov/LARP>, 2005.
- [63] L. Imbasciati. *Studies of quench protection in Nb₃Sn superconducting magnets for future particle accelerators*. PhD thesis, University of Vienna, 2003.
- [64] M.N. Wilson et al. The control of training in racetrack shaped superconducting magnets. *IEEE Transactions on Magnetics*, 11 :532, 1975.
- [65] S. Caspi et al. The Use of Pressurized Bladders for Stress Control of Superconducting Magnets. In *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, volume 11, page 2272, 2001.
- [66] Martin N. Wilson. *Superconducting Magnets*. Oxford Science Publications, 1983.
- [67] A.K. Ghosh et al. Dynamic stability threshold in high-performance internal-tin Nb₃Sn superconductors for high field magnets. *Superconductor Science and Technology*, 18, 2005.
- [68] S. Feher et al. Tests results of shell-type Nb₃Sn dipole coils. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 14(2) :349, 2003.
- [69] D.R. Dietderich et al. Correlation between strand stability and magnet performance. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 15(2) :1524, 2005.
- [70] V.V. Kashikhin et A. V. Zlobin. Magnetic instabilities in Nb₃Sn strands and cables. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 15(2), 2005.
- [71] A.K. Ghosh. *DOE Review Santa Rosa* <http://www.agsrhichome.bnl.gov/LARP>, 2005.
- [72] A.Asner et al. First Nb₃Sn, 1m long superconducting dipole model magnets for LHC break the 10 tesla field treshold. *Proceedings of the MT11 Conference, Elsevier Applied Science*, page 36, 1990.
- [73] A. den Ouden et al. An experimental 11.5T Nb₃Sn lhc type of dipole magnet. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30(4) :2320, 1994.
- [74] A. den Ouden et al. Application of Nb₃Sn superconductors in high-field accelerator magnet. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 7(2) :733, 1997.
- [75] D. Dell’Orco et al. Design of the Nb₃Sn dipole D20. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 3(1) :82, 1993.
- [76] A.D. McInturff. Test results for high field (13T) Nb₃Sn dipole. *Proceedings of the Particle Accelerators Conference 1997*, 1997.
- [77] G. Ambrosio et al. Development of the 11t Nb₃Sn dipole model at fermilab. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 10(1) :298, 2000.
- [78] S. Feher et al. Tests results of shell-type Nb₃Sn dipole coils. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 14(2) :349, 2004.
- [79] A.V. Zlobin et al. Development and test of Nb₃Sn cos-theta dipole based on PIT strands. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 2005.
- [80] R. Benjegerdes et al. Fabrication and test results of a high field, Nb₃Sn superconducting racetrack dipole magnet. In *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago*, page 208, 2001.
- [81] R.R. Hafalia. An approach for faster high field magnet technology development. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13(2) :1258, 2003.

- [82] A.R. Hafalia et al. *HD1* : Design and fabrication of a 16 tesla Nb_3Sn dipole magnet. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 14(2) :283, 2004.
- [83] A.F. Lietzke et al. Test results for *HD1*, a 16 tesla Nb_3Sn dipole magnet. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 14(2) :345, 2004.
- [84] A.F. Lietzke et al. Test results for *HD1b*, an upgraded 16 tesla Nb_3Sn dipole magnet. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 15(2) :1123, 2005.
- [85] A. Zlobin. *US core accelerator magnet programs. Workshop on Accelerator Magnet Design and Optimization, CERN 3-6 avril 2006*, <http://wamdo-2006.web.cern.ch>, 2006.
- [86] G. Sabbi et al. Design of *HD2* : an 15 tesla Nb_3Sn dipole with a 35 mm bore. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 15(2) :1128, 2005.
- [87] P. Ferracin et al. Mechanical design of *HD2* : an 15 tesla Nb_3Sn dipole with a 35 mm bore. *preprint*, 2005.
- [88] A. de Ouden et al. Progress in the development of an 88-mm bore 10 T Nb_3Sn dipole magnet. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 11(1) :2268, 2001.
- [89] P. McIntyre. Test results on the model Nb_3Sn dipole *TAMU2*. *AT/MAS Special Magnet Seminar, CERN 01/02/06*, <http://care-hhh.web.cern.ch>, 2005.
- [90] R. Blackburn et al. Construction of block-coil high-field model dipoles for future hadron colliders. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 13(2) :1355, 2003.
- [91] C. Battle et al. Testing of *TAMU1* : a single-aperture block-coil dipole. In *Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago*, page 3642, 2001.
- [92] A. Devred et al. Status of the next european dipole (*NED*) activity of the collaborated accelerator research in europe (*CARE*) project. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 2005.
- [93] D. Leroy et O. Vincent-Viry. Preliminary magnetic designs for large bore and high field dipole magnets. Technical report, CERN AT/2004-22, 2004.
- [94] J. Pérot et JM Rifflet A. Patoux. Test of new accelerator superconducting dipole suitable for high precision field. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 30(4) :3681, 1983.
- [95] R. Scanlan. The *USA* experience on Nb_3Sn and *Bi*-based superconductors and future plans. *HEHIHB-AMT WAMS (Workshop on Accelerator Magnet Superconductors), 22-24 Mars 2004, Archamps, France*.
- [96] R.A. Beth. An integral formula for two-dimensional fields. *Journal of Applied Physics*, 38(12) :4689, 1967.
- [97] G. Aubert. *Communication privée*, 2005.
- [98] G. Fournet. *Electromagnétisme à partir des équations locales*. Masson, 1979.
- [99] A Devred et al. Overview and status of the ned joint reserch activity. *Superconductor Science and Technology*, 19(3), 2006.
- [100] P. Verpeaux et al. A modern approach of a large computer code for structural analysis. *Transactions on the 10th International Conference on Structural Mechanics in Reactor Technology*, 1989.
- [101] P. Ferracin. *Communication privée*, 2006.
- [102] S. Caspi et al. Design and analysis of *TQS01* a 90 mm Nb_3Sn model quadrupole for *LHC* luminosity upgrade based on key and bladder assembly. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 16(2), 2006.

- [103] A.F. Lietzke. Magnet test facility capabilities, *LARP* collaboration meeting 4. [http : //www.agsrhichome.bnl.gov/LARP/050406_danfords](http://www.agsrhichome.bnl.gov/LARP/050406_danfords), 2005.
- [104] A.Devred et al. Investigation of wire motion in superconducting magnets. *Proceedings of the Applied Superconductivity Conference, Snowmass, Colorado*, 1990.
- [105] A.F. Lietzke. *SM01B training addendum, SC-Mag 849*, 2005.
- [106] A. Lietzke. *Communication privée*, 2006.
- [107] S. Mattafirri et al. Performances analysis of *HD1* : a 16 tesla Nb_3Sn dipole magnet. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 2005.
- [108] A. Puigsegur et al. An innovative insulation for Nb_3Sn *Wind & React* coils : Electrical results. *IEEE Trans. on Applied Superconductivity*, 16(2) :1769, 2006.

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :

Monsieur Jean-Luc DUCHATEAU, Ingénieur de Recherche, CEA, Cadarache, St Paul lez Durance

Monsieur Lucio ROSSI, Professeur, CERN

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Madame FELICE Hélène

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE,
une thèse intitulée :

**"Contribution à la conception des bobinages supraconducteurs de type dipolaire en
Nb₃Sn"**

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Génie électrique** »

Fait à Vandoeuvre, le 27 septembre 2006

Le Président de l'I.N.P.L.,

L. SCHUFFENECKER



NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 5 4 5 0 1
VANDOEUVRE CEDEX

Résumé

L'amélioration des accélérateurs de particules passe notamment par la mise en oeuvre de technologies complexes telles que celles des aimants supraconducteurs. L'un des paramètres clef dans la conception d'aimants est la précontrainte mécanique appliquée à température ambiante et qui assure la compression du bobinage pendant l'excitation. Dans les dipôles, la production de fortes inductions et la présence de grandes contraintes mécaniques se conjuguent mal avec la sensibilité des propriétés supraconductrices du Nb_3Sn à la contrainte mécanique. La limite maximale de la contrainte mécanique que peut subir le Nb_3Sn sans que ses propriétés ne soient dégradées est actuellement estimée aux alentours de 150 MPa, valeur encore très discutée au sein de la communauté scientifique. Quelle que soit cette valeur, des études préliminaires montrent que des contraintes de plus de 200 MPa dans des ouvertures de plus de 130 mm sont induites dans des configurations conventionnelles en cosinus théta, ce qui justifie le besoin de concevoir de nouvelles configurations magnétiques. La partie introductive de ce mémoire présente les enjeux et les défis technologiques auxquels doivent faire face les concepteurs d'aimants. La seconde partie propose une étude de nouvelles configurations de dipôles fondées sur l'intersection d'ellipses pour de grandes ouvertures (88, 130 et 160 mm) et forte induction (13 T). Après une étude théorique, une configuration magnétique 2D est détaillée et une étude mécanique est développée pour une ouverture de 130 mm. Dans la dernière partie, la conception d'un dispositif expérimental destiné à l'étude de l'influence de la précontrainte sur l'accommodation d'un aimant dipolaire en Nb_3Sn à échelle réduite est détaillée. Les résultats du test ayant permis de valider la structure mécanique sont présentés.

Mots clefs :

Supraconducteur, Nb_3Sn , conception de bobinages, dipôle d'accélérateur, précontrainte, accommodation des supraconducteurs

Summary

Improvement of particle accelerators relies on complex technologies such as the design and fabrication of superconducting magnets. A key parameter in magnet design is the mechanical pre-stress, applied at room temperature to insure compression of the coil during excitation. In dipole magnets, high field and high mechanical stresses in windings combined with the Nb_3Sn stress sensitivity ask the question of the limit of the mechanical stress that the Nb_3Sn can undergo without degradation. This limit estimated around 150 MPa is still discussed and has to be investigated. Whatever its value, preliminary studies show that conventional cosine theta design induces mechanical stresses (> 200 MPa) in large aperture (> 130 mm) and high field configurations, which underscore the need of alternative coil arrangements. The first part of this thesis gives an introduction to the issues and challenges encountered by the designers of superconducting magnets. The second part is devoted to the study of large aperture (88, 130 and 160 mm) and high field (13T) dipoles based on intersecting ellipses. After a theoretical study, a 2D magnetic design is detailed for each aperture and a mechanical study is developed for the 130 mm aperture dipole. In the last part, an experimental device dedicated to the study of the influence of the pre-stress on the training of subscale Nb_3Sn dipole and to the investigation of the mechanical stress limit is presented. The design of this magnet is detailed and the result of the first test carried out with the structure is reported.

Keywords :

Superconductors, Nb_3Sn , magnet design, accelerator dipole, pre-stress, training