

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	17
I. CHAPITRE N°1 : ETAT DE L'ART SUR LES AIMANTS SUPRACONDUCTEUR MgB₂	23
I.1 Procédés de fabrication des conducteurs MgB₂	25
I.2 Sensibilité à la déformation du MgB₂	26
I.3 Aimant supraconducteur en MgB₂	28
I.3.1 IRM/RMN	28
I.3.2 Chauffage par induction	31
I.3.3 Limiteur de courant	31
I.3.4 Moteurs et transformateurs	32
I.3.5 Domaines d'application envisageables.	33
I.4 Conclusion sur l'état de l'art des aimants MgB₂	34
II. CHAPITRE N°2 : INSERT FROID A TEMPERATURE VARIABLE REFROIDI PAR CONDUCTION	37
II.1 Pourquoi une nouvelle station d'essais?	39
II.1.1 Stations d'essais de mesure de courant critique existantes dans le service	39
II.1.2 Première mesure de courant critique sur Cétacé	40
II.1.3 Solutions alternatives	40
II.2 Définition des besoins de la nouvelle station d'essais	41
II.2.1 Détermination du rayon de bobinage pour les tests de courant critique	41
II.2.2 Prise en compte de la dépendance du courant critique à la déformation ?	42
II.2.3 Détermination de l'aimant de champ de fond	42
II.2.4 Choix du mode de refroidissement	44
II.2.4.1 Pulse-tube ou cryogénérateur	45
II.2.4.2 Cryogénérateur bi-étagé	45
II.2.5 Quel courant ?	46
II.2.6 Présélection du cryogénérateur	46
II.3 Conception de l'insert froid	47
II.3.1 Description générale de l'insert froid	47
II.3.2 Historique du développement de l'insert froid	48
II.3.2.1 Première version	48
II.3.2.2 Deuxième version	51
II.3.3 Conception thermique hors liaisons fort courant	51
II.3.3.1 Conduction	51
II.3.3.1.1 Les supports	52
II.3.3.1.2 Fils d'instrumentation	52

II.3.3.2	Rayonnement	54
II.3.3.3	Convection	57
II.3.3.4	Conclusion sur les pertes thermiques non liées au courant	59
II.3.4	Conception thermique liaisons fort courant	59
II.3.4.1	Liaison 300 K au 1 ^{er} étage	60
II.3.4.1.1	Amenée de courant métallique	60
II.3.4.1.2	Choix du matériau pour la partie métallique	61
II.3.4.2	Liaison 1 ^{er} étage au 2 ^{ème} étage	62
II.3.4.2.1	Amenées de courant supraconductrices	62
II.3.4.2.2	Choix de l'amenée de courant supraconductrice	63
II.3.4.3	Détermination du courant de l'insert froid	65
II.3.4.4	Conclusion sur les amenées de courant	65
II.3.5	Design thermique de la partie basse	67
II.3.6	Principe de dimensionnement du drain thermique	67
II.3.6.1.1	Refroidissement du mandrin de mesure de courant critique	67
II.3.6.1.2	Température finale du mandrin	68
II.3.6.2	Optimisation du temps de refroidissement	69
II.3.7	Conclusion sur le design thermique de l'insert froid.	71
II.4	Construction et test de la première version de l'insert froid	71
II.4.1	Test des amenées de courant (partie haute de l'insert)	71
II.4.1.1	Construction des amenées de courant	72
II.4.1.1.1	Thermalisation des amenées de courant	72
II.4.1.1.2	Connexion aux étages du cryogénérateurs	72
II.4.1.1.3	Isolation électrique des amenées de courant	73
II.4.1.2	Performance des amenées de courant sans courant	74
II.4.1.2.1	Première mise en froid	74
II.4.1.2.2	Validation du calcul des pertes thermiques	76
II.4.1.2.3	Amélioration des contacts thermiques	77
II.4.1.3	Performance des amenées de courant avec courant	79
II.4.1.4	Conclusion	80
II.4.2	Test du drain thermoélectrique (partie basse de l'insert froid)	80
II.4.2.1	Construction du drain	80
II.4.2.2	Performances du drain thermoélectrique	82
II.4.2.3	Conclusion sur le drain thermoélectrique	84
II.4.3	Conclusion sur l'insert froid	85
II.5	Amélioration des performances de l'insert froid (deuxième version)	85
II.5.1	Choix du contact isolant électrique et bon conducteur thermique	86
II.5.2	Qualification du contact	87
II.5.3	Choix de la brasure	88
II.5.4	Construction de la nouvelle station d'essais	90
II.5.5	Performance globale de l'insert froid	93
II.5.6	Mise en évidence d'un nouveau problème de contact thermique	94
II.5.6.1	Solution temporaire	95
II.5.6.2	Solution définitive à ce problème	96
II.5.7	Conclusion sur la deuxième version de l'insert froid	97
II.6	Conclusion et perspectives sur le développement de l'insert froid	97

III. CHAPITRE N°3 : CARACTERISATION DES PROPRIETES PHYSIQUES DES CONDUCTEURS R & W MgB₂	101
III.1 Introduction	103
III.2 Conducteurs caractérisés	103
III.3 Mesures de la surface critique des conducteurs R & W MgB₂	105
III.3.1 Contraintes expérimentales sur la détermination du courant critique	105
III.3.1.1 Détermination du courant critique et de l'index	106
III.3.1.2 Influence des conditions expérimentales sur la mesure de courant critique et de l'index	107
III.3.1.3 Position des prises de potentiel et tensions parasites	109
III.3.1.4 Cahier des charges du mandrin de mesure du courant critique	110
III.3.2 Design du mandrin pour mesure de courant critique	111
III.3.2.1 Mandrin pour hélium liquide ou gaz	112
III.3.2.2 Mandrin pour conducteur MgB ₂ R & W refroidi par conduction solide	112
III.3.2.2.1 Design de l'anneau central	113
III.3.2.2.2 Courant de fuite et isolation électrique	114
III.3.2.2.3 Intégration du mandrin sur l'insert froid	116
III.3.2.2.4 Prise en compte du bobinage	117
III.3.3 Bobinage de l'échantillon (mesure en champ propre)	117
III.3.3.1 De la nécessité de limiter les opérations (conducteur droit)	117
III.3.3.1.1 Description du montage expérimental	117
III.3.3.1.2 Résultat de l'essai.	119
III.3.3.2 De la nécessité de maîtriser le bobinage (bobinage sur le mandrin circulaire)	120
III.3.3.2.1 Premier échantillon	121
III.3.3.2.2 Deuxième échantillon	122
III.3.3.2.3 Troisième échantillon.	125
III.3.3.2.4 Conclusion sur les mesures de courant critique en champ propre	126
III.3.4 Mesures de courant critique sous champ	127
III.3.4.1 Evolution des conditions expérimentales	127
III.3.4.2 Mesures sous champ	128
III.3.4.3 Ajustement de la surface critique	129
III.3.5 Conclusion sur les mesures de courant critique	131
III.4 Mesures des propriétés thermiques du conducteur et de l'isolation	132
III.4.1 Détermination du RRR du conducteur.	133
III.4.1.1 Mesure de la résistivité électrique du conducteur	133
III.4.1.2 Mesure de la conductivité thermique du conducteur	135
III.4.1.2.1 Mesure de conductivité thermique avec stabilisant	136
III.4.1.2.2 Mesures de conductivité thermique sans stabilisant	137
III.4.1.3 Conclusion sur la mesure du RRR du conducteur	138
III.4.1.4 Conductivité thermique de l'isolation	139
III.4.2 Capacité thermique du MgB ₂ et du conducteur.	140
III.4.2.1 Capacité thermique massique	140
III.4.2.2 Capacité thermique volumique	142
III.4.3 Mesures de la dilatation thermique	143
III.4.3.1 Conditions expérimentales	144
III.4.3.2 Choix de la jauge de déformation	145
III.4.3.3 Installation des capteurs	146

III.4.3.4	Analyse des mesures	147
III.4.3.5	Seconde mesure de dilatation	149
III.4.3.6	Conclusion sur la mesure de dilatation	149
III.5	Caractérisations mécaniques	150
III.5.1	Besoin de caractérisation mécanique du conducteur	151
III.5.1.1	Mesures par extensomètre (CEA).	152
III.5.1.1.1	Caractérisation globale du Conducteur	153
III.5.1.1.2	Caractérisations séparées des rubans supraconducteurs et stabilisants	154
III.5.1.1.3	Analyse des propriétés mécaniques du ruban supraconducteur	155
III.5.1.1.4	Modélisation du conducteur à partir des propriétés des deux rubans	156
III.5.1.1.5	Analyse du modèle à deux ressorts en parallèle	157
III.5.1.2	Mesures à froid	158
III.5.1.3	Essais de traction par mesure du champ de déplacement (ENSAM)	160
III.5.1.4	Comparaison CEA/ENSAM.	162
III.5.1.5	Conclusion sur les essais de traction	162
III.5.2	Caractérisation sur un empilement imprégné de conducteur	163
III.5.2.1	Préparation des empilements	164
III.5.2.2	Mesures de compression	164
III.5.2.2.1	Mesures par capteur de déplacement (CEA)	165
III.5.2.2.2	Tests de calibration dans le cryostat	167
III.5.2.2.3	Résultat des essais de compression	169
III.5.2.2.4	Essais de compression par mesure du champ de déplacement (ENSAM)	171
III.5.2.2.5	Comparaison CEA/ENSAM	173
III.5.2.3	Mesures de flexion	173
III.5.2.4	Conclusion sur la caractérisation mécanique des empilements.	175
III.5.3	Conclusion sur la caractérisation mécanique	175
III.6	Conclusions sur la caractérisation des propriétés des conducteurs MgB_2 R & W	177
IV.	CHAPITRE N°4 : DESIGN D'UN SOLENOÏDE MgB_2 R & W DE 1 T DANS 3 T DE CHAMP DE FOND REFROIDI PAR CONDUCTION SOLIDE	181
IV.1	Objectif de la maquette solénoïde 1 T	183
IV.2	Design du mandrin du solénoïde	184
IV.2.1	Etats des connaissances lors du design	184
IV.2.2	Design magnétique	184
IV.2.3	Marges de fonctionnement	186
IV.2.4	Description de l'outillage du solénoïde 1 T	187
IV.2.5	Design thermique	189
IV.2.5.1	Présentation du calcul	189
IV.2.5.2	Résultat de la simulation	190
IV.2.6	Design mécanique	192
IV.2.6.1	Méthode de dimensionnement classique	192
IV.2.6.1.1	Présentation du calcul	192
IV.2.6.1.2	Mise en froid	193
IV.2.6.1.3	Zone de concentration de contraintes	194
IV.2.6.1.4	Force de Laplace seule	195

IV.2.6.1.5	Mise en froid combinée avec les forces de Laplace	196
IV.2.6.2	Méthode de dimensionnement pour aimant MgB_2 R & W	197
IV.2.6.2.1	Cintrage	198
IV.2.6.2.2	Tension de bobinage	200
IV.2.6.2.3	Mises en froid et force de Laplace	201
IV.2.7	Jonctions du solénoïde	203
IV.2.8	Conclusion sur le design du mandrin du solénoïde	204
IV.3	Protection et stabilité du solénoïde	204
IV.3.1	Présentation du calcul	205
IV.3.2	Stabilité	206
IV.3.2.1	MQE et MPZ d'un conducteur seul	207
IV.3.2.2	MQE et MPZ du solénoïde	208
IV.3.3	Vitesse de propagation	208
IV.3.3.1	Vitesse Longitudinal (azimutale)	208
IV.3.3.2	Vitesses transverses (axiale et radial)	209
IV.3.4	Protection	210
IV.3.5	Conclusion sur la protection et la stabilité	211
IV.4	Bobinage préparatoire au solénoïde.	212
IV.4.1	Bobinage d'un solénoïde 3 couches sur un diamètre de 300 mm.	212
IV.4.1.1	Premier solénoïde	212
IV.4.1.2	Deuxième solénoïde	214
IV.4.1.3	Solénoïde avec et sans frette	216
IV.4.2	Bobinage sur touret intermédiaire de 220 mm de diamètre.	217
IV.4.2.1	Principe de l'essai	218
IV.4.2.2	Bobinage	218
IV.4.2.3	Résultats des essais	219
IV.5	Conclusion et perspectives sur le développement du solénoïde 1 T	220
V.	CHAPITRE N°5 : MAQUETTE D'UNE DOUBLE-GALETTE MgB_2 R & W REFROIDIE PAR CONDUCTION SOLIDE	225
V.1	Objectif de la maquette double-galette	227
V.2	Design de la double-galette	227
V.2.1	Etats des connaissances lors du design	228
V.2.2	Design magnétique	228
V.2.3	Design mécanique	230
V.2.3.1	Design du saut inter-galette	231
V.2.3.2	Choix d'un mandrin amovible	233
V.2.3.3	Force de Laplace	235
V.2.4	Design thermique	237
V.2.5	Design de la jonction électrique	238
V.3	Fabrication de la double-galette chez SigmaPhi	239
V.3.1	Bobinage de la double-galette	239
V.3.1.1	Bobinage classique d'une double-galette.	239
V.3.1.2	Application du bobinage classique à un conducteur MgB_2 R & W	241

V.3.1.3	Validation du bobinage du saut inter-galette.	241
V.3.1.4	Bobinage en double-galette avec cylindre de réserve	243
V.3.1.4.1	Dédoublement	243
V.3.1.4.2	Bobinage du saut inter-galette	244
V.3.1.4.3	Bobinage de la galette inférieure.	244
V.3.1.4.4	Récupération de la réserve	245
V.3.1.4.5	Bobinage de la galette supérieure	245
V.3.1.4.6	Installation chez SigmaPhi	246
V.3.1.5	Avantage et inconvénient de la nouvelle méthode de bobinage	246
V.3.2	Réalisation de la jonction intermédiaire	247
V.3.3	Imprégnation	248
V.4	Mesure du courant critique sous champ	249
V.4.1	Présentation du montage et de l'instrumentation	250
V.4.2	Première double-galette	250
V.4.2.1	Courant critique	251
V.4.2.2	L'index de la transition	252
V.4.3	Deuxième double-galette	254
V.4.3.1	Amélioration de la résistance de jonction	254
V.4.3.2	Courant critique en champ propre	255
V.5	Mesure de propagation	256
V.5.1	Détermination de la configuration de test	256
V.5.2	Instrumentation pour la mesure de propagation	257
V.5.3	Mesures	259
V.5.3.1	Mesures de vitesse de propagation en champ propre	260
V.5.3.2	Mesures des vitesses de propagation aux conditions nominales du solénoïde 1 T (100 A, 3 T et 10 K)	262
V.5.3.3	Vitesse de propagation sous 3 T par les prises de tensions avec la chaufferette ponctuelle	265
V.5.3.4	Reproductibilités des mesures des pick-up (250 A, 1,5T et 8 K)	267
V.5.3.5	Conclusion sur les vitesses de propagation	268
V.6	Conclusion et perspectives sur le développement d'une double-galette MgB₂ R & W refroidie en conduction solide	269
	CONCLUSION GENERALE	273
	REFERENCES	279

Rapport-Gratuit.com

Introduction générale

Les aimants supraconducteurs ont besoin pour fonctionner d'être refroidis à très basse température. Pour assurer leur refroidissement, on utilise, quasi exclusivement, de l'hélium liquide qui présente une température d'ébullition de 4,2 K à 1 bar. Ainsi, l'immense majorité des aimants supraconducteurs, notamment d'IRM (Imagerie par Résonance Magnétique) qui demeurent la principale application industrielle de la supraconductivité, sont refroidis par un bain d'hélium liquide à pression atmosphérique.

Si ce type de refroidissement est très efficace et a fait ces preuves tout au long de l'histoire de la supraconductivité, il est aussi très onéreux et cela essentiellement pour deux raisons.

La première est le coût énergétique nécessaire au refroidissement du cryogène, qui est d'autant plus important que l'on est proche du zéro absolu. Ainsi, en théorie d'après le cycle de Carnot, pour disposer d'une puissance d'1 W à 4 K, il faut en dépenser 74 W à 300 K. Cependant, dans les faits, nous sommes plus proches de 500 W pour un réfrigérateur, et voir même de 7 à 10 kW pour un cryogénérateur.

La deuxième raison est liée au coût de "fabrication" de l'hélium gazeux nécessaire à la production d'hélium liquide. Bien que l'hélium soit le deuxième élément le plus abondant dans l'univers, il n'est disponible qu'en faible quantité sur Terre. Cela vient du fait que l'hélium, quand il est présent dans l'atmosphère, s'en échappe définitivement pour se perdre dans l'espace, en raison de sa faible densité.

L'hélium est ainsi un des très rares éléments chimiques (avec les éléments lourds radioactifs) auquel nous ne pouvons appliquer le principe de conservation de la masse à l'échelle de la Terre, ce qui pose d'évidents problèmes de disponibilité à (très) long terme.

De plus, il n'y a pas, à proprement parler, de gisements d'hélium sur terre, comme il peut y en avoir pour le fer ou le cuivre. En réalité, l'hélium est un sous-produit de l'exploitation du gaz naturel, qui, suivant les lieux de production, peut en contenir jusqu'à plusieurs pourcents. Ainsi, lorsque l'exploitation massive du gaz naturel arrivera à sa fin (que ce soit par épuisement ou pour lutter contre le réchauffement climatique), l'accès à l'hélium gazeux se réduira drastiquement.

Si actuellement, nous n'en sommes pas encore à avoir des difficultés de disponibilité (mondialement), cela n'a pas empêché au cours de la dernière décennie de voir le coût de l'hélium augmenter drastiquement. Si au début des années 2000, 1 litre d'hélium liquide coûtait environ 2 €, il est aujourd'hui de l'ordre de 6€ et il peut même atteindre suivant la disponibilité et la quantité entre 10 et 15 € du litre.

Cette augmentation du prix s'explique en partie par des difficultés d'extraction, mais aussi par son usage toujours plus accru dans l'industrie. En effet, non content de disposer d'un point d'ébullition très bas, l'hélium possède un ensemble de propriétés qui le rend indispensable dans bon nombre d'applications.

Ainsi, en plus de servir de refroidisseur pour les aimants supraconducteurs, il est aussi utilisé pour la fabrication de fibres optiques ou du silicium électronique (gaz neutre), des airbags de voiture (vitesse de propagation), dans la purge de réservoir (basse température d'ébullition), la détection de fuites (taille des atomes), la soudure (gaz neutre), les ballons atmosphériques et météorologiques (sa légèreté) et de manière plus anecdotique dans les bouteilles de plongée sous-marine.

Ainsi le prix de l'hélium et sa disponibilité commence à devenir problématique dans le domaine de la supraconductivité. A cette problématique du coût, l'hélium liquide présente aussi des difficultés d'utilisation, notamment en termes de sécurité. En effet, il faut savoir que pour produire 1 l d'hélium

liquide à 1 bar, il faut avoir liquéfié 757 l d'hélium gaz à 300 K, ce qui en cas de vaporisation non contrôlée un bain d'hélium liquide peut être destructeur.

Supprimer l'hélium liquide permettrait également d'éliminer l'enceinte hélium des aimants supraconducteurs, ce qui, d'un point de vue réglementaire, rend possible de sortir du cadre des appareils sous pression réduisant ainsi fortement les contraintes sécuritaires.

Ainsi, dans l'avenir, pour assurer la pérennité de la supraconductivité et son développement dans la sphère industrielle, il serait préférable de s'affranchir, dans la mesure du possible de, l'hélium liquide.

Pour cela, il est nécessaire de changer de paradigme, en passant d'un refroidissement par bain à un refroidissement par conduction solide. Pour se faire, il est nécessaire d'utiliser un cryogénérateur qui est une machine thermique capable de refroidir jusqu'à 4 K.

Néanmoins, la puissance froide fournis par les cryogénérateurs à 4 K est très faible, typiquement 1 W, par contre cette dernière augmente très rapidement avec la température de fonctionnement du cryogénérateur. Ainsi en passant d'une température de fonctionnement de 4 K à seulement 10 K, on augmente par dix le rendement du cryogénérateur la puissance froide disponible.

Malheureusement, une température de 10 K est incompatible avec l'utilisation du NbTi qui est de très loin le supraconducteur le plus utilisé à l'heure actuelle. Pour dépasser cette limitation, il est donc nécessaire d'utiliser d'autres matériaux supraconducteurs qui possèdent une température critique plus haute et qui soient ainsi compatibles avec un fonctionnement à 10 K.

Jusque dans les années 1990, les supraconducteurs qui correspondaient à ce besoin étaient les HT_c mais leur coût de fabrication interdit d'envisager la substitution du NbTi par ces derniers.

En 2001, un nouveau supraconducteur a été découvert, le MgB_2 , qui a une température critique de 39 K, compatible avec l'utilisation d'un refroidissement à 10 K tout en ayant un coût de fabrication relativement faible qui laisse à penser qu'à plus ou moins long terme, il pourrait avantageusement remplacer le NbTi.

Ainsi, l'objectif de la thèse est de contribuer au développement d'aimants MgB_2 refroidis par conduction solide. A cet objectif, s'ajoute le choix d'utiliser exclusivement pour ce faire des conducteurs pré-réagis et directement bobinables (React and Wind en anglais et R & W en abrégé) par opposition aux conducteurs à réagir une fois bobinés (Wind and React en anglais et W & R en abrégé).

Ce choix est motivé à la fois par une question de coût et une utilisation simplifiée car il n'est pas nécessaire d'effectuer un traitement thermique de l'ordre de 700°C au bobinage. Ces conducteurs présentent néanmoins une difficulté d'utilisation potentiellement handicapante: ils sont sensibles à la déformation. Ainsi, il est nécessaire d'être soigneux dans leur bobinage pour ne pas les déformer excessivement.

On voit donc qu'il y a deux grandes problématiques qui se dessinent: la maîtrise du refroidissement par conduction solide d'une part, et d'autre part, la maîtrise du bobinage des conducteurs MgB_2 R & W.

Si cette thèse s'intéresse bien à ces deux problématiques, elle le fait de manière combinée. Ainsi le premier objectif de la thèse est le développement d'une station d'essais en conduction solide qui permet de mesurer le courant critique de conducteurs MgB_2 R & W bobinés sur mandrin circulaire.

Le second objectif résultant du premier, est le développement de maquettes représentatives d'un aimant MgB_2 R & W refroidi par conduction solide. En complément au développement de ces

maquettes, nous avons aussi mené une large caractérisation des propriétés conventionnelles des conducteurs R & W MgB_2 qui présentent des spécificités uniques par rapport aux autres conducteurs supraconducteurs.

Chapitre N°1 : Etat de l'art sur les aimants supraconducteur MgB_2

I.1 Procédés de fabrication des conducteurs MgB_2

Pour réaliser des bobines supraconductrices en MgB_2 autre que des démonstrateurs, il est important d'être capable de produire des conducteurs longs de plusieurs centaines de mètres et dont la densité de courant soit la plus élevée et homogène possible sur l'ensemble du conducteur.

De ce point de vue, les conducteurs à base MgB_2 profitent des développements qui ont été réalisés dans le passé pour les supraconducteurs à haute température critique (HT_c) et basse température critique (BT_c) et qui ont permis d'identifier trois grandes familles de procédés [1] envisageables pour produire des conducteurs MgB_2 .

Le premier moyen est de procéder par diffusion de magnésium dans des fils de bore [2]. Cette technique a l'avantage de produire des fils de MgB_2 avec une densité de courant élevée pour des échantillons de petite taille. Cependant, cette technique doit encore faire ces preuves, notamment en ce qui concerne l'homogénéité des performances, pour des conducteurs de grande longueur.

Une deuxième façon de réaliser des câbles serait d'utiliser des dépôts par couche mince comme pour les conducteurs YBaCuO . Cette technique a l'avantage de créer des conducteurs dont les performances sont excellentes et sans commune mesure avec ce que l'on peut obtenir via les autres procédés de fabrication mais le coût d'un tel conducteur est prohibitif.

C'est pour cette raison que les industriels qui produisent et vendent des conducteurs MgB_2 , utilisent le procédé de fabrication PIT (Powder In Tube) qui consiste à introduire soit de la poudre de magnésium et de bore dans un tube de métal, procédé dit in-situ, soit directement de la poudre de MgB_2 dans le tube, procédé dit ex-situ. Ensuite, quel que soit le procédé choisi, on passe le tube dans une filière qui va le déformer pour le mettre à la forme et aux dimensions voulues. Puis on applique un traitement thermique aux conducteurs formés soit pour faire réagir le magnésium avec le bore, entre 650°C et 800°C [3] pour le procédé in-situ, soit pour "régénérer" le MgB_2 , procédé ex-situ, $\approx 900^\circ\text{C}$ [4-6].

Cette technique, qu'elle soit ex-situ ou in-situ, permet de fabriquer une grande diversité de conducteurs, cf. Figure I-1, tant pour la forme que pour le choix des matériaux du tube, classiquement du cuivre, du nickel, du monel (alliage de nickel et de cuivre) ou de titane.

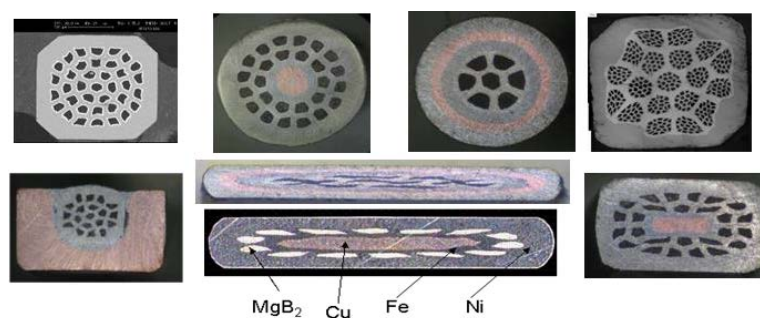


Figure I-1 : Différents conducteurs produits par la société Columbus.

Actuellement, deux sociétés peuvent fournir industriellement des conducteurs MgB_2 : HyperTech Research, Inc., dénommée plus simplement Hypertech [7], basée aux Etats-Unis et Columbus Superconductors SpA [8], dénommée Columbus, basée en Italie. Les conducteurs proposés par ces deux entreprises sont de natures très différentes en ce qui concerne les matériaux, les architectures et leur mise en œuvre. En effet, les conducteurs d'HyperTech sont essentiellement W & R avec un procédé in-situ, et ceux de Columbus exclusivement R & W avec un procédé ex-situ.

Notre objectif étant de réaliser des maquettes et in fine des aimants MgB_2 , il est nécessaire de disposer de longueur unitaire d'au minimum 100 m, ce qui est une quantité déjà préindustrielle. De plus, le champ magnétique actuellement envisagé pour le MgB_2 , de l'ordre de 3 à 4 T à 10 K, le place, comme nous le verrons au § I.3.1 en concurrence directe avec le NbTi sur l'application industrielle principale de la supraconductivité, à savoir l'imagerie par résonance magnétique (IRM) à 1,5 T et 3 T. Le MgB_2 pourrait également être en concurrence avec des technologies conventionnelles pour plusieurs applications comme le transport de courant, les moteurs/génératrices.

Cette température de traitement thermique est incompatible avec l'utilisation d'une isolation électrique classique en polymère qui doit alors être remplacée par une isolation céramique ou en verre. Ces isolations sont néanmoins difficiles d'utilisation car elles sont fragiles et se dégradent facilement [9, 10].

De plus, pour réaliser le traitement thermique, il est généralement nécessaire de disposer d'un four spécifique capable de chauffer uniformément l'ensemble du bobinage. Enfin, en raison de la température élevée du traitement thermique, il est impératif de mener des études poussées sur la dilatation thermique de l'outillage, ce qui est long et compliqué. Tous ces éléments tendent à rendre les conducteurs W & R plus onéreux à utiliser que les conducteurs R & W.

La problématique de coût étant importante dans le cas d'applications industrielles (en particulier celle où les supraconducteurs sont déjà utilisés), nous avons donc fait le choix d'utiliser exclusivement des conducteurs R & W, moins complexe à mettre en œuvre, fournis par Columbus, avec qui nous avons désormais un accord de fourniture. Ainsi, les bobinages sont relativement rapides à fabriquer et ils sont compatibles avec une isolation électrique polymère.

Columbus a développé un conducteur MgB_2 R & W spécifique aux aimants supraconducteurs car il contient du cuivre ce qui facilite la protection des aimants supraconducteurs en cas de transition résistive. Ce conducteur, que je référence comme ST pour standard, contient 14 filaments de MgB_2 dans une matrice de nickel. Le magnésium ayant une grande affinité avec le cuivre, une barrière en fer a été ajoutée autour du cuivre pour l'empêcher de diffuser pendant le traitement thermique dans ce dernier, cf. Figure I-2.

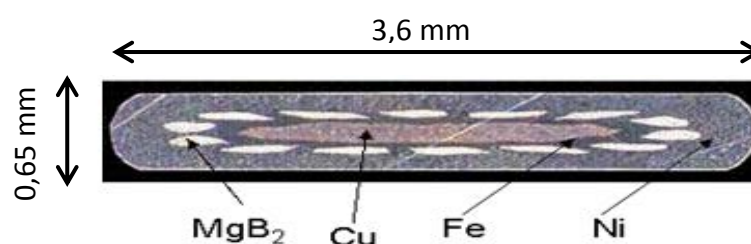


Figure I-2 : Vue en coupe du conducteur ST de Columbus.

I.2 Sensibilité à la déformation du MgB_2

Le MgB_2 s'avère être un supraconducteur sensible à la déformation une fois sa phase supraconductrice formée par le traitement thermique. Le niveau de la déformation, dite critique, que peut accepter un conducteur MgB_2 avant de perdre son caractère supraconducteur, dépend de son architecture (nombre de filaments, matériaux utilisés...) mais aussi de la manière dont il a été fabriqué, cf. Figure I-3a et b.

La déformation critique des conducteurs MgB_2 va classiquement de 0,3% à 0,9% [11-13] de déformation ce qui permet d'envisager le bobinage de conducteurs MgB_2 déjà réagis, dit R & W. C'est particulièrement le cas de ceux de Columbus qui présentent une déformation critique intéressante, à 0,6%, cf. Figure I-3a.

Il est également important de souligner que les tests de mesures du courant critique, en fonction de la déformation, ont lieu en grande majorité en traction et étudient relativement peu la compression, à part pour quelques publications comme celles de la Figure I-3a. A ma connaissance, il n'y a pas de publication qui ait montré la présence d'une déformation critique du conducteur en compression.

Il est donc intéressant de mettre en compression le conducteur pour ainsi s'éloigner de la déformation critique en traction.

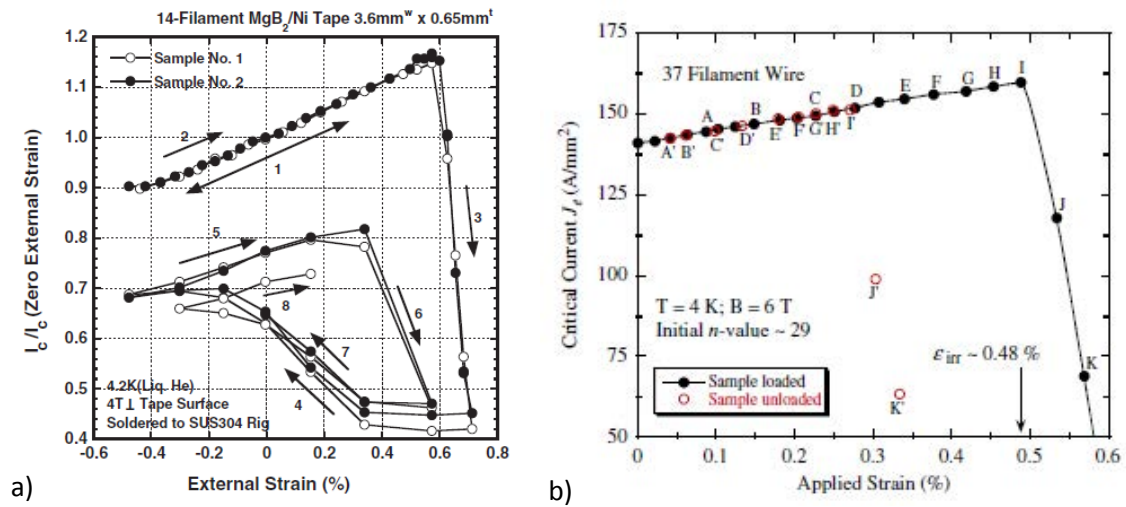


Figure I-3 : Courbe courant critique en fonction de la déformation, a) ruban de 14 filaments de chez Columbus [14], b) fil de 37 filaments de chez HyperTech [15].

A ma connaissance, toutes les mesures de courant critique en fonction de la déformation, effectuées sur les conducteurs MgB_2 , sont réalisées en traction (ou compression) pure. Ainsi nous ne disposons pas d'informations sur une éventuelle dépendance de la déformation critique en fonction de la direction de sollicitation transverse ou multiaxiale. Dans ces conditions, le seuil de déformation sera considéré comme identique quelle que soit la direction de sollicitation.

Cette sensibilité à la déformation a un impact direct sur le design des aimants supraconducteurs MgB_2 car cela suppose d'avoir une bonne maîtrise de la déformation appliquée sur le conducteur. C'est particulièrement le cas pour les aimants MgB_2 R & W qui utilisent des conducteurs réagis, ce qui demande, en plus des paramètres habituels (mise en froid et forces de Laplace), de prendre en compte l'influence du bobinage et notamment des rayons de courbures que l'on impose au conducteur.

Ainsi, suivant l'épaisseur et la valeur de la déformation critique, cela limitera le type d'aimant que l'on peut réaliser. En particulier, le rayon minimum de bobinage du conducteur, qui est donné par la formule (I-1), sera limité, et ce, d'autant plus que les contraintes mécaniques générées par la mise en froid et les forces de Laplace seront importantes.

$$R_{mini} = \frac{y}{\epsilon_c} \quad (I-1)$$

Avec :

- R_{mini} le rayon minimum de courbure,
- y la distance maximum par rapport à la fibre neutre (classiquement la demi-épaisseur),
- ϵ_c la déformation critique du conducteur.

Le rayon minimum dépend donc de la géométrie du conducteur. Ainsi, par exemple dans le cas d'un conducteur de type rectangulaire comme le ST, on aura un rayon de bobinage minimum de 55 mm et 300 mm, respectivement suivant la petite et la grande inertie. Pour cette raison, on choisira toujours de bobiner un conducteur rectangulaire sur la petite inertie et on évitera de le solliciter sur la grande.

Un autre point intéressant à relever est la faible dépendance de la valeur du courant critique en fonction de la déformation tant que la déformation critique n'a pas été atteinte. A noter aussi que tant que l'on a pas atteint la déformation critique, l'influence de la déformation sur le courant critique est réversible [14] et sera donc considérée comme tel.

I.3 Aimant supraconducteur en MgB_2

I.3.1 IRM/RMN

L'IRM et la RMN (pour Résonance Magnétique Nucléaire) sont quasiment les seules applications commerciales de la supraconductivité, et c'est naturellement vers ce domaine que les premières réalisations en MgB_2 ont eu lieu. Ce domaine demeure, encore aujourd'hui, le principal sujet de recherche.

En effet, les systèmes IRM actuellement commercialisés sont réalisés en NbTi et sont refroidis par hélium liquide à 4,2K pour un champ magnétique allant de 0,5 T à 3 T, gamme de champ où le MgB_2 pourrait remplacer rapidement le NbTi, ce qui permettrait de retirer l'hélium liquide.

La suppression de l'hélium liquide et le refroidissement par conduction permettent de supprimer l'enceinte hélium. Cette enceinte est soumise à une pression plus ou moins importante en cas de vaporisation de l'hélium liquide suite à une transition résistive. Ainsi elle est sujette à l'application des réglementations sur les enceintes à pression. Sa suppression est donc une simplification importante pour la conception de l'IRM. De plus, l'IRM étant accessible pour le public, la suppression de l'hélium permet de s'affranchir des aménagements de sécurité liés à la présence de fluides cryogéniques. Enfin, comme évoqué dans l'introduction, la raréfaction et le coût de l'hélium liquide encourage fortement la recherche de solutions alternatives à son utilisation.

Cela permettrait également de pouvoir installer des IRM dans les pays en voie de développement qui, pour la plupart, ne disposent pas d'hélium liquide [16].

Ainsi, dès 2006, [17] un IRM en MgB_2 a été réalisé, cf. Figure I-4, par ASG à partir du conducteur ST développé par Columbus. Cet IRM, corps entier de type ouvert, atteint un champ de 0,5 T (à 20 K) pour une masse de 30 tonnes (principalement du fer), et est refroidi par conduction solide. Il est en revanche non persistant.

Le champ magnétique est généré par deux bobines de grand diamètres, 1,3 m de diamètre intérieur, positionnées l'une en face de l'autre. En complément, du fer a été rajouté pour concentrer le flux et l'atteindre le champ de 0.5 T. Ce fer explique le poids important de ce dernier.

Les développements réalisés pour ce prototype ont donné lieu à la conception d'un IRM, appelé MR Open aujourd'hui commercialisé par PARAMED [18] dans trois pays différents, Italie, Royaume-Uni et Etats-Unis disponible en version 0,5T et 0,7T.

Depuis cette première réalisation plusieurs équipes ont lancé des projets d'IRM MgB_2 mais utilisant un design magnétique différent visant à supprimer le fer (ou tout du moins le limiter très fortement) tout en augmentant le champ magnétique souhaité. L'objectif étant d'atteindre 1,5 T voir 3 T et si possible persistant.

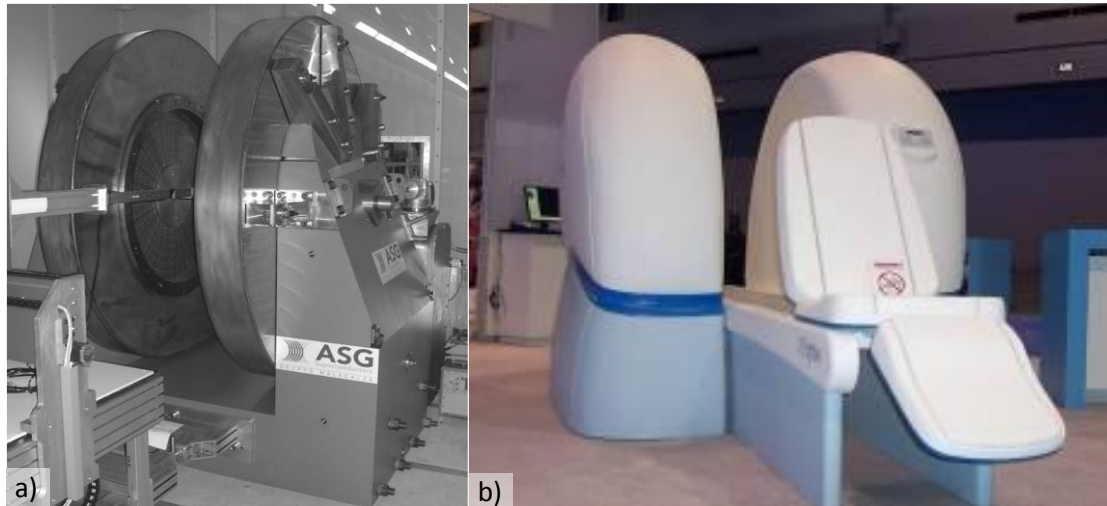


Figure I-4: a) Photo du prototype de l'IRM 0.5T b) Photo du modèle commercialisé par PARAMED.

Les designs magnétiques retenus par ces différentes équipes pour éliminer le fer est d'aligner plusieurs solénoïdes de différentes tailles le long d'un axe permettant ainsi d'atteindre le niveau d'homogénéité nécessaire à l'IRM: les solutions retenues par ces équipes sont de produire un nombre limité de bobines, classiquement 6 ou 8, de longueurs et de tailles différentes [19], [20] et [21].

Pour l'instant, plusieurs démonstrateurs ont été réalisés par ces équipes ce qui permet d'identifier les différents verrous technologiques liés à l'utilisation du MgB_2 , Figure I-5.

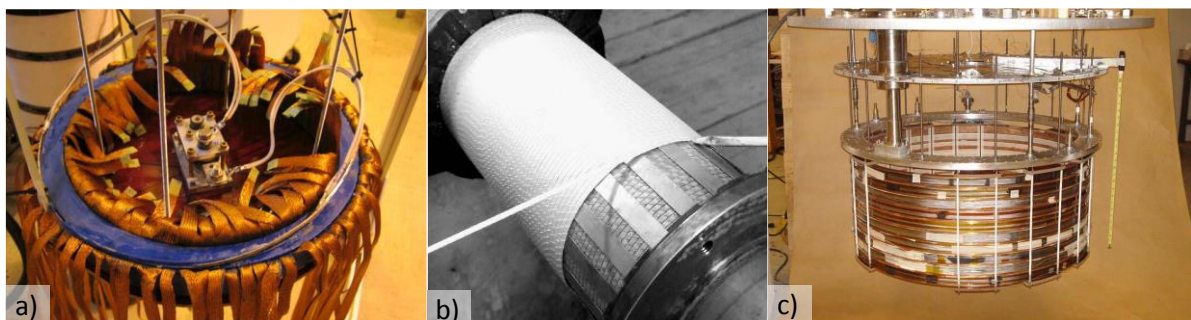


Figure I-5: a) Bobine prototype d'un IRM 3 T (General Electric), b) Solénoïde 1.5T en cours de bobinage avec le conducteur ST de Columbus (Academy of Science of China), c) Prototype de bobine d'un IRM refroidi à l'azote solide (MIT).

En premier lieu, il est nécessaire de limiter au maximum la dégradation du conducteur lors du bobinage. Les démonstrateurs réalisés ont tous montré une dégradation de leurs caractéristiques avec, même, des tensions résistives par rapport à ce qui était attendu alors que le niveau de

déformation dû au bobinage demeure théoriquement inférieur à la valeur maximale admissible, cf. Tableau I-1.

Démonstrateurs	Diamètre (mm)	Champ nominal (T)	Courant critique théorique (A)	Courant maximum expérimental (A)	Ecart (%)
Démonstrateur IRM 3 T (General Electric) R & W	300	1,1	180	150	-16,7
Solenoïde IRM 1,5T (Academy of Science of China) R & W	120	1,54	250	216	-13,6
Démonstrateur IRM à l'azote solide (MIT) W&R	770	1,2	156	87,7	-43,8

Tableau I-1 : Tableau récapitulatif des performances des différents démonstrateurs.

Ces différentes équipes ont aussi travaillé le refroidissement de leur démonstrateur, en allant d'un cryocooler combiné avec des tresses de cuivre directement soudées sur le mandrin de la bobine [20] en passant par des plaques de cuivre entre les différentes couches [19] et [22], à une enceinte remplie d'azote solide [21].

General Electric a depuis fabriqué plusieurs autres bobinages du même type que le précédent, leur objectif étant d'assembler un IRM prototype de 3 T et de 300 mm de diamètre. Néanmoins, malgré leurs efforts et après de nombreuses années de développement, leur bobinage présente toujours une dégradation avec la présence de tensions résistives [23, 24], cf. Figure I-6. Ils indiquent aussi que la dégradation est différente pour leurs six bobines et qu'ils utilisent une nouvelle longueur de conducteur pour chaque bobine.

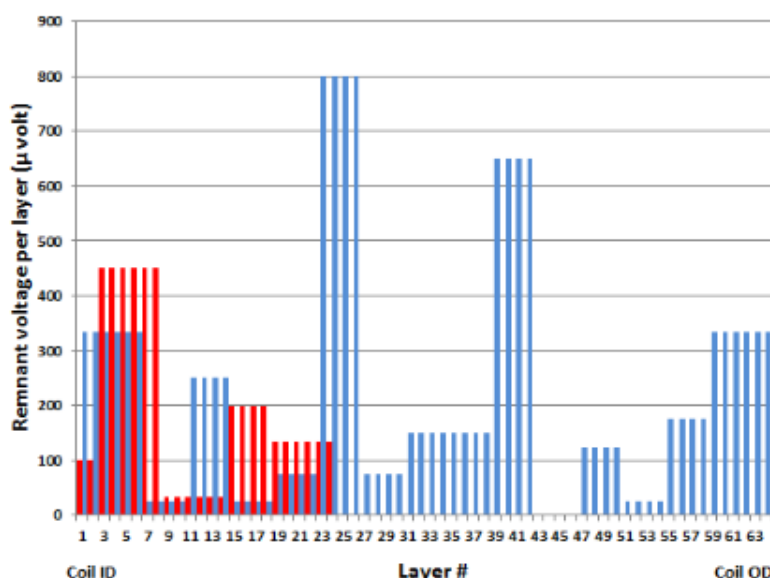


Figure I-6 : Tension résistive dans le bobinage en fonction du numéro de la couche (plusieurs sont mesurées ensemble), en bleu la première bobine et en rouge la deuxième, à 120 A [24].

A noter qu'entre leur premier bobinage, cf. Figure I-5a, et les suivants, ils ont changé de conducteur passant d'un conducteur Hypertech à ceux de Columbus et notamment de type sandwich (V67) [24] qui seront utilisés dans la thèse, cf. Tableau III-1.

Le développement des joints supraconducteurs MgB_2 est nécessaires à la réalisation d'IRM persistants [25] [26] et [27], mais les performances obtenues ne sont pas encore suffisantes pour pouvoir être utilisées. De plus, ces essais sont réalisés sur des fils non bobinés. Or, le traitement thermique nécessaire à la réalisation de jonctions supraconductrices est de 650°C minimum, ce qui complexifie leurs mises en œuvre sur des bobines.

I.3.2 Chauffage par induction

Ce projet a pour but de remplacer les systèmes classiques de chauffage par induction utilisés pour les rondins d'aluminium. Or ces chauffages par induction sont actuellement en cuivre et ne présentent qu'un rendement de 60% au mieux pour une puissance proche du MW [28].

Le design magnétique de cet inducteur R & W est assez proche de l'IRM ASG. En effet, il est composé de deux bobines, dont on en voit une Figure I-7, chacune composée de 8 doubles galettes de 1 m de diamètre, en vis-à-vis. Du plus, le fer a été supprimé car l'homogénéité de champ nécessaire est ici beaucoup plus faible que pour un IRM.

Là encore, l'un des principaux problèmes survenu durant le développement de ce système a été la dégradation du conducteur et l'isolation électrique lors du bobinage allant même jusqu'au court-circuit pour l'une des doubles galettes [29] alors que la dégradation due au bobinage est sensée être très faible. La méthode de refroidissement adoptée ici est un peigne de cuivre dans lequel vient se loger la bobine, cette dernière étant imprégnée d'une colle époxy chargée d'alumine le tout relié au deuxième étage d'un cryocooler [30].



Figure I-7: Inducteur R & W en cours d'assemblage, conducteur ST.

I.3.3 Limiteur de courant

Le MgB_2 est aussi un bon candidat pour la réalisation de système en courant alternatif en raison d'une matrice résistive qui limite ainsi la génération de courant de Foucault.

C'est pourquoi, plusieurs prototypes de limiteurs supraconducteurs de courant (FSCL) ont été réalisés en MgB_2 [31] et [32], cf. Figure I-8. Les premiers résultats sont prometteurs, néanmoins, les limitations actuelles des conducteurs MgB_2 empêchent de créer des limiteurs de courant de plus forte puissance.

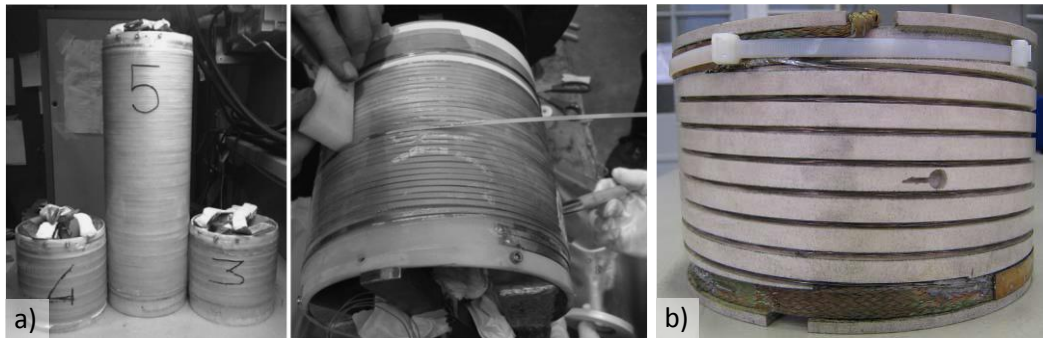


Figure I-8: a) FSCL d'Ansaldo R & W (conducteur ST), b) FSCL l'université de Manchester W & R (HyperTech)

I.3.4 Moteurs et transformateurs

De même que pour les FSCL, le MgB_2 semble indiqué pour développer des moteurs/générateurs et des transformateurs supraconducteurs. Les recherches n'en sont encore qu'à leurs balbutiements, en effet, en 2005, seul un prototype de rotor [33], de type Racetrack avait été réalisé, puis ces dernières années, les recherches ont repris avec la réalisation de systèmes complets comme ce moteur synchrone [34], cf. Figure I-9a, ou ce transformateur [35], Figure I-10, qui laisse entrevoir des développements intéressants dans ce domaine.

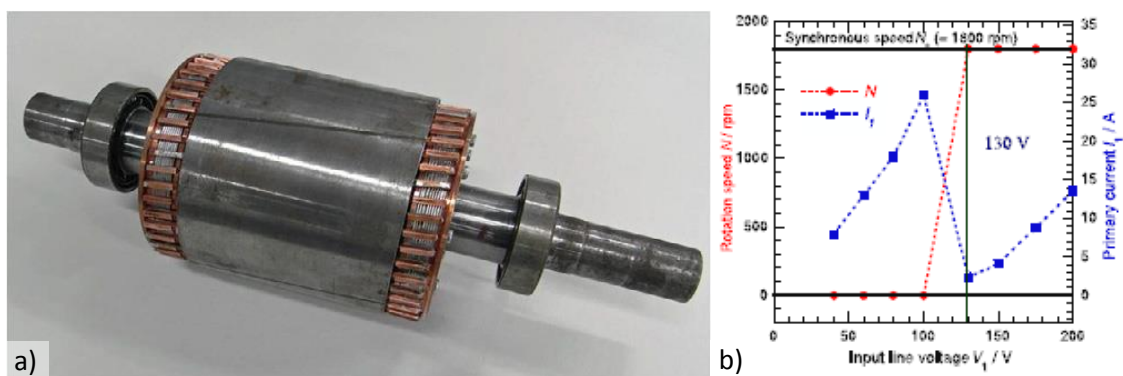


Figure I-9: a) Moteur supraconducteur synchrone, b) courbe de fonctionnement du moteur à 4 K, 60 Hz et sans charge.

Le moteur est refroidi par hélium liquide (à ma connaissance, il n'existe pas de moteur MgB_2 supraconducteur refroidi par conduction solide), il fonctionne correctement à 4 K et sans charge, Figure I-9b. Mais ce n'est plus le cas lorsqu'on charge le moteur: ce dernier s'échauffe rapidement en raison des jonctions résistives du rotor [34].

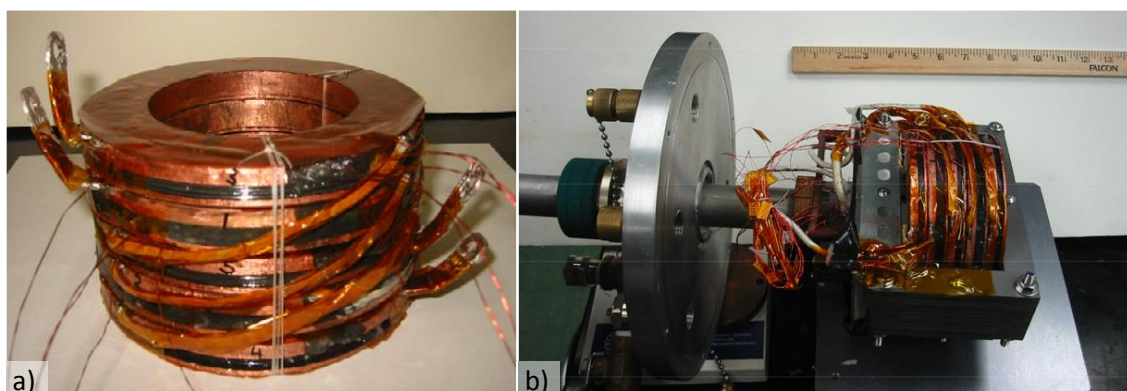


Figure I-10 : a) Empilement des 5 bobines formant le primaire et le secondaire, b) Transformateur près à être testé.

Le transformateur est de type 2-3 (2 bobines primaires, 3 secondaires) et d'une puissance de 12 kVA qui lors des tests en hélium liquide, a montré d'excellentes performances, allant même jusqu'à 100% [35] de transfert entre le primaire et le secondaire.

I.3.5 Domaines d'application envisageables.

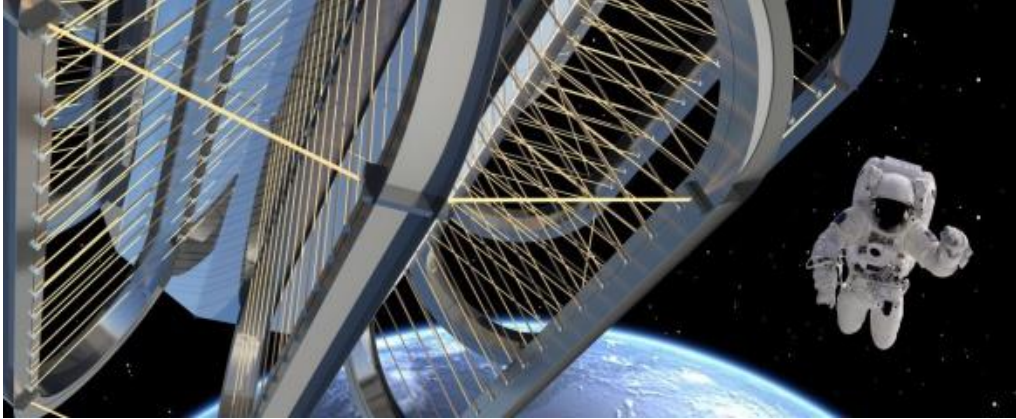


Figure I-11 : Vue d'artiste du bouclier magnétique en MgB_2 d'un vaisseau spatial.

Toutes les possibilités d'application du MgB_2 non pas encore été explorées, en effet la faible densité du MgB_2 combinée à une matrice en titane permet ainsi de réduire par trois la densité du conducteur par rapport à des conducteurs supraconducteurs classiques. Ce type de conducteur MgB_2 est donc un candidat privilégié pour les applications spatiales, allant de la propulsion spatiale [36], au bouclier magnétique pour aller sur Mars, cf. Figure I-11 [37, 38] en passant par des réfrigérateurs adiabatiques démagnétisants (ADR) pour les instruments spatiaux des satellites/sondes d'observation devant travailler à des températures inférieures à 1 K [15].

On peut aussi citer la réalisation de câbles supraconducteurs pour le transport de courant et en particulier le projet du CERN qui vise à déplacer vers la surface, les alimentations actuellement installées dans le tunnel de l'accélérateur (LHC) [39] et qui ont récemment atteint les performances souhaitées, Figure I-12 [40].



Figure I-12 : Vue de la station de test du câble de courant prototype (2x20 m et 20 KA) au CERN

Un autre domaine possible d'applications pour le MgB_2 est celui des instruments de physique à hautes énergies [41], type ITER ou LHC, lié au fait que le champ magnétique critique maximum

mesuré est de 60 T [42] dans un film mince MgB_2 . Néanmoins à l'heure actuelle, il n'a pas été possible de retrouver un champ critique aussi élevé dans les conducteurs classiques [43].

A noter également le développement de génératrices pour éolienne en raison d'un meilleur rapport poids/puissance en supraconducteur par rapports aux solutions conventionnelles [44, 45].

Il ne faut pas oublier tous les développements possibles qui serait liés à une transformation profonde de notre production d'énergie où le principal combustible ne serait plus les énergies fossiles carbonées, mais l'hydrogène, qui sous sa forme liquide est parfaitement adapté au refroidissement de systèmes supraconducteurs en MgB_2 . Ainsi des études [46] sont-t-elles actuellement menées cherchant à combiner au mieux éolienne, stockage d'énergie SMES MgB_2 [47, 48] et de distribution d'hydrogène pour les piles à combustibles.

Enfin, à très long terme, Airbus/Rolls Royce envisage la réalisation d'avions totalement électriques, Figure I-13 basée sur l'utilisation de conducteurs MgB_2 pour leur moteur, Figure I-13b [49].



Figure I-13 : a) Vue d'un avion entièrement électrique, b) Vue de la maquette du moteur au Bourget 2013

I.4 Conclusion sur l'état de l'art des aimants MgB_2

Cette étude bibliographique a permis de montrer que la sensibilité à la déformation des conducteurs MgB_2 est le principal frein à son utilisation que ce soit avec des conducteurs W & R ou R & W. En effet, une majorité des démonstrateurs, en particulier ceux effectués sur le développement d'un IRM MgB_2 ont montré une dégradation des bobinages lors des tests. On note aussi que les équipes ont, dans leur ensemble, cherché à améliorer la conductivité thermique de leur démonstrateur que ce soit à l'aide de drains thermiques en cuivre ou l'utilisation de céramique de type AlN ou alumine.

Cette étude a aussi permis de tirer quelques enseignements sur la sensibilité des conducteurs MgB_2 à la déformation et en particulier pour le conducteur R & W ST de Columbus qu'il était prévu d'utiliser initialement, voir § III.2. Il servira principalement de référence tout au long de cette thèse. Ainsi ce conducteur possède:

- une déformation critique $\approx +0,6\%$,
- il n'est pas sensible à la compression, au moins jusqu'à $-0,5\%$,
- l'effet de la déformation est réversible tant que l'on n'a pas atteint la déformation critique,
- l'effet sur le courant critique est limité à $\pm 20\%$ et peut donc être négligé dans un premier au vue de la difficulté à bobiné les conducteurs MgB_2 .

Chapitre N°2 : Insert froid à température variable refroidi par conduction

II.1 Pourquoi une nouvelle station d'essais?

Le service disposant déjà de station de mesure de courant critique il est intéressant de revenir sur les choix qui ont amené à développer une nouvelle station d'essais en dehors de la problématique sur le refroidissement par conduction solide.

II.1.1 Stations d'essais de mesure de courant critique existantes dans le service

Les stations de mesure de courant critique du service sont relativement spécialisées ce qui permet de couvrir un grand nombre de configurations de test. En effet, chaque type de supraconducteur a ses contraintes propres. Cette variabilité a, par ailleurs, amené à la rédaction d'un ensemble de normes permettant de fixer les conditions nécessaires à la bonne réalisation des mesures de courant critique en particulier pour les conducteurs NbTi [50] et Nb₃Sn [51]. En revanche, ce travail n'a pas encore été fait pour les conducteurs MgB₂.

En analysant ces normes, on remarque qu'elles sont très proches les unes des autres, la norme traitant des conducteurs Nb₃Sn n'étant en réalité qu'une adaptation à ce matériau de la norme sur le NbTi. Ainsi le principe de la mesure, le protocole de mesure, les conditions expérimentales et l'interprétation des résultats sont quasiment identiques d'une norme à l'autre. De fait, seule la préparation de l'échantillon et le porte-échantillon changent, permettant ainsi de prendre en compte les spécificités de chaque conducteur/supraconducteur.

Le service possède deux stations d'essais, Christiane et Cétacé, dédiées aux mesures de courant critique, cf. Figure II-1, donc les caractéristiques sont résumées dans le Tableau II-1.

Nom	Station d'essais	
	Christiane	Cétacé
Courant	3000 A	1000 A
Champ magnétique	7 T	15 T à 4,2 K et 17 T à 1,8 K
Diamètre utile	90 mm	49 mm
Diamètre du mandrin de test	15 mm	15 mm
Température de test	Fixe, 4,2 K (hélium liquide)	Variable, 1,5 à 200 K (hélium superfluide, liquide, gaz)

Tableau II-1 : Caractéristiques des deux stations de mesure de courant critique du service.



Figure II-1 : Vue des stations d'essais du service dédiées aux mesures de courant critique, à gauche Christiane, à droite Cétacé, en arrière-plan les baies d'instrumentations ainsi que l'alimentation de courant, en bleu, Hazemayer de 3 000 A.

II.1.2 Première mesure de courant critique sur Cétacé

De ces deux stations d'essais, seule Cétacé est réellement adaptée à la caractérisation de conducteurs à haute et moyenne température comme le MgB_2 car elle permet de mesurer le courant critique sur une large gamme de température. En effet la température de fonctionnement envisagée pour les aimants MgB_2 se situant entre 10 et 20 K il est primordiale de disposer d'une station d'essais à température variable. Dans ce cas, les mesures à 4,2 K sont peu intéressantes sauf si l'on souhaite les comparées avec les autres supraconducteurs notamment le NbTi dont le MgB_2 est le concurrent naturel.

Avant le début de cette thèse, une première mesure de courant critique a été réalisée par le service sur la station Cétacé avec un conducteur MgB_2 fourni par la société Columbus, le MFT162 cf. Tableau III-1. Le conducteur a été bobiné sur un mandrin en alliage de titane servant habituellement aux mesures de courant critique pour le Nb_3Sn , cf. Figure III-4. Il avait ensuite été installé dans la station Cétacé pour y être caractérisé. Le courant critique mesuré dans Cétacé s'est révélé être nettement inférieur à celui mesuré par Columbus : À 20 K et 1,5 T, on a mesuré un courant critique de 59 A au lieu de 400 A, cf. Figure II-2.

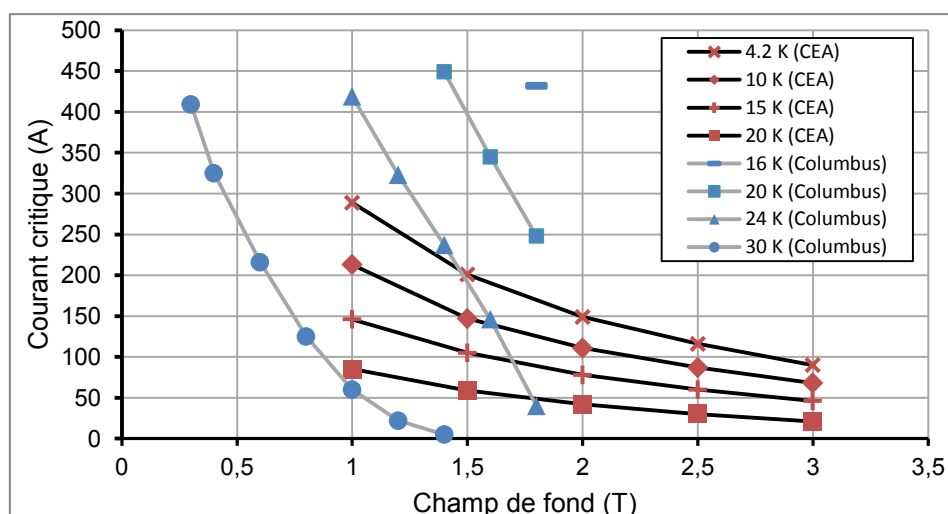


Figure II-2 : Comparaison entre les mesures critiques faites au CEA et chez Columbus sur le conducteur MFT162, les symboles sont identiques à la même température, critère de $1\mu\text{V}/\text{cm}$ pour les mesures effectuées sur Cétacé au CEA.

Cette dégradation s'explique par un rayon de bobinage sur le mandrin de test inférieur au rayon de bobinage minimum, hypothèse confirmée par la suite par Columbus.

II.1.3 Solutions alternatives

Cette sensibilité à la déformation rend impossible la mesure du courant critique d'un conducteur MgB_2 R & W par Cétacé, son diamètre utile étant trop petit. Pour dépasser cette limitation plusieurs solutions sont envisageables :

1. Utiliser un conducteur avec une déformation critique plus élevée,
2. Utiliser un conducteur moins épais,
3. Réaliser un traitement thermique de "restauration" sur l'échantillon une fois bobiné,
4. Tester le conducteur droit comme Columbus,
5. Utiliser un mandrin avec un diamètre plus grand.

Si les deux premières solutions sont les plus simples à réaliser, elles sont rendus impossibles par le fait que Columbus ne dispose pas de conducteur qui soit compatible avec notre mandrin de test.

La troisième est rapide à mettre en œuvre car nous disposons du four et des mandrins nécessaires à la réalisation du traitement thermique. Ces équipements sont habituellement utilisés pour les mesures de courant critique du Nb_3Sn qui, une fois bobiné sur le mandrin de test doit ensuite être réagis pour former la phase supraconductrice. Cependant, cette solution permettant d'utiliser Cétacé, n'a pas été retenue car cela revenait à utiliser le conducteur en W & R ce qui n'est pas le but de la thèse.

La seule solution qui permettrait de tester le conducteur sans modifier radicalement les stations d'essais serait de le tester droit. Pour ce faire, il est simplement nécessaire de modifier un des porte-échantillons afin de permettre l'installation d'un conducteur en position droite. Cependant cette configuration de test est à éviter, car dans ce cas, les conditions d'essais sont loin d'être optimum. Dans ce cas le conducteur est soit parallèle au champ magnétique, ce qui augmente fortement le courant critique car on ne sollicite pas les points d'accrochage de vortex [52], soit perpendiculaire mais l'échantillon est alors très court.

En effet dans un bobinage, le champ magnétique étant perpendiculaire au courant, on souhaite donc mesurer le courant critique dans la même configuration magnétique. Qui plus est, la mesure de courant critique est plus compliquée à réaliser dans cette configuration car la zone de champ de fond homogène pour Christiane ou Cétacé est très réduite. La longueur de conducteur qui est ainsi soumis au champ magnétique maximum est faible, de l'ordre du centimètre, ce qui nous oblige à être sensibles à quelques nanovolts.

Enfin, tester le conducteur droit, ne permet pas de se confronter à la problématique de la dégradation éventuelle du courant critique lors du bobinage, qui est un des objectifs importants de la thèse.

II.2 Définition des besoins de la nouvelle station d'essais

Pour tester les conducteurs MgB_2 R & W, la solution la plus intéressante consiste donc à utiliser un mandrin avec un plus grand diamètre que les mandrins classiques, au minimum d'un facteur deux. Néanmoins choisir d'augmenter le diamètre utile d'une station d'essais qui dispose d'un aimant de champ de fond est tout sauf un choix anodin. En effet le diamètre intérieur, avec l'homogénéité et la valeur du champ magnétique, fait partie des paramètres (très) fortement dimensionnant pour un aimant. Il est donc important, dans ce cas, de fixer au plus juste le diamètre nécessaire au test des conducteurs MgB_2 R & W.

II.2.1 Détermination du rayon de bobinage pour les tests de courant critique

L'étude de la littérature montre, I.2, qu'un rayon de bobinage minimum de l'ordre de 125-150 mm permettrait de tester un grand nombre de conducteurs. L'objectif de la thèse étant le développement d'aimants supraconducteurs, nous nous intéressons donc principalement à un type de conducteur en particulier : ceux dédiés aux aimants.

Avant le démarrage de la thèse, un conducteur de la société Columbus avait été présélectionné comme candidat pour nos maquettes. Ce conducteur, ST2009, cf. Tableau III-1, est la nouvelle version à 12 filaments du conducteur classique de Columbus, dit ST qui contient 14 filaments. Ce conducteur a été utilisé à de nombreuses reprises dans le développement d'aimants prototypes, § I.3. Si ce conducteur n'a pas fait l'objet, à notre connaissance, d'une mesure de déformation critique

ce n'est pas le cas de son prédécesseur qui est, quant à lui, bien documenté dans la littérature (probablement le mieux documenté de tous les conducteurs R & W MgB_2). La différence entre les deux conducteurs étant minime, on considère que la déformation critique entre les deux conducteurs est identique, c'est-à-dire 0,6% [14], cf. Figure I-3a

Le ST2009 ayant comme le ST une épaisseur de 0,65 mm, on obtient un rayon minimum de 55 mm. Suivant la littérature, un rayon de bobinage entre 125 et 150 mm pour notre mandrin semble donc adapté à nos mesures de courant critique tout en permettant une marge de sécurité intéressante pour le conducteur ST2009. Néanmoins, le rayon de bobinage de notre mandrin sera fixé suivant l'aimant de champ magnétique utilisé pour la station.

II.2.2 Prise en compte de la dépendance du courant critique à la déformation ?

Pour les conducteurs MgB_2 R & W le courant critique dépend peu, au maximum 20 %, ou pas de la déformation appliquée sur le conducteur § I.2. Le choix du rayon de bobinage aura donc peu d'impact sur le courant critique mesuré tant que l'on reste au-dessus du rayon minimum de bobinage. Comme le courant critique d'un conducteur est maximum quand il atteint sa déformation critique, cette mesure est particulièrement difficile à réaliser sans pouvoir faire varier avec finesse le niveau de déformation subit par le conducteur à froid.

C'est d'autant plus vrai lorsque le seuil de déformation critique est dans le domaine plastique comme c'est le cas avec nos conducteurs. De plus, effectuer ce type de mesure sur un conducteur qui est bobiné sur un mandrin circulaire n'est pas la configuration mécanique la plus adaptée. En effet, la déformation que subit un conducteur lorsqu'il est bobiné sur un mandrin n'est pas uniforme car il est en flexion, chaque filament subisse donc une déformation différente, ce qui complique fortement l'interprétation des mesures.

En tout état de cause, les aimants supraconducteurs MgB_2 R & W étant au début de leur développement, nous n'en sommes pas encore au stade où nous chercherions à grappiller les derniers 20 % de courant critique. Nous cherchons plutôt à faire en sorte que 100 % des bobinages soient complètement supraconducteurs et ensuite que leur courant critique ne soit pas dégradé significativement.

Il est à noter que pour profiter de ces 20 % de courant critique supplémentaire cela suppose que les conducteurs du bobinage soumis au champ magnétique maximum soient eux aussi sollicités à la déformation critique. Hors atteindre ce niveau de sollicitation sans entraîner une dégradation du bobinage ne laisse aucune marge d'erreur possible que ce soit pour le design, les propriétés (notamment mécaniques) des matériaux, la fabrication ou la protection de l'aimant en cas de transition résistive. De plus, s'imposer cette contrainte alors que les conducteurs ne sont pas à maturité et que leurs courants critiques sont appelés dans les années à venir à augmenter fortement n'est pas nécessaire.

En l'état actuel du développement, nous avons donc fait le choix d'avoir le plus grand rayon de bobinage possible pour notre station d'essais tout en étant compatible avec l'aimant de champ de fond ceci afin de nous permettre à la fois de tester une large gamme de conducteur et de nous faciliter l'activité de bobinage.

II.2.3 Détermination de l'aimant de champ de fond

Le service dispose de deux aimants ayant les caractéristiques requises :

- Un aimant homogène de 1,5 T à 4.2 K avec un trou chaud de 350 mm appelé H0, cf. Figure II-3a et b,
- Un aimant de 8 T à 1,8 K avec un trou chaud de 580 mm appelé SEHT, cf. Figure II-4a et b.

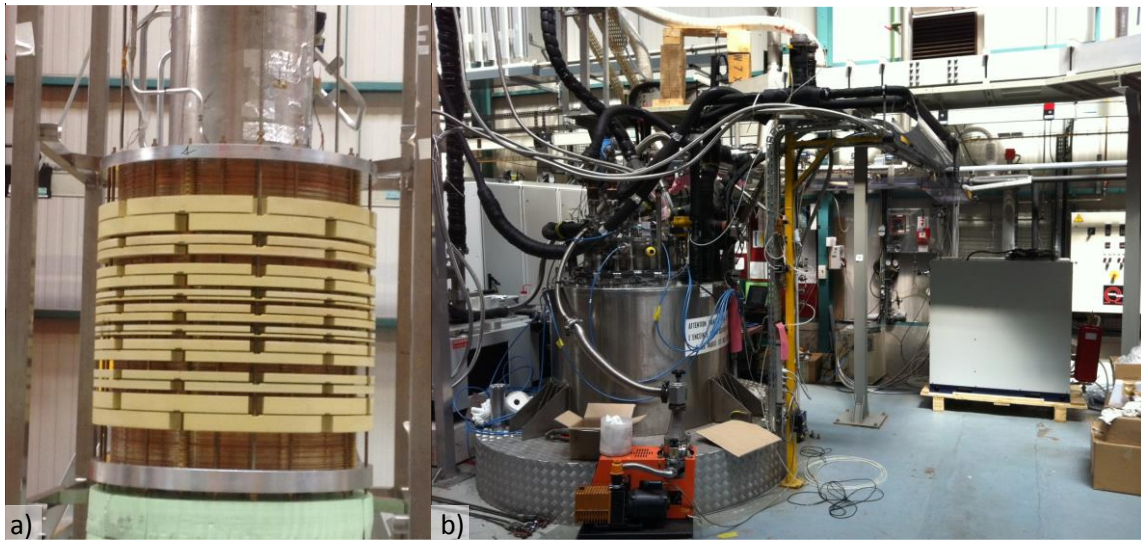


Figure II-3 : a) Vue de l'aimant H0 [53, 54], diamètre extérieur de 684 mm, diamètre intérieur de 480 mm et une hauteur de 800 mm, b) Vue de la station d'essais modulaire CV, 35 pour Cryostat Vertical d'une longueur de 8 m, où H0 est installé pour un trou chaud de 350 mm.

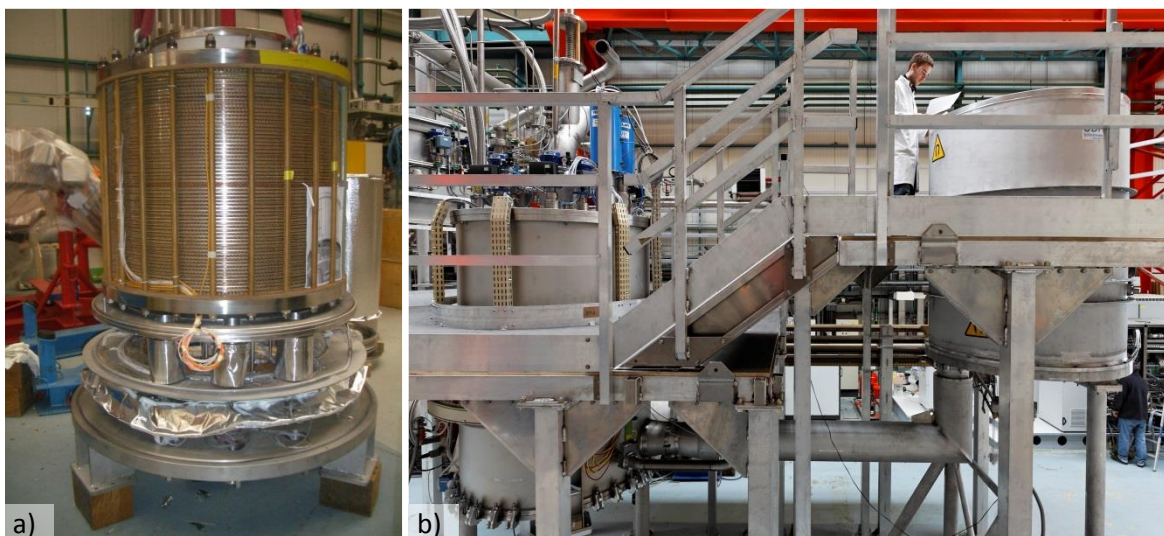


Figure II-4 : a) Vue de l'aimant SEHT [55], diamètre extérieur de 1 087 mm, diamètre intérieur de 742 mm et une hauteur de 855 mm, b) La station d'essais SEHT avec à gauche le satellite et à droite l'aimant dans son cryostat; les deux étant reliés par un caloduc en bas, pour un trou chaud de 580 mm.

Des deux stations, la plus attrayante est SEHT en raison d'un champ magnétique important mais surtout de la taille de son trou chaud. Néanmoins le coût de fonctionnement de SEHT étant très important, nous aurions été limités à un ou deux essais sous champ au maximum ce qui est trop faible ; les mesures de courant critique étant des mesures appelées à être répétées plusieurs fois. Indépendamment de la question du coût des essais, la station SEHT est une station très lourde à mettre en œuvre et donc peu adaptée au développement d'une nouvelle station dont un grand nombre de tests en champ propre peut être nécessaire à sa mise au point.

En revanche, le cryostat vertical avec H0 présente un coût de fonctionnement moindre en raison d'une température de fonctionnement plus élevée et d'une masse plus faible. Par contre son champ magnétique est trop faible pour être intéressant.

En effet, l'étude bibliographique a montré que la zone d'intérêt actuelle pour le MgB_2 se situait entre 3 et 4 T, il faut donc au minimum être capable de mesurer le courant critique jusqu'à un champ de 3 T. Après analyse, il est apparu que l'on pouvait augmenter sans risque le champ magnétique de H0 de 1,5 T à 3 T.

Nous avons donc choisi d'utiliser H0 comme aimant de champ de fond pour notre station d'essais. Le diamètre du trou chaud de H0 étant de 350 mm nous avons donc fixé le rayon de bobinage de notre mandrin à 150 mm laissant ainsi 25 mm au rayon pour le conducteur et l'écran intermédiaire à 50 K.

Une des spécificités de H0 est d'être homogène, 350 ppm dans une sphère de 30 cm ce qui est un avantage. En effet cela permet de tester facilement une grande quantité de conducteur et ainsi vérifier l'homogénéité du courant critique. L'unique inconvénient étant que le point le plus critique de l'échantillon n'est plus à coup sûr localisé par le champ maximum de l'aimant. En cas de mauvaise soudure par exemple, nous aurons une transition résistive en dehors des prises de potentiel.

Bien que la station soit avant tout conçue comme une station de courant critique, son grand diamètre permet naturellement le test de petite maquette prototype. Dans ce cas, l'homogénéité de H0 est très appréciable car il permet de tester l'homogénéité du courant critique dans les maquettes.

Il est à noter que pour que les maquettes soient compatibles avec H0, leur rayon intérieur sera plus faible que celui du mandrin dédié aux mesures de courant critique d'où un petit risque si la marge en déformation du conducteur choisi est trop faible.

II.2.4 Choix du mode de refroidissement

Le développement de la nouvelle station d'essais est aussi l'opportunité de développer les technologies nécessaires à la réalisation des aimants sans hélium. C'est pourquoi ce type de refroidissement est aussi appliqué à notre station afin de nous familiariser avec les technologies associées et parfois, comme nous le verrons, devoir en développer de nouvelles. Les systèmes permettant ce type de refroidissement sont des têtes froides de deux types différents: les cryogénérateurs et les pulse-tubes, cf. Figure II-5a et b.

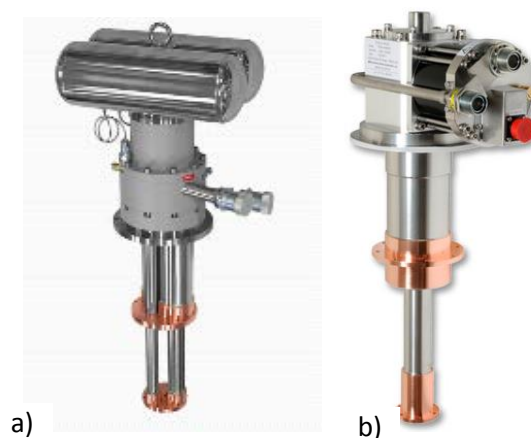


Figure II-5 : a) Pulse tube de 1,5 W de la société Cryomech [56], b) Cryogénérateur de 1,5 W de la société Sumitomo [57]

II.2.4.1 *Pulse-tube ou cryogénérateur*

Le mode de fonctionnement de ces deux systèmes est radicalement différent. Les cryogénérateurs utilisent un principe de fonctionnement classique pour les machines thermiques, à savoir un cycle de compression détente, appelé cycle Ericsson.

Les pulse-tubes utilisent, eux, l'effet thermoacoustique couplé à une détente et une compression. Ces deux systèmes utilisent comme gaz de l'hélium d'une grande pureté, à 99,9999 %, couplé à un compresseur. Ainsi, il est impropre de dire d'un système en conduction qui utilise un pulse-tube ou un cryogénérateur est sans hélium. En réalité, lorsqu'on dit d'un système qu'il est sans hélium, on sous-entend qu'il n'y a pas d'hélium gazeux ou liquide à l'intérieur du cryostat.

Si le fonctionnement interne de ces deux types des têtes froides est différent, cela n'a que peu d'importance lors du choix entre ces deux systèmes. En effet, c'est deux types de tête froide ont des caractéristiques techniques quasi-identiques, [56, 57], que ce soient pour :

- La puissance froide (à 4,2 K),
- L'intégration, mono-étagée ou bi-étagée,
- La sensibilité au champ magnétique,
- Le compresseur hélium,
- Le pilotage.

Pour être complet, l'absence de pièce mobile froide dans les pulse-tubes induit pour ces derniers une meilleure durée de vie ainsi que l'absence de vibrations. Néanmoins dans le cadre de notre station d'essais ces deux points sont sans importances.

Le choix entre ces deux systèmes est donc avant tout économique. De ce point de vue, les cryogénérateurs ont, à puissance froide égale, un net avantage sur les pulse-tubes, que ce soit à l'achat, à l'utilisation (meilleur rendement) ou pour la maintenance et ce malgré une durée de vie plus faible, 10 000 heures au lieu de 20 000 heures pour les pulse-tubes.

II.2.4.2 *Cryogénérateur bi-étagé*

Pour refroidir en conduction un système en dessous de 20 K, et jusqu'à 4 K, il est nécessaire d'utiliser la version bi-étagée des cryogénérateurs. Cette version comme son nom l'indique possède deux étages, chacun fonctionnant à une température différente. Ainsi l'étage le plus chaud, appelé 1^{er} étage, fournit un point de refroidissement intermédiaire aux alentours de 50-70 K. L'étage le plus froid, appelé 2^{ème} étage, avec une température allant jusqu'à 4 K, est lui dédié au refroidissement de l'échantillon ou des maquettes.

Les cryogénérateurs, comme les pulse-tubes, ont comme particularité de ne pas être directement contrôlables en température. De fait, la température des deux étages ne dépend en réalité que de la puissance, dite froide, qu'ils doivent absorber. Ainsi, si l'on veut modifier la température d'un des deux étages ou les deux, il suffit pour cela d'augmenter la puissance à absorber.

L'utilisation de chauffettes collées sur les deux étages du cryogénérateur, ou du pulse-tube, permettent ainsi de piloter ces deux températures. Ce point est un des avantages des systèmes refroidis par conduction car il est finalement aisé de contrôler leur température comparativement à un système refroidit par hélium gaz.

II.2.5 Quel courant ?

Cette étude préliminaire a permis de fixer les caractéristiques générales de notre nouvelle station d'essais, à savoir:

- Un champ de fond de 3 T produit par un aimant homogène, 350 ppm dans une sphère de 30 cm en NbTi refroidi par un bain d'hélium liquide à 4,2 K, avec un trou chaud de 350 mm.
- D'un insert froid indépendant de l'aimant de champ de fond :
 - Refroidi en conduction pure par un cryogénérateur bi-étagé ;
 - Une température variable allant de 4 à 40 K réglée par des chaufferettes,
 - Un mandrin de 300 mm de diamètre pour les mesures de courant critique de conducteur MgB2 R & W.

Pour pouvoir mener des mesures de courant critique intéressantes, il faut que le courant disponible soit conséquent, typiquement de l'ordre de 1 000 A, §II.1.1. Un courant aussi important impose l'utilisation d'amenées de courant (ADI en abrégé) qui permettent de faire la liaison avec l'alimentation de courant, à température ambiante, et le conducteur ou la maquette, à température cryogénique, dans notre cas entre 4 et 40 K. Ces dernières créent donc un pont thermique entre la température ambiante et les différents étages du cryogénérateur induisant des pertes thermiques par conduction en plus de celle dues à l'effet joule. Ces pertes doivent être minimisées en réalisant un design soigné des amenées de courant pour permettre de disposer du maximum de courant possible.

La valeur maximale du courant ne peut donc être déterminée qu'une fois le bilan des pertes thermiques effectué. Cette estimation permettra, en fonction du modèle du cryogénérateur choisi, de déterminer le budget de puissance froide qu'il pourra être exclusivement alloué au refroidissement des amenées de courant. Plus le cryogénérateur sera puissant, plus on pourra atteindre un courant important pour les essais.

A noter qu'il est nécessaire de disposer d'un courant important pour les tests de courant critique afin de tester un maximum de conducteur dans la plus large gamme de température possible. Le courant critique de la maquette n'est en revanche pas dimensionnant car pour une température et un champ magnétique de H0 donnés, il sera plus faible que celui du conducteur en échantillon court, en raison du champ propre de la maquette.

II.2.6 Présélection du cryogénérateur

Comme précisé ci-dessus, on souhaite maximiser le courant disponible pour l'insert froid. Comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre, les pertes thermiques que doivent absorber les différents étages du cryogénérateur dépendent du courant, ne serait-ce qu'en raison de l'effet joule. Ainsi pour avoir le maximum de courant, il est nécessaire d'utiliser le plus puissant des cryogénérateurs. Les Figure II-6a et b montrent ainsi les cartes de puissance des deux cryogénérateurs bi étages, les plus puissants de chez Sumitomo, le RDK-408D2 et le RDK-415D [57].

Il est intéressant de noter que la température du 2^{ème} étage pour une puissance froide donnée est globalement indépendante de la puissance froide absorbée par le 1^{er} étage. A l'inverse, la température sur le 1^{er} étage, pour une puissance froide donnée, dépend de la température du 2^{ème} étage impactant ainsi la puissance froide disponible. Comme on souhaite faire varier la température du 2^{ème} étage, il est important de prendre en compte cet effet. L'hypothèse la plus pessimiste est alors de prendre pour une température donnée du 1^{er} étage la plus faible puissance thermique, et

cela indépendamment de la température du 2^{ème} étage, cf. Tableau II-2. Ceci permettra, quel que soit le point de fonctionnement réel de l'insert froid, d'avoir une puissance froide garantie pour l'échantillon ce qui, comme on le verra, est très important.

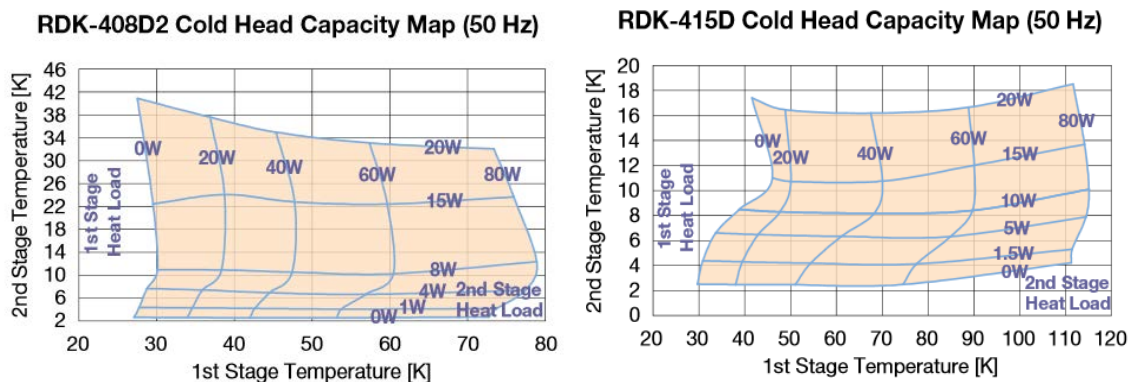


Figure II-6 : a) Carte de la puissance froide en fonction de la température du 1^{er} et du 2^{ème} étage pour le cryogénérateur RDK-408D2 de Sumitomo, b) Carte de la puissance froide en fonction de la température du 1^{er} et du 2^{ème} étage pour le cryogénérateur RDK-415D de Sumitomo [57].

Modèle	Puissance froide (W)	
	RDK-408D2	RDK-415D
1 ^{er} à 80 K	> 80, ≈82	50
2 ^{ème} à 4 K	1	1,5

Tableau II-2 : Puissances froides disponibles pour le 1^{er} et le 2^{ème} étage suivant le modèle du cryogénérateur pour une température de fonctionnement de 80 K pour le 1^{er} étage et 4 K pour le 2^{ème} étage.

On remarque que le RDK-415 est le plus performant pour le 2^{ème} étage et inversement le RDK-408D2 est plus performant pour le 1^{er} étage. Le choix du modèle se fera donc en fonction de l'étage le plus critique sauf si on ne peut pas atteindre 4 K avec le RDK-408D2.

II.3 Conception de l'insert froid

La suite de ce chapitre ne traite que du design de l'insert froid laissant volontairement de côté le design du mandrin de mesure du courant, § III.3.2. Le champ magnétique étant apporté par H0, l'insert froid a donc principalement trois fonctions à remplir:

- Refroidir l'échantillon ou la maquette entre 4 et 40 K,
- Alimenter en courant l'échantillon ou la maquette en limitant l'échauffement,
- Instrumenter l'échantillon ou la maquette (et l'insert froid en tant que tel).

II.3.1 Description générale de l'insert froid

A ces fonctions, l'aimant de champ de fond impose des contraintes géométriques importantes sur l'insert froid. Ainsi pour des raisons d'encombrement nous ne pouvons utiliser qu'un seul cryogénérateur pour refroidir l'insert froid, cf. Figure II-7et Figure II-8.

Les dimensions de l'aimant en tant que tel, ainsi que son intégration dans son cryostat, imposent une distance de 1,8 m entre le centre de l'aimant et la platine à 300 K de l'insert froid. Les cryogénérateurs sont des systèmes très compacts, la distance entre le 2^{ème} étage et la platine extérieure à 300 K est typiquement de 0,4 m, le 1^{er} étage étant à mi-distance. A noter que ces dimensions varient peu suivant les modèles.

Ainsi, pour connecter l'échantillon ou la maquette au 2^{ème} étage du cryogénérateur, il est donc nécessaire d'utiliser un drain thermique d'une longueur de 1,4 m. De plus, pour simplifier l'insertion de l'insert froid dans le cryostat, le diamètre de l'écran thermique du premier étage est fixé à 330 mm ce qui laisse donc une marge de 10 mm au rayon avec le trou chaud de H0. L'insert peut donc être divisé en deux parties distinctes, qui, bien que physiquement reliées, ont chacune une problématique particulière cf. Figure II-7 et Figure II-8:

- Une partie haute permettant de faire la jonction entre la température ambiante et le 2ème étage du cryogénérateur comprenant principalement le cryogénérateur et les amenées de courant 300-4 K,
- Une partie basse comprenant principalement le drain thermique utilisée comme bus électrique, permettant de connecter thermiquement et électriquement l'échantillon/maquette au 2ème étage.

La partie haute ne participant pas au refroidissement de l'échantillon, seul un dimensionnement de thermique stationnaire est nécessaire. Il doit néanmoins être fait précautionneusement car il conditionnera la température finale atteinte par les étages du cryogénérateur.

A contrario, la partie basse de l'insert n'impactera que faiblement la température finale mais elle est déterminante pour le temps de mise en froid de l'insert froid ce qui demande donc un dimensionnement de thermique transitoire et statique. En effet, pour permettre un grand nombre de mesures, en particulier pour le courant de critique, il est important que le temps de mise en froid soit contenu ou à défaut proche de l'optimum.

II.3.2 Historique du développement de l'insert froid

Avant de détailler le design thermique de l'insert froid, il me semble bon de revenir sur l'histoire du développement de l'insert froid.

II.3.2.1 Première version

Avant le début de la thèse, une première version de l'insert froid avait déjà été conçue, cf. Figure II-7, et l'ensemble des pièces avait déjà été approvisionné, sauf le mandrin de mesure de courant critique. L'assemblage de l'insert froid avait déjà été commencé lors d'un stage. Ainsi, lorsque la thèse commença, la partie haute de l'insert froid, c'est-à-dire les amenées de courant et le cryogénérateur, étaient déjà assemblés. Il restait plus qu'à mettre en court-circuit les tresses en cuivre qui descendaient des amenées de courant HT_c pour tester la partie haute de l'insert froid et en valider le fonctionnement.

Suite à l'arrivée d'un nouveau projet au sein du service, le cryostat vertical ainsi que H0 sont devenus temporairement inaccessibles. Pour continuer la construction de l'insert froid, nous l'avons donc déménagé dans un autre bâtiment où un cryostat était libre. Ce nouveau cryostat était en revanche trop petit (en longueur) pour accueillir l'insert froid définitif tel qu'initialement conçu pour fonctionner avec H0.

Nous avons donc choisi de raccourcir l'insert froid pour être compatible avec ce nouveau cryostat, essentiellement en réduisant la longueur du drain thermique et de l'écran, le reste demeurant identique. Ce choix nous a permis de continuer le travail expérimental et ainsi de valider le design de la partie basse de l'insert et de mener les premières mesures de courant critique en champ propre. En contrepartie, cela nous obligerait à reconstruire au minimum la partie basse de l'insert pour être compatible avec H0 une fois qu'il serait de nouveau disponible.

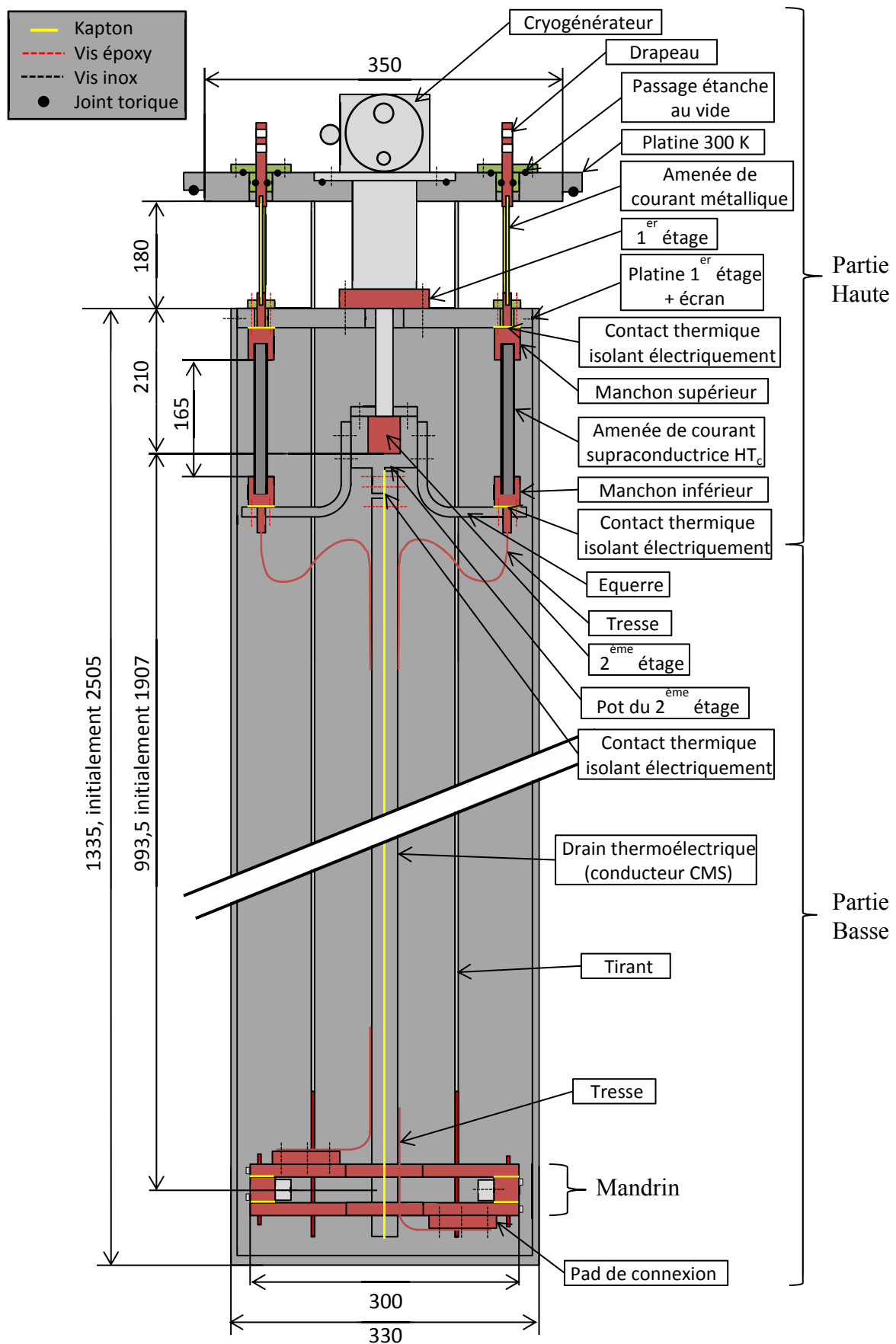


Figure II-7 : Vue schématique de la première version de l'insert froid, suite au déménagement la longueur des bus thermoélectriques et de l'écran sont plus courtes respectivement de 913,5 mm et de 1 170 mm.

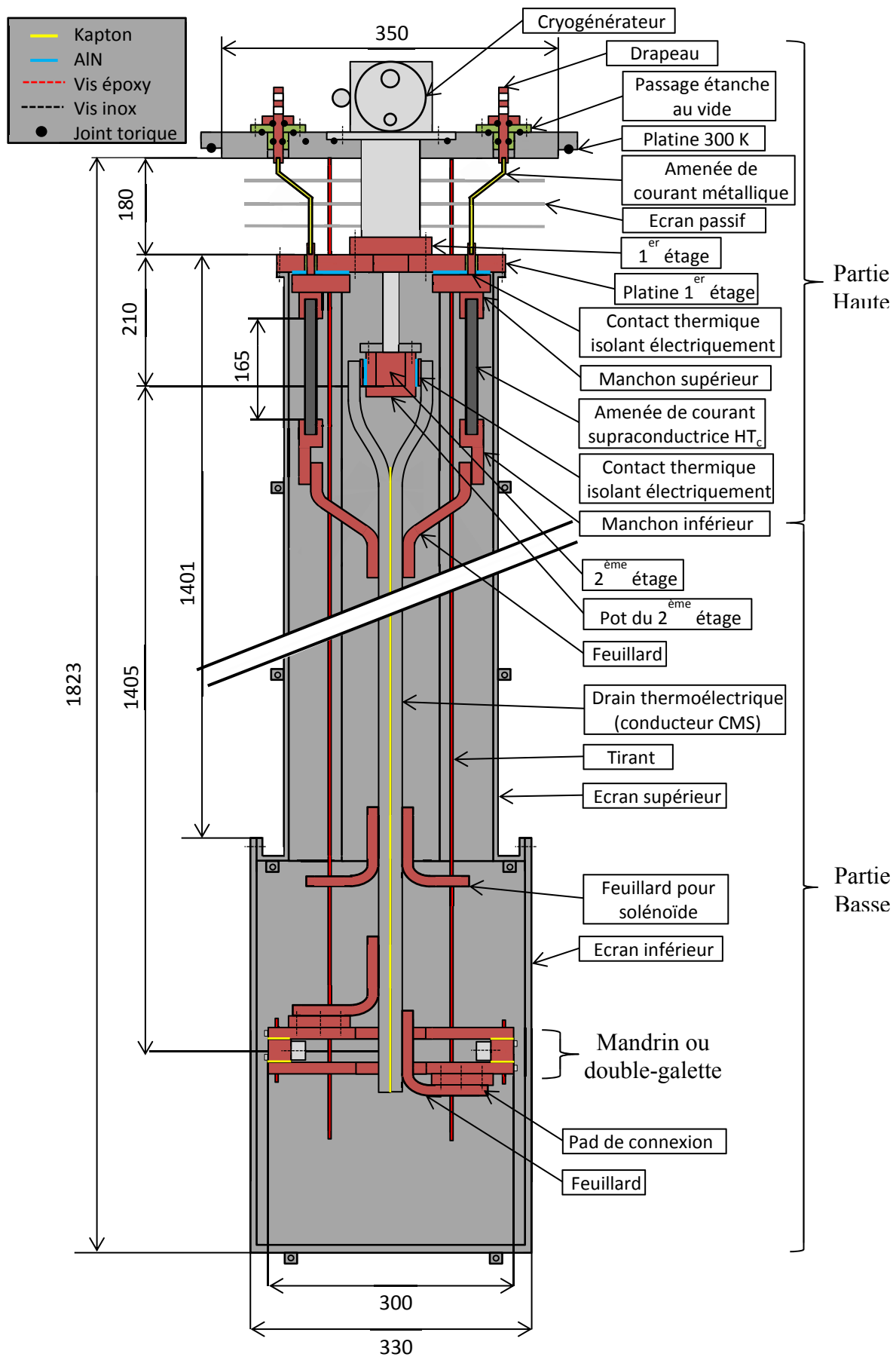


Figure II-8 : Vue schématique de la deuxième version de l'insert froid.

Néanmoins, comme nous le verrons par la suite dans ce chapitre, la partie haute de l'insert froid était très loin d'atteindre les performances souhaitées, §II.4.1.4. Il était donc déjà acquis avant le déménagement dans le nouveau cryostat qu'il serait nécessaire de reconstruire la partie haute de l'insert. La partie basse s'étant aussi montrée défailante, nous avons donc décidé lors du déménagement visant à réintégrer H0 de reconstruire globalement l'insert froid.

II.3.2.2 *Deuxième version*

Le but de cette deuxième version, cf. Figure II-8 était d'adapter la longueur de l'insert froid à H0 pour permettre les tests de courant critique avec le champ de fond et en même temps de corriger les défauts de jeunesse de la première version de l'insert froid. La différence de longueur entre la première version (théorique) et la deuxième version de l'insert froid est liée à une modification de la position de H0 dans son cryostat. En effet pour limiter la consommation d'hélium, H0 a été remonté vers la platine 300 K et l'espace vide en dessous comblé. Ce déplacement de H0 a eu pour conséquence de réduire de 502 mm la longueur du drain thermique de l'insert froid.

Si deux versions de l'insert froid ont été nécessaires pour atteindre les performances souhaitées, de fait les éléments de base entre les deux inserts sont identiques. En effet, le problème dans la première version de l'insert froid n'était pas le calcul des pertes thermiques qui était juste, mais le mode d'isolation électrique. Ainsi, le calcul des pertes est, sur le principe, totalement transposable entre les deux inserts. Nous avons donc seulement changé entre les deux versions de l'insert froid: la longueur du drain, celle de l'écran et le nombre de fils d'instrumentation.

Par souci de simplicité et de compacité, je ne présenterais donc ici que le calcul des pertes thermiques sur la deuxième version de l'insert froid. De même, je ne présenterais aussi le design des amenées de courant et du drain que pour la deuxième version sachant que c'est exactement la même solution qui a été retenue.

II.3.3 Conception thermique hors liaisons fort courant

Habituellement, la première chose à faire lorsque l'on développe un système cryogénique est de calculer la charge thermique froide à absorber en cherchant à la minimiser pour réduire les coûts de fonctionnement. Notre cas est un peu différent, car on cherche également à minimiser les pertes thermiques de manière à disposer ensuite du maximum de puissance froide pour les amenées de courant.

En revanche le mode de refroidissement n'impacte pas le calcul des pertes thermiques sauf dans le cas où les cryogènes sont activement utilisés, typiquement pour les amenées de courant, mais nous y reviendrons ultérieurement. On retrouve ainsi le triptyque habituel des pertes thermiques: conduction, rayonnement et convection.

II.3.3.1 *Conduction*

Les pertes par conduction peuvent être classées en trois catégories :

- Les supports, notamment ceux pour reprendre le poids,
- Les fils d'instrumentation,
- Les amenées de courant.

Dans un premier temps, nous nous intéresserons uniquement aux pertes par conduction liées aux supports et au fils d'instrumentation pour laisser volontairement de côté le calcul des pertes lié aux amenées de courant.

Comme les cryogénérateurs possèdent un 1^{er} étage, la solution naturelle est de thermaliser l'ensemble des apports thermiques sur ce dernier pour limiter au maximum les apports thermiques sur le 2^{ème} étage. Néanmoins, si cette solution est préférable, elle complique sensiblement la conception de l'insert ainsi que son montage. Il est aussi nécessaire de prendre en compte la dilatation thermique et donc, suivant le choix des matériaux, à intégrer des flexibilités.

II.3.3.1.1 Les supports

Les cryogénérateurs n'étant pas conçus pour supporter des masses importantes, il est nécessaire de reprendre la masse par des tirants que ce soit celle du porte-échantillon ou des différentes maquettes. Le Tableau II-3 donne les informations nécessaires au calcul des pertes thermiques. Le choix du diamètre des tirants n'est pas tant lié à la masse à supporter qu'à leur grande longueur de 1 775 mm. Il est donc nécessaire d'avoir un diamètre conséquent pour limiter le mouvement et le flambement lors du montage du mandrin ou de la maquette.

Le Tableau II-4 permet de comparer les pertes thermiques liées aux tirants, le G10 apparaît comme la meilleure solution. À titre de comparaison, les tirants ont tous la même section. Mais du fait de la meilleure résistance mécanique, le diamètre des tirants en 304L et Ti6Al4V pourrait être réduit. Dans le cas de tirants en G10, on remarque qu'une thermalisation sur le 1^{er} étage permettrait une réduction importante des pertes thermiques, d'un facteur 7, mais qu'elle n'est pas obligatoire car les pertes sur le 2^{ème} étage sont dans tous les cas très limitées. Nous avons donc fait le choix d'utiliser des tirants en G10 mais sans thermalisation sur le 1^{er} étage.

En réalité les tirants ne sont pas en G10 mais dans un composé proche, le PRV, pour polyester renforcé de fibres de verre, dont les propriétés thermiques à basse température ne sont pas connues mais considérées comme proche du G10 car ce sont tous les deux des composites résines/fibres de verre. L'erreur sur le calcul des pertes est donc considérée comme minime.

Objet	Tirant
Nombre	4
Surface	M10
Distance 300 K-1 ^{er} étage	180 mm
Distance 1 ^{er} étage-échantillon/maquette	1 595 mm

Tableau II-3 : Dimensions des tirants pour le calcul des pertes thermiques.

Matériaux	Perte thermique (en W)		
	304L	Ti6Al4V	G10
Température	Perte thermique (en W)		
2 ^{ème} étage sans thermalisation 1 ^{er} étage	0,54	0,25	0,03
2 ^{ème} étage avec thermalisation 1 ^{er} étage	0,06	0,03	0,004
1 ^{er} étage si thermalisation	4,30	1,98	0,23

Tableau II-4 : Calcul des pertes thermiques liées aux tirants de support décrit dans le Tableau II-3 en fonction des matériaux usuellement utilisés, avec et sans thermalisation sur le 1^{er} étage.

II.3.3.1.2 Fils d'instrumentation

Les dernières pertes par conduction à prendre en compte sont les fils de mesures liés à l'instrumentation. Ce type de perte a tendance à être négligé car elle semble de prime apport faible au regard des sections de passage. Néanmoins, ce point est largement contre balancé par l'utilisation

du cuivre ainsi que par le grand nombre de fils utilisés. Le Tableau II-5 donne les informations nécessaires au calcul des pertes thermiques liées aux fils d'instrumentation. L'instrumentation peut être divisée en deux parties celle destinée au 1^{er} étage de l'insert froid et celle destinée au 2^{ème} étage.

		Objet	Fils d'instrumentation
1 ^{er} étage		Sonde de température	3x4 fils
		Mesure de tension	2x2 fils
		Section des fils de température	0,61 mm ²
		Section des fils de tension	0,79 mm ²
		Distance direct 300 K-1 ^{er} étage	200 mm
2 ^{ème} étage		Sonde de température	6x4 fils
		Mesure de tensions	2x4 fils
		Chaufferettes	2x2 fils
		Section des fils de température	1,22 mm ²
		Section des fils de tension	1,57 mm ²
		Section des fils de chaufferette	0,40 mm ²
		Distance directe 1 ^{er} étage- 2 ^{ème} étage	200 mm

Tableau II-5 : Nombre de fils d'instrumentation suivant l'étage et le type d'utilisation.

Le Tableau II-6 donne les pertes thermiques liées à l'instrumentation du 1^{er} étage. De même, le Tableau II-7 donne les pertes thermiques liées à l'instrumentation du 2^{ème} étage. On remarque que les pertes thermiques générées par les fils d'instrumentation sur le 2^{ème} étage sont très importantes que ce soit avec ou sans thermalisation avec le 1^{er} étage et quel que soit le RRR (pour Ratio de Résistivité Résiduelle § III.4.1) retenu pour les fils d'instrumentation. On voit donc qu'en l'état actuel, les pertes thermiques générées par l'instrumentation du 2^{ème} étage sont trop importantes et ce, même avec le RDK-415. Il est donc primordial de réduire les pertes thermiques liées aux fils de mesure.

		Perte thermique (en W)			
Qualité du cuivre		RRR20	RRR50	RRR100	RRR200
Instrumentation 1 ^{er} étage		0,60	0,64	0,66	0,66

Tableau II-6 : Pertes thermiques liées à l'instrumentation du 1^{er} étage.

		Perte thermique (en W)			
Instrumentation 2 ^{ème} étage	Qualité du cuivre	RRR20	RRR50	RRR100	RRR200
	2 ^{ème} étage sans thermalisation 1 ^{er} étage	1,00	1,28	1,55	1,88
	2 ^{ème} étage avec thermalisation 1 ^{er} étage	0,65	1,10	1,59	2,25
	1 ^{er} étage si thermalisation	1,36	1,47	1,50	1,51

Tableau II-7 : Pertes thermiques liées à l'instrumentation du 2^{ème} étage en fonction de la thermalisation.

La solution à ce problème est théoriquement assez triviale car il suffit de rallonger les fils de mesures pour réduire d'autant les pertes. Le RRR des fils de mesure est généralement mal connu mais on considère habituellement qu'il est en moyenne de 50. Dans ce cas, on voit qu'il est nécessaire d'augmenter d'un facteur 5 à 10 la longueur des fils de mesure pour que les pertes soient acceptables bien que toujours significatives. Ainsi, dans le cas d'une thermalisation sur le 1^{er} étage, cela donne une longueur de 1 m et dans le cas contraire une longueur de 2 m. On voit donc qu'il est préférable de thermaliser les fils sur le 1^{er} étage pour en limiter la longueur.

En effet, s'il est aisé théoriquement de réduire les pertes liées au fils de mesures, il s'avère dans les faits que cela n'est pas aussi aisé qu'il n'y paraît car cela oblige à stocker de grande longueur de fils. Deux autres éléments sont aussi à prendre en compte, la gaine isolante et les résistances de contact, qui réduisent l'impact de la thermalisation. Ainsi, et à contrario de ce qui est généralement recherché dans les systèmes en conduction, il peut être intéressant d'avoir un mauvais contact thermique, en préférant par exemple le scotch à la colle, entre l'élément de thermalisation et les fils de mesure pour profiter au maximum de toute leur longueur qui sert aussi de stockage.

Dans le cas de notre insert, les fils de mesures ont une longueur totale de 4 m également répartis entre le 1^{er} étage et le 2^{ème} étage, ce qui représente donc un facteur 10 par rapport au calcul présenté au Tableau II-7. Pour le 1^{er} étage, les fils des mesures sont thermalisés sur les écrans passifs intermédiaires (au nombre de 3) puis sur la platine du 1^{er} étage. Pour les fils du 2^{ème} étage, ils sont thermalisés le long du drain thermique.

Une autre possibilité, qui a fait ses preuves et utilisée sur la première version de l'insert: enrouler les fils de mesure sur le corps du cryogénérateur ce qui permet d'avoir une longueur importante tout en réduisant progressivement leur température.

Lorsque l'on calcule les pertes liées aux fils de mesures, on néglige l'effet joule lié au courant pouvant circuler dans les fils de mesure, notamment pour les sondes de température car elles n'ont pas d'influence sur le bilan thermique. En effet, le courant est de 1 mA pour les Pt100 et de 10 μ A pour les Cernox, ainsi pour une résistance de quelques ohms à 300 K, on a une puissance générée respectivement de l'ordre de 10^{-7} et de 10^{-11} W. En réalité, l'effet joule est principalement généré par les sondes elles-mêmes. Il est classiquement de 10^{-5} W pour les Pt100 et de 10^{-7} W pour les Cernox. Si cela est négligeable, il est néanmoins nécessaire de thermaliser les fils des sondes de températures sur les pièces à mesurer au risque sinon d'avoir une mesure faussée. Les Cernox [58] sont des sondes dédiées à la mesure de la températures aux températures cryogéniques et notamment vers 4 K.

II.3.3.2 Rayonnement

Le flux radiatif émis par une surface est donné par (II-1).

$$\varphi_{\text{rayonnement}} = \sigma \varepsilon T^4 \quad (\text{II-1})$$

Avec :

- $\varphi_{\text{rayonnement}}$ flux radiatif,
- σ la constante de Boltzmann,
- ε l'émissivité de la surface
- Et T la température de la surface.

L'application numérique de cette formule donne pour le cas d'un corps noir, $\epsilon = 1$, un flux de 460 W/m^2 (resp. $2,3 \text{ W/m}^2$) pour une surface émettrice à 300 K (resp. 80 K). Un tel niveau de flux est trop important que ce soit pour le 1^{er} ou le 2^{ème} étage, cf. Tableau II-2. Pour ce faire, deux méthodes complémentaires sont classiquement utilisées.

La première est d'utiliser un écran intermédiaire qui est connecté au 1^{er} étage. Cette technique permet de réduire d'un facteur 200 le rayonnement reçu par le 2^{ème} étage. Le rayonnement provenant du 300 K est alors transféré au 1^{er} étage qui dispose d'une puissance froide plus importante.

La deuxième méthode est d'utiliser des matériaux à basse émissivité.

De plus, la formule (II-1) ne prend pas en compte la géométrie des surfaces d'échange, or suivant la géométrie tous les photons émis par une surface « c » ne vont pas nécessairement toucher la surface « f ». Cette fraction de rayonnement réellement échangée est appelée facteur de forme, $F_{c \rightarrow f}$, et il dépend de la géométrie des surfaces considérées ainsi que de leur émissivité respective. La puissance ainsi reçue par une surface « f » est définie par la formule (II-2) [59].

$$P_{\text{rayonnement}} = \sigma F_{c \rightarrow f} S_f (T_c^4 - T_f^4) \quad (\text{II-2})$$

Avec :

- $P_{\text{rayonnement}}$ la puissance reçue par la surface froide,
- T_c température de la surface chaude,
- T_f température de la surface froide,
- $F_{c \rightarrow f}$ le facteur de forme de la surface chaude vers la froide.

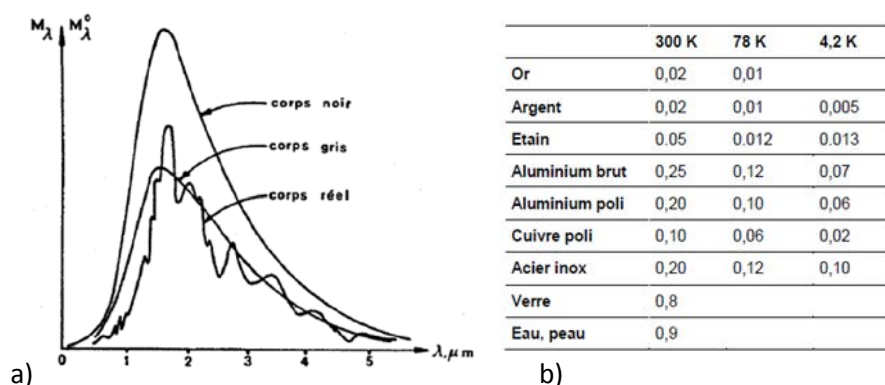


Figure II-9 : a) Emissances du corps noir, gris et réel en fonction de la longueur d'onde, b) Emissivités de quelques matériaux en fonction de la température.

La détermination précise des pertes par rayonnement est donc complexe car, pour calculer avec précision le facteur de forme, il est nécessaire de prendre en compte un grand nombre de paramètres: géométrie réelle des surfaces, influence de la température et de la longueur d'onde sur l'émissivité, distribution directionnelle du rayonnement, influence de l'état de surface, absorption, transparence. En revanche, il est aisé de donner une estimation des pertes par rayonnement. En effet dans la majorité des cas, il est possible de subdiviser les différentes surfaces soumises au rayonnement en une somme de surfaces voisines/parallèles ou en cylindres coaxiaux dont les facteurs de forme sont connus. De même, il est possible en utilisant le modèle du corps gris de

supprimer la dépendance de l'émissivité en fonction de la longueur d'onde, cf. Figure II-9a, en prenant une émissivité moyenne, cf. Figure II-9b.

Les Tableau II-8 et Tableau II-9 permettent de calculer les pertes par rayonnement qui sont résumées dans le Tableau II-10. On voit que l'utilisation d'un simple écran en aluminium connecté sur le 1^{er} étage est suffisante pour protéger le 2^{ème} étage. Par contre, la puissance froide à absorber par le 1^{er} étage demeure encore très importante. Pour réduire le rayonnement provenant du cryostat, il est donc nécessaire de l'équiper d'un manteau de super-isolation (en abrégé MLI pour Multi Layer Insulation) ce qui permet classiquement de réduire le rayonnement d'un facteur 10, cf. Figure II-10a.

Objet	Ecran haut	Objet	Ecran échantillon
Hauteur	1 386 mm	Hauteur	422 mm
Périmètre	792 mm	Diamètre	330 mm
Surface	1,10 m ²	Surface	0,52 m ²
Matériau	Aluminium 1050	Matériau	Aluminium 1050
Emissivité	0,12	Emissivité	0,12
Température	80 K	Température	80 K

Tableau II-8 : Dimensions de l'écran en deux parties connecté au 1^{er} étage.

Objet	Drain thermique	Objet	Mandrin
Hauteur	1 405 mm	Hauteur	40 mm
Périmètre	140 mm	Diamètre extérieur	330 mm
Surface	0,20 m ²	Diamètre intérieur	80 mm
Matériau	Aluminium 5N	Surface	0,17 m ²
Emissivité	0,07	Matériau	Cuivre OFHC
Température	4 K	Emissivité	0,05
		Température	4 K

Tableau II-9 : Dimensions du drain thermique et du mandrin connectés au 2^{ème} étage.

		Emissivité		
		Corps noir	Corps gris	Corps gris + MLI
1 ^{er} étage	Matériau de la surface chaude	Inox 304L		
	Matériau de la surface froide	Aluminium (série 1050)		
	Surface froide	1,62 m ²		
	Puissance à absorber	737 W	60 W	6 W
2 ^{ème} étage	Matériau de la surface chaude	Aluminium (série 1050)		
	Matériau de la surface froide	Aluminium (5N) + Cuivre OFHC		
	Surface froide	0,37 m ²		
	Puissance à absorber	0,8 W	0,059 W	0,006 W

Tableau II-10 : Puissance due au rayonnement à absorber par les différents étages du cryogénérateur en fonction de l'écrantage.

La MLI est composée d'un grand nombre de feuilles, en polyester aluminisé séparées par un espaceur, typiquement un voile de mariée en polyester, cf. Figure II-10b. Chaque feuille agit ainsi comme autant d'écrans passifs. L'espaceur permet de limiter l'échange de chaleur entre les différentes feuilles. Si cette méthode est très efficace, elle est néanmoins très sensible par exemple aux défauts dans le manteau, la compression (optimum de densité à 20 couches/cm), les points de fixation, le vide résiduel inférieur à 10^{-5} mbar...

Lorsqu'un écran est refroidi par conduction par un cryogénérateur, donc en un seul point, il faut s'assurer que le gradient thermique dans l'écran lié aux pertes par rayonnement reste faible pour que l'hypothèse de température homogène soit valide. Dans le cas contraire, l'estimation des pertes à absorber par le 2^{ème} étage seront largement sous-estimées, or le rayonnement étant proportionnel à T^4 cela peut rapidement devenir rédhibitoire. Dans notre cas, un écran couvert de superisolation fait en aluminium série 1050 d'une épaisseur de 2 mm limite le gradient sur la longueur de l'écran à 6 K.

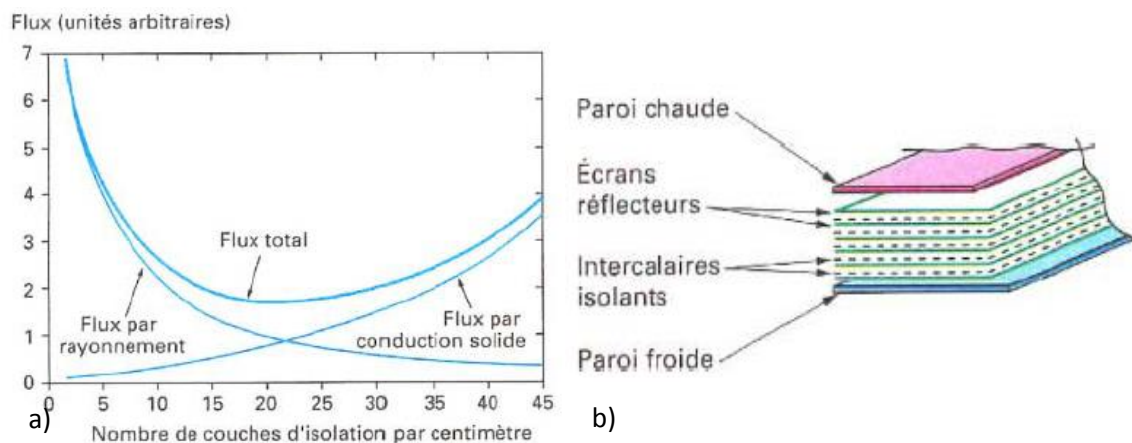


Figure II-10 : a) Flux thermique en fonction du tassement de la superisolation, b) Schéma d'un superisolant [60].

La platine du 1^{er} étage étant difficile à super-isoler, nous avons rajouté trois écrans passifs intermédiaires qui permettent de réduire le flux provenant de la platine à 300 K d'un facteur 4 passant ainsi de 2 à 0,5 W. Pour finir, les pertes par rayonnement sur le 2^{ème} étage étant faibles sans MLI, il n'est pas nécessaire d'en utiliser ce qui facilitera les opérations de montage/démontage. A noter que pour le calcul du rayonnement sur le 2^{ème} étage, je n'ai pris que les principales pièces, le rayonnement sera donc légèrement plus élevé.

II.3.3.3 Convection

Des trois types de pertes thermiques à gérer, la plus "facile" est la convection c'est-à-dire le transport de chaleur par un gaz entre deux parois à des températures différentes, typiquement entre 300 K et le 1^{er} étage et entre ce dernier et le 2^{ème} étage. Ce transfert thermique dépend naturellement de la pression du gaz entre les parois. Ainsi, en effectuant le vide entre les parois, on supprime le transfert thermique lié au phénomène de convection.

Néanmoins, le vide ne pouvant pas être parfait, un gaz résiduel est toujours présent dans l'enceinte ce qui induit donc un transfert thermique résiduel. Il est à noter que lorsque la pression diminue, on ne parle plus de convection au sens stricte, mais de conduction moléculaire dans le vide résiduel. Le changement de mode de transfert thermique est à relier au libre parcours moyen des

molécules. Lorsque la distance inter-paroi est très inférieure au libre parcours moyen alors on est en conduction moléculaire, sinon on est en régime transitoire puis en convection classique.

Le libre parcours moyen dépend du gaz, de la pression et de la température, ([61] pour plus de détail). On considère habituellement qu'à partir de 10^{-4} mbar, on est en vide moléculaire. En effet, dans ce cas le libre parcours moyen de l'air est de l'ordre 40 cm (à 300 K) ce qui est largement supérieur aux distances inter-parois habituelles. Il est en de même dans le cas de l'insert froid où l'espace entre le cryostat et l'écran du 1^{er} étage a été fixé à 1 cm.

En revanche, ce n'est pas le cas pour la convection entre l'écran et le 2^{ème} étage. En effet, l'absence de cryogène permet de supprimer l'habituelle enceinte hélium, ce qui a pour effet d'augmenter la distance entre les surfaces d'échanges. Dans notre cas une grande partie de l'espace intérieur est vide et n'est occupée que par le drain thermique, la distance inter-paroi est donc de l'ordre de 10 cm. Il faut atteindre un vide de 10^{-5} mbar pour être certain d'être en conduction moléculaire pour le 2^{ème} étage.

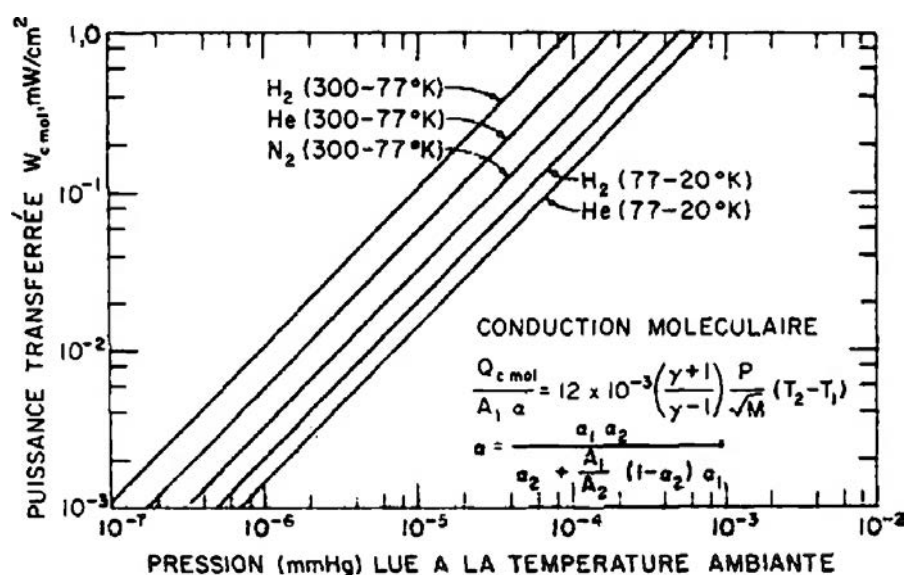


Figure II-11 : Transfert de chaleur par conduction moléculaire pour différent gaz en fonction de la pression et de la température des parois d'échange [61].

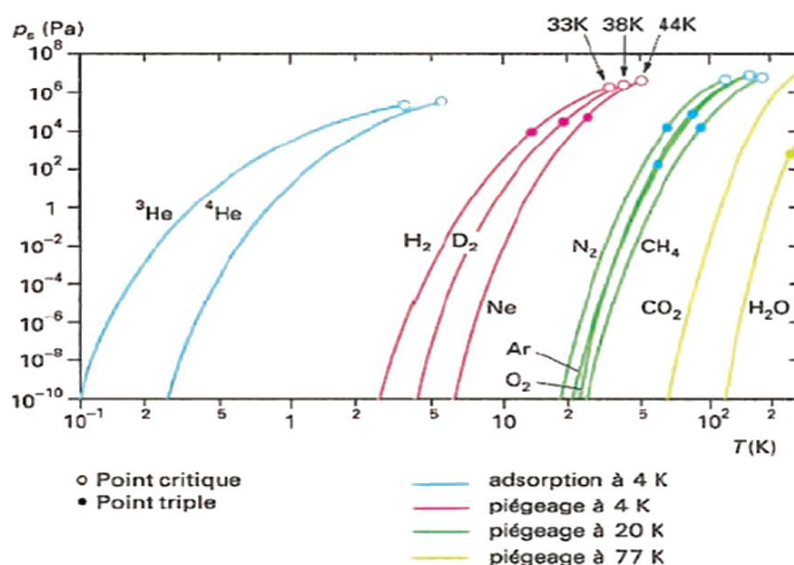


Figure II-12 : Courbes de tension de vapeur pour les principaux gaz en fonction de la température et de la pression [60] .

Dans le cas où on est en vide moléculaire, la Figure II-11 donne la puissance transférée entre les différentes parois. Ainsi pour un vide de 10^{-5} mbar ($\approx 10^{-5}$ mmHg), la puissance résiduelle est de 0,65 W sur le premier étage ($\approx 1,7$ m² d'écran, N²) et de 37 mW sur le deuxième étage (0,37 m² d'écran, en considérant de l'He : cas optimiste).

Néanmoins, la Figure II-11 montre que la puissance apportée par conduction moléculaire augmente rapidement avec le niveau de vide. Si le vide augmente d'une décade alors les pertes par conduction moléculaire augmentent, elle aussi, d'une décade. Pour cette raison, il est nécessaire d'avoir au minimum un vide de l'ordre de 10^{-4} mbar, préférentiellement 10^{-5} mbar, avant de pouvoir démarrer la mise en froid. Dans le cas contraire, les pertes par conduction moléculaire, ou convection si le vide est trop mauvais, généreront trop de pertes par rapport aux performances du cryogénérateur.

Si les pertes, pour un vide résiduel de 10^{-5} mbar, sont acceptables, elles seront en réalité bien plus faibles car le vide s'améliore naturellement pendant la mise en froid par cryopompage (condensation des gaz résiduels) comme le montre la Figure II-12. Ainsi un vide entre 10^{-6} mbar et 10^{-7} mbar est classiquement atteint à 4 K réduisant donc d'un facteur 10 à 100 la puissance apportée par conduction moléculaire la rendant complètement négligeable.

II.3.3.4 Conclusion sur les pertes thermiques non liées au courant

Le travail précédent permet de déterminer les pertes thermiques que doivent absorber les étages du cryogénérateur indépendamment des pertes liées aux amenées de courant, cf. Tableau II-11.

		Perte thermique (en W)	Commentaire
1 ^{er} étage	Rayonnement	6	Ecran aluminium à 80 K avec MLI
	Vide résiduel	0,065	Vide à 10^{-6} mbar
	Fils de mesure	0,21	RRR50 et longueur de 2 m
	Pertes totales	6,28	
2 ^{ème} étage	Rayonnement	0,06	Pièces principales à 4 K sans MLI
	Vide résiduel	0,0037	Vide à 10^{-6} mbar
	Fils de mesure	0,11	RRR50 et longueur de 2 m
	Tirant	0,03	4xM10 en G10
	Pertes totales	0,20	

Tableau II-11 : Pertes thermiques à absorber par les étages du cryogénérateur sans prise en compte des amenées de courant.

Pour déterminer le courant maximum de l'insert froid, il reste donc à déterminer les pertes liées aux amenées de courant.

II.3.4 Conception thermique liaisons fort courant

Classiquement les pertes liées aux amenées de courant sont les pertes les plus importantes dans les stations d'essais de courant critique, pour la partie porte mandrin. En effet, à l'image de ce que l'on souhaite pour notre insert froid, on cherche toujours à avoir le maximum de courant possible pour permettre la plus large caractérisation possible des conducteurs. Nous pouvons distinguer deux parties : la liaison 300 K au 1^{er} étage et celle du 1^{er} étage au 2^{ème} étage.

II.3.4.1 Liaison 300 K au 1^{er} étage

II.3.4.1.1 Amenée de courant métallique

A la différence des autres pertes par conduction deux phénomènes entrent en compétition dans le cas des amenées de courant : la conduction et l'effet joule. En effet, pour limiter les pertes par conduction, on aurait tendance à réduire la section de l'amenée ou augmenter sa longueur. Mais dans ce cas la résistance électrique augmente et par conséquent l'effet joule, ce qui est en contradiction avec l'objectif recherché. On voit donc qu'une optimisation de la section, et par conséquent de la longueur de l'amenée de courant est nécessaire. Cet optimum dépend de la relation entre la conductivité thermique et la résistivité électrique du matériau en fonction de la température. Il s'avère que cette relation est régie par une loi, celle de Wiedemann Franz (II-3) (WF en abrégé) [62]. Cette loi n'est en revanche valable que pour les métaux (très) purs et ce à basse température : l'erreur est d'environ 10 % jusqu'au pic de conductivité (< 40 K).

$$L_0 = \frac{k\rho}{T} = 2,44 * 10^{-8} \text{ W}.\Omega.K^{-2} \quad (\text{II-3})$$

Avec :

- k la conductivité thermique,
- T la température,
- ρ la résistivité électrique
- Et L_0 le nombre de Lorentz

Nous pouvons néanmoins utiliser cette loi en première approximation pour réaliser une première estimation des pertes liées aux amenées de courant refroidies par conduction pure. Pour un métal respectant la loi WF, les pertes apportées par l'amenée de courant seraient définies par la formule (II-4) [62].

$$Q_f = I \sqrt{L_0(T_c^2 - T_f^2)} \quad (\text{II-4})$$

Avec :

- Q_f la puissance arrivant à froid,
- T_c la température chaude,
- Et T_f la température froide.

L'application numérique de (II-4) donne, pour une amenée de courant entre 300 K et 4 K, une perte thermique de 46,9 W/kA. Cette perte doit être doublée car deux amenées de courant sont nécessaires. Dans cette configuration même avec le cryogénérateur le plus puissant à 4 K, on dispose donc au mieux d'un courant 13,8 A ce qui est largement insuffisant, cf. Tableau II-12. Pour rappel on recherche un courant de l'ordre de 1000 A.

L'ajout d'un point de thermalisation sur le 1^{er} étage permet de créer une amenée de courant métallique en deux parties, chaque partie étant optimisée séparément. Ce design ne permet malheureusement de réduire que d'un facteur 4 la perte thermique générée par l'amenée de courant que doit absorber le 2^{ème} étage. Dans ce cas, on a donc au mieux un courant de 52 A, cf. Tableau II-12, ce qui toujours trop faible.

En revanche, si on ne considère que le 1^{er} étage alors le courant maximum potentiellement utilisable est proche de notre objectif, en particulier si on choisit un cryogénérateur de type RDK-408 où il atteint 838 A. Il est donc primordial de réduire drastiquement les pertes thermiques liées aux amenées de courant sur le 2^{ème} étage pour pouvoir utiliser l'insert froid comme station de mesure de courant critique et à fortiori pour tester les maquettes. Dans l'idéal, il faudrait réduire suffisamment les pertes thermiques sur le 2^{ème} étage pour être compatible avec le modèle RDK-408D2 et ainsi profiter d'un courant plus important.

		Type d'amenée de courant		
		1 partie	2 parties	
RDK-408D2	Gamme de température (K)	300-4	300-80	80-4
	Perte thermique WF (W/kA)	46,9	45,2	12,5
	Puissance froide disponible (W)	0,8	75,7	0,8
	Courant maximum utilisable (A)	8,5	838	32
RDK-415	Puissance froide disponible (W)	1,3	43,7	1,3
	Courant maximum utilisable (A)	13,8	484	52

Tableau II-12 : Courant maximum utilisable dans l'insert froid en fonction du design retenu pour l'amenée de courant et suivant le modèle du cryogénérateur.

II.3.4.1.2 Choix du matériau pour la partie métallique

S'il est possible de réduire drastiquement les pertes thermiques sur le 2^{ème}, ce n'est malheureusement pas le cas pour le 1^{er} étage. En effet, si la loi de WF était vérifiée, les pertes seraient indépendantes du matériau. Dans les faits, les matériaux ne respectent pas complètement la loi de WF, cf. Figure II-13. Dans l'idéal pour minimiser les pertes, il faut choisir un matériau avec un nombre de Lorentz moyen le plus faible, cf. Tableau II-13, de ce point de vue l'aluminium est le meilleur matériau. Indépendamment de la problématique des pertes thermiques statiques, le choix du matériau n'est pas anodin pour autant. En effet, la géométrie de l'amenée de courant dépend du matériau: dans notre cas, seule la section doit être optimisée car la longueur est fixée par le cryogénérateur, cf. Tableau II-13.

De plus, le choix du matériau impacte les conditions opérationnelles ainsi:

- Plus la section est large, plus il est difficile d'intégrer l'amenée de courant dans l'insert froid, mais plus elle est stable thermiquement en raison d'une masse plus importante.
- Plus le matériau à une faible conductivité thermique et moins une erreur de section dans la fabrication de l'amenée aura une influence sur le comportement de l'amenée de courant et sur les pertes thermiques.

Plus la diffusivité thermique est faible et plus il sera facile de protéger l'amenée de courant supraconductrice en cas de sur-courant (par rapport à l'optimum réel) et/ou de mauvais refroidissement.

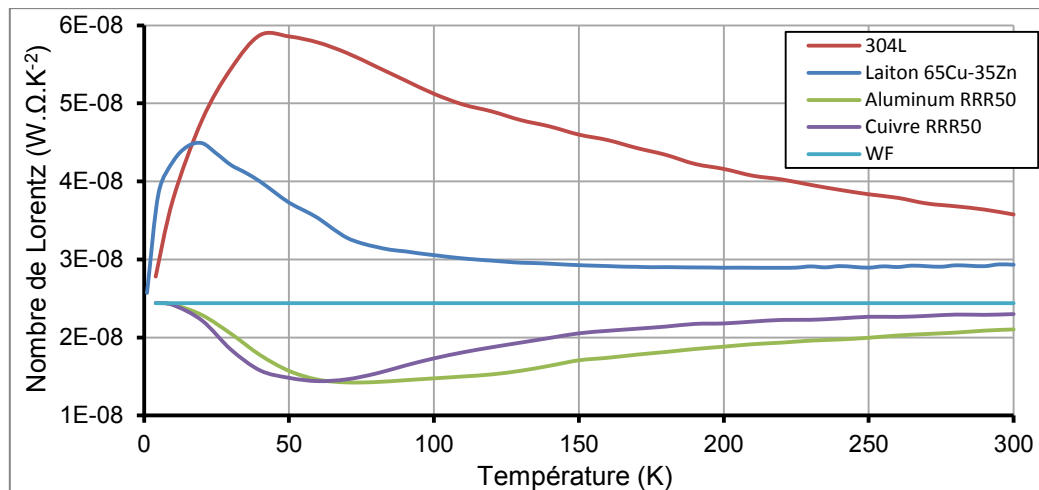


Figure II-13 : Evolution du nombre de Lorentz en fonction de la température pour quelques matériaux candidats.

	Cas n°1	Cas n°2	Cas n°3	Cas n°4
Matériaux	Cuivre RRR50	Aluminium RRR50	304L	Laiton 65Cu-35Zn
Perte thermique (W/kA)	42,6	39,7	59,3	49,7
Section (mm²/kA)	43,92	70,25	1748	206

Tableau II-13 : Pertes thermiques et sections en fonction du courant pour une amenée de courant métallique allant de 300 à 75 K et d'une longueur de 156 mm pour plusieurs matériaux candidat réels [63].

Ce dernier point est particulièrement intéressant dans notre cas, car cela permettrait de fonctionner au courant maximum même dans le cas où le refroidissement ne serait pas assez efficace. Pour ces raisons, nous avons choisi pour la partie résistive un matériau à "faible conductivité thermique intégrée", le laiton 65Cu-35Zn, plutôt qu'un métal pur type cuivre[64]. De plus, outre ses propriétés thermiques, ses caractéristiques intrinsèques (résistance mécanique, ductilité, soudabilité) le rendent facile à mettre en œuvre.

Pour finir, il est difficile d'utiliser une amenée de courant résistive en matériau pur, car en cas d'arrêt du cryogénérateur elle s'échauffe très rapide pouvant aller jusqu'à la fusion partielle.

II.3.4.2 Liaison 1^{er} étage au 2^{ème} étage

II.3.4.2.1 Amenées de courant supraconductrices

L'existence des supraconducteurs à haute température critique permet de remplacer la partie métallique entre 80 et 4 K par une amenée supraconductrice et ainsi de réduire fortement les pertes thermiques sur le 2^{ème} étage liées aux amenées de courant. Cette solution, si elle permet de s'affranchir de l'effet joule ne permet pas de s'affranchir de la conduction thermique.

Dans le cas d'une amenée de courant métallique WF optimisée, la conduction thermique représente typiquement entre 50 et 60 % des pertes thermiques. Ainsi pour limiter les pertes sur le 2^{ème} étage, il faut une amenée de courant supraconductrice mais avec une faible conduction thermique. Cette contrainte empêche d'utiliser des conducteurs supraconducteurs HT_c classiques car leur conductivité thermique est trop importante, cela est dû à l'utilisation de matrices soit en cuivre soit en argent.

En revanche, ce n'est pas le cas des supraconducteurs qui classiquement présentent une très faible conductivité. Les Figure II-14a et b montrent ainsi que de ce point de vue le meilleur matériau

est le BiSCCO 2223. Bien qu'il n'y ait plus d'effet joule, le courant impacte toujours la section de l'amenée de courant qui doit être suffisamment importante pour permettre le passage du courant sans transition résistive ni dissipation thermique résiduelle en raison de l'index, §III.3.1.1.

De ce point de vue, le courant critique du BiSCCO-2212 est supérieur au BiSCCO-2223 compensant largement le léger gain sur la conductivité thermique du 2223 sur le 2212. Le 2212 étant aussi moins sensible au champ magnétique. C'est pour cette raison que lorsque l'on veut réaliser une amenée de courant en supraconducteur massif on utilise préférentiellement le BiSCCO 2212 [65, 66]. Ce type d'amenée de courant est disponible commercialement notamment chez la société Nexans qui fabrique différents tiges/tubes en BiSCCO 2212 massif, cf. Tableau II-14.

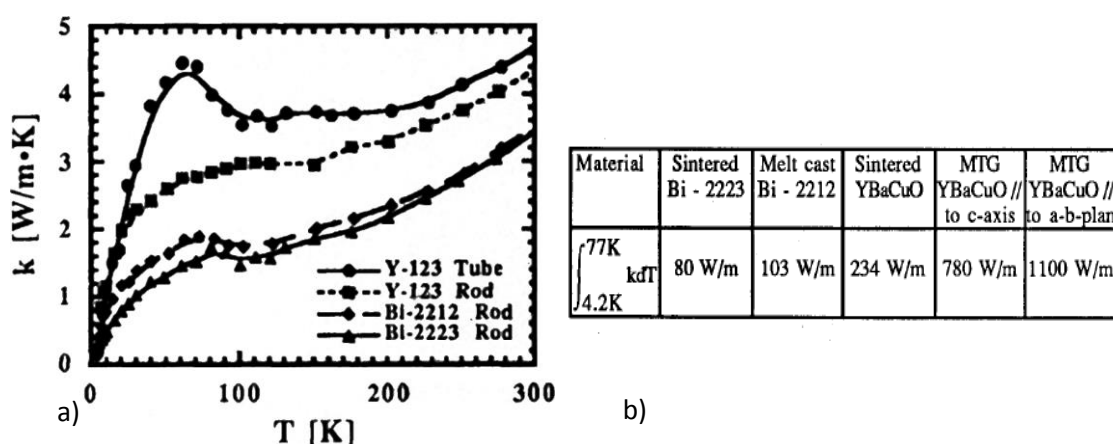


Figure II-14 : a) Conductivité thermique de différents matériaux supraconducteurs massifs entre 4 et 300 K, b) Intégrales de conductivité thermique entre 4,2 et 77 K pour chacun des matériaux [65, 66].

ϕ (outer)	length	cross section	critical current* (up to)	heat leak** 77 - 4 K
[mm]	[mm]	[cm ²]	[kA]	[mW]
26	up to 200	3.30	1.60	85
35	up to 400	6.20	3.00	79
43	up to 300	8.40	3.80	144
50	up to 300	10.00	5.00	171
60	up to 300	12.40	6.00	212
70	up to 300	15.60	7.00	267
80	up to 250	18.10	8.50	371
90	up to 250	20.60	10.00	423
113	up to 200	23.30	12.00	598
200	up to 100	42.40	20.50	2178

* 77 K, 1 μ V/cm, self field

** for max. given lengths

Tableau II-14 : Exemple de tube massif BiSCCO 2212 disponible chez Nexans [67].

II.3.4.2.2 Choix de l'amenée de courant supraconductrice

Si ces amenées de courant présentent un grand intérêt d'un point de vue thermique et électrique, elles sont difficiles d'utilisation. En effet, le BiSCCO 2212 étant une céramique, il en possède les caractéristiques classiques, sauf bien sûr pour la supraconductivité, à savoir une grande résistance mécanique, la fragilité, une faible dilatation thermique et une faible conductivité thermique.

De plus, comme tous les HT_c le BiSCCO 2212, a une sensibilité élevée au champ magnétique et à sa direction, il est difficile, voire impossible, à protéger. Les jonctions électriques sont difficiles à réaliser car il faut limiter la température de soudure/brasage. A noter qu'il existe une version avec

shunt intégré permettant d'assurer la protection de l'amenée de courant, mais cela génère une fuite thermique supplémentaire qui est peu compatible avec un système en conduction.

Dans l'idéal, on souhaiterait utiliser le cryogénérateur RDK-408D2, cependant, dans ce cas, on ne dispose que de 0,8 W de puissance froide pour les amenées de courant supraconductrice. La longueur de l'amenée de courant HT_c étant de 165 mm chez Nexans, on peut donc au maximum disposer d'un courant de 6 000 A ce qui est (très) largement suffisant. Néanmoins, ce calcul est optimiste car il ne prend en compte que les pertes thermiques mais d'autres effets rentrent en ligne de compte.

De plus, si une puissance de 0,8 W est en effet disponible, il n'y a aucun intérêt à utiliser toute cette puissance pour le refroidissement des amenées de courant. En effet, comme on souhaite que la température sur le mandrin soit de 4 K, cela suppose donc que la température du 2^{ème} étage soit inférieure à 4 K. Or, plus le 2^{ème} étage sera froid plus il sera facile d'atteindre 4 K sur le mandrin. On a donc tout intérêt à minimiser les pertes liées aux amenées de courant HT_c .

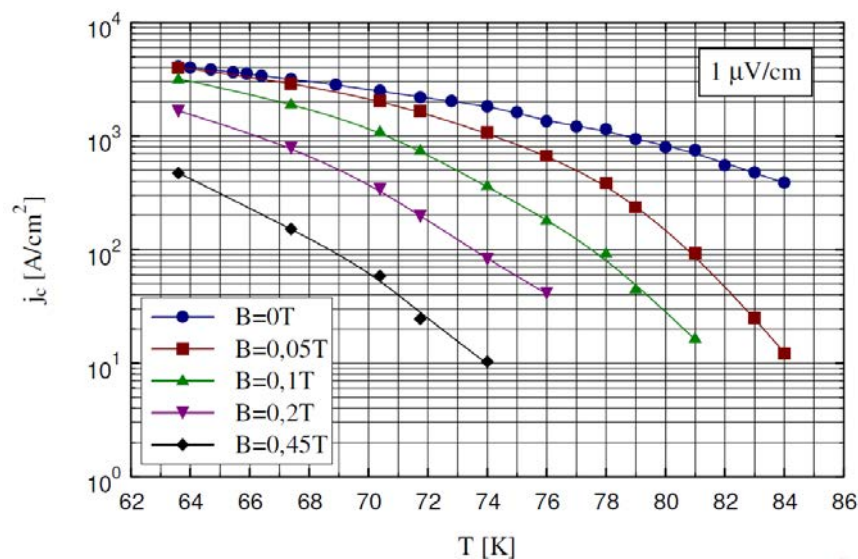


Figure II-15 : Dépendance du courant critique en fonction de la température et du champ magnétique pour les amenées de courant BiSCCO de chez Nexans [67].

L'insert froid étant placé dans un champ de fond, il faut donc prendre en compte l'effet du champ magnétique sur le courant critique de l'amenée de courant. Le champ de fuite de H_0 est au maximum de 68 mT sur l'amenée de courant ce qui abaisse le courant critique de l'amenée de courant, cf. Figure II-15. Ce champ de fuite a pour conséquence de diminuer la température critique de l'amenée de courant, ce qui oblige d'abaisser la température du 1^{er} étage (pour éviter qu'elle transite). Par conséquent, cela diminuera le courant utilisable pour l'insert froid car la puissance froide disponible sera moindre. On voit donc qu'il y a une optimisation à faire d'une part entre les pertes thermiques sur le 2^{ème} étage et d'autre part la température du 1^{er} étage.

Pour nos amenées de courant HT_c , nous avons choisi d'utiliser des amenées de courant ayant un courant critique de 3 000 A en champ propre à 77 K. Ainsi pour un courant critique de l'ordre de 600 A, on a une température critique de 80 K pour 50 mT.

Pour protéger les amenées de courant, on rajoute à cette température critique une marge en température forfaitaire de 5 K [68], En effet après discussion avec le fabricant, une protection en température est plus efficace que celle en tension étant donné les vitesses de propagations des HT_c et en l'absence de stabilisant pouvant court-circuiter la partie transisant. Cette marge en

température permet aussi de s'affranchir de l'index qui est inférieur à 10. Ainsi, on a, au maximum, une température finale de 75 K pour le 1^{er} étage. En conséquence, pour une longueur de 165 mm, une paire d'amenées de courant rajoutera 0,39 W de pertes thermiques sur le 2^{ème} étage.

Le dernier point à aborder est la résistance de contact liée à la soudure des amenées de courant. Cette dernière est faible que ce soit à 4 K ou à 77 K. En utilisant les données constructeurs, on a respectivement une résistance de 8 et 322 nΩ. De ce fait, pour un courant de 600 A, on a respectivement un effet joule de 3 et 116 mW ce qui est largement acceptable.

II.3.4.3 *Détermination du courant de l'insert froid*

Les pertes liées à la partie supraconductrice sont suffisamment faibles pour permettre l'utilisation du cryogénérateur RDK-408D2 plutôt que le RDK-415 ce qui permet de disposer du maximum de puissance froide sur le 1^{er} étage. Néanmoins, l'utilisation d'une amenée de courant supraconductrice limite la température maximum du 1^{er} étage du cryogénérateur, à 75 K dans notre cas, au-dessus un risque existe de faire transiter l'amenée. On a donc une puissance froide disponible de 75 W au maximum sur le 1^{er} étage.

Pour une température maximum de 75 K sur le 1^{er} étage, le courant maximum est de 691 A. Néanmoins, ce courant n'est pas atteignable, sauf si on obtenait un refroidissement parfait des amenées de courant. Pour s'aménager une marge de fonctionnement, on a donc choisi d'avoir un courant de 600 A dans l'insert froid ce qui donne une température pour le 1^{er} étage de 65 K (pour une puissance de 66 W). On a donc une marge en température de 10 K pour le refroidissement des amenées de courant.

La section théorique pour une amenée de courant en laiton 65Cu-35Zn de 600 A est de 123 mm² néanmoins en raison de la matière première à notre disposition elle ne fera que 120 mm². Cette différence de section n'a qu'un impact négligeable sur les pertes thermiques, la principale conséquence est que la température maximum ne sera pas de 300 K mais de 311 K.

Ce courant bien que plus faible que le courant disponible dans les stations de mesure de courant critique conventionnelles du service, est néanmoins suffisant au vue des performances actuelles des conducteurs MgB₂, cf. Tableau III-1.

II.3.4.4 *Conclusion sur les amenées de courant*

Nous arrivons donc à un design d'amenée de courant en deux parties [69] :

- Une partie résistive en laiton entre 300 K et le 1^{er} étage, cf. Tableau II-15.
- Une partie supraconductrice en BiSCCO 2212 massif sans shunt entre le 1^{er} et le 2^{ème} étage, cf. Tableau II-16.

Le design des amenées de courant clôture le calcul des pertes thermiques de l'insert froid pour le 1^{er} étage et pour le 2^{ème} étage ce qui permet de valider le choix du cryogénérateur. En réalité, pour le 2^{ème} étage, ce n'est pas tout à fait le cas, car si le travail est bien avancé, il reste encore à prendre en compte le transport du courant à travers la partie basse de l'insert froid. Néanmoins la partie basse a une température comprise entre 4 et 40 K ce qui permet si nécessaire l'utilisation de conducteur supraconducteur HT_c classique pour supprimer en grande partie l'effet joule lié au transport du courant dans la partie basse de l'insert.

On remarque que si on a un courant suffisant pour mener nos essais avec l'insert froid, cela se fait au détriment de la puissance froide disponible sur le 2^{ème} étage. De plus, s'il est imaginable, en jouant

sur le matériau de l'amenée de courant résistive, de gagner quelques dizaines d'ampères, il ne sera pas possible d'augmenter fortement le courant disponible sauf à utiliser un cryogénérateur supplémentaire. On touche là à une des limites importantes des systèmes en conduction par rapport aux systèmes à hélium liquide. En effet, une amenée de courant résistive qui respecte la loi de WF ne consomme que 1,04 W/kA soit 47 fois moins que pour la même amenée de courant en conduction solide.

Objet	Amenée de courant résistive
Matériau	Laiton 65Cu-35Zn
Longueur	156 mm
Courant nominal	600 A
Surface théorique	123 mm ²
Surface réelle	120 mm ²
Température max théorique	300 K
Température max réelle	311 K
Température min	75 K
Pertes thermiques par amenée	29,8 W
Pertes thermiques totales sur le 1 ^{er} étage	66,1 W
Température du 1 ^{er} étage	65 K
Marge en température	10 K

Tableau II-15 : Caractéristiques de l'amenée de courant résistive en laiton de l'insert froid.

Objet	Amenée de courant supraconductrice
Matériau	BiSCCO 2212 massif
Longueur	165 mm
Longueur des plages de soudure	30
Surface	620 mm ²
Courant nominal en champ propre à 77 K	3 000 A
Courant nominal dans l'insert froid	600 A
Température max	75 K
Température min	4 K
Champ magnétique externe	0
Température critique pour 600 A et 68 mT	80 K
Résistance de contact à 4 K	8,0 nΩ
Effet joule à 4 K	3 mW
Résistance de contact à 77 K	322 nΩ
Effet joule à 77 K	116 mW
Pertes thermiques par amenée	0,2 W
Pertes thermiques totales sur le 2 ^{ème} étage	0,6 W
Température minimale du 2 ^{ème} étage	≈3,2-3,5 K
Marge en température pour le mandrin	≈0,8-0,5 K

Tableau II-16 : Caractéristiques de l'amenée de courant supraconductrice en BiSCCO 2212 massif de l'insert froid.

II.3.5 Design thermique de la partie basse

Alors que la partie haute de l'insert froid ne nécessitait qu'un design statique, la partie basse nécessite un calcul transitoire pour optimiser le temps de mise en froid. Nous souhaitons contenir le temps de mise en froid à un jour pour des raisons pratiques. Même si nous ne sommes pas proches de l'optimum, il est appréciable d'avoir un temps de mise en froid faible, il ne faut cependant pas que cela se fasse au dépend de la température minimale du mandrin. Un calcul de thermique statique est donc toujours nécessaire.

II.3.6 Principe de dimensionnement du drain thermique

Les contraintes géométriques de l'aimant font que le mandrin est distant de 1,4 m du 2^{ème} étage du cryogénérateur. Pour le refroidir, il est donc nécessaire de les connecter thermiquement au 2^{ème} étage du cryogénérateur via un drain thermique.

L'insert froid étant essentiellement conçu pour réaliser des tests de courant critique, on ne considère donc pour le design du drain thermique que le cas du refroidissement du mandrin dédié aux mesures de courant critique. De fait, quelle que soit la masse connectée au 2^{ème} étage du cryogénérateur, on arrivera toujours à le refroidir quelles que soient les dimensions du drain thermique. On risque juste d'avoir un temps de mise en froid qui soit long et éloigné du temps de refroidissement optimum. Néanmoins, le risque que l'on sous-dimensionne les drains thermiques pour le refroidissement des maquettes est faible car le mandrin, en raison de ses dimensions, représente déjà une masse significative à refroidir, à savoir 21 kg.

II.3.6.1.1 Refroidissement du mandrin de mesure de courant critique

Le temps de mise en froid d'un objet est donné par (II-5) en première approximation.

$$t = \frac{\Delta H_{objet}}{P} \quad (II-5)$$

Avec :

- t le temps de refroidissement,
- ΔH_{objet} qui est la quantité d'énergie que l'on doit extraire (la variation de l'enthalpie donc)
- Et P la puissance froide disponible pour le refroidissement.

La présence d'un drain thermique entre la masse à refroidir et le cryogénérateur va naturellement générer un gradient thermique entre le 2^{ème} étage et le mandrin, et ce d'autant plus que le drain thermique est long (II-6).

$$P_{drain} = \frac{S}{L} \int_{\Delta T} k dT \quad (II-6)$$

Avec :

- P_{drain} la puissance passant à travers le drain,
- S sa section,
- L sa longueur,

➤ Et $\int_{\Delta T} k dT$ l'intégrale de la conductivité thermique pour une différence de température ΔT donnée.

Ainsi, si la section du drain est trop faible alors il agit comme une isolation thermique. La température du 2nd étage du cryogénérateur va donc descendre tout en laissant la masse à refroidir à température élevée. Les diagrammes, cf. Figure II-6a et b, montrent que la puissance disponible diminue avec la température. Le temps de refroidissement de la masse à refroidir peut alors devenir très long d'après (II-5).

L'objectif de ce design est donc de choisir les dimensions géométriques du drain pour que le gradient qu'il génère soit le moins limitant possible pour le refroidissement. Dans notre cas, la longueur du drain étant fixe, on ne peut donc que modifier, pour un matériau donné, la section, du drain. Le premier réflexe est alors de prendre la section la plus importante possible (II-6).

Néanmoins plus la section du drain sera importante et plus il sera volumineux, ce qui entraînera une augmentation de la masse à refroidir et donc au final une augmentation du temps de mise en froid.

On voit donc qu'un optimum sur la section du drain se dessine car il faut que le drain soit suffisamment large pour exploiter le maximum de puissance du cryogénérateur et en même temps qu'il soit le plus fin possible pour limiter l'enthalpie à extraire.

Bien sûr, le gradient de température généré par le drain sera dépendant du matériau utilisé. Ainsi, si l'on souhaite refroidir jusqu'à 4 K, la majorité de l'enthalpie à absorber se situe entre 100 et 300 K, en dessous de 100 K elle chute rapidement, § III.4.2. Il faut donc, pour minimiser le temps de refroidissement prendre un matériau ayant une diffusivité thermique importante sur la gamme de température 100-300 K. Les candidats naturels sont donc le cuivre et l'aluminium.

II.3.6.1.2 Température finale du mandrin

Comparativement à la détermination de la section optimum pour le temps de mise en froid, le calcul de la température finale du mandrin est simple car il suffit d'appliquer la formule (II-5). La différence réside dans le fait que pour le refroidissement P_{drain} représentait l'enthalpie, alors que désormais il représente les pertes thermiques.

En application de la formule (II-5), il suffit d'avoir une grande section pour être certain d'atteindre les 4 K sur le mandrin. Néanmoins cette solution est en contradiction avec la recherche d'une section optimum pour le temps de mise en froid. Dans l'idéal, il ne faudrait pas à avoir à modifier la section optimum nécessaire au temps de mise en froid.

L'autre solution est donc d'obtenir une conductivité thermique importante à 4 K, ce qui est possible en utilisant des matériaux ultra-purs, typiquement du cuivre ou de l'aluminium, cf. Figure II-16.

On remarque que si la pureté a une très forte influence sur la conductivité thermique à basse température (comme sur la résistivité électrique) ce n'est pas le cas sur la gamme 100-300 K où elle reste (relativement) constante et indépendante de la pureté. Ainsi le temps de refroidissement ne sera que peu impacté (en première approximation) par la pureté. Cela permet de découpler dans un premier temps les deux problèmes en déterminant en premier la section optimum pour la mise en froid et ensuite la pureté. On pourrait aussi utiliser une solution hybride en mélangeant dans le drain deux puretés différentes pour chaque fonction, l'aluminium à basse pureté servant à haute température et celui à haute pureté à basse température; le seul intérêt étant économique.

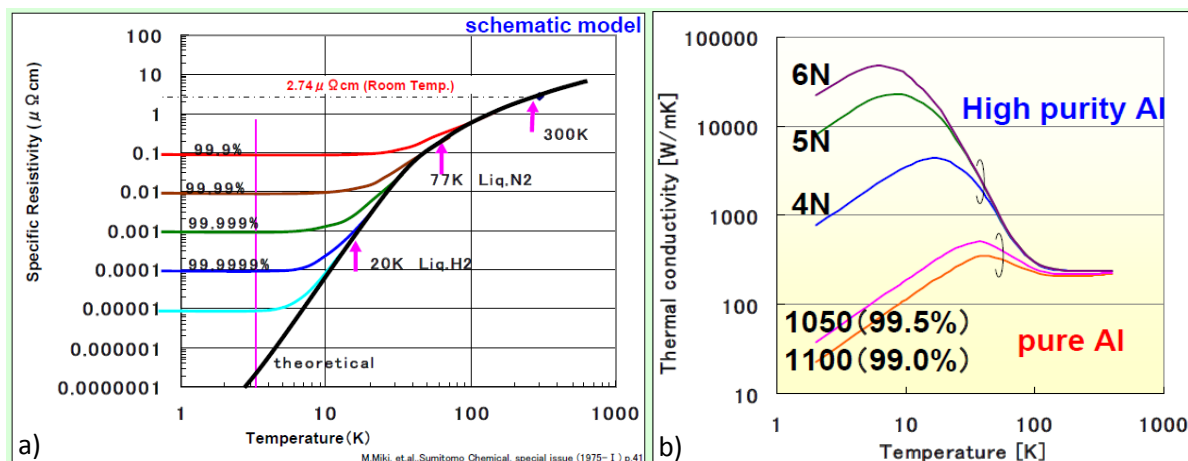
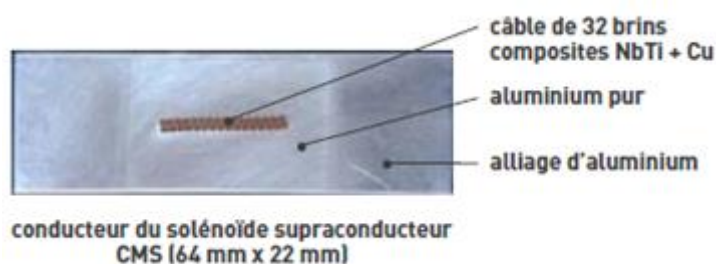


Figure II-16 : a) Résistivité électrique de l'aluminium en fonction de la pureté b) Conductivité thermique en fonction de la pureté, à noter que 5N correspond à une pureté de 99.999% [70].

II.3.6.2 Optimisation du temps de refroidissement

Les matériaux de haute pureté étant coûteux et difficile à approvisionner (surtout pour le cuivre), nous avons donc décidé d'utiliser des conducteurs CMS, cf. Figure II-17a dont nous avons plusieurs longueurs en stock. Ces conducteurs ont servi au bobinage de l'aimant CMS du détecteur du même nom sur le LHC, cf. Figure II-17b. Ces conducteurs sont composés de 3 trois éléments, un câble Rutherford cuivre/NbTi, un stabilisant en aluminium ultra-pur, 99,998 %-4N8, et un renfort mécanique en aluminium mécanique. En revanche les conducteurs à notre disposition sont seulement composés du câble Rutherford et du stabilisant en aluminium ultra-pur, le renfort mécanique en alliage d'aluminium étant absent.



a)



b)

Figure II-17 : a) Vue en coupe du conducteur CMS, b) Vue de l'aimant CM au CERN.

L'utilisation de ces conducteurs comme drain thermique permet d'une part de profiter de la très haute pureté du stabilisant et d'autre part du conducteur Rutherford, qui a un courant critique astronomique de 60 000 A à 4,2 K et 5 T. Elle permettra également de transporter le courant des amenées de courant HT_c à l'échantillon, sans effet joule en dessous de 9 K. Au-dessus de 9 K le câble NbTi n'est plus supraconducteur, un effet joule est donc présent mais il demeure très faible en raison de la pureté et de la section de passage du drain thermique. De plus, à 9 K la puissance disponible sur

le 2^{ème} étage du cryogénérateur est de 8 W. Il n'aura donc aucun mal à absorber le surcroît de puissance généré par effet joule.

Ainsi, le drain thermique ne sera pas seulement un vecteur de transfert thermique, mais un bus thermoélectrique transportant aussi bien le courant que la chaleur.

Etant désormais dans un cadre beaucoup plus strict qu'initialement envisagé, il ne reste donc plus qu'à déterminer quelle section de ces conducteurs permet un refroidissement optimum du mandrin de test. Il restera ensuite à confirmer que la température atteinte sur le mandrin est compatible avec notre objectif de 4 K.

Le calcul du temps de mise en froid a été réalisé par éléments finis sous Cast3m lors d'un stage s'étant déroulé avant le démarrage de la thèse [71]. Ce travail avait été réalisé pour la première version de l'insert froid lorsque le drain thermique faisait encore 2 m et il avait montré que la section optimum pour le refroidissement du mandrin était de 1,8 fois la section d'un conducteur CMS (sans renfort mécanique). Il avait également été mis en évidence que le temps de mise en froid est en réalité faiblement dépendant de la section de passage, cf. Figure II-18. Ce résultat très pratique, nous a permis de réaliser le bus thermoélectrique avec deux conducteurs CMS brut, un conducteur étant utilisé par polarité.

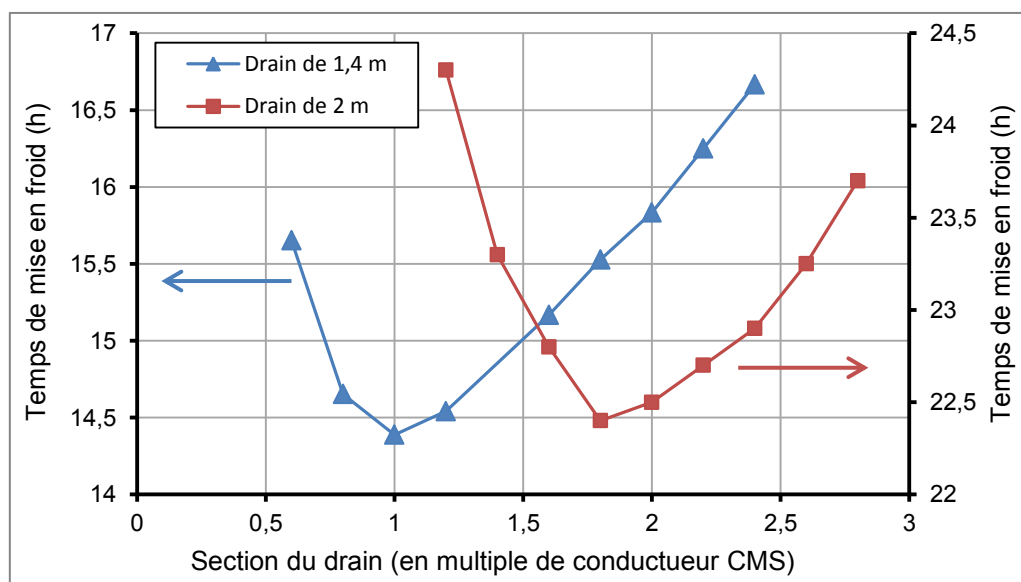


Figure II-18 : temps de mise en froid du mandrin de test pour la première version et de l'insert froid et la deuxième version en fonction de la section du drain thermique.

Lors de la construction de la deuxième version de l'insert froid, j'ai réutilisé le code développé pour recalculer le temps de mise en froid du mandrin en prenant en compte la nouvelle longueur des drains thermiques. Cette fois-ci, la section optimum est équivalente à la section d'un seul conducteur CMS. Néanmoins, comme le temps de mise en froid n'est augmenté que de 1h45 si on utilise deux conducteurs CMS, nous avons donc décidé de reprendre la même solution que pour la première version de l'insert froid car c'était la plus facile d'un point de vue pratique.

Avec cette configuration, on obtient une température finale sur le mandrin de 3,6 K, on a donc 0,1 K de gradient dans le drain, ce qui est largement suffisant et laisse même une marge de 0,4 K. A noter que pour les calculs, nous avons pris un RRR 1 000 [72] pour les conducteurs CMS qui est une valeur conservatrice. En effet, c'est le RRR du conducteur sous 3 T, à 0 T il est supérieur à 3 000.

II.3.7 Conclusion sur le design thermique de l'insert froid.

La détermination de l'ensemble des pertes thermiques a permis de designer les principaux éléments de l'insert froid, à savoir: le modèle du cryogénérateur, le drain thermique, les amenées de courant, la longueur des fils d'instrumentation, les supports et l'écran du 1^{er} étage. Nous avons aussi déterminé les marges en température dont on disposait pour le refroidissement des amenées de courant au 1^{er} étage, 10 K, tout comme pour le mandrin, 0,4 K.

J'ai volontairement laissé de côté deux aspects de l'insert froid :

- La thermalisation des amenées de courant et du drain thermique avec les étages du cryogénérateur qui doit être compatible avec les marges en température calculées précédemment et isolant électriquement.
- La connexion électrique entre les différentes parties de l'insert froid, entre les amenées de courant et le drain, et entre le drain et le mandrin, qui doivent générer le moins de d'effet joule possible et inclure des flexibilités mécaniques pour absorber les dilatations différentielles.

Une solution avait été retenue pour chacun de ces points lors de la conception de la première version de l'insert froid, à savoir : isolation Kapton + visserie en époxy pour la thermalisation et tresse en cuivre pour la connexion électrique. Ce sont ces choix techniques, surtout le premier, couplés à la non prise en compte des résistances de contact qui ont entraîné l'échec relatif de la première version de l'insert froid. Ceci explique pourquoi les grands éléments de l'insert froid sont identiques entre les deux versions, bien que certains aient fait l'objet d'une optimisation lors de la deuxième version.

II.4 Construction et test de la première version de l'insert froid

Si le design thermique de la station d'essais a permis de fixer les grandes lignes de la station d'essais encore faut-il les appliquer correctement. Le service dispose déjà de deux stations d'essais refroidies par conduction: une station dédiée aux mesures de conductivité thermique et une station pour l'étude du refroidissement par une boucle de circulation diphasique autonome (thermosiphon).

Néanmoins, ces deux stations présentent des différences importantes avec notre insert froid: circulation d'hélium, faibles dimensions et surtout l'absence d'amenées de courant. Ces différences font que les solutions techniques de ces deux stations sont difficilement transposables en particulier en ce qui concerne le 1^{er} étage qui est faiblement chargé contrairement à la nôtre.

En revanche la problématique des résistances de contact, notamment à basse température, est inhérente à toute station d'essais en conduction. L'insert froid pourra donc profiter des développements réalisés sur ces stations d'essais, mais aussi de ceux fait sur les cibles cryogéniques également développées par le service et qui utilisent des cryogénérateurs . Pour cette raison, nous avons décidé de construire l'insert froid en deux étapes successives reprenant la division faite lors du design.

II.4.1 Test des amenées de courant (partie haute de l'insert)

Nous avons choisi de tester en premier la partie haute de l'insert froid. C'est-à-dire celle comprenant les amenées de courant car elle nous est apparue de prime abord comme la plus critique. Les points cruciaux à valider sont :

- Le montage des amenées de courant en BiSCCO massif,

- Les contacts thermiques notamment avec le 1er étage.

De plus, comme nous ne travaillons que sur la partie haute, l'aspect opérationnel est plus facile: hauteur de 0,6 m d'où des faibles pertes par rayonnement et une faible masse à refroidir qui nous permet de multiplier rapidement les mises en froid si besoin.

II.4.1.1 *Construction des amenées de courant*

On retrouve donc les deux principales parties des amenées de courant issues du design thermique; une partie résistive en laiton et une partie supraconductrice en BiSCCO 2212 massif. Néanmoins, les amenées de courant ne sont pas uniquement composées de ces deux éléments principaux. Elles comprennent de haut en bas:

- Un drapeau permettant la connexion d'un câble provenant de l'alimentation externe,
- Un passage étanche au vide avec une chaufferette pour chauffer le joint,
- La partie résistive laiton,
- Un manchon en cuivre qui fait l'interface entre le laiton, le BiSCCO et le 1er étage du cryogénérateur,
- La partie supraconductrice en BiSCCO 2212,
- Un manchon en cuivre qui fait l'interface entre le BiSCCO, l'équerre et une tresse de cuivre,
- Une équerre en aluminium reliée au 2ème étage du cryogénérateur,
- Une tresse de cuivre.

L'assemblage de ces différentes parties se fait par brasage tendre, le barreau HTC étant brasé en dernier, à l'aide d'une brasure In-Bi aux alentours de 80°C. En effet, il est recommandé de ne pas dépasser 100°C pour braser l'amenée de courant supraconductrice dans le manchon car au-dessus de 150°C le courant critique est dégradé.

II.4.1.1.1 Thermalisation des amenées de courant

La thermalisation de l'amenée de courant avec le cryogénérateur est réalisée pour le 1^{er} étage via une platine en aluminium série 1050, supportant aussi l'écran, et au 2^{ème} étage via une équerre en aluminium série 1050. Le contact thermique entre l'amenée de courant au niveau des manchons en cuivre et les pièces de thermalisation est assuré par des tirants époxy.

À l'origine les équerres en aluminium étaient continues, mais cela a entraîné la rupture d'un barreau HT_c lors du montage, le système manquant de flexibilité. De plus, cette solution se serait de toute façon révélée inadaptée à l'usage en raison de la dilatation différentielle entre le barreau HT_c, 2,2 mm/m [67], et le reste le corps du cryogénérateur, 3,2 mm/m [63].

Nous avons donc été obligés d'apporter une flexibilité verticale à l'équerre de quelques dixièmes de millimètres, bien que théoriquement 0,16 mm soit suffisant. Cette problématique n'ayant pas été anticipée à la conception, une solution temporaire a consisté à couper les équerres en deux et à les relier par trois tresses en cuivre apportant la flexibilité nécessaire au montage. Les tresses étaient collées avec de l'époxy chargée en poudre de cuivre.

II.4.1.1.2 Connexion aux étages du cryogénérateurs

Si le contact entre la platine du 1^{er} étage avec le cryogénérateur est fait par un simple boulonnage, en revanche, ce n'est pas le cas des équerres avec le 2^{ème} étage.

En effet, le cryogénérateur utilisé n'est pas un cryogénérateur conçu pour les stations d'essai en conduction sec, cf. Figure II-19a, mais un cryogénérateur pour IRM, issu de la collaboration entre le service et SIEMENS. Notre cryogénérateur possède donc un échangeur à ailette au deuxième étage servant habituellement à liquéfier l'hélium, cf. Figure II-19b.

Pour rendre compatible ce cryogénérateur avec l'insert froid, nous avons inséré les ailettes de l'échangeur dans un pot en aluminium sur lequel nous avons boulonné les équerres et plus tard le drain thermoélectrique. Pour améliorer le contact thermique entre l'échangeur et le pot, nous avons rempli ce dernier de graisse à vide chargée en poudre de cuivre, solution ayant déjà fait ses preuves sur les autres stations du service.

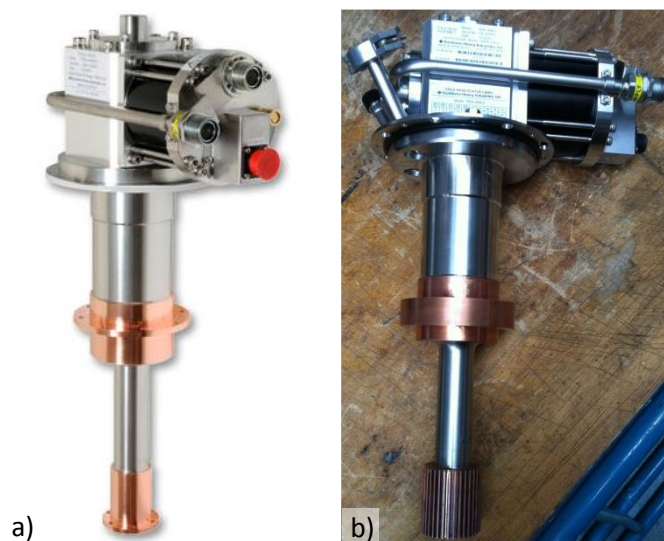


Figure II-19 : a) Vue du cryogénérateur pour IRM utilisé sur l'insert froid, b) Vue du cryogénérateur classiquement utilisé pour les systèmes en conduction solide.

II.4.1.1.3 Isolation électrique des amenées de courant

Le dernier point à aborder, et non des moindres, est celui de l'isolation électrique. En effet, pour éviter l'apparition d'un courant de fuite lors des essais, il est nécessaire d'isoler les amenées de courant l'une de l'autre, mais aussi du cryogénérateur qui est relié à la masse.

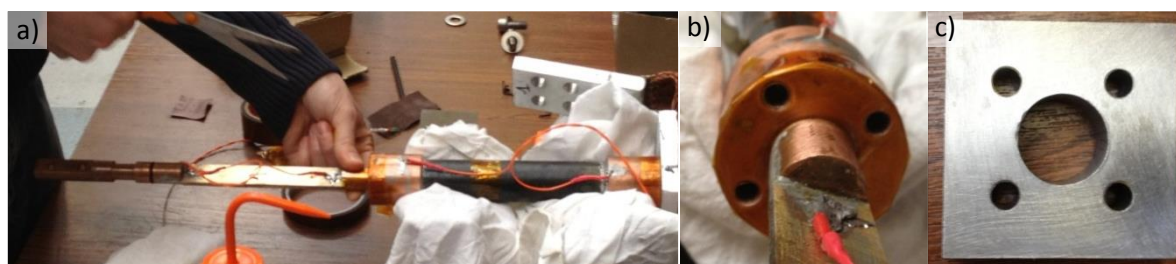


Figure II-20 : a) Vue de l'amenée de courant complète en cours de ré-isolation, b) Vue de l'isolation électrique au niveau du contact thermique (1^{er} étage), c) Gabarit inox pour découpage de l'isolation électrique scotch Kapton.

Pour ce faire, nous avons choisi de réaliser l'isolation électrique au niveau des contacts thermiques. Concrètement, cette isolation est réalisée à l'aide de bagues de centrage isolantes et d'un scotch Kapton au niveau des contacts thermiques à proprement parler, cf. Figure II-20a et b. Le Kapton est un nom de marque [73] pour un plastique (polymères de type polyimide) compatible avec les températures cryogéniques. De plus, pour éviter tout risque de court-circuit malgré le jeu

important présent au niveau des trous de passage, nous utilisons des tirants en époxy pour le serrage du contact thermique.

Ce design d'isolation s'est révélé être particulièrement délicat à mettre en œuvre avec l'apparition répétée de court-circuit lors du serrage des tirants. En effet, pour réduire au maximum le gradient thermique lié au scotch Kapton, son épaisseur doit être la plus faible possible ce qui le rend très fragile notamment lors de la découpe, à l'aide d'un gabarit en inox, des trous de passage du manchon et des tirants, cf. Figure II-20c.

II.4.1.2 *Performance des amenées de courant sans courant*

Pour valider le fonctionnement des amenées de courant, nous les avons court-circuitées en soudant les tresses en cuivre entre elles. La soudure a ensuite été isolée puis collée à un drain en cuivre, lui-même vissé sur le pot du premier étage pour réduire l'échauffement lié au courant dans les tresses en cuivre, cf. Figure II-21.

Chaque amenée de courant est instrumentée en tension, une pour chaque partie (résistif et supraconductrice), et en température, une pour chaque étage (300 K, 1^{er} et 2^{ème} étage). En revanche les températures du 1^{er} et du 2^{ème} étage du cryogénérateur ne sont pas mesurées directement en raison d'un manque de sondes Cernox calibrées.

II.4.1.2.1 Première mise en froid

La Figure II-22 montre les courbes de température de la première mise en froid de l'insert froid. La Figure II-22 est issue de l'ancienne instrumentation Muscade [74] de la station d'essais qui n'est plus accessible désormais ce qui explique l'aspect peu lisible de la figure. Ainsi pour plus de lisibilité, j'ai reporté les valeurs des températures finales des amenées de courant dans le Tableau II-17.



Figure II-21 : Vue des amenées de courant de l'insert froid en court-circuit pendant le collage des tresses en cuivre sur le drain thermique en cuivre.

On remarque donc que la température finale atteinte par les amenées de courant est très élevée au point d'être au-dessus de la température de sécurité des amenées de courant HT_c alors qu'aucun courant ne circule dans l'insert froid.

La température attendue pour les amenées de courant sans courant sur le 1^{er} étage est théoriquement de 52 K (sans résistance de contact). De même, on remarque que la température des amenées de courant au niveau du 2^{ème} étage est aussi plus élevée qu'attendue de 7 K (sans résistance de contact).

En revanche, on constate que les barreaux HT_c semblent bien jouer leur rôle d'interrupteur thermique car leurs températures sont quasi identiques malgré un gradient de température différent. Dans l'absolu, une différence entre les résistances de contact pourrait aussi expliquer ce phénomène.

Regardant de plus près les courbes de refroidissement des amenées de courant, on remarque que sur les températures du 1^{er} étage divergent, cf. zoom Figure II-22. Ce type de comportement est lié à une modification brutale de la résistance de contact. Le décrochage n'étant vu que sur une des amenées de courant, cela indique que c'est le contact thermique entre l'amenée de courant et la platine qui est en cause et non le contact entre la platine et le 1^{er} étage du cryogénérateur.



Figure II-22 : Courbes de mise en froid des amenées de courant lors de la première mise en froid de l'insert froid, un zoom des courbes montre "le moment" où les températures des amenées de courant sur le 1^{er} étage divergent.

	Amenée de courant + (ADI +)	Amenée de courant – (ADI -)
1 ^{er} étage	74 K	81 K
2 ^{ème} étage	12 K	12 K

Tableau II-17 : Températures finales des amenées de courant après la première mise en froid.

Au vue de la construction des amenées de courant, cela ne peut être lié qu'à une perte de la force de serrage sur un ou plusieurs tirants époxy en raison de la dilatation différentielle. Il faut noter que le couple de serrage est faible car les tirants époxy ont une faible résistance mécanique. De plus, le

couple de serrage est probablement inégal entre les tirants car il est trop faible pour être mesuré avec les clés dynamométriques à notre disposition.

S'il y a clairement un problème au niveau des contacts thermiques, il n'était pas certain que celui-ci soit à l'origine de la température trop élevée des amenées de courant. En effet, il était aussi possible que ce phénomène soit lié à des pertes thermiques plus élevées que calculées. En particulier celles liées au rayonnement qui sont difficiles à estimer et qui sont en même les plus importantes que doit absorber le 1^{er} étage. Dans ce cas il est possible que la température de fonctionnement du 1^{er} étage soit plus importante que prévue expliquant ainsi la température des amenées de courant.

II.4.1.2.2 Validation du calcul des pertes thermiques

Pour exclure cette dernière hypothèse, il était nécessaire de mesurer la température des deux étages du cryogénérateur ce qui a permis grâce aux courbes constructeurs de remonter aux pertes thermiques. En jouant sur la position des capteurs, le rayonnement (sans/avec superisolation, garde d'azote) et la régulation en température des drapeaux, nous avons pu valider que le calcul des pertes thermiques était globalement juste et que seuls les contacts thermiques étaient en cause.

A noter néanmoins qu'il n'a pas été possible de valider le calcul des pertes thermiques par rayonnement. En effet, en rajoutant la superisolation sur l'écran du 1^{er} étage, nous n'avons pas retrouvé la chute de température attendue. De fait, la température a seulement diminué de quelques kelvins. En théorie, nous nous attendions plutôt à une baisse de température de l'ordre 10-15 K (en fonction des hypothèses sur les résistances de contact). En effet, le flux radiatif doit théoriquement passer de 26 à 2,6 W ou au pire à 4-5 W en cas de mauvaise superisolation de l'écran du 1^{er} étage de l'insert froid.

Ce phénomène est lié au fait que l'anti-cryostat de H0, qui est équipé d'une garde d'azote, n'est pas réellement chaud, car il n'est pas correctement superisolé sur son rayon intérieur. Ce phénomène est parfaitement visible quand la garde d'azote fonctionne car de la glace se forme à l'intérieur de l'anti-cryostat. Cela signifie que les apports par conduction, rayonnement et par convection/conduction moléculaire ne sont pas suffisants pour maintenir l'anti-cryostat à 300 K en fonctionnement. La température de la surface étant plus froide que prévue, les pertes par rayonnement sont donc plus faibles que prévue lors du design thermique. Nous sommes ainsi dans un cas plus favorable qu'anticipé. Ce phénomène est bien sûr présent quand on utilise la garde d'azote pour refroidir H0 mais aussi, dans une moindre mesure, lorsque la garde d'azote ne fonctionne pas (ou quand le vide de l'anti-cryostat est cryopompé par l'hélium liquide).

L'estimation des pertes par rayonnement dans le cas réel devient donc assez compliquée et spéculative car elle dépend grandement de la température de H0. Néanmoins, nous avons considéré, au vue des plans de H0, que lorsque le refroidissement azote fonctionnait, le rayonnement arrivant sur le 1^{er} étage était proche de zéro.

La chute de température ainsi constatée permet de donner une estimation du rayonnement dans le cas normal. Les pertes par rayonnement dans le cas normal sont donc seulement de 7 W (au lieu de 26 W) ce qui est équivalent à une température isotherme de 235 K pour l'anti-cryostat.

Ce comportement particulier du trou chaud s'est confirmé au cours de la thèse lors des différentes mises en froid. Ainsi à titre d'exemple, après 3 jours de refroidissement à l'azote dans l'anti cryostat et alors que l'insert froid ne marchait pas (mais sous vide), la température sur le mandrin était de 230 K. Cela suppose donc que l'anti-cryostat était encore plus froid que 230 K

(d'autant plus que l'écran du 1^{er} étage réalise un écrantage passif) ce qui valide à posteriori l'hypothèse d'apport thermique quasi nul lorsque le refroidissement azote fonctionne.

De manière générale, il n'est pas nécessaire de superisoler l'écran de l'insert froid. On considère que les pertes par rayonnement sont à peu près équivalentes à ce que l'on aurait avec un écran superisolé dans un vrai cryostat à 300 K. Pour cette raison, l'écran du 1^{er} étage de la station n'est pas superisolé lorsqu'il est installé dans H0. Cela permet de le démonter plus facilement (ce qui est fait très régulièrement) et d'accélérer le temps de pompage.

II.4.1.2.3 Amélioration des contacts thermiques

Etant désormais acquis que les résistances de contact étaient trop importantes, nous avons entrepris de les réduire. Pour les améliorer, il est possible de jouer sur un grand nombre de paramètres: rugosité, module d'Young, force de serrage, matériau de remplissage, propreté et taille de la surface. Nous avons ainsi pu améliorer la résistance de contact au niveau des amenées de courant d'un facteur 2 que ce soit au niveau du 1^{er} étage (gain de 14,5 K) et du 2^{ème} étage (gain de 2 K), cf. Figure II-23 et Tableau II-18.

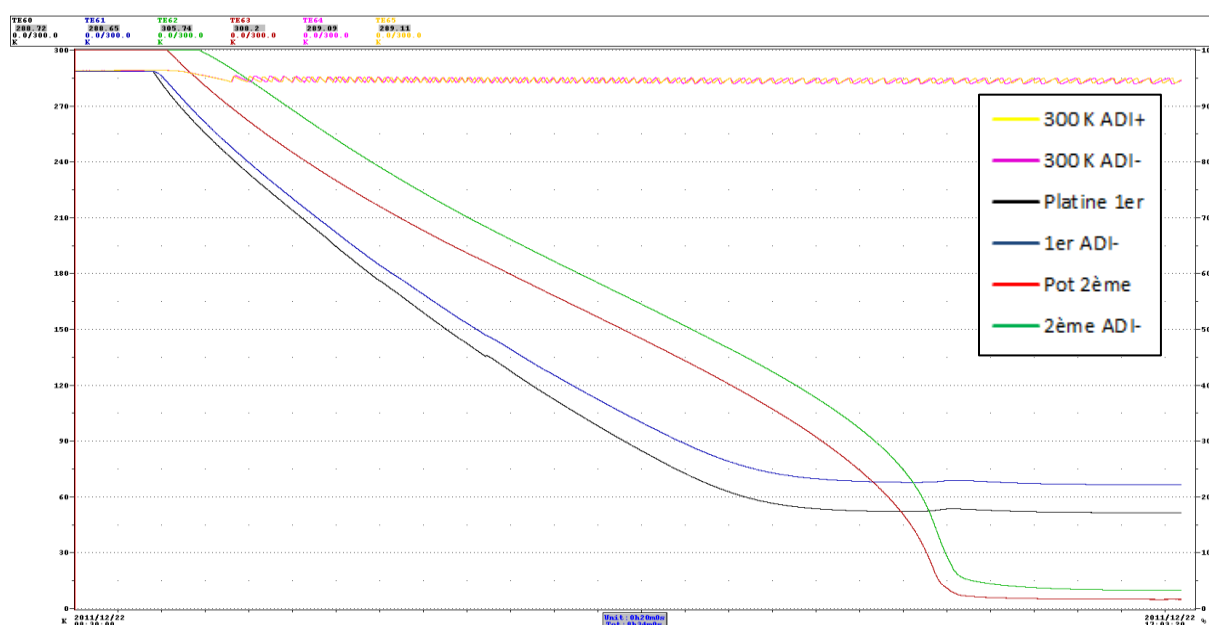


Figure II-23 : Courbes de mise en froid de l'amenée de courant négative, de la platine du 1^{er} étage ainsi que du pot du 2^{ème} étage après amélioration des contacts thermiques au niveau des manchons en cuivre.

	Cryogénérateur	Amenée de courant – (ADI-)
1 ^{er} étage	53 K (platine)	66,5 K
2 ^{ème} étage	5 K (pot)	10 K

Tableau II-18 : Températures finales de l'amenée de courant négative, de la platine du 1^{er} étage ainsi que du pot du 2^{ème} étage, après amélioration des contacts thermiques au niveau des manchons en cuivre.

Pour obtenir cette amélioration, nous avons dû remplacer les tiges filetées époxy par des tiges en acier inoxydable, ce qui complique d'autant plus l'isolation électrique, mais permet une force de serrage plus importante. Nous avons aussi ajouté une couche de graisse Apiezon N pour combler localement les espaces vides. La Figure II-23 permet également de juger de la qualité de la thermalisation de la platine du 1^{er} étage ainsi que du pot avec le cryogénérateur. Dans les deux cas,

on constate que la température mesurée n'est pas celle attendue, de l'ordre de 45 K pour la platine, et de l'ordre de 3,5-4 K pour le pot, mais les raisons diffèrent.

Pour la platine, l'écart est principalement lié à la résistance de contact entre la platine et le 1^{er} étage du cryogénérateur qui comme initialement pour le contact entre l'amenée de courant et la platine n'avait pas fait l'objet d'une attention particulière.

En revanche pour le pot, l'écart est lié à une erreur dans la nuance de l'aluminium reporté sur le plan ce qui a eu pour conséquence l'utilisation d'un aluminium, qualifié mécanique (séries 5000 – 6000 sans que l'on sache réellement de quelle nuance il s'agissait) au lieu d'un aluminium de série 1050 comme initialement prévu. La conductivité d'un tel aluminium est à 4 K dix fois inférieures à celle d'un aluminium série 1050.

L'amélioration du contact thermique entre la platine et le premier étage en suivant la même préparation que pour celui de l'amenée de courant, a permis de gagner 2,5 K sur la température finale de l'amenée de courant, passant ainsi de 66,5 K à 64 K, cf. Figure II-24 et Tableau II-19. A noter que la température de la platine n'a pas été remesurée et le gain peut-être plus important en cas de dégradation du contact thermique au niveau du manchon en raison du cyclage thermique. Si la température atteinte sur les amenées de courant demeure éloignée de plus de 10 K par rapport à la valeur théorique, cf. Tableau II-20 cas n°1, il est néanmoins possible de faire passer du courant dans les amenées de courant, cf. Figure II-24.

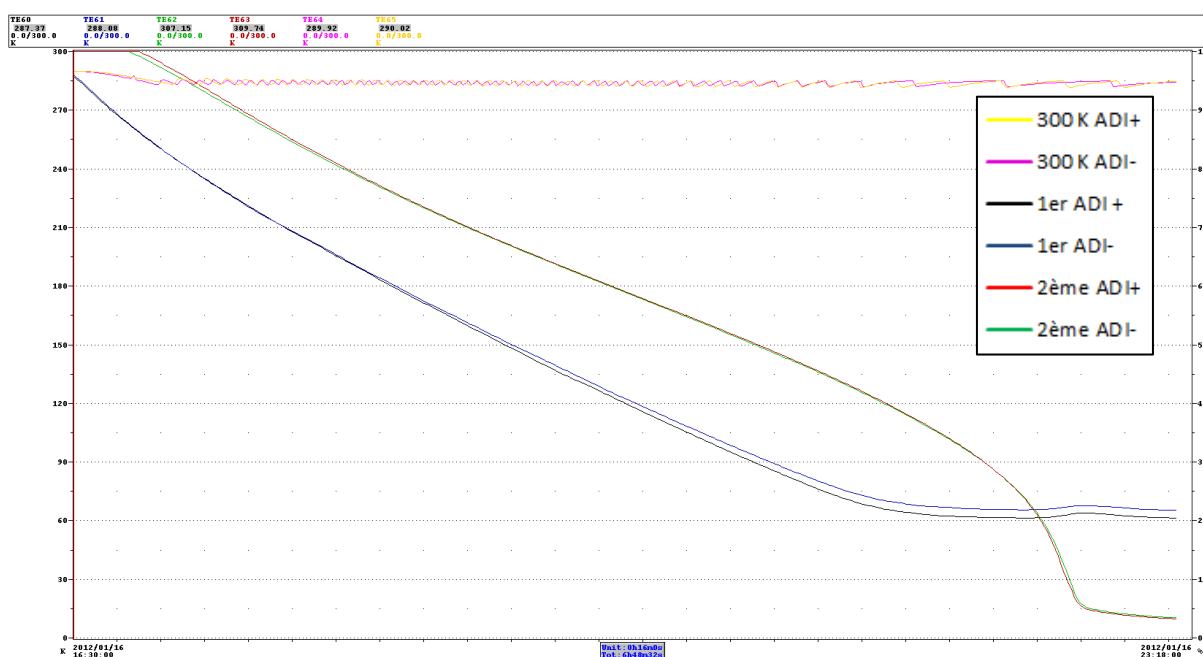


Figure II-24 : Courbe de mise en froid des amenées de courant après amélioration de l'ensemble des contacts thermiques.

	Amenée de courant + (ADI +)	Amenée de courant – (ADI-)
1 ^{er} étage	62 K	64 K
2 ^{ème} étage	9 K	12 K

Tableau II-19 : Températures finales des amenées de courant après amélioration de l'ensemble des contacts thermiques.

II.4.1.3 Performance des amenées de courant avec courant

L'ensemble des mises en froid sans courant a permis d'enrichir le modèle analytique du refroidissement des amenées de courant en le complétant avec celui des contacts thermiques.

La géométrie simplifiée des pièces et de l'isolation Kapton étaient déjà prises en compte, ce qui avait permis de valider le choix du Kapton comme isolant électrique.

Pour la résistance de contact, la conductivité thermique est considérée comme indépendante de la température. En effet, en dessous de 70 K, il n'y a presque plus de dilatation thermique, la force de serrage est donc constante et par conséquent la résistance de contact aussi (en supposant que c'est la force serrage qui domine).

Ce modèle a permis d'extrapoler les performances de l'insert froid et de déterminer le courant maximum admissible (en statique), à savoir 405 A. L'extrapolation de ce modèle a été validée expérimentalement jusqu'à 350 A avec de bon résultat, moins de 1 K d'écart sur la température pronostiquée, cf. Tableau II-20.

Il est néanmoins possible d'atteindre les 600 A en transitoire avec une vitesse de monter du courant de 10 A/s au minimum, tout dépend en réalité de la température de départ des barreaux HTC. Ce modèle a également permis de montrer qu'il était possible d'atteindre les 600 A avec le design actuel de l'insert, mais au prix de contact quasi-parfait. Nous avons seulement 2,3 K de marge pour les contacts thermiques.

	Cas n°1	Cas n°2	Cas n°3	Cas n°4	Cas n°5
Rayonnement	Avec (H0 ~ 235 K)		Sans (Garde d'azote = négligeable)		
Courant (A)	0	0	350	405	600
Puissance reçue par le 1 ^{er} étage (W)	37,8	30,8	41,5	45,7	60
Température théorique 1 ^{er} étage (K)	41,5	38,5	43,3	45	53,6
Contacts parfaits					
Température théorique ADI au 1 ^{er} étage (K)	52	49,3	57,4	60,3	72,7
Contacts réels					
Température ADI mesure (K)	62	59,5	70,5	Na	Na
Température ADI modèle (K)	62	59	71	75,1	92,9
ΔT dû aux résistances de contacts (K)	10	9,7	13,6	14,8	20,2

Tableau II-20 : Performances de l'amenée de courant positive en statique après amélioration des contacts thermiques en fonction des pertes reçues par le 1^{er} étage, le courant maximum admissible est de 405 A.

Mais surtout, nous avons pu, grâce à ce modèle, séparer la contribution de la conductivité thermique solide de celle des résistances de contact pour le refroidissement des amenées de courant. Par exemple, en prenant un courant de 405 A, la principale cause du gradient thermique du point de vue de la conduction solide provient de l'utilisation d'un scotch Kapton de 66 μm d'épaisseur combinée à une trop faible surface de contact (pour 73 %) mais également dans une moindre mesure de la platine en aluminium série 1050 (pour 23 %).

Pour diminuer le gradient, il aurait fallu diminuer l'épaisseur d'un scotch Kapton (< 66 μm), mais l'expérience a montré qu'il était difficile de le découper en dessous de cette épaisseur, même par poinçonnage dans une matrice. Concernant les résistances thermiques, là encore c'est le contact au

niveau du manchon et de la platine qui est le principal responsable (pour 86 %), comparativement au contact platine/1^{er} étage (pour 14 %).

Ainsi globalement, l'isolation électrique via un scotch Kapton est responsable pour 80 % du gradient de température (pour moitié à cause de la conductivité thermique pure et pour moitié à cause des résistances de contact). C'est donc clairement ce point qu'il est nécessaire d'améliorer aussi bien d'un point de vue de la conduction thermique que de la résistance de contact.

II.4.1.4 Conclusion

Ces résultats bien que largement en deçà de nos attentes, seulement 60 % du courant sans rayonnement et avec une instrumentation limitée, ont été considérés comme temporairement acceptable pour continuer la construction de l'insert froid. Au vu des problèmes rencontrés sur la partie haute, il nous a donc semblé nécessaire aussi de valider la partie basse de l'insert froid, mandrin de test de courant critique compris. Ce choix est aussi motivé pour des raisons extra-techniques. En effet, H0 est temporairement devenue indisponible pendant environ 1 an.

L'objectif était donc pendant ce laps de temps d'arriver à réaliser les premières mesures en champ propre sur un conducteur MgB_2 R & W. Nous avons donc déménagé l'insert froid dans un autre bâtiment pour pouvoir continuer à effectuer les essais.

Comme abordé précédemment, ce nouveau cryostat, le seul libre ayant un diamètre suffisant pour accueillir l'insert, a entraîné la réduction de la longueur du drain passant ainsi de 1,9 m à 1 m mais également un changement du système d'acquisition passant d'une acquisition Muscade à une acquisition Labview.

Nous avons aussi décidé de profiter de ce laps de temps pour développer une nouvelle méthode de thermalisation pouvant être mise en œuvre lors de la fabrication de la nouvelle version de l'insert froid lorsque nous serions en mesure de réintégrer H0.

II.4.2 Test du drain thermoélectrique (partie basse de l'insert froid)

Avant même de commencer la construction du drain thermoélectrique, il était déjà acquis que ce dernier n'atteindrait pas les performances requises essentiellement pour deux raisons: l'erreur sur la matière du pot du 2^{ème} étage et la présence d'un contact Katpon/visserie époxy. En effet, comme pour les amenées de courant, il était nécessaire d'isoler électriquement le drain thermoélectrique du cryogénérateur. De même chaque conducteurs CMS étant à une polarité différente ils ont aussi besoin d'être isoler électriquement l'un de l'autre composant ce drain.

II.4.2.1 Construction du drain

La construction du drain thermoélectrique de l'insert froid est relativement aisée comparativement à celle des amenées de courant. Elle présente principalement deux difficultés:

- La connexion des conducteurs CMS au pot du 2ème étage du cryogénérateur,
- La soudure des tresses sur les conducteurs CMS, celles des amenées de courant cf. Figure II-25, et celles du mandrin de test cf. Figure II-26a.

A la différence de la jonction entre le drain thermoélectrique et les amenées de courant, la jonction entre le drain et le mandrin de test est démontable. Cette jonction est réalisée à l'aide d'un bloc en cuivre (appelé «pad»), sur lequel la tresse du drain a été soudée, et que l'on vient boulonnée sur le mandrin de test. La présence de tresse est obligatoire car elle permet de rajouter des

flexibilités mécaniques entre les différentes parties de l'insert froid. Ainsi chaque partie peut se dilater librement en évitant la rupture des amenées de courant HT_c pendant la mise en froid. De même, cela permet au drain thermique (et donc le cryogénérateur) de ne pas supporter la masse du mandrin qui est reprise par les tirants.

La température mesurée sur le pot du 2^{ème} étage lors de la mise au point des amenées de courant était de 5 K alors que les pertes thermiques étaient plus faibles qu'avec un insert complet. Ceci implique déjà, qu'en raison de l'erreur sur la nuance d'aluminium, il ne sera pas possible d'atteindre 4 K sur le mandrin.

De plus, le contact Kapton entre le drain et le pot, identique aux contacts des amenées de courant, pénalise le bon refroidissement. Néanmoins, ce contact a pu bénéficier directement des développements faits sur la thermalisation des amenées de courant en utilisant directement une visserie en acier inoxydable et de la graisse Apiezon N [75].

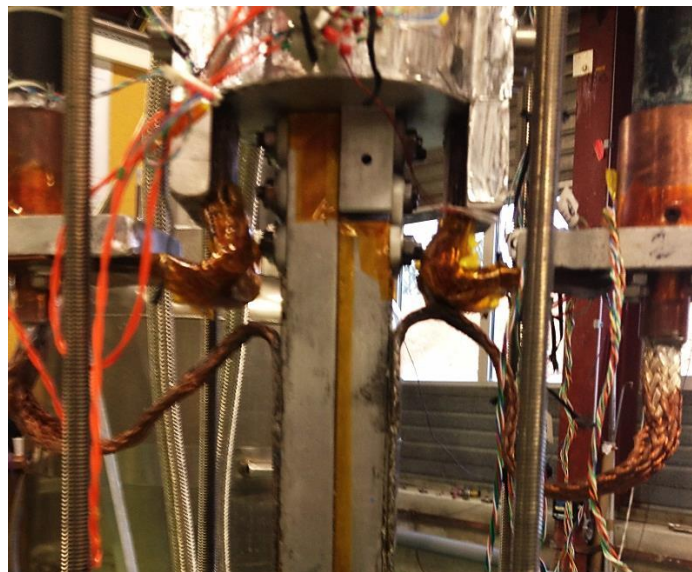


Figure II-25 : Connexion du drain thermoélectrique au pot du 2^{ème} étage du cryogénérateur ainsi qu'aux tresses des amenés de courant.

Malgré tout, ce contact est resté extrêmement sensible tout au long de l'utilisation de cette version de l'insert avec l'apparition récurrente de court-circuit. Les montages et démontages successifs du mandrin de test sollicitent le Kapton, notamment en torsion, lors du serrage des pads sur le mandrin. De plus, un seul conducteur (le positif) est connecté directement au pot, le second (le négatif) n'est pas directement connecté au pot mais via l'autre conducteur.

Ainsi, le flux de chaleur provenant du conducteur négatif est obligé de passer par le conducteur positif pour rejoindre la tête froide. Originellement, il était prévu que ce contact se fasse uniquement avec deux vis ce qui au vu des essais précédent est clairement insuffisant. Pour améliorer ce point, des mors de serrage ont été rajoutés tout au long des barres, cf. Figure II-26b.

La soudure des tresses sur les conducteurs CMS présente, elle, deux difficultés majeures. La première est intrinsèque à la soudure cuivre/aluminium car il est difficile de retirer la couche d'alumine qui recouvre l'aluminium. Néanmoins, il existe des solutions soudure/flux qui permettent aujourd'hui de réaliser cette soudure avec une procédure se rapprochant des brasages tendres classiques cuivre/cuivre.

La deuxième difficulté est que la brasure des tresses descendant des amenées de courant doit être faite à la verticale et en position. Cela permet d'éviter le démontage des amenées de courant, opération dangereuse tant en raison de la fragilité intrinsèque des céramiques HT_c que de la fragilité de l'isolation électrique Kapton.

La brasure aluminium/cuivre demande une température de 300°C pour être de bonne qualité. Cette température de brasage est trop importante pour être faite en position sur l'insert froid, le cryogénérateur ne supportant pas des températures élevées. Nous avons donc choisi de faire la brasure en deux étapes, une première à 300°C, Sn40-Pb55-Zn5 (Otaline [76]), entre le conducteur CMS et une plaque de cuivre OFHC (pour Oxygen Free High thermal Conductivity, ce qui signifie qu'il a un RR élevée, au minimum 50) et une seconde en position entre la dite plaque et la tresse de cuivre à 130°C, Sn50-In50.

Bien que ce cela ne soit pas obligatoire, la même procédure a été utilisée pour braser les tresses de connexion du mandrin ce qui a eu l'avantage de pouvoir ajuster facilement la longueur des tresses sans avoir à toucher à la soudure aluminium. Le contact entre le mandrin et le pad est assuré par un joint indium, § III.3.2.2.3.

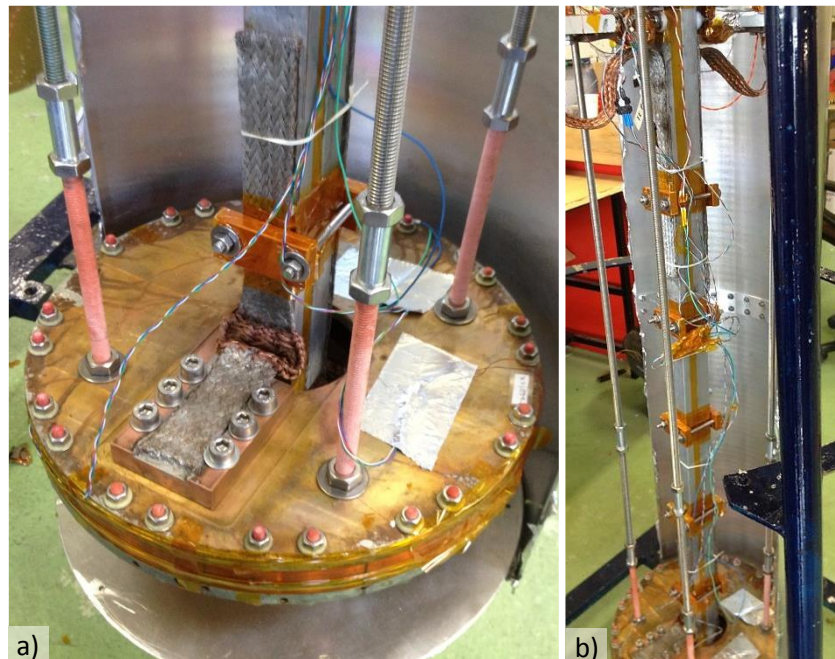


Figure II-26 : a) Vue de la connexion supérieure entre le mandrin et le drain, b) Vue du drain thermoélectrique.

II.4.2.2 Performances du drain thermoélectrique

La Figure II-27 montre une mise en froid typique de la station d'essais complète dans le nouveau cryostat. Plusieurs éléments sont à prendre en compte:

- Un temps de mise en froid, de 40h, largement supérieur au temps de mise en froid estimé par calcul, à savoir 16 h pour un drain de 1 m,
- Un fort gradient entre le porte-échantillon et le 2ème étage,
- Trois phases distinctes lors du refroidissement sur le 1er étage comparativement à une phase précédemment.
- Une température finale plus élevée qu'attendue que ce soit au 1er ou au 2ème étage.

La raison, pour laquelle il y a trois phases distinctes sur le refroidissement du 1^{er} étage, n'a pas été clairement établie bien qu'il semble que cela soit lié à un phénomène de cryopompage successif combiné à un niveau de vide général trop élevé. En effet, la station est régulièrement sujette à des fuites grossières au niveau des drapeaux des amenées de courant. Les éléments d'étanchéité se sont dégradés au fil des montages et démontages successifs des amenées de courant que ce soit pour refaire l'isolation électrique ou pour changer les barreaux HT_c qui se sont cassés à deux reprises. Malheureusement, le vide n'étant pas enregistré, il est difficile d'établir une correspondance claire entre la température et le vide. Bien que ce comportement soit étonnant, il n'est nullement rédhibitoire au fonctionnement de l'insert.

En revanche, la température finale atteinte globalement sur la station est décevante cf. Tableau II-21. Pour le 1^{er} étage, ce n'est pas tant la température atteinte sur les amenées de courant, mais la différence de température entre les deux amenées qui est problématique; De même que pour le vide, les contacts entre la platine et les manchons, en cuivre OFHC, se sont dégradés dans le temps. En particulier les filetages des manchons se sont détériorés les uns après les autres réduisant la pression à la force de serrage, nécessitant même à la fin une réparation de fortune pour continuer à fonctionner, cf. Figure II-28a et b.

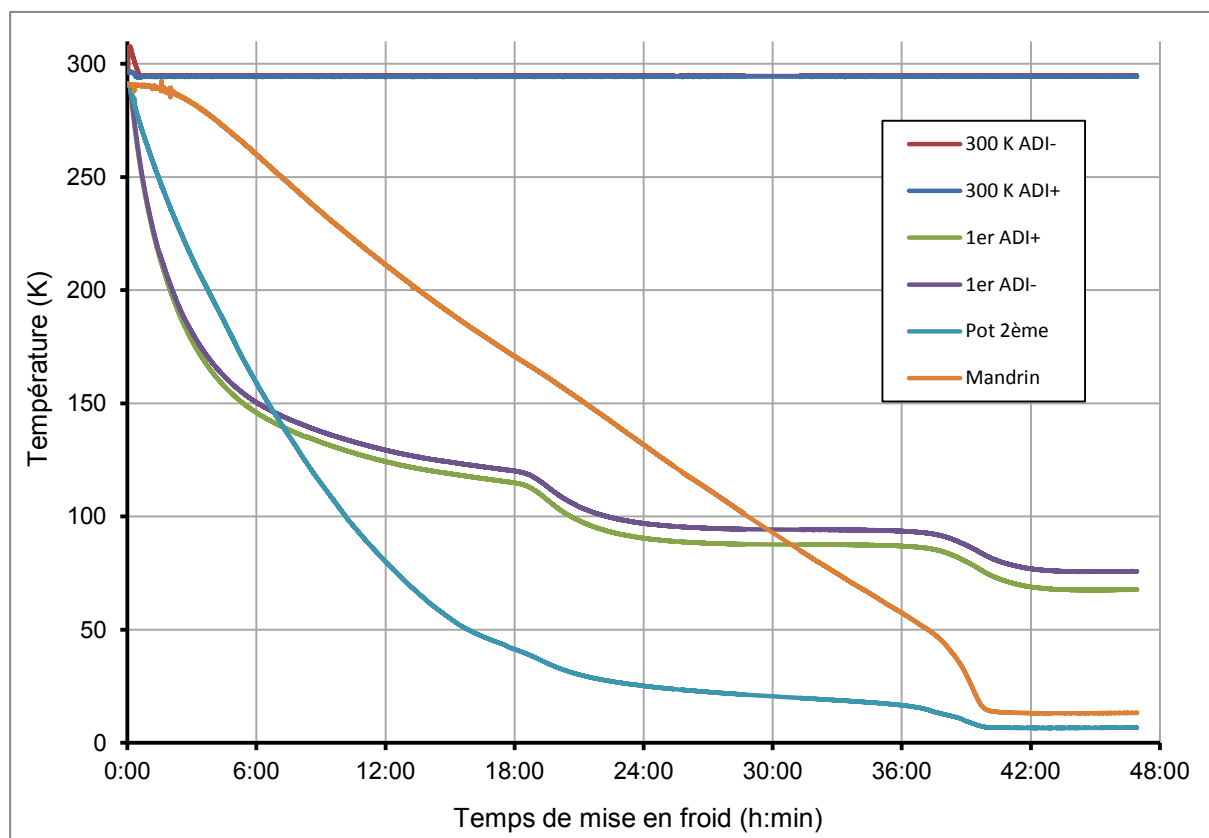


Figure II-27 : Courbes typiques de mise en froid de l'insert froid sans garde d'azote.

	Température
1 ^{er} étage ADI+	67 K
1 ^{er} étage ADI-	75 K
Pot 2 ^{ème} étage	6,7 K
Mandrin	13 K

Tableau II-21 : Température atteinte par l'insert froid lors de la dernière mise en froid.

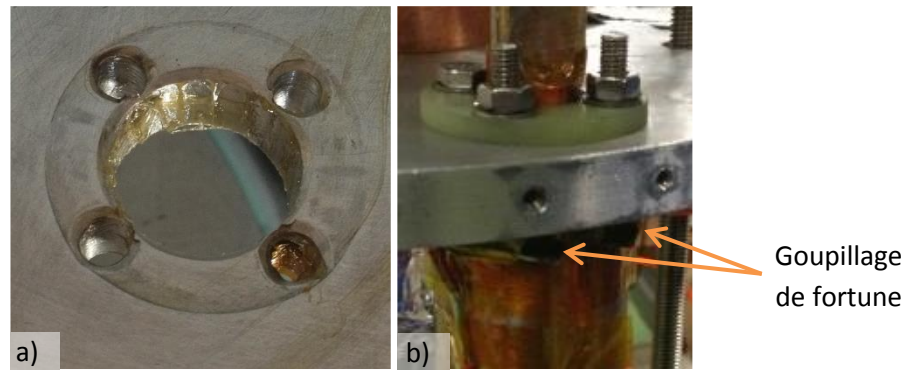


Figure II-28 : a) Vue de la platine aluminium du 1^{er} étage au niveau du contact thermique, on remarque le matage du contact, b) Vue de l'amenée de courant après réparation du contact grâce à un goupillage de fortune des tiges filetées.

La température intrinsèque du 1^{er} étage s'explique par plusieurs éléments: la taille de l'écran qui a doublé, le changement de cryostat et l'absence de surperisolation. En effet pour gagner en marge de fonctionnement, nous avons en permanence utilisé la garde d'azote du cryostat pour s'affranchir des pertes par conduction, la superisolation devenant inutile dans ce cas.

Pour le 2^{ème} étage, il faut distinguer la température du pot et de celle du porte-échantillon. En effet, l'écart constaté sur la température (6,6 K contre 5 K) du pot entre les deux étapes de fabrication de l'insert, est principalement lié à un déplacement de la sonde de température de la base du pot au doigt permettant la connexion de l'un des conducteurs CMS, cf. Figure II-25. Cette mesure montre l'importance d'avoir un matériau qui soit bon conducteur thermique pour le pot.

Pour finir, la température atteinte sur le mandrin ainsi que le temps de mise en froid montre la mauvaise conception du drain thermoélectrique. Ces mauvaises performances trouvent leur explication dans l'important gradient que l'on constate pendant la mise en froid entre la température du 2^{ème} étage et le mandrin avec pour conséquence de réduire rapidement la puissance froide disponible au 2^{ème} étage pour le refroidissement du mandrin alors qu'il est toujours chaud.

Plusieurs éléments sont à l'origine de ce temps de mise en froid: les résistances de contacts bien sûr mais aussi le mauvais vide, le rayonnement du 1^{er} étage et la tresse en cuivre. Cette dernière joue un rôle très important que ce soit à haute température, 25 % du gradient, qu'à basse température où elle devient le principal frein au refroidissement. Cela s'explique par sa faible section (1/13 de la section du conducteur CMS) et d'un RRR relativement faible (par rapport aux conducteurs CMS) et ce bien que l'on ait cherché à limiter sa longueur au maximum.

Il est à noter que la température du mandrin, comme pour les amenées de courant, s'est détériorée au fil des mises en froid en passant de 10 à 13 K à la fin.

II.4.2.3 Conclusion sur le drain thermoélectrique

Comme anticipé, le drain n'a pas atteint la performance voulue avec une température sur le mandrin de 10 K qui, de plus, s'est dégradée dans le temps pour finir à 13 K (au bout de 8 mises en froid). De même, nous avons constaté une dégradation des contacts thermiques des amenées de courant.

Ces essais ont permis de confirmer qu'il fallait exclure les contacts pressés Kapton par des vis (même en acier) en raison d'une part de leurs mauvaises performances thermiques, mais également de leur faible durée de vie. De plus, ces essais ont permis de mettre en évidence l'importance des tresses en cuivre dont l'effet sur le refroidissement du mandrin a été mal évalué.

II.4.3 Conclusion sur l'insert froid

Néanmoins, et c'est là l'essentiel, cette première version nous a permis de mener, non sans mal § III.3.3, les premiers essais de courant critique en champ propre sur des conducteurs R & W MgB_2 malgré les mauvaises performances de l'insert froid. De plus, ces essais ont permis d'une part d'avancer dans la maîtrise du refroidissement par conduction solide et d'autre part de fixer plusieurs grandes lignes directrices pour le design de la deuxième version de l'insert froid:

- Maximiser la surface de contact pour les contacts thermiques,
- Supprimer les trous dans les isolations électriques,
- Ne pas réduire la section dans les drains thermiques même sur une courte distance,
- Pas de visserie époxy pour les contacts thermiques isolants et si possible pas de visseries.

Pour finir, ces essais ont montré non seulement l'importance de prendre en compte dès le design les résistances de contact mais surtout que, si un contact thermique est critique pour le fonctionnement alors il est préférable de le valider au préalable pour éviter toute mauvaise surprise. C'est d'autant plus vrai qu'il est difficile d'estimer théoriquement la valeur d'une résistance de contact.

Le comportement de l'insert ayant été globalement compris, il nous a été possible de corriger ces défauts de jeunesse pour la deuxième version de l'insert froid. Bien qu'une multitude de petites choses soient améliorables, il y a principalement deux gros points d'amélioration: les tresses en cuivre et les contacts thermiques isolants.

II.5 Amélioration des performances de l'insert froid (deuxième version)

Conventionnellement pour améliorer un contact thermique, il est nécessaire d'améliorer l'un des points suivants, ou idéalement l'ensemble de ceux-ci:

- Force de serrage (déjà fait, visseries acier inoxydable),
- Rugosité (partiellement réalisée par toilage),
- Abaisser la dureté du matériau (déjà pris en compte, aluminium 1050 et cuivre OFHC),
- Boucher les espaces vides (déjà effectué, graisse Apiezon N),
- Réduire l'épaisseur de l'élément de l'interface s'il y a (déjà fait, 66 μm),
- Conductivité de l'élément de l'interface s'il y a, dans notre cas le scotch Kapton,
- Augmenter la surface.

Suite au travail effectué sur la première version de la station d'essais, on voit qu'il nous reste essentiellement deux axes d'améliorations: l'augmentation de la surface et la conductivité intrinsèque de l'isolant thermique

Dans le cas des amenées de courant, le plus critique en fonctionnement, il faudrait augmenter la section d'un facteur 10 pour obtenir un gradient de température qui soit acceptable (on conserve la même résistance de contact). En tout état de cause, il faut une augmentation d'un facteur 5 de la section au minimum pour atteindre une température de 75 K sur le 1^{er} étage sous 600 A ce qui ne laisserait aucune marge. Cette nouvelle surface représenterait 40 % de l'espace disponible de la platine du premier étage, ce qui demeure encore possible bien que commençant à poser problème, en particulier pour les trous de passage des tirants.

A noter qu'en augmentant d'un facteur 10 la surface de contact, on ne réduit que d'un facteur 3,5 le gradient thermique entre le 1^{er} étage et les amenées de courant. En effet, bien que la contribution

des autres éléments intervenant dans le contact soit faible, chacun générant un gradient d'un ou deux Kelvins, mis bout à bout ils deviennent significatifs une fois le contact Kapton amélioré d'un facteur 10. Si possible ces contributions doivent aussi faire l'objet d'une optimisation en particulier pour la platine du 1^{er} étage et son contact avec le cryocooler.

De plus, le retour d'expérience sur la première version de l'insert froid a montré l'importance d'avoir un contact résistant et stable dans le temps. L'ensemble de ces paramètres nous ont amenés à chercher une solution alternative à un contact colle/Kapton de grandes dimensions.

II.5.1 Choix du contact isolant électrique et bon conducteur thermique

La principale piste d'amélioration était donc de travailler sur la conductivité thermique de l'isolant électrique. La recherche de matériaux bons conducteurs, mais isolant électriquement, nous oblige à changer de paradigme en passant d'une solution à base de polymère à une isolation de type céramique. En effet, les céramiques sont dans leur grande majorité d'excellent isolant électrique sauf à quelques exceptions notables dont bien sûr les supraconducteurs à haute température critique. Les céramiques sont habituellement de mauvais conducteur thermique, mais moins que les polymères, sauf à autres quelques exceptions notables dont les plus connues sont probablement le saphir, qui n'est qu'un monocristal d'alumine, et le diamant.

Ces éléments étant très onéreux et difficiles à mettre en œuvre, nous avons recherché d'autres types de céramiques pouvant convenir à notre besoin prenant en compte les critères suivants: un coût acceptable (donc plutôt des céramiques polycristallines), une haute conductivité thermique sur toute la gamme de température, disponibles, compatibles avec le cuivre et relativement aisées à mettre en œuvre. L'entreprise PMB [77], avec qui le service a un accord de collaboration, ainsi qu'une recherche bibliographique, nous ont conduits à sélectionner le nitrure d'aluminium (AlN en abrégé).

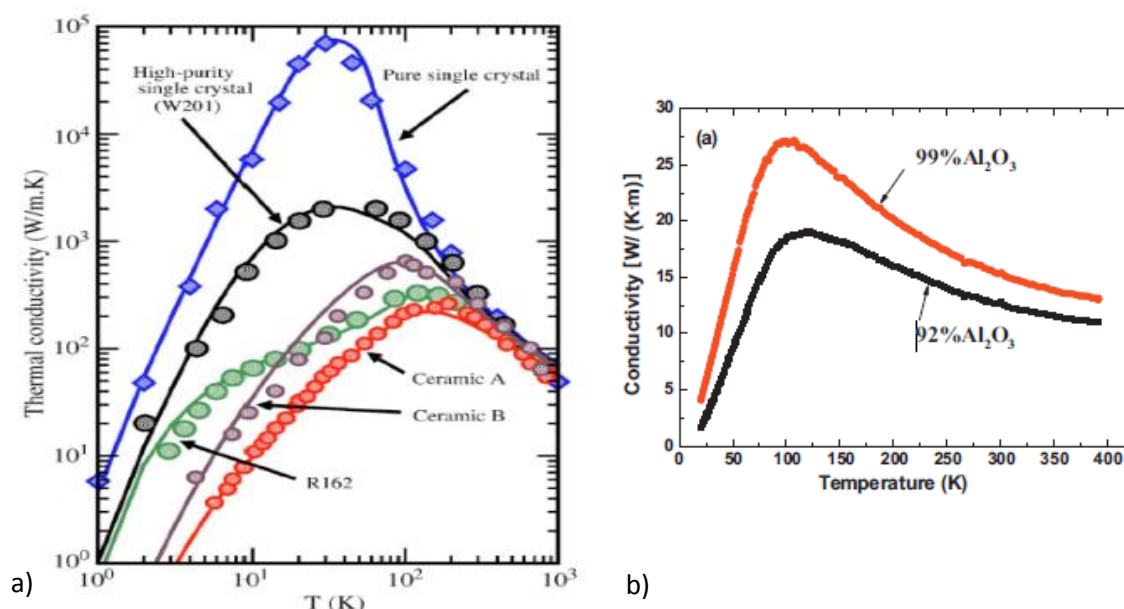


Figure II-29 : a) Conductivité thermique pour différentes céramiques AlN en fonction de la température [78], b) conductivité thermique pour différentes aluminas en fonction de la température [79].

Cette céramique possède une conductivité thermique remarquable sous forme polycristalline entre 170-190 W/m.K tout en ayant une résistance diélectrique élevée de 35 kV/mm [80] . Ces

propriétés conviennent parfaitement pour un contact bon thermiquement mais isolant électriquement à température ambiante ce qui explique son utilisation en tant que substrat pour circuits imprimés dans l'électronique de puissance. Néanmoins, en raison de la diminution de la conductivité thermique avec la température cela ne présage en rien de sa pertinence pour un contact thermique à basse température, notamment à 77 K.

Or, il s'avère que la conductivité thermique de l'AlN possède le même comportement qu'un métal pur (comme le cuivre) avec la présence d'un pic de conductivité dans la gamme 50-70 K, Figure II-29a. A noter que l'alumine polycristalline, donc comme le saphir [63], présente aussi ce type de comportement, mais sa conductivité thermique intrinsèque est un ordre de grandeur inférieur à celle du nitrure d'aluminium, cf. Figure II-29b.

De la même manière que pour le cuivre, la hauteur du pic de conductivité dépend de la pureté de la céramique ainsi que de ces propriétés cristallines. Ainsi dans l'absolu, il est possible de réaliser une isolation électrique ayant la même conductivité que du cuivre OFHC ce qui est très largement au-dessus de notre besoin. De plus, la résistance mécanique intrinsèque des céramiques semble être en mesure de nous fournir la résistance et la durabilité voulue pour nos contacts. Le nitrure d'aluminium a donc été sélectionné comme candidat isolant électrique pour nos contacts. Cependant l'alumine reste un candidat en particulier pour le contact du 1^{er} étage et du 2^{ème} étage, mais pour ce dernier ce choix demeure beaucoup plus discutable.

II.5.2 Qualification du contact

Le développement des nouveaux contacts thermiques a commencé en janvier 2013, soit au début de la 2^{ème} année de ma thèse. Nous avons donc recherché une méthode de mise en œuvre qui soit déjà disponible pour réduire au maximum de temps de développement. En effet, il était nécessaire qu'elle soit rapidement applicable pour la mise à jour de l'insert froid qui conditionnait la poursuite des mesures de courant critique sous champ et le test des maquettes.

Sur les conseils de PMB, nous nous sommes rapidement tournés vers l'utilisation d'un Print Circuit Board (PCB en abrégé pour circuits imprimés), qui est disponible commercialement, cf. Figure II-30a. Il se compose d'une plaque d'AlN d'une épaisseur de 0,64 mm avec un dépôt de cuivre sur chaque face de 0,16 mm d'épaisseur. Cette métallisation permet donc d'utiliser les techniques habituelles d'assemblage du cuivre par brasure, notamment au four sous vide pour préserver le RRR du cuivre.

Si le PCB est annoncé avec une conductivité thermique élevée à 180 W/m.K ; il est néanmoins nécessaire de le valider dans des conditions proches de celles de l'insert froid qui sont très éloignées de son utilisation habituelle. En effet, plusieurs questions demeuraient en suspens:

- Tenu de la métallisation à froid,
- RRR du cuivre, probablement bon au vu de l'application usuelle de ce type de composé,
- Résistance de contact liée à la métallisation, probablement correcte comme le RRR du cuivre,
- Conductivité thermique de l'AlN à froid qui est difficilement évaluable au vu de son comportement de type métal pur.

De plus, le retour d'expérience sur l'insert froid, a montré l'importance de caractériser la conductivité thermique de l'ensemble du contact thermique et pas seulement celle de l'élément isolant. Pour cette raison, nous avons décidé de tester directement l'assemblage brasé du PCB d'AlN sur deux blocs de cuivre d'une épaisseur de 15 mm simulant le manchon en cuivre et la platine, cf. Figure II-30b.

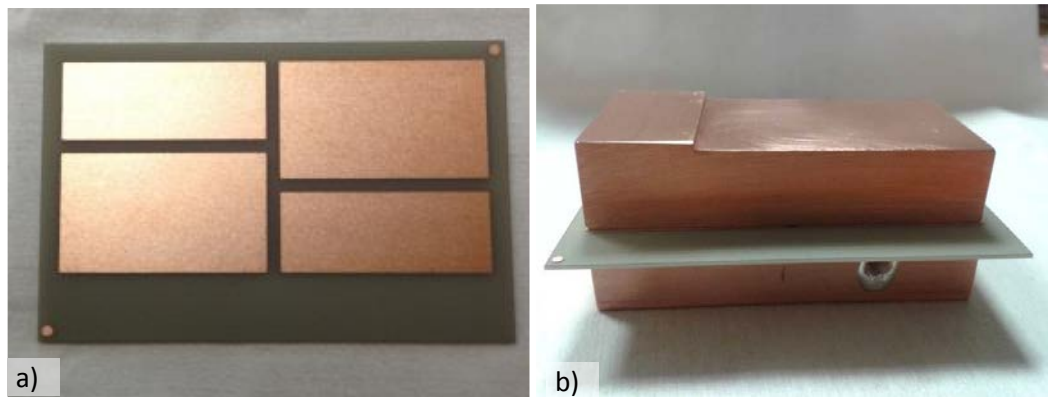


Figure II-30 : a) Vue du PCB de d'ALN recommandé par PMB b) Vue d'un échantillon d'un contact thermique.

Pour tester ces assemblages, nous avons construit une petite station d'essais de mesure de conductivité thermique qui se veut avant tout qualitative et non quantitative, cf. Figure II-31.

La méthode utilisée pour la mesure de conductivité est décrite dans [81]. En effet, l'impact du rayonnement n'est pas correctement géré ce qui fausse la mesure. Le service possède une station (MECTI) habituellement dédiée à la mesure de conductivité mais elle n'est pas adaptée à des assemblages de tailles importantes § III.4.1.



Figure II-31 : Vue de la station de mesure qualitative de la conductivité thermique d'un échantillon de contact thermique.

II.5.3 Choix de la brasure

La première tentative de brasage était un brasage tendre, brasure 3Cu-0,7In-96Sn avec une température de fusion aux alentours de 300°C. Ce brasage tendre avait été initialement choisi car il limitait l'effet de dilatation différentielle entre l'AlN et le cuivre.

L'AlN comme toutes les céramiques a une faible dilatation thermique. Son coefficient de dilatation thermique est de $4,9 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$ [82] à comparer avec celui du cuivre $17 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$. Or, en raison du comportement fragile de la céramique, ceci pourrait entraîner sa rupture lors du refroidissement au moment du brasage ou lors de la mise en froid sur l'insert froid. De plus, il faut que la soudure supporte, elle aussi, cette dilatation différentielle.

Cette première tentative s'est révélée un échec en raison de la rupture de la soudure à froid pendant les tests au bout de plusieurs mises en froid, la soudure n'ayant pas supporté la dilatation différentielle, cf. Figure II-32a.

Après cet échec, PMB a utilisé une brasure à haute température, eutectique 28Cu-72Ag avec une température de fusion de 780°C, pour un brasage fort qui a déjà démontré sa pertinence dans ce genre d'application. En revanche, il y a désormais un risque important de fracture de la céramique dont l'effet devra être évalué notamment du point de vue de la résistance électrique. Un autre avantage de cette brasure est sa conductivité thermique qui est de 370 W/m.K à 300 K, comparativement aux 30 W/m.K de la brasure tendre. Bien que la brasure soit un alliage, et donc que sa conductivité thermique ne fera que chuter avec la température, ceci va néanmoins dans le bon sens pour notre recherche de conductivité thermique.

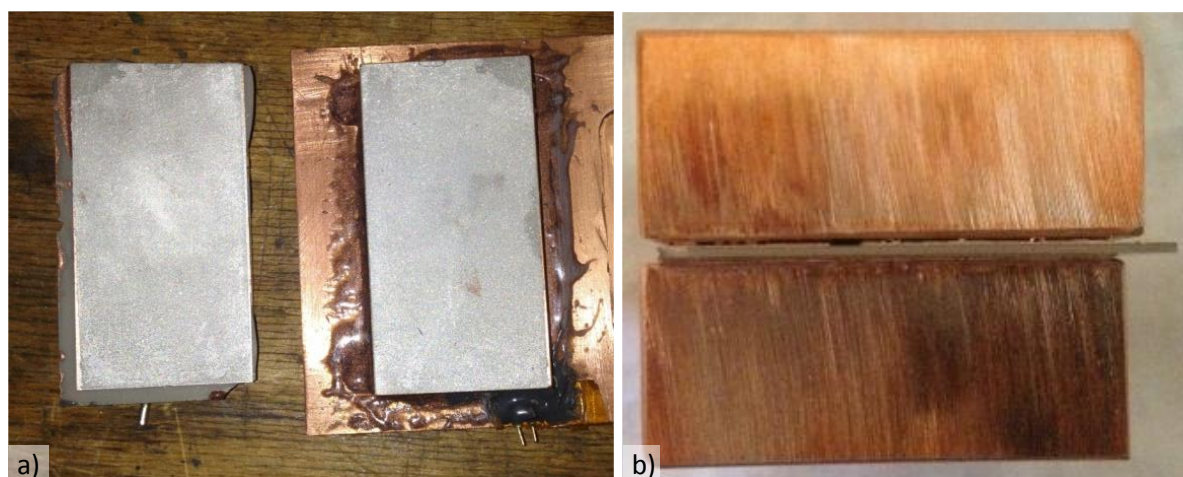


Figure II-32 : a) Vue de l'échantillon après rupture de la brasure tendre à cause du cyclage thermique, b) Vue de l'échantillon après brasure forte, on remarque un décollement des blocs de cuivre.

Comme attendu en utilisant un brasage fort, la céramique est apparue fracturée en sortie du four sous vide. De plus, la soudure n'était pas parfaite; nous avons noté la présence d'effet de bord avec le décollement des blocs de cuivre du PCB d'AlN, cf. Figure II-32b.

Puissance/ Température	Conductivité thermique (W/m.K)			
	Echantillon 1		Echantillon 2	
	1 W	3 W	1 W	3 W
10 K	5,7	11,7	5,6	
20 K	12,2	12,5	15,3	15,6
30 K	17,3	18,3	23,4	23,7
40 K	18,5	19,7	25,6	26

Tableau II-22 : Conductivité thermique des échantillons de contact thermique en fonction de la température

Nous avons néanmoins décidé de mesurer leur conductivité thermique bien qu'un doute subsistât sur leur tenue mécanique dans le temps. Contrairement à la première tentative cette fois-ci la brasure a résisté à la mise en froid et de plus la conductivité thermique fût au rendez-vous, cf. Tableau II-22.

Nous avons ainsi mesuré une conductivité thermique moyenne de 20 W/m.K à 30 K comparativement au 0,04 W/m.K du contact Kapton à la même température (la conductivité thermique du Kapton seule est de 0,07 W/m.K [83]) ce qui représente quand même une amélioration d'un facteur 500.

Néanmoins, si le contact AlN conduit mieux la chaleur, il est aussi plus épais que le scotch Kapton, 1,1 mm, en prenant en compte la soudure, comparativement à 66 μm . Ainsi corrigé de la variation d'épaisseur, le gain n'est plus que de 30 ce qui demeure encore suffisant

Pour confirmer la tenue mécanique des échantillons, ceux-ci ont subi plusieurs chocs successifs à l'azote sans relever de dégradation notable.

En revanche, il demeurerait un sérieux doute sur la qualité de l'isolation électrique en raison de la fracturation. Nous avons donc mené des tests diélectriques sur les échantillons et trouver une tension de claquage minimum de 1,3 kV dans l'air ce qui est largement suffisant pour notre application d'autant plus que sous vide elle sera meilleur. A noter qu'il y a probablement un effet de pointe et/ou d'humidité dans les fractures de la céramique lié aux différents chocs à l'azote, car nous aurions dû trouver en théorie dans l'air une tension de 4 KV pour 1,1 mm.

L'AlN est donc une solution très intéressante pour réaliser un contact bon conducteur thermiquement et en même temps isolant électriquement. Ainsi, malgré la fracturation de la céramique, nous avons donc décidé d'utiliser ce type de contact dans la nouvelle station d'essais aussi bien pour la thermalisation des amenées de courant sur le 1^{er} étage que pour la connexion des conducteurs CMS sur le 2^{ème} étage.

II.5.4 Construction de la nouvelle station d'essais

La principale conséquence à l'utilisation des PCB d'AlN pour la réalisation des contacts fût le changement de matériau pour le pot et la platine, passant ainsi de l'aluminium série 1050 à du cuivre OFHC pour être compatible au brasage fort. De plus, ce changement était bénéfique car la conductivité thermique du cuivre OFHC est meilleure que celle de l'aluminium série 1050.

La platine du 1^{er} étage, cf. Figure II-33a, a donc fait l'objet d'un travail d'optimisation:

- En réduisant sa section au minimum pour réduire le rayonnement reçu,
- En augmentant la surface d'échange entre le manchon et la platine deux PCB d'AlN,
- En rapprochant les manchons du cryogénérateur.

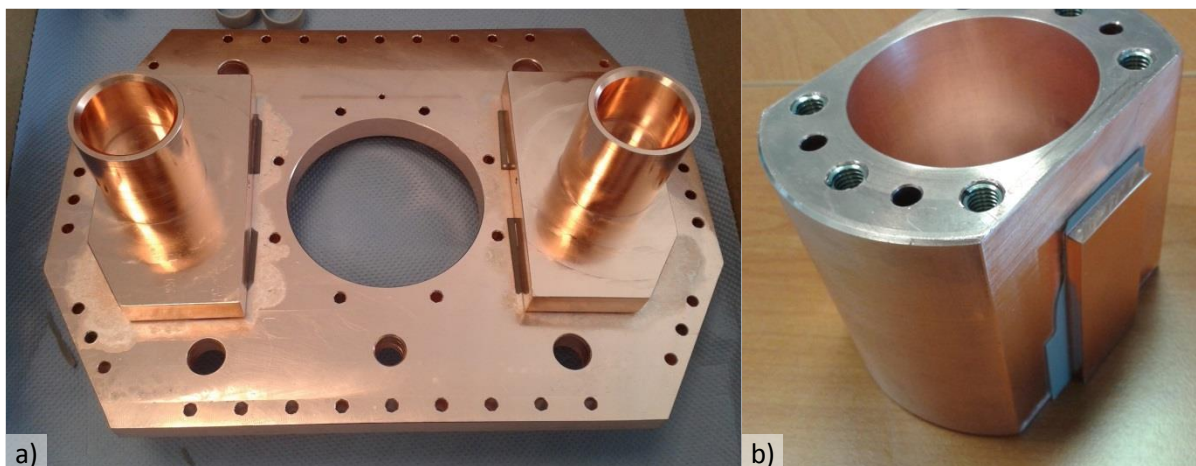


Figure II-33 : a) Vue de la platine du 1^{er} étage après brasure des deux manchons des ADI HTC, il y a deux PCB AlN par ADI.
b) Vu du pot après brasure des plages de soudure des conducteurs CMS, il y a un PCB AlN par conducteur.

Pour le pot du 2^{ème} étage, nous avons fait le choix de déplacer le contact thermique avec les conducteurs CMS en les mettant sur la face latérale et en supprimant le doigt, cf. Figure II-33b. Ceci a

permis de thermaliser les deux barres indépendamment les unes des autres et d'augmenter la surface de contact avec le pot du 2^{ème} étage (un PCB d'AlN par conducteur).

Ce changement de position des conducteurs CMS sur le pot est rendu possible par la suppression des équerres de thermalisation des amenées de courant. En effet, le deuxième axe majeur d'amélioration qui avait été identifié était la suppression des tresses en cuivre.

La nouvelle solution était d'utiliser des feuillards en cuivre plutôt que des tresses, cf. Figure II-34a et b. Cette solution permettait d'obtenir facilement la section de passage que l'on souhaitait tout en ayant la flexibilité nécessaire pour rattraper la dilatation différentielle. Nous avons donc choisi d'utiliser des feuillards de même section que les conducteurs CMS. Cette augmentation de section permettait un refroidissement suffisamment efficace des amenées de courant pour supprimer les équerres de thermalisation et donc de libérer la place pour les conducteurs CMS.

Ces feuillards sont composés de 200 feuilles en cuivre OFHC de 0,2 mm d'épaisseur soudées entre elles par diffusion atomique (SDA en abrégé pour Soudure par Diffusion Atomique). Ce procédé de brasage permet de souder des pièces en cuivre de manière autogène (sans métal d'apport) tout en préservant le RRR du matériau. Ainsi d'un point de vue thermique, ces feuillards sont identiques à un monolithe de cuivre OFHC, la flexibilité en plus.

La connexion des amenées de courant au drain thermoélectrique ne posait pas de problème particulier, cf. Figure II-34a ce qui n'était pas le cas de celle permettant de relier le drain au mandrin. En effet, en raison de la construction même du mandrin, il était nécessaire de pouvoir passer le pad de connexion inférieur par son centre ce qui demandait un feuillard pouvant se plier à 90°, cf. Figure II-34b.

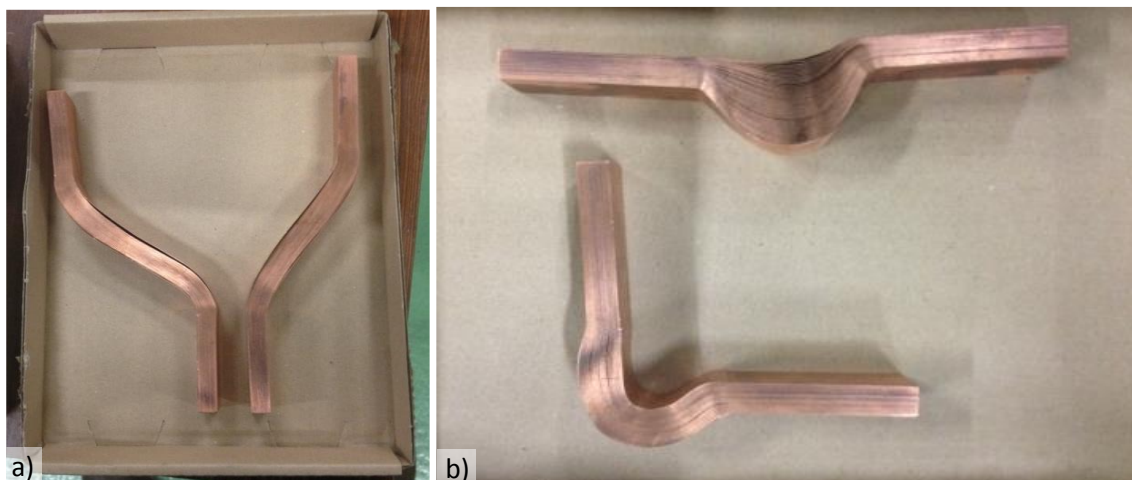


Figure II-34 : a) Vue des feuillards permettant de connecter les amenées de courant aux bus thermoélectriques, b) Vue des feuillards pliables à 90° permettant de connecter le mandrin aux bus thermoélectriques.

En dehors des deux points majeurs ci-dessus, nous avons aussi profité de l'occasion pour procéder à une amélioration globale de l'insert, cf. Figure II-35, dont les principaux éléments sont:

- Minimisation de la taille de l'écran du 1er étage,
- Ajout d'écran passif entre la platine 300 K et 1er étage pour réduire le rayonnement,
- Ecran en deux parties pour faciliter l'accès au mandrin de test,
- Réduction des pertes liées au fils d'instrumentation notamment pour le 1er étage,
- Tirants de supports tout en époxy pour réduire les pertes par conduction,
- Installation d'un presse-étoupe sur les drapeaux pour améliorer le vide,



Figure II-35 : Vue de la deuxième version de l'insert froid avec le mandrin de test connecté.

- Suppression des filetages remplacés par des boulons notamment pour l'écran du 1er étage ou à défaut renforcement des filetages par filet rapporté,
- Joint indium sur le contact entre la platine et le 1er étage,
- Utilisation du soudage/brasage plutôt que le vissage/boulonnage notamment pour l'écran.

II.5.5 Performance globale de l'insert froid

On peut voir sur la Figure II-36 que le comportement de l'insert froid pendant la mise en froid est différent de celui que l'on avait sur la première version.

Sur le premier étage, on constate qu'il n'y a plus de palier intermédiaire de refroidissement. Mais surtout, c'est avec une immense satisfaction que nous avons pu observer la quasi parfaite superposition des courbes de refroidissement du 1^{er} étage (qui est désormais mesuré) et des manchons des ADI, ce qui montre la très bonne qualité de leur thermalisation avec le cryogénérateur.

On remarque de nouveau l'excellente thermalisation pour les deux amenées sur le 1^{er} étage avec un gradient de seulement 0,3 K sans courant (pour une puissance de 15 W par amenée de courant) à comparer aux 20 K de la première version dans les mêmes conditions. Le Tableau II-23 donne les températures typiquement atteintes par l'insert froid.

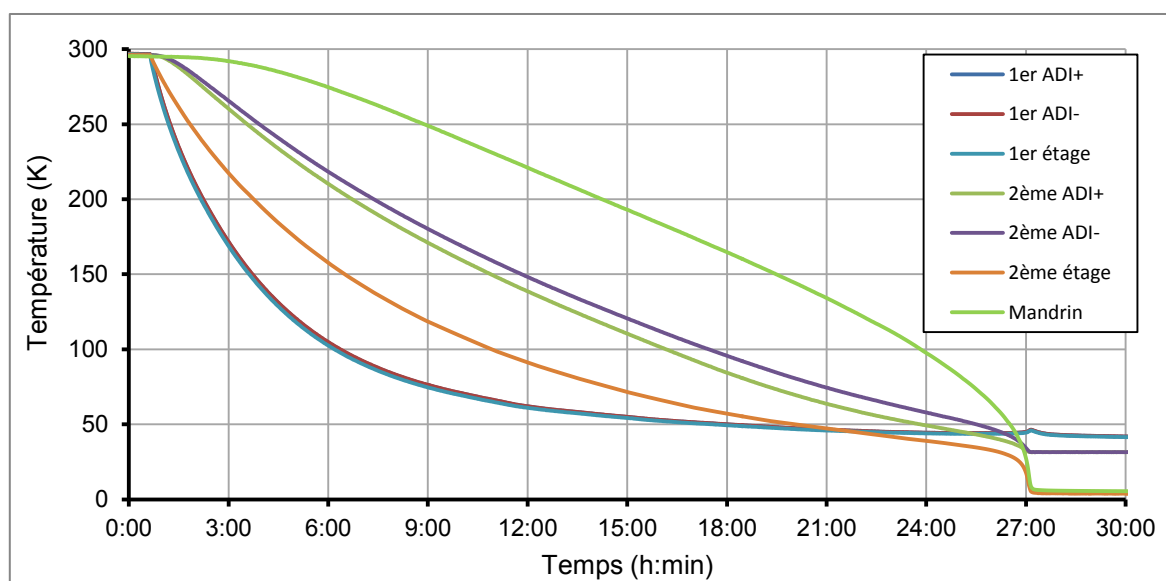


Figure II-36 : Courbes de mise en froid typique de la deuxième version de la mise en froid, les températures des ADI sur le 2^{ème} étage plafonnent à 31 K car elles sont mesurées par des Pt100.

	Température
1 ^{er} étage ADI +	39,0 K
1 ^{er} étage ADI -	39,0 K
Platine 1 ^{er} étage	38,7 K
Pot 2 ^{ème} étage	3,4 K
Mandrin	4,45 K

Tableau II-23 : Température typiquement atteinte par la deuxième version de l'insert froid sans courant.

Le gradient (statique) avec courant n'est pas connu car nous n'avons jamais passé 600 A suffisamment longtemps pour atteindre le régime stationnaire, le temps d'établissement en régime stationnaire étant très long pour les amenées de courant résistives. Néanmoins, nous n'avons jamais

observé un gradient supérieur à 1,5 K sur plus d'un an de fonctionnement ce qui laisse à penser qu'il n'y a pas de problème pour atteindre les 600 A en statique car nous avons encore 8,5 K de marge pour cela. De même sur la même période, nous n'avons pas relevé de dégradation du contact.

Si la température du 2^{ème} étage est conforme à ce que l'on attendait, la température du mandrin est un peu plus haute qu'espérée mais sans commune mesure à la température atteinte, 13 K, sur la première version de l'insert froid.

On dispose donc d'une bonne marge pour le test des maquettes à 10 K. On remarque en revanche que le refroidissement des amenées de courant au niveau du deuxième étage est différent, ce qui laisse à penser à une différence dans la résistance de contact au niveau du pot avec les conducteurs CMS qui sont thermiquement indépendants l'un de l'autre. Néanmoins la température atteinte sur le mandrin nous convenant, nous avons considéré que ceci n'avait pas d'importance majeure.

Le temps de mise en froid est typiquement de 26h ce qui est plus faible que sur la première version alors que le drain a été rallongé de 0,4 m. On remarque cependant que le temps de mise en froid est supérieur de 10h au temps calculé sous Cast3m, ce qui est lié à la "faiblesse" du modèle Cast3m qui ne modélise que le fonctionnement du deuxième étage. De plus, la modélisation du 2^{ème} étage est relativement simpliste:

- La géométrie a été simplifiée (mais quiconque qui a déjà modélisé des pièces sous Cast3m comprendra aisément pourquoi),
- Le couple feuillard/pad et les amenées de courant sont absents,
- Les résistances de contact ne sont pas prises en compte,
- La puissance du cryogénérateur est mal connue à haute température. Elle a dû être estimée à partir de courbes de mise en froid fournies par Sumitomo [71].

II.5.6 Mise en évidence d'un nouveau problème de contact thermique

Si les performances de l'insert froid ont été très largement améliorées, paradoxalement nous n'avons pas réussi à retrouver le courant critique donné par le constructeur sur le conducteur MFT278, cf. Tableau III-1 et Chapitre III, alors qu'avec la première version de l'insert nous y arrivions. Pour expliquer nos mesures de courant critique, il est nécessaire d'avoir une inhomogénéité en température dans le mandrin de 1,5 K.

Pour exclure tout effet lié au conducteur et au mandrin de test, qui avait été stocké pendant plusieurs mois, le temps d'assembler le nouvel insert froid, nous avons bobiné un nouvel échantillon et refait les contacts thermiques du mandrin (qui sont en Kapton/vis époxy). Le résultat étant quasiment identique au test précédent, le problème provenait donc bien de l'insert froid.

En analysant les données de différentes mises en froid, nous avons constaté que la température des amenées de courant au niveau du 2^{ème} étage se séparait de plus en plus au cours des mises en froid successives, cf. Figure II-37a. Cela impliquait donc une variation d'une ou plusieurs résistances de contact au fil des mises en froid. L'analyse des données montre en réalité que c'est seulement la résistance de contact entre le conducteur CMS négatif et le pot qui varie dans le temps, celle du conducteur CMS positif reste stable, cf. Figure II-37b.

Ceci était cohérent avec les mesures de courant critique car nous avons constaté que la transition résistive provenait toujours de la jonction négative ce qui a accrédité cette hypothèse. Pour la confirmer, nous avons donc déplacé les sondes de température du centre du mandrin vers la

connexion avec les pads et nous avons retrouvé le gradient de 1,5 K alors qu'il n'était que 0,2 K dans la partie centrale.

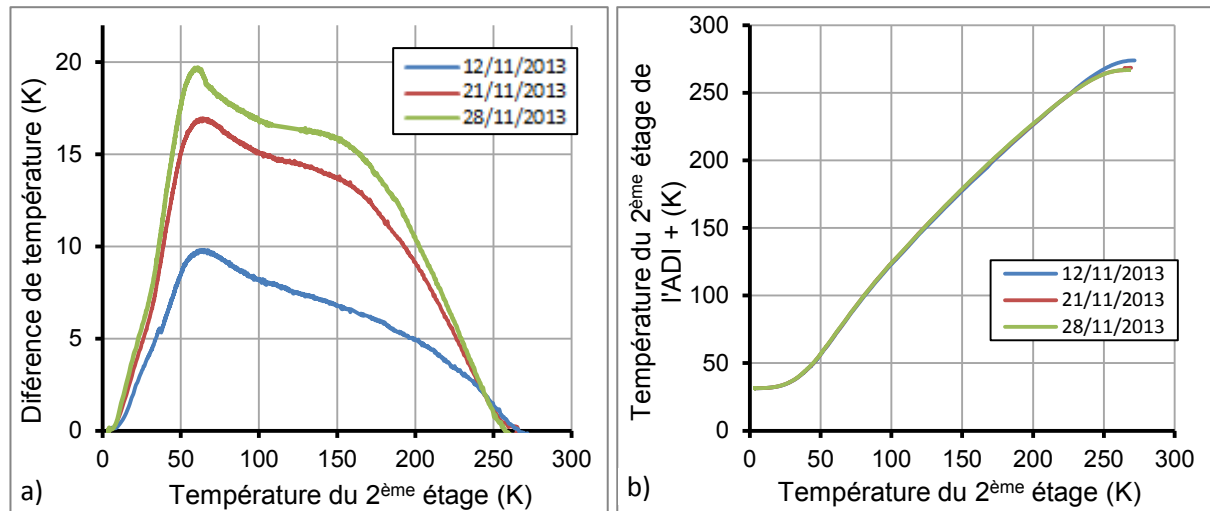


Figure II-37 : a) Différence de température entre les amenées de courant ($T(ADI-) - T(ADI+)$) au niveau du 2^{ème} étage en fonction de la température du 2^{ème} étage pour plusieurs mises en froid successives, b) Température de l'amenée de courant positive en fonction de la température du 2^{ème} étage pour plusieurs mises en froid successives.

II.5.6.1 Solution temporaire

Une fois ce gradient identifié, l'explication à ce problème est devenue évidente. En effet, pour un flux identique transitant dans les conducteurs CMS, la température au niveau de pad est différente car le contact thermique entre chaque conducteur CMS et le pot est différent. Et ce d'autant plus qu'il n'y a pas d'échange entre les barres sauf (et c'est là la subtilité) à travers le mandrin de test. Ainsi une partie du flux qui devrait passer dans le conducteur CMS négatif pour aller au 2^{ème} étage est dévié à travers le mandrin pour aller dans le conducteur CMS positif. Ce flux crée le gradient de 1,5 K entre les deux plaques du mandrin.

Ce phénomène a été largement amplifié par une erreur que nous avons faite dans le placement des chaufferettes de régulation du 2^{ème} étage. En effet, par soucis de facilité, nous les avons collées sur les conducteurs CMS et ainsi un flux important, de l'ordre de 5 W, passait dans les conducteurs et donc en définitive dans le mandrin. Ceci était aussi lié au changement de design thermique avec la suppression des équerres de thermalisation en aluminium de la première version. Le flux provenant des amenées de courant passant désormais par le drain thermique apportait un surcroît de charge thermique dans les conducteurs CMS.

Le changement de design thermique combiné à l'absence de serrage entre les conducteurs a créé la possibilité d'un déséquilibre thermique qui n'était pas possible dans la première version. A noter que sur la première version de l'insert, la chaufferette de régulation était sur le pot et donc si le phénomène était présent, il n'était pas amplifié.

Pour éviter d'avoir à démonter à nouveau toute la partie basse de l'insert, nous avons mis en place une régulation en température sur le conducteur CMS positif (qui est le plus froid) pour ajuster la température de la plaque positive du mandrin à la température de la plaque négative. Cette régulation permet de déséquilibrer les flux de chaleur transitant dans les deux conducteurs CMS de sorte qu'il n'y ait plus de flux qui passe à travers le mandrin, permettant ainsi d'homogénéiser sa température. Pour limiter le flux thermique à travers les résistances de contact, nous avons déplacé

la chaufferette de régulation du 2^{ème} étage directement sur le pot et nous avons thermalisé les fils de mesure préférentiellement sur le conducteur positif.

De plus, nous avons serré les deux conducteurs l'un contre l'autre car ils avaient tendance à s'écarter ce qui gênait le montage du mandrin. Ce serrage permet certes d'homogénéiser la température des deux conducteurs pendant la mise en froid, mais nuit à l'efficacité de la régulation en demandant un flux de compensation plus important pour le même résultat.

Malgré cela, la régulation donne pleinement satisfaction entre 10 K et 30 K où l'homogénéité en température du mandrin est inférieure à 0,1 K. En revanche à 5 K en raison de la faible puissance froide disponible l'homogénéité est de 0,3 K ce qui n'empêche pas néanmoins la mesure du courant critique à 5 K.

II.5.6.2 *Solution définitive à ce problème*

D'un point de vue technique, nous avons pendant longtemps hésité sur la cause de cette différence de contact thermique entre:

- La brasure forte de la céramique, faite par PMB,
- La brasure tendre cuivre/aluminium, faite par le CEA.

Logiquement au vu des mesures effectuées sur les échantillons de contact thermique et surtout la thermalisation des amenées de courant sur le 1^{er} étage, on peut considérer que la brasure forte est suffisamment reproductible et n'est donc pas en cause. Néanmoins, une inspection visuelle montre que la brasure forte n'est pas identique entre les deux PCB, un des PCB étant plus décollé que l'autre, la brasure forte peut donc contribuer au problème de contact thermique.

En revanche, il est certain qu'il y a une influence de la brasure tendre sur le contact thermique car dès la deuxième mise en froid, la brasure tendre du conducteur CMS négatif avait cassé à froid et avait donc été refaite. Cette réparation que l'on pensait bonne s'est remise à se dégrader au fil du temps et a fini par casser au bout d'un an (août 2014) et une quinzaine de mises en froid plus tard. Il y a eu néanmoins des signes avant-coureurs de la casse lors des dernières mises en froid car la température minimum du mandrin montait progressivement en passant de 4,4 K à 5 K.

La brasure tendre en tant que tel n'est pas en cause car elle donne satisfaction sur le conducteur CMS positif et sur l'ensemble des feuillards. Il semble plutôt qu'une mauvaise réalisation de la brasure soit à l'origine de ce phénomène de dégradation. Ce point est à mettre en relation avec le design du pot du 2^{ème} étage qui oblige à braser les deux conducteurs CMS en même temps. Cette brasure est rendue difficile par la proximité de la céramique AIN qu'il est aisé de court-circuiter lors du brasage.

Pour limiter le risque de coulure, un coffrage a été réalisé autour de la zone de brasage, cf. Figure II-38a. De même, comme pour la brasure tendre réalisée au CEA, ce design posait problème à PMB qui avait dû s'y reprendre à deux fois pour réaliser la brasure tendre.

Nous avons donc repris le design du pot et décidé de le couper en deux pour permettre de souder les deux barres séparément. Ce design facilite le brasage qui se fait à plat et il limite le besoin du coffrage tout en réduisant le risque de dégradation de l'isolation électrique, cf. Figure II-38b.

La jonction entre les parties du pot est réalisée via un boulonnage et un joint indium, ou si cela ne donne pas satisfaction, par brasage des deux parties (le brasage étant toujours à plat il est donc relativement aisé).

Bien que cette solution ait été développée après la casse de la première brasure tendre, et que le pot soit disponible, nous avons choisi de ne pas la mettre en œuvre car les performances de la station étaient suffisantes pour permettre les mesures de courant critique et les tests des maquettes. Nous avons donc décidé d'arrêter ici le développement de l'insert froid. Ainsi par exemple nous n'avons pas cherché à mesurer précisément la résistance de contact au niveau du 2^{ème} pot.

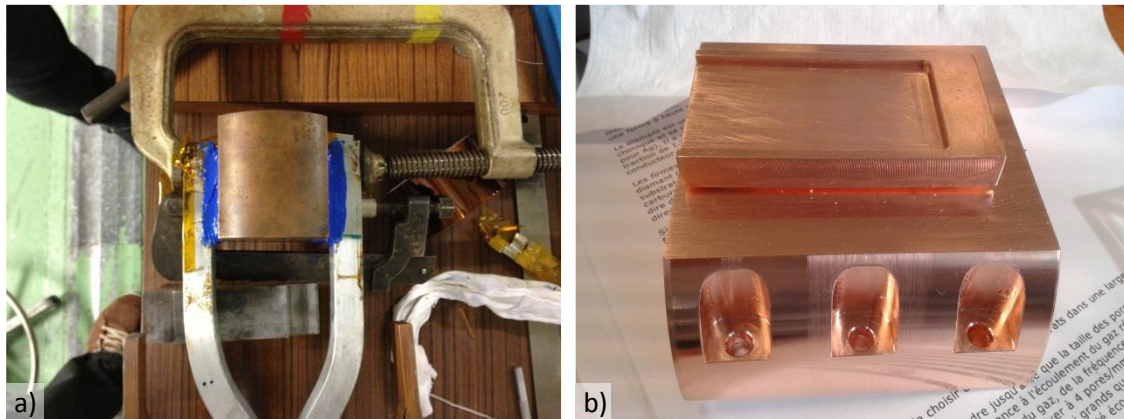


Figure II-38 : a) Brasure tendre en cours de réalisation, il y a un coffrage en silicone (en bleu) pour éviter que la brasure ne vienne détruire l'isolation électrique b) Nouveau design de pot

II.5.7 Conclusion sur la deuxième version de l'insert froid

Malgré encore quelques défauts, les performances de la deuxième version de l'insert froid sont sans comparaison avec celle de sa première version. C'est particulièrement vrai pour la thermalisation des amenées de courant sur le 1^{er} étage où une solution (très) efficace et pérenne a été développée avec succès.

La situation est plus contrastée en ce qui concerne le 2^{ème} étage avec l'identification d'un problème de contact thermique sur le conducteur CMS négatif, qui était initialement rédhibitoire pour les tests de courant critique. La solution provisoire mise en place a permis néanmoins de dépasser ce problème avec succès, en particulier à 10 K qui est la température nominale de fonctionnement des maquettes.

Malgré ce problème de contact, il faut quand même noter que le design AlN/conducteur CMS/feuillard est bien plus performant, avec une température minimum de 4,4 K, que le design Kapton/conducteur CMS/tresse de la première version, avec une température minimum de 10-13 K.

II.6 Conclusion et perspectives sur le développement de l'insert froid

Finalement après deux ans de développement, nous avons réussi à atteindre les performances désirées pour l'insert froid. Pour arriver à ce résultat, nous avons dû développer deux versions de l'insert froid, cf. Tableau II-24. A l'occasion du développement de l'insert froid nous avons développé une méthodologie permettant le dimensionnement d'un système en conduction solide ; Cette méthodologie a d'ailleurs été reprise par le service et SigmaPhi dans un projet commun.

En particulier, elle a mis en exergue l'importance du 1^{er} étage dans le dimensionnement d'un système en conduction solide comportant des amenées de courant. En effet, trop souvent on ne s'inquiète que de la puissance disponible sur le 2^{ème} étage alors que dans le cas d'un aimant c'est le 1^{er} étage qui a de grandes chances d'être limitant et de limiter le courant utilisable pour l'aimant.

En l'état actuel de la technologie des cryogénérateurs (sauf à les multiplier) il n'est pas envisageable de réaliser un aimant supraconducteur ayant un courant réellement supérieur à 600 A et encore il sera de petites dimensions (3 m² d'écran pour le 1^{er} étage). Pour les aimants d'une taille plus importante (typiquement un IRM) le courant ne fera que descendre.

		1 ^{er} version	2 ^{ème} version
Température	1 ^{er} étage ADI +	61,5 K	39,0 K
	1 ^{er} étage ADI -	70,5 K	39,0 K
	Platine 1 ^{er} étage	55 K (estimation)	38,7 K
	Pot 2 ^{ème} étage	5 K	3,4 K
	Mandrin	13 K	4,45 K

Tableau II-24 : Températures typiquement atteintes par la première version de l'insert froid et la deuxième version dans des conditions de test proches : H0, garde d'azote, vide à 10⁻⁶ mbar et sans courant.

Les raisons de l'échec de la première version de l'insert viennent d'une sous-estimation des résistances de contact sur l'ensemble des contacts isolant électriquement de l'insert et non d'une erreur de calcul dans les pertes thermiques ou dans le design des pièces.

En effet, initialement il avait été considéré que les résistances de contacts ne joueraient qu'à la marge sur le gradient de température généré par le contact par rapport à la faible conductivité thermique du Kapton. Or cela s'est révélé inexact, les résistances de contact jouent en réalité un rôle prépondérant dans le refroidissement par conduction. Ainsi pour un contact vis en époxy/Kapton cela revient à réduire la surface de contact d'un facteur 5 ou pour un contact vis en acier inoxydable/Kapton d'un facteur entre 2 et 3. De plus, d'un point de vue pratique, ces contacts se sont révélés trop fragiles à l'usage pour un insert froid qui par essence, est amené à être cyclé thermiquement avec de nombreux démontages. Très clairement, si un contact thermique est critique pour le refroidissement d'un système en conduction solide, alors il est nécessaire de le qualifier avant d'être utilisé.

Pour remplacer ces contacts thermiques, nous avons développé une nouvelle solution basée sur le nitrure d'aluminium qui présente des qualités thermiques intrinsèques bien supérieures à celles du Kapton. L'utilisation de l'AlN, couplé avec une brasure forte Cu-Ag, a permis d'augmenter d'un facteur 30 la conductivité thermique du contact par rapport à la version avec Kapton. Ces contacts ont été mis en œuvre avec succès dans la deuxième version de l'insert froid et ils expliquent en (très) grande partie son succès.

In fine, nous avons conçu une amenée de courant utilisant deux types de céramiques aux caractéristiques exceptionnelles pour cette famille de matériau, chacune étant le pendant de l'autre. On a ainsi une céramique supraconductrice qui joue le rôle d'isolant thermique et une céramique conductrice thermiquement mais isolante électriquement. Ce design d'amenée de courant a été repris par SigmaPhi pour le développement de ces aimants supraconducteurs en conduction solide.

S'il est possible, au vue des performances des nouveaux contacts thermiques, de grappiller encore quelques dizaines d'ampères (voir un peu plus en changeant le matériau de l'amenée de courant) il n'est pas possible d'aller beaucoup plus loin que 600 A car nous sommes rapidement limités par la puissance froide disponible sur le 1^{er} étage du cryogénérateur. Ainsi sans amélioration des performances des cryogénérateurs (ou du nombre de cryogénérateur), on est au maximum de ce qu'il est possible de faire pour une station de mesure de courant critique refroidie par conduction.

La principale voie d'amélioration de l'insert froid est essentiellement dans les résistances de contact du 2^{ème} étage (connexion au pot et au niveau des pads) où il est probablement possible d'arriver à 4 K sur le mandrin (il est difficile d'être plus précis sans caractérisation du contact AlN à 3,4 K).

Si ces contacts thermiques sont performants, ils sont néanmoins plus difficiles à mettre en œuvre (brasage au four sous vide à 800°C) et sont donc réservés pour les contacts thermiques (isolant électriquement) critique du système soumis à un flux thermique (très) important.

Pour finir et bien que cela ne soit réellement nécessaire dans le cadre de l'insert froid (sauf peut-être pour le pot), il est possible d'améliorer les caractéristiques des contacts thermiques AlN.

Une première amélioration serait d'éviter la fracturation de la céramique. Celle-ci induit une tension de claquage assez faible par rapport à ce que l'on aurait si la céramique était continue ce qui peut poser problème pour la réalisation d'aimant nécessitant des tensions de décharge importante. Pour éviter de fracturer la céramique, il faudrait donc trouver une brasure tendre qui résiste à froid aux contraintes liées à la dilatation thermique (en restant ductile notamment).

Une autre solution, proposée par PMB, est de réaliser la soudure par frittage de nanopoudre d'argent [84]. Cette technique, provenant aussi de l'électronique de puissance, permet un brasage tendre, vers les 200-300°C, tout en ayant une soudure à l'argent qui est classiquement résistante à froid. Néanmoins ce procédé n'en est encore qu'au stade du développement dans le domaine de l'électronique de puissance et les joints de soudure n'ont pas encore atteint la résistance mécanique d'une "vraie" soudure à l'argent. Il n'est donc pas acquis que cette solution soit pertinente dans notre cas.

Une deuxième amélioration serait d'utiliser une céramique de haute pureté. Sa conductivité thermique intrinsèque serait plus importante à 70 K et encore plus à 4 K. On peut aussi améliorer la conductivité thermique de la brasure en changeant de méthode : soudure à l'argent pure (comme la nanopoudre d'argent), soudage par diffusion atomique (comme pour les feuillards) directe entre le dépôt de cuivre et les pièces ou alors, en joignant directement les pièces à la céramique sans passer par le dépôt intermédiaire en cuivre.

Chapitre N°3 : Caractérisation des
propriétés physiques des conducteurs
R & W MgB_2

III.1 Introduction

La conception d'un aimant supraconducteur nécessite de connaître les propriétés physiques des matériaux mis en œuvre et notamment celles du conducteur, véritable pierre angulaire de tout système supraconducteur. En effet, le design d'un aimant supraconducteur, Chapitre IV et Chapitre V requiert de connaître un grand nombre de propriétés physiques: surface critique, conductivité électrique et thermique, capacité massique, dilatation thermique ou encore les propriétés mécaniques. Il est nécessaire de réaliser ces caractérisations pour le conducteur entier c'est-à-dire le conducteur en tant que tel mais aussi son isolation qui joue un grand rôle dans la conception d'un aimant supraconducteur.

Les conducteurs MgB_2 ont comme particularité d'avoir une matrice non conventionnelle, nickel, fer, monel, titane; matériaux inhabituels pour les conducteurs supraconducteurs. La matrice est généralement en cuivre pour les BT_c ou en argent voire en Hastelloy pour les HT_c .

De plus, la littérature disponible sur ces conducteurs MgB_2 est faible, notamment en ce qui concerne les propriétés autres que le courant critique. Ceci est particulièrement vrai pour les conducteurs dits industriels. La plupart des publications traitent de l'amélioration du courant critique via de nouvelles méthodes de fabrication en cours de développement dans de nombreux laboratoires. Ce manque d'information rend difficile l'estimation des propriétés physiques des conducteurs et ce d'autant plus que le processus de fabrication, notamment les différents traitements thermiques, a une grande influence sur les propriétés des conducteurs.

Ce chapitre traite donc de l'ensemble des caractérisations, supraconductrices mais aussi conventionnelles, menées pendant la thèse sur les conducteurs MgB_2 R & W de Columbus. Le chapitre est divisé en deux grandes parties. La première traite des mesures de courant critique et de leurs dispositifs de mesures. La deuxième présente les mesures des propriétés physiques conventionnelles. L'objectif est de rassembler l'ensemble des données nécessaires au design des maquettes et aux études de protection.

III.2 Conducteurs caractérisés

Les conducteurs MgB_2 R & W de la société Columbus ont la particularité d'avoir une matrice en nickel pur. En général, le nickel n'est jamais utilisé sous sa forme pure mais sous forme d'alliages: Inconel, Hastelloy, Mu-métal, etc. Il peut également être employé comme élément d'addition: acier inoxydable. De plus, le nickel pur étant ferromagnétique, il est peu utilisé dans le domaine des aimants supraconducteurs et de la cryogène de manière générale. Aussi, ses propriétés sont peu connues aux températures cryogéniques et doivent être mesurées.

Les développements sur le fil étant encore en cours, nous avons été amenés pendant la thèse à utiliser plusieurs types de conducteurs. Chaque conducteur utilisé au cours de ce travail n'a bien sûr pas fait l'objet d'une caractérisation complète. Ainsi, en novembre 2012, Columbus a changé l'architecture de son conducteur pour "aimant" ce qui a eu pour conséquence l'abandon des conducteurs utilisés jusqu'à cette date (le ST2009). L'ensemble des développements effectués après 2012 portent uniquement sur cette nouvelle architecture (mais plusieurs longueurs ont été utilisées).

Cette nouvelle architecture (de type MFT278 et V67) est, en effet, plus adaptée à la réalisation d'aimants supraconducteurs. Sa densité de courant critique est comparable voire supérieure à l'ancienne génération tout en ayant un cuivre de stabilisation de meilleur qualité, le RRR passant de 40 à 200.

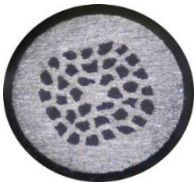
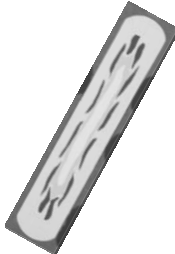
							
Référence	NROND	MFT162	ST2009	MFT278	V67	V1578	V1824
Application	Ligne de transport	Aimant	Aimant	Aimant	Aimant	Aimant	Aimant
Dimensions	ø1,13 mm	3*0,5 mm ²	3,6*0,65 mm ²	3*0,7 mm ²	3*0,7 mm ²	3*0,7 mm ²	3*0,7 mm ²
Nombre de filaments	36	19	12	19	19	19	19
Proportion MgB ₂	20 %	20 %	12 %	14,3%	14,3%	14,3%	14,3%
Pureté du bore	Inconnue	Inconnue	Inconnue	Inconnue	95 %	95 %	99 %
Matrice	Monel	Nickel	Nickel	Nickel RRR5	Nickel RRR5	Nickel RRR5	Nickel RRR5
Barrière de diffusion	Aucune	Aucune	Fer (10 %)	Aucune	Aucune	Aucune	Aucune
Stabilisant	Aucun	Aucun	Cuivre interne RRR40	Cuivre externe RRR200	Cuivre externe RRR200	Cuivre externe RRR200	Cuivre externe RRR200
Proportion stabilisant	0 %	0 %	15 %	28,5 %	28,5 %	28,5 %	28,5 %
Déformation critique	0,40 %	Inconnue	0,60 %	Inconnue	Inconnue	Inconnue	Inconnue
Courant Critique par Columbus	30 K 0 T : 250 A 16 K 1,8 T : 180 A	30 K 0 T : > 500 A 16 K 1,8 T : 432 A	30 K 0 T : 350 A 16 K 1,8 T : 200 A	30 K 0 T : 300 A 16 K 1,8 T : 430 A	Inconnue	Inconnu	16 K 1,8 T : 333 A 10 K 1,8 T : 485 A
Isolation	na	na	na	Dacron (0,07 mm)	Dacron (0,07 mm)	Dacron (0,07 mm)	Dacron (0,07 mm)
Longueur livrée	3*1 m	20 m	300 m	20 m	200 m	500 m	2 km
Utilisation pendant la thèse	Courant critique en champ propre	Courant critique en champ propre	Courant critique en champ propre	1. Courant critique en champ propre 2. Bobinage préparatoire saut de couche "S"	1. Courant critique sous champ 2. Conductivité thermique 3. Dilatation thermique 4. Mécanique	1. Courant critique sous champ 2. Deux doubles-galettes.	Prévue mais non réalisée : Courant critique sous champ Solénoïde 1 T

Tableau III-1 : Synthèse des caractéristiques des différents conducteurs utilisés pendant la thèse et de leur application.

Ce changement positif, nous a obligés à mener une large campagne de caractérisations sur ce nouveau conducteur, la littérature disponible étant encore plus limitée que pour la génération précédente. Pour faciliter la compréhension de ce chapitre, le Tableau III-1 synthétise l'ensemble des conducteurs utilisés au cours de la thèse ainsi que les données constructeurs à notre disposition. L'utilisation de chaque longueur de conducteur est aussi indiquée.

III.3 Mesures de la surface critique des conducteurs R & W MgB₂

Pour un matériau supraconducteur, la surface critique est la première des caractéristiques que l'on souhaite mesurer. On peut la définir comme étant le courant maximum, dit critique, pour lequel le conducteur passe de l'état supraconducteur à l'état résistif en fonction du champ magnétique et de la température, cf. Figure III-1.

En effet, la surface critique conditionne le design d'un aimant supraconducteur. D'un point de vue magnétique, elle permet de calculer le courant maximum utilisable à une température et à un champ donné à partir des marges de fonctionnement § IV.2.3 que l'on s'impose au moment du design. Il est à noter que chaque matériau supraconducteur a sa propre densité de courant critique et sa propre dépendance en fonction de la température et du champ magnétique.

Bien que la mesure de la surface critique ne s'intéresse qu'à la détermination du courant critique en fonction de la température et du champ magnétique, il s'avère que d'autres paramètres peuvent impacter le courant critique. Nous allons maintenant détailler ces contraintes.

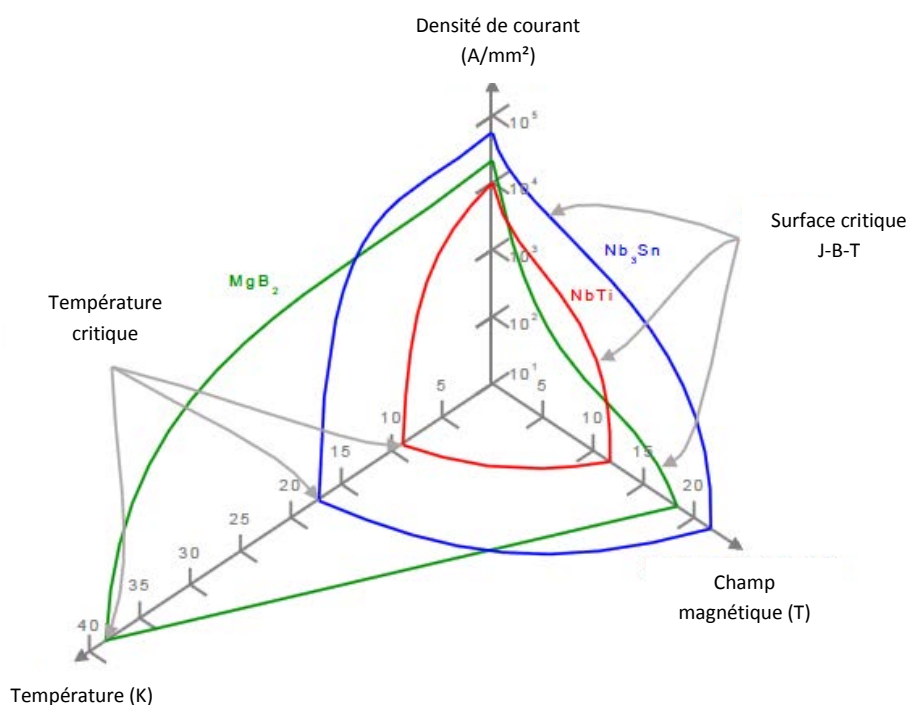


Figure III-1 : Surface critique du NbTi, Nb₃Sn et du MgB₂ (câble de la sociétés Columbus [4]) issues de [85] et [86]

III.3.1 Contraintes expérimentales sur la détermination du courant critique

Avant de démarrer la conception du mandrin, nous avons analysé la manière dont les mesures de courants critiques sont habituellement réalisées. De cette analyse détaillée découle les conditions expérimentales nécessaires à l'obtention d'une mesure de courant critique de bonne qualité.

Les résultats de cette analyse devront être transposés à l'insert froid tout en prenant en compte ses spécificités. Ces conditions expérimentales sont répertoriées dans différentes normes [50, 51] .

Bien qu'il existe une norme pour chaque matériau, ou plutôt pour un type de conducteur, les conditions expérimentales nécessaires aux mesures de courant critique pour chaque matériau sont de fait très proches les unes des autres. Aussi une même station d'essais permet de mesurer le courant critique d'une large gamme de conducteurs et de matériaux.

De fait, seule la gamme de température et celle du champ magnétique varient réellement suivant le matériau et l'application envisagée. La plus intéressante de ces normes, est celle relative au Nb₃Sn en raison des similitudes existantes entre le MgB₂ et le Nb₃Sn à savoir une température critique proche d'un point de vue thermique, une résistivité électrique relativement importante et surtout leur sensibilité respective à la déformation [51]. De plus la méthode de mesure décrite dans [51] utilise un dispositif expérimental proche de que l'on souhaite utiliser pour nos mesures, à savoir un mandrin circulaire.

III.3.1.1 *Détermination du courant critique et de l'index*

Les mesures de courant critique consistent à mesurer la tension sur une longueur de conducteur tout en augmentant progressivement le courant, suivant une rampe, ou en faisant des paliers [50, 51], ceci jusqu'à l'apparition d'une tension sur la longueur mesurée. Le passage du conducteur de l'état supraconducteur à l'état résistif n'est pas clairement défini ce qui complique la détermination du courant critique.

Pour lever cette indétermination, il est nécessaire d'utiliser des critères de champ électrique et/ou de résistivité électrique [50, 51], cf. Figure III-2.

Avec :

- E_c le critère de champ électrique,
- ρ_c le critère de résistivité électrique,
- U_c la tension critique,
- U la tension,
- I_c le courant critique,
- I le courant,
- L la longueur de conducteur mesurée,
- et S la section du conducteur.

Les critères habituellement utilisés sont 10 $\mu\text{V/m}$ (ou de 100 $\mu\text{V/m}$, notamment pour les HT_c) pour celui du champ électrique, ou 10⁻¹⁴ (ou 10⁻¹³ Ωm) pour les critères de résistivité. Ces critères correspondent classiquement à la limite de stabilité d'un bobinage usuelle.

Habituellement, on utilise le critère de champ électrique à 10 $\mu\text{V/m}$ de par sa simplicité (il ne dépend que de la longueur mesurée). Pour les HT_c, notamment quand la transition est lente, ces limites sont repoussées et on privilégie dans ce cas le critère de 100 $\mu\text{V/m}$ qui donnent des valeurs de courant critique plus élevées. En revanche si on veut comparer la densité de courant supraconductrice entre différents types de fils, notamment quand la section de supraconducteur diffère, il est préférable d'utiliser le critère de résistivité.

Dans tous les cas, quel que soit le critère retenu pour déterminer le courant critique, il est nécessaire de l'indiquer quand on présente des mesures de courant critique.

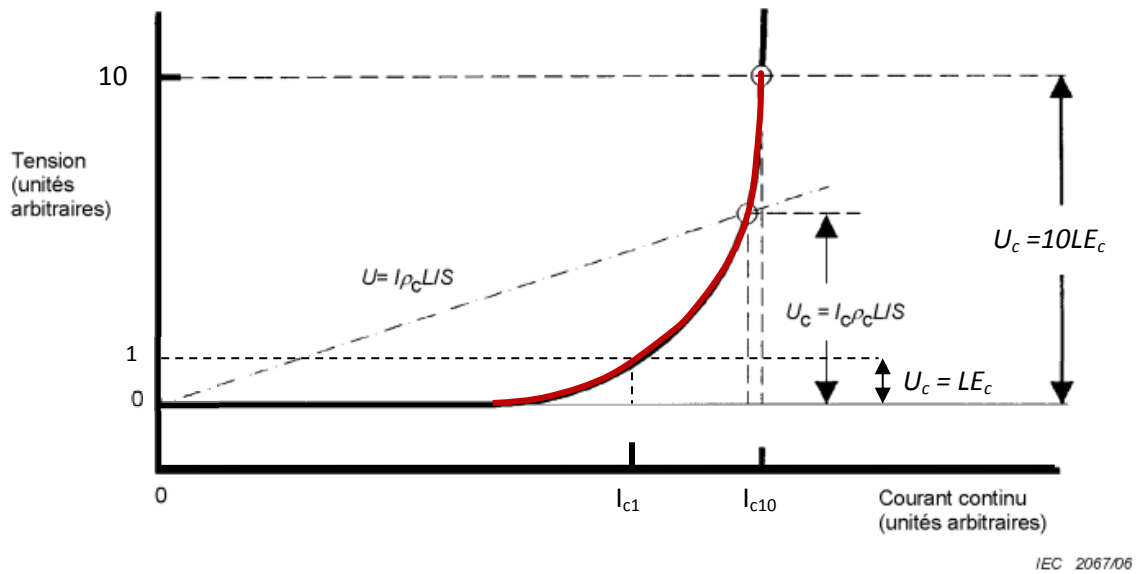


Figure III-2 : Détermination du courant critique par critère de champ électrique et/ou de résistivité, la partie rouge de la courbe représente la zone de transition.

En plus du courant critique, il est possible de quantifier la transition, cf. Figure III-2, par l'équation empirique (III-1) ce qui permet de déterminer un coefficient n , appelé index.

L'index permet de quantifier la qualité du conducteur. Plus l'index est grand et plus la transition sera rapide ce qui tend à montrer que les différents filaments ont un courant critique homogène. De même, plus l'index est grand et plus il est possible de travailler proche du courant critique sans dissipation thermique.

Ainsi, on considère qu'un conducteur est de bonne qualité quand son index est supérieur à 30 au point de fonctionnement envisagé. L'index n'est pas fixe et il dépend du champ magnétique et de la température. A noter que l'index tend à diminuer lorsque l'on se rapproche des valeurs de champ et de température critique. Usuellement, l'index est calculé pour des valeurs de champ électrique entre 10 $\mu\text{V/m}$ et 100 $\mu\text{V/m}$ [50, 51].

$$U = U_c \left(\frac{I}{I_c} \right)^n \quad (\text{III-1})$$

Les normes précisent que ce calcul est facultatif car un grand nombre de paramètres peuvent influencer sa valeur ce qui peut entraîner une dispersion importante des valeurs calculées. Néanmoins, l'index apportant une information intéressante sur la qualité des conducteurs testés, on souhaite donc le mesurer. De plus, cette information est importante dans le cas des aimants persistants et en premier lieu pour les IRM [20]. En effet, un mauvais index peut empêcher de travailler avec un courant persistant. A cela s'ajoute le fait que, dans le cadre du développement d'un nouveau conducteur, une variation de l'index permet de juger de la qualité du bobinage même si le courant critique n'est pas dégradé.

III.3.1.2 Influence des conditions expérimentales sur la mesure de courant critique et de l'index

D'un point de vue expérimental, les normes précisent que les effets ci-dessous peuvent avoir un effet sur la valeur du courant critique et de l'index :

- Le bruit sur la mesure de tension de l'échantillon,
- L'ondulation du courant circulant dans l'échantillon,
- Le type (et la qualité) de refroidissement de l'échantillon,
- L'homogénéité de la température dans l'échantillon,
- Le champ propre de l'échantillon
- L'homogénéité et stabilité du champ magnétique extérieur.

On voit donc que globalement toute source d'inhomogénéité ou d'instabilité sur la température et/ou le champ magnétique sur la longueur de conducteur mesurée est une source d'erreur. Ceci s'explique tout naturellement par la grande dépendance du courant critique par rapport à la température et au champ magnétique. De même, l'index étant une mesure de l'homogénéité du conducteur, il est normal qu'il soit fortement impacté par des inhomogénéités.

De plus, comme le courant critique diminue avec le champ magnétique, il est donc nécessaire que ce dernier soit maximal et homogène (assuré par la géométrie de l'aimant) sur la longueur de mesure du conducteur. Il faut alors positionner avec précaution le mandrin et l'échantillon par rapport à l'aimant de champ de fond.

Du point de vue de la température, les normes imposent une mesure en bain d'hélium atmosphérique qui garantit une température homogène et stable sur l'échantillon. La température de ce dernier et celle du mandrin ne sont général pas mesurées directement mais supposées identiques avec la température du bain d'hélium liquide. Cette température est contrôlée soit par une sonde de température, soit par une mesure de la pression.

La principale source d'erreur liée à la température est essentiellement créée par les amenées de courant et/ou par la jonction entre le conducteur et le mandrin qui peuvent générer un effet joule trop important. Dans le cas d'un refroidissement par hélium gaz, la température de l'échantillon ne peut plus être considérée comme homogène. Ainsi par exemple pour Cétacé, l'homogénéité est donnée à $\pm 0,5$ K, la petite taille du mandrin ne permettant pas de l'instrumenter aisément.

En plus de ces considérations sur la température et le champ magnétique, il est nécessaire de prendre en compte les forces de Laplace qui peuvent impacter le courant critique de différentes façons:

- Si le courant critique est sensible au niveau de la déformation (ce qui n'est pas le cas du MgB_2). Néanmoins il est possible que la déformation influence la valeur de l'index avant d'avoir un effet significatif sur le courant critique en cas de rupture partiel de filaments,
- En déplaçant le conducteur sous champ qui déclenche ainsi une transition résistive prématurée. Il est donc nécessaire de bloquer le conducteur sur le mandrin pendant la mesure. Pour cette raison, on choisit habituellement le sens du courant de sorte que les forces plaquent le fil sur son mandrin.
- Les conditions expérimentales nécessaires à réunir pour effectuer de bonnes mesures de courant critique et de l'index peuvent être résumées comme suit:
 - Supprimer toutes sources d'inhomogénéités et d'instabilités,
 - Bloquer le conducteur sur le mandrin,
 - Supprimer toutes sources de chaleurs notamment celle par effet joule.

III.3.1.3 Position des prises de potentiel et tensions parasites

Les critères utilisés permettent de déterminer la sensibilité nécessaire pour les mesures de tension. Habituellement, on mesure la tension de l'échantillon sur une longueur de 100 et 200 mm afin de s'assurer que la transition n'est pas lieu au niveau des amenées de courant, mais bien au centre de l'échantillon. Ces longueurs imposent d'être capable de mesurer des tensions, pour un critère à 10 $\mu\text{V}/\text{m}$, de 1 et 2 μV ou 10 fois plus pour un critère de 100 $\mu\text{V}/\text{m}$. Pour pouvoir mesurer des tensions aussi faibles, on utilise des nanovoltmètres en veillant à s'immuniser des sources de bruits externes.

La tension parasite la plus courante est liée au transfert du courant de la matrice aux filaments supraconducteurs. En effet, le courant ne rentre pas directement dans les filaments supraconducteurs mais les atteint sur une certaine distance appelée la longueur de transfert. Cette distance génère une tension pouvant parasiter la mesure de courant critique si les prises de potentiels sont soudées trop proche des amenées de courant.

Cette longueur de transfert est propre à chaque conducteur car dépendante d'un grand nombre de paramètres: épaisseur de la matrice, distribution des filaments dans la matrice, résistivité électrique de la matrice et de la soudure, géométrie de la jonction et du conducteur et de l'index. En première approximation, on peut utiliser la formule (III-2) [87] qui considère un fils rond avec une distribution homogène des filaments.

$$l = r \frac{n^{1/2}}{n+2} \left(\frac{\rho_{\perp} \eta}{\rho_0} \right)^{1/2} \quad (\text{III-2})$$

Avec :

- r le rayon du conducteur,
- $\rho_{\perp}$ la résistivité transverse considérée comme identique à celle du matériau de la matrice,
- ρ_0/η le critère de résistivité,
- Et l la longueur de transfert.

Ainsi en prenant une résistivité de 16 n Ω (nickel de RRR5) un index de 30, un critère de résistivité de 10⁻¹⁴ $\Omega \cdot \text{m}$ et en considérant le conducteur comme rond (conservation de la section), on obtient une longueur de transfert de 175 mm pour le ST2009 et 150 mm pour un conducteur de type MFT ou V67. Cette valeur est sensiblement plus élevée que celles conseillées par les normes pour le NbTi [50] et le Nb3Sn [51] (voie bronze) respectivement 50 et 100 mm.

Une autre source récurrente de tension parasite est celle liée à l'inductance de l'échantillon, d'autant plus importante que la rampe de montée du courant est elle aussi importante. Pour s'en affranchir, il faut co-bobiner les fils de potentiels avec l'échantillon (et les torsader entre eux).

Enfin, des tensions parasites de différentes natures peuvent apparaître, de manière continue ou sporadique, dans l'échantillon:

- Par un déplacement induit par les forces de Laplace,
- Un champ magnétique externe variable,
- Un effet thermocouple le long des fils de mesures (notamment sur les connecteurs).

Bien sûr, il est nécessaire dans la mesure du possible de limiter l'apparition de ces tensions parasites, notamment en thermalisant correctement les fils d'instrumentations et en bloquant le conducteur sur le mandrin.

III.3.1.4 *Cahier des charges du mandrin de mesure du courant critique*

Pour établir le cahier des charges du nouveau mandrin, qui pour rappel à un diamètre de 300 mm § II.2.5, il est intéressant d'analyser l'impact des spécificités de la nouvelle station d'essais sur les conditions expérimentales:

1. Le refroidissement par conduction solide de l'insert froid oblige désormais à refroidir l'échantillon par le mandrin de test. Ce changement implique l'utilisation de matériaux qui soient bon conducteur thermiquement, typiquement du cuivre, pour permettre un refroidissement optimum de l'échantillon tant d'un point de vue homogénéité que pour réduire le temps de récupération après une transition. L'utilisation d'un mandrin conducteur implique nécessairement un courant de fuite qui devra être limité à 0,2 % du courant du critique [50, 51].
2. Le conducteur étant désormais refroidi par conduction solide via le mandrin. Il faut donc pour le refroidir en continue, maintenir en permanence le contact entre le mandrin et le conducteur pendant toutes les phases du test. Néanmoins les conducteurs R & W étant sensibles à la déformation, il est nécessaire de maîtriser la force de contact appliquée sur le conducteur pour éviter de le dégrader.
3. L'utilisation de H0 comme aimant de champ de fond rend impossible d'imposer le départ de la transition résistive au centre de l'échantillon car il n'y a plus de zone de champ maximum en raison de la forte homogénéité du champ magnétique de H0 (hors effet du champ propre de l'échantillon). Il n'y a pas non plus de contrainte de positionnement par rapport à H0.
4. La température du mandrin étant homogène (ou voulue comme tel) seul le champ propre de l'échantillon permettra de localiser la transition entre les prises de potentiel ce qui pourra potentiellement poser problème lorsque le courant critique sera faible.
5. De la même manière que pour les essais en hélium liquide ou en gaz, la température du conducteur sera considérée comme identique à celle du mandrin. Comme nous le verrons cela est rendu possible car il n'y a que très peu de pertes thermiques à absorber, §III.3.2.2.1, la différence de thermique entre le conducteur et le mandrin est donc très faible.
6. Le grand diamètre du mandrin, i.e. 300 mm, permet de s'assurer une longueur minimale de test importante, 1 spire de conducteur étant équivalent à 1 m, ce qui présente de nombreux avantages. En premier lieu, la longueur de conducteur mesurée sera plus importante qu'habituellement ce qui simplifiera la mesure du courant critique au critère usuel de 10 $\mu\text{V/m}$. De plus, l'effet joule lié aux jonctions, longues de 30 cm, est aussi naturellement réduit ce qui diminuera le risque de transiter par ces dernières. Ensuite il n'y aura pas de tensions parasites liées à la longueur de transfert du courant car la longueur des jonctions lui est supérieure, resp. 30 cm et 15 (ou 17,5) cm.

Le mandrin de test doit donc avoir les caractéristiques suivantes:

- Refroidir le conducteur et assurer une température homogène de ce dernier,
- Bloquer le conducteur pendant la mise en froid et les mesures,
- Amener le courant au conducteur avec un effet joule limité,
- Permettre le bobinage de plusieurs spires de conducteur.

Si l'étude ci-dessus a permis de déterminer les conditions expérimentales que doit réunir le mandrin de mesure, elle ne prend pas en compte les contraintes liées au bobinage de l'échantillon et à l'intégration du mandrin dans l'insert froid.

En raison de la sensibilité à la déformation des conducteurs MgB_2 R & W, il est préférable de définir un mandrin polyvalent adapté à toutes les étapes d'un test de courant critique c'est-à-dire du bobinage aux mesures. Le nombre de manipulation est ainsi réduit au minimum ce qui limite les risques de dégradation du conducteur. Le mandrin de test doit donc avoir les caractéristiques supplémentaires suivantes:

- Permettre le bridage et le brasage du conducteur,
- S'intégrer à l'insert froid: connexion aux bus thermoélectriques de l'insert froid et aux tirants de support,
- Permettre l'instrumentation: sondes de températures, fils de tension et d'éventuelles chaufferettes pour localiser la transition si nécessaire.

III.3.2 Design du mandrin pour mesure de courant critique

Si la plupart des caractéristiques ci-dessus sont "juste" des questions de CAO et ne présentent pas de difficultés particulières sur un mandrin de 300 mm de diamètre, en revanche ce n'est pas le cas du blocage du conducteur. Pour bloquer le conducteur, il y a principalement deux solutions:

- Par blocage externe: colle époxy, graisse à vide silicone (qui se solidifie à froid), brasage/soudure, plaquage par force de Laplace,
- Par frettage: dû à la somme de la tension de bobinage et de la dilatation différentielle en utilisant un matériau ayant une dilatation thermique plus faible que celle du conducteur, voir Figure III-3.

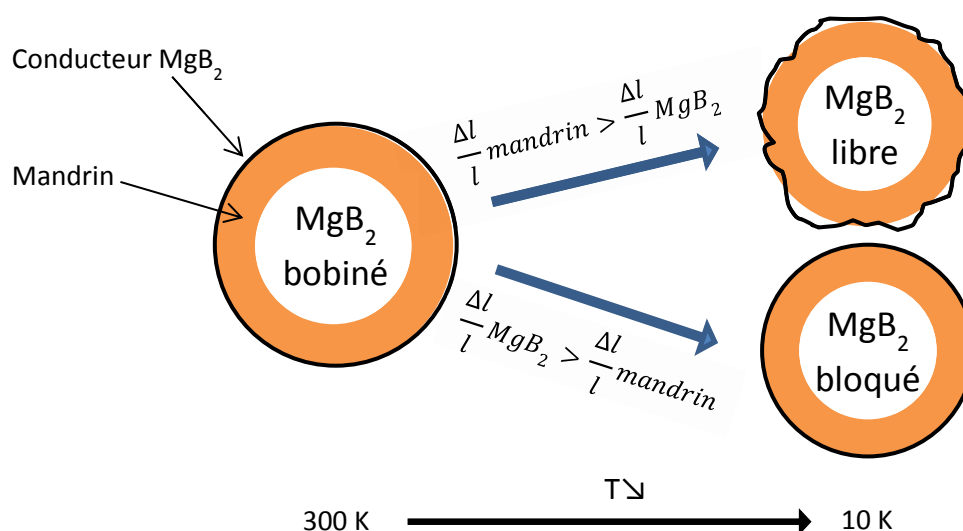


Figure III-3 : Schéma de principe du blocage par dilatation différentielle du conducteur sur le mandrin

Si la première solution permet de bloquer solidement [50, 51] le conducteur sur le mandrin et permet un bon contact thermique avec celui-ci, elle a le désavantage d'amplifier la dilatation thermique en bloquant le conducteur suivant toutes les directions.

La sensibilité à la déformation des conducteurs MgB_2 est encore mal comprise notamment dans le cas des déformations multiaxiales et aucune étude sur ce type de sollicitation n'a été trouvée § 1.2.

Nous avons donc préféré utiliser la deuxième solution qui utilise la dilation thermique et permet un blocage du fil en exerçant uniquement une contrainte unidirectionnelle longitudinale (azimutale du point de vue du mandrin) Cette solution est utilisée depuis de nombreuses années pour le test des conducteurs BT_c ou HT_c en hélium liquide ou gaz, notamment pour le Nb_3Sn avec le développement des mandrins de test dit *ITER Barrel* [88, 89]

A noter que nous nous préoccupons du maintien du contact thermique entre le conducteur et le mandrin uniquement pendant la mise en froid. En effet, si le contact est présent à froid alors il demeurera aussi sous champ car le sens du courant dans l'échantillon est choisi de sorte que les forces de Laplace plaquent le conducteur contre le mandrin.

III.3.2.1 *Mandrin pour hélium liquide ou gaz*

Ces mandrins, cf. Figure III-4, sont principalement composés de deux éléments:

- D'un tube en alliage de titane, le Ti6Al4V, qui sert de mandrin de bobinage,
- De deux bagues en cuivre OFHC visser de part et d'autre du mandrin où est bridé puis soudé le conducteur.

Ce mandrin est ensuite installé sur un porte échantillon et connecté aux amenés de courant de part et d'autre du mandrin, l'une des amenées de courant passant à l'intérieur du mandrin. Le choix d'utiliser un mandrin en Ti6Al4V est lié à sa dilatation thermique, 1,7 mm/m [63], qui est plus faible que la dilatation thermique des matériaux habituellement utilisés comme matrice pour les supraconducteurs, à savoir le cuivre 3,2 mm/m [63] ($NbTi$ et Nb_3Sn), l'argent 4,2 mm/m [63] ($BiSCOO$) et l'hastelloy 2,9 mm/m [90] ($YBaCuO$). Cela permet donc pendant la mise en froid de bloquer le conducteur sur le mandrin. Dans le cas où cette précontrainte n'est pas suffisante alors on peut jouer sur la tension de bobinage qui permet aussi d'augmenter le blocage du conducteur sur le mandrin.

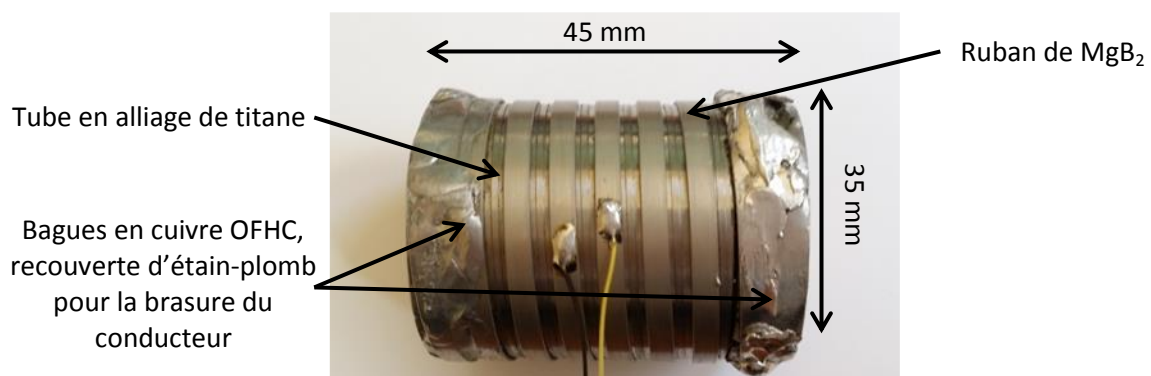


Figure III-4 : Mandrin de test classique refroidi par hélium liquide/gaz ayant servi à tester le conducteur MFT 162 pour la première fois dans le service sur la station Cétacé §II.1.1.

L'usage de cuivre OFHC pour les bagues de jonctions permet en premier lieu de réduire l'effet joule lié aux jonctions, mais permet aussi une large gamme de brasure tendre. Pour éviter de plastifier inutilement les bagues en cuivre (non réutilisables et diminution du RRR) lors de la mise en froid, ces dernières sont fendues ce qui leur permet de se dilater librement.

III.3.2.2 *Mandrin pour conducteur MgB_2 R & W refroidi par conduction solide*

L'utilisation du nickel comme matrice pour les conducteurs MgB_2 ne change pas fondamentalement le principe de blocage du conducteur car la dilatation du nickel, 2,35 mm/m [63],

bien que plus faible que celle des matrices usuelles reste supérieure à celle du Ti6Al4V ; le conducteur se frottera donc sur le mandrin lors de la mise en froid.

Ce constat permet donc de reprendre la même architecture des mandrins pour hélium liquide pour notre mandrin en conduction en l’adaptant à notre environnement. Notre mandrin sera donc composé d’un anneau central en Ti6Al4V et de deux plaques de cuivre OFHC de part et d’autre de l’anneau. La cohésion de l’ensemble est assurée par des tirants.

Cette solution suppose que le frottement entre l’anneau et les plaques ne soit pas suffisant pour entrainer un grippage du mandrin lors de la mise en froid sinon le freinage ne sera pas effectif (ou plus faible que prévue).

Il est aussi nécessaire que le jeu au niveau des trous de passage des tirants dans l’anneau soit suffisamment important pour qu’ils ne bloquent pas la dilatation de l’anneau. Le blocage ainsi appliqué sur le conducteur sera néanmoins plus faible qu’habituellement. Il sera réduit de 60 % par rapport à une matrice en cuivre, ce qui est plutôt un avantage dans notre cas. Cela permettra de limiter la déformation subie par le conducteur à son strict minimum. Si nécessaire, il est toujours possible d’augmenter le blocage en augmentant la tension de bobinage.

III.3.2.2.1 Design de l’anneau central

Comme préciser précédemment, le mode de refroidissement par conduction, choisi pour la station d’essais nécessite de refroidir le conducteur par le mandrin. Néanmoins, le Ti6Al4V est connu pour avoir une des plus faibles conductivités thermiques parmi les métaux [63].

Cependant comme le montre le Tableau III-2, l’utilisation d’un anneau en Ti6Al4V n’est pas rédhibitoire dans le cas d’un refroidissement normal (cas n°1). Mais, si nous considérerons des cas fonctionnement (très) dégradés engendrant des apports thermiques importants par conduction (cas n°2 et 3) le titane peut devenir gênant.

	Cas n°1	Cas n°2	Cas n°3
Hypothèse de calcul	Refroidissement symétrique	Refroidissement non symétrique	Conduction par l’extérieur
Rayon intérieur (mm)	130		
Rayon extérieur (mm)	150		
Epaisseur (mm)	20		
Matériau	Ti6Al4V		
Rayonnement (K)	80		
Conduction (W)	0	0,1	0,1
Gradient de température (mK)	3	280	510

Tableau III-2 : Analyse du gradient thermique apparaissant dans un anneau en Ti6Al4V suivant le type d’apport thermique. Le cas n°1 est le cas de fonctionnement normal de l’insert froid. Le cas n°2 considère le cas d’un refroidissement dégradé (i.e. non symétrique) pour le mandrin. Le cas n° 3 considère un apport par conduction sur la circonférence de l’anneau (i.e. une mauvaise thermalisation des fils de mesure).

Le mandrin ayant été désigné avant l’assemblage de la première version de l’insert, nous n’avions pas pleinement conscience des problématiques du refroidissement par conduction et notamment de celles liées aux résistances de contact (ce qui explique pourquoi elles ne sont pas prises en compte dans le tableau). Néanmoins, il a quand même été considéré qu’il était trop risqué de refroidir le conducteur par un matériau à basse conductivité thermique. En effet, si pour une raison ou une

autre, l'anneau n'est pas homogène en température, alors le conducteur ne le sera pas non plus. Dans ce cas il ne sera pas possible d'effectuer des mesures de courant critique dans de bonnes conditions (à la différence des amenées de courant de l'insert froid où c'était fortement pénalisant mais acceptable temporairement).

Il est à noter, qu'a posteriori, ce choix a probablement été salvateur, car, comme nous l'avons vu avec le problème de contact thermique sur la deuxième version de l'insert froid, il est tout à fait possible d'avoir un refroidissement non symétrique. Il est donc probable que nous n'aurions pas réussi à réaliser des mesures de courant critique avec un anneau en Ti6Al4V.

L'utilisation d'un mandrin ayant une meilleure conductivité thermique présente aussi l'avantage de réduire le temps de récupération après une mesure de courant critique. Ceci est un plus appréciable au vu du nombre de mesures nécessaires à la caractérisation complète de la surface critique, entre 30 et 40 points au minimum par échantillon (sans doubler les points de mesures). De plus, en raison d'une plus grande diffusivité, un mandrin à haute conductivité thermique permet d'assurer une meilleure protection en agissant comme un shunt thermique lors de la transition du conducteur.

L'idéal est donc de combiner un matériau à haute conductivité thermique, par exemple du cuivre OFHC, avec la dilatation thermique du Ti6Al4V. Nous avons donc repris l'idée de la bague fendue en cuivre des mandrins hélium pour concevoir un mandrin présentant les deux caractéristiques. L'anneau central est composé d'un anneau en Ti6Al4V, un dodécagone, sur lequel sont vissés douze secteurs angulaires en cuivre. Un jeu azimutal est présent entre chaque secteur angulaire ce qui permet à ces derniers de se dilater librement pendant la mise en froid imposant ainsi la dilatation du Ti6Al4V au conducteur, cf. Figure III-5.

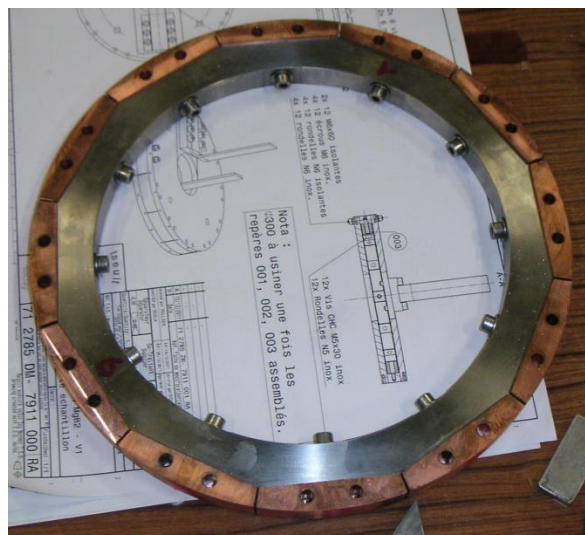


Figure III-5 : Vue des douze secteurs en cuivre vissés sur le dodécagone en Ti6Al4V formant l'anneau central de notre mandrin, on remarque dans chaque secteur en cuivre deux trous permettant le passage des tirants.

III.3.2.2.2 Courant de fuite et isolation électrique

L'utilisation d'un anneau central métallique rend le mandrin sensible à la problématique du courant de fuite et ce, d'autant, plus qu'il est bon conducteur. En effet, si l'anneau central n'est pas isolé électriquement d'au moins une des deux plaques, alors un courant, dit de fuite, apparaîtra en parallèle du conducteur lorsque celui-ci transitera, cf. Figure III-6a.

Ce courant doit être limité à 0,2 % d' I_c pour ne pas impacter les mesures de courant critique. Comme on peut le voir sur la Figure III-4, avec un anneau central en Ti6Al4V, cas n°1 et 2 du Tableau III-3, il n'est pas nécessaire d'isoler le mandrin. En revanche, ce n'est plus le cas, lorsque l'on utilise un anneau en cuivre, que ce soit avec ou sans résistance de contact, respectivement cas n°3 et 4 du Tableau III-3. Le courant de fuite dépasse très largement le critère de 0,2 %, obligeant à isoler électriquement l'anneau des plaques en cuivre, cf. Figure III-6b. De plus, pour éviter que les secteurs en cuivre court-circuitent localement le conducteur lors d'une transition, en agissant comme un shunt électrique local, une isolation masse doit être rajoutée sur l'anneau central, cf. Figure III-6c.

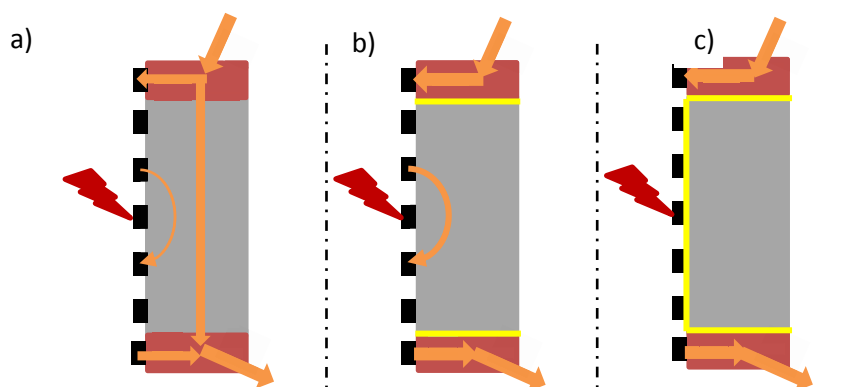


Figure III-6 : Répartition du courant dans le mandrin lors d'une transition résistive en fonction de l'isolation électrique, a) aucune isolation électrique, apparition d'un courant de fuite à travers le mandrin et autour de la zone transitée b) Bagues Cu isolées du mandrin mais présence d'un courant de fuite autour de la zone transitée c) Conducteur complètement isolé du mandrin, le courant reste dans ce dernier.

		Mandrin hélium	Mandrin en conduction solide		
		Cas n°1	Cas n°2	Cas n°3	Cas n°4
Mandrin	Rayon extérieur (mm)	15	150		
	Rayon intérieur (mm)	8,5	130		
	Epaisseur (mm)	30	20		
	Matériau	Ti6Al4V		Cuivre	
	Résistance de contact (% de la surface)	100 %			33 %
	Résistance à 4 K (Ohm)	9,2E-05	1,7E-06	3,6E-10	1,1E-09
Conducteur	Longueur de mesure (cm)	10	50		
	Section conducteur (mm²)	2,34			
	Critère de résistivité (Ohm. m)	1,0E-14			
	Résistance (Ohm)	4,3E-10	2,1E-09		
	Courant de fuite (% du courant)	0,0 %	0,1 %	86 %	67 %

Tableau III-3 : Analyse du courant de fuite en fonction du type de mandrin, du matériau et de la résistance de contact [63].

L'obligation d'avoir une isolation électrique réintroduit une problématique proche du mandrin uniquement en Ti6Al4V en risquant de générer un refroidissement non homogène du conducteur d'autant plus que le mandrin est désormais en plusieurs parties.

Néanmoins, et bien que la conductivité thermique du Kapton soit 10 fois plus faible que celle du Ti6Al4V, à 4 K, l'épaisseur d'isolation est, elle aussi, nettement inférieure à celle du mandrin, d'un

facteur 100. La différence de température ainsi générée par le contact est donc 10 fois inférieure à celle d'un mandrin en titane. Pour éviter tout défaut d'isolement, les tirants qui assurent la cohésion de l'ensemble du mandrin sont en époxy, cf. Figure III-7a et b.

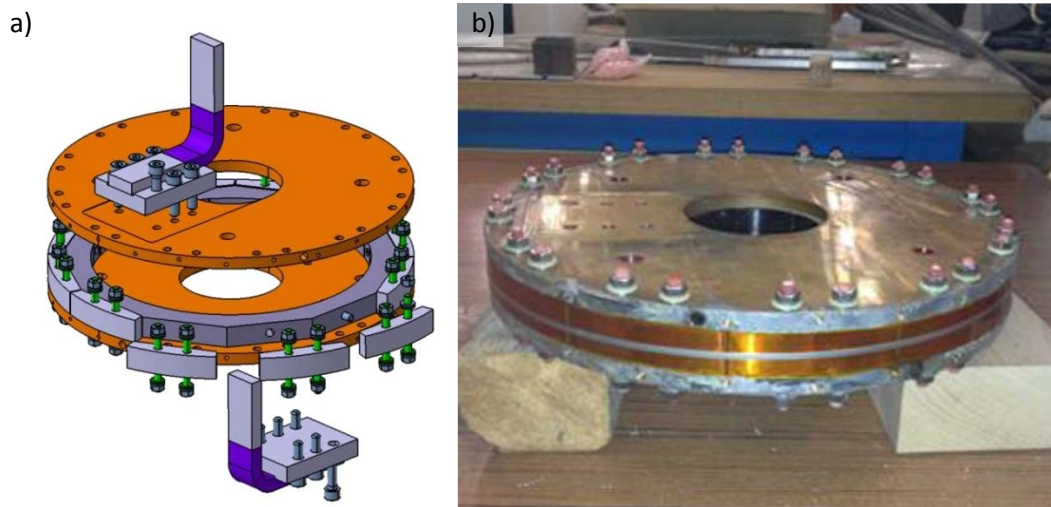


Figure III-7 : a) Vue CAO éclatée du mandrin b) Vue du mandrin assemblé et isolé, le conducteur du premier essai est bobiné dessus, il reste à l'instrumenter avant de pouvoir procéder au test.

III.3.2.2.3 Intégration du mandrin sur l'insert froid

Le poids du mandrin étant trop important, 21 Kg, pour pouvoir être repris directement par le cryogénérateur, des trous ont été aménagés dans les plaques pour permettre le passage des tirants de support de la station qui doivent au minimum être isolants entre les deux plaques. Le refroidissement du mandrin ayant lieu par les plaques en cuivre, il est important que la connexion aux bus thermoélectriques ait une faible résistance thermique. Le but est, d'une part, de ne pas freiner le refroidissement et d'autre part de limiter le gradient thermique statique avec le 2^{ème} étage, notamment à 4 K où la puissance froide est limitée. De même, ce contact doit avoir une faible résistance électrique puisqu'il sert aussi d'amenée de courant. Toute solution à base de graisses ou pâtes thermiques est donc exclue puisqu'elles sont isolantes électriquement.

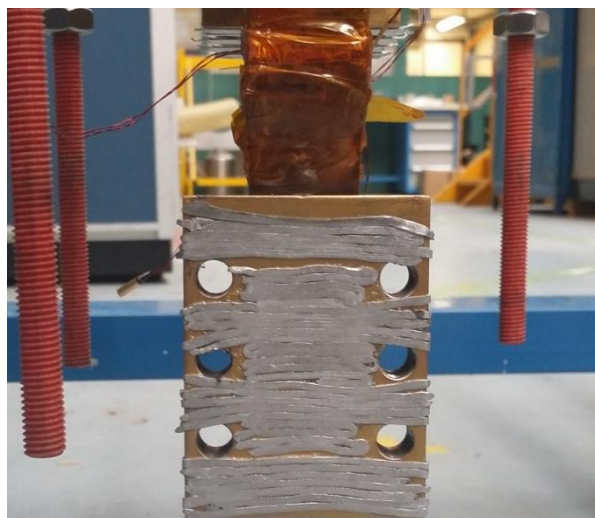


Figure III-8 : Vu du pad inférieur après démontage du mandrin, les fils d'indium ayant servi au contact sont restés collés au pad dont on peut voir la dorure. On remarque que les fils qui étaient ronds à l'origine, 1 mm de diamètre, ont été aplatis remplissant la quasi-totalité de la surface de contact.

Il est aussi nécessaire que ce contact soit réutilisable et ne se dégrade pas à chaque changement d'échantillon. La solution classique retenue est l'utilisation de fils d'indium purs qui sont pressés au niveau du contact et changés à chaque montage, cf. Figure III-8.

Le choix de l'indium est motivé par sa bonne conductivité thermique et électrique [63] combinée à une grande malléabilité ce qui permet de le presser aisément et ainsi combler les aspérités des surfaces de contact. Si cette solution est coûteuse, l'indium a un point de fusion bas, le rendant facile à recycler. En complément, une dorure est réalisée sur les surfaces de contact en cuivre pour les protéger de l'oxydation qui est isolant électriquement et mauvais conducteur thermiquement.

III.3.2.2.4 Prise en compte du bobinage

Un grand nombre de perçages ont été rajoutés dans les plaques en cuivre pour permettre le bridage du conducteur lors du bobinage de l'échantillon. Par la suite, ces perçages seront réutilisés pour installer des vis de butée en nylon permettant le centrage du mandrin par rapport à l'écran thermique. La masse du mandrin ainsi que l'utilisation massive de cuivre complique la brasure du conducteur sur les plaques.

En effet, la conductivité thermique recherchée à froid est aussi présente à température ambiante, ce qui oblige à chauffer l'ensemble du mandrin. Pour cela des perçages permettant l'insertion de cartouches chauffantes ont été rajoutés dans les plaques en cuivre. En contrepartie, il est nécessaire que l'ensemble des matériaux utilisés dans le mandrin soient compatibles avec la température de soudure du conducteur, 180°C, notamment pour l'isolation électrique.

III.3.3 Bobinage de l'échantillon (mesure en champ propre)

La dernière étape nécessaire à la réalisation des mesures de courant critique est le bobinage du conducteur sur le mandrin. Le but de ces tests n'est pas seulement de mesurer le courant critique mais aussi de se confronter pour la première fois au bobinage d'un conducteur MgB_2 R & W et ainsi se préparer au bobinage des maquettes. L'ensemble de ces tests ont été effectués avec la première version de l'insert froid et uniquement en champ propre, § II.4.

III.3.3.1 *De la nécessité de limiter les opérations (conducteur droit)*

Bien que le mandrin présenté ci-dessus ait été conçu et commandé dès le début de la thèse, il n'a été disponible qu'un mois après la mise en service de l'insert froid, soit mars 2012. Nous avons décidé de mettre à profit ce laps de temps pour tester un conducteur, NROND, qui n'aurait pas pu être testé sur notre mandrin. En effet, nous ne disposons que de longueur unitaire de 1 m ce qui est trop peu pour pouvoir le bobiner. De plus le rayon minimal de courbure, 140 mm, équivalent à 0,4 % de déformation, était trop proche du rayon du mandrin, 150 mm, ce qui nous laissait peu de marge d'erreur surtout pour un premier bobinage. Pour tester ce conducteur, nous avons conçu un montage spécifique permettant de le tester droit, c'est-à-dire le long d'un drain thermique.

Ce test permettait aussi de valider en condition réel le fonctionnement du nouveau contrôle commande LabView mis en place suite au déménagement de l'insert froid dans le nouveau cryostat, § II.3.2.

III.3.3.1.1 Description du montage expérimental

Le fil testé est un conducteur destiné à la réalisation de lignes supraconductrices de transport de courant et de ce fait, son architecture est différente des conducteurs pour aimant. Sa matrice est en

monel, un alliage de cuivre et de nickel, utilisée en raison de ses très bonnes propriétés mécaniques. Il est en revanche très résistif, $278 \text{ n}\Omega\cdot\text{m}$ à 4 K [63], ce qui implique une longueur de jonction très importante, de l'ordre de 200 mm .

La brasure en tant que tel n'est pas difficile, le monel étant compatible avec l'étain-plomb. La structure des amenées de courant de l'insert froid nous a conduits à utiliser deux fils pour cet essai, un pour chaque pôle, installés de part et d'autre du drain thermique. Les deux fils sont connectés en bas par un U en cuivre.

A la différence du mandrin de test, les fonctions de refroidissement et d'amenées de courant sont ici découplées: le refroidissement est assuré par un drain en aluminium ultra-pur, un conducteur CMS, II.3.6.2 connecté au cryogénérateur. Le courant est amené par une tresse en cuivre venant directement des amenées de courant HT_C , cf Figure III-9a et b. Ce sont les mêmes qui serviront par la suite à connecter les bus thermoélectriques de l'insert froid.

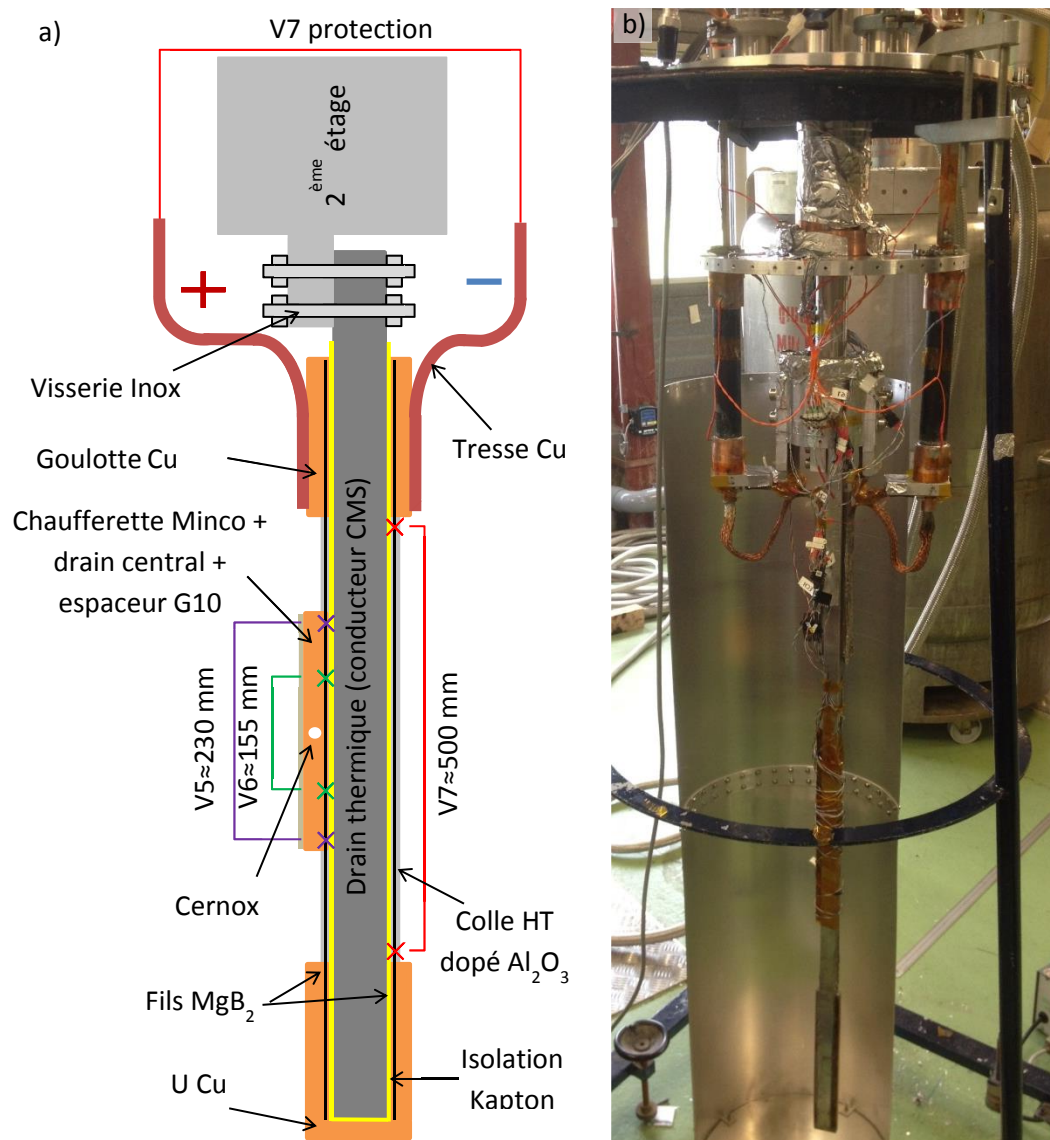


Figure III-9 : a) Vue schématique du montage permettant de mesurer le courant critique d'un conducteur MgB_2 droit, b) vue du montage expérimentale installé sur l'insert froid avant fermeture des écrans thermiques.

Pour éviter d'avoir à braser la tresse directement sur le conducteur ce qui est une opération difficile à réaliser (position verticale, faible surface de contact, drain en aluminium et serrage impossible au risque de dégrader le conducteur) nous avons réalisé une soudure intermédiaire à l'aide d'une goulotte en cuivre.

Le conducteur est brasé en premier dans la goulotte en cuivre à l'étain-plomb, la tresse en cuivre étant brasée à l'étain-indium sur la goulotte en cuivre en position verticale. Le contact thermique entre les conducteurs et le drain, qui a été précédemment isolé, est assuré par une colle haute température, pour supporter la température de brasage, dopé à l'alumine (30 %), pour une meilleure conductivité thermique, 7 W/m.K à 300 K.

Pour s'assurer que ce soit le fil positif, choisi arbitrairement, qui transite préférentiellement, il a été collé dans un drain en cuivre équipé d'une chaufferette Minco et d'une sonde de température. Pour augmenter l'efficacité de la chaufferette, une bande en G10 d'une épaisseur de 1 mm a été insérée entre le conducteur et le drain aluminium permettant d'augmenter le gradient thermique généré par la chaufferette.

Comme pour les mesures de courant critique classiques, le fil positif a été instrumenté, de part et d'autre de la chaufferette, de quatre fils de potentiel. Une troisième mesure de tension a été ajoutée pour mesurer soit la tension de l'ensemble du montage expérimental, c'est dire les deux fils, le U et les tresses en cuivre, soit seulement le fils négatif pour contrôle en cas de mesures incohérentes.

III.3.3.1.2 Résultat de l'essai.

Bien que décevantes, les mesures réalisées sur ce montage se sont révélées très enrichissantes tant du point de vue du contrôle commande, qui s'est montré défaillant, que pour la mise en œuvre des conducteurs MgB_2 R & W. En effet dès les premières tentatives de mesures de courant critique, nous avons remarqué un échauffement très important ainsi que des tensions très élevées et ce, malgré le faible courant transitant dans les fils MgB_2 , Figure III-10a. L'analyse des différentes mesures a montré que le fil positif était très largement dégradé mais en dehors des prises de potentiels V5 et V6, cf. Figure III-10b.

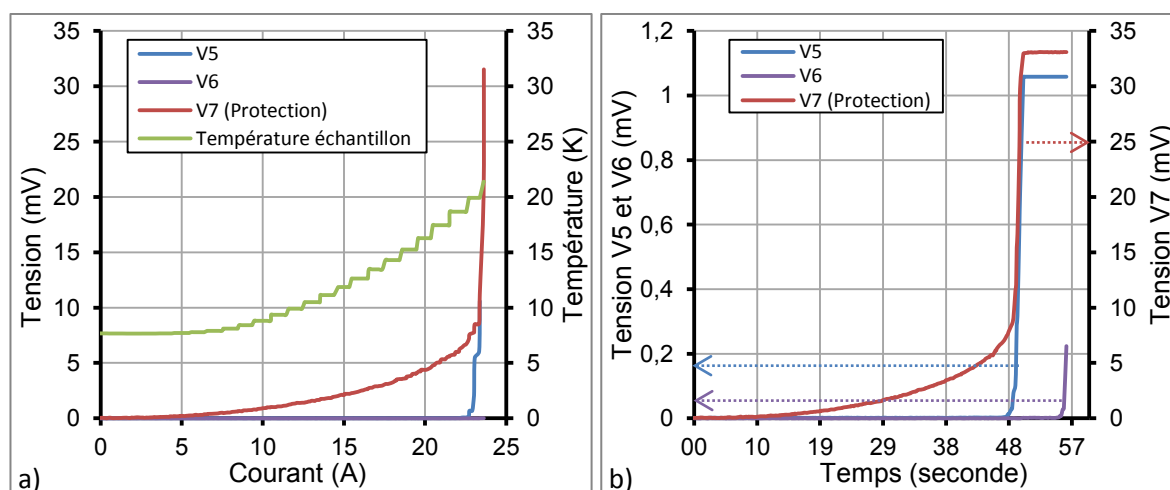


Figure III-10 : a) Evolution de la température sur l'échantillon ainsi que des tensions pendant une rampe de courant, b) Mesure de "propagation" de la transition résistive: on remarque qu'une tension apparaît sur V5 avant V6 ce qui montre que la transition résistive se déplace de l'extérieur vers l'intérieur du drain central.

Malheureusement, suite à une erreur de programmation dans le contrôle commande de l'alimentation, nous avons irrémédiablement dégradé le conducteur, ce qui a prématurément mis fin

à la campagne de mesures. Une inspection visuelle du montage à la fin du test a révélé deux zones de détérioration du conducteur. L'hypothèse la plus probable pour expliquer cette dégradation, est une mauvaise manipulation lors du montage qui a entraîné une flexion non contrôlée du conducteur. En effet les zones de brûlure sont cohérentes avec :

- Une flexion trois points pour la brûlure au milieu du conducteur sous le drain central, cf. Figure III-11a,
- Et une poutre encastrée en flexion simple, pour la brûlure en sortie du drain central, cf. Figure III-11b, la déformation étant maximum au niveau des blocages.

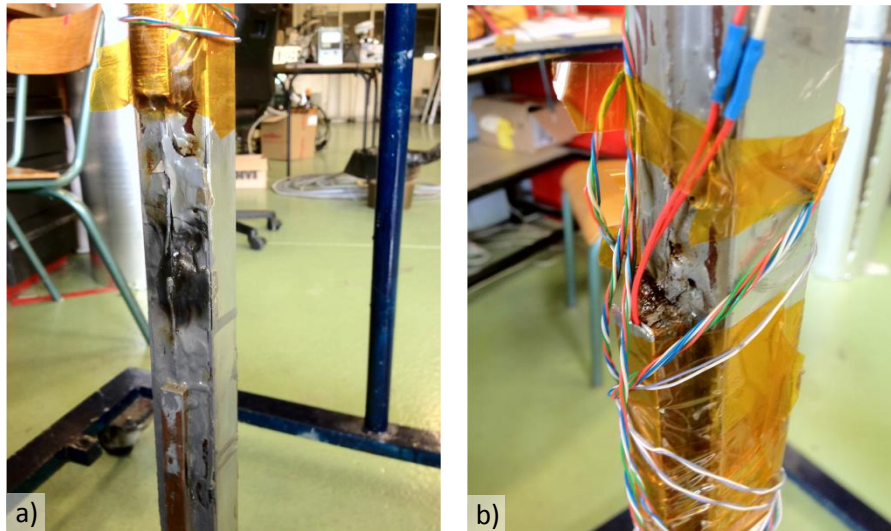


Figure III-11 : a) Vue de la brûlure inférieure sur le fil positif b) Vue de la brûlure en sortie du drain central sur le fil positif.

Comme anticipé dans le design du mandrin, cet essai valide, a posteriori, la nécessité de limiter le nombre d'opérations nécessaires à la préparation d'un test de courant de critique. Il apparaît en effet qu'il est très aisé de dégrader un conducteur MgB_2 car malgré le soin pris lors du montage, nous l'avons dégradé en plusieurs endroits.

A noter qu'au vu des données expérimentales, il est aussi possible que le fil négatif soit dégradé mais sans certitude. Ce conducteur n'étant pas destiné à la réalisation d'aimants supraconducteurs, nous avons décidé de ne pas le tester à nouveau. D'autant plus, que cela demandait de reprendre la conception du montage.

III.3.3.2 *De la nécessité de maîtriser le bobinage (bobinage sur le mandrin circulaire)*

Suite à l'essai précédent, nous avons décidé de nous consacrer exclusivement aux tests de conducteurs dédiés aux aimants supraconducteurs et surtout de n'utiliser que le mandrin circulaire pour les effectuer.

En effet, à la différence du montage précédent, l'utilisation du mandrin permet de se limiter à seulement deux étapes, qui sont impératives, pour la préparation d'un test de courant critique

- Le bobinage du conducteur sur le mandrin,
- La brasure du conducteur sur les plaques en cuivre.

Une fois ces deux étapes réalisées, le conducteur est bloqué sur le mandrin grâce à la tension de bobinage et aux brasures. Il ne peut plus être dégradé aussi aisément que dans le montage précédent, sauf bien sûr, en cas de mauvaise manipulation du mandrin.

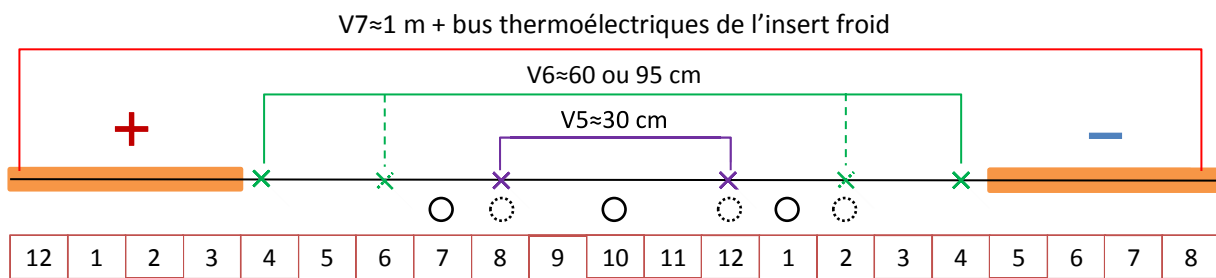


Figure III-12 : Vue développée du bobinage d'un conducteur sur le mandrin. Les ronds représentent la position des Cernox, en pointillé les sondes provisoires. Les croix représentent la position des fils de potentiel, à noter que la position des fils de potentiel de V6 a évolué après les premiers tests. Les nombres représentent les secteurs en cuivre du mandrin sur un peu moins de 2 tours.

La Figure III-12 représente schématiquement, de manière développée, le bobinage classique d'un conducteur sur le mandrin, voir aussi Figure III-7b. En raison de la structure des bus thermoélectriques, le conducteur est bobiné sur un tour et demi. La longueur de soudure du conducteur sur les plaques est importante, de l'ordre de 30 cm. Lors d'un test classique, le mandrin est instrumenté de trois sondes Cernox, une au milieu du conducteur pour V5 (secteur 10), les deux autres sont face aux jonctions positive et négative, respectivement secteur 1 et 7. Ainsi les jonctions et les portions de conducteur mesurées par V6 sont contrôlées. De même, le conducteur est instrumenté de quatre prises de potentiel.

Originellement, V6 ne mesurait pas l'ensemble du conducteur, mais seulement une portion de ce dernier, 60 cm, à l'image de ce qui est classiquement fait sur les tests de courant critique. Néanmoins ce choix s'est révélé à l'usage non pertinent et les prises de potentiel ont été déplacées pour mesurer la quasi-totalité du conducteur, la longueur de transfert étant suffisamment faible pour ne pas parasiter la mesure.

A l'image du test sur le conducteur droit, V7 sert à protéger l'échantillon et mesure donc toute la longueur du conducteur ainsi que les jonctions et les bus thermoélectriques. V7 présente donc une partie résistive et une autre inductive. Cette dernière peut être facilement compensée dans le cas où la rampe de courant est constante.

III.3.3.2.1 Premier échantillon

Pour le premier échantillon, nous avons le choix entre deux conducteurs, le MFT162 et ST2009. Nous avons choisi de tester le conducteur MFT162 en premier parce qu'il avait servi aux premières tentatives de caractérisation sur Cétacé. Le MFT162 étant plus petit que le ST2009, il est donc théoriquement moins sensible à la déformation que ce dernier. Ce point était, et il l'est toujours, sujet à caution car nous ne connaissions pas son seuil de déformation critique. Néanmoins, les deux conducteurs étant principalement composés de nickel, nous avons considéré que son seuil de déformation critique était proche de celui de ST2009. Le courant critique de ce conducteur en champ propre est par contre mal connu car ce dernier est trop élevé à 30 K pour être mesuré sur la station de test de Columbus (10-30 K, 500 A et 1.8 T au maximum).

La Figure III-13a montre l'évolution globale des tensions lors d'un test de courant critique. Malheureusement, comme on peut le voir, le courant critique est de seulement 100 A à 24 K bien loin de ce que l'on pouvait espérer. Le conducteur apparaît de nouveau dégradé, l'usage du mandrin assurant nullement la réussite des mesures de courant critique

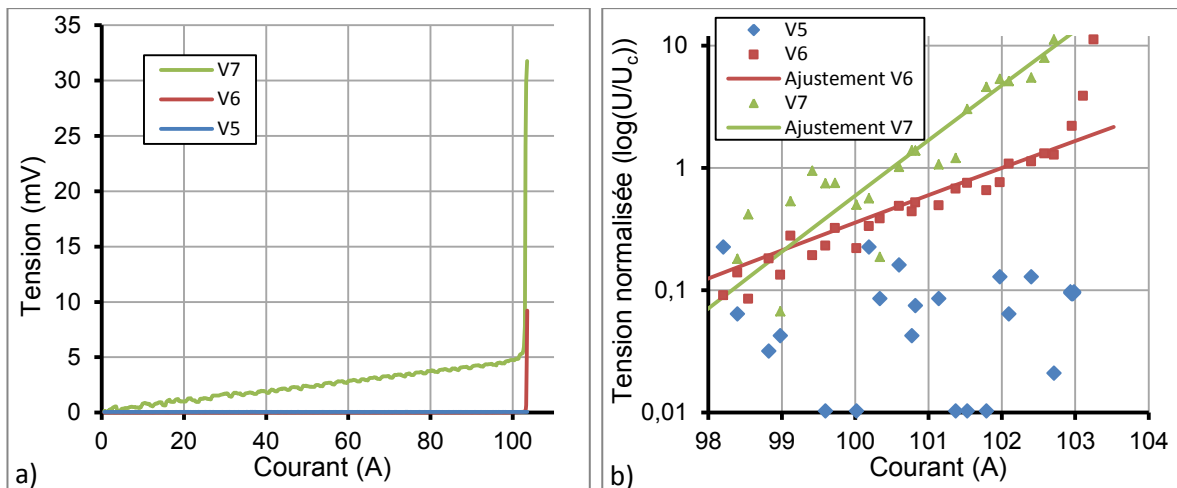


Figure III-13 : Mesures du courant critique à 24 K à 1 A/s a) Evolution des tensions échantillon lors du test de courant critique, b) Logarithme des tensions lors de la transition résistive, les tensions ont été normalisées avec un critère de $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ et la pente résistive de V7 retiré, l'ajustement de V6 et V7 donne respectivement un courant critique de 102 et 100,5 A et un index de 50 et 105.

En analysant les mesures on constate que le conducteur transite en dehors des prises de potentiel de V5 et V6. En effet on remarque, cf. Figure III-13b, qu'une tension apparaît toujours sur V7 (dont la composante résistive a été retirée) quelque ampères avant d'apparaître sur V6, V5 lui ne transitant jamais. La Figure III-13b montre l'ajustement de V6 et V7 par la formule (III-1). Néanmoins, ceci est à titre informatif. En effet, la valeur élevée du critère, $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ au lieu de $0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$, le faible nombre de points ainsi que le bruit rendent difficile l'ajustement des courbes et notamment la détermination de l'index. Ces difficultés montrent que le logiciel LabVIEW n'est pas encore assez performant, vitesse d'acquisition de 10 Hz seulement, et le bruit ($\pm 10 \mu\text{V}$).

En partant de l'hypothèse que le mandrin n'est pas la source de la dégradation du conducteur, du moins mécaniquement, plusieurs hypothèses ont été avancées pour expliquer la dégradation constatée sur notre premier échantillon:

- Une ou plusieurs opérations pendant le bobinage transfert du touret de stockage, bridage, brasure sur les plaques,
- Le trajet du conducteur sur le mandrin notamment en sortie de jonction,
- Température trop élevée lors de la soudure des fils de potentiel sur le conducteur,
- Gradient de température dans les secteurs en cuivre,
- Un point faible dans le conducteur,
- Une dégradation globale du conducteur.

III.3.3.2.2 Deuxième échantillon

Le gradient de température attendu étant manifestement très grand, entre 10 et 12 K suivant le type d'ajustement fait sur les données constructrices, nous avons penché pour une dégradation lors du bobinage.

En effet, le mandrin permet de maîtriser la déformation subie par le conducteur, uniquement lorsqu'ils sont en contact. Néanmoins pour bobiner un conducteur, il est nécessaire de le transférer du touret de stockage jusqu'au mandrin. Ce transfert au vue du premier essai doit être mieux maîtrisé car il n'est pas l'objet d'une grande attention de notre part. De plus, le bobinage du

conducteur est aussi perfectible, que ce soit au niveau des sorties des jonctions ou du bridage du conducteur sur les plaques.

En particulier lorsque l'on bobine le conducteur au niveau des plaques, il faut faire attention à ne pas obstruer les trous servant à l'insertion des cartouches chauffantes. Cette problématique oblige en réalité à avoir deux pas d'hélice différents lors du bobinage: un sur les plaques en cuivre pour les jonctions et un sur l'anneau central pour la spire de conducteur a proprement parlé § IV.4.1.2.

Ces deux hélices sont reliées par un rayon de courbure qui doit être le plus grand possible, et en tout état de cause supérieur à 300 mm, car on est sur la grande inertie du conducteur.

Pour résoudre l'ensemble des points ci-dessus, nous avons décidé de bobiner le deuxième échantillon sur une vraie installation de bobinage, le premier échantillon ayant été bobiné sur un variateur et une bouteille d'eau pour imposer la tension qui est la méthode habituellement utilisé pour bobiner avec une faible tension.

A la différence du précédent bobinage, le touret de stockage est désormais installé sur un ravaleur (ou moteur-frein) ce qui permet d'imposer une tension au conducteur, fixé à 20 N ce qui est équivalent à une contrainte de 10 MPa, § III.5.1.1.1. Cette force est un compromis entre le besoin de tendre suffisamment le conducteur pour le placer correctement sur son mandrin tout en évitant de le solliciter inutilement.

Le mandrin est quant à lui installé sur une bobineuse. Cette dernière possède un chariot mobile (manuel ou automatique) permettant de guider le conducteur pendant le bobinage sur lequel on a installé une poulie de 350 mm de diamètre. La zone de jonctions a été aussi agrandie, passant de deux à quatre secteurs. De même, le bridage du conducteur sur les plaques, qui était face aux plages de connexion, secteur 1 et 6, a été déplacé au maximum et est désormais réalisé au niveau des secteurs 12 et 8, juste après un trou de chauffage.

Ces modifications au niveau des plaques en cuivre ont permis de réduire la différence entre les deux pas d'hélice nous rapprochant au maximum d'une hélice à un seul pas ce qui permet d'augmenter le rayon de courbure du conducteur en sortie des jonctions, § IV.4.1.2.

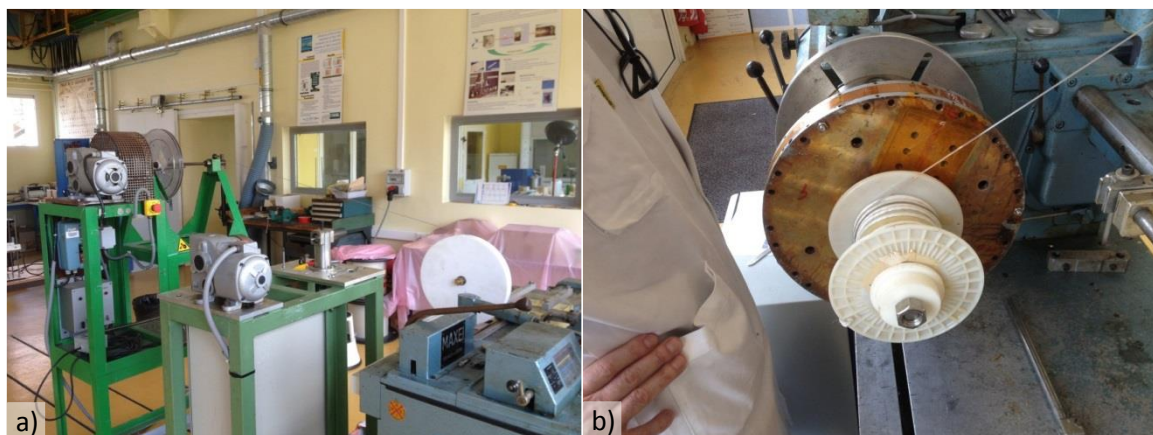


Figure III-14 : a) Vue générale de l'installation de bobinage utilisée pour le bobinage des échantillons, b) Vue du mandrin et du touret de stockage de l'amorce sur la bobineuse.

Si l'ensemble de ces modifications ont permis une augmentation du courant critique d'un facteur $\approx 2,5$, cf. Figure III-15a, on demeure toujours très éloigné du courant critique constructeur. En revanche, cette fois-ci, on transite entre les prises de potentiel V6, V5 restant supraconducteur.

En effet sur la Figure III-15b on remarque que V6 et V7 ont le même courant critique ce qui montre que la transition a bien lieu sur V6. Il est à noter qu'entre les deux essais, la sensibilité a été améliorée d'un facteur 10, ce qui permet d'utiliser le critère de $0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$. On voit aussi que V7 est inférieur à V6 ce qui est théoriquement impossible car V7 contient V6. Ce phénomène s'explique par la nécessité de retirer la partie résistive de V7 et par l'appareil de mesure de V7 qui est un "simple" multimètre comparativement à V6 qui est mesuré par un nanovolmètre.

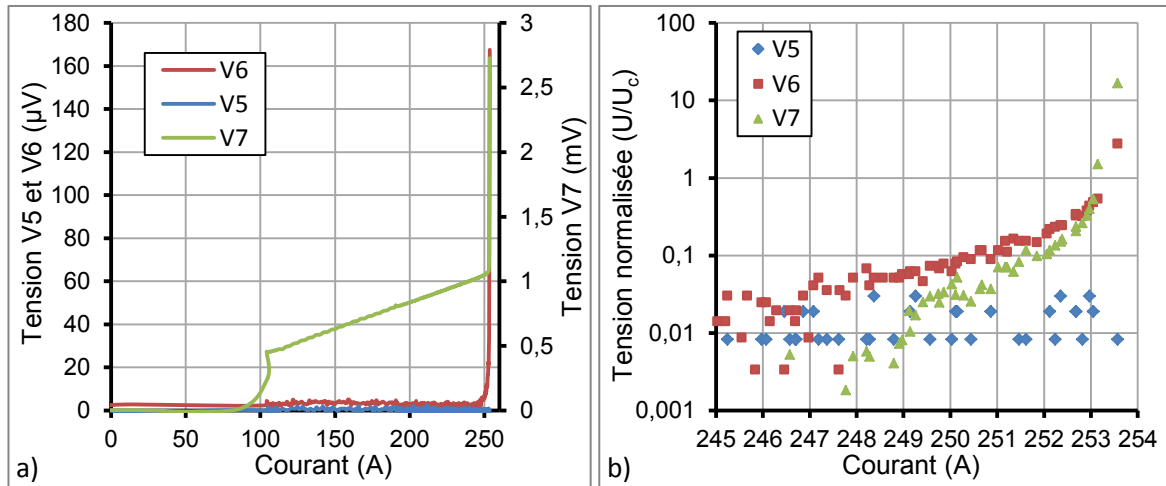


Figure III-15 : Mesure du courant critique à 24 K à 1 A/s a) Evolution des tensions échantillon lors du test de courant critique, il y a au démarrage une impulsion de 100 A pour limiter l'échauffement des amenées de courant HT, b) Logarithme des tensions lors de la transition résistive, les tensions ont été normalisées avec un critère de $0,1 \mu\text{V}/\text{cm}$ et la pente résistive de V7 retirée, l'ajustement est cette fois impossible à faire, le courant critique de V6 et V7 est de 253 A.

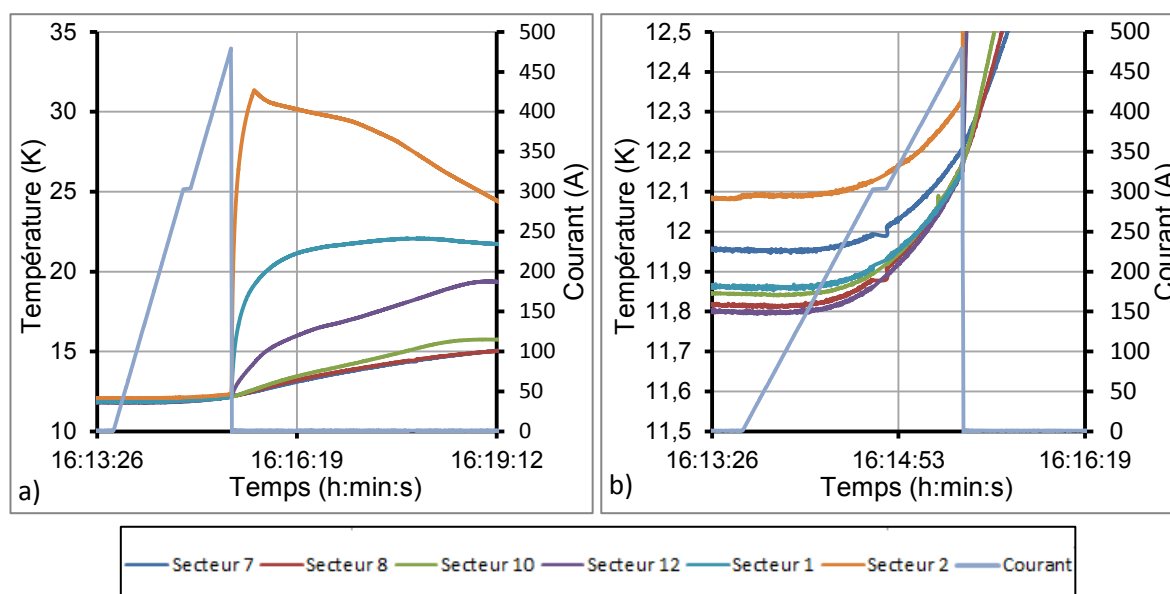
L'ajustement est cette fois impossible à faire en raison d'un manque de point, la vitesse d'acquisition étant toujours à 10 Hz. De manière plus anecdotique, on constate une l'amélioration d'un facteur 11 de la résistance de V7 qui est uniquement due à l'amélioration du contact indium au niveau de la connexion entre le mandrin et les bus thermoélectriques de l'insert.

Le fait que l'on transite dans V6 et non plus sur les jonctions laisse à penser que le bobinage est cette fois-ci correct. La position de la transition étant maintenant mieux connue, nous avons décidé d'ajouter des Cernox dans les secteurs en cuivre correspondant à la tension V6, en particulier la partie négative qui a été identifiée comme celle qui transitait, voir cercles en pointillés sur la Figure III-12. L'objectif était de vérifier que la dégradation du courant critique n'est pas liée à un gradient de température. Cette hypothèse est néanmoins peu probable au vu du gradient recherché, aux alentours de 9 K.

La Figure III-16a montre que l'augmentation de température la plus importante au niveau du secteur 2 après une transition résistive du conducteur, suit après les secteurs 1, 12, 10, 8 et 7. Ceci est cohérent avec une transition partant de la partie négative de V6 et qui se propage ensuite le long du conducteur. La Figure III-16b montre que c'est le secteur 12 qui a initialement la température la plus élevée de tous les secteurs instrumentés. Il semble donc normal que ce soit la portion de conducteur sur ce secteur qui transite préférentiellement.

A noter que le palier sur la courbe de courant critique n'est pas volontaire mais lié à un bogue du programme LabVIEW. Le résultat des mesures effectuées sur ce deuxième essai est contradictoire. D'un côté, les mesures de températures et de tensions sont cohérentes avec le fait que c'est la portion la plus chaude du conducteur qui transite, ce qui tend à montrer que le conducteur à un

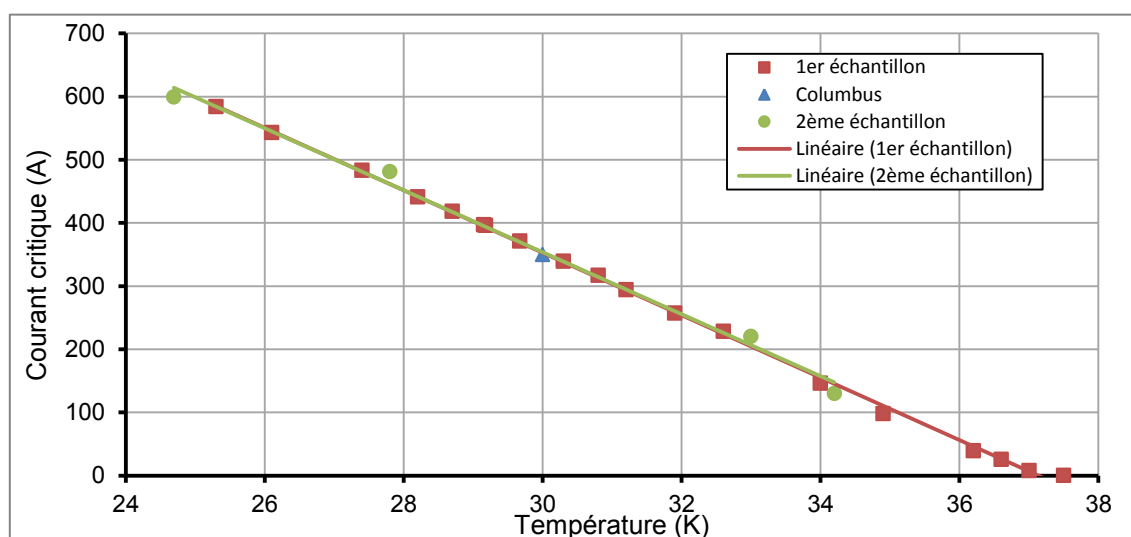
courant critique relativement homogène (à moins d'une coïncidence). De l'autre, le courant critique mesuré est très en deçà de celui attendu, ce qui tend à montrer une dégradation du conducteur.



III.3.3.2.3 Troisième échantillon.

Avant d'investiguer plus en avant les raisons de cette dégradation, en multipliant les échantillons pour vérifier la répétabilité de nos mesures, nous avons décidé de tester le deuxième conducteur, le ST2009, que l'on avait en stock. Nous voulions déterminer si la dégradation provenait du mandrin ou du conducteur testé. A la différence du MFT162, le courant critique en champ propre est connu à 30 K ce qui facilitera les comparaisons.

Le bobinage précédent semblant correct, nous avons bobiné ce nouvel échantillon de la même manière. A la différence des trois essais précédents, les mesures de courant critique se sont révélées parfaitement conformes aux données constructeur.



Ayant été échaudés par les précédents essais, nous avons testé un autre échantillon du ST2009 et le courant critique s'est de nouveau révélé conforme aux attentes, cf. Figure III-17.

III.3.3.2.4 Conclusion sur les mesures de courant critique en champ propre

Ces mesures ont donc permis de valider le design du mandrin, malgré la présence d'un gradient thermique entre les secteurs plus grand qu'espéré lors du design. Ce gradient est probablement la résultante des mauvais contacts thermiques de la première version de l'insert froid. Néanmoins, ce gradient ne se révèle pas gênant pour mesurer le courant critique de nos conducteurs. Le gradient est de fait toujours inférieur à 0,5 K, et rarement au-dessus de 0,3 K, ce qui est finalement proche de ce que l'on considère comme acceptable pour les mesures de courant critique en température variable par hélium gaz.

Ces essais valident également la méthode de bobinage de l'échantillon. Comme pour le test du conducteur droit, il est aisé de dégrader le conducteur. Il semble donc nécessaire de parfaitement maîtrisé le trajet du conducteur de la sortie du touret de stockage au trajet du conducteur sur le mandrin.

Ces premières mesures de courant critique en champ propre clôturent la première année de la thèse. C'est à ce moment que Columbus a changé l'architecture de son conducteur "aimant" ce qui a entraîné l'abandon des deux précédents conducteurs et notamment le ST2009 qui était le conducteur retenu pour les maquettes au début de la thèse.

De même, nous n'avons pas recherché la raison de la dégradation observée sur le MFT162 préférant nous concentrer sur le développement de la deuxième version de l'insert froid, la préparation des essais sous champ et le design des maquettes.

Un échantillon de ce nouveau type de conducteur, le MFT278, a été testé en champ propre dont les résultats sont visibles sur la Figure III-18a. Le conducteur a été bobiné avec le ruban de cuivre à l'extérieur pour mettre en compression le ruban supraconducteur, et chose appréciable, un seul essai a été nécessaire pour retrouver le courant critique constructeur.

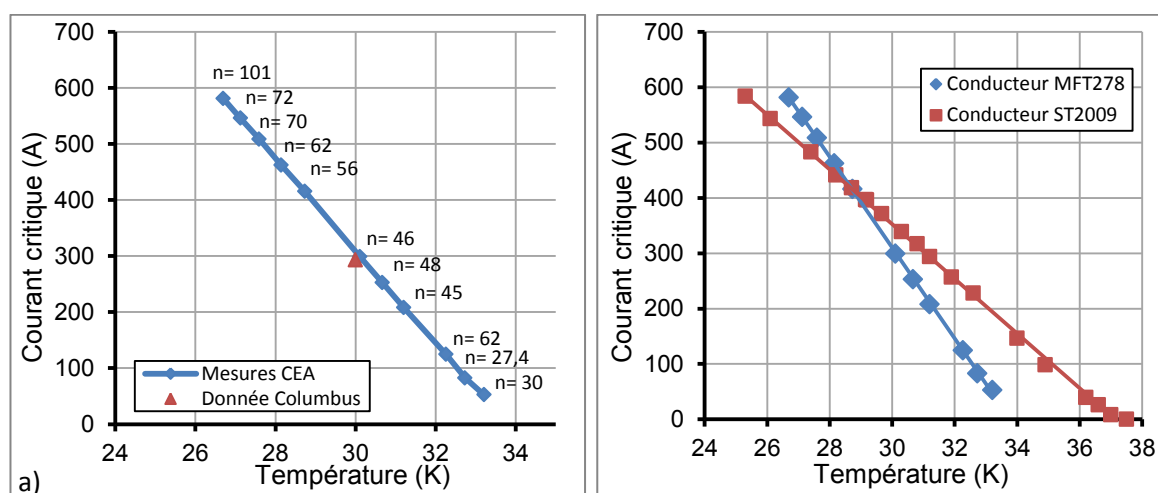


Figure III-18 : a) Mesure de courant critique du conducteur MFT278 par rapport aux données Columbus, critère de 0.1 μV/m à 2 A/s, l'index "n" est donné pour chaque point de mesure, b) Comparaison du courant critique en champ propre entre les conducteurs ST2009 et MFT278.

On remarque que le comportement du courant critique de ce conducteur est différent du précédent cf. Figure III-18b. De plus on remarque que le Tc du MFT278 est plus bas, à 34,8 K,

probablement en raison du dopage au carbone qui accroît la densité de courant critique, mais au détriment du T_c .

L'index du conducteur, cf. Figure III-18a, est élevé ce qui montre la bonne homogénéité du conducteur. Il augmente avec le courant critique ce qui laisse augurer d'un index convenable sous champ. En revanche, si la formule (III-1) permet d'ajuster la courbe elle ne le fait que sur une faible portion, classiquement entre 3 et 5 fois le critère au lieu de 10 classiquement, cf. Figure III-19. La portion diminue avec l'augmentation du courant critique.

A noter que l'ajustement est réalisé avec un grand nombre de points, plusieurs centaines voire milliers, la fréquence d'acquisition étant désormais de 200 Hz, au lieu de 10 Hz lors de la mise en marche de la station. Ce phénomène est probablement lié au mode de refroidissement, la chaleur développée par la transition n'étant plus évacuée par l'hélium liquide.

III.3.4 Mesures de courant critique sous champ

Suite à la mise en service de la deuxième version de l'insert et après la résolution du problème liée aux contacts thermiques nous avons mené deux campagnes de mesures sur deux conducteurs. Cependant, à ce moment, nous étions limités à 2,5 T de champ de fond car les alimentations de H0 n'étaient pas disponibles.

III.3.4.1 *Evolution des conditions expérimentales*

Les mesures de courant critique sous champ sont faites de la même manière que les mesures de courant critique effectuées en champ propre un an plus tôt. Le principal changement opéré se situe aux niveaux de la position des sondes de températures dans le mandrin suite au problème de mise au point de la version de l'insert froid, § II.5.6. Les sondes des secteurs 1 et 7 ont été déplacées dans les plaques positive et négative pour permettre la régulation en température de l'insert froid et ainsi réduire le gradient thermique dans le mandrin.

Ainsi, et malgré le problème de contact thermique, le gradient dans le mandrin pendant les mesures est toujours inférieur à 0,3 K, et généralement inférieur à 0,1 K (sauf pour les points à 30 K en réalité), ce qui représente une amélioration notable par rapport aux mesures en champ propre. En revanche, la température des différents secteurs n'a jamais été remesurée depuis que la régulation avait été mise en place par manque de sondes de température. On ne connaît donc pas le gradient entre les différents secteurs en cuivre. Néanmoins la température du secteur instrumenté (le 10) est toujours entre la température des deux plaques du mandrin, ce qui montre bien que le refroidissement du mandrin n'est pas symétrique.

Il est donc probable que les autres secteurs ont une température située entre celles des deux plaques. Ainsi le gradient de température dans le conducteur est vraisemblablement proche de celui situé entre les deux plaques de cuivre à un effet près: celui du rayonnement passant à travers la résistance de contact entre le conducteur et l'isolation masse du mandrin. Cet effet est probablement très limité au vu du faible flux, entre 40 et 200 mW/m², mais l'expérience de la thèse montre qu'il faut être prudent au sujet des résistances de contact.

En dehors de ce point précis, la mesure de courant critique sous champ ne présente aucune difficulté particulière comparativement aux mesures en champ propre.

III.3.4.2 Mesures sous champ

La Figure III-19 montre un test de courant critique typique sous champ. On remarque à, nouveau, comme pour les tests en champ propre, que l'ajustement est valable sur une très faible partie de la zone de transition.

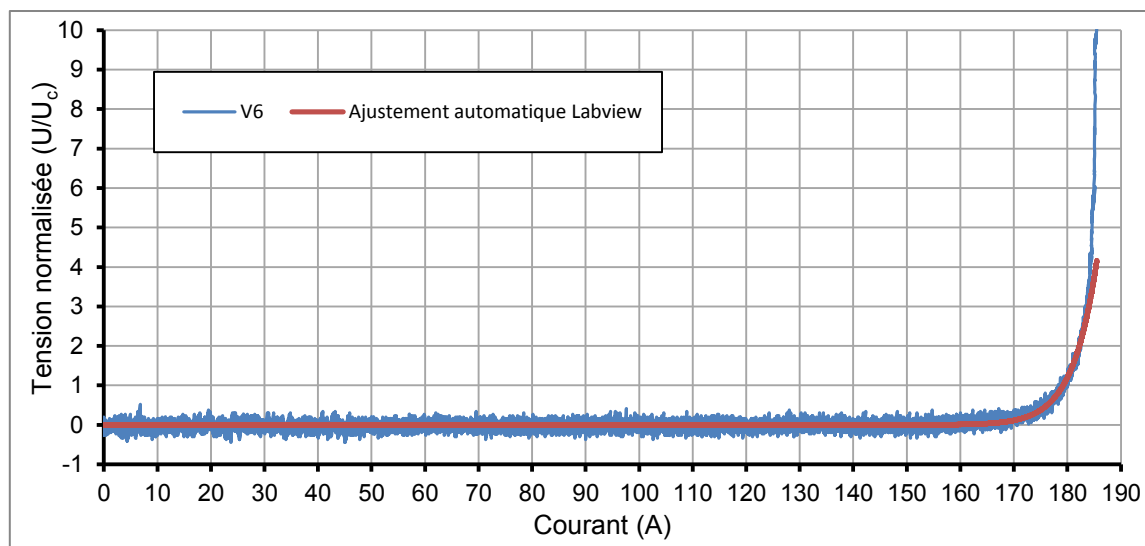


Figure III-19 : Mesure de courant critique typique sous champ avec l'ajustement automatique donnée par LabView, conducteur V1578, critère de $0,1 \mu\text{V/m}$ à 1 A/s , courant critique de $179,2 \text{ A}$ sur V6 ($U_c=9\mu\text{V}$) à 10 K et $2,5 \text{ T}$, l'index est de $41,3$ et il est valable entre $0,8$ et $2,6U_c$.

Deux conducteurs ont été caractérisés sous champ, le V67, cf. Figure III-20a, qui correspond à la longueur de conducteur qui a servi à l'ensemble des caractérisations, notamment mécaniques, et le V1578, cf. Figure III-20b, qui est le conducteur utilisé pour les deux doubles-galettes.

On remarque que le courant critique de ces deux conducteurs est bien plus faible que celui de l'échantillon MFT 278 que l'on avait mesuré un an plus tôt. Le facteur est de trois en champ propre et de deux sous champ. Ces mesures nous ont fortement étonnés au point de suspecter une nouvelle dégradation du conducteur, mais elles ont par la suite été confirmées par Columbus. Ainsi nous savons désormais que nous maîtrisons correctement les mesures de courant critique sur les conducteurs MgB_2 R & W avec une matrice en nickel.

En effet, pendant cette période, Columbus a constaté une diminution de la pureté, de 99 à 95 %, du bore utilisé pour la fabrication du conducteur. Ce changement a entraîné une forte diminution du courant critique des conducteurs produits par Columbus. Le courant critique de V1578 est globalement plus faible que celui de V67 bien que la différence ne soit pas énorme, en moyenne 85 % du courant critique de V67.

En revanche l'index des deux conducteurs est très différent. Celui de V67, cf. Figure III-21a, est faible avec un index qui tend vers 10, tandis que celui de V1578, cf. Figure III-21b, est bon et en accord avec ce qui avait été mesuré sur le MFT278 un an plus tôt. En effet, le conducteur V1578, qui va servir au bobinage des doubles-galettes, peut être considéré de bonne qualité car il a un index qui est supérieur à 30 près du point de fonctionnement de la double-galette, à savoir 10 K et 3 T .

A noter que l'index n'est plus déterminé manuellement mais par un programme LabVIEW qui réalise l'ajustement des courbes automatiquement. Il détermine automatiquement les bornes des critères de champ électrique (en les maximisant) où nous réalisons l'ajustement pour déterminer l'index.

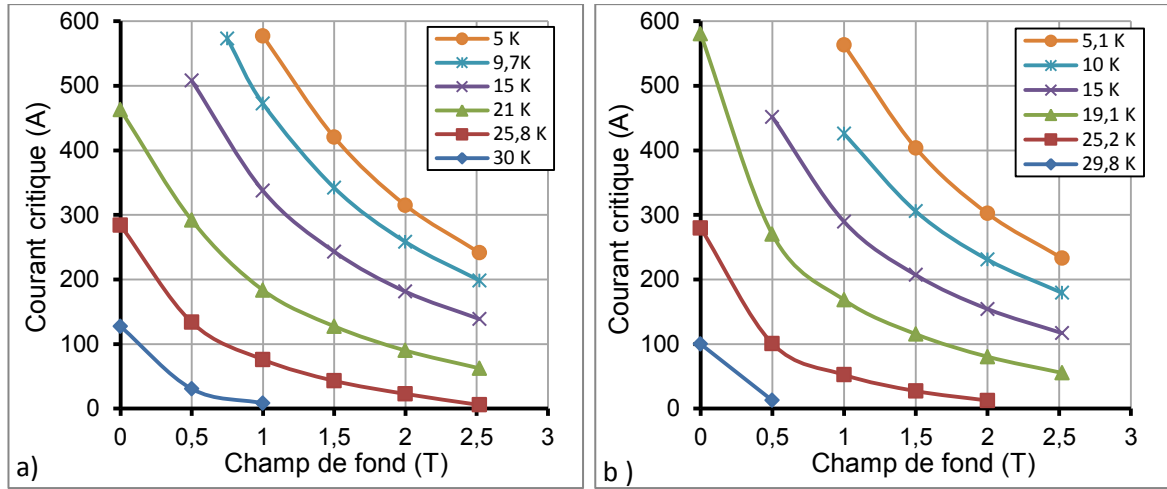


Figure III-20 : a) Mesures de courant critique de V67 sous champ, critère de 0,1 $\mu\text{V/m}$ à 1 A/s b) Mesures de courant critique de V1578 sous champ, critère de 0,1 $\mu\text{V/m}$ à 1 A/s.

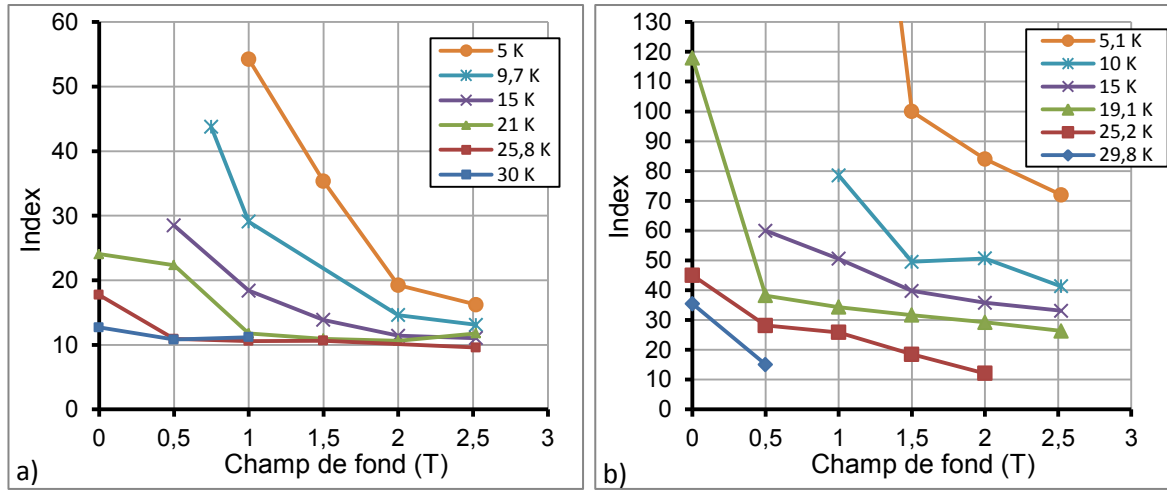


Figure III-21 ; a) Index de V67 sous champ, critère de 0,1 $\mu\text{V/m}$ à 1 A/s b) Index de V1578 sous champ, critère de 0,1 $\mu\text{V/m}$ à 1 A/s.

III.3.4.3 Ajustement de la surface critique

Il est possible de réaliser un ajustement de la mesure de courant critique en utilisant un ajustement de type Bottura [91], initialement développé pour le NbTi, qui est donné par les formules (III-3), (III-4) et (III-5).

$$J_c(B, T) = \frac{C}{B} \left(\frac{B}{B_{c2}(T)} \right)^\alpha \left(1 - \frac{B}{B_{c2}(T)} \right)^\beta \left(1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^{1/d} \right)^\gamma \quad (\text{III-3})$$

$$B_{c2}(T) = B_{c20} \left(1 - \left(\frac{T}{T_{c0}} \right)^{1/d} \right) \quad (\text{III-4})$$

$$T_c(B) = T_{c0} \left(1 - \frac{B}{B_{c20}} \right)^d \quad (\text{III-5})$$

Avec :

- $J_c(B, T)$ la densité de courant critique pour un champ magnétique B et une température T donnés,
- $B_{c2}(T)$ le champ critique de l'état mixte à la température considérée,
- $T_c(B)$ la température critique au champ considéré,
- T_{c0} la température critique à 0 T,
- B_{c20} le champ critique de l'état mixte à 0 K,
- Et α, β, γ, d et C les coefficients d'ajustement de la formule.

Le Tableau III-4 donne la valeur pour l'ajustement obtenue sur nos mesures de courant critique sous champ. A noter que si la valeur de T_{c0} est issue des mesures ce n'est évidemment pas le cas de celle de B_{c20} qui est inconnue et qui a donc été choisie pour que l'ajustement marche au mieux.

L'ajustement est en très bon accord avec les mesures de courant critique, cf. Tableau III-5, en particulier si on supprime les points proches de 0 T (il est normal que l'ajustement diverge vers 0 T car il divise par le champ) et proche de $B_{c2}(T)$ où le fil diverge de nouveau. L'ajustement semble mal estimer le $B_{c2}(T)$ (dont on n'a pas les mesures) et c'est donc probablement sur ce point qu'il est possible d'améliorer l'ajustement pour l'adapter au conducteur MgB_2 . Néanmoins, l'ajustement donnant de bons résultats sur la plage de température et de champ nécessaires aux maquettes, nous n'avons pas cherché à travailler ce point.

On remarque que les coefficients entre les deux conducteurs sont très différents l'un de l'autre alors que pour le NbTi les coefficients sont plus stables entre les différents conducteurs. Ainsi, à la différence du NbTi, il n'est pas possible d'utiliser les résultats sur un conducteur pour extrapoler le courant critique d'un autre conducteur avec seulement quelques mesures comme on peut le faire avec le NbTi (notamment en jouant sur le paramètre C).

Plusieurs publications [92-94] proposent d'autres modèles d'ajustement pour le MgB_2 mais ces derniers ne donnent que le $J_c(B)$ en fonction de plusieurs paramètres. Ainsi, si on veut un ajustement de type $J_c(B, T)$ avec ces modèles, on est obligé de réaliser un ajustement sur les paramètres en fonction de la température. Néanmoins, après avoir testé ces modèles sur nos données, il ne donne pas réellement de meilleur résultat, en particulier en champ propre et vers $B_{c2}(T)$. J'ai donc choisi de garder un ajustement de type Bottura qui donne directement $J_c(B, T)$.

Conducteur	Valeurs des paramètres d'ajustements						
	α	β	γ	d	C	B_{c20}	T_{c0}
V67	0,83	6,00	2,91	0,49	27946	15 T	35,2 K
V1578	0,63	4,67	3,4	0,52	15051	15 T	35,2 K

Tableau III-4 : Valeur des paramètres de l'ajustement de type Bottura pour les deux conducteurs mesurés sous champ.

Conducteur	Tous les points		Sans les points proches de $B_{c2}(T)$ et de 0 T	
	Moyenne	Ecart type	Moyenne	Ecart type
V67	6,4 %	10,7 %	3,1 %	2,8 %
V1578	4,7 %	6,0 %	3,1 %	2,5 %

Tableau III-5 : Comparaison entre le courant critique issu de l'ajustement et des mesures pour les deux conducteurs mesurés sous champ.

III.3.5 Conclusion sur les mesures de courant critique

Cette partie conclue les mesures de courant critique effectuées pendant la thèse avec l'insert froid que ce soit avec champ de fond ou en champ propre. Ces mesures de courant critique, en particulier celles en champ propre, nous ont permis d'apprendre à bobiner les conducteurs R & W. L'expérience acquise sur ces petits bobinages a été réutilisée dans la suite de la thèse pour le bobinage des maquettes et en particulier pour la double-galette. De plus, cela a permis de voir que le bobinage de conducteurs MgB_2 R & W souffrait peu d'approximation cependant lorsqu'il était réalisé dans des conditions maîtrisées il demeurait possible.

Ces mesures ont aussi permis le développement d'un mandrin spécifique aux mesures de courant critique en conduction solide. S'il a été conçu pour tester des conducteurs à faible dilation thermique (base nickel), il peut aussi être utilisé avec d'autres types de conducteurs MgB_2 (en faisant attention au seuil de déformation critique) mais également pour d'autres matériaux supraconducteurs. De manière générale, il peut servir de base de réflexion pour la conception de nouveaux mandrins de test en conduction solide. Ainsi, dans le service, un nouveau projet a été récemment lancé pour concevoir un nouveau mandrin en conduction solide pour l'insert froid mais cette fois-ci expansible afin d'étudier la relation entre la déformation et le courant critique pour les conducteurs MgB_2 R & W.

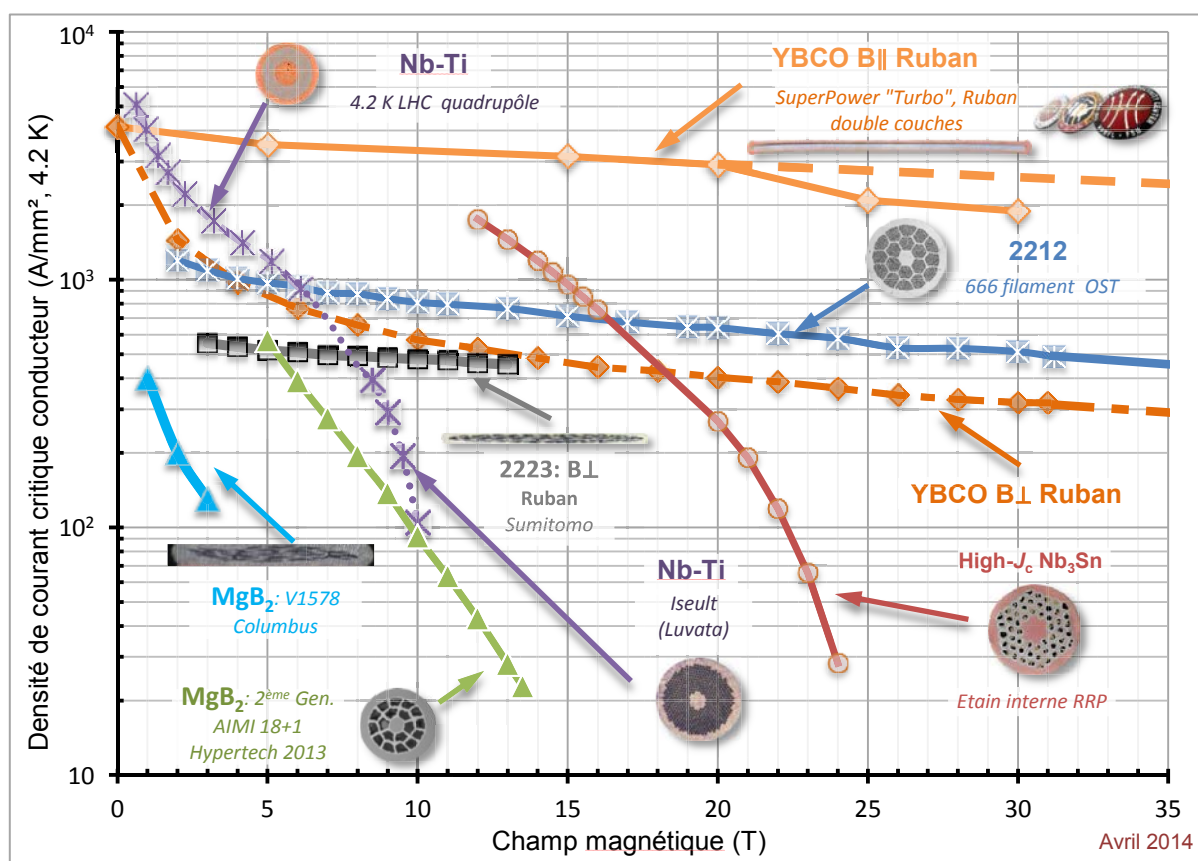


Figure III-22 : Etat de l'art [95] de la densité de courant critique à 4,2 K atteint par les principaux matériaux supraconducteurs couramment utilisés dans le développement des aimants supraconducteurs, j'ai rajouté la densité de critique (sans isolation et stabilisant pour être comparable, i.e. 1,5 mm²) du conducteur V1578 (conducteur de la double-galette) à 5 K.

D'un point de vue scientifique, nous avons mesuré en conduction solide, sous champ et avec une température variable, le courant critique de conducteur MgB_2 R & W de Columbus. Le premier

constat porte sur la densité de courant critique des conducteurs MgB_2 R & W dans le ruban supraconducteur (mais avec un index correct) qui est assez faible avec une densité de 100 A/mm² à 10 K et 3 T, cf. Figure III-22.

Nous sommes donc pour l'instant limités, avec les conducteurs actuels, à des aimants de 3 T (bore à 95 %) car en dessous d'une densité de 100 A/mm² il devient couteux de réaliser un aimant supraconducteur.

Néanmoins l'avenir s'annonce passionnant avec l'arrivée de conducteurs au bore pure (à 99 %), comme le V1824 destiné au solénoïde 1 T. Il est annoncé avec un courant critique de 2 à 3 fois supérieur à la génération actuelle. A plus long terme (quelques années), il semble possible d'atteindre, avec les conducteurs de seconde génération, des performances proches du NbTi à haut champ avec une densité de 100 A/mm² à 4 K et 10 T, cf. Figure III-22, donc probablement 7-8 T à 10 K et 100 A/mm².

La station d'essais ne pourra pas caractériser cette nouvelle génération de conducteurs en l'état actuel car le champ de H_0 est trop faible. En revanche, les dimensions de l'insert froid sont compatibles avec SEHT, pour 8 T au CEA, mais aussi avec les aimants du LNCMI actuellement 10 T et dans le futur 17 T avec le nouvel hybride [96].

Pour pouvoir faire fonctionner l'insert froid à plus haut champ, il est principalement nécessaire de blinder magnétiquement les amenées de courant HT_c ainsi que le cryogénérateur pour les protéger d'un champ de fuites plus important.

III.4 Mesures des propriétés thermiques du conducteur et de l'isolation

Lors de la conception d'un aimant, on réalise dans un premier le design magnétique qui doit ensuite être validé en vérifiant les aspects mécaniques, thermiques et électriques. En ce qui concerne les aspects électriques, nous avons déjà présenté la partie sur le courant critique, mais il se pose aussi la question de la protection de l'aimant en cas de transition résistive. Pour réaliser ces études de protection, il est nécessaire de connaître les propriétés électriques et thermiques du conducteur et celles de son isolation électrique.

En effet, dans la plupart des cas (en cas de décharge normale ou dans un scénario de défaut), nous avons besoin de calculer la vitesse de propagation de la transition résistive dans le bobinage, ce qui influence le temps de décharge de l'aimant, § IV.3. En fonction de la valeur trouvée sur la température atteinte par le point chaud lors de la décharge de l'aimant, il pourra être nécessaire d'augmenter la section du stabilisant (ou son RRR). Dans ce cas, la densité de courant du bobinage diminuera obligeant alors, éventuellement, à revoir le design magnétique de l'aimant.

L'ensemble des mesures présentées dans la suite de ce chapitre ont été réalisées à partir du conducteur V67. Ce conducteur a la même architecture que les conducteurs V1578 et V1824 en revanche, il ne possède pas le même courant critique (surtout avec le V1824), ni le même index (avec le V1578, pour le V1824 l'index est inconnu) que ces deux autres conducteurs. Il est donc possible que les propriétés physiques des conducteurs V1578 et V1824 soient différentes de celles du conducteur V67 suivant l'influence du MgB_2 sur les propriétés physiques.

L'objectif de ces mesures n'est pas seulement de mesurer les propriétés des conducteurs mais aussi de voir l'influence du MgB_2 sur ces dernières. De même, il est possible que des variations dans le processus de fabrication entraînent aussi des modifications des propriétés physiques, mais nous n'avons pas d'influence sur ce point.

III.4.1 Détermination du RRR du conducteur.

La première des caractéristiques que l'on souhaite connaître est le RRR du conducteur et plus spécialement celui du stabilisant. Le RRR caractérise la diminution de la résistance électrique d'un matériau en fonction de la température suivant la formule (III-6). Le RRR d'un matériau dépend essentiellement de sa pureté et de sa structure cristallographique (taille de grains, impuretés, dislocations, etc.). De plus, dans le cas des métaux purs, la connaissance du RRR permet en vertu de la loi de Wiedemann-Franz (WF) de connaître la conductivité thermique du métal à basse température, § II.3.4.1.1.

Ainsi la connaissance du RRR des deux rubans qui composent le conducteur, ou à défaut le RRR global du conducteur, doit permettre à l'aide du logiciel MetalPak [97] de connaître la conductivité thermique et électrique du conducteur sur toute la gamme de température 4-300 K. MetalPak est un petit utilitaire qui contient les propriétés thermiques de plusieurs métaux, dont le cuivre et le nickel qui nous intéressent, en fonction du RRR et du champ magnétique. Il prend aussi en compte la déviation des matériaux par rapport à la loi de WF (qui n'est vraie qu'en première approximation).

$$RRR = \frac{\rho_{273,15K}}{\rho_{4K}} \quad (III-6)$$

Cela n'est néanmoins possible que dans le cas où le MgB_2 n'a pas d'influence sur la conductivité thermique et électrique du conducteur. La structure même du conducteur V67 (ruban de cuivre soudé en fin de production) fait que le MgB_2 ne peut pas avoir d'influence sur le RRR du ruban de stabilisant, en cuivre OFHC annoncé avec un RRR de 200. En revanche ce n'est pas forcément le cas pour un conducteur de type ST2009 où le cuivre est protégé par une barrière de diffusion mais qui peut se dégrader. En revanche, le MgB_2 peut avoir une influence sur la mesure du RRR du ruban du supraconducteur nickel par deux mécanismes distincts:

- Si sa conductivité thermique et électrique intrinsèque est du même ordre de grandeur que celle de la matrice en nickel et/ou s'il ne suit pas la loi de WF.
- Si le MgB_2 , plus exactement le magnésium, diffuse dans la matrice diminuant ainsi sa pureté.

Le MgB_2 comme la majorité des supraconducteurs est un mauvais conducteur thermique[98, 99] et électrique [100], et, ce, d'autant plus quand il est sous forme poly-cristalline comme c'est le cas dans les conducteurs ex-situ. Le MgB_2 ne représentant que 20 % du ruban supraconducteur, avec un taux de vide important [43, 101] pour les conducteurs ex-situ, il est donc peu probable que sa conductivité thermique et électrique intrinsèque ait une influence sur le nickel.

En revanche, le magnésium diffuse bien dans le nickel pendant le processus de fabrication mais seulement sur une faible épaisseur autour des filaments. Le MgB_2 peut donc dégrader le RRR du nickel surtout si ce dernier était élevé à l'origine, et qu'il est donc très sensible aux impuretés. Néanmoins, le RRR du nickel étant annoncé à 5 par Columbus, ce qui est très faible, il est de nouveau peu probable que le magnésium influence le RRR du ruban supraconducteur. On s'attend donc à ce que le MgB_2 n'est que très peu d'influence sur le RRR du conducteur et devrait être conforme à MetalPak.

III.4.1.1 Mesure de la résistivité électrique du conducteur

Habituellement, il est aisé de déterminer le RRR d'un matériau car il suffit de mesurer sa résistance électrique à 4,2 K et à 273,15 K. Cependant, la présence du MgB_2 à l'intérieur du

conducteur ne permet pas, par cette méthode, de déterminer le RRR du conducteur car sa résistance est par essence nulle à 4 K.

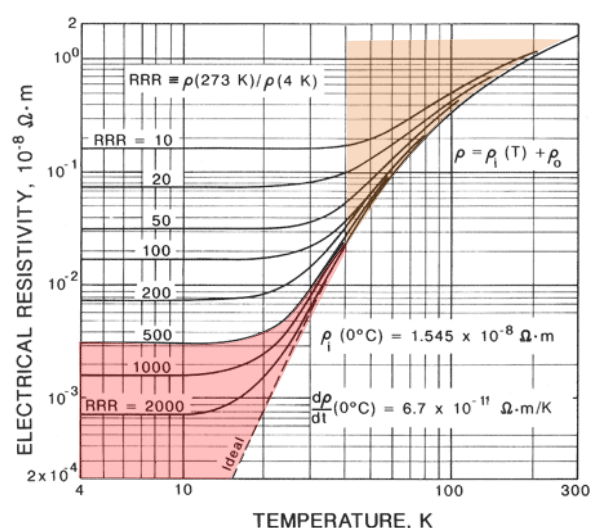


Figure III-23 : Résistivité électrique du cuivre en fonction de la température et du RRR, en orange, zone où la mesure de résistivité est possible pour un conducteur MgB₂, en rouge, zone où le RRR ne peut pas être déterminé [102].

Pour la mesurer, il est nécessaire de supprimer l'effet supraconducteur du MgB₂ en étant au-dessus du T_c, c'est-à-dire au-dessus de 35 K, mais cela limite la gamme de RRR mesurable. En effet, en analysant plus précisément comment la résistance du cuivre évolue en fonction du RRR et de la température, cf. Figure III-23, on remarque que si le RRR du cuivre est supérieur à 500 alors il n'est pas possible de le déterminer. Néanmoins, comme le RRR du ruban de stabilisant est annoncé à 200 avant la soudure sur le ruban supraconducteur, cela n'est pas censé être trop gênant.

La mesure de résistivité électrique a été réalisée en faisant passer un très faible courant, 0,55 A. Ce courant est, en fait, le plus faible courant que peu délivrer l'alimentation de 600 A servant à la mesure du courant critique pendant la mise en froid de l'insert froid. Cette méthode a pour avantage premier de ne pas demander le développement d'un nouveau montage. De plus, si elle est efficace, elle permettrait de déterminer le RRR de chaque échantillon testé tout en prenant en compte l'effet du bobinage.

En revanche, cette mesure est très bruitée car le courant délivré par l'alimentation n'est pas stabilisé comme on peut le voir sur la Figure III-24a. L'utilisation du logiciel Metapak a permis de réaliser un lissage de la mesure de résistivité électrique du conducteur et de déterminer les RRR (méthodes des moindres carrées sur l'ensemble des points) pour les deux rubans, ≈5,7 pour le ruban supraconducteur et ≈240 pour le ruban de stabilisant, cf. Figure III-24b.

Si le RRR du ruban de nickel semble compatible avec les informations données par Columbus, ce n'est pas le cas du RRR du ruban de cuivre qui est plus élevé que prévu. Ceci est d'autant plus inattendu que pour réaliser cette mesure nous sommes dans la même configuration que pour les tests de courant critique. Le conducteur est donc bobiné sur un diamètre de 300 mm ce qui a pour effet de plastifier le ruban de stabilisant. Le RRR étant sensible à la déformation, on s'attend donc à ce qu'il soit inférieur ou au mieux égal à 200.

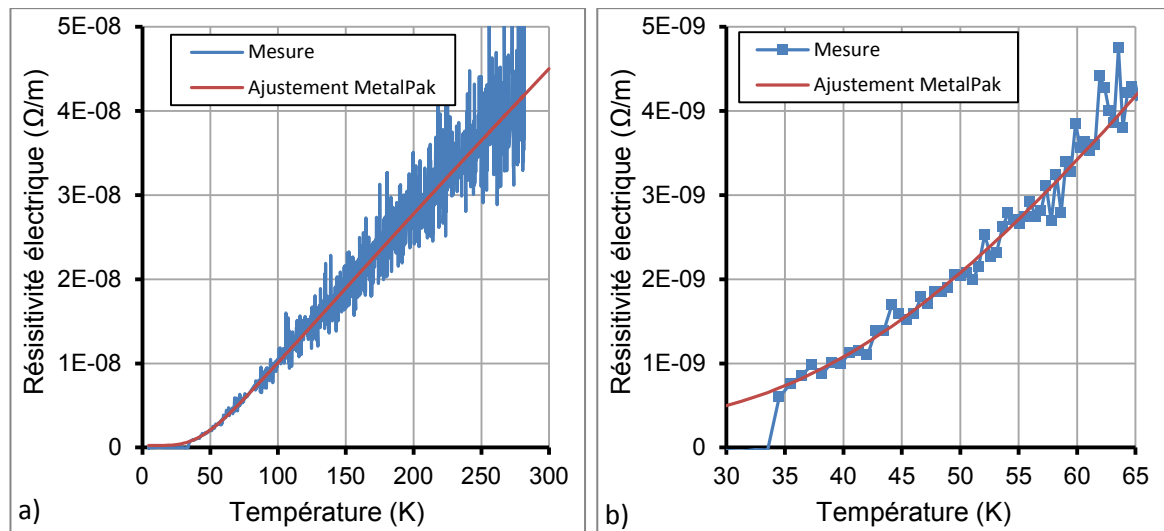


Figure III-24 : a) Mesure de la résistivité électrique du conducteur en fonction de la température et de l'ajustement obtenue grâce à MetalPak, b) Zoom du graphique précédent lors du passage de l'état résistif à l'état supraconducteur.

III.4.1.2 Mesure de la conductivité thermique du conducteur

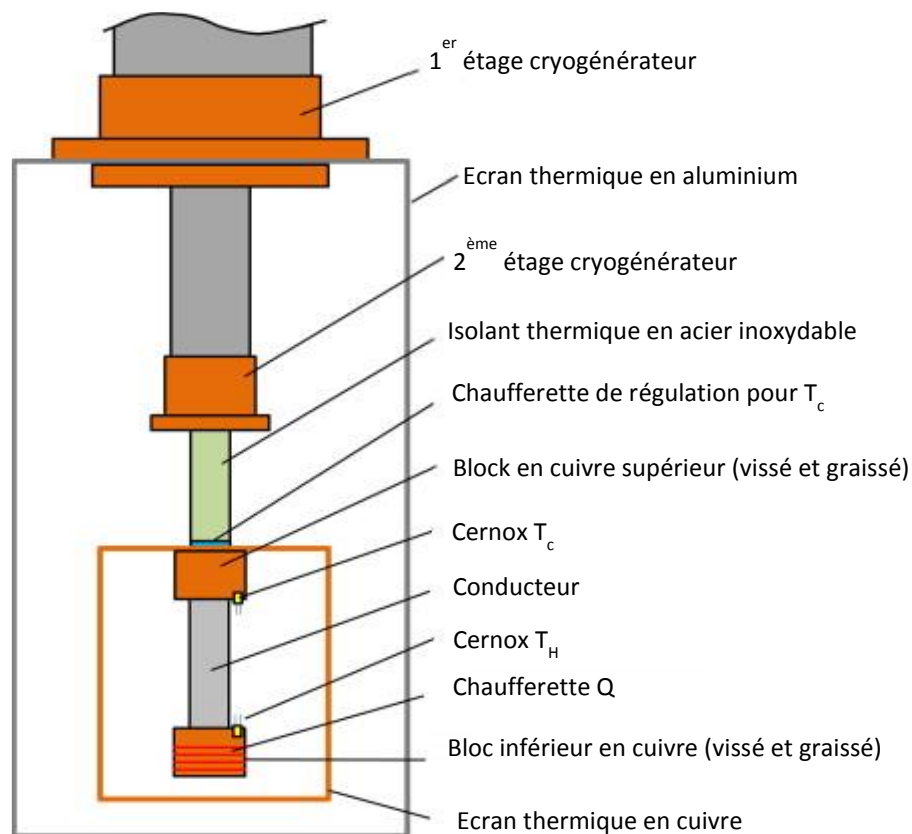


Figure III-25 : Vue schématique de la station d'essais Mecti, la station est basée sur l'utilisation d'un cryogénérateur comme source froide et d'un "isolant" thermique en acier inoxydable qui permet d'effectuer les mesures de conductivité jusqu'à 300 K tout en maintenant le cryogénérateur froid.

Pour confirmer le RRR déterminé lors de la mesure de résistivité électrique réalisée précédemment, nous avons décidé de mesurer la conductivité thermique du conducteur dans une station d'essais dédiée. Cette méthode est très efficace pour déterminer le RRR d'un conducteur car

à la différence de la mesure de la résistivité électrique, le passage de l'état résistif à l'état supraconducteur du MgB_2 n'empêche pas la mesure de la conductivité thermique. Cette mesure permettra aussi de prendre en compte la conductivité du MgB_2 en dessous de T_c si son effet n'est pas aussi négligeable qu'anticipé.

Le service dispose d'une station d'essais, appelée Mecti, **ME**sure de **Con**ductibilité **Th**ermique des **I**solants, qui permet de mesurer, de 4 K à 300 K, la conductivité thermique des matériaux, et pas seulement des isolants comme son nom le laisse penser, cf. Figure III-25. Le principe de la mesure est simple: il suffit de mesurer la température aux deux extrémités d'un échantillon, T_c et T_h , traversé par un flux de chaleur, Q , voir [103] pour plus de détails sur la méthode de mesure. Dans les faits, cela est plus compliqué car les mesures de conductivité thermiques sont très sensibles aux conditions expérimentales. En particulier au rayonnement qui peut augmenter (ou diminuer) la différence de température et ainsi biaiser la mesure.

Ainsi, classiquement, il faut une journée par point de mesure, le temps que le système soit dans un état stationnaire et près d'un mois pour une caractérisation complète sur toute la gamme de température. Pour déterminer avec précision le RRR d'un matériau, il est préférable de réaliser plusieurs points de mesures autour du pic de conductivité thermique ce qui rallonge d'autant le temps de mesure. En raison de ces limitations, les mesures de conductivité thermique ont été réalisées qu'une seule fois par type de mesures et limitées à 120 K. la conductivité thermique du cuivre et du nickel étant constante après cette température, il n'y avait pas de réel intérêt d'aller au-dessus.

III.4.1.2.1 Mesure de conductivité thermique avec stabilisant

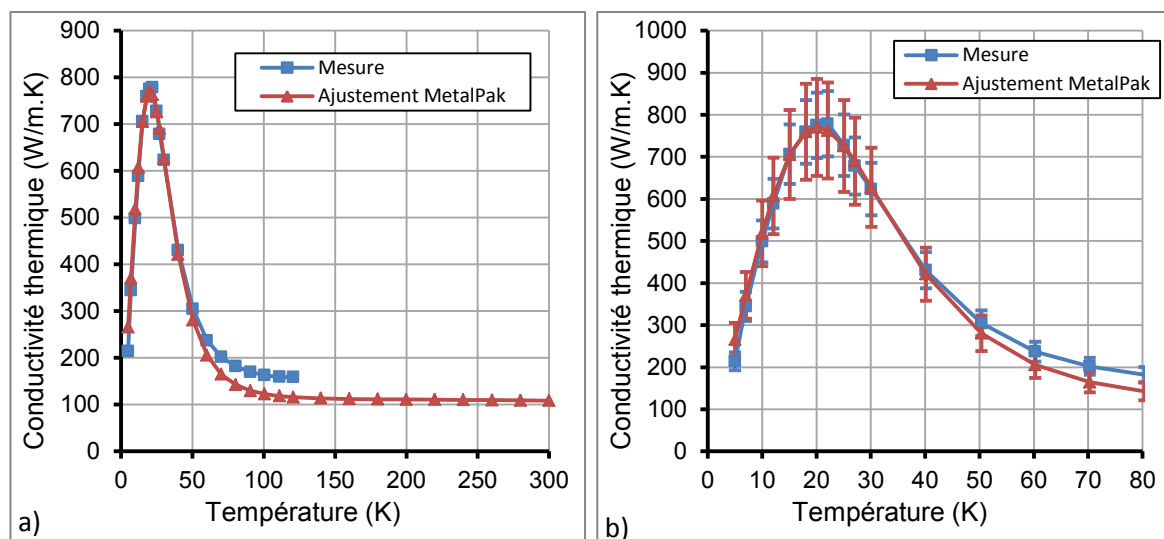


Figure III-26 : a) Mesure de la conductivité thermique du conducteur et l'ajustement en ne prenant en compte que le ruban de stabilisant, b) Zoom du graphique précédent avec une barre d'erreur à 10 % pour la mesure et de 15 % pour l'ajustement.

Dans un premier temps, nous avons mesuré la conductivité thermique du conducteur complet. La Figure III-26a compare la mesure réalisée sur le conducteur à un lissage qui prend uniquement en compte le ruban de stabilisant. Cette première mesure permet d'estimer le RRR du ruban de cuivre à 125 ce qui semble plus cohérent avec la valeur attendue. L'échantillon qui a servi à réaliser cette mesure a été prélevé du touret de livraison (diamètre de 60 cm). Il présentait déjà un rayon de courbure preuve que le conducteur, et donc le ruban de stabilisant, était déjà partiellement plastifié.

Si cet ajustement peut être suffisant pour modéliser le conducteur en dessous de 40 K, il ne l'est pas à plus haute température, cf Figure III-26b. Ce résultat était attendu au vu de la conductivité thermique du nickel à 300 K, qui est de 90 W/m.K, et de sa proportion dans le conducteur, 57 %.

III.4.1.2.2 Mesures de conductivité thermique sans stabilisant

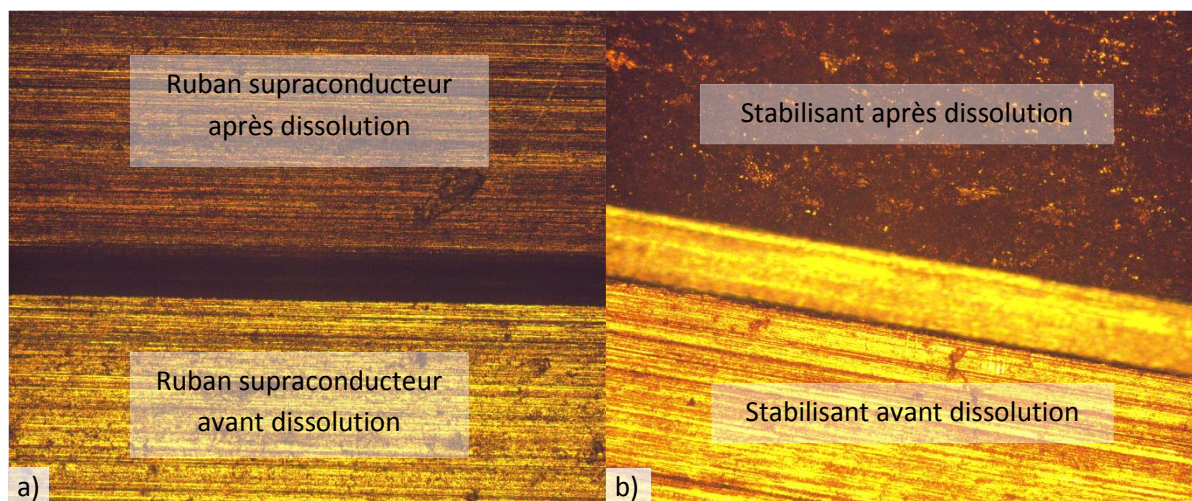


Figure III-27 : a) Comparaison de l'état de surface du ruban supraconducteur avant et après dissolution, on remarque que les stries de laminage sont encore visibles après la dissolution malgré un changement de couleur, b) Comparaison de l'état de surface du ruban de stabilisant avant et après dissolution, on remarque que les stries de laminage ont disparues, le cuivre a donc été attaqué.

Nous avons ensuite mesuré la conductivité thermique du ruban supraconducteur seul. Pour ce faire, il est nécessaire de séparer les deux rubans l'un de l'autre tout en évitant d'altérer le ruban supraconducteur pendant l'opération. Nous avons décidé de réaliser cette séparation par voie chimique en dissolvant la soudure étain-plomb à l'aide d'une solution aqueuse d'acide nitrique à 20 %. Cette méthode permet de tirer parti de la résistance naturelle du nickel à la corrosion ce qui donne la possibilité de retirer le ruban de cuivre sans solliciter le ruban supraconducteur, cf Figure III-27a.

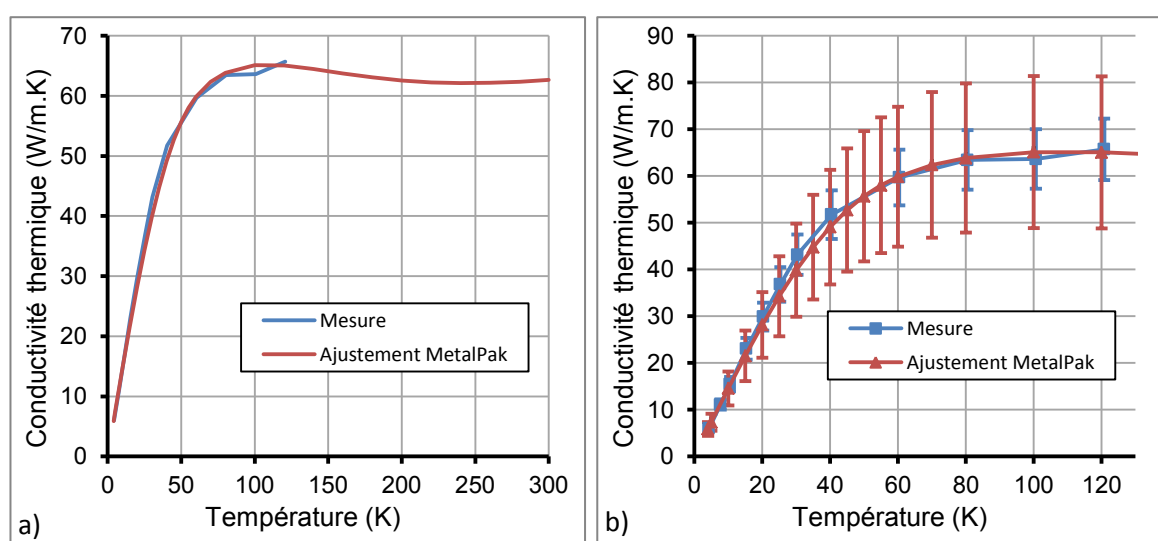


Figure III-28 : a) Mesure de conductivité thermique du ruban supraconducteur et l'ajustement en ne prenant en compte que la contribution du nickel, b) Zoom du graphique précédent avec une barre d'erreur de 10 % pour la mesure et de 25 % pour l'ajustement.

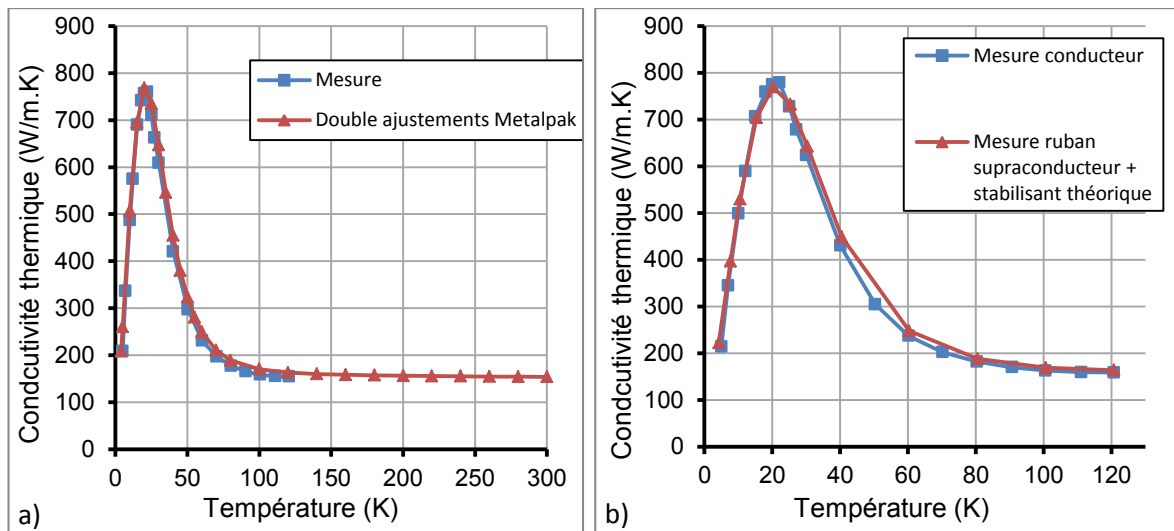


Figure III-29 : a) Comparaison entre la mesure sur le conducteur et un ajustement combinant un ruban de cuivre de RRR 120 et un ruban de Nickel de RRR 5,9, b), Mesure de conductivité thermique du conducteur complet et reconstitution de la mesure en combinant la mesure du ruban supraconducteur avec un ruban de cuivre théorique de RRR 120.

En revanche, on peut voir que le ruban de cuivre a été attaqué, cf. Figure III-27b. Les propriétés thermiques du cuivre étant bien connues, il n'a pas été jugé utile de mesurer le ruban de stabilisant et ce d'autant plus qu'il avait été altéré par la dissolution.

Les Figure III-28a et b comparent la conductivité thermique mesurée pour le ruban supraconducteur à un ajustement ne prenant en compte que la contribution du nickel. Cette mesure permet d'estimer le RRR du ruban supraconducteur à 5,9, valeur proche de celle estimée par la mesure de résistivité électrique.

Cette mesure, combinée à la précédente, permet d'affiner la valeur du RRR du ruban de cuivre à 120, cf. Figure III-29a. La Figure III-29b confirme que la séparation par voie chimique n'a pas eu d'impact sur le ruban supraconducteur. En effet, si on combine la mesure effectuée sur le ruban supraconducteur avec un ruban de cuivre théorique (de RRR 120), on retrouve bien la conductivité thermique mesurée sur le conducteur complet.

Cette mesure permet de confirmer, d'une part, que la contribution du MgB_2 à la conductivité thermique est négligeable et d'autre part qu'il n'était pas nécessaire, pour modéliser le conducteur, de mesurer la conductivité thermique du ruban de stabilisant.

III.4.1.3 Conclusion sur la mesure du RRR du conducteur

Les mesures de conductivité thermique effectuées sur la station Mecti ont permis de fixer le RRR pour chaque ruban, 5 & 9 dans la configuration d'un ruban supraconducteur en Nickel/ MgB_2 , et 120 pour le ruban de stabilisant en cuivre. Ces mesures donnent des résultats sensiblement différents de ceux annoncés par Columbus notamment pour le RRR du stabilisant qui n'est pas de 200 (valeur avant brasure), mais réellement de 120, ce qui aura un impact important sur les calculs de protection.

Ces mesures permettent de confirmer qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte non seulement les conductivités thermiques et électriques du MgB_2 , mais aussi celle de la soudure étain-plomb entre les deux rubans. Il n'est malheureusement pas possible de déterminer le RRR du

conducteur en mesurant simplement sa résistance pendant la mise en froid, la mesure du RRR étant trop sensible à réaliser à 40 K.

Depuis ces premières mesures de résistivité électrique, il a été découvert que la température du mandrin n'était pas homogène. Ainsi à 35 K un gradient de 3 K (de 6 K à 300 K) est présent dans le mandrin, gradient qui se retrouve le long du conducteur. Ceci est particulièrement dommageable pour évaluer le RRR du conducteur, car pour se faire, on a besoin d'une bonne précision sur les quelques Kelvins précédant le passage de l'état conducteur à l'état supraconducteur.

En analysant l'ensemble des mesures de résistance faites depuis la découverte de ce problème et suivant le capteur de température choisi, on obtient, pour le conducteur V67, un RRR allant de 140 à 260. Ainsi, même en prenant le capteur le plus "froid", ce qui très optimiste, on ne retrouve pas la valeur mesurée sur Mecti, 140 au lieu de 120. De même pour le V1578, on obtient un RRR allant de 90 à 130, ce qui peut laisser à penser que son RRR est plus faible que celui du V67 mais il est difficile de conclure en l'état.

Néanmoins, pouvoir mesurer le RRR du conducteur pendant la mise en froid serait un plus intéressant. Il serait donc intéressant dans le futur de faire, ou refaire, ces mesures une fois que le problème de contact thermique de l'insert froid sera réglé. Ceci permettra d'améliorer l'homogénéité en température du mandrin et donc on peut espérer la mesure du RRR. A noter que, par le fait même que l'on soit en cours de refroidissement, le mandrin n'aura jamais une température complètement homogène. Il y aura donc toujours un biais sur la mesure de RRR, Mecti restant la meilleure solution pour obtenir une mesure précise (mais qui prend difficilement en compte l'effet du bobinage).

De plus, pour cette mesure, j'encourage à utiliser une alimentation de courant qui soit stabilisée pour réduire le bruit de cette mesure et d'augmenter la vitesse d'acquisition notamment à la fin de la mise en froid. A défaut, il sera nécessaire de réaliser la mesure en statique en régulant l'homogénéité du mandrin ce qui demandera une journée de test aux alentours de 35 K ce qui est finalement assez proche de Mecti.

III.4.1.4 *Conductivité thermique de l'isolation*

Nous avons aussi prévu de mesurer la conductivité thermique d'un échantillon de conducteur imprégné pour mesurer la conductivité thermique de l'isolation inter-tour. Cette isolation est composée de Dacron, nom d'une marque pour du polyester comme le Mylar, et d'une résine époxy, la CTD-101K, pour laquelle nous disposons que de peu d'informations. Mais malheureusement, suite à un incident technique, cette mesure n'a pas pu être faite dans les temps.

Cette mesure est néanmoins importante car c'est la première fois que nous utilisons ce mélange dans le service. Or, la conductivité thermique de l'isolation dans un bobinage conditionne la vitesse de propagation transverse lors d'une transition résistive. Pour remédier temporairement à ce manque d'informations, nous avons considéré que l'isolation était uniquement composée de « Mylar N » faisant complément abstraction de la résine.

Le Mylar a une conductivité thermique qui dépend de sa structure cristalline, suivant qu'il soit plus ou moins cristallin. Ne connaissant pas la structure du Dacron u nous avons choisi de prendre la plus basse conductivité thermique répertoriée dans la littérature car c'est le cas le plus défavorable pour les calculs de protection. Nous avons donc choisi celle donnée par Cryocomp [63] pour du Mylar amorphe semi-cristallin, cf. Figure III-30. Cryocomp est un utilitaire comme MetalPak, mais sur un ensemble plus large de matériaux.

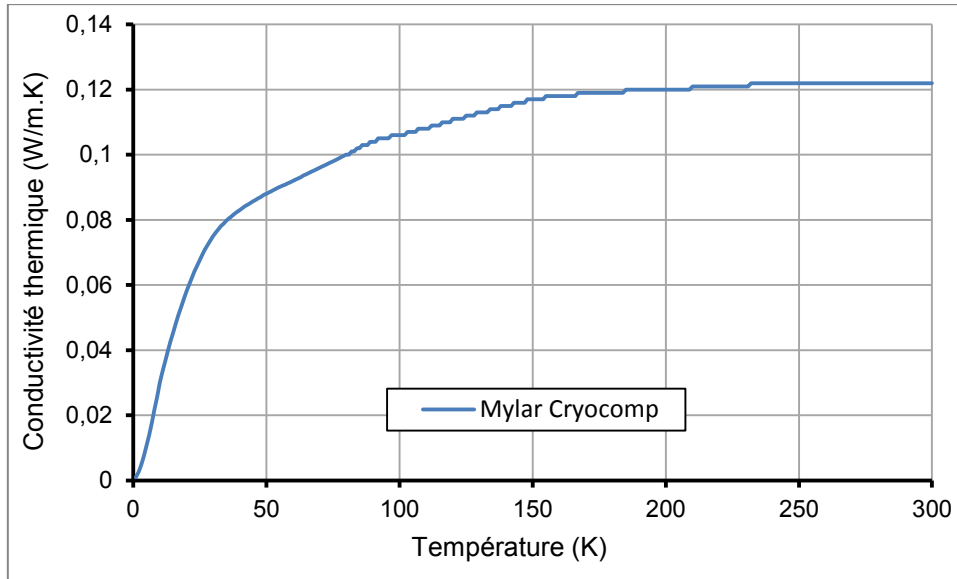


Figure III-30 : Conductivité thermique du Mylar amorphe, semi-cristallin fourni par Cryocomp.

III.4.2 Capacité thermique du MgB₂ et du conducteur.

A la différence des autres propriétés présentées dans ce chapitre, nous n'avons pas mesuré la capacité thermique du MgB₂ car nous ne disposons pas de station d'essais capable de réaliser cette caractérisation. Néanmoins, la capacité thermique est une des propriétés physiques les plus stables et elle ne dépend généralement que de la composition chimique. Par exemple le cuivre a toujours la même capacité thermique quel que soit son RRR [96]. On peut donc aisément déterminer la capacité thermique du conducteur grâce à la loi des mélanges (III-7).

$$Cp_{conducteur} = \frac{(S_{MgB_2} Cp_{MgB_2} + S_{cuivre} Cp_{cuivre} + S_{nickel} Cp_{nickel})}{S_{conducteur}} \quad (III-7)$$

Avec :

- S la section du composé chimique,
- Et Cp la capacité thermique du composé chimique.

III.4.2.1 Capacité thermique massique

Si la capacité thermique du nickel et du cuivre sont bien connus et disponible dans Metalpak en revanche, ce n'est pas le cas pour le MgB₂. Cette propriété a néanmoins été largement étudiée après la découverte de la supraconductivité du MgB₂ car c'est une des propriétés physiques qui est modifiée par la supraconductivité.

La capacité thermique du MgB₂ qui a été utilisée pour déterminer la capacité thermique du conducteur est issue de [104]. Si extraire la capacité thermique du MgB₂ de 40 à 300 K ne présente pas de difficultés particulières grâce au mode d'Einstein, il n'en est pas de même en dessous de 40 K. En effet, en raison de la supraconductivité, la capacité thermique devient dépendante du champ magnétique en dessous de T_c . Dans le cadre d'un calcul de protection, le cas le plus défavorable étant une capacité thermique faible, nous avons donc choisi de retenir cette hypothèse quel que soit le champ magnétique, cf. Figure III-31a et b.

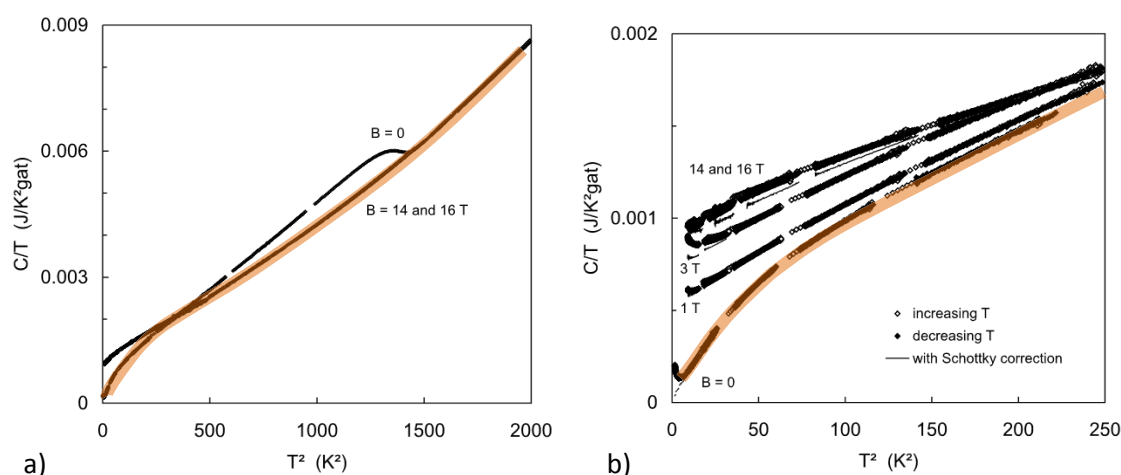


Figure III-31 : a) Capacité thermique du MgB_2 en dessous de 40 K en fonction du champ magnétique, en orange la capacité thermique utilisée pour calculer celle du conducteur, b) Capacité thermique du MgB_2 en dessous de 16 K.

A noter que la publication ne donne pas d'équation de la capacité thermique en dessous de 40 K. Elles ont donc été déterminées graphiquement ce qui laisse une certaine marge d'erreur. Les calculs de protection ne seront que légèrement pessimistes car la variation de la capacité thermique en fonction du champ magnétique est faible, cf. Figure III-31b, mais aussi parce que la proportion du MgB_2 dans le conducteur n'est que de 14 %.

La Figure III-32a montre la capacité thermique massique du MgB_2 qui est élevée comme la majorité des matériaux à faible densité à la différence du NbTi par exemple, cf. Tableau III-6. La Figure III-32b compare la capacité thermique massique d'un conducteur de type V67, isolé ou non par du Dacron et un conducteur NbTi (non isolé) contenant la même proportion de supraconducteur que notre conducteur MgB_2 , c'est-à-dire 14 %. On remarque que notre conducteur MgB_2 a une capacité thermique massique supérieure à celle d'un conducteur équivalent en NbTi en raison du MgB_2 bien sûr mais aussi à cause du Nickel.

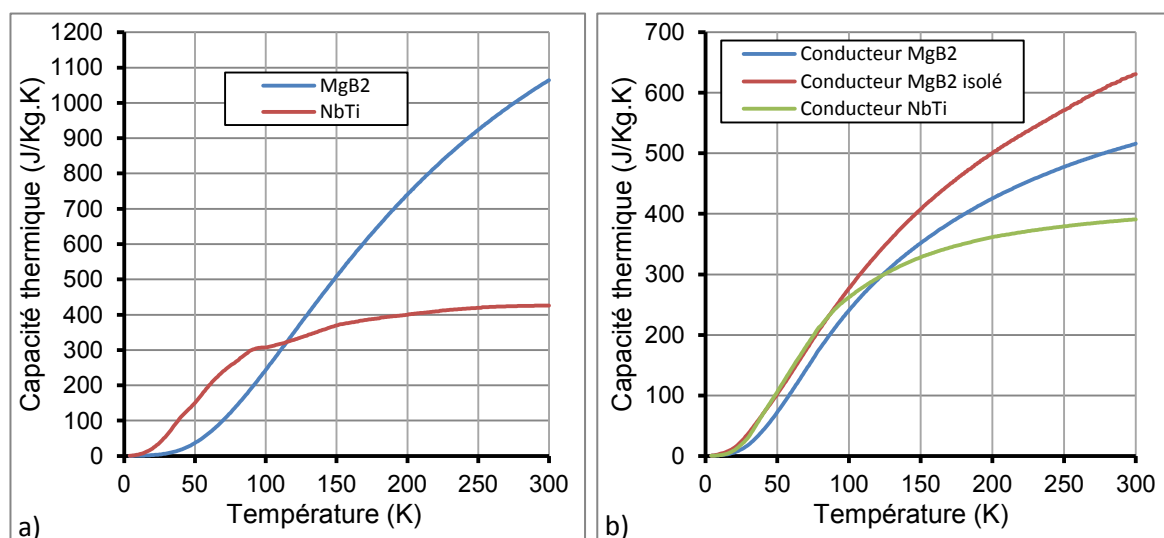


Figure III-32 : a) Capacité thermique massique du MgB_2 et du NbTi, b) Capacité thermique massique du conducteur de type V67 (non isolé et isolé Dacron) et d'un conducteur NbTi avec le même rapport supraconducteur (matrice + stabilisant), les deux étant en cuivre.

De même, le conducteur, une fois isolé, présente une capacité thermique massique plus élevée car le Dacron, qui représente 18 % du conducteur isolé, a une capacité thermique massique élevée,

1156 J/Kg. K à 300 K, comme la majorité des isolants. A noter que comme pour la conductivité thermique, on a considéré que l'isolant était seulement composé de Dacron.

III.4.2.2 Capacité thermique volumique

Du point de vue protection, plus l'intégrale de la capacité thermique est élevée plus cela est bénéfique car le bobinage pourra absorber une plus grande partie de l'énergie qui aura été stockée dans l'aimant pour une température limite donnée. Néanmoins pour comparer la capacité thermique de deux conducteurs de compositions différentes, la capacité thermique massique n'est pas la plus adaptée.

En effet, si on suppose que la densité de courant ingénieur (courant/ $S_{\text{conducteur}}$) est identique entre les conducteurs, alors en raison de leur différence de densité, cf Tableau III-6, la réserve d'enthalpie du bobinage sera différente. C'est pourquoi, on préfère habituellement utiliser la capacité thermique volumique pour réaliser cette comparaison.

Matériau	Densité (Kg/m ³)
Nickel	8900
Cuivre	8960
MgB ₂	2570
Conducteur MgB ₂ (type V67)	8013
Dacron/Mylar	1340
Conducteur MgB ₂ isolé Dacron (type V67)	6817
NbTi	6550
Conducteur NbTi	8616

Tableau III-6 : Densité de différents matériaux rentrant dans la composition des conducteurs.

La Figure III-33a et b montre la capacité thermique volumique du MgB₂ et du NbTi, on remarque qu'à la différence de la capacité thermique massique, la capacité thermique volumique du MgB₂ est largement inférieure à celle du NbTi, ce qui sera préjudiciable pour la protection dans le cas de conducteur à haute teneur en supraconducteur.

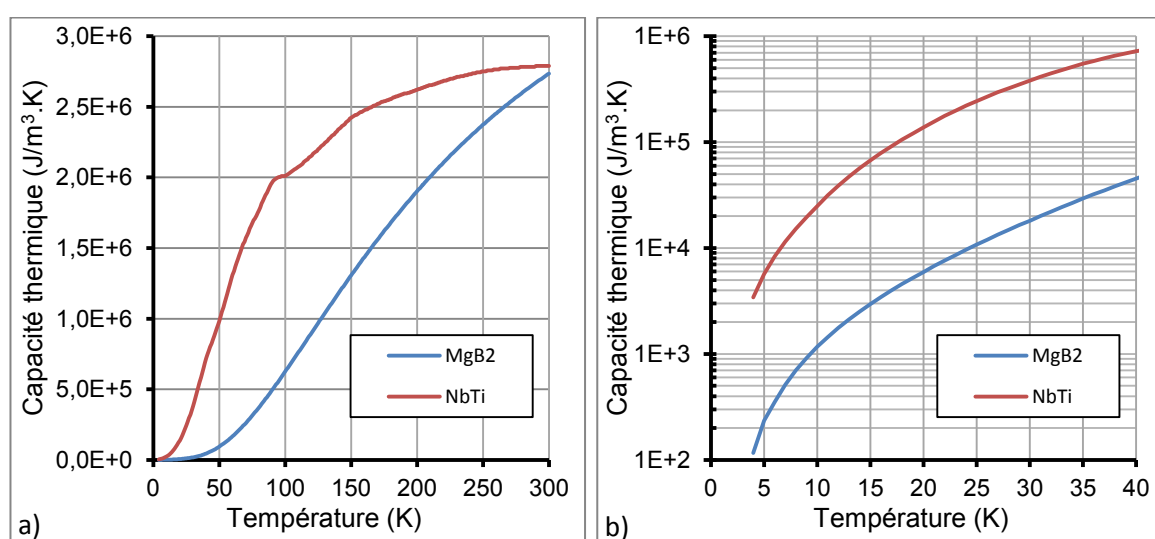


Figure III-33 : a) Capacité thermique volumique du MgB₂ et du NbTi b) Zoom du graphique précédent sur la plage 0-40 K.

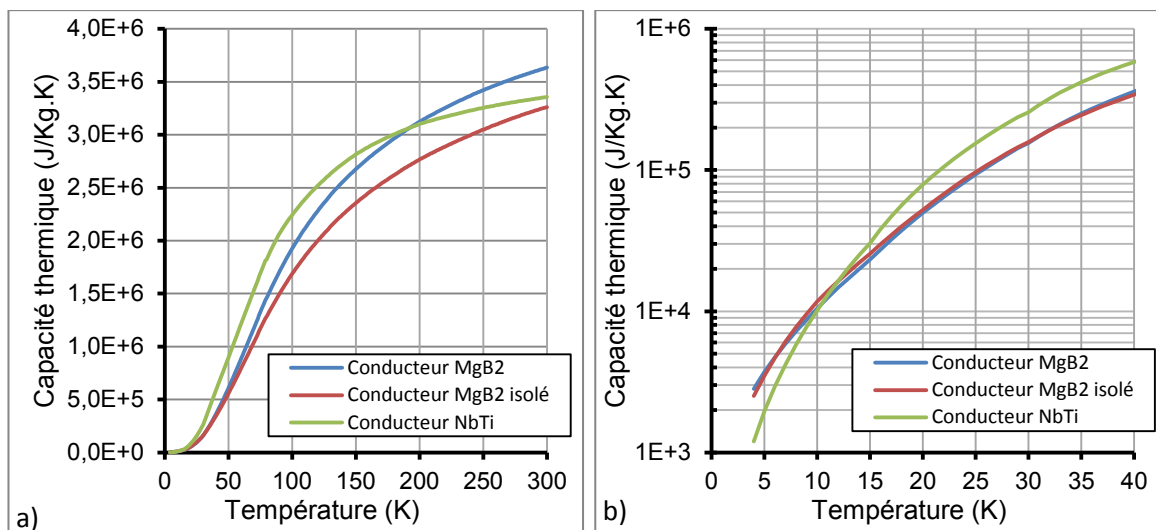


Figure III-34 : a) Capacité thermique volumique d'un conducteur MgB_2 type V67 (non isolé et isolé) et d'un conducteur NbTi avec le même rapport supraconducteur/(matrice + stabilisant) et dont la matrice/stabilisant est en cuivre, b) Zoom du graphique précédent sur la plage 0-40 K.

La Figure III-34a et b compare la capacité thermique volumique d'un conducteur V67 (isolé ou non) et du conducteur NbTi équivalent (non isolé). On remarque que cette fois-ci, c'est le conducteur NbTi qui a l'avantage sur le conducteur MgB_2 , cf. Figure III-32b.

Le Tableau III-7 permet de comparer les intégrales de capacité thermique volumique entre les différents conducteurs. On voit ainsi qu'il est légèrement plus facile de protéger un conducteur NbTi équivalent à notre conducteur MgB_2 que ce dernier, surtout sur la gamme 4-100 K, mais cela n'est nullement rédhibitoire. Cet avantage s'estompe néanmoins quand la température augmente car le nickel a une capacité thermique volumique supérieure au cuivre à partir de 140 K (et en dessous de 10 K). À noter que, 100 K est une température limite très intéressante car, dans ce cas, il n'est pas nécessaire de se préoccuper des contraintes différentielles générées par le gradient de température par la transition résistive parce que la dilation thermique est faible entre 4 et 100 K, § III.4.3.4. De même, à densité de courant constante, l'isolation est préjudiciable à la protection et sa quantité doit donc être limitée.

Gamme de température	Intégrale de la capacité thermique volumique (J/m ₃)		
	Conducteur NbTi	Conducteur MgB_2 V67	Conducteur MgB_2 V67 isolé
4-10 K	2,83E+04	3,69E+04	3,87E+04
4-100 K	9,59E+07	7,37E+07	6,58E+07
4-300 K	6,97E+08	6,77E+08	6,01E+08

Tableau III-7 : Intégrale de capacité thermique volumique du conducteur MgB_2 et d'un conducteur NbTi équivalent.

III.4.3 Mesures de la dilatation thermique

Notre conducteur est composé de deux rubans ayant chacun son propre coefficient de dilatation thermique. Or, comme les deux rubans sont reliés par la brasure étain-plomb, ils ne peuvent pas se dilater librement. De fait, sous l'action d'un changement de température, le conducteur se déformera (ce qui est normal) mais des contraintes mécaniques seront aussi générées à l'intérieur de celui-ci.

Notre conducteur étant composé de seulement deux rubans, il forme donc ce que l'on appelle un bilame. Ainsi, lorsque la température diminuera, le conducteur fléchira naturellement, générant des contraintes mécaniques dans les deux rubans, cf. Figure III-35. Le ruban ayant le plus fort coefficient de dilatation sera en compression tandis que l'autre ruban sera en traction.

Dans le cas où l'on peut considérer le bilame comme homogène mécaniquement, c'est-à-dire en première approximation un même module d'Young pour les deux rubans (comme cela se révélera être le cas pour notre conducteur, § III.5.3, alors, la déformation engendrée par la variation de température ne dépend que du ratio des épaisseurs pondérées des coefficients de dilatation thermique des matériaux des deux rubans.

Le coefficient de dilatation du ruban de stabilisant est connu car uniquement composé de cuivre. En revanche, ce n'est pas le cas du ruban supraconducteur qui est certes composé majoritairement de nickel, dont le coefficient de dilatation est connu, mais aussi de MgB_2 ce qui peut impacter la dilatation thermique du ruban supraconducteur. Indépendamment de la problématique de l'effet bilame, il est nécessaire de connaître la dilatation thermique du conducteur pour effectuer les calculs de contrainte mécaniques lors de la mise en froid, par exemple sur notre mandrin de mesure de courant critique, ou lors d'une transition résistive.

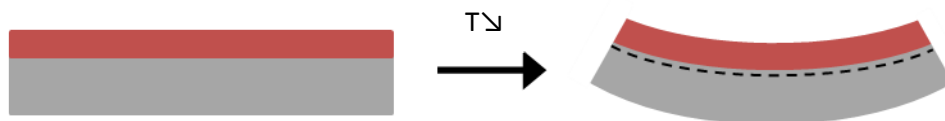


Figure III-35 : Déformation du conducteur sous l'effet du refroidissement en raison de l'effet bilame.

Pour confirmer que le ruban supraconducteur se déformait moins que le ruban de cuivre, nous avons réalisé un test de dilatation sommaire qui a consisté à coller un ruban supraconducteur à ces deux extrémités sur une plaque en cuivre que l'on a ensuite plongée dans l'azote liquide. Comme on peut le voir sur la Figure III-36, le conducteur s'est soulevé de la plaque ce qui montre que la dilatation thermique de la plaque de cuivre est plus importante que celle du conducteur. Un test à l'azote suffit pour juger de la dilatation différentielle entre les deux matériaux car 90 % de la dilatation thermique entre 4 K et 300 K a lieu entre 77 K et 300 K.

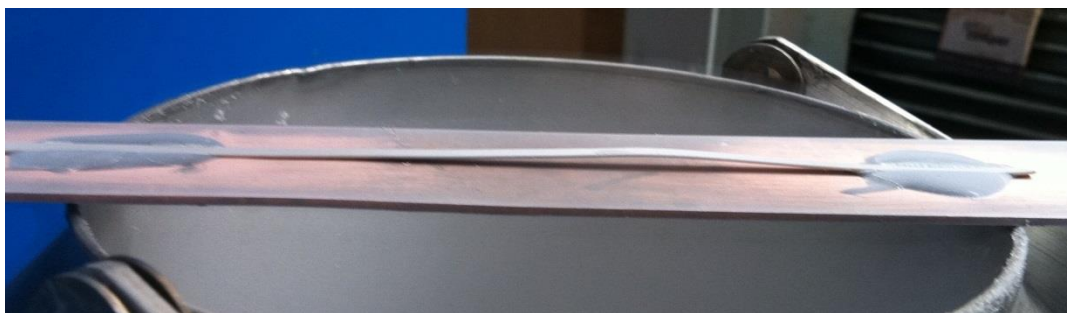


Figure III-36 : Test de dilatation sommaire, le conducteur est collé à ces deux extrémités sur une plaque en cuivre puis l'ensemble est plongé dans l'azote, une fois refroidi on observe que le conducteur c'est soulevé.

III.4.3.1 Conditions expérimentales

Pour aller plus loin, il est nécessaire de mesurer, avec plus de précision, la dilatation thermique du ruban supraconducteur. Pour mesurer la déformation d'un objet, on utilise habituellement une jauge de déformation (aussi appelée jauge de contrainte). Ces jauges sont classiquement utilisées pour mesurer la déformation d'un objet qui est sollicité mécaniquement pour ensuite en déduire les

contraintes. Néanmoins, les jauges de déformations sont sensibles à toutes les déformations que ce soit celles d'ordres mécaniques ou thermiques. Afin pour pouvoir mesurer uniquement la dilatation thermique, il est nécessaire de réunir plusieurs conditions expérimentales:

- Ne pas solliciter mécaniquement le ruban pour ne mesurer que la déformation thermique,
- Que le capteur de déformation ait une rigidité mécanique très faible par rapport à celle du ruban pour que l'on mesure la dilatation du ruban et non la dilatation du capteur,
- De même, il faut que le collage qui permet de lier mécaniquement la jauge de déformation au conducteur soit le plus faible possible pour que la rigidité de la colle n'interfère pas avec le ruban. Dans l'idéal, il faudrait que la colle ait la même dilatation thermique que le matériau que l'on souhaite mesurer,
- Que la sonde soit insensible à la déformation transverse pour ne mesurer que la dilatation longitudinale,
- Que la sonde soit le moins sensible possible à la température.

III.4.3.2 *Choix de la jauge de déformation*

Le conducteur étant de petite dimension, 3 mm de largeur, on ne peut pas utiliser les jauges de déformation à base de circuit imprimé comme habituellement pour les mesures de contrainte. Comme pour beaucoup de capteurs, on ne mesure pas directement la déformation, mais la résistance électrique de la jauge. En effet, lorsque la jauge se déforme, la longueur du circuit imprimé change aussi ce qui induit naturellement un changement de sa résistance électrique.

De fait, plus qu'à la valeur de la résistance, on s'intéresse à sa variation qui est directement proportionnelle à la déformation. Cette mesure est faite via un pont de Wheatstone. Ce type de jauge de déformation est notoirement difficile d'utilisation, il est courant que des jauges se décollent, et les mesures sont souvent bruitées et difficiles d'interprétation.

Pour mesurer la dilatation thermique de notre ruban, nous avons opté pour des jauges de déformation optique de la société Opsens [105]. Ces jauges de déformation sont de très faibles dimensions $\varnothing 200\ \mu\text{m} \times 9\text{mm}$, ce qui les rend compatibles avec les dimensions de notre ruban. Ces jauges ont un fonctionnement différent des jauges de déformations classiques car elles utilisent le principe de l'interférométrie optique, plus exactement un interféromètre de type Fabry-Pérot dans le cas d'Opsens.

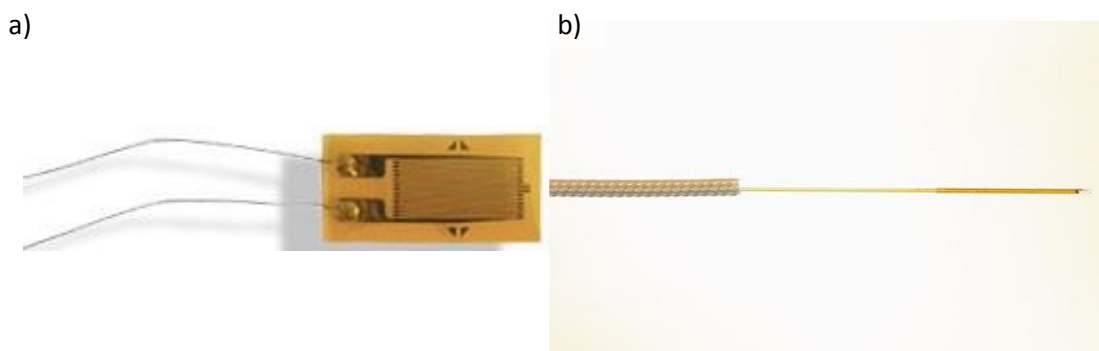


Figure III-37 : a) Jauge de déformation classique de type circuit imprimé basé sur la mesure de la variation de la résistance, b) Jauge de déformation optique basée sur le principe de l'interférométrie (Fabry – Perot), le capteur (partie orange à l'extrémité de la fibre optique) est de très faibles dimensions, $\varnothing 230\ \mu\text{m} \times 9\text{mm}$.

Ces jauges sont constituées d'une cavité optique formée par deux miroirs, cf. Figure III-38, l'un qui demeure fixe sur la fibre optique, l'autre mobile. Lorsque la pièce se déforme, elle entraîne avec elle

le miroir mobile de la cavité optique modifiant ainsi sa longueur. Suivant le principe de l'interférométrie, cette variation de longueur induit une différence de marche qui est mesurée via un boîtier optoélectronique permettant de convertir cette différence de marche en déformation.

Ces jauges se présentent comme le "graal" [106] des jauges de déformation car elles sont insensibles à la majeure partie des interférences contrairement aux jauges de déformations à base de circuits imprimés:

- Insensible à la température,
- Insensible à la déformation transverse,
- Insensible au bruit électromagnétique et radiofréquence.

En revanche en raison de leur petite taille, il est aisé de les abîmer et le collage demeure délicat.

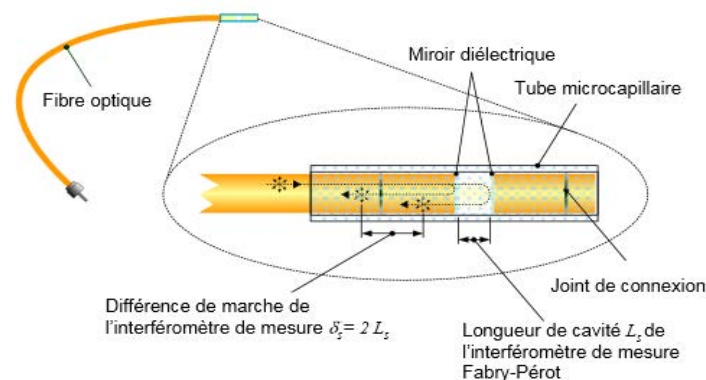


Figure III-38 : Jauge de déformation optique Opsens basée sur un interféromètre de Fabry-Pérot [107].

III.4.3.3 Installation des capteurs

Ces jauges de déformations ont déjà été utilisées avec succès dans le service pour le test d'un aimant prototype sous champ [108], appelé R1, dont le but était de mesurer la contrainte atteinte dans le conducteur pour en valider le comportement mécanique. Le choix d'utiliser ces sondes était principalement motivé par le fait qu'elles sont insensibles au champ magnétique.

En analysant les données de mise en froid de R1, nous avons remarqué que la dilatation thermique mesurée sur les compensations n'était pas celle attendue. Ce résultat était étonnant car le capteur est vendu comme théoriquement insensible à la température néanmoins le constructeur ne valide le fonctionnement de ces capteurs que de -40 à 250°C [106]. La raison de cette déviation par rapport à la littérature n'a pas été identifiée. A noter que le problème n'est pas lié au capteur car lorsque l'on plonge la référence dans l'azote liquide, on retrouve bien la dilatation théorique du cuivre.

Pour remédier à cet écart, nous avons donc décidé de mesurer la dilatation thermique d'un barreau en cuivre OFHC (dont la dilatation est parfaitement connue) qui servira de référence en même temps que celle du ruban supraconducteur pour corriger la mesure, cf. Figure III-39a. Le collage des sondes sur nos échantillons est identique à celui fait pour R1.

Pour réaliser cette mesure, nous avons décidé de profiter de l'une des mises en froid de l'insert, pour les échantillons, en utilisant la plaque supérieure du mandrin de test. Ceci nous a permis de disposer, d'une part, d'un refroidissement "doux" et régulier, en particulier sur la plage 70-300 K où

la vitesse de refroidissement est constante, cf. Figure II-27, et d'autre part d'une partie de l'instrumentation nous permettant ainsi de réduire le temps de préparation de l'essai.

Pour éviter de générer des contraintes pendant le refroidissement, nous avons simplement collé, à l'opposé du capteur, une des extrémités des échantillons sur la plaque supérieure du mandrin de courant critique, cf. Figure III-39a. Les échantillons ont été recouverts d'un écran en cuivre pour les protéger du rayonnement, cf. Figure III-39b, mais aussi, pour les protéger d'une agression extérieure.

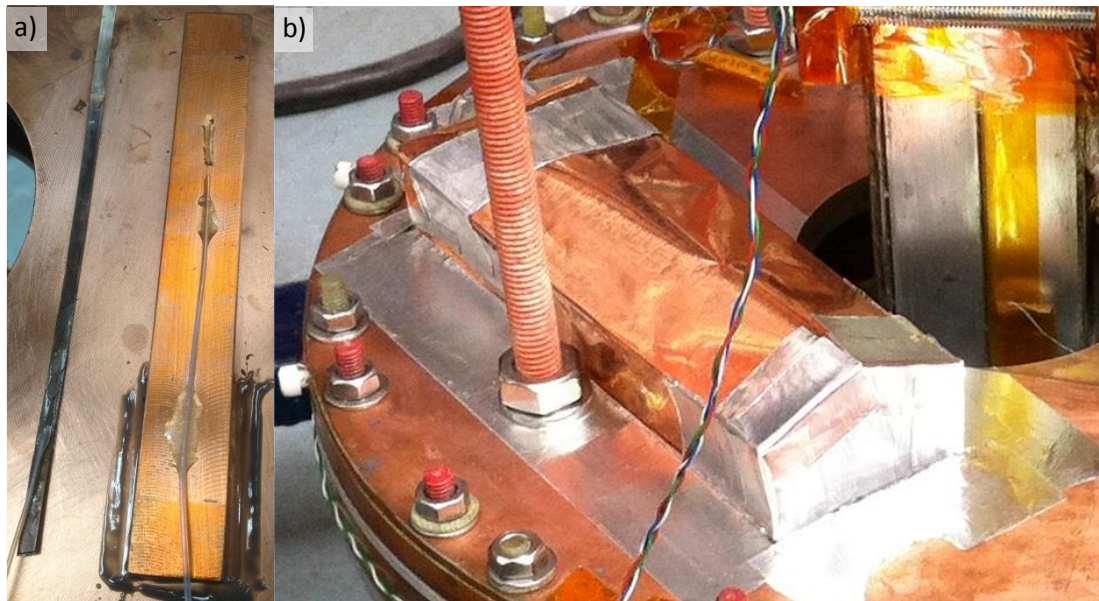


Figure III-39 : a) Vue du conducteur et la référence instrumentés qui sont collés à une de leur extrémité sur la plaque supérieur du mandrin de test, b) Les échantillons sont recouverts d'un écran en cuivre pour les protéger (partiellement) du rayonnement.

III.4.3.4 Analyse des mesures

La Figure III-40a montre les mesures issues des capteurs en fonction de la température. On remarque deux éléments distincts: un saut sur la mesure de la référence et un bruit présent sur les deux mesures mais pour une gamme de températures différentes. A noter que la température finale est de seulement 55 K car l'acquisition des données s'est accidentellement arrêtée sur l'appareil de mesure d'Opsens. Néanmoins cela n'est pas gênant car étant en dessous de 77 K, la majeure partie de la dilatation était déjà faite.

La Figure III-40b montre les courbes brutes après nettoyage du bruit et du saut, qui sont très propres et a priori exploitables. On constate, comme attendue, qu'il y a un écart entre la référence et la courbe du cuivre issue de la littérature, cf. Figure III-41a.

On remarque que l'écart entre la littérature et la mesure croît (globalement) linéairement avec la température ce qui s'explique par un ratio "constant" entre la mesure et la littérature, 0,91 en moyenne, cf. Figure III-41b.

Finalement tout se passe comme s'il fallait corriger le facteur de jauge fournis par le constructeur. Il est néanmoins extrêmement improbable que le fabricant nous ait fourni un mauvais facteur de jauge pour nos sondes. En effet, le facteur de jauge est le coefficient qui permet de relier la différence de marche à la déformation or ce coefficient étant propre à chaque jauge, il est donc mesuré par le fabricant pour chaque sonde.

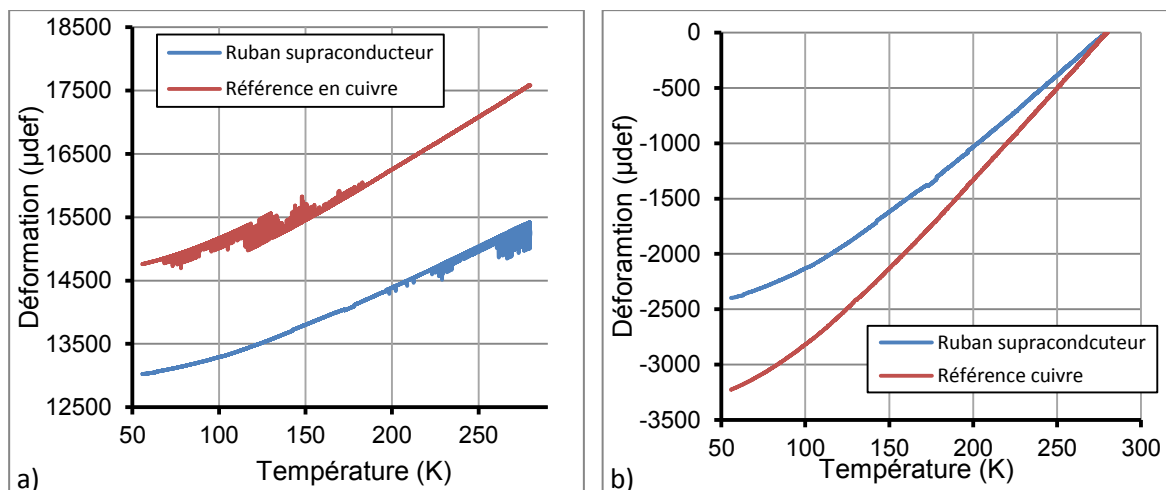


Figure III-40 : a) Résultats brut issus des jauges de déformations collées sur le ruban supraconducteur et la référence en cuivre en fonction de la température, b) Courbes de déformation obtenues après nettoyage du bruit et du saut sur la référence.

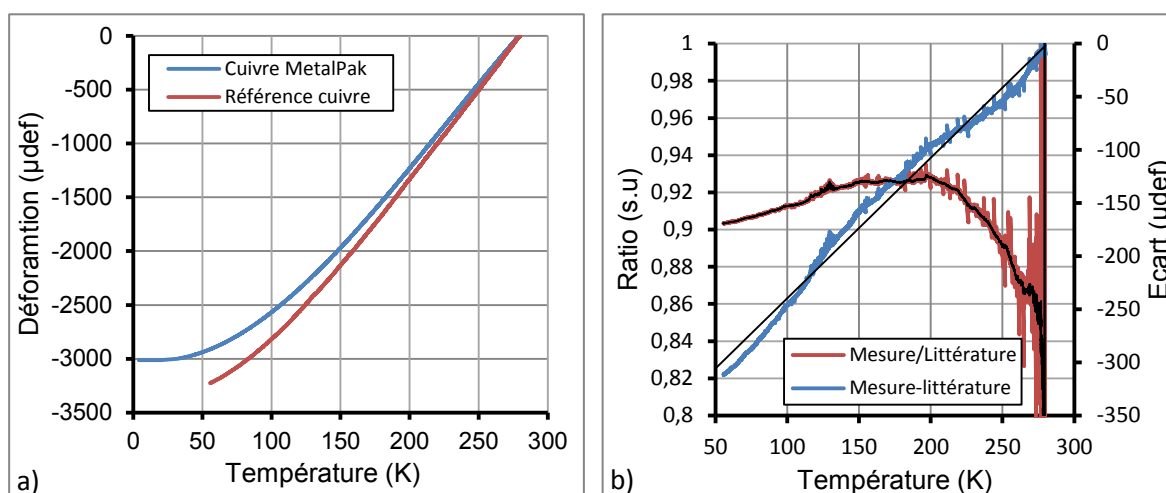


Figure III-41 : a) Comparaison entre la mesure et la littérature pour la référence en cuivre, b) Evolution de l'écart et du ratio entre la mesure et la littérature en fonction de la température.

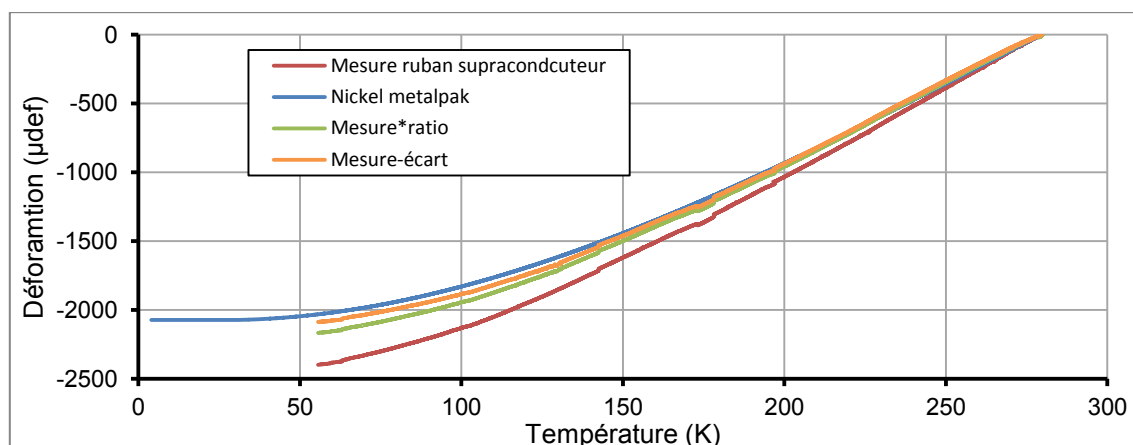


Figure III-42 : Mesure de la dilatation du ruban supraconducteur, brut et corrigé, en fonction de la correction choisie, la dilatation du nickel pure issue de la littérature est donnée pour comparaison.

Quel que soit le mode de compensation choisi, la dilatation thermique du ruban supraconducteur est faiblement supérieure à celle du nickel pur, cf. Figure III-42. Le MgB_2 ne semble donc pas avoir

d'impact majeur sur la dilatation du ruban supraconducteur. A noter que s'il devait y avoir un effet, on s'attendrait plutôt à avoir une dilatation thermique inférieure à celle du nickel pur pour le ruban supraconducteur car le MgB_2 se dilate peu avec la température, $\approx 1,6 \text{ mm/m}$ [13].

III.4.3.5 *Seconde mesure de dilatation*

La mesure de dilatation présentée ci-dessus a été effectuée lors de la dernière mise en froid de la première version de l'insert froid. Une nouvelle mesure de dilatation a été effectuée pendant la mise en froid de la nouvelle version de l'insert froid sur un nouvel échantillon du ruban supraconducteur. La compensation est identique.

A la différence de la première campagne de mesure, la mesure de déformation sur la référence en cuivre est peu bruitée. En revanche, ce n'est pas le cas de la mesure sur le ruban supraconducteur qui est très bruitée par endroit mais surtout présente sur un grand nombre de créneaux et ce même entre 4 et 77 K, cf. Figure III-43a.

Si la présence de créneaux n'est pas nouvelle, entre 140 et 170 K sur la première mesure, leur ampleur est inédite. En partant de l'hypothèse que les créneaux pouvaient être considérés comme un artefact de mesures, nous avons nettoyé la courbe pour la comparer à la mesure précédente. La courbe, une fois la référence prise en compte, donne finalement un résultat assez proche de la première mesure, cf. Figure III-43b.

Suite aux problèmes rencontrés sur la nouvelle version de l'insert froid nous avons arrêté les mesures de dilatation, ainsi que la recherche d'explication aux mesures et aux phénomènes rencontrés préférant donner la priorité à la mise au point de la nouvelle version d'insert froid pour permettre de réaliser les mesures de courant critique sous champ et le test des maquettes.

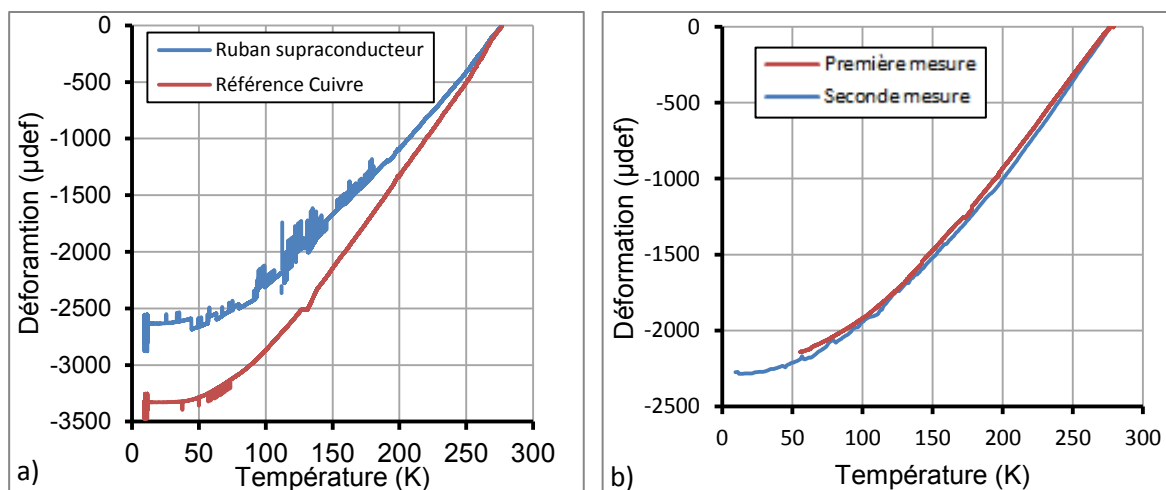


Figure III-43 : a) Mesure de dilatation brute issue de la deuxième campagne de mesure, la mesure de dilatation sur le ruban supraconducteur est étonnante, b) Comparaison entre les deux mesures de dilatation après nettoyage, suppression des créneaux et compensation par rapport à la référence en cuivre (par ratio).

III.4.3.6 *Conclusion sur la mesure de dilatation*

Les mesures de dilatation se sont révélées plus difficiles qu'anticipé au vu des caractéristiques annoncées par le fabricant. Si l'erreur de mesure sur la dilatation thermique était connue en raison des tests sur R1, les mesures se sont révélées néanmoins très bruitées par endroit, et cela indépendamment de la température.

De plus, nous avons constaté la présence de “créneaux” en particulier pour le ruban supraconducteur lors de la deuxième mesure. La, ou les, raisons de ces phénomènes sont inconnues à ce jour, nous avons seulement avancé l’hypothèse que le bruit et/ou les créneaux pourraient provenir de l’apparition de fractures dans la colle.

A noter que ce type de jauges, du même fabricant, ont déjà été utilisées par un autre laboratoire pour mesurer la dilatation thermique de l’aluminium ultra pur (sans compensation) et qu’ils n’ont pas constaté d’écarts avec la littérature validant ainsi ces jauges de contraintes pour la mesure de dilatation [109] , ce qui n’est pas notre cas.

De plus la mesure de température de l’échantillon est en réalité indirecte, puisqu’il s’agit de celle du mandrin de test. Il y a donc un écart entre la température réelle des échantillons et celle du mandrin lié à l’enthalpie. Néanmoins, cet écart est probablement limité à quelques Kelvins, au vu du gradient de température constaté dans le mandrin. Dans tous les cas, ce biais de mesure ne permet pas d’expliquer l’écart constaté sur la mesure de dilatation du cuivre avec la littérature.

Sans plus d’informations sur la raison pour laquelle on ne retrouve pas les valeurs de dilatation de la littérature, il n’est pas possible pour l’instant d’utiliser ces jauges de contraintes pour mesurer avec précision la dilatation d’un matériau, et a fortiori sans compensation. La mesure est donc seulement qualitative en l’état actuel des choses.

Malgré ce biais de mesure et en corrigeant la déformation mesurée par la référence, nous retrouvons les performances du nickel pur pour le conducteur à mieux que 10%, cf Tableau III-8. Comme pour la conductivité thermique et électrique, ce résultat confirme que le MgB_2 , a une faible influence sur le conducteur.

La dilatation thermique du nickel pur en premier approximation peut donc être utilisée pour effectuer le design d’un d’aimant supraconducteur MgB_2 (à base nickel).

		1 ^{er} mesure	2 ^{ème} mesure
Dilatation thermique	Gamme de température	55-280K	4-280K
	Nickel pur	-2031 μ def	-2076 μ def
	1 ^{er} mesure	-2160 μ def	
	2 ^{ème} mesure	-2187 μ def	-2273 μ def

Tableau III-8 : Récapitulatif des mesures de dilatation thermique sur le ruban supraconducteur, mesures corrigées par un ratio avec la compensation.

III.5 Caractérisations mécaniques

Les aimants supraconducteurs sont soumis à un ensemble d’efforts mécaniques (pendant la fabrication et/ou en fonctionnement) qui, s’ils ne sont pas gérés correctement, peuvent dégrader les performances de l’aimant, voir dans le pire cas conduire à sa destruction. Cette problématique devient particulièrement prégnante pour les conducteurs sensibles à la déformation.

Dans le cas d’aimants MgB_2 , qu’ils soient R & W ou W & R, cette problématique se limite “seulement” à rester sous le seuil de déformation critique. On peut en effet, du moins en première approximation, considérer que le courant critique est indépendant de la déformation, ce qui n’est pas le cas par exemple du Nb_3Sn . Ainsi, pour s’assurer que les efforts mécaniques ne dégradent pas l’aimant, il est nécessaire de connaître d’une part, le seuil de déformation critique, particulièrement

dans le cas d'un aimant R & W et d'autre part son comportement mécanique (module d'Young, coefficient de poisson et limite élastique).

Cette caractérisation est d'autant plus nécessaire que nous ne disposons que de très peu d'informations sur le nouveau conducteur utilisé pour les maquettes. Le service ne disposant pas de station d'essais permettant de déterminer le seuil de déformation limite, nous n'avons pas pu étudier ce point. On considère donc que la déformation critique des conducteurs de type MFT278 est identique à l'ancienne génération. En revanche, le service possède un ensemble de cryostat d'essais mécaniques qui nous a permis d'étudier les caractéristiques mécaniques (traction, compression et flexion) à température ambiante et à froid (azote liquide et hélium liquide), sur le conducteur ainsi que sur un empilement de conducteurs représentatifs du solénoïde.

A noter que toutes les mesures de mécanique ont été effectuées avec le conducteur V67.

III.5.1 Besoin de caractérisation mécanique du conducteur

Lorsque l'on veut caractériser un conducteur, on ne s'intéresse généralement qu'à son comportement mécanique global, à savoir le module d'Young, la limite élastique et le coefficient de poisson. La mécanique de chaque élément qui le compose, filaments, brins, câbles, soudures, stabilisants ne sont pas pris en compte. Cette caractérisation, que l'on peut trouver sommaire, est généralement suffisante. Pour limiter la taille du maillage pour les calculs par éléments finis, on ne modélise que grossièrement le conducteur.

Néanmoins comme les conducteurs MgB_2 R & W sont sensibles à la déformation il semble nécessaire de comprendre au mieux leur comportement mécanique. C'est d'autant plus le cas que l'architecture, dite sandwich, des conducteurs de type V67 empêche de les considérer comme homogène.

Le premier point impose de caractériser le conducteur au minimum jusqu'au seuil de déformation critique et ainsi définir une contrainte critique à ne pas dépasser sous peine de dégrader irrémédiablement le conducteur. Habituellement, la contrainte critique d'un conducteur, non sensible à la déformation, est égale à la limite élastique conventionnelle à 0,2 %, $R_{p0,2}$, avec un facteur de sécurité, ce qui permet donc de s'assurer de rester dans le domaine élastique du conducteur. Néanmoins, dans le cas d'un conducteur sensible à la déformation, cette règle ne peut pas s'appliquer aussi aisément. Pour qu'elle soit valable, il est nécessaire que la déformation critique soit supérieure, voir égale, à la déformation correspondant à $R_{p0,2}$, cf. Figure III-44a b et c.

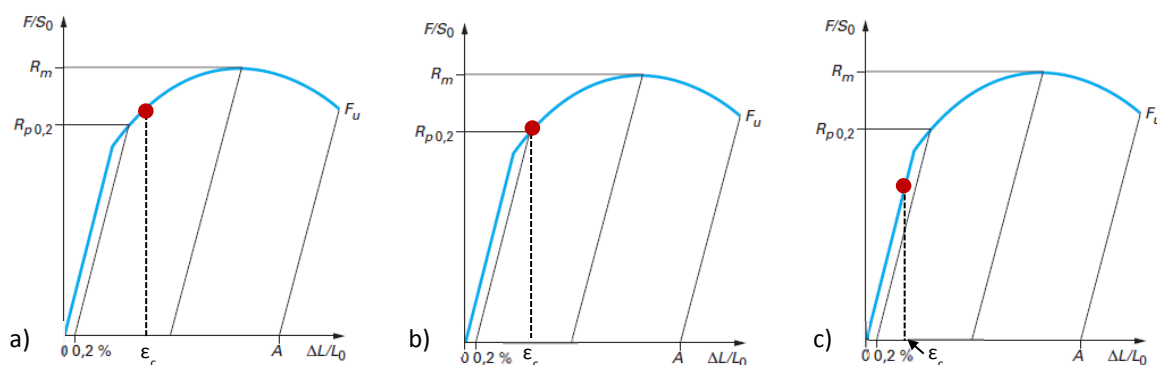


Figure III-44 : Courbe de traction typique théorique [110], le seuil de déformation critique est représenté par le point rouge et la limite conventionnelle à 0,2 % par $R_{p0,2}$ a) $R_{p0,2}$ est suffisant pour définir la contrainte critique du conducteur (cas classique) b) $R_{p0,2}$ est suffisant pour définir la contrainte critique mais avec un facteur de sécurité c) $R_{p0,2}$ n'est pas suffisant pour définir la contrainte critique.

Le deuxième point, c'est-à-dire l'architecture sandwich de notre conducteur, empêche de considérer ce dernier comme symétrique suivant son épaisseur avec pour conséquence de ne pas pouvoir positionner la fibre neutre du conducteur au milieu, comme c'est le cas classiquement pour les matériaux homogènes.

Néanmoins, il est nécessaire de connaître la position de la fibre neutre dans le conducteur pour déterminer la déformation réelle subie par les filaments et donc le rayon réel minimum de bobinage du conducteur. Ainsi, si les modules d'Young des deux rubans sont différents, alors le rayon minimum de bobinage sera différent, cf Figure III-45b et c, du rayon calculé en considérant le conducteur comme homogène, voir Figure III-45a. De même, si la limite élastique des deux rubans est différente, alors la position de la fibre neutre bougera en fonction de l'état de plastification des deux rubans. Il est donc important de caractériser les deux rubans séparément.

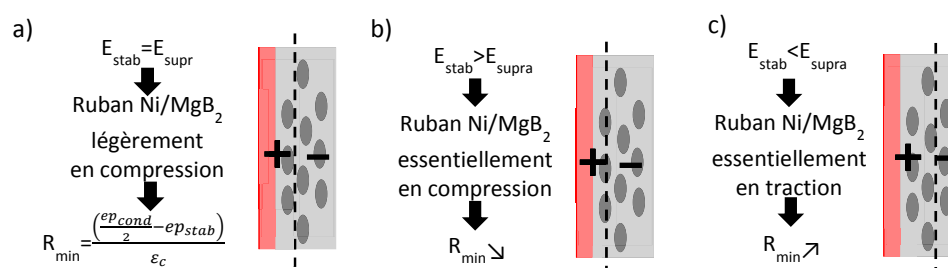


Figure III-45 : Schéma de principe montrant l'effet du module d'Young du stabilisant sur le rayon minimum de bobinage a) module d'Young identique, on peut donc considérer le conducteur comme symétrique, b) Cas où le stabilisant est plus raide que le ruban supraconducteur, le rayon minimum de bobinage diminue c) Cas où le stabilisant est moins raide que le ruban supraconducteur, le rayon minimum de bobinage augmente.

III.5.1.1 Mesures par extensomètre (CEA).

Les essais de traction effectués au CEA sont réalisés de manière classique, via une presse INSTRON de 150 kN et par deux extensomètres à lames installés de part et d'autre du conducteur et bloqués sur ce dernier par des ressorts, cf. Figure III-46a. Ces mesures se sont révélées difficiles à réaliser car en raison de la faible épaisseur du conducteur, il est difficile d'installer les extensomètres (et notamment de mettre les ressorts de fixation) sur le conducteur sans le déformer.

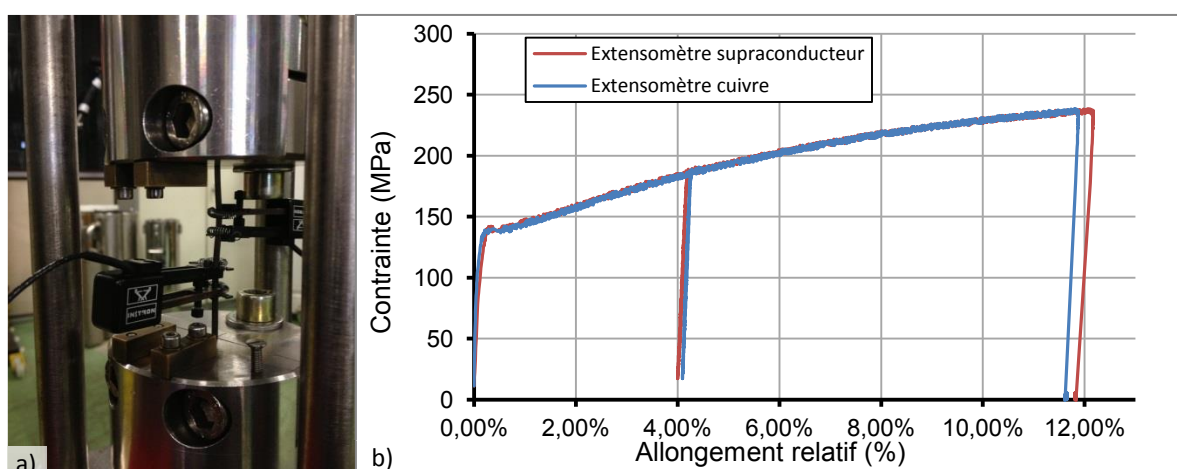


Figure III-46 : a) Vue d'un test de traction, on voit les deux extensomètres à lame de part et d'autre du conducteur, b) Courbe de traction typique pour le conducteur pour chaque extensomètre, on note la présence d'un retour élastique, vitesse de 4 mm/min en continu.

III.5.1.1.1 Caractérisation globale du Conducteur

La première série de mesures que l'on a effectuée sont des mesures de traction sur le conducteur, c'est-à-dire le ruban supraconducteur avec le ruban de stabilisant mais sans l'isolation intertours, pour déterminer rapidement la contrainte critique et ainsi pouvoir régler la tension de bobinage pour les mesures de courant critique. La Figure III-46b montre les courbes de tractions typiques obtenues, avec un retour élastique, lors de ces tests de traction.

Pour déterminer le module d'Young, on peut utiliser la partie élastique de la courbe qui est en théorie linéaire comme le montre la Figure III-44. Néanmoins, dans les faits, il est extrêmement difficile de procéder de cette façon car la partie élastique n'est que rarement linéaire en raison de phénomènes viscoélastiques (c'est-à-dire dépendant de la vitesse d'étirement du conducteur). Pour mesurer le module d'Young, on préfère donc utiliser la méthode du retour élastique qui consiste à faire un cycle de charge-décharge dans le domaine plastique.

Si cette méthode donne de bon résultat habituellement, dans le cas des conducteurs MgB_2 , elle est sujette à caution car les filaments MgB_2 sont (très) probablement dégradés lorsque l'on réalise le retour élastique (on est au-dessus de la déformation critique). Cette méthode ne peut donc être valable que si c'est la matrice qui pilote le comportement mécanique du conducteur ce qui est probablement le cas au vue des proportions des sections de chaque composant (14 % MgB_2 , 57 % Ni et 29 % Cu).

Le retour élastique crée une boucle de viscoélasticité dont la régression linéaire donne le module d'Young de l'éprouvette, cf Figure III-47a. On remarque que le module d'Young donné par chaque extensomètre est différent ce qui est théoriquement impossible, la déformation et la force d'étirement étant théoriquement constantes le long de l'éprouvette (mais pas dans la section). Pour affiner la valeur du module d'Young, nous avons réalisé un nombre important d'essais de traction, dix pour être exact, ce qui représente vingt mesures.

La Figure III-47b permet de déterminer la limite élastique conventionnelle à 0,2 % du conducteur. A noter que pour la droite d'écoulement à 0,2 % on prend le module d'Young issu du retour élastique. Le résultat des essais de traction sur le conducteur est résumé dans le Tableau III-9.

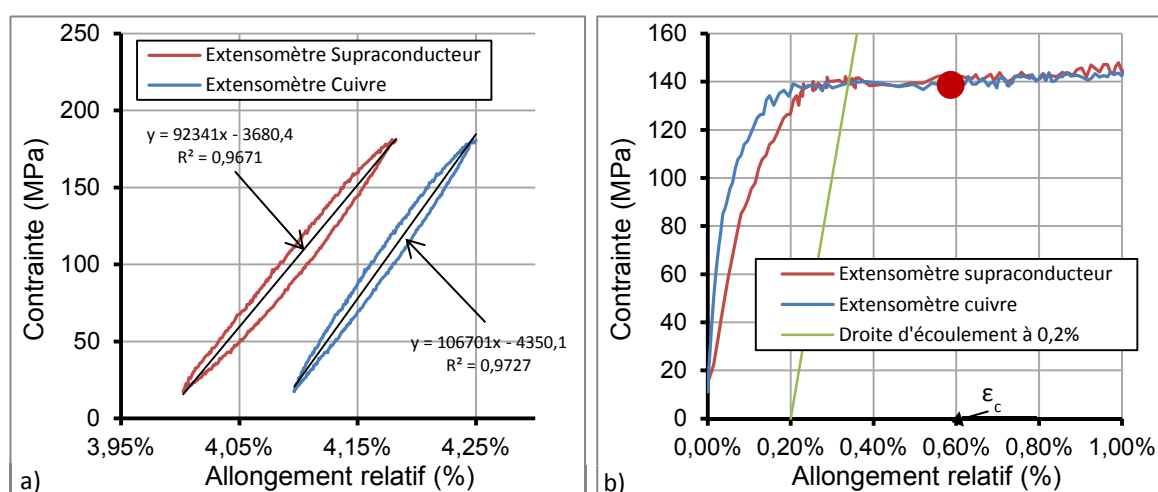


Figure III-47 : a) Zoom de la Figure III-46b sur le retour élastique, on remarque la présence de boucles viscoélastiques dont la régression linéaire donne le module d'Young de l'éprouvette pour chaque extensomètre, 92 GPa et 107 GPa, b) Zoom de la Figure III-46b sur la zone élastique du test de traction, la droite d'écoulement à 0,2 % est aussi représentée. Le point rouge symbolise la contrainte critique du conducteur.

	Module d'Young (GPa)	$R_{p0,2}$ (MPa)
Moyenne	104	147
Ecart type	17	6

Tableau III-9 : Caractéristiques mécaniques pour le conducteur issu des essais de traction

Pour finir, on remarque que la transition entre le domaine élastique et plastique est très douce. La contrainte critique est donc très proche, pour ne pas dire identique, à la limite élastique conventionnelle de 0,2 %, alors qu'en même temps la déformation a quasiment doublé en passant de 0,34 % à 0,6 %. Ainsi on se retrouve dans le cas de la Figure III-44a. On peut donc utiliser la limite élastique conventionnelle à 0,2 % comme valeur pour la contrainte critique du conducteur.

III.5.1.1.2 Caractérisations séparées des rubans supraconducteurs et stabilisants

Pour caractériser séparément les deux rubans, supraconducteur et stabilisant, nous avons procédé à la même attaque chimique utilisée pour la mesure de conductivité thermique (qui historiquement a d'abord été mise au point pour les mesures mécaniques). Les micrographies, cf. Figure III-27, faites après l'attaque chimique laisse à supposer que les propriétés mécaniques du ruban supraconducteur ne sont pas altérées. En revanche, il n'est pas évident que cela soit le cas pour le ruban de stabilisant, les résultats sur ce dernier sont donc soumis à caution.

Pour caractériser le ruban supraconducteur, on utilise la même méthode et les mêmes paramètres de test, que pour le conducteur, cf. Figure III-48a et b. Le résultat des essais de traction sur le ruban supraconducteur est résumé dans le Tableau III-10.

Si la caractérisation du ruban supraconducteur n'a pas posé de problème particulier comparativement à celle du conducteur, il n'en a pas été de même pour le ruban de stabilisant. En effet, en raison de sa très faible épaisseur, les extensomètres à lame ont eu tendance à "glisser", cf. Figure III-49a, rendant la mesure très bruitée. Si ce bruit rend impossible la mesure du module d'Young (même par retour élastique), en réalité ceci n'est pas pénalisant car le module d'Young du cuivre OFHC est bien connu, 120-130 GPa [102] et évolue peu en fonction du RRR.

La principale information que l'on recherche avec ces essais de traction sur le ruban de stabilisant est en réalité sa limite élastique car il existe une grande variabilité, en fonction du RRR et du processus de fabrication, allant de 20 à 400 MPa.

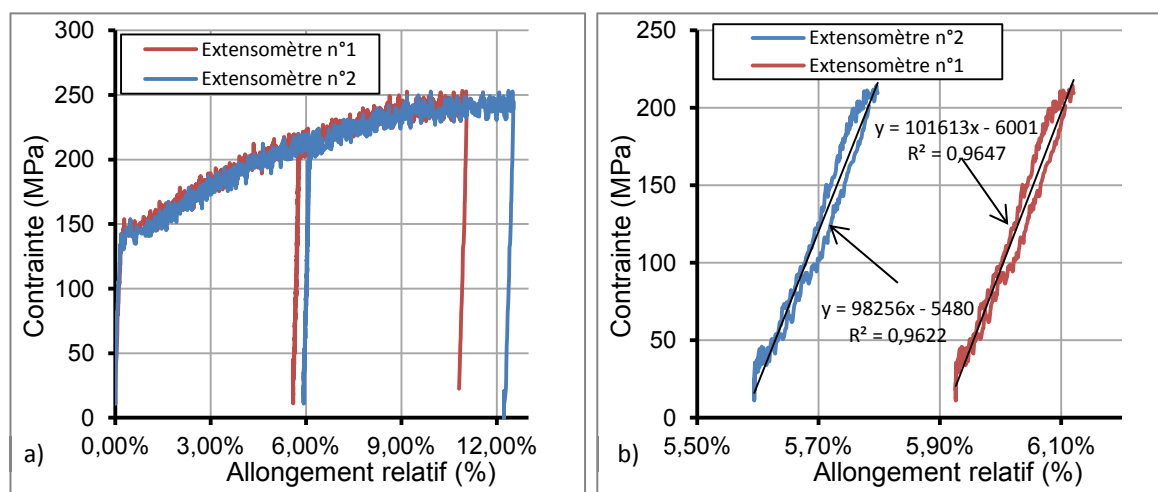


Figure III-48 : a) Courbe de traction typique du ruban supraconducteur, b) Zoom de la Figure III-48a sur les retours élastiques, la régression linéaire donne le module d'Young du ruban, 98 et 102 GPa.

	Module d'Young (GPa)	$R_{p0,2}$ (MPa)
Moyenne	112	147
Ecart type	13	4,7

Tableau III-10 : Caractéristiques mécaniques pour le ruban supraconducteur des essais de traction

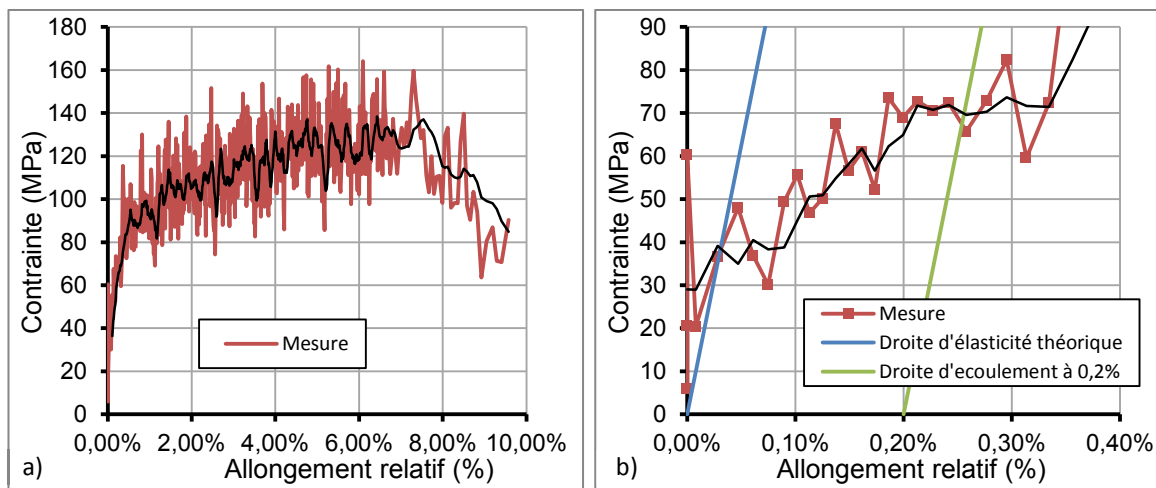


Figure III-49 : a) Courbe de traction typique du ruban de stabilisation, sans retour élastique, en noir un lissage par moyenne mobile, b) Zoom de la Figure III-49a montrant le domaine élastique du ruban, la droite d'élasticité théorique et la droite d'écoulement à 0,2 %, toutes deux avec un module d'Young de 125 GPa, sont représentées.

La limite élastique du ruban est de l'ordre 70 MPa, cf. Figure III-49b, ce qui est cohérent avec la littérature pour un cuivre OFHC recuit (20-120 MPa). Nous travaillerons donc dans la partie plastique; le bobinage sur un rayon de 150 mm, nous fait déjà atteindre la limite élastique dans le cuivre.

Cette faible limite élastique est très dommageable pour le comportement mécanique général du conducteur car cela limitera rapidement (dès que le rayon de bobinage sera inférieur à 700 mm) la mise en compression du conducteur lors du bobinage. Néanmoins, il est quand même intéressant de bobiner le conducteur avec le cuivre à l'extérieur (en particulier pour les maquettes qui ont un rayon plus petit que le mandrin de test) car cela mettra majoritairement le ruban supraconducteur en compression § IV.2.6.2.1.

III.5.1.1.3 Analyse des propriétés mécaniques du ruban supraconducteur

Les caractéristiques mécaniques obtenues par les essais de traction sur le ruban supraconducteur sont éloignées de ce que l'on avait estimé en utilisant la loi des mélanges (III-7) (en changeant la capacité thermique par le module d'Young de chaque élément).

En effet, en appliquant la loi des mélanges au ruban supraconducteur, on s'attendait à mesurer un module d'Young de l'ordre 198 GPa, 180 GPa [111] pour le nickel recuit et 272 GPa [112] pour le MgB_2 massif. Néanmoins, les filaments MgB_2 fabriqués par le procédé ex-situ sont connus pour avoir un taux de vide important, leur module d'Young est donc probablement très éloigné de celui du MgB_2 massif. Cependant, même dans le cas où le module d'Young des filaments de MgB_2 serait de 0 GPa (hypothèse pessimiste), on obtiendrait au minimum un module d'Young de 144 GPa pour le ruban supraconducteur ce qui est encore largement supérieur au module d'Young mesuré, 112 GPa.

On peut faire le même constat sur la limite élastique du ruban supraconducteur, car le nickel est connu pour avoir une limite élastique élevée, classiquement entre 300 MPa et 1 GPa [113], ce qui donnerait, en négligeant complètement le rôle du MgB_2 , une limite élastique de l'ordre de 250 MPa

au minimum pour le ruban supraconducteur, pour 150 MPa mesurés. Il n'est donc pas possible de déterminer les caractéristiques mécaniques de notre conduction via la loi des mélanges avec les informations actuellement à notre disposition.

En effet le nickel utilisé ci-dessus dans la loi des mélanges est un nickel "standard" or ce n'est manifestement pas le cas. Néanmoins ceci n'est pas étonnant en raison du processus de fabrication matériau initialement pur, écrouissage et traitement thermique successifs, diffusion du magnésium... Si l'ensemble de ces éléments influencent le comportement mécanique du nickel, il joue habituellement que sur la limite élastique et peu sur le module d'Young (qui est classiquement un paramètre assez stable).

En revanche, il a déjà été observé qu'en raison d'impuretés dans le nickel (du soufre à priori) pour des recuits à des températures supérieures à 250°C, il se forme des d'agrégats d'impuretés, de soufre, aux niveaux des joints de grain [114]. Ces agrégats entraînent une diminution du module d'Young du nickel (à 165 GPa donc au minimum 132 GPa pour notre ruban supraconducteur) et celui-ci peut même devenir fragile (ce qui n'est pas notre cas). Le but de la thèse n'étant pas la compréhension fine de la mécanique du conducteur, nous n'avons pas recherché plus avant s'il y avait d'autres types d'impuretés qui pouvaient expliquer nos valeurs de module d'Young.

A noter que la présence d'impuretés dans le nickel irait dans le sens d'un faible RRR pour la matrice comme nous l'avons constaté sur notre conducteur (bien que d'autres phénomènes puissent aussi potentiellement l'expliquer notamment les écrouissages et traitements thermiques successifs et la diffusion du magnésium).

En revanche, nos résultats sont assez proches des mesures effectuées sur le conducteur de type ST [14] alors que la structure interne est différente: présence de fer, de cuivre structure des filaments. Toutefois la matrice reste principalement composée de nickel. Son module d'Young est ainsi de 138 GPa alors que la loi des mélanges prévoit 200 GPa et une limite élastique de 130 MPa.

Pour finir, depuis que nous avons réalisé ces mesures de traction, il a été rapporté dans la littérature que la loi des mélanges pouvait s'appliquer à des conducteurs MgB_2 R & W. Malgré le fait [101] que l'étude ait été menée sur des conducteurs très différents du nôtre, ex-situ (Columbus) mais barrière en Ni-Nb pour les filaments dans une matrice en monel (avec ou sans cœur en cuivre), cela tend à montrer que la loi des mélanges est applicable au conducteur MgB_2 ex-situ, ce qui renforce l'hypothèse d'impureté dans le nickel.

III.5.1.1.4 Modélisation du conducteur à partir des propriétés des deux rubans

Indépendamment de la problématique sur les raisons sous-jacentes aux propriétés mécaniques des rubans Ni/ MgB_2 , ces essais de traction ont permis d'améliorer nos connaissances sur les propres propriétés mécaniques de notre conducteur ce qui est suffisant pour dimensionner nos maquettes.

Théoriquement, comme nous avons mesuré les propriétés mécaniques de chaque ruban qui compose notre conducteur, il est possible de retrouver le comportement mécanique du conducteur.

Nous avons modélisé chaque ruban par un simple ressort et considéré le domaine plastique comme parfait (c'est-à-dire qu'une fois plastifiée, la contrainte est égale à la limite élastique quelle que soit la déformation) ce qui est vrai sur quelques dixièmes de pourcents après la limite élastique. En utilisant le module d'Young et la limite élastique issus des tests de traction, on obtient le comportement mécanique théorique élastique de chaque ruban, cf Figure III-50a courbes rouge et verte.

En modélisant le conducteur par deux ressorts en parallèle (un pour chaque ruban) et en utilisant le comportement théorique issu des mesures, on obtient le comportement théorique du conducteur, ainsi que son comportement élastique théorique, cf Figure III-50a courbe bleue.

Ainsi, théoriquement, c'est ce comportement élastique que l'on devrait mesurer sur notre conducteur. Néanmoins, comme on peut le voir sur la Figure III-50b ce n'est pas le cas.

On remarque deux choses:

- Une limite élastique théorique de 127 MPa plus faible que celle mesurée (147 MPa),
- Et un comportement élastique à deux modules d'Young, 116 et 80 GPa, avec un point d'inflexion à 64 MPa au lieu d'un seul à 104 GPa.

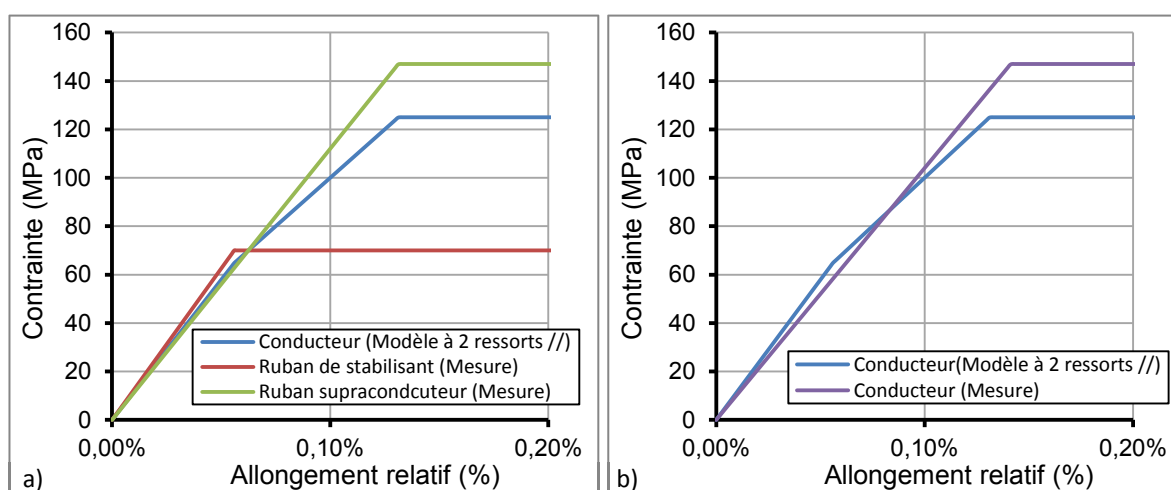


Figure III-50 : a) Comportement théorique du conducteur issu d'un modèle à deux ressorts parallèles dont le comportement est issu des essais de traction sur les deux rubans, b) Comparaison entre le comportement mécanique théorique du conducteur et le comportement issu des essais de traction.

III.5.1.1.5 Analyse du modèle à deux ressorts en parallèle

En premier lieu, il est normal qu'il n'y ait qu'un seul module d'Young au lieu de deux sur le comportement mécanique théorique issu des essais de traction du conducteur. Ceci est dû au fait que l'on a mesuré le module d'Young sur un retour élastique. Or dans ce cas, il ne peut pas y avoir de point d'inflexion car les deux rubans sont élastiques sur tout le cycle.

Ainsi, le module d'Young mesuré sur un retour élastique est théoriquement le module d'Young donné par la loi des mélanges, c'est-à-dire 116 GPa (pour un cuivre à 125 GPa). Ainsi, le retour élastique ne permet de déterminer que le premier module d'Young du domaine élastique. Si cette valeur est sensiblement différente de la valeur mesurée, 104 GPa, elle est compatible avec l'écart type.

De fait, afin de voir le comportement élastique réel du conducteur, il est obligatoire d'utiliser le domaine élastique des mesures. Ainsi remarque-t-on bien sur la Figure III-47b un comportement élastique avec deux pentes et un point d'inflexion vers les 80 MPa. En revanche, les modules d'Young que l'on peut déduire de la partie linéaire de la Figure III-47b ne sont pas ceux attendus: on a pour l'extensomètre supraconducteur 200 GPa et 50 GPa et pour l'extensomètre stabilisant 100 GPa et 50 GPa au lieu de 116 GPa et de 80 GPa (pour les deux extensomètres). Ce constat est général sur l'ensemble de nos mesures dont les parties élastiques sont considérées comme exploitables (30% des mesures)

De plus, lorsque la partie élastique est exploitable, on remarque une très grande pluralité des comportements élastiques: module d'Young, point d'inflexion, nombre de modules d'Young nécessaire à modéliser la partie élastique du conducteur (classiquement entre 2 et 3). Le fait même de mesurer sur un même échantillon, cf. Figure III-47b, des comportements élastiques très différents est étonnant car en théorie, la face (et la hauteur) sur lequel on fixe l'extensomètre n'a pas d'importance.

De plus, le fait de mesurer sur le conducteur une limite élastique identique au ruban supraconducteur au lieu des 127 MPa théorique (alors qu'il y avait peu d'incertitudes) est étonnant et demeure pour l'instant incompris bien que plusieurs hypothèses aient été avancées:

- Influence des extensomètres qui déforme le conducteur, visible à l'œil nu,
- Presse surdimensionnée, 150 kN pour une force maximum utilisée de 500 N,
- Mesure du module d'Young par retour élastique inadaptée car les filaments sont dégradés,
- Inhomogénéité des propriétés mécaniques du conducteur suivant sa longueur,
- Modèle du comportement mécanique trop simpliste, notamment pour le cuivre,
- Influence de la soudure entre les rubans qui est négligée (et théoriquement négligeable).

Il n'est donc pas possible en l'état actuel de nos connaissances, de modéliser correctement le conducteur à partir des comportements mécaniques des deux rubans qui le composent jetant ainsi un doute sur la qualité de nos mesures.

III.5.1.2 Mesures à froid

En complément des mesures effectuées à température ambiante, nous avons effectué quatre essais de traction à froid, mais uniquement sur le conducteur: trois à l'azote liquide et un à l'hélium liquide. Le faible nombre d'essais s'explique par des raisons de temps, deux à trois jours par essais et de disponibilité des moyens d'essais. Les paramètres d'essais, sauf la température bien sûr, sont identiques aux essais à température ambiante. La réponse des extensomètres changeant avec la température, ils font l'objet d'une calibration sur un échantillon étalon qui a été refait à l'occasion de nos essais.

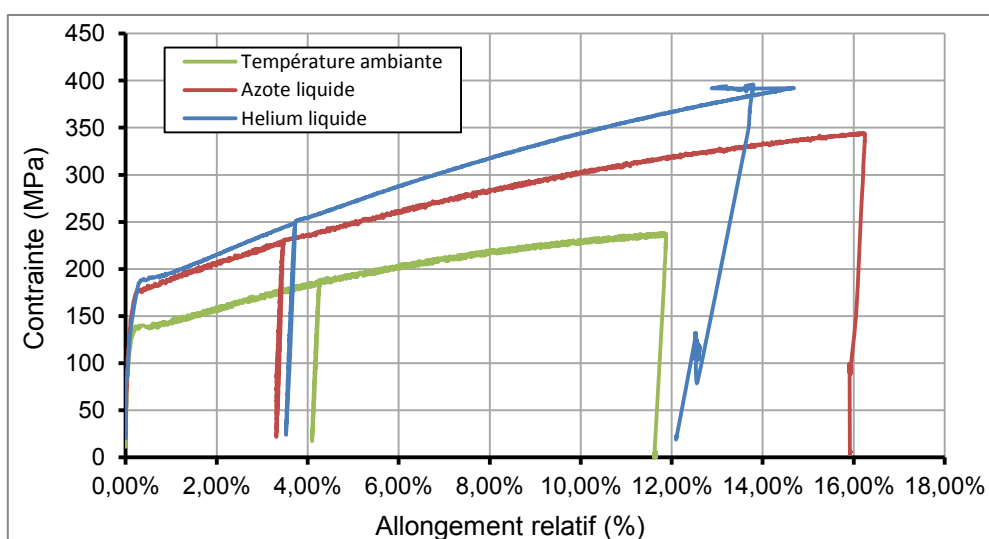


Figure III-51 : Courbes de traction du conducteur pour les trois températures d'essais

La Figure III-51 montre l'évolution des comportements mécaniques du conducteur en fonction de la température. Le résultat de l'ensemble des essais est résumé dans le Tableau III-11, on remarque

comme attendu que la limite élastique augmente, de l'ordre de 26 %, quand la température diminue [115].

	Température de test					
	Température ambiante		Azote liquide		Hélium liquide	
	Module d'Young (GPa)	R _{p0,2} (MPa)	Module d'Young (GPa)	R _{p0,3} (MPa)	Module d'Young (GPa)	R _{p0,3} (MPa)
Moyenne	104	147	101	180	113	185
Ecart type	17	6	17	7	~2	~0

Tableau III-11 : Résumé des caractéristiques mécaniques de l'ensemble des essais de traction effectués au CEA par extensomètre sur le conducteur en fonction de la température

Pour déterminer la limite élastique à froid, la limite conventionnelle à 0,2 % s'est révélée non pertinente car le conducteur était encore dans son domaine élastique sur certaines mesures. En conséquence, la limite élastique à froid est donc définie comme la limite élastique conventionnelle à 0,3 %. Néanmoins, au vu du comportement plastique du conducteur, ce changement de convention n'a que très peu d'influence sur la valeur de la limite élastique du conducteur.

La comparaison avec la limite élastique du conducteur à température ambiante est donc parfaitement valable. A la différence de la limite élastique, le module d'Young ne semble pas avoir changé avec la température. Habituellement, lorsque la température diminue, il augmente lui aussi, mais il est vrai, de manière moins importante que la limite élastique [115]. Néanmoins, au vu des écarts type sur le module d'Young et du faible nombre d'essais à froid, il est difficile de conclure sur ce point sans plus de mesure en particulier à l'hélium liquide.

Que ce soit à chaud ou à froid, la déformation correspondant à la limite élastique conventionnelle, respectivement 0,34 % et 0,47 %, est inférieure à la déformation critique. On peut donc définir la contrainte critique du conducteur comme égal à sa limite élastique conventionnelle aussi bien à chaud qu'à froid. Ce résultat est en théorie très pratique car il suffirait que le conducteur demeure dans le domaine élastique pour être sûr qu'il ne soit pas dégradé (ce qui n'aurait pas été le cas s'il avait une limite élastique très élevée).

Dans ce cas il n'est pas nécessaire de développer un critère spécifique de perte de la supraconductivité. Les critères classiques de plasticité de type Tresca et/ou Von Mises sont a priori adaptés pour cela et donc suffisants pour dimensionner un aimant MgB₂ R & W avec un conducteur de ce type. Nous pouvons donc utiliser les méthodes de dimensionnement classiques de la mécanique: nous devons nous assurer que la contrainte demeure en permanence inférieure au critère de plasticité que l'on assortit généralement d'un coefficient de sécurité. Dans ce cas, ce coefficient s'apparente ici au coefficient de sécurité sur la perte de la supraconductivité.

L'utilisation correcte des critères de type Von Mises ou Tresca suppose cependant que le seuil de déformation soit: identique suivant les différentes directions de sollicitations, et identique en traction et en compression. Ainsi, s'il est confirmé dans le futur que le MgB₂ est peu sensible à la compression, alors les critères de plasticité s'avéreront pessimistes car la traction et la compression s'additionnent dans ces derniers.

Malheureusement, ce résultat ne peut pas s'appliquer au dimensionnement de nos maquettes, ni au mandrin de test, car le rayon de bobinage utilisé plastifie partiellement le conducteur (dès 0,06 % de déformation le ruban de stabilisant commence à se plastifier en raison de sa faible limite

élastique). Les critères de plasticité usuelle ne sont en réalité utilisables que sur des aimants de grandes dimensions où il est possible de négliger la flexion liée au rayon de bobinage.

III.5.1.3 Essais de traction par mesure du champ de déplacement (ENSAM)

Pour aller plus loin dans l'analyse des propriétés mécaniques, nous avons réalisé des mesures complémentaires avec l'ENSAM de Chalons en Champagne [116]. A la différence des mesures effectuées au CEA qui utilise des extensomètres, les mesures faites à l'ENSAM utilisent la méthode des champs de déplacement. Cette méthode consiste à utiliser une caméra optique pour mesurer le déplacement de l'éprouvette sous charge puis via un traitement numérique à remonter à la déformation. Pour permettre de suivre le déplacement du matériau, il est souvent nécessaire de réaliser un mouchetis sur l'éprouvette.

Cette méthode présente plusieurs avantages par rapport aux extensomètres: méthode sans contact, mesure multipoint, mesure dans les deux directions permettant d'accéder directement au coefficient de poisson. Cette méthode donne la possibilité d'étudier l'influence des extensomètres sur nos mesures en espérant qu'elle nous permette une meilleure mesure du domaine élastique du conducteur.

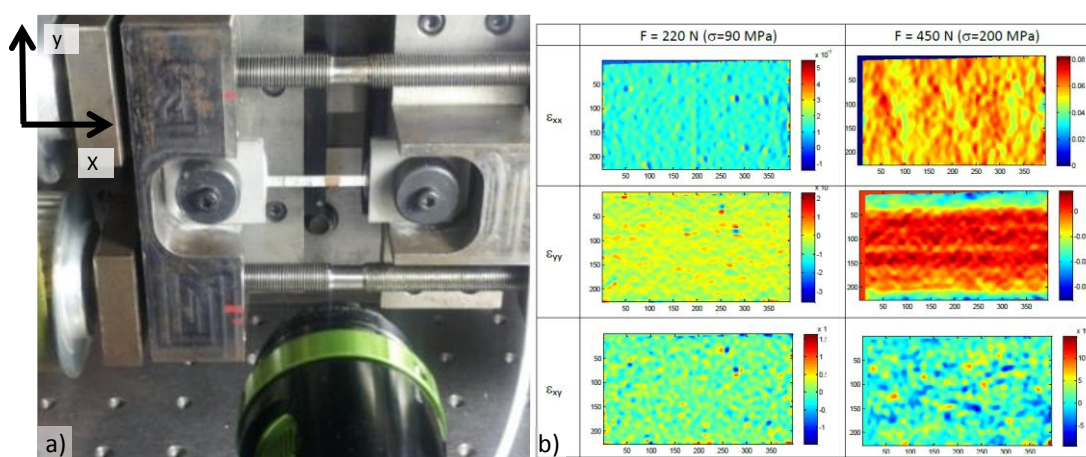


Figure III-52 : a) Vue de l'essai de traction par mesure de champ de déplacement, on remarque que le conducteur est recouvert d'un mouchetis qui s'est partiellement décollé à un endroit, b) Carte de déformation issues du test de traction.

La Figure III-52a montre la mise en place de l'éprouvette sur une machine de traction spécifique aux éprouvettes de petite dimension. La déformation est mesurée sur une seule face par une caméra optique. La Figure III-52b montre les déformations, sous forme d'images, que l'on obtient par ce procédé suivant les différentes directions.

Nous avons réalisé seulement deux essais, tous les deux sur le conducteur, pour juger de la pertinence de cette méthode de mesure. Les résultats de ces deux essais sont visibles respectivement sur les Figure III-54 et Figure III-54 et sont résumés dans le Tableau III-12 .:

	1 ^{er} Module d'Young (Gpa)	Coefficient de poisson	R _{p0,2} (MPa)	Point d'inflexion (MPa)	2 ^{ème} module d'Young (GPa)
Figure III-53	88	0,18	≈135	≈80	≈40
Figure III-54	117	0,44	≈115	≈65	≈30

Tableau III-12 : Résumé des caractéristiques mécaniques des deux essais par mesure de champ de déplacement effectués par l'ENSAM sur le conducteur, R_{p0,2}, le point d'inflexion et le second module d'Young ont été déterminés graphiquement.

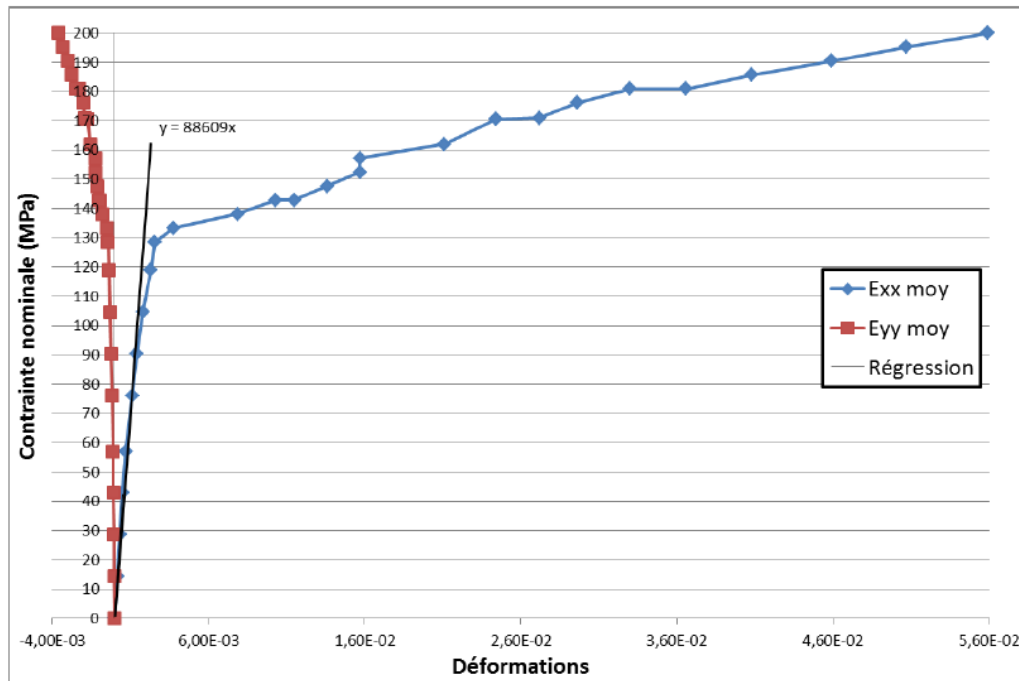


Figure III-53 : Courbes de traction de l'essai n°1, ruban supraconducteur, capteur de force de 10 KN, vitesse de 12 mm/min par incrément

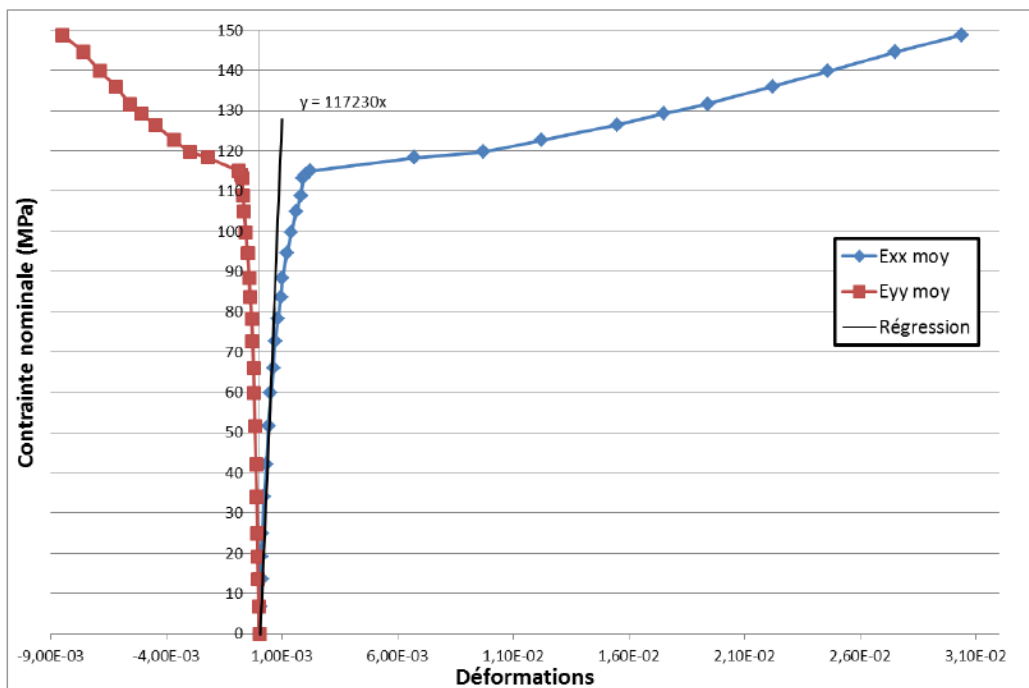


Figure III-54 : Courbes de traction de l'essai n°2, ruban stabilisant, capteur de force de 5 KN, vitesse de 6 mm/min par incrément

On remarque qu'une fois dans le domaine plastique, la déformation suivant ϵ_{yy} n'est pas constante sur toute la largeur dans le domaine plastique, cf Figure III-52b, ce qui est étonnant car elle devrait être constante. Ce phénomène est peut-être lié, mais sans certitude, à la position des filaments dans la matrice (ils sont répartis suivant un losange dans le conducteur).

III.5.1.4 Comparaison CEA/ENSAM.

Les mesures effectuées entre l'ENSAM et le CEA sont concordantes pour le module d'Young et différentes pour la limite élastique, cf. Tableau III-13.

	CEA		ENSAM	
	Module d'Young (GPa)	R _{p0,2} (MPa)	Module d'Young (GPa)	R _{p0,3} (MPa)
Moyenne	104	147	102,5	125
Ecart type	17	6		

Tableau III-13 : Comparaison entre les caractéristiques mécaniques mesurées par le CEA et par l'ENSAM sur le conducteur.

Ainsi les modules d'Young mesurés par l'ENSAM sont-ils cohérents avec ceux mesurés par retour élastique au CEA. De la même manière que pour les mesures faites au CEA, on remarque que le comportement mécanique est très différent entre les deux échantillons. On note comme attendu que le comportement élastique du conducteur n'est pas strictement linéaire. Un point d'inflexion est présent sur les deux mesures et il semble cohérent avec la valeur attendue. En revanche, ce n'est pas le cas du second module d'Young qui n'est pas conforme.

A contrario, la limite élastique mesurée par l'ENSAM est plus faible que celle mesurée au CEA alors qu'au vu de l'écart type, c'était sur cette valeur que nous avons le moins de doute (mais remise en cause par la modélisation du conducteur). Cette limite élastique est d'avantage en accord avec la valeur attendue à savoir 127 MPa, mais cela suppose de ne remettre en question que les mesures effectuées sur le conducteur ce qui est objectivement impossible.

L'un des apports potentiels de cette méthode était de pouvoir mesurer le coefficient de poisson. Cependant, au vu des résultats extrêmement disparates obtenus sur les deux essais, il est impossible de conclure sans plus de mesures permettant d'établir une statistique. A noter que les coefficients de poisson mesurés, sont éloignés de la valeur attendue par la loi des mélanges, à savoir 0,3 pour le conducteur.

III.5.1.5 Conclusion sur les essais de traction

Bien que le nombre de mesures effectuées à l'ENSAM soit limité, elles permettent néanmoins, combinées aux mesures effectuées au CEA, de dégager des directions de recherche pour améliorer la compréhension et la modélisation du comportement mécanique des conducteurs MgB₂ à base nickel.

- Les mesures effectuées par l'ENSAM semblent valider la méthode du retour élastique pour déterminer le module d'Young de nos conducteurs car les modules d'Young mesurés par l'ENSAM et le CEA sont proches. En effet, les mesures de l'ENSAM sont faites avec des filaments intacts (mesures sur le domaine élastique) alors que celles du CEA sont réalisées avec des filaments dégradés (mesures par retour élastique après plastification). Ce constat tend à montrer que le comportement du conducteur est dominé exclusivement par la matrice en nickel.
- La grande variété des comportements élastiques observés aussi bien par le CEA que par l'ENSAM et par deux méthodes différentes tend à montrer que le comportement mécanique du conducteur n'est pas homogène suivant sa longueur. Une source d'inhomogénéité pourrait être la présence d'impuretés. De même, les filaments, ayant une forme mal définie pourraient être une

cause d'inhomogénéité, mais cela impliquerait qu'il y ait une influence sur le comportement mécanique du conducteur, ce qui n'est a priori pas le cas.

➤ De même, il n'est pas, a priori, possible de modéliser, proprement, le conducteur par un modèle à deux ressorts en parallèle. En effet, le second module d'Young induit par le modèle à deux ressorts en parallèle n'est pas retrouvé expérimentalement. Sachant que le modèle à deux ressorts est le modèle de base d'une simulation numérique par éléments finis, domaine élastique isotrope et domaine plastique isotrope parfait). Néanmoins, comme la déformation critique est clairement dans le domaine plastique, cela n'est pas préjudiciable pour le dimensionnement des maquettes.

Les mesures effectuées par la méthode des champs de déplacements étant très propres, elles permettent une mesure de bonne qualité du domaine élastique. Il serait donc intéressant de poursuivre cette voie sur le conducteur mais aussi sur les rubans supraconducteurs et stabilisants. Ceci permettrait de valider ou d'invalidier le modèle à deux ressorts en parallèle.

En effet, les mesures effectuées à l'ENSAM jettent un doute sur la mesure de la limite élastique effectuée au CEA. Dans un premier temps, et pour plus de sûreté, il est préférable, pour la limite élastique du conducteur, de se limiter à 100 MPa.

Malgré les difficultés de mesures et d'interprétation, nous avons une estimation des propriétés mécaniques du conducteur. Le conducteur peut être considéré comme homogène du point de vue du module d'Young (100 GPa). En revanche, si on effectue des calculs prenant en compte le domaine plastique alors il faudra utiliser une limite élastique conservative pour le conducteur.

III.5.2 Caractérisation sur un empilement imprégné de conducteur

Dans l'optique du bobinage qui est une composante majeure des aimants MgB_2 R & W, la caractérisation mécanique du conducteur est importante mais pas suffisante. De fait, si un bobinage est bien sûr majoritairement composé du conducteur, un grand nombre de composants rentre dans sa composition: l'isolation inter-tours, les intercalaires, l'imprégnation, les renforts mécaniques, les fils de mesure, les drains thermiques, etc. L'ensemble du bobinage étant lié mécaniquement, les différentes sollicitations mécaniques ne sont, de fait, pas uniquement supportées par le conducteur, mais par l'ensemble du bobinage.

Pour lier mécaniquement les conducteurs après bobinage, nous avons choisi l'imprégnation sous vide qui permet d'assurer une bonne conductivité thermique entre les tours et parce qu'elle est usuellement utilisée par SigmaPhi. Ce procédé consiste à injecter une résine époxy dans le bobinage en remplissant les espaces libres laissés par l'isolation inter-tour. Il est connu comme ayant une grande influence sur les propriétés mécaniques globales du bobinage. Classiquement le module d'Young des bobinages NbTi imprégnés sous vide est de l'ordre de 20 GPa [117]. On s'attend donc globalement à la même chose pour un bobinage MgB_2 imprégné sous vide. Néanmoins, plusieurs éléments spécifiques à nos maquettes étant nouveaux dans le service, il est difficile d'estimer le comportement mécanique d'un futur bobinage MgB_2 imprégné sous vide:

- L'isolation inter-tours en polyester (Dacron), isolation classique dans le secteur de l'IRM,
- La résine d'imprégnation, CTD 100K, utilisée essentiellement dans les aimants américains,
- La dilatation thermique du conducteur plus faible que celle d'un conducteur NbTi.

Si, pour caractériser le comportement du bobinage, on peut caractériser séparément chaque constituant, on préfère généralement mesurer directement le comportement mécanique d'un

empilement de conducteurs représentatifs du bobinage. Cette méthode permet de mesurer directement les caractéristiques globales du bobinage prenant ainsi directement en compte un ensemble de phénomène qu'il est difficile de quantifier autrement: foisonnement du conducteur, compression liée à la tension de bobinage, adhésion résine/isolation/conducteur, qualité de l'imprégnation.

III.5.2.1 *Préparation des empilements*

Pour nos mesures, nous avons réalisé des empilements de conducteurs qui sont représentatifs du bobinage du solénoïde 1 T. Ces empilements, réalisés par SigmaPhi, sont composés de 3x10 conducteurs imprégnés sous vide suivant le même cycle de polymérisation que pour le solénoïde, cf Figure III-55a. Pour se rapprocher au maximum du bobinage final, un soin tout particulier a été accordé à la position des conducteurs dans le moule ainsi qu'à leur compactage (cales faites sur-mesure et contrôle de la force de serrage des vis permettant de fermer le moule). De même, nous avons réservé les meilleurs empilements pour les essais de compression qui sont des mesures très sensibles, notamment en termes de planéité et d'homogénéité.

La longueur initiale des échantillons était de 150 mm, mais, afin d'être compatible avec la capacité de la presse et l'outillage, elle a été réduite à 2x65 mm et à 110 mm, respectivement pour la compression et la flexion, cf Figure III-55b.

De plus, comme notre conducteur n'est pas carré, la répartition des différents constituants dans le bobinage ne sera pas homogène. Cette répartition oblige à considérer le bobinage comme un matériau orthotrope et non comme un matériau isotrope. Cette contrainte supplémentaire oblige donc à caractériser les empilements suivant les trois directions préférentielles de sollicitation: radiale, circonférentielle et axiale.

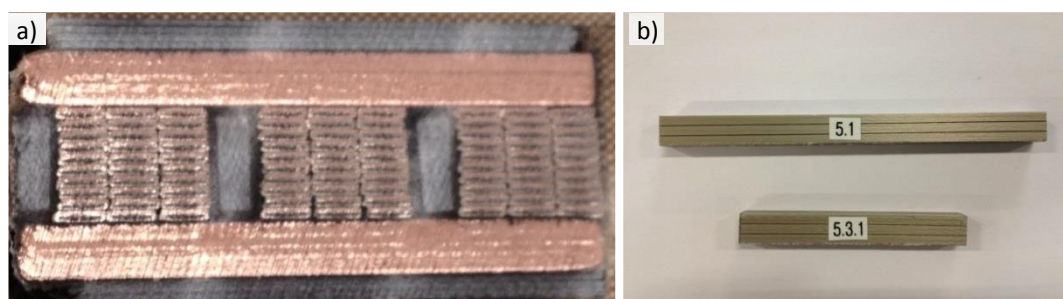


Figure III-55 : a) Vue des conducteurs empilés dans le moule d'imprégnation chez SigmaPhi, b) Vue des échantillons (3x10 conducteurs) après imprégnation et après découpage à la bonne longueur, 65 mm pour la compression (5.3.1) et 110 mm pour la flexion (5.1)

III.5.2.2 *Mesures de compression*

A la différence des mesures de traction effectuées par extensomètre, on ne peut pas mesurer directement la déformation sur l'échantillon. La mesure est effectuée en installant une poutre entre l'échantillon et la presse au-dessus de l'échantillon. La poutre est équipée à ces extrémités d'un pion de centrage en contact avec un capteur de déplacement. Ainsi, lorsque l'on comprime l'échantillon, la poutre reporte la déformation de l'échantillon sur les capteurs de déplacement, cf. Figure III-56a. Les mesures de compression sont toutes faites dans le cryostat quelle que soit la température de l'essai, cf. Figure III-56b.

Classiquement, lorsqu'un solénoïde est chargé, il se déforme suivant la forme d'un "tonneau", cf. Figure III-57a. Il est donc préférentiellement sollicité en compression suivant deux directions: radiale

(par la composante B_z du champ magnétique) et axiale (par la composante B_r du champ magnétique). Nous avons donc testé en compression les échantillons (de 65 mm) suivant ces deux directions, cf. Figure III-57b.

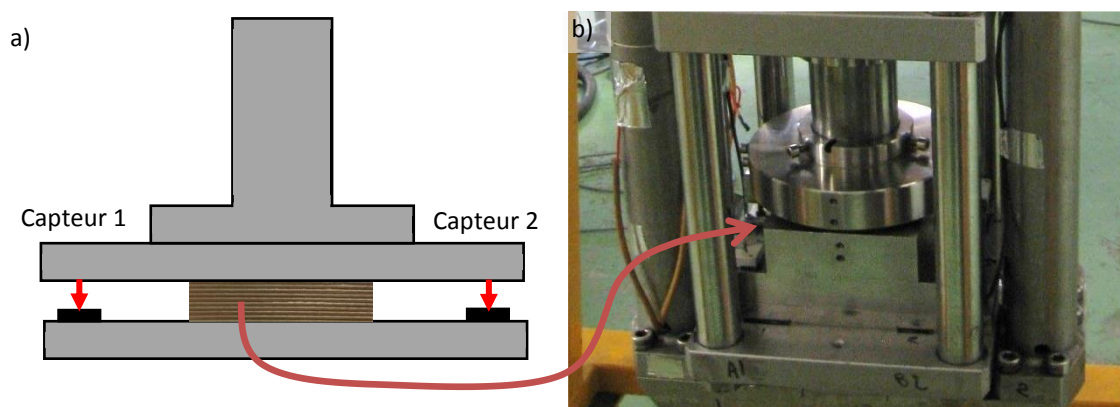


Figure III-56 : a) Schéma de principe d'un test de compression b) Photo du cryostat d'essais mécaniques en compression

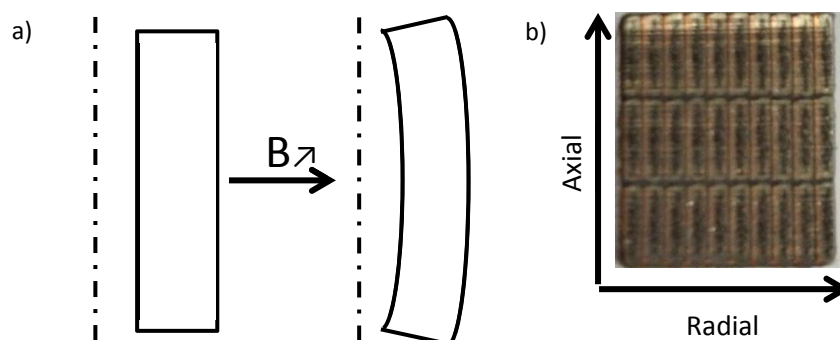


Figure III-57 : a) Vue schématique de la déformation d'un solénoïde sous l'action du champ magnétique b) Direction de sollicitation des empilements de conducteur.

Pour chaque direction, nous avons testé trois échantillons à deux températures, 300 K et 77 K, pour un total de douze mesures. Nous avons fait le choix de tester les échantillons à 77 K plutôt qu'à 4 K pour des raisons tant scientifiques qu'économiques, un test de compression consomme 300 L d'hélium liquide par essais. En effet, comme on a pu le voir sur le conducteur, les propriétés mécaniques sont classiquement faiblement dépendantes de la température en dessous de 77 K.

Le principal risque de ne pas réaliser de test à 4 K, est de ne pas détecter une possible fragilité liée à la température dans les matériaux (transition ductile-fragile). Néanmoins dans notre cas, le risque est très limité: l'isolation et la résine étant couramment utilisée dans le domaine de la supraconductivité, le principal doute était lié au conducteur. Or, comme le test du conducteur à l'hélium liquide a montré qu'il n'était pas fragile, il n'y avait donc pas de problème à effectuer les tests à 77 K plutôt qu'à 4 K.

III.5.2.2.1 Mesures par capteur de déplacement (CEA)

Les mesures en compression se sont révélées difficiles d'interprétation. En effet, comme on peut le voir sur les Figure III-58a et Figure III-59a, le comportement mesuré sur les deux capteurs est très différents alors que théoriquement si l'échantillon est homogène, ils devraient mesurer globalement la même chose. Ce comportement est très majoritaire car sur les douze échantillons seuls deux

échantillons (par chance un par direction et à 77 K) ont donné des résultats homogènes sur les deux capteurs, Figure III-58b et Figure III-59b.

On remarque également que la mise en compression des échantillons est, au démarrage, très lente, en particulier avec le capteur 2. De plus, il est nécessaire d'atteindre plusieurs pourcents de déformation pour commencer à voir réellement la contrainte augmenter dans l'échantillon, et ce quel que soit l'échantillon, la température ou la direction de la compression. A noter que, si les Figure III-58a et Figure III-59a tendent à montrer que c'est le capteur 2 qui donne toujours des modules d'Young plus élevés, ce n'est vrai qu'à 300 K, à 77 K cette tendance est sur le capteur 1, cf. Tableau III-15 et Tableau III-16. Les capteurs ne semblent donc pas en cause. En revanche un effet de la température sur le comportement même du cryostat n'est pas à exclure.

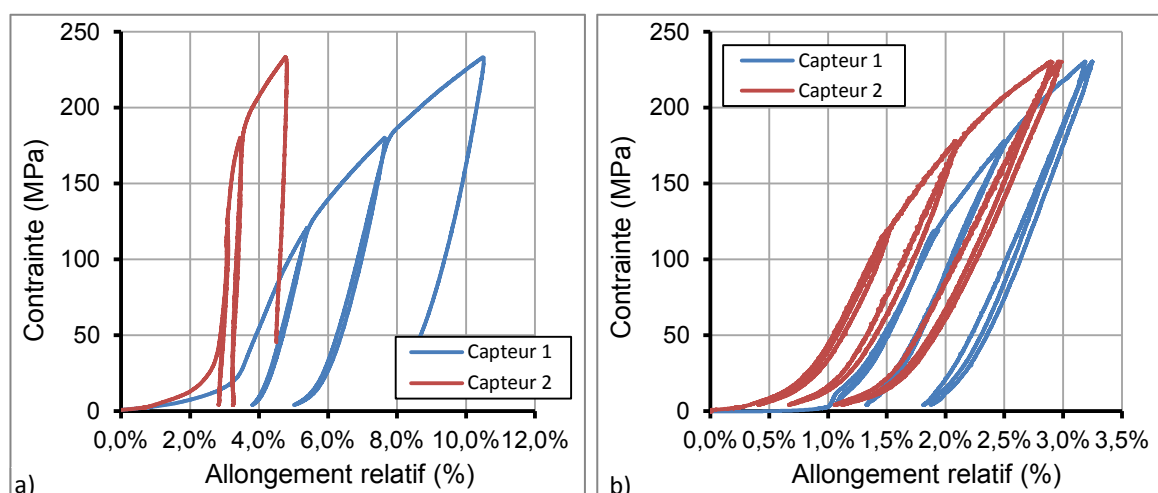


Figure III-58 : a) Test de compression radiale d'un empilement de conducteurs à 300 K, b) Test de compression radiale à 77 K

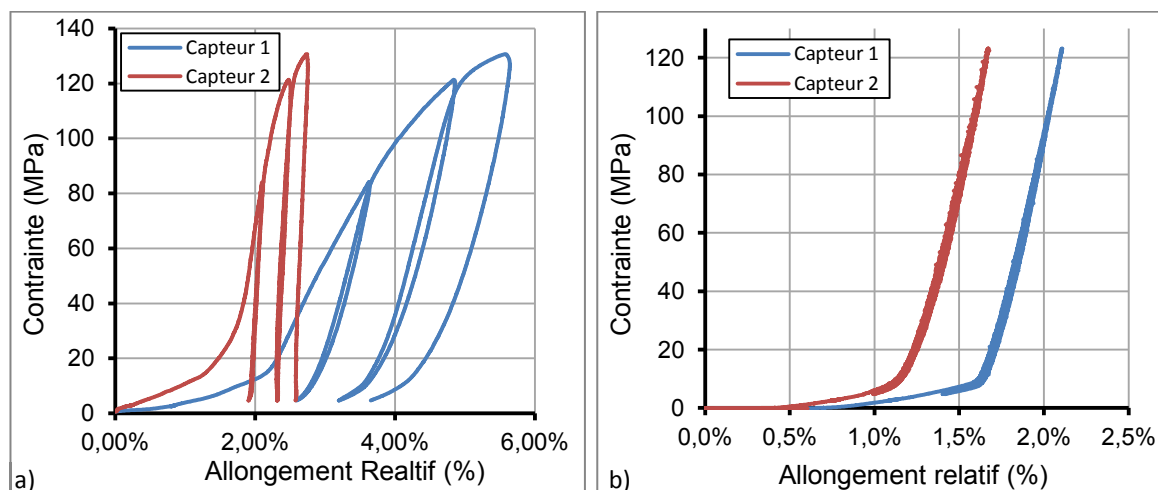


Figure III-59 : a) Test de compression axial d'un empilement de conducteur à 300 K, b) Test de compression axial à 77 K.

Pour expliquer la différence de mesures entre les deux capteurs plusieurs hypothèses ont été avancées :

- Défaut de planéité des échantillons,
- Echantillons mal centrés dans le cryostat,
- Comportement mécanique intrinsèque du cryostat,
- Inhomogénéité intrinsèque des échantillons.

Le défaut de planéité pour l'ensemble des échantillons est au maximum de 0,06 mm (variation de l'épaisseur le long de l'échantillon) et elle est de 0,03 mm pour la majorité d'entre eux. Si les meilleures mesures de compression ont eu lieu sur les échantillons qui présentent la meilleure planéité, cela ne permet pas d'expliquer le comportement observé. En effet, des échantillons présentant le même niveau de planéité n'ont pas tous pour autant un comportement homogène.

Le cryostat a été originellement conçu pour des échantillons de plus grandes dimensions que nos éprouvettes, 100 mm au lieu de 65 mm. Il est donc possible que si notre éprouvette n'est pas centrée dans le cryostat alors la poutre soit en "flexion" et reporte mal la déformation de l'échantillon. Comme on peut le voir sur la Figure III-56b, l'échantillon est difficile d'accès à l'intérieur du cryostat que ce soit en raison des tirants de reprise d'effort ou de la forme même du bâti. Si l'échantillon est placé avec soin, il est de fait difficile de s'assurer de son bon placement dans le cryostat qui n'est assuré qu'à quelques millimètres près.

C'est probablement pour cette raison que les meilleures mesures ont eu lieu à froid car nous étions bien plus sensibilisés à cette problématique après avoir testé les échantillons à 300 K. Pour évaluer cet effet, nous avons réalisé des mesures complémentaires avec une cale-étalon rectifiée en acier 304L (identique aux échantillons). Ainsi nous avons pu constater que la position avait une très grande influence sur les mesures, même pour quelques millimètres de décalage par rapport au centre.

Pour avoir des mesures de meilleures qualités, il semble nécessaire, d'avoir un bâti, une poutre et une position des capteurs, qui soient adaptés à la taille des échantillons à tester. Cette solution étant peu modulable, une autre possibilité est de revoir la conception générale du cryostat pour s'affranchir de cette limitation. C'est cette voie qui a été retenue pour la conception du prochain cryostat d'essais mécanique à froid.

III.5.2.2.2 Tests de calibration dans le cryostat

Pour vérifier le comportement mécanique du cryostat, nous avons effectué plusieurs essais de compression sur une cale-étalon en acier 304L. Cette cale a une longueur de 100 mm ce qui permet d'éviter au maximum les phénomènes de flexion de la poutre. Cette cale est rectifiée pour améliorer sa planéité qui est de l'ordre de 1 à 2 μm .

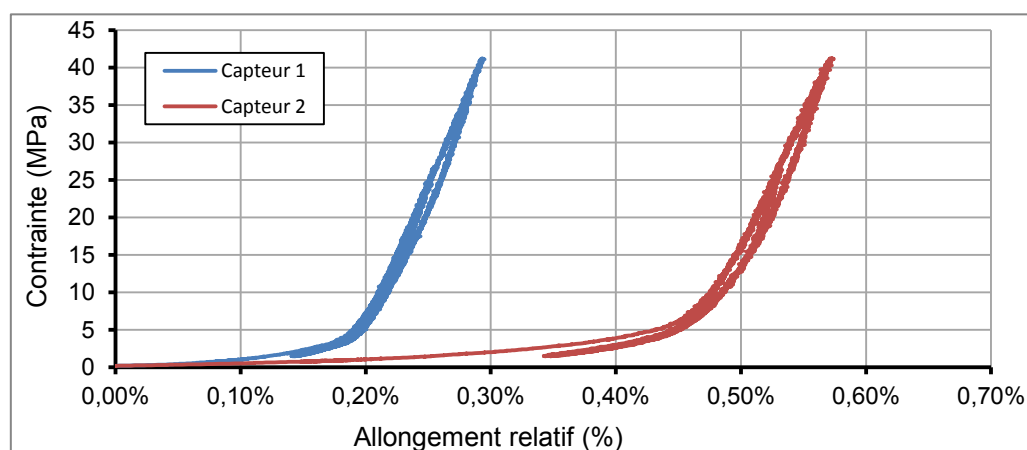


Figure III-60 : Essais de compression d'une cale-étalon en acier 304L rectifiée.

Le premier enseignement de ces essais, cf. Figure III-60, c'est que l'on retrouve une mise en compression assez longue comme sur les empilements. De plus, c'est le capteur 1 qui est le moins

sujet à ce phénomène alors que pour les empilements c'était le capteur 2. Il est à noter que cette mise en compression est plus "rapide" que pour les empilements. Ainsi, pour la cale-étalon, il suffit de quelques dixièmes de pourcent d'allongement avant de réellement comprimer alors qu'avec les empilements, on est proche du pourcent. Il est donc difficile de conclure sur les raisons de ce phénomène de mise en compression qui est probablement dû au cryostat et aux échantillons. Les échantillons ont donc probablement un faible module d'Young au début de la compression. En tout état de cause, il est impossible d'exploiter proprement le début des courbes de compression.

	Capteur 1	Capteur 2
Module d'Young (GPa)	36,9	33,7
Ecart type (GPa)	2,4	1,4

Tableau III-14 : Module d'Young apparent de la cale-étalon

Le deuxième enseignement de ces essais est la très faible rigidité du cryostat. En effet, lorsque l'on calcule le module d'Young de la cale-étalon, on trouve un module d'Young entre 33,7 et 36,9 GPa suivant le capteur, cf. Tableau III-14. Si les modules d'Young mesurés par les deux capteurs sont proches, ils sont néanmoins très éloignés de la valeur théorique qui est de 200 GPa. Cette calibration montre que la mesure du module d'Young de l'échantillon est biaisée par le comportement mécanique du cryostat et qu'il est donc nécessaire de le prendre en compte.

En réalité, le biais créé par le cryostat ne dépend pas réellement du module d'Young de l'échantillon, mais de sa rigidité par rapport à celle du cryostat. La rigidité d'un échantillon parallélépipédique est donnée par la formule (III-8).

$$K = \frac{SE}{L} \quad (\text{III-8})$$

Avec :

- K la raideur,
- S la surface,
- L la longueur,
- Et E le module d'Young.

La mesure effectuée sur la cale-étalon permet grâce à la formule (III-9) (modèle de ressort en série) de déterminer la rigidité du cryostat.

$$\frac{1}{K_{\text{mesure}}} = \frac{1}{K_{\text{cryostat}}} + \frac{1}{K_{\text{cale étalon}}} \quad (\text{III-9})$$

Avec :

- K_{mesure} la raideur issue directement de la mesure,
- K_{cryostat} la raideur du cryostat,
- Et $K_{\text{cale étalon}}$ la raideur de la cale-étalon en acier 304L.

Cette même formule permet en remplaçant $K_{\text{cale étalon}}$ par $K_{\text{échantillon}}$ de prendre en compte la raideur du cryostat pour déterminer la raideur réelle de l'échantillon qui est donnée par (III-10), puis en appliquant (III-8) de remonter au module d'Young réelle de l'échantillon.

$$K_{\text{échantillon}} = \frac{(K_{\text{cryostat}} \times K_{\text{mesure}})}{(K_{\text{cryostat}} - K_{\text{mesure}})} \quad (\text{III-10})$$

Cette compensation a pour effet d'augmenter le module d'Young de l'échantillon par rapport au module d'Young mesuré en premier lieu. On voit donc que si, grâce à la cale-étalon, on est capable de corriger l'effet du cryostat, cela a ses limites. En effet, cette compensation ne marchera bien que si la raideur de l'échantillon est petite devant celle du cryostat. Dans les autres cas, il sera impossible de déterminer le module d'Young de l'échantillon, comme par exemple pour l'acier 304L. La rigidité du cryostat étant dépendante de la température, il est nécessaire de le calibrer à chaque température d'essais. Ce phénomène étant connu, on dispose d'un grand nombre de calibrations aux différentes températures de test.

Cette faible rigidité du cryostat oblige donc à utiliser des empilements de très faibles rigidités, c'est-à-dire des échantillons de faibles dimensions et ce d'autant plus que le module d'Young attendu est élevé.

III.5.2.2.3 Résultat des essais de compression

Le résultat des essais de compression, une fois corrigé de la rigidité du cryostat, est résumé dans les Tableau III-15 et Tableau III-16. Les modules d'Young des capteurs 1 et 2 ainsi que la moyenne sont calculés sur les retours élastiques. A noter que la valeur moyenne n'est pas la moyenne des modules d'Young issus des capteurs 1 et 2. En effet, comme la compensation du cryostat n'est pas proportionnelle, j'ai d'abord effectué la moyenne des déformations de l'échantillon puis c'est sur les cycles de cette dernière que les modules d'Young ont été calculés.

		Capteur 1	Capteur 2	Moyenne	Domaine élastique
300 K	Module d'Young (GPa)	13,3	77,1	19,3	16,3
	Ecart type (GPa)	1,6	87,5	2,3	15,1
77 K	Module d'Young (GPa)	48,6	23,6	26,9	21,1
	Ecart type (GPa)	59,5	14,9	14,5	14,6

Tableau III-15 : Module d'Young pour l'ensemble des empilements compressés radialement à 300 et 77 K.

		Capteur 1	Capteur 2	Moyenne	Domaine élastique
300 K	Module d'Young (GPa)	16,6	67,7	24,6	20,6
	Ecart type (GPa)	5,1	28,1	4,0	21,9
77 K	Module d'Young (GPa)	31,0	40,3	37,7	21,9
	Ecart type (GPa)	18,9	31,0	21,1	16,8

Tableau III-16 : Module d'Young pour l'ensemble des empilements compressés axialement à 300 et 77 K.

Comme attendu, on constate une grande disparité sur les modules d'Young mesurés par les deux capteurs. Ce phénomène est autant plus amplifié que sur certaines mesures, la rigidité mesurée est très proche de la rigidité du cryostat.

Le Tableau III-17 donne les modules d'Young pour les deux échantillons qui ont un comportement homogène sur les deux capteurs. On remarque que les modules d'Young moyen issus de l'ensemble des échantillons sont les plus proches des modules d'Young issus de ces deux échantillons.

		Capteur 1	Capteur 2	Moyenne	Domaine élastique
Radial	Module d'Young (GPa)	24,1	21,3	24,4	20,8
	Ecart type (GPa)	2,7	1,5	2,0	0,85
Axial	Module d'Young (GPa)	33	36,5	38,7	32,4
	Ecart type (GPa)	1,4	2,08	2,2	2,34

Tableau III-17 : Module d'Young pour les deux échantillons, un radial et un axial tous les deux à 77 K, qui ont un comportement (quasi) homogène sur les deux capteurs.

Bien qu'il soit difficile de conclure avec seulement deux échantillons, il semble que le meilleur moyen de déterminer le module d'Young des empilements soit d'utiliser la déformation moyenne. A noter, que ces valeurs sont proches, notamment pour le module d'Young radial, des modules d'Young classiquement atteints, 20 GPa, pour une imprégnation sous vide.

A la différence du conducteur, les modules d'Young des empilements augmentent significativement en passant de 300 à 77 K pour les deux sens de sollicitation. En raison de la forme rectangulaire du conducteur, les caractéristiques mécaniques des empilements dépendent bien de la direction de sollicitation. On constate que le module d'Young déterminé directement sur le domaine linéaire de la courbe est globalement plus faible que celui déterminé par les retours élastiques. C'est aussi le cas pour les échantillons qui ont un comportement homogène, mais ils demeurent cohérents avec ceux déterminés sur les retours élastiques.

Ce phénomène rend impossible de déterminer la limite élastique conventionnelle à 0,2 % des échantillons en utilisant le module d'Young issu des retours élastiques comme réalisé pour le conducteur. Pour éviter d'avoir un grand nombre de seuils de déformation, j'ai choisi, pour déterminer la limite élastique, d'utiliser le module d'Young issu du domaine élastique des courbes. Ce choix permet d'avoir une définition commune de la limite élastique pour toutes les courbes et ainsi d'effectuer un traitement statistique. On note que la limite élastique radiale des empilements n'évolue pas en fonction de la température (mais l'écart type double) à la différence de la limite élastique axiale, cf Tableau III-18.

		Sens de compression	
		Radial	Axial
300 K	Limite élastique à 0,2 % (MPa)	142,3	107,5
	Ecart type (MPa)	32,4	50,3
77 K	Limite élastique à 0,2 % (MPa)	143,5	> 123,0
	Ecart type (MPa)	67,4	

Tableau III-18 : Limite élastique conventionnelle à 0,2 % en compression pour les empilements en fonction de la température et du sens de sollicitation.

A noter que la limite élastique axiale n'est pas connue à 77 K car pour protéger les capteurs, nous avons évité d'aller à la rupture de l'échantillon. Or, il s'avère que pour la compression axiale, la limite élastique et la limite à la rupture sont proches ce qui complique sa détermination.

III.5.2.2.4 Essais de compression par mesure du champ de déplacement (ENSAM)

Pour aller plus loin dans la compréhension des essais de compression, nous avons réalisé une mesure de compression via la méthode des champs de déplacement en partenariat avec l'ENSAM [118]. Cette méthode mesurant directement la déformation des échantillons, elle permet donc de s'affranchir de la poutre, de la problématique de la position de l'échantillon dans le cryostat ainsi que de l'influence de ce dernier. On peut donc espérer avoir une mesure du module d'Young qui ne soit pas ou peu biaisée par rapport à celle réalisée dans le cryostat.

De même que pour les essais de traction, cette méthode permet d'accéder, en théorie, à plus d'informations que les essais de compression par capteur de déplacement: le démarrage de la mise en compression, le coefficient de poisson, l'identification des zones de fissuration et dissocier la contribution de la résine/isolation et des conducteurs dans le comportement général de l'empilement.

Pour effectuer la mesure, il a été nécessaire de réduire la longueur de l'échantillon à 1 cm pour être compatible avec l'outillage de l'ENSAM. Pour s'affranchir d'un éventuel défaut de planéité de l'échantillon, un morceau d'élastomère a été ajouté entre la presse et l'échantillon afin d'assurer une répartition homogène des efforts sur la surface de l'échantillon. A la différence des essais de traction effectués à l'ENSAM, il est possible de mesurer le champ de déplacement sur les deux faces de l'échantillon ce qui permet de juger de son homogénéité (mécaniquement s'entend), cf. Figure III-61.

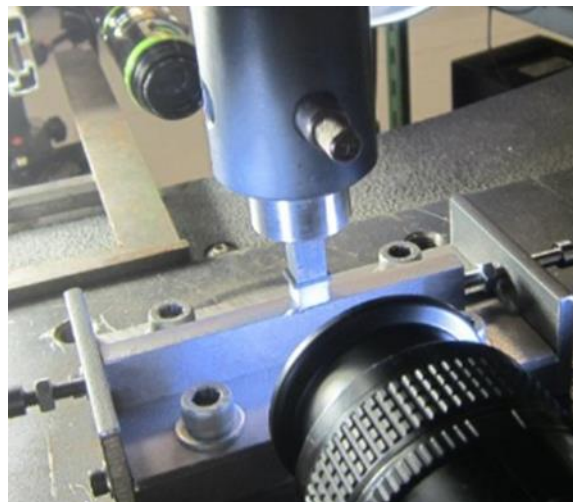


Figure III-61 : Vue de l'essai de compression par mesure du champ de déplacement à l'ENSAM, la mesure est effectuée sur les deux faces en même temps.

Le premier enseignement de ces mesures c'est que l'on note la présence de zones de concentration de la déformation (et donc de la contrainte) entre deux conducteurs, aussi bien sur le test de compression radiale qu'axiale, voir Figure III-62a et Figure III-63a. On remarque que ces zones sont très fortement sollicitées avec la présence de déformations négatives (en bleu) et de déformations positives (rouge). Ces zones dessinent des lignes de fracture que l'on retrouve sur les échantillons après que la rupture soit atteinte, cf Figure III-62b et Figure III-63b. Pour limiter l'influence de ces zones de fortes déformations, la détermination du module d'Young des

échantillons n'est pas effectuée sur toute la surface, mais seulement sur une partie (délimitée par un rectangle rouge sur les Figure III-62a et Figure III-63a).

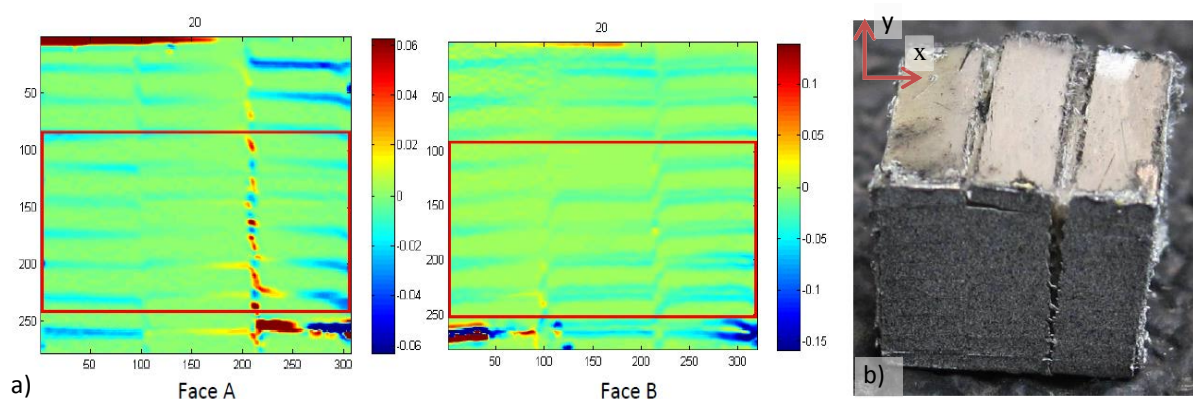


Figure III-62 : a) Carte de la déformation ϵ_{yy} dans l'échantillon en compression radiale pour les deux faces, le rectangle rouge représente la zone où est déterminée le module d'Young, b) Vue de l'échantillon après l'essai.

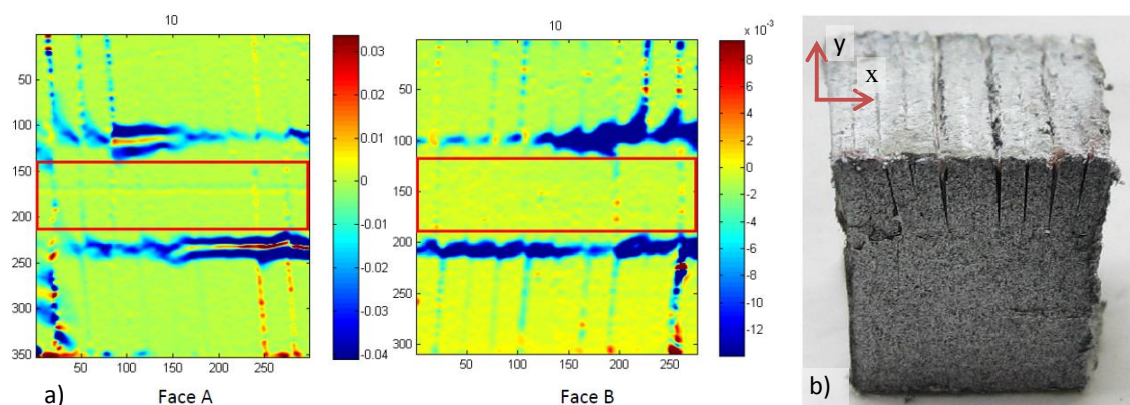


Figure III-63 : a) Carte de la déformation ϵ_{yy} dans l'échantillon en compression axiale pour les deux faces, le rectangle rouge représente la zone où est déterminée le module d'Young, b) Vue de l'échantillon après l'essai.

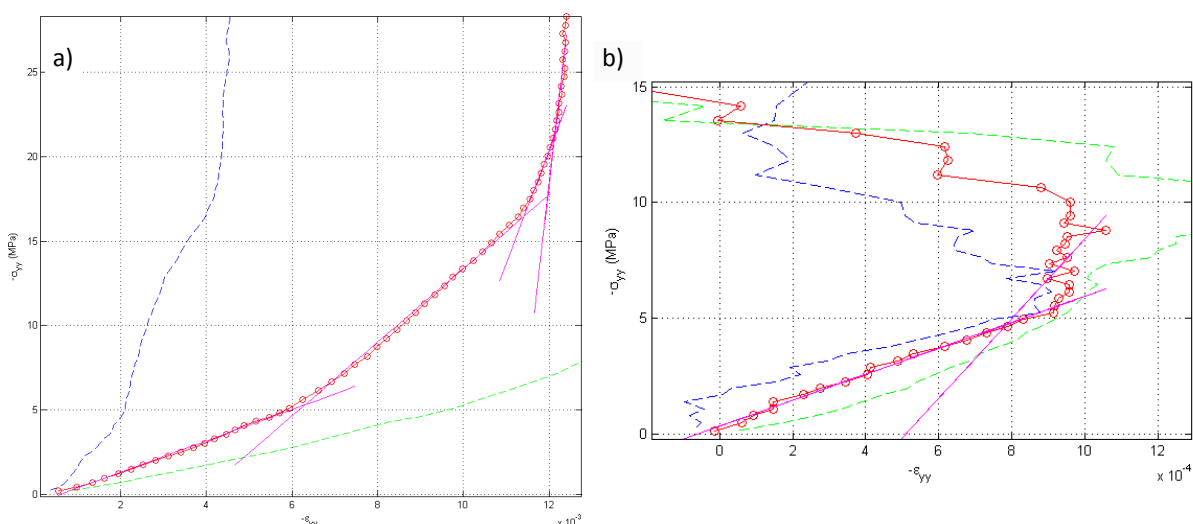


Figure III-64 : a) Résultat du test de compression radial, tirets bleu pour la face A et tirets verts pour la face B, la courbe rouge est la moyenne des deux, b) Résultat du test de compression axial, tirets bleu pour la face A et tirets verts pour la face B, la courbe rouge est la moyenne des deux.

Les résultats des essais de compression sont donnés sur la Figure III-64a et b, respectivement pour la compression radiale et la compression axiale. Pour la compression radiale, on remarque une

très forte disparité entre les deux faces, mais la mesure est “propre”. A contrario, pour l’essai de compression axiale, les deux faces sont initialement proches, mais la déformation devient rapidement erratique probablement en raison des zones de trop fortes déformations le long de l’isolation.

Comme pour les mesures faites par capteur de déplacement au CEA, la détermination du module d’Young a été effectuée sur la déformation moyenne. Pour la compression radiale, on obtient quatre modules d’Young successifs, 0,9 ; 2,2 ; 6,6 et 21,9 GPa. Il est à noter que ce dernier module d’Young est globalement en accord avec le module d’Young moyen mesuré au CEA. Pour l’essai de compression axiale il n’est pas possible de déterminer le module d’Young sauf pour la mise en compression qui est de 5,6 GPa.

III.5.2.2.5 Comparaison CEA/ENSAM

Bien qu’un seul essai de compression par direction ait été effectué à l’ENSAM, ils permettent d’avancer dans la compréhension du comportement mécanique des empilements. Comme avancé lors des essais de compression au CEA, les empilements ont un faible module d’Young au démarrage de la compression. Ce phénomène n’est donc pas seulement lié au comportement mécanique du cryostat.

Ces mesures, en particulier l’essai de compression radiale, montrent aussi que les échantillons sont (fortement) inhomogènes mécaniquement. Ainsi, si l’on avait principalement accusé le défaut de centrage pour expliquer l’inhomogénéité dans les mesures par capteur de déplacement, il apparaît que les échantillons peuvent eux aussi être responsables de ce phénomène bien qu’il soit difficile de dissocier les responsabilités. Ce constat ne remet néanmoins pas en cause le besoin d’avoir un outillage adapté aux dimensions des échantillons pour s’affranchir de la problématique du centrage, comme l’ont révélé les tests sur la cale-étalon en acier 304L qui elle est homogène mécaniquement.

Les mesures par champ de déplacement ayant été faites en juin 2014, il n’a pas été possible dans le temps imparti de les exploiter pleinement: calcul de la limite élastique, coefficient de poisson, taille de la zone de détermination du module d’Young en la réduisant à quelques conducteurs, voir un seul. Ce dernier point semble le plus intéressant notamment dans le cas de la compression axiale où il a été impossible de déterminer le module d’Young de l’empilement.

De même, si la mesure a été effectuée en observant la tranche des conducteurs, il serait intéressant de refaire ces mesures, en observant cette fois l’échantillon suivant sa longueur notamment pour juger de l’homogénéité des empilements.

III.5.2.3 Mesures de flexion

Pour mesurer le module d’Young des empilements dans la direction circonférentielle, nous avons procédé à des essais de flexion 3 points, cf Figure III-65a et b. Comme pour les essais de compression, nous avons procédé à trois essais à 300 et 77 K. Les échantillons font une longueur de 110 mm pour être compatibles avec l’outillage de flexion, l’entraxe entre les goupilles étant de 80 mm.

A la différence des essais de compression, les mesures effectuées sur les deux capteurs sont proches, cf Figure III-66a et b, ce qui est normal puisque les capteurs sont proches. De manière générale, les mesures de flexion sont nettement moins sensibles que celles en compression. En effet, la force étant appliquée en un point (plutôt une ligne), il n’y a pas de problématique sur la planéité

de l'échantillon, ni sur le centrage de la pièce par rapport au capteur. Suite à un désaccord, nous n'avons pas réalisé de retour élastique sur les mesures de flexion.

De plus, il n'est pas nécessaire de corriger les mesures de flexion de la rigidité du cryostat, car la rigidité de nos échantillons est très faible par rapport à celle du cryostat. Cela s'explique par le fait que le cryostat d'essais en flexion est plus rigide que celui de compression et aussi que nos échantillons ont un moment quadratique plus faible (d'un facteur 10) que les échantillons pour lequel le cryostat avait été conçu.

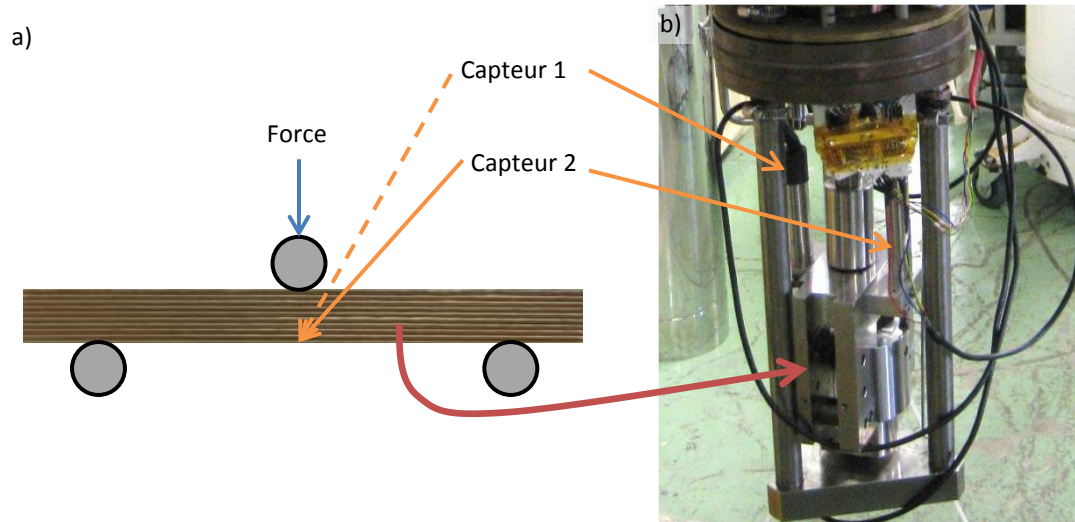


Figure III-65 : a) Schéma de principe d'un test de flexion 3 points b) Photo du cryostat d'essais mécaniques en flexion, deux capteurs mesurent la flèche de l'échantillon au niveau de la goupille mobile.

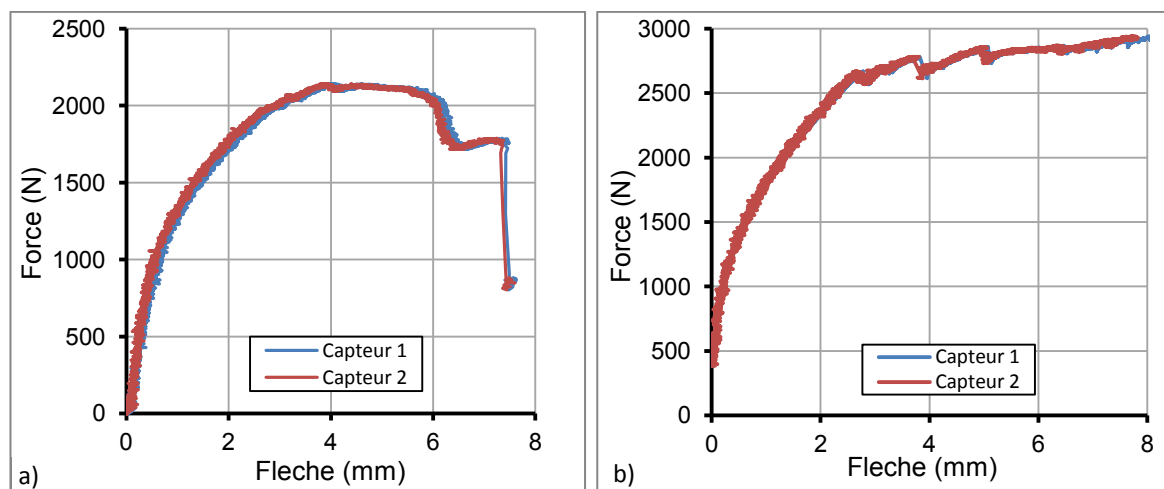


Figure III-66 : a) Test de flexion d'un empilement de conducteur à 300 K, b) Test de flexion d'un empilement de conducteur à 77 K.

Le module d'Young circonférentiel des empilements est donné par la formule (III-11) :

$$E = \frac{Pente * L^3}{48 I_a} \quad (III-11)$$

Avec :

- *Pente* la pente à l'origine sur les mesures,
- *L* l'entraxe entre les goupilles

➤ Et I_a le moment quadratique suivant la direction axiale.

Le résultat des mesures est donné dans le Tableau III-19 et on constate que le module d'Young augmente fortement pour une température de 77 K. La raison de cet accroissement n'est pas comprise (matage, délamination...). Il pourrait être intéressant de refaire une nouvelle campagne de mesures avec un retour élastique.

En revanche, les mesures de flexion ne sont pas adaptées à la détermination de la limite élastique conventionnelle à 0,2 % car la déformation (et donc la contrainte) n'est pas uniforme dans l'éprouvette. La transition entre le domaine élastique et plastique est donc floue. Un test de traction, qui n'a pas été mené, serait dans ce cas plus approprié. C'est pour cette raison qu'on utilise la pente à l'origine pour déterminer le module d'Young ce qui permet d'être certain de se trouver dans le domaine élastique.

		Flexion
300 K	Module d'Young (GPa)	47,3
	Ecart type (GPa)	8,7
77 K	Module d'Young (GPa)	94,0
	Ecart type (GPa)	11,5

Tableau III-19 : Résultat des essais de flexion des empilements en fonction de la température.

III.5.2.4 Conclusion sur la caractérisation mécanique des empilements.

Bien que les mesures sur les empilements aient été difficiles d'interprétation, surtout pour la compression, nous avons pu estimer les modules d'Young suivant les directions de sollicitations à 300 K et à 77 K. Les limites élastiques en compression ont aussi été déterminées. Bien que tous les paramètres nécessaires aux calculs mécaniques n'aient pas été déterminés, essentiellement le coefficient de poisson, ces mesures fournissent une base de départ suffisante pour donner une estimation correcte des contraintes dans un bobinage. En effet, l'objectif des maquettes est avant tout de démontrer la faisabilité d'aimants secs R & W MgB_2 et non de pousser dans ces derniers retranchements le conducteur qui de toute façon est encore appelé à évoluer.

III.5.3 Conclusion sur la caractérisation mécanique

Les mesures effectuées au CEA, qui utilisent une méthodologie classique par capteur de déplacement, se sont globalement révélées difficiles d'interprétation que ce soit pour les mesures sur le conducteur et ces deux rubans, ou sur les empilements. Ainsi, par exemple, il n'a pas été possible de modéliser le conducteur à partir des caractéristiques des deux rubans qui le composent, les mesures étant contradictoires.

Pour aller plus loin dans l'interprétation des résultats, nous avons donc réalisé des mesures complémentaires par mesures du champ de déplacement, via une caméra optique, en collaboration avec l'ENSAM de Chalons en Champagne.

Si cette méthode de mesures semble la plus adaptée et la plus complète, elle n'est pas non plus la panacée, comme nous avons pu le voir avec la détermination du coefficient de poisson sur le conducteur ou sur la compression axiale. Elle permet néanmoins une mesure propre du domaine élastique ce qui est important si l'on veut pouvoir modéliser correctement le conducteur.

Elle permet aussi de révéler des phénomènes complexes et d'étudier localement le comportement d'un élément dans un ensemble, par exemple un conducteur dans un empilement, ce que ne permettent pas les mesures par capteurs de déplacement. Néanmoins, ces dernières demeurent nécessaires tout simplement parce qu'il n'est pas (encore) possible d'effectuer des mesures par mesure du champ de déplacement à froid par caméra.

Pour finir, si nous nous sommes principalement intéressés au comportement global de la bobine, il est aussi important, en raison de la sensibilité des conducteurs MgB_2 à la déformation, de connaître l'état réel de la déformation dans les conducteurs dans un bobinage. La méthode par mesure du champ de déformation est particulièrement adaptée à cette problématique car comme on peut le voir sur la Figure III-67, elle permet de révéler que la déformation n'est pas uniforme entre les conducteurs. On remarque aussi la présence de "contacts" entre différents conducteurs qui génère des concentrations de contrainte dans ces conducteurs.

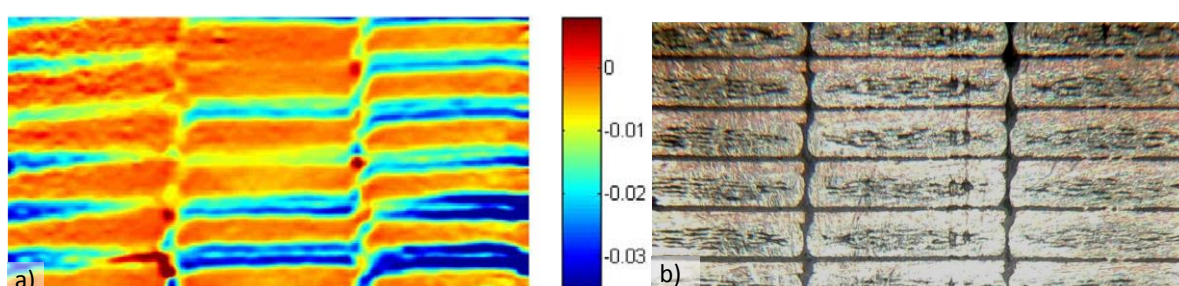


Figure III-67 : a) Zoom sur la carte de déformation ϵ_{yy} de la face B pendant l'essai de compression radiale, b) vue en coupe d'un échantillon similaire.

Cette inhomogénéité est directement reliée à un défaut de positionnement des conducteurs dans l'empilement, qui est particulièrement visible sur la compression axiale. Il est, en effet, très difficile d'empiler parfaitement 30 petits conducteurs sur 150 mm surtout que leur géométrie n'est pas strictement rectangulaire. Si on transpose cette situation à un bobinage où le positionnement des conducteurs n'est bien évidemment pas parfait (principalement à l'approche du changement de couche d'un solénoïde) alors certains rubans pourraient se dégrader prématurément. Ainsi, s'il n'y a pas assez de marge d'un point de vue mécanique, le bobinage n'atteindra donc pas son point de fonctionnement nominal.

Malgré de fortes incertitudes de mesures, nous avons pu estimer le comportement mécanique du conducteur, cf. Tableau III-20, et d'un empilement de 30 conducteurs imprégnés sous vide, cf. Tableau III-21, pour plusieurs températures.

Type de mesure	Conducteur				Ruban Supraconducteur	Ruban Stabilisant
	ENSAM	CEA	CEA	CEA	CEA	CEA
Température (K)	300	300	77	4,2	300	300
Module d'Young (GPa)	102,5	104	101	113	112	125[83]
Limite élastique (MPa)	125	147	180	185	147	70
Coefficient de poisson	0,325	0,325	0,325	0,325	0,31	0,33

Tableau III-20 : Récapitulatif des propriétés mécaniques du conducteur (et des rubans) en fonction de la méthode de mesure et de la température de test, le coefficient de poisson du ruban supraconducteur est considéré égal au nickel celui du conducteur est calculé en utilisant la loi des mélanges.

Pour effectuer les calculs de dimensionnement mécaniques sur le conducteur, il est préférable de manière conservatrice d'utiliser les données de l'ENSAM à 300 K et pour toutes les températures. L'incertitude sur la limite élastique étant importante, je conseille de la prendre égale à 100 MPa

S'il y a besoin de rentrer dans la mécanique du conducteur alors, à défaut de mieux, il faut se servir de celle du CEA sur les deux rubans à 300 K sachant néanmoins que l'on ne retrouvera pas les caractéristiques mesurées sur le conducteur.

		CEA			ENSAM
		Radial	Axial	Azimutal	Radial
300 K	Module d'Young (GPa)	19,3	24,6	47,3	21
	Limite élastique (MPa)	142,3	107,5		
77 K	Module d'Young (GPa)	26,9	37,7	94,0	
	Limite élastique (MPa)	143,5	> 123,0		
Coefficient de poisson		0,337	0,337	0,337	0,337

Tableau III-21 : Récapitulatif des propriétés mécaniques des empilements en fonction de la méthode de mesure, de la direction et de la température du test. Le coefficient de poisson est calculé en utilisant la loi des mélanges avec le conducteur et une isolation Mylar (0,38 on néglige la résine).

Enfin, pour les empilements, il faut utiliser, conservativement, celle du CEA à 300 K.

De plus, il est possible de tirer quelques enseignements de ces essais mécaniques:

- Module d'Young en compression classique pour un empilement imprégné,
- Limite élastique = contrainte critique d'utilisation du supraconducteur pour ce type de conducteur (si rayon de bobinage négligeable),
- Le MgB₂ n'influence pas (ou peu) le comportement mécanique,
- Probable inhomogénéité des propriétés mécaniques sur la longueur,
- Nickel non standard (présence possible d'impuretés).

III.6 Conclusions sur la caractérisation des propriétés des conducteurs MgB₂ R & W

Ces mesures mécaniques concluent l'ensemble des caractérisations faites sur les conducteurs MgB₂ R & W et en particulier sur le conducteur de type sandwich de Columbus.

Nous avons dans la mesure du possible mené la plus large caractérisation possible sur le conducteur V67, et, ainsi pu déterminer ses propriétés thermiques, électriques et mécaniques, sa dilatation thermique, ainsi que sa surface critique.

Un des enseignements de cet ensemble de caractérisations c'est que le MgB₂ a très certainement que peu d'influences sur les propriétés physiques du conducteur à l'exception bien entendu de la supraconductivité. Ce constat laisse à penser que les propriétés mesurées sur le V67 sont réutilisables sur les autres conducteurs de la même famille, en particulier le V1578 et le V1824 qui serviront au bobinage des maquettes.

Nous avons aussi commencé à travailler à la détermination des propriétés physiques d'un bobinage. Nous nous sommes en particulier intéressés aux comportements mécaniques d'un empilement de conducteurs. Pour être complet, il serait intéressant dans l'avenir de mesurer la

conductivité thermique ainsi que la dilatation thermique d'un tel empilement ce qui aidera au design des maquettes.

A noter que les mesures mécaniques sur les empilements ont été réalisées trop tard dans la thèse pour être complètement exploitées pour le design des maquettes, en particulier en ce qui concerne la flexion.

En complément de ce travail sur les propriétés physiques conventionnelles, nous avons aussi appris à bobiner des conducteurs MgB₂ R & W pour mener à bien les mesures de courant critique. Ces bobinages, qui se sont révélés plus difficiles que prévu, ont été riches d'enseignements. Le retour d'expérience effectué sur ces derniers, a ensuite servi tout au long de la thèse et en particulier pour le bobinage de la double galette.

Chapitre n°4 : Design d'un solénoïde
MgB₂ R & W de 1 T dans 3 T de champ
de fond refroidi par conduction solide

IV.1 Objectif de la maquette solénoïde 1 T

Originellement dans la thèse, il n'était pas prévu de réaliser de solénoïde, mais seulement des doubles galettes. Cependant, après la première année de la thèse qui avait mise en évidence que le bobinage de conducteur R & W MgB_2 était très délicat, § III.3.3.2, nous avons alors des doutes sur la faisabilité d'une double galette suffisamment petite pour être compatible avec le trou chaud de H0 et qui ne soit pas dégradée lors du bobinage.

Nous avons donc commencé à réfléchir à la possibilité de réaliser un solénoïde dont le bobinage serait plus aisé car sans manipulation du touret, § V.3.1.1. A cette problématique vient aussi s'ajouter le fait que les longueurs unitaires de conducteur MgB_2 disponibles sont importantes, jusqu'à 4 km chez Columbus, et permettent ainsi d'envisager des solénoïdes de tailles intéressantes.

De fait, sans contraintes particulières sur le design d'un système supraconducteur, nous avons préféré, à la double-galette, le solénoïde dont le procédé comporte moins de manipulation. C'est donc un aimant moins onéreux à produire ce qui est un point essentiel puisqu'il est destiné principalement à des applications industrielles.

Ainsi les deux méthodes de bobinage, chacune appuyée par une maquette, ont été développées en parallèle pour pouvoir comparer les deux solutions tant d'un point de vue conception que fabrication.

La gamme de champ identifiée comme intéressante pour le MgB_2 étant entre 3 et 4 T, nous avons donc décidé de réaliser un solénoïde de 1 T (au centre) dans 3 T de champ de fond permettant ainsi de couvrir toute la gamme d'intérêt pour le MgB_2 , cf. Figure IV-1a et b. De plus, les caractéristiques de H0 offrant un champ magnétique homogène dans un large volume, il sera possible d'étudier l'homogénéité du courant critique sur toute la longueur du conducteur. Ceci permettra donc de juger de la qualité du bobinage en révélant une possible (même faible) dégradation du conducteur, voire son homogénéité intrinsèque (annoncé à 10 % par Columbus).

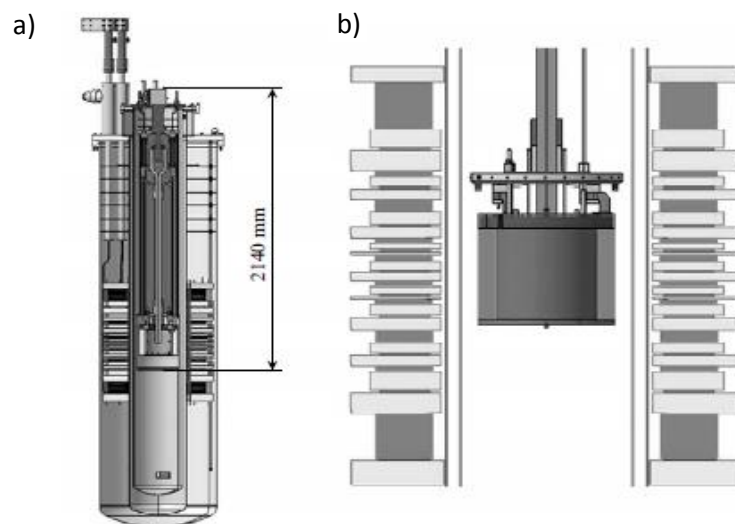


Figure IV-1 : a) Vue d'ensemble de la station d'essais avec le solénoïde installée sur l'insert froid, b) Zoom de la figure précédente au niveau du solénoïde et de H0.

Le développement de cette maquette, qui comme nous le verrons est d'une taille non négligeable, permet aussi de s'attaquer d'un point de vue théorique et pour la première fois aux problématiques classiques du design d'un aimant supraconducteur: refroidissement, tenue mécanique et protection. L'objectif avec cette maquette était donc le développement d'outils

numériques d'aide au dimensionnement qui seront par la suite directement exploitable pour le développement d'un "vrai" aimant MgB_2 R & W.

IV.2 Design du mandrin du solénoïde

Comme présenté au chapitre II l'insert froid permet non seulement de mesurer le courant critique sur un échantillon court, mais aussi de tester des maquettes. Néanmoins, comme on peut le voir sur la Figure II-7, l'intégration du solénoïde sur la première version de l'insert froid n'avait pas été prévue initialement. Pour pallier à ce manque, nous avons ajouté, dès la fabrication de la deuxième version, deux feuillards sur les drains thermoélectriques de l'insert froid voir Figure II-8. Il est donc désormais possible de connecter sur l'insert froid un objet ayant comme dimensions un diamètre de 310 mm pour une hauteur de 400 mm au maximum.

A la différence du mandrin de test (et de la double galette), les connections électriques et thermiques ne sont pas situées en haut et en bas de l'objet, mais à droite et à gauche. Aussi le solénoïde devra avoir un nombre pair de couches pour éviter d'avoir à installer un bus électrique le long du mandrin.

On dispose donc pour le test de cette maquette de toutes les caractéristiques de l'insert froid: refroidissement par conduction solide à température variable, amenée de courant de 600 A et instrumentation. On peut donc tester le solénoïde dans une très large gamme de champ du champ propre au champ maximum soit 4 T + le sur champ ($< 0,5$ T). Nous avons fixé arbitrairement la température de fonctionnement nominale à 10 K pour avoir suffisamment de puissance réfrigérante disponible.

IV.2.1 Etats des connaissances lors du design

Pour pouvoir être testé dans les temps impartis de la thèse, la conception du solénoïde a débuté dès le début de la deuxième année. Peu de caractérisation sur le conducteur ayant encore été effectuées, nous avons décidé de concevoir le solénoïde avec les données constructeur complétées des quelques mesures que nous avons déjà faites, à savoir: courant en champ propre, le 1^{er} test de dilatation thermique et les essais de traction par capteur de déplacement (mesures CEA) sur le conducteur complet ainsi que sur le ruban supraconducteur et stabilisant.

La conception du solénoïde a néanmoins pu profiter du retour d'expérience sur les mesures de courant critique menées sur la première version de l'insert froid, en particulier sur le bobinage des échantillons qui est un bobinage de type solénoïde (mais très simplifié).

Nous avons néanmoins fixé pour le design du solénoïde quelques grandes lignes directrices:

- Faire 1 T dans 3 T de champ de fond au minimum,
- Avoir un bon refroidissement par conduction solide et limiter les résistances de contact,
- Limiter la déformation du conducteur pour maximiser les chances de réussite,
- Avoir une bobine aisément manipulable pour faciliter l'instrumentation et son intégration sur l'insert froid.

IV.2.2 Design magnétique

Pour réaliser le design magnétique du solénoïde, nous nous sommes basés sur les données constructeurs du MFT278, mais qui sont limitées à 500 A 16 K et 1,8 T. Pour réaliser le design magnétique, il est nécessaire de connaître le courant critique du conducteur au point de

fonctionnement du solénoïde (4 T et 10 K). Ce dernier étant inconnu, nous avons donc extrapolé les données constructeurs avec ajustement de type Bottura, cf. Figure IV-2. Son utilisation sur les mesures en champ sur les conducteurs V67 et V1578 a montré à posteriori sa pertinence § III.3.4.3. En dehors de cette problématique, le design magnétique du solénoïde est aisé car il n'y a pas de contrainte particulière sur le champ magnétique en dehors du fait qu'il doit être égal à 1 T au centre de l'aimant sous 3 T.

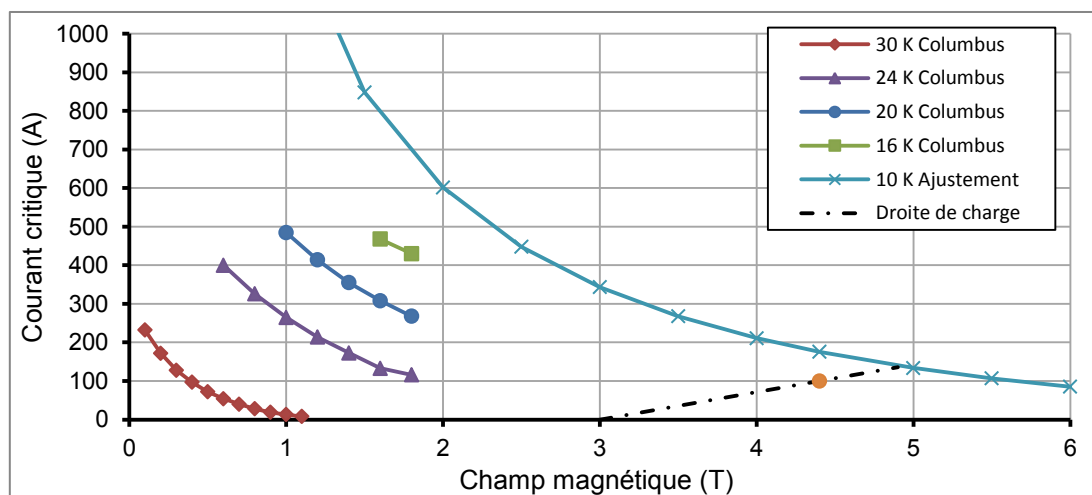


Figure IV-2 : Surface critique du MFT278 fournis par Columbus, le courant critique théorique à 10 K ainsi que la droite de charge du solénoïde (sous 3 T) sont représentés, le point rond orange indique le point de fonctionnement nominal du solénoïde 1 T

Comme on peut le voir sur la Figure IV-2, le solénoïde a un point de fonctionnement très éloigné des données constructeurs, l'ajustement reposant sur peu de points notamment à basse température et à haut champ. Il y a donc une grande incertitude sur le courant critique réel du conducteur et nous avons donc décidé de prendre une marge de sécurité importante sur ce dernier en le fixant à 100 A.

Rayon intérieur	100,05 mm
Rayon extérieur	140,37 mm
Hauteur	195,2
Nombre de couches	48
Nombre de tours	61
Nombre de spires	2928
Inductance	1,37H
Longueur de conducteur	≈2,2 km
Poids	≈100 kg
Courant nominal	100 A
Densité de courant nominal	37,2 A/mm ²
Energie stockée	6839 J
Température nominale	10 K
Champ au centre	1,19T
Champ sur le conducteur	1,4T
Champ de fond	3 T

Tableau IV-1 : Design magnétique du solénoïde

Afin de s'intégrer dans l'insert, il est nécessaire de réduire le diamètre intérieur qui a été fixé à 200 mm (plus 0,1 mm d'isolation masse). Le diamètre extérieur du bobinage a été fixé autour de 280mm pour laisser suffisamment de marge avec l'écran. La hauteur a ensuite été calculée pour obtenir à 100 A un champ de 1 T. Les caractéristiques du solénoïde sont regroupées dans le Tableau IV-1.

Une fois l'ensemble de ces éléments pris en compte, on obtient un solénoïde ayant des dimensions importantes pour une maquette avec un nombre de tours de près de 3 000 pour une longueur de conducteur total de 2,2 km, cf. Tableau IV-1. On voit que le champ au centre du solénoïde est un peu plus important que 1 T à 1,1 T. Nous avons néanmoins conservé la dénomination de solénoïde 1 T pour identifier la maquette par facilité et parce que cela demeurent l'objectif final. La droite de charge du solénoïde issue du design magnétique est aussi représentée sur la Figure IV-2.

IV.2.3 Marges de fonctionnement

En comparant la droite de charge à l'ajustement du courant critique du conducteur, on peut déterminer les marges de fonctionnement du solénoïde cf Figure IV-3 et Tableau IV-2. Le premier point important est la marge en température très important de 6 K ce qui veut dire que le solénoïde arriverait en théorie à fonctionner au nominal (100 A pour 1,4T) mais à 16 K et non à 10 K.

On voit donc là, l'un des intérêts à l'utilisation d'un conducteur MT_c (pour Température Moyenne Critique), comme les HT_c , qui offre une marge en température importante comparativement au BT_c où l'on prend habituellement 1 à 2 K pour la marge en température. La conséquence directe de cette marge en température c'est que le refroidissement n'a pas besoin en théorie d'être parfait et que l'on peut accepter quelques Kelvins de gradient dans le bobinage.

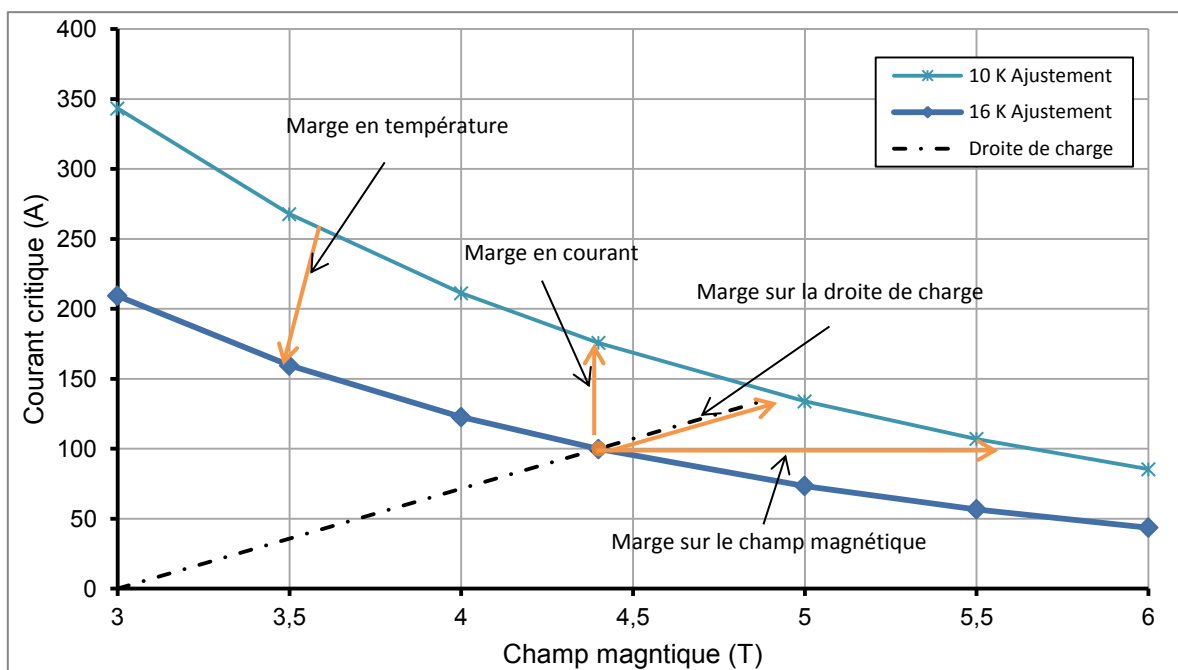


Figure IV-3 : Représentation graphique des différentes marges de fonctionnement du solénoïde.

L'autre point important est la marge sur la droite de charge qui compare le courant critique du solénoïde au courant nominal. Ainsi, en prolongeant la droite de charge, on trouve un courant critique à 10 K de 136 A pour un champ magnétique de 1,9+3 T. Dans notre cas, nous sommes à 73,5%

de la droite de charge. A noter que 73,5 % est une valeur raisonnable pour une première maquette car généralement on design les aimants supraconducteurs à 70 % de la droite de charge pour les grands détecteurs et 80 % pour les aimants de série d'accélérateurs....

Marge en température (B et I fixe)	6 K
Marge en courant (B et T fixe)	75 A
Marge en champ magnétique (T et I fixe)	1,2 T
Courant critique (sur la droite de charge)	136 A
Marge sur la droite de charge	73,5 %

Tableau IV-2 : Marges de fonctionnement du solénoïde 1 T.

IV.2.4 Description de l'outillage du solénoïde 1 T

Pour faciliter la description du design thermique et mécanique du solénoïde 1 T, il est préférable d'avoir à l'esprit le design de l'outillage. Pour cette raison, je présente, en premier, l'outillage tel qu'il a été conçu et fabriqué avant de rentrer plus en détail dans les calculs qui ont amenés à ce design.

Le design du solénoïde 1 T est directement issu de celui du mandrin de courant critique car ce dernier a démontré sa pertinence, que ce soit d'un point de vue thermique et mécanique. L'outillage du solénoïde, cf. Figure IV-4, est principalement composé de trois éléments:

- Un mandrin de bobinage bi matériaux cuivre/Ti6Al4V sur lequel ont été soudés le flasque inférieur et la couronne intérieure (aussi appelée borne) cette dernière permettant de se connecter à des bus thermoélectriques l'insert froid,
- Une couronne intermédiaire en G10 qui permet d'isoler la borne – de la borne +, cf. Figure IV-5a,
- Une couronne extérieure en cuivre (aussi appelée borne +) qui permet de se connecter à l'autre bus thermoélectriques de l'insert froid, cf. Figure IV-5b.

A noter que les trois couronnes, intérieure, intermédiaire et externe, forment ce que l'on appelle le flasque supérieur du bobinage.

On retrouve donc un mandrin de conception proche de celui du mandrin de test avec un mélange de Ti6Al4V (alliage de titane) et de cuivre. Les languettes de cuivre étant là pour assurer un refroidissement homogène du bobinage et du mandrin, nous avons fait le choix de les brasier à haute température avec le mandrin en titane. Ce choix est l'application directe du retour d'expérience du premier insert qui a montré l'importance de prendre en compte les résistances de contact. De même, les différents éléments en cuivre d'une même polarité ont été brasés à l'aide d'une brasure forte (identique à celle du contact thermique AlN) en particulier pour les plages de connexion avec l'insert froid.

L'isolation masse du bobinage est assurée par du Mylar (50 μ m d'épaisseur). La hauteur réelle du bobinage ne sera probablement pas à la cote théorique car cette dernière ne prend pas en compte la problématique du saut de couche. Un jeu a été conservé à cet effet, de 4,7 mm (si les conducteurs sont correctement compactés), qu'il est prévu de combler avec une calle en G10 faite à façon après le bobinage.

La protection du solénoïde, § IV.3.4, est assurée par deux diodes froides de 600 A installées tête bêche entre les deux plages de raccordement avec l'insert froid. Malgré l'espace important octroyé par l'insert froid, nous sommes quand même relativement contraints du point de vue de l'encombrement avec les tirants de support et les diodes froides. C'est pour cette raison que les

plages de connexion avec l'insert froid ont été décalées vers le haut. Comme pour le mandrin de test, un contact indium sera utilisé entre les plages de raccordement du mandrin et les feuillards de l'insert froid.

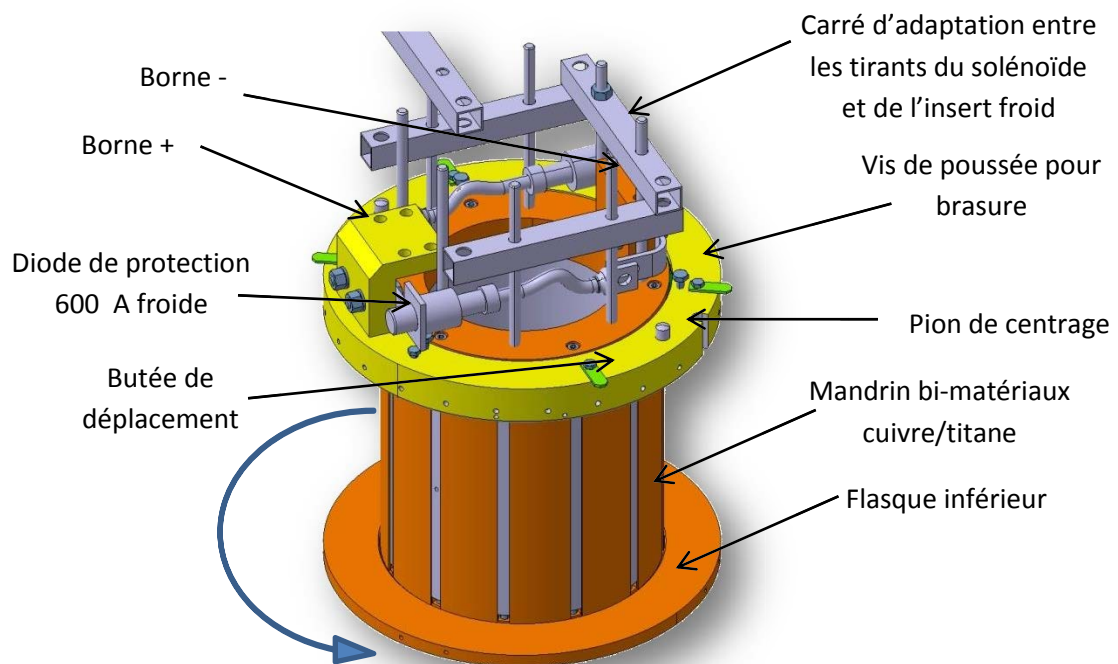


Figure IV-4 : Vue CAO du mandrin du solénoïde 1 T ainsi que des tirants de support et des diodes de protection, la flèche bleu représente le sens de bobinage.

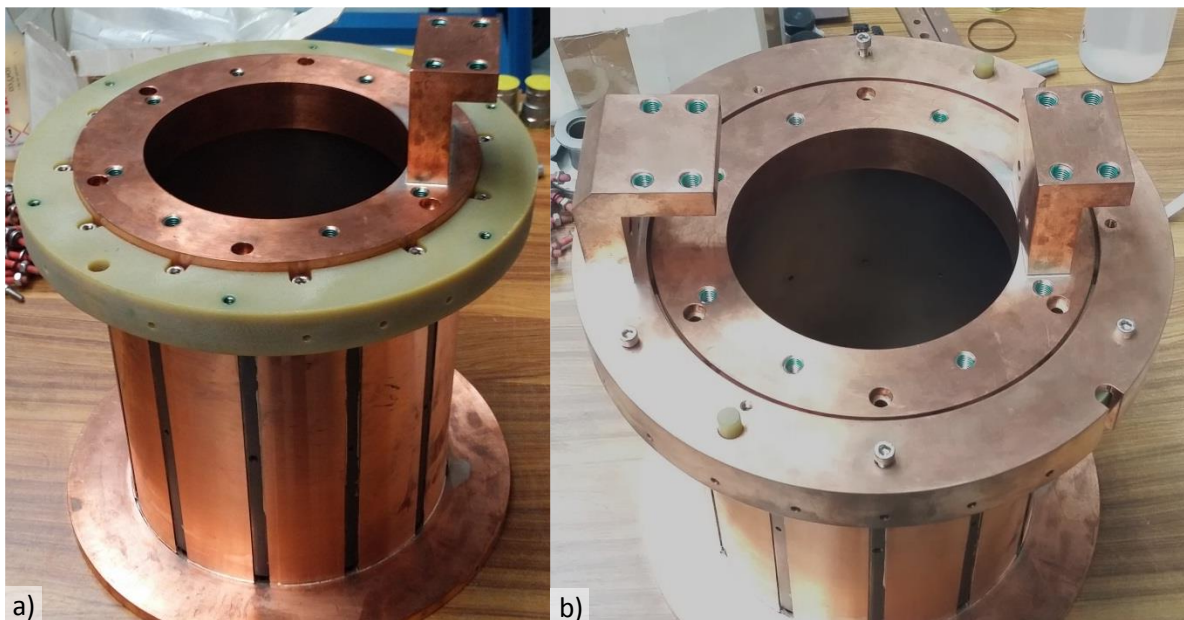


Figure IV-5 : a) Vue du mandrin, de la plage de connexion au drain thermoélectrique de l'insert froid pour la borne - et de la couronne d'isolation en G10 entre les bornes du solénoïde 1 T, b) Vue du mandrin complet du solénoïde 1 T et notamment des deux plages de connexion aux drains thermoélectriques de l'insert froid.

IV.2.5 Design thermique

Après avoir fixé, grâce au design magnétique, les principales caractéristiques de la maquette, nous nous sommes intéressés à la problématique du refroidissement et de la tenue mécanique du solénoïde pour savoir s'il était envisageable ou non de réaliser un tel bobinage (notamment en ce qui concerne le rayon de bobinage). Même si nous sommes peu contraints du point de vue du refroidissement, au vu de la marge en température théorique que nous disposons, la méthode retenue pour le refroidissement aura un impact important sur le design mécanique. Pour cette raison, je présente en premier la méthode de refroidissement retenue pour le solénoïde.

IV.2.5.1 *Présentation du calcul*

Le retour d'expérience sur l'insert froid a montré qu'en dehors de toutes précautions particulières, les résistances de contacts en conduction solide sont toujours (très) importantes. Ce constat exclut d'espérer refroidir les différentes couches du solénoïde simplement par contact (de plus faiblement pressé) entre elles. Pour cette raison, il a été choisi de réaliser une imprégnation sous vide pour lier thermiquement les conducteurs entre eux. Ainsi, le bobinage sera considéré d'un point de vue mécanique comme une seule et unique pièce. Cette approche est identique à celle régulièrement utilisée dans le développement des aimants NbTi qui sont très souvent imprégnés ce qui permet de se replacer dans un cadre connu et habituel pour les aimants supraconducteurs.

Pour refroidir le solénoïde, nous avons choisi de le faire par l'intérieur via le mandrin de bobinage plutôt que par l'extérieur. Ce type de refroidissement a l'avantage de refroidir préférentiellement les tours intérieurs du bobinage qui sont les plus critiques à cause du champ magnétique

Cette solution est aussi la plus pratique d'un point de vue fabrication, car dans ce cas, il n'est pas nécessaire de démonter le mandrin de bobinage après l'imprégnation sous vide.

En revanche, l'utilisation d'un refroidissement par le rayon intérieur implique que les pertes thermiques (qui proviennent exclusivement du rayonnement de l'écran thermique du 1^{er} étage) ne soient pas interceptées et devront être absorbées à travers le bobinage. Il est donc possible, si la conductivité thermique du bobinage n'est pas suffisante, que la température pour les tours extérieurs soit trop élevée.

L'utilisation d'un mandrin interne nous rapproche donc de la configuration que nous avons utilisée pour le mandrin permettant les mesures de courant critique. Aussi, est-il nécessaire de maintenir le contact entre le bobinage et le mandrin, non seulement pendant la mise en froid, mais aussi sous champ, car cette fois-ci, le champ magnétique ne peut pas aider à plaquer le solénoïde sur le mandrin (sinon le champ du solénoïde et de H₀ s'annule partiellement).

L'utilisation d'un mandrin en titane est donc actée mais qu'en est-il pour un mandrin bi-matériaux cuivre/Ti6Al4V comme pour le mandrin utilisé pour les mesures de courant critique. Pour évaluer le gradient de température dans le bobinage, nous avons donc réalisé une modélisation par éléments finis (sous Cast3m). Les propriétés thermiques des matériaux utilisés sont données dans le Tableau IV-3.

Les mesures de conductivité thermique sur le conducteur n'ayant pas encore été faites, nous avons donc utilisé les données constructeurs: un RRR de 200 pour le ruban de stabilisant en cuivre et un RRR de 5 pour le ruban de supraconducteur. La conductivité thermique de l'isolation du conducteur est celle présentée au § III.4.1.4, on néglige donc la résine d'imprégnation dans le bobinage. En raison du jeu présent entre les différentes couronnes de l'outillage, il y a des zones de

résine pure (en réalité elles seront remplies avec de la mèche en fibre de verre pour renforcer la résine) qui sont donc modélisées par de l'époxy pure.

Matériau du solénoïde	Conductivité thermique @ 10 K (W/m.K)	Source	Commentaire
Cuivre mandrin	539	MetalPak [97]	RRR 50, B = 4,4 T
Cuivre conducteur	919	MetalPak [97]	RRR 200, B = 4,4 T
Nickel conducteur	15,1	MetalPak [97]	RRR 5
G10	0,12	Cryocomp [63]	Moyenne
CTD-110 (volume mort)K	0,06	Cryocomp [63]	Inconnue -> Epoxy
Dacron (isolation solénoïde)	0,03	Cryocomp [63]	Inconnue -> Mylar § III.4.1.4
Mylar (isolation masse)	0,03	Cryocomp [63]	
Ti6Al4V	0,87	Cryocomp [63]	

Tableau IV-3 : Propriétés thermiques des différents matériaux à 10 K utilisés dans la modélisation thermique du solénoïde.

IV.2.5.2 Résultat de la simulation

Les Figure IV-6a et b montrent le gradient généré par le rayonnement dans le bobinage pour un mandrin en Ti6Al4V de 11 mm d'épaisseur en fonction de la borne considérée pour le refroidissement. On voit donc que c'est la borne - qui est la plus efficace pour le refroidissement. La borne + étant isolée par la couronne en G10., elle n'a donc que peu d'influence sur le gradient. Dans tous les cas, le gradient dans le bobinage est inférieur à 0.2 K donc largement en dessous de la marge en température.

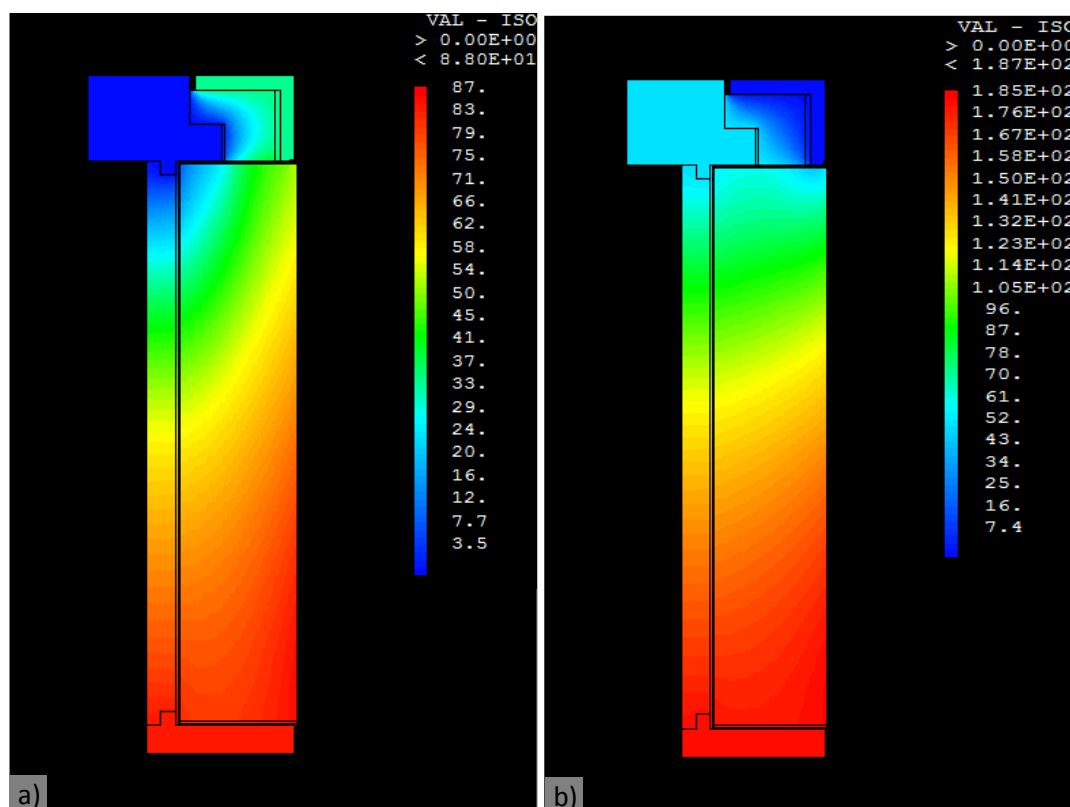


Figure IV-6 : Calcul du gradient thermique (en mK) lié aux pertes par rayonnement provenant du 1^{er} étage (100 mW/m²) dans le bobinage avec un mandrin en Ti6Al4V (sans drain de cuivre) avec un refroidissement uniquement, a) sur la borne -, b) sur la borne +.

En revanche, on remarque que les tours intérieurs ne sont pas spécialement bien refroidis par rapport au reste du bobinage ce qui est contraire au but recherché.

Il est à noter que ce calcul est un calcul 2D axisymétrique, et donc il sous-estime le gradient de température dans le bobinage car la condition de refroidissement n'est pas, en réalité, strictement axisymétrique. Pour s'affranchir de cette limitation, il faudrait naturellement passer en 3D. Toutefois, les couronnes intérieures et extérieures étant en cuivre RRR 50, le refroidissement provenant des drains thermoélectriques est donc diffusé sur toute la circonférence du bobinage avec un gradient minime au vue des dimensions des pièces (surtout pour la couronne intérieure) et le flux à absorber (30 mW en tout). Le gradient thermique ne serait donc pas très différent en prenant en compte une condition de refroidissement 3D.

A noter que ce modèle ne prend pas en compte d'éventuelles résistances de contact entre les pièces. L'utilisation du brasage et de l'imprégnation sous vide justifie cette hypothèse. Ainsi, même en divisant par 5 pour la conductivité thermique de l'isolation du conducteur, le gradient thermique n'est que de 0,22 K pour la borne – et de 0,31 K pour la borne +. La conclusion est donc identique à celle du mandrin de test : il n'y a, à priori, aucun problème à refroidir le bobinage par un mandrin en Ti6Al4V.

Si ce gradient est acceptable par rapport à la marge en température, en revanche, l'utilisation d'un mandrin en Ti6Al4V est très contraignante pour la mise en froid. C'est d'autant plus vrai que comparativement au mandrin de test, le refroidissement n'est plus symétrique par rapport à la hauteur et qu'un seul des drains thermoélectriques est réellement efficace. L'utilisation du mandrin en Ti6Al4V combinée à la masse importante du solénoïde conduit à un temps de refroidissement au minimum de deux semaines. Le solénoïde étant appelé à être transité plusieurs fois, il est également utile de réduire le temps de récupération pour limiter la consommation d'hélium.

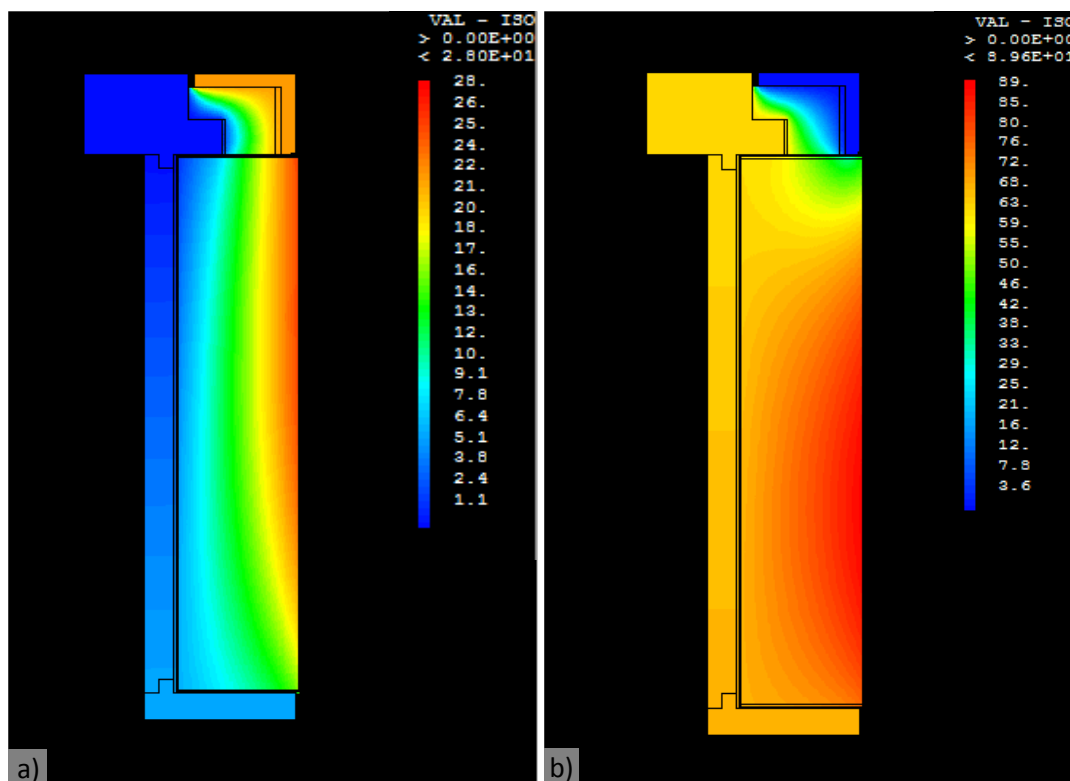


Figure IV-7 : Calcul du gradient thermique (en mK) lié aux pertes par rayonnement provenant du 1^{er} étage (100 mW/m²) dans le bobinage avec un mandrin Ti6Al4V/cuivre avec un refroidissement uniquement a) sur la borne – b) sur la borne +.

Ainsi, nous avons décidé d'ajouter une couche en cuivre sur le mandrin en Ti6Al4V. Au final, nous avons donc opté pour un mandrin bi-matériaux Ti6Al4V/cuivre (respectivement 10 et 1 mm d'épaisseur) pour disposer d'un meilleur refroidissement cf. Figure IV-7a et b. De plus, pour assurer un bon contact thermique entre les languettes de cuivre et le mandrin Ti6Al4V, nous avons choisi de les braser sur ce dernier. A noter que cette fois, les tours intérieurs sont bien préférentiellement refroidis, ce qui était initialement recherché, avec un refroidissement par mandrin intérieur.

IV.2.6 Design mécanique

En complément du design thermique, un design mécanique a été réalisé pour évaluer la faisabilité d'une telle maquette. En effet, si comme on l'a vu, la thermique n'est pas contraignante ce n'est pas le cas de la mécanique qui concentre les principales difficultés de réalisation de cette maquette.

L'objectif de ce calcul est, bien sûr, de déterminer les contraintes dans le bobinage, mais surtout de s'assurer que ce dernier reste bien en contact avec le mandrin pendant la mise en froid et aussi sous champ.

IV.2.6.1 *Méthode de dimensionnement classique*

Habituellement pour le design mécanique d'un aimant supraconducteur, on considère, pour le calcul des contraintes, uniquement deux sources de sollicitation:

- La mise en froid, i.e. les contraintes thermiques différentielles,
- Le champ magnétique, i.e. les forces de Laplace.

IV.2.6.1.1 Présentation du calcul

Pour estimer les contraintes mécaniques dans le bobinage, nous avons de nouveau utilisé un modèle par éléments finis sous Cast3m. Le maillage utilisé est le même que pour les calculs thermiques. Néanmoins, à la différence du calcul thermique où on considèrerait la contribution thermique de chaque constituant du bobinage, on le considère, cette fois-ci, comme homogène mécaniquement. D'un point de vue mécanique, il n'y a donc qu'un seul matériau même si tous les conducteurs sont complétement maillés.

Le solénoïde est considéré en première approximation comme isotrope. Le bobinage est en fait un matériau orthotrope comme l'ont montré les différentes mesures réalisées sur les empilements. L'hypothèse faite sur le module d'Young lors du design du solénoïde, à savoir 20 GPa, s'est vérifiée sur les empilements pour les directions axiale et radiale, en revanche, cela s'est révélé faux pour la direction azimutale, le module d'Young étant de 50 GPa. Malheureusement les mesures sur la flexion étant arrivées trop tard (et au mauvais moment lorsque l'on essayait de mettre au point la deuxième version de la station d'essais) leurs résultats n'ont pas pu être pris en compte. On considère également l'ensemble des autres matériaux comme étant élastiques et isotropes. Ces hypothèses étant correctes sauf le G10 qui est orthotrope. Dans ce dernier cas, les caractéristiques ont été moyennées.

Les données matériaux utilisées pour le calcul sont répertoriées dans le Tableau IV-4 pour les modules d'Young et dans le Tableau IV-5 pour la dilatation thermique. Les valeurs ont été prises à 300 K. Le calcul, comme pour la thermique, est réalisé en 2D axisymétrique, le solénoïde est donc simplement modélisé comme un ensemble d'anneaux parfaitement empilés les uns sur les autres. L'aimant étant imprégné, un éventuel glissement entre les pièces n'est pas considéré.

Matériau du solénoïde	Module d'Young	Source
Solénoïde	20 GPa	[117]
Cuivre mandrin	125	[102]
Ti6Al4V	110	[115]
G10	15,1 GPa	[119] (moyenne)
Mylar (isolation masse)	4,9GPa	[120]
CTD-110K (volume mort)	20 GPa	Analogie solénoïde

Tableau IV-4 : Module d'Young utilisé pour le calcul des contraintes mécaniques à 300 K, les sources sont indiquées.

Matériau du solénoïde	Intégrale de la dilatation thermique (mm/m)	Source
Solénoïde	2,47	1 ^{er} mesure du III.4.3.6 on néglige l'isolation
Cuivre outillage	3,36	Cryocomp [63]
Ti6Al4V	1,7	Cryocomp [63]
G10	4,33	Cryocomp (moyenne) [63]
Mylar (isolation masse)	4,70	Cryocomp [63]
CTD-110K (volume mort)	14,4	Cryocomp (Epoxy) [63]

Tableau IV-5 : Intégrale de la dilatation thermique entre 300 et 10 K pour le calcul des contraintes mécaniques, les sources sont indiquées.

IV.2.6.1.2 Mise en froid

La première chose que l'on remarque c'est que la contrainte est globalement homogène dans la grande majorité du solénoïde et relativement faible. La contrainte de Von Mises est de 12 MPa (la zone est en traction) en moyenne dans le bobinage, on est donc très loin de la limite élastique (>100 MPa).

Pour vérifier que le solénoïde est en contact avec le mandrin, il faut vérifier que la contrainte azimutale dans le mandrin est négative et que celle dans le bobinage est positive car le mandrin se dilate moins que le bobinage. Le calcul donne une contrainte azimutale de +9 MPa sur le tour intérieur du bobinage et une contrainte azimutale de -61 MPa pour le mandrin. Le solénoïde est donc bien en contact avec le mandrin pendant la mise en froid.

A noter qu'initialement, nous avons imaginé l'utilisation d'un mandrin Ti6Al4V/cuivre, mais avec une épaisseur de 5 mm pour le cuivre au lieu d'1 mm comme finalement choisi. Ce changement dans le design s'explique par le fait qu'avec 5 mm de cuivre la contrainte de Von Mises dans le bobinage était très faible, de l'ordre de 2,5 MPa (en traction) pour le tour intérieur. Le solénoïde était donc faiblement en contact avec le mandrin, cf. Figure IV-8b. Et surtout, dans ce cas, suivant les hypothèses faites sur les matériaux, il était possible de décoller le solénoïde du mandrin ce qui est rédhibitoire. Ainsi la dilatation thermique de cuivre était suffisante pour compenser celle du Ti6Al4V. Nous avons donc choisi de réduire au maximum l'épaisseur de cuivre, à 1 mm, de sorte que la dilatation thermique du mandrin soit proche de celle du Ti6Al4V. Ce choix permet de s'assurer que le solénoïde est en contact avec le mandrin quel que soit les hypothèses sur les matériaux (notamment la dilatation thermique et le module d'Young du bobinage).

Pour finir, il est à noter que le calcul est axisymétrique ce qui implique que la couche de cuivre est supposée en continu. Si initialement il était prévu qu'elle le soit, cela posait cependant de grandes

difficultés de réalisation. Il a donc été décidé de couper la couche de cuivre en languettes pour faciliter la fabrication du mandrin, cf. Figure IV-5. Ainsi nous nous retrouvons avec un mandrin au design proche du mandrin de test.

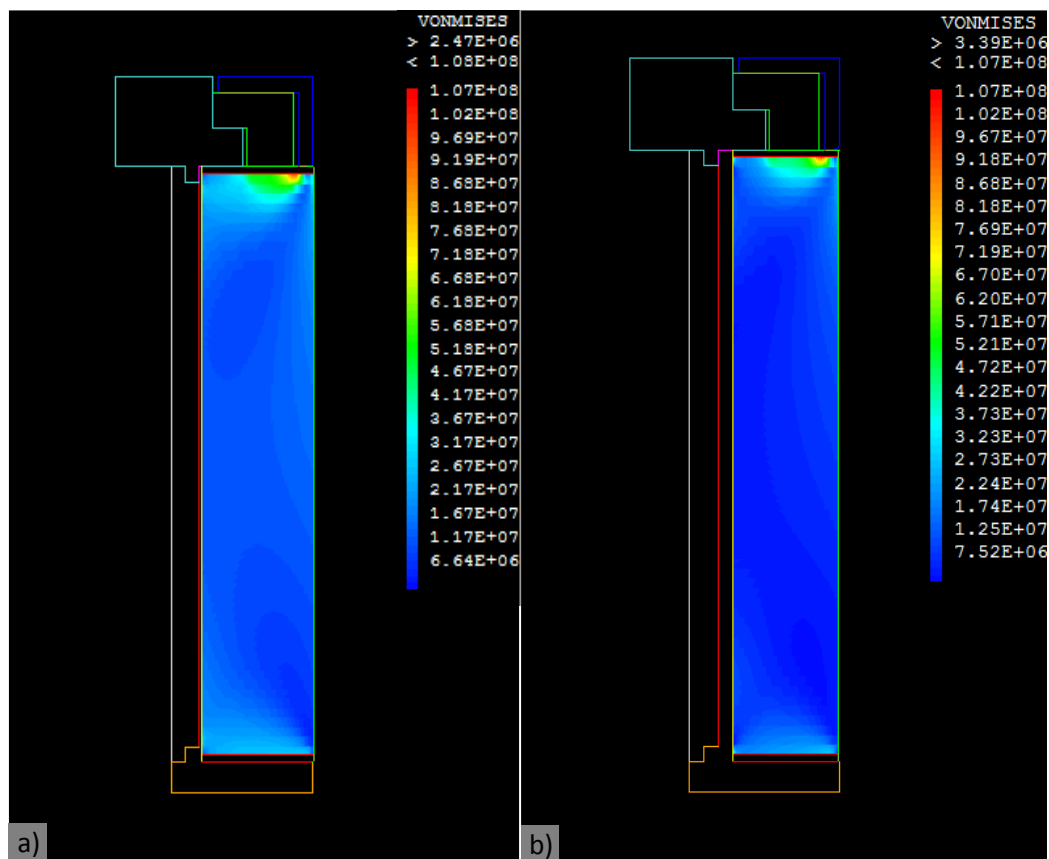


Figure IV-8 : Contraintes de Von Mises dans le bobinage après la mise en froid 300-10 K pour un mandrin Ti6Al4V/cuivre avec 10 mm d'épaisseur de titane et, a) une couche de cuivre de 1 mm, b) une couche de cuivre de 5 mm.

IV.2.6.1.3 Zone de concentration de contraintes

On remarque que si la contrainte moyenne est faible, il y a une zone de concentration de contraintes sur les flancs du solénoïde et notamment sur le flanc supérieur en face du volume rempli de résine pure entre la couronne en G10 et la borne +. De fait, la contrainte sur les flancs du solénoïde n'est pas imposée par le mandrin, comme pour le reste du bobinage, mais par les flasques inférieure et supérieure. Si la contrainte de Von Mises atteinte sur le flanc supérieur du bobinage est très élevée, jusqu'à 107 MPa, elle est néanmoins en compression. En théorie, elle ne peut donc pas dégrader le conducteur car il n'est pas sensible à la compression.

Néanmoins, il n'est jamais bon d'avoir des concentrations de contraintes dans un bobinage qui risquent de dégrader l'imprégnation. Il peut donc être intéressant d'ajouter une surface de glissement entre le solénoïde et les flasques. On pourrait également ajouter une surface de glissement afin de changer la répartition des contraintes dans le bobinage. Mais cette possibilité n'a pas pu être testée numériquement dans le cadre de la thèse.

Il est à noter que la valeur de la contrainte est très probablement surévaluée car le modèle est purement élastique et ne prend donc pas en compte la plastification (ou la rupture) des pièces et notamment celle de l'époxy présent dans les volumes morts. Il semble donc nécessaire d'améliorer

les modèles pour pouvoir estimer au plus juste la valeur de cette sur-contrainte et déterminer si elle est réellement gênante pour l'imprégnation.

Indépendamment de la problématique sur la valeur réelle de la sur-contrainte dans le solénoïde, cette dernière est principalement liée à la trop grande dilatation thermique du flasque supérieur par rapport au solénoïde. Une autre piste pour réduire cette zone de concentration de contrainte serait de réduire la dilatation thermique du flasque supérieur.

Si cette dernière est en partie fixée par les trois couronnes et n'est donc pas modifiable de ce point de vue, elle est aussi liée à la présence de volume d'époxy pure (qui se rétreint très fortement, 14 mm/m). La solution usuelle est de remplir de fibres de verre les volumes morts afin d'avoir un matériau avec un rétreint plus proche du cuivre et du bobinage.

IV.2.6.1.4 Force de Laplace seule

La Figure IV-9 montre les contraintes générées par les forces de Laplace dans le bobinage. De même que pour la mise en froid, le bobinage est faiblement sollicité par les forces de Laplace avec une contrainte de Von Mises de 6,2 MPa sur le tour intérieur (la zone est en traction) ce qui s'explique par la faible densité de courant. On voit donc, que des deux contributions prises en compte, c'est la mise en froid qui contraint le plus le solénoïde.

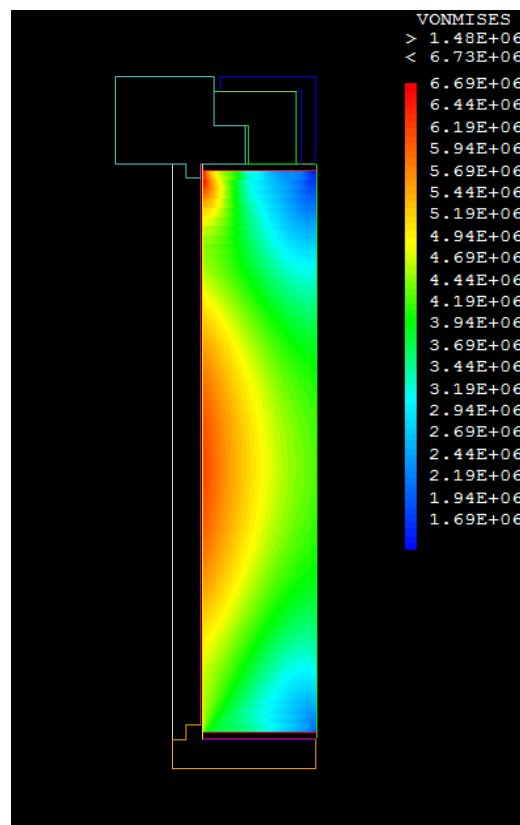


Figure IV-9 : Contraintes de Von Mises dans le bobinage lié au champ magnétique propre du solénoïde (100 A et 1,4 T) et du champ de fond (3 T sur tout le bobinage).

La contrainte azimutale dans le mandrin est de +34 MPa et +7,5 MPa pour le solénoïde, ce qui montre, comme attendu, que le solénoïde a tendance à se détacher du rayon intérieur du mandrin. La présence de contraintes mécaniques dans le mandrin est uniquement liée au fait que l'on considère

toutes les pièces comme mécaniquement solidaires en raison de l'imprégnation sous vide, sinon elle serait nulle.

On voit donc que la mise en froid et le champ magnétique ont un effet contraire, l'un bloquant le solénoïde sur le mandrin et l'autre le décollant.

De manière plus anecdotique, on remarque de nouveau qu'il y a une zone de concentration de contraintes (en traction) mais elle est cette fois très faible. Cette zone de contrainte est de nouveau liée à la géométrie du flasque supérieur et notamment à celle de la borne – qui est massive vis-à-vis du mandrin.

IV.2.6.1.5 Mise en froid combinée avec les forces de Laplace

La Figure IV-10 montre le niveau de sollicitations dans le mandrin en combinant la mise en froid et les forces de Laplace. On remarque que le profil de contrainte est comparable à celui de la mise en froid. La contrainte moyenne de Von Mises dans le bobinage est de 12 MPa (la zone est en traction). Cela s'explique par le fait que, lorsque les forces de Laplace sont présentes, elle réduit la compression liée à la mise en froid en "décollant" le solénoïde du mandrin mais ajoutent ses propres contraintes. Il apparaît, dans notre cas, que les effets sont, en moyenne, quasiment comparables.

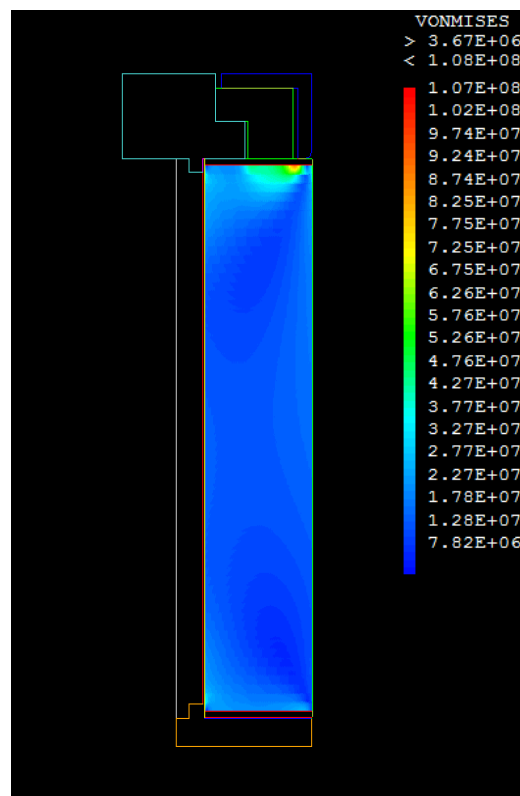


Figure IV-10 : Contraintes de Von Mises dans le bobinage lié au champ magnétique propre du solénoïde (100 A et 1,4 T) et du champ de fond (3 T sur tout le bobinage) et de la mise en froid.

Néanmoins, en raison du champ magnétique, le profil de contrainte dans le solénoïde a été légèrement modifié. Ainsi le tour intérieur est-il légèrement plus sollicité (14 MPa) lorsque le champ magnétique est présent que pour la mise en froid seule (12 MPa).

La contrainte azimutale sur le tour intérieur est de +14 MPa et de -27 MPa dans le mandrin ce qui montre bien que, malgré le champ magnétique, le solénoïde est naturellement en contact avec le mandrin et ne se découplera pas de la source froide.

Indépendamment de la problématique sur la concentration de contrainte, on voit que l'on a conçu un solénoïde qui est très faiblement sollicité mécaniquement. On est donc très éloigné de la limite élastique et il ne semble donc pas y avoir de risque de dégradation pour le solénoïde que ce soit pendant la mise en froid ou sous champ (au point de fonctionnement nominal).

A noter que ces calculs ne prennent pas en compte l'utilisation d'une éventuelle frette externe qui servirait à empêcher une délamination du bobinage sous l'action du champ externe. En effet, en présence d'un champ de fond, la force appliquée sur la dernière couche du solénoïde est orientée vers l'extérieur et non pas vers l'intérieur comme c'est le cas en champ propre. Néanmoins, dans notre cas, la pré-compression, apportée par la mise en froid, est suffisante pour que, même avec les forces de Laplace (100 A plus 3 T externe), le bobinage reste légèrement en compression sur lui-même : la contrainte radiale est négative sur tout le solénoïde et vaut -0,6 MPa sur le tour intérieur.

De plus, ce modèle ne prenant pas en compte l'effet de la tension de bobinage il est pessimiste car, comme nous le verrons, cette dernière ajoute de la compression au bobinage, § IV.2.6.2.2. Il n'est donc pas nécessaire d'ajouter une frette malgré le champ extérieur. A noter néanmoins que ceci est vrai uniquement pour le point de fonctionnement de 100 A et 3 T. Si l'on veut explorer d'autres points de fonctionnement alors il faudra de nouveau regarder le profil de la contrainte radiale dans le bobinage.

IV.2.6.2 *Méthode de dimensionnement pour aimant MgB_2 R & W*

Si la méthode de dimensionnement classique ci-dessus est bien sur utile pour le design d'un aimant MgB_2 R & W, elle n'est néanmoins pas suffisante. En effet, elle néglige habituellement plusieurs sources de sollicitation sur le bobinage.

Ainsi, si l'on analyse le processus de fabrication d'un aimant, d'autres sources de sollicitations mécaniques interviennent:

- Le cintrage du conducteur sur le mandrin,
- La tension de bobinage imposée par le frein,
- L'imprégnation sous vide.

Nous avons vu, en particulier, lors du design du mandrin de test, § 41II.2.1 et du test sur Cétacé, § II.1.2 que le cintrage du conducteur est une source de sollicitation majeure pouvant dégrader le bobinage.

Ainsi, suite au dimensionnement classique effectué sur le solénoïde et le mandrin, nous avons donc cherché à évaluer la contribution de chacune de ces nouvelles sources de sollicitation. Le but final étant d'avoir un code qui puisse donner le niveau de sollicitation dans le conducteur pour chaque étape de fabrication de l'aimant. Ceci permettrait d'avoir l'état de contrainte réelle du conducteur lorsque que le solénoïde est à froid et sous champ, ce qui n'est pas actuellement le cas.

Il sera ensuite aisé d'ajouter les cartes de température issues des calculs de protection (aussi effectués sous Cast3m) pour calculer les contraintes mécaniques générées en cas de transitions résistives et ainsi évaluer le risque de dégradation du bobinage.

Ce travail (qui peut être d'une grande complexité, si on veut prendre le plus d'effet possible, n'a pas été complétement mené à bout. Ainsi, par exemple, l'effet de l'imprégnation sous vide n'a pas été analysé et a donc été négligé.

Je donne néanmoins ici l'état d'avancement de mon travail sur cette problématique.

IV.2.6.2.1 Cintrage

Si dans un dimensionnement classique en NbTi, on ne se préoccupe pas de l'effet du cintrage du conducteur sur le mandrin, dans le cas d'un bobinage MgB_2 R & W ce n'est pas possible. C'est d'autant plus vrai que nos maquettes ont de faibles rayons de bobinage.

Ainsi un simple calcul élastique sur notre conducteur (en négligeant l'effet du ruban de cuivre qui est le cas le plus pessimiste) donne-t-il une déformation maximum de $\pm 0,25\%$ pour un rayon de 100 mm. Dans ces conditions, le ruban supraconducteur est très largement plastifié (à partir de 0,15% de déformation, § III.5.1.1.4) et le calcul élastique est donc non pertinent.

Néanmoins, grâce à la présence du ruban de stabilisation, il est possible de réduire, voire d'annuler, la zone de traction plastique. Un modèle par élément fini a donc été développé sous cast3m pour prendre en compte l'ensemble des caractéristiques du conducteur.

Comme attendu, le conducteur, une fois bobiné sur le mandrin, est majoritairement plastifié, cf. Figure IV-11a. Pour rappel le ruban supraconducteur se plastifie à partir de 150 MPa et le ruban de cuivre des 70 MPa, § III.5.3.

On remarque toutefois, sur les Figure IV-11b et Figure IV-12, que la fibre neutre n'est pas au centre du conducteur, constitué du ruban supraconducteur et de son stabilisant, mais légèrement décalée, de 0,05 mm vers le ruban supraconducteur car le cuivre se plastifie avant le ruban supraconducteur (cf. Figure IV-13).

Cette plastification précoce limite ainsi l'effet bénéfique du cuivre en augmentant la région où le ruban supraconducteur est en traction par rapport à une fibre neutre au centre du conducteur. L'utilisation d'un cuivre à limite élastique plus élevée serait alors un avantage. Dans notre cas, la zone qui plastifie en traction, mesure un peu moins de 0,1 mm et elle est peu ou prou égale à celle entre le bord des filaments et le bord du conducteur.

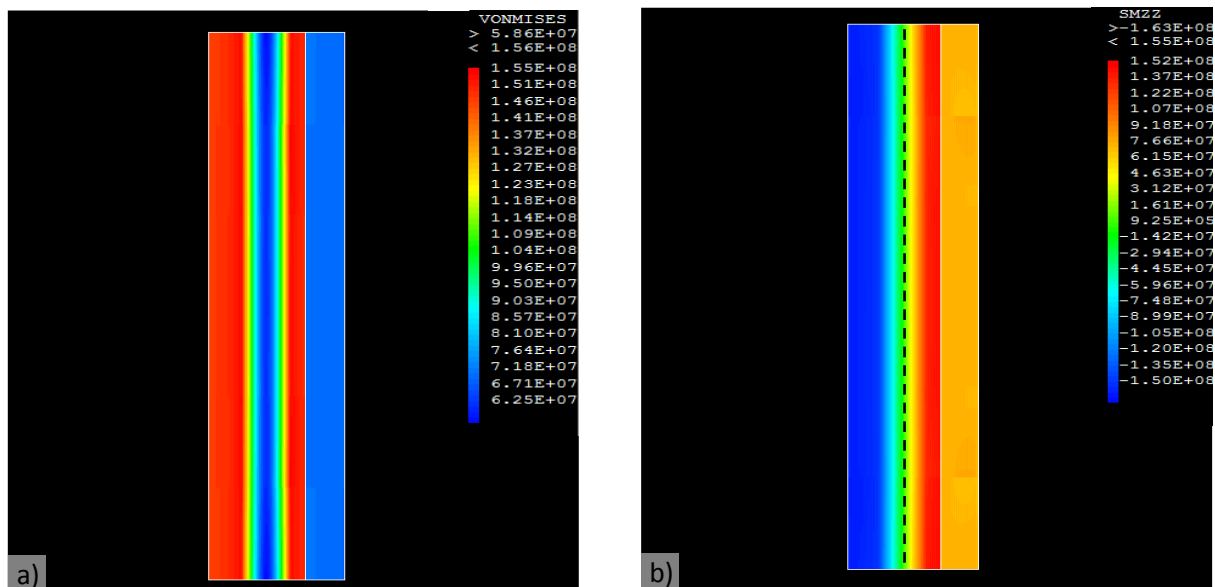


Figure IV-11 : a) Vue du cintrage sur le conducteur (le ruban de cuivre est à droite et sur l'extérieur du cintrage) pour un rayon de 100 mm, a) Contrainte de Von Mises b) Contrainte azimutale dans le conducteur (appelée SMZZ par Cast3m car le calcul est en déformation plane généralisée), la position de la fibre neutre est indiquée.

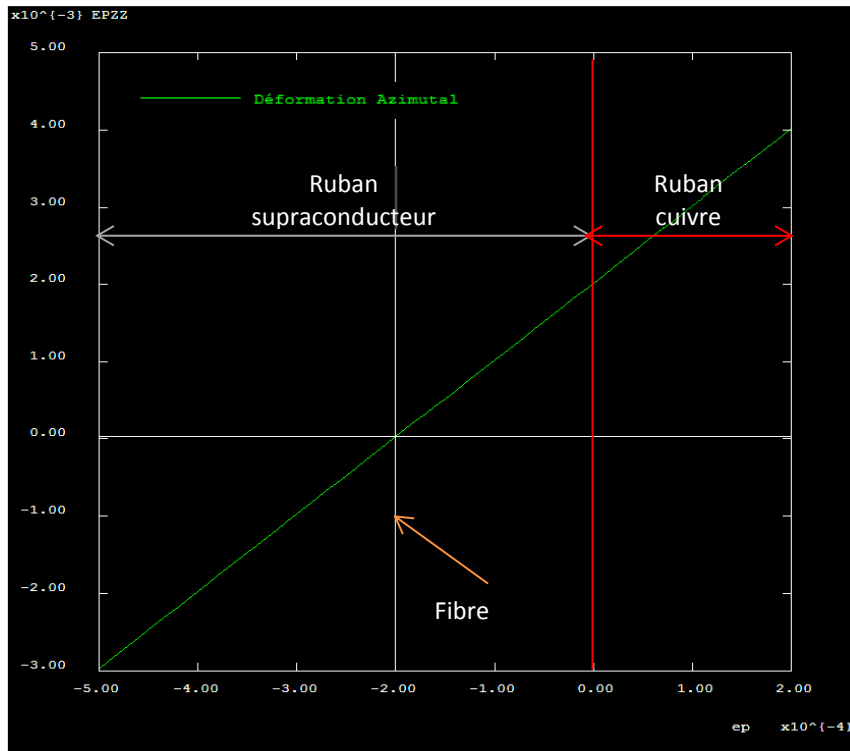


Figure IV-12 : Profil de la déformation azimutale suivant l'épaisseur pour un conducteur bobiné sur un rayon de 100 mm avec le cuivre à l'extérieur.

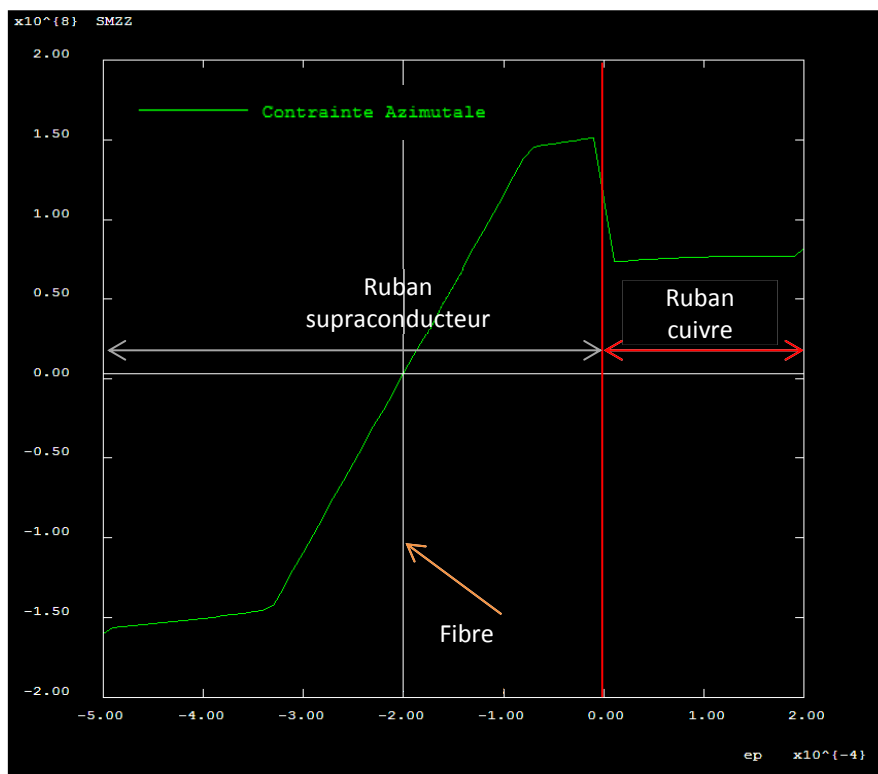


Figure IV-13 : Profil de la contrainte azimutale suivant l'épaisseur pour un conducteur bobiné sur un rayon de 100 mm avec le cuivre à l'extérieur.

Ainsi, si en fonctionnement, on rajoute des sollicitations mécaniques en traction sur le conducteur (cas de la mise en froid avec le champ magnétique) alors il y a un risque de dégradation des filaments

qui sont situés dans la zone en traction du ruban supraconducteur. En effet, une fois qu'une zone est plastifiée, elle offre alors très peu de résistance à un effort mécanique ce qui augmente très rapidement la déformation de la zone. A l'heure actuelle, le modèle de cintrage n'est pas capable de prendre en compte d'autres sources de contribution que le cintrage en tant que tel.

Malgré les limitations du modèle, il est possible de tirer quelques enseignements pour le design des conducteurs. Ainsi, si on considère que les conducteurs MgB_2 ne sont pas sensibles à la compression, alors, il faut, lors du bobinage, mettre les filaments en compression. L'utilisation de conducteurs non symétriques comme celui envisagé pour le solénoïde est donc tout indiqué. Mettre en compression permet non seulement de protéger le conducteur, mais aussi d'augmenter le domaine élastique du conducteur en profitant de l'élasticité en compression et en traction (à l'image de ce qui est peut être fait avec le béton précontraint).

Un résultat important de ces calculs est le suivant: l'état de contrainte finale des filaments supraconducteurs apparaît comme très dépendant du ratio des limites élastiques du ruban supraconducteur et de son stabilisant. C'est donc un paramètre à prendre en compte dans le choix du stabilisant, en plus de sa résistivité.

IV.2.6.2.2 Tension de bobinage

Lorsque l'on bobine un aimant, on applique sur le conducteur une tension de bobinage qui permet de contrôler son positionnement et éventuellement d'ajouter une précontrainte. La tension de bobinage a pour effet de mettre en traction le conducteur. De plus, lorsqu'on enroule un conducteur qui est sous tension sur un mandrin, alors cette tension génère une pression sur le mandrin et sur les conducteurs précédemment bobinés. Ainsi, au fil des tours du conducteur, la pression liée à la tension de bobinage va s'accumuler sur les tours précédents et en particulier sur le premier tour.

Cette problématique avait déjà été analysée [121, 122] dans le service et un code cast3m avait été développé pour étudier cette problématique. Ce code a donc été adapté pour correspondre au solénoïde 1 T et évaluer l'effet de la tension de bobinage.

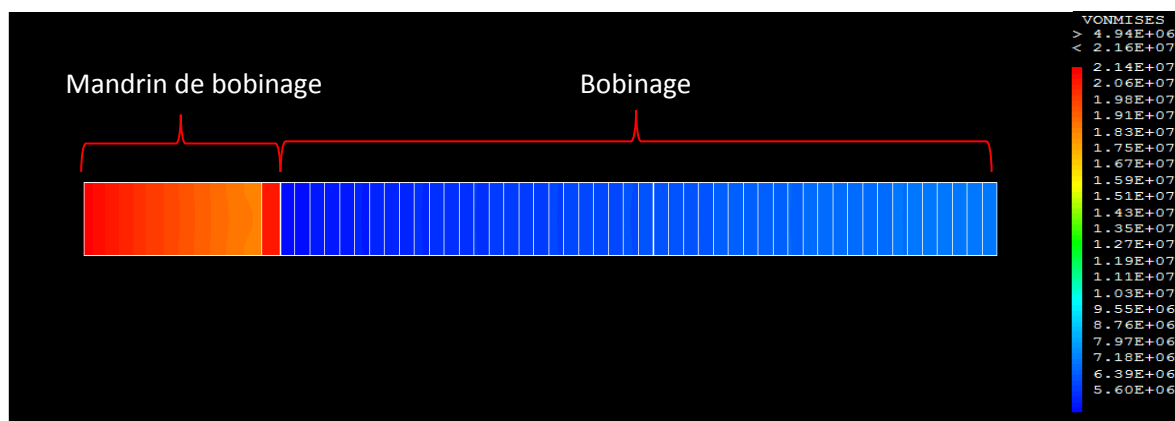


Figure IV-14 : Contrainte de Von Mises dans le bobinage liée à la tension de bobinage (20 N et 48 couches)

Comme on peut le voir sur la Figure IV-14, l'effet de la tension de bobinage est très faible avec une contrainte de Von Mises de 5 MPa sur le conducteur du tour intérieur et 7,4 MPa pour le tour extérieur. La tension de bobinage comprime donc les tours intérieurs du bobinage et diminue ainsi la contrainte du tour intérieur qui passe de 7,4 MPa à 5 MPa. On note que la contrainte azimutale sur le

dernier tour est bien de 7,4 MPa, ce qui correspond à une force de 20 N en traction, démontrant ainsi que la tension de bobinage est bien modélisée, cf. Figure IV-15.

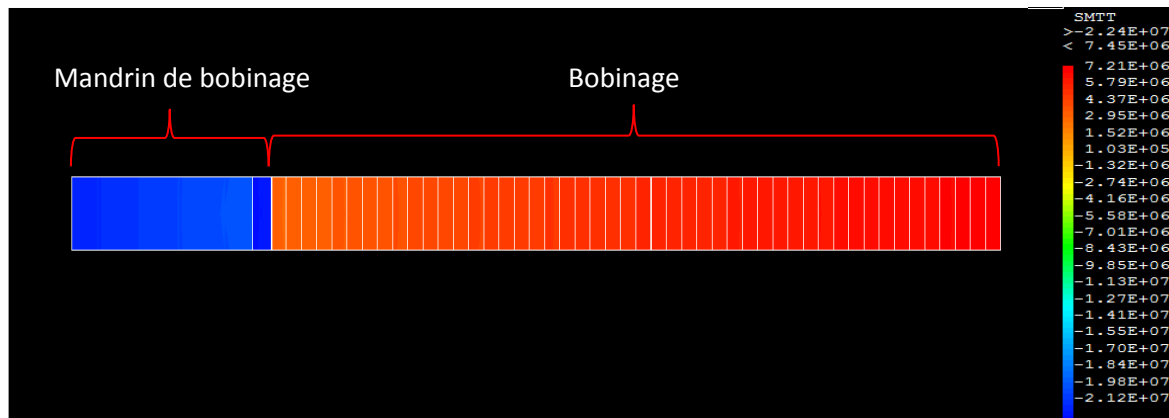


Figure IV-15 : Contrainte azimutale dans le bobinage liée à la tension de bobinage (20 N et 48 couches)

Comme on peut le constater, le modèle de tension de bobinage ne prend pas en compte le cintrage lié au bobinage. Ceci est lié au fait que le calcul de cintrage utilise l'hypothèse de déformation plane alors que celui de la tension de bobinage est 2D axisymétrique. Les deux modèles sont donc incompatibles. Ce travail est donc à poursuivre pour tenter de combiner ces deux sollicitations dans un même modèle, sans doute en passant en 3D.

A noter que le modèle de mise sous tension est extrêmement gourmand en mémoire vive et à l'heure actuelle il n'est pas envisageable de l'utiliser pour modéliser un solénoïde complet. Seule une galette simple est réellement calculable dans un temps raisonnable.

IV.2.6.2.3 Mises en froid et force de Laplace

Comme nous l'avons vu au § IV.2.6.1 il est possible de modéliser la mise en froid et les forces de Laplace, par un modèle 2D axisymétrique. Le modèle de la tension de bobinage étant lui aussi 2D axisymétrique il est donc aisé d'ajouter, à ce dernier, l'effet de la mise en froid et des forces de Laplace, cf Figure IV-16 et Figure IV-17. La contrainte de Von Mises après mise en froid et tension de bobinage (de 20 N) est de 14 MPa et avec le champ magnétique de 19 MPa.

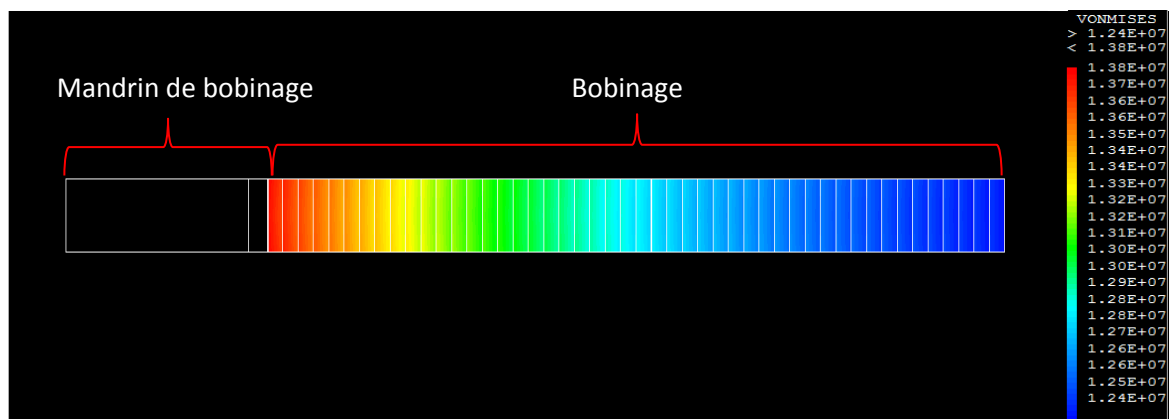


Figure IV-16 : Contraintes de Von Mises dans le plan médian du solénoïde après mise en froid et avec une tension de bobinage à 20 N.

A noter que ce modèle n'est pas équivalent à celui du § IV.2.6.1 et ne peut donc pas donner les mêmes résultats en dehors même du fait que l'on ait ajouté l'effet de la tension de bobinage.

En effet, comme le modèle ne prend en compte qu'une tranche radiale du bobinage et mais n'intègre pas l'effet du champ magnétique radial, il donc néglige l'effet de la force axiale. De plus, le contact entre conducteurs étant purement radial, il ne lie pas les conducteurs axialement ni d'ailleurs le mandrin avec le premier tour. A noter que ce dernier point (pour le tour intérieur) n'est pas gênant si on considère qu'il y a une surface de glissement entre le solénoïde et le mandrin. Ce modèle n'est donc pas complètement représentatif des contraintes de la couche milieu du solénoïde et ne fournit qu'une estimation.

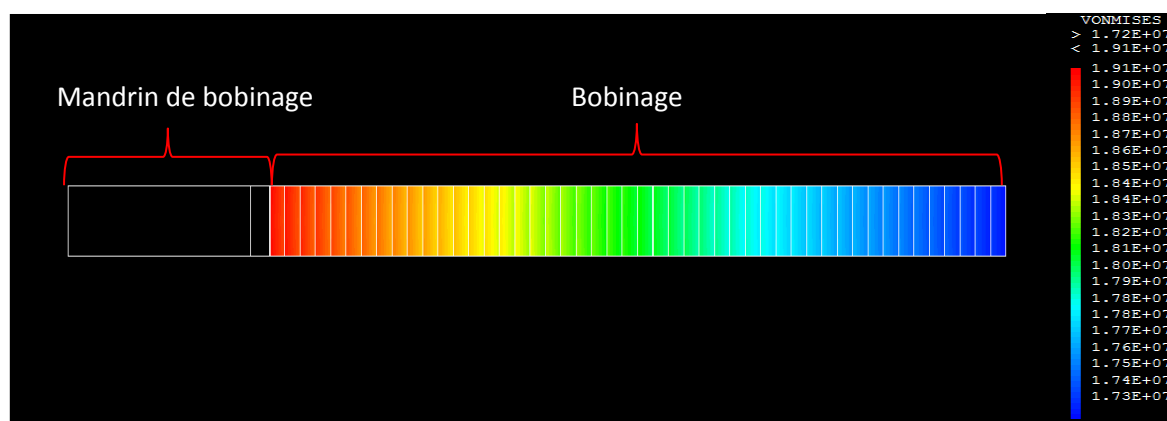


Figure IV-17 : Contraintes de Von Mises dans le plan médian du solénoïde avec le champ magnétique, la mise en froid et avec une tension de bobinage à 20 N.

De plus, ce modèle peut se comporter différemment de celui du § IV.2.6.1 suivant le profil de champ dans le bobinage. En effet, la manière dont sont programmés les contacts fait qu'ils ne sont effectifs qu'en compression radiale. Ainsi, s'ils sont sollicités en traction par le champ magnétique au point de décoller les conducteurs, alors ces derniers se comporteront indépendamment les uns des autres. Or, avec un bobinage imprégné, ce n'est pas le cas, car l'imprégnation solidarise les conducteurs entre eux, et ce même en traction (mais par contre, la résine cassera rapidement).

Dans le cas d'un bobinage testé en champ propre, cette problématique n'existe pas car il est naturellement en compression sous l'action de son propre champ.

En revanche, si on teste un bobinage ayant un champ propre faible dans un champ de fond important (typiquement le cas de la double-galette MgB_2 R & W, § V.2.2) et qu'il n'a pas été suffisamment pré-comprimé (par la tension de bobinage et/ou par la mise en froid) alors il sera majoritairement sollicité en traction.

Ainsi, la Figure IV-18 donne la distribution de contrainte radiale dans une galette de 35 couches (qui est notre maquette double-galette MgB_2 R & W § V.2.2) sans le chargement thermique mais en prenant en compte une tension de bobinage de 20 N et les forces de Laplace. On voit que les conducteurs ne sont pas en appui les uns sur les autres puisque chacun est en flexion, passage de la contrainte radiale de -0.03 MPa à +0.03 MPa. Le contact inter-conducteur est donc sollicité en traction ce qui peut être une cause de délamination.

On note aussi que le mandrin n'est pas sollicité mécaniquement (à la différence du calcul au IV.2.6.1.4). En effet, comme pour le contact entre les conducteurs, le contact avec le mandrin est lui aussi inopérant en traction.

Pour contrer cette délamination il n'est pas obligatoire d'utiliser une frette, on peut aussi jouer sur la dilatation thermique ou/et sur la tension de bobinage qui permet de pré comprimer le

bobinage et donc de compenser l'action du champ de fond. Ainsi, en passant d'une tension de bobinage de 20 N, cf. Figure IV-18, à 50 N, cf. Figure IV-19, celui-ci est en compression malgré la présence d'un champ externe.



Figure IV-18 : Contrainte radiale dans une galette de 35 couches soumise à un champ magnétique B_z allant de 3,17 à 2,90 T (100 A dans le bobinage et 3 T de champ de fond) et avec une tension de bobinage de 20 N (il n'y a pas de chargement thermique), le bobinage est complètement délaminé.



Figure IV-19 : Contrainte radiale dans une galette de 35 couches soumise à un champ magnétique B_z allant de 3,17 à 2,90 T (100 A dans le bobinage et 3 T de champ de fond) et avec une tension de bobinage de 50 N (il n'y a pas de chargement thermique), le bobinage est en compression radial et donc ne délamine plus.

IV.2.7 Jonctions du solénoïde

Comme pour plusieurs éléments du design du solénoïde, les jonctions reprennent aussi la configuration du mandrin de courant critique qui a donné satisfaction. Ainsi, pour la jonction négative, le conducteur est directement brasé sur le mandrin (une zone continue en cuivre est prévue à cet effet). Pour la jonction positive, on brase directement le conducteur sur la couronne extérieure. Cela permet d'avoir une longueur de soudure conséquente en évitant d'avoir à déformer le conducteur tout en permettant un refroidissement optimum car directement connecté à la masse froide.

La brasure envisagée pour réaliser la jonction négative est l'étain-plomb. En effet, à ce moment du bobinage, il n'y a pas de contrainte particulière car la couronne intermédiaire en G10 et

l'ensemble de l'isolation ne sont pas nécessairement installés. La brasure extérieure est plus compliquée et sa température de brasage n'est pas encore arrêtée. Si l'utilisation de l'étain-plomb a notre préférence en raison de ses meilleures propriétés électriques et mécaniques, sa température de fusion est incompatible avec celle de l'isolation du conducteur et la couronne intermédiaire en G10. Néanmoins, pour permettre de réaliser la jonction à l'étain-plomb, nous avons ajouté des vis de poussée pour écarter (d'environ 1 mm) la couronne extérieure et la couronne intermédiaire en G10 et ainsi les découpler thermiquement. Cette solution supprime uniquement la conduction; il demeure encore la convection et le rayonnement. Le principe demande donc à être validé.

A défaut, il est parfaitement possible de braser le conducteur à l'étain-indium compatible avec les isolants utilisés. Cependant, même dans ce cas, il est préférable d'utiliser les vis de poussée qui limiteront la masse à chauffer et les contraintes différentielles dans les pièces.

IV.2.8 Conclusion sur le design du mandrin du solénoïde

Les études mécaniques et thermiques menées sur le solénoïde ainsi que sur son mandrin ont permis de concevoir un solénoïde 1 T qui soit compatible avec l'insert froid. Cette étude a en particulier permis de fixer l'épaisseur de la couche de cuivre sur le mandrin et révélé la présence d'une zone de concentration de contraintes sur le flanc supérieur. Le chargement de cette zone avec de la fibre de verre atténuera cette contrainte. Cette solution doit être encore validée numériquement.

Ces études ont aussi permis de montrer que le solénoïde était faiblement contraint mécaniquement que ce soit par la tension de bobinage, la mise en froid ou les forces de Laplace. La principale source de déformation provient du bobinage du conducteur et plus précisément du cintrage de celui-ci sur le mandrin.

Le calcul de cintrage a montré que si le ruban supraconducteur était globalement en compression, il y avait quand même une zone plastique en traction. Ce point est directement à mettre en relation avec la trop faible limite élastique du ruban de stabilisant par rapport à celle du conducteur. Pour les prochaines générations de conducteur, l'augmentation de la limite élastique du stabilisant est un moyen d'améliorer la répartition de contrainte suite au bobinage.

L'ensemble du bobinage étant en traction et le conducteur plastifié, nous avons vu qu'il y a un risque de dégradation des filaments. Toutefois, si la tension de bobinage sollicite bien en traction le conducteur, elle met aussi en compression les couches intérieures ce qui est potentiellement bénéfiques. Néanmoins la tension nécessaire pour avoir une compression suffisamment bénéfique est probablement trop importante. Cette tension combinée à la plastification du conducteur pourrait dégrader ce dernier dès son cintrage sur le mandrin. Un modèle permettant de combiner cintrage et tension de bobinage reste à développer pour tenter l'optimisation de cette tension.

Bien qu'il existe un risque de dégradation du conducteur en fonctionnement, nous avons néanmoins considéré qu'il était acceptable (on apprend tout autant (voir plus) de ces erreurs que de ces succès) pour lancer la fabrication du mandrin.

IV.3 Protection et stabilité du solénoïde

Le dernier point à aborder dans le design du solénoïde est celui de sa protection en cas de transition résistive. En réalité, ce point est le premier qui a été étudié [123]. Les deux difficultés envisagées étant : l'utilisation d'une matrice en nickel avec un faible RRR et une forte marge en température qui ralentit la propagation de la transition, problème caractéristique des HT_c ou MT_c.

Ainsi, schématiquement pour que le solénoïde transite, il faut que les conducteurs soumis au champ magnétique le plus fort voient leur température passer de 10 à 16 K, ce qui représente une variation d'enthalpie de $1,18 \times 10^5 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$, § III.4.2.2. Si l'on compare notre situation par rapport à un bobinage NbTi équivalent, qui travaille à 4 K avec une marge en température classique de 1 K, la variation d'enthalpie nécessaire pour transiter sera de $2 \times 10^3 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ § III.4.2.2. On voit donc que le besoin en énergie pour faire transiter le solénoïde MgB_2 est supérieur de près de deux ordres de grandeur par rapport à un solénoïde NbTi. Le solénoïde MgB_2 sera donc très stable et il sera difficile de le faire transiter car l'apport de chaleur nécessaire est conséquent.

Plus un solénoïde est stable thermiquement, plus il sera difficile à protéger. En effet, si pour transiter le premier tour, il faut passer de 10 à 16 K, c'est aussi le cas (en première approximation car en réalité la marge augmente en raison de la décroissance du champ magnétique dans le bobinage) pour les tours suivants qui sont donc tout aussi difficile à faire transiter. Ainsi, schématiquement, la transition se propage lentement et l'énergie magnétique stockée dans le bobinage va se dissiper dans une petite zone. Ceci aura donc pour conséquence d'augmenter fortement la température des conducteurs transités pendant que le reste du bobinage reste froid. Cette situation est à éviter au maximum car elle est peu dégradante le bobinage suivant deux mécanismes:

- Une température élevée qui dégrade l'isolation et crée un court-circuit,
- Par contraintes mécaniques liées à la dilatation différentielle qui sont d'autant plus fortes que le gradient de température dans le bobinage est important.

Si on reprend notre analogie avec un solénoïde NbTi, les tours suivants sont eux faciles à faire transiter, permettant ainsi à la transition de se propager dans tout le bobinage ce qui réduit d'autant la température du point chaud et les contraintes mécaniques. De plus, pour faire transiter complètement un bobinage NbTi indépendamment des conditions de fonctionnement, il "suffit" de dépasser sa température critique qui est seulement de 9 K. Alors que dans le cas du MgB_2 il faut atteindre une température de 35 K ce qui demande une énergie 100 fois plus importante.

Ainsi, à énergie équivalente stockée, il est plus difficile de protéger le MgB_2 que le NbTi.

IV.3.1 Présentation du calcul

Pour réaliser proprement un calcul de protection, il est nécessaire de prendre en compte un grand nombre de paramètres : capacité thermique, courant, champ magnétique, surface critique, la résistivité électrique (pour l'effet joule), la conductivité thermique (pour la diffusion de la transition), la magnétorésistance du cuivre (celle du nickel n'est pas connue), la dépendance des propriétés avec la température et le circuit de protection.

Pour prendre en compte tous ces paramètres, nous avons de nouveau effectué un calcul par éléments finis (sous Cast3m). Cette problématique étant classique pour les aimants supraconducteurs, le service dispose déjà d'un ensemble de codes [124] qui ont fait leurs preuves et qui prennent en compte l'ensemble des paramètres nécessaires au calcul.

Les propriétés thermiques du conducteur sont celles définies dans le Tableau IV-3. De nouveau, les calculs ont été faits avec un RRR de 200 pour le ruban de stabilisation du conducteur. La capacité thermique du conducteur est celle présentée au § III.4.2.2. La modélisation de la surface critique du conducteur (qui peut être un sujet à part entière) est réalisée par un paramétrage de type Bottura, sur le MFT278, qui se montre efficace sur la plage de champ considérée (erreur de l'ordre de 5%), § III.3.4.3.

Du point de vue de la géométrie, seul le bobinage a été modélisé sur 180° et une demi hauteur, le reste étant complété, par des conditions de symétrie. La différence de diffusivité thermique entre l'isolation et le conducteur étant très importante, il est possible de négliger la diffusion du courant à travers le ruban de nickel. Cela permet donc de simplifier la modélisation du conducteur à un seul ruban (dont les propriétés thermiques ont été moyennées) entouré de son isolation. Le mandrin n'étant pas encore conçu, il n'a donc pas été pris en compte.

Le dernier point à prendre en compte est l'effet joule généré par la transition. Ce phénomène est modélisé par (IV-1), (IV-2) et (IV-3).

$$T < T_p : E_{joule} = 0 \quad (IV-1)$$

$$T_p < T < T_c : E_{joule} = \rho_{st} j_{st}^2 \frac{T - T_p}{T_c - T_p} \quad (IV-2)$$

$$T > T_c : E_{joule} = \rho_{st} j_{st}^2 \quad (IV-3)$$

Avec :

- E_{joule} l'énergie produite par effet joule,
- T la température du conducteur,
- T_p la température de partage,
- T_c la température critique,
- ρ_{st} la résistivité électrique du stabilisant,
- Et j_{st} la densité de courant dans le stabilisant.

La température de partage représente la température à partir de laquelle le conducteur devient résistif (par exemple 16 K pour le premier tour) pour un courant donné. Tant que la température du conducteur reste inférieure à la température critique (par exemple 27 K pour le premier tour sous 4,4 T) alors il y a une zone supraconductrice et une zone résistive dans le conducteur. Ainsi, le courant va-t-il se répartir entre les deux zones. Le courant supplémentaire par rapport au courant critique ira dans la matrice/stabilisant et le reste du courant restera dans les filaments de MgB_2 (par exemple à 20 K et 4,4 T, il y aura 51 A dans le stabilisant et 49 A dans les filaments). Ainsi, naturellement, seule la partie du courant qui est dans la phase résistive (donc les 51 A) va générer un effet joule et pas l'ensemble du courant.

A noter que les résultats qui vont suivre ont été calculés avec l'ancien design du solénoïde 1 T au moment où le rayon intérieur faisait 105 mm. Dans ce cas, le champ maximum n'est plus de 4,4 T mais de 4,2 T car il comptait 8 couches en moins, soit 40, et un tour en moins, soit 60, ce qui explique la différence de champ. L'énergie stockée est aussi plus faible, 5350 J au lieu de 6839 J. Par contre, le courant (100 A), le champ de fond (3 T) et la température restent à l'identique. Ce changement ayant en réalité un impact assez faible sur la protection, les calculs n'ont pas été refaits. Je reviendrais néanmoins sur l'impact de ce nouveau design sur la protection dans la conclusion.

IV.3.2 Stabilité

Le premier point qui a été étudié est la stabilité du conducteur. La stabilité d'un conducteur est définie par deux nombres:

- la MPZ pour Minimum Propagation Zone qui représente la longueur minimum de conducteur qui doit transiter pour que la transition se propage,
- et la MQE pour Minum Quench Energie qui est l'énergie minimum que l'on doit déposer sur la MPZ pour la faire transité.

IV.3.2.1 MQE et MPZ d'un conducteur seul

Pour déterminer la MPZ et la MQE du conducteur, seul le tour intérieur a été modélisé. Ainsi dans les conditions nominales de fonctionnement, la MQE est de 22 mJ (déposée en 100 ms pour le calcul sur une surface de 3,2x4 mm²) pour une MPZ de 14 cm, cf. Figure IV-20.

Ces valeurs sont en bon accord avec les formules qui donnent habituellement la MPZ (IV-4) et la MQE (IV-5) [64].

$$MPZ \approx \pi \sqrt{\frac{k_{st}(T_c - T_p)}{\rho j_{st}^2}} = 14,5 \text{ cm} \quad (IV-4)$$

$$MQE \approx MPZ \times \Delta H_{T_0}^{T_p} = 14,3 \text{ mJ} \quad (IV-5)$$

Avec :

- k_{st} la conductivité thermique du stabilisant
- Et $\Delta H_{T_0}^{T_p}$ variation d'enthalpie volumique entre,
 - T_0 la température de fonctionnement,
 - Et T_p la température de partage.

On remarque que le temps de stabilité est entre 2,5 et 3 s ce qui est largement supérieur à la durée du pulse d'énergie qui n'a donc pas d'influence sur la détermination numérique de la MPZ et de la MQE. On peut faire la même remarque pour la taille de la zone de dépôt de l'énergie par rapport à la MPZ.

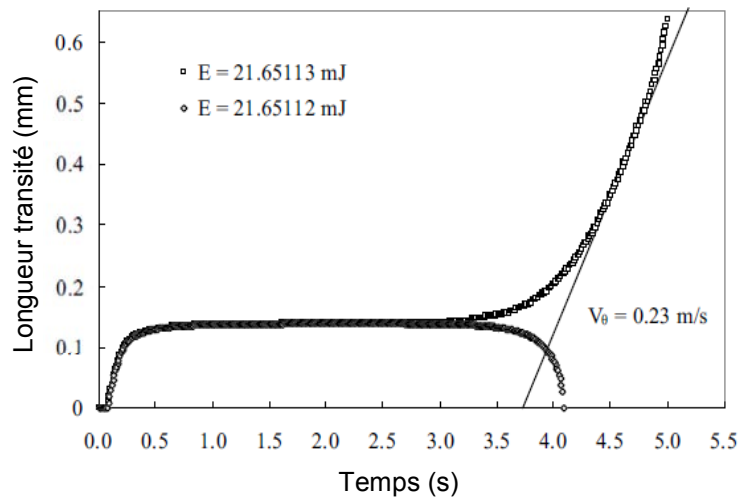


Figure IV-20 : Longueur transité en fonction du temps pour deux énergies différentes, une où la transition se propage et une où elle s'effondre définissant ainsi la MQE et la MPZ du conducteur à 4,2 T, 100 A et 10 K

IV.3.2.2 MQE et MPZ du solénoïde

Pour déterminer la MPZ et la MQE du solénoïde, on modélise l'ensemble du bobinage. On obtient donc une MQE de 1,154 J et une MPZ de 6,812 m. A noter que la MPZ n'est pas uniquement sur un seul conducteur mais répartie suivant un ellipsoïde qui comprend les 40 tours autour de l'unique tour initialement transité. On remarque donc qu'en passant du conducteur au solénoïde complet, la MQE et la MPZ augmentent de deux ordres de grandeur. Ce comportement s'explique par la très faible épaisseur d'isolation entre les différents tours. Dans le cas du solénoïde, la constante de diffusivité thermique entre tours est de 1 ms ce qui est trois ordres de grandeur en dessous du temps de stabilité et laisse donc le temps à la transition de diffuser dans les tours adjacents.

IV.3.3 Vitesse de propagation

Si jamais on atteint les conditions de MPZ et MQE (involontairement ou volontairement), la transition commence donc à se propager dans le bobinage. On caractérise généralement la propagation de la transition dans le bobinage par trois vitesses suivant leur direction:

- Vitesse longitudinale (ou azimutale) V_θ .
- Vitesse transverse radiale V_r .
- Vitesse transverse axiale V_z .

IV.3.3.1 Vitesse Longitudinal (azimutale)

La résolution numérique du problème sous Cast3m donne une vitesse de propagation azimutale asymptotique de 0,17 m/s pour le tour soumis au champ maximum, cf. Figure IV-21. A noter que la vitesse au démarrage et à la fin sont différentes : au démarrage, du fait de l'initialisation du pulse et pour la fin, du fait d'effets de bord.

Comme attendu, on a une faible vitesse de propagation qui est un à deux ordres de grandeur inférieure aux vitesses de propagation dans les BT_c. Ceci s'explique essentiellement par la température de fonctionnement (10 K). La MPZ étant très importante, les conducteurs adjacents sont donc préchauffés et ont donc une vitesse azimutale plus importante que le tour intérieur (d'un facteur 1,2 à 3 suivant leur position).

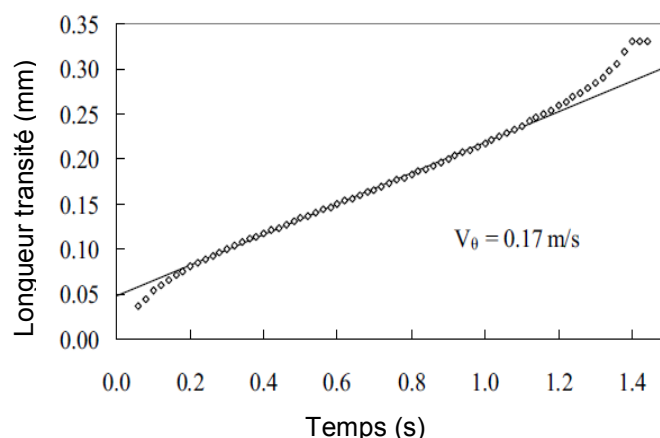


Figure IV-21 : Vitesse de propagation longitudinale (tour soumis au champ max).

On remarque aussi que la vitesse de propagation azimutale du solénoïde est plus faible que celle sur le conducteur seul, 0,23 m/s, cf. Figure IV-20. Cela s'explique de nouveau par la stabilité importante du solénoïde, les tours adjacents ralentissant la propagation de la transition.

Pour finir, la vitesse longitudinale est relativement en bon accord avec (IV-6) qui donne la vitesse longitudinale adiabatique[64].

$$V_{\theta} = j_{st} \sqrt{\frac{D_{st} \rho_{st}}{\Delta H_{T_0}^{T_t}}} \quad (IV-6)$$

Avec :

- D_{st} la diffusivité thermique du stabilisant
- Et T_t la température de transition moyenne entre la température de partage et de fonctionnement.

IV.3.3.2 Vitesses transverses (axiale et radiale)

De la même manière, on obtient les vitesses de propagation transverses de la zone de propagations dans le bobinage, cf. Figure IV-22a et b. La vitesse radiale est de 3 mm/s et la vitesse axiale de 13,5 mm/s. Ces valeurs sont en bon accord avec celles données analytiquement, respectivement 5,2 mm/s et 10,5 mm/s. Le ratio des vitesses transverses et longitudinales est en bon accord avec (IV-7) [64], avec $\lambda_{r \text{ ou } z}$ la conductivité thermique transverse (axiale ou radiale) moyenne (essentiellement l'isolation inter-tours) et λ_{θ} la conductivité thermique longitudinale moyenne (essentiellement le stabilisant).

$$\frac{V_{r \text{ ou } z}}{V_{\theta}} \approx \sqrt{\frac{\lambda_{r \text{ ou } z}}{\lambda_{\theta}}} \quad (IV-7)$$

Les conductivités moyennes sont calculées pour le champ moyen (3,46 T) et pour la température moyenne entre la température de fonctionnement et de partage.

Les vitesses transverses sont donc principalement dominées par la conductivité thermique du bobinage et essentiellement par l'isolation inter-tour. Il n'y a donc pas de différence notable de ce point de vue par rapport à un aimant BT_C.

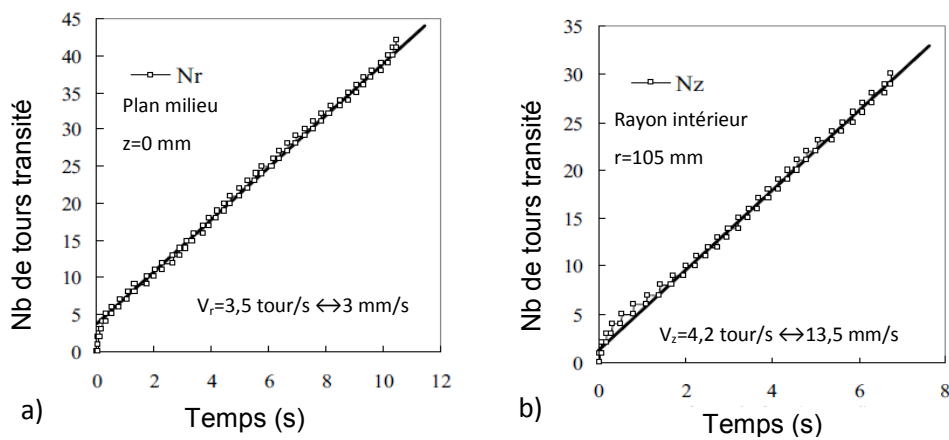


Figure IV-22 : a) vitesse de propagation radiale (au milieu du bobinage) b) vitesse de propagation axiale (sur le rayon intérieur).

IV.3.4 Protection

La densité d'énergie stockée dans le bobinage est très faible, seulement 152 J/Kg (juste en prenant en compte le bobinage). Ainsi, si on considère que l'on répartit toute l'énergie dans le bobinage, sa température passerait de 10 à 28,1 K. Il n'y a donc pas de challenge particulier à protéger le solénoïde malgré les faibles vitesses de propagation.

Nous avons donc choisi de protéger le solénoïde via une diode de protection froide qui met en court-circuit l'aimant une fois atteint la tension d'ouverture de la diode (qui est de 10 V à 10 K au lieu de 0,7 V à 300 K). Cette solution est très pratique car elle évite d'avoir un système de détection de transition (la diode s'en charge) ainsi qu'un contacteur et une résistance externe de décharge. Il faut toutefois prévoir une coupure lente de l'alimentation ou limiter sa tension à une valeur inférieure à celle de la diode passante (0,7 V). De plus, cela permet aussi de limiter la tension sur les amenées de courant de l'insert froid. Le solénoïde obéit donc à la loi d'Ohm (IV-8)

$$L \frac{dI}{dt} + RI = 0 \quad (\text{IV-8})$$

Avec :

- L l'inductance,
- R la résistance,
- Et I le courant.

A noter que le calcul de protection est pessimiste car il ne prend pas en compte le comportement de l'alimentation (ainsi dès 6 V le courant diminue) ni la mutuelle avec l'aimant de champ de fond. On considère donc que l'alimentation délivre 100 A quelle que soit la tension au borne du bobinage et que l'on n'interfère pas avec H0. On considère aussi que l'ensemble de l'énergie est dissipée intégralement dans le bobinage (on néglige donc la diode).

Le résultat du calcul de protection est donné sur les Figure IV-23a et b. Les différentes étapes dans le processus de protection sont les suivantes:

- $t=0$ s, initialisation de la transition,
- $t=1,8$ s, le premier tour à transiter est complément résistif et la transition commence à se propager,
- $t=3,8$ s, on atteint les 10 V dans le bobinage ce qui ouvre la diode. Le bobinage est désormais en court-circuit et commence à se décharger,
- $t=9,4$ s, le volume transité est maximum, 28 % du bobinage, et commence à décroître.
- $t>9,4$ s la température tend à s'homogénéiser vers 28,1 K (condition de refroidissement adiabatique).

La température maximum atteinte dans le bobinage est seulement de 61,1 K, cf. Figure IV-24a, ce qui valide donc le choix d'une protection par diode froide. La montée brutale de la température au démarrage est liée à l'énergie utilisée pour initialiser la transition. On voit donc que nous sommes en dessous des 100 K et que nous n'avons pas à craindre de dégrader le bobinage en raison d'une transition résistive. Il y a très peu de contraintes mécaniques liées à la dilatation différentielle en dessous de cette valeur, § III.4.3.6. On remarque aussi que le volume transité est faible.

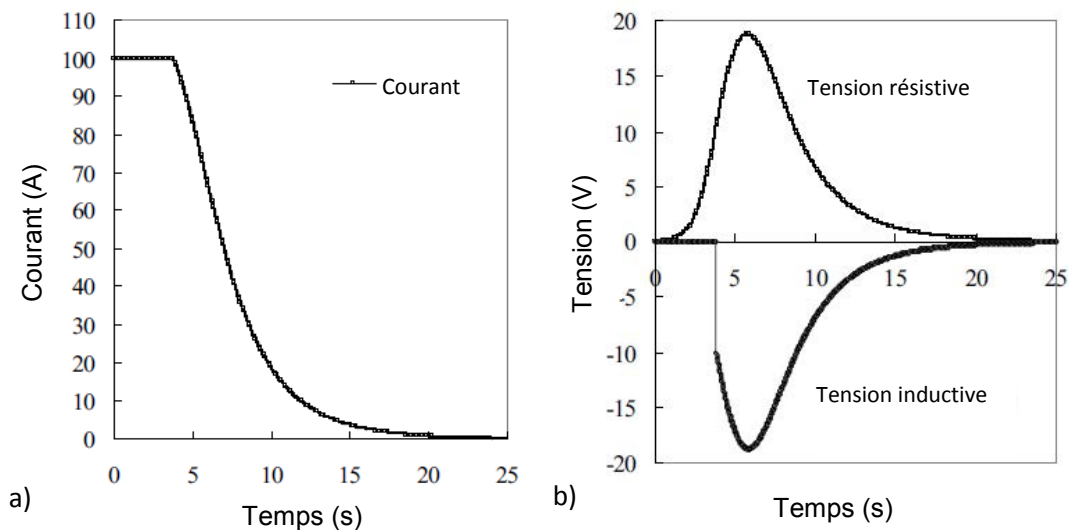


Figure IV-23 : a) Décroissance du courant dans le solénoïde, b) Evolution des tensions inductive et résistive dans le solénoïde.

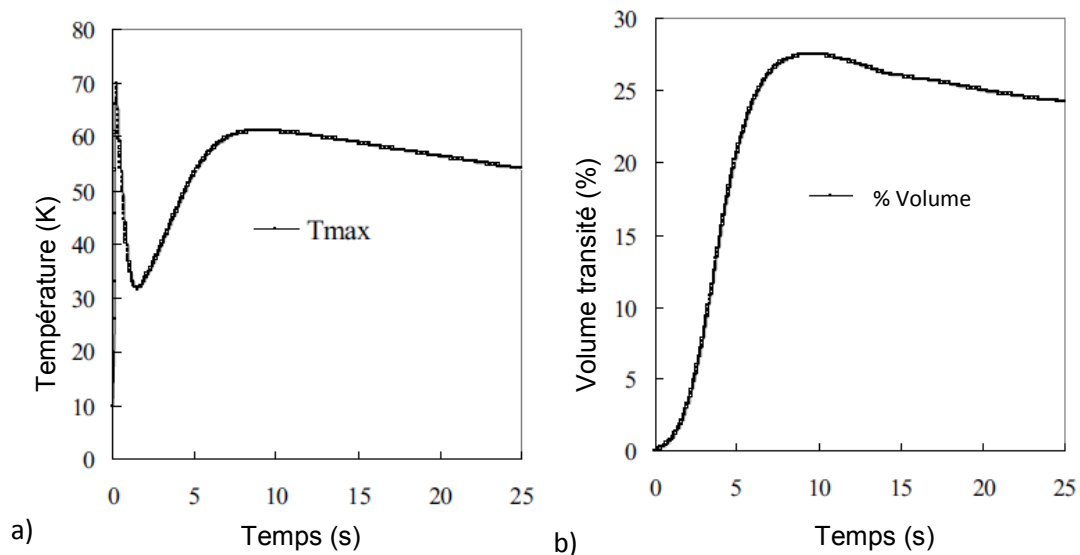


Figure IV-24 : a) Evolution de la température maximum dans le bobinage pendant la décharge, b) Portion de volume transité pendant la décharge.

IV.3.5 Conclusion sur la protection et la stabilité

Cette étude de stabilité et de protection a permis de démontrer que le solénoïde est très stable. Ceci est lié à la température de fonctionnement, à la faible épaisseur de l'isolation et au caractère MT_c du MgB_2 . Le solénoïde est facile à protéger et demande seulement l'utilisation d'une diode froide (la méthode de protection la moins efficace) en raison de la faible énergie stockée. Néanmoins, les vitesses de propagation sont faibles ce qui s'explique aussi par le faible courant de fonctionnement.

Comme abordé précédemment depuis cette étude, le design du solénoïde a changé (en raison d'une modification du rayon intérieur qui est passé de 105 mm à 100,05 mm § IV.2.6.1.2). Ce changement entraîne une augmentation de 30% de l'énergie stockée et de 0,2 T pour le champ maximum. En revanche, le courant est toujours de 100 A et la température de 10 K.

La variation du champ magnétique entraîne une variation de la température de partage, mais elle est faible (1 K) et donc négligeable devant la température critique (26,6 K à la place de 27 K). Dans ces conditions la MPZ et la MQE restent globalement similaires. De même, les vitesses de propagation dépendant essentiellement de la thermique et du courant, restent, elles aussi, identiques à celles calculées.

Le principal changement réside dans l'énergie stockée par le solénoïde qui a augmenté de 28 %. Il faut donc ajouter 28% en plus sur l'intégrale de la capacité thermique pour absorber l'énergie supplémentaire. Ainsi, on passe d'une température moyenne de 28,1 K à 30 K. Si on rajoute 28 % sur la capacité thermique du point chaud alors on a une température maximum de 67,5 K au lieu de 60 K. Cette estimation est probablement un peu optimiste mais nous restons toujours éloignés des 100 K. Il n'y a donc pas de raison de changer la protection du solénoïde qui demeure toujours adaptée.

IV.4 Bobinage préparatoire au solénoïde.

Nous avons entrepris de tester des bobinages de type solénoïde pour s'entraîner au bobinage du solénoïde 1 T. Le but de ces essais était de vérifier si nous étions capables de réaliser le saut de couche d'un solénoïde sans dégrader le conducteur. En effet, lorsque l'on veut changer de couche dans un solénoïde, il est nécessaire de courber le conducteur sur sa plus grande inertie. Au moment de réaliser ces bobinages, nous avons déjà testé un saut de couche pour la double-galette mais pas pour le solénoïde. Nous savions donc déjà qu'il était possible de courber le conducteur sur sa plus grande inertie avec un rayon de 4 m tout en étant bobiné sur le mandrin de courant critique (i.e. un rayon de bobinage de 150 mm § V.3.1.3). A noter que la déformation engendrée par un rayon de 4 m est de seulement 0,04%.

IV.4.1 Bobinage d'un solénoïde 3 couches sur un diamètre de 300 mm.

Pour se faire, nous avons fait le choix de réaliser des bobinages sur le mandrin de mesure de courant critique. On bobine donc sur un rayon de 150 mm alors que le solénoïde est sur un rayon de 100 mm.

Ce choix est motivé par deux raisons. En pratique, nous ne disposons pas d'un mandrin Ti6Al4V/cuivre de 200 mm (mais nous aurions pu le simuler, voir § IV.4.2). Deuxièmement, cela permettait de se replacer dans le cadre connu des essais de courant critique. Nous savions donc qu'avec la méthode de bobinage des tests de courant critique, le conducteur ne serait pas dégradé sur un rayon de 150 mm. Ainsi, si une dégradation était constatée alors nous saurions que cela n'était pas lié au mandrin mais au bobinage.

IV.4.1.1 Premier solénoïde

Sur notre mandrin de mesure, le plus petit solénoïde que l'on puisse faire avec un saut de couche est un solénoïde à 3 couches.

Nous avons fait le choix de réaliser un bobinage callé, c'est-à-dire que l'on se sert de calles en G10 soit en escalier pour la montée du saut de couche soit de la même dimension que le conducteur pour remplir les espaces vides. L'objectif est d'éviter que le conducteur puisse bouger pendant le bobinage et la mise en froid et ainsi éviter de générer des concentrations de contraintes.

De même, nous avons brasé sur la plaque négative du mandrin de courant critique, une bande en cuivre pour compenser l'épaisseur des trois couches du solénoïde. A la fin du bobinage, le

conducteur est désormais sur un diamètre plus grand, i.e. 305,1 mm. La jonction positive est, quant à elle, toujours faite sur un diamètre de 300 mm.

Enfin, pour assurer la cohésion de l'ensemble, une frette en fibres de verre imprégnée est placée sur la couche extérieure du solénoïde.

Le solénoïde est bobiné sur l'installation de bobinage qui est utilisé pour les échantillons de courant critique. L'outillage est en tout point identique, cf. Figure IV-25. Nous avons seulement ajouté sur un second ravaleur les bobines de fils de potentiel pour aider au co-bobinage.

Les caractéristiques du solénoïde sont donc les suivantes

- Spires jointives,
- 3 couches,
- 10,5 tours en tout,
- 3 prises de potentielles co-bobinées:
 - 1ère couche avec le saut de couche de la 1ère à la 2ème couche,
 - 2ème et 3ème couches ensemble avec le saut de couche de la 2ème et 3ème couche,
 - Caller avec des calles faites à façon sur place pour le saut de couche et pour combler les espaces vides,
- Une frette en fibre de verre collée (Damival 15174 [125]) au pinceau sur la couche extérieure du solénoïde.



Figure IV-25 : Vue des différentes étapes de bobinage du solénoïde 3 couches, a) début de la 1^{ère} couche, b) début de la 2^{ème} couche, c) début de la 3^{ème} couche, d) fin du bobinage et accostage sur la surépaisseur en cuivre, e) collage de la frette.

Le test de ce solénoïde s'est montré décevant car on a constaté une dégradation de la première couche qui est résistive. En revanche la deuxième et la troisième couches se sont révélées supraconductrices, mais avec un courant critique plus faible que la référence. Néanmoins, la première couche chauffant les deux couches suivantes, ces dégradations sont probablement liées à un accroissement de la température.

Cette hypothèse est confortée par le fait que l'index n'est pas dégradé par rapport à la référence et même légèrement supérieur ce qui peut s'expliquer par le chauffage qui accélère la transition.

A noter que le champ magnétique généré par le bobinage est trop faible pour expliquer la diminution du courant critique mesuré sur les couches.

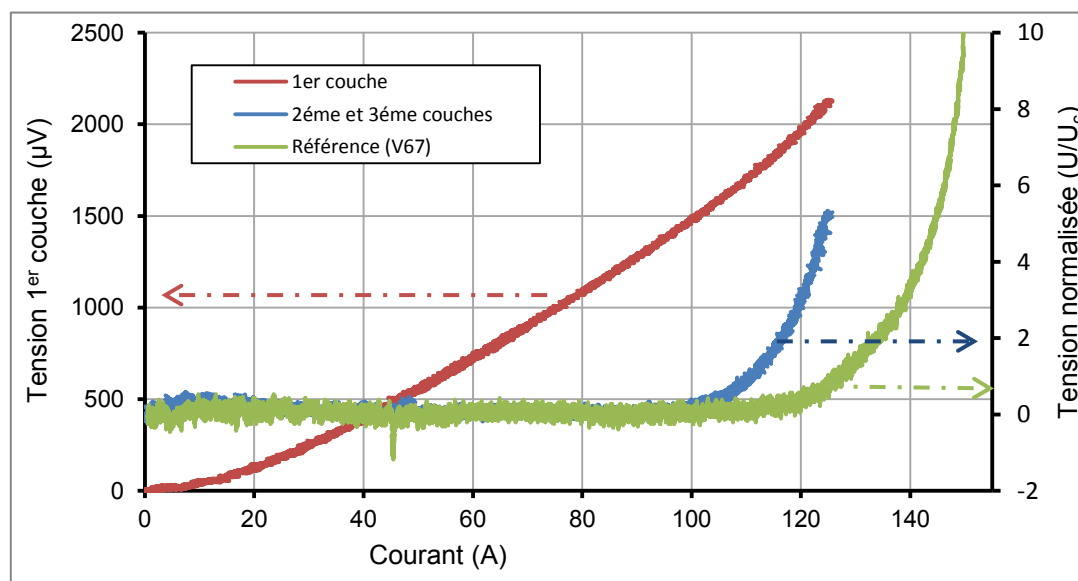


Figure IV-26 : Test du premier solénoïde à 30 K et 0 T, la première couche est résistive, la deuxième et la troisième couches sont supraconductrices avec $I_c = 111,6$ A et $n=14,5$; $I_c = 127,3$ A et $n=12,7$ pour la référence.

Le câblage des prises de potentielles sur le solénoïde est fait de telle sorte qu'il n'est pas possible de savoir si c'est la couche qui est abimée ou le premier saut de couche. Ayant eu du mal à le bobiner correctement, nous avons donc légitimement penser que c'était ce dernier le fautif.

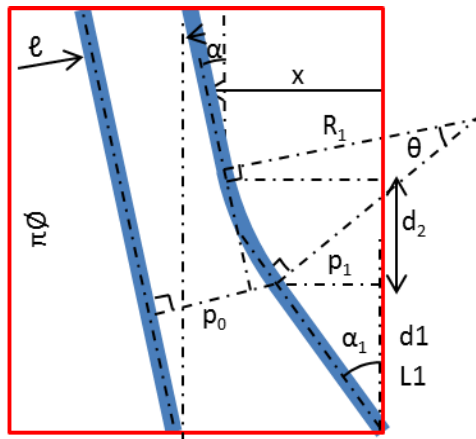
IV.4.1.2 Deuxième solénoïde

Suite au premier test du solénoïde nous avons entrepris le bobinage d'un deuxième solénoïde mais cette fois en maîtrisant mieux les rayons de courbure du conducteur sur sa grande inertie. Il y a deux types de rayons de courbure sur la grande inertie dans le solénoïde 3 couches:

- Le rayon de courbure permettant de relier la jonction sur la plaque avec le premier tour de la première couche, cf. Figure IV-27. En effet, en raison des trous de chauffage dans les plaques en cuivre, cf. Figure IV-25a c et d, qu'il faut éviter d'obstruer, le pas de la jonction ne peut pas être identique à celui du solénoïde.
- Le rayon de courbure lié au saut de couche, cf. Figure IV-28. Pour réaliser un saut de couche, il faut dans un premier temps changer de rayon. Pour ne pas chevaucher le conducteur adjacent, ce changement de rayon est fait avec le même pas du solénoïde. Ensuite, on courbe de conducteur sur sa grande inertie deux fois, une fois pour changer de direction et une fois pour reprendre le pas du solénoïde.

En combinant ces modèles avec les contraintes géométriques du mandrin, on obtient :

- Pour les jonctions, un rayon de ≈ 18 m ce qui permet de ne condamner qu'un seul trou de chauffage (on peut parfaitement souder avec seulement quatre cartouches chauffantes au lieu de six).
- Pour le saut de couche, un rayon de ≈ 28 m pour un rayon de bobinage de 150 mm et un changement de rayon sur $\frac{1}{4}$ de tour. Il reste donc $\frac{3}{4}$ de tour pour changer de direction et retrouver le pas du solénoïde.



$$\begin{aligned}\tan(\alpha_1) &= \frac{p_1}{d_1} \\ \sin(\alpha) &= \frac{-\pi\phi + \sqrt{\pi^2\phi^2 + 4\ell^2}}{2\ell} \sim \frac{\ell}{\pi\phi} \\ \theta &= \alpha_1 - \alpha \\ R_1 &= \frac{d_2}{\sin(\alpha_1) - \sin(\alpha)} \sim \frac{d_2}{\theta} \\ P_0 &= R_1(1 - \cos(\theta)) + \frac{\ell}{2} \sim \frac{R_1\theta^2 + \ell}{2}\end{aligned}$$

Figure IV-27 : Principe de raccordement du bobinage entre la jonction et le début de la première couche.

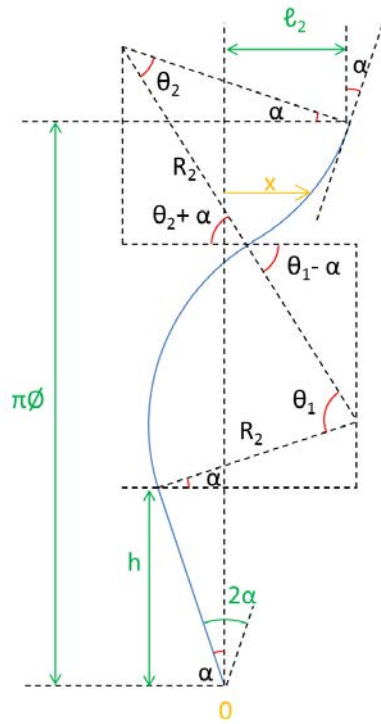
Avec :

- ϕ le diamètre du mandrin,
- ℓ pas du bobinage du solénoïde,
- α_1 pas de la jonction,
- α pas du solénoïde,
- θ angle d'ouverture du rayon de raccordement entre la jonction et le solénoïde,
- p_1 largeur de la plage de soudure utile,
- d_1 longueur de la plage de soudure,
- R_1 rayon de cintrage,
- d_2 longueur azimuthale du rayon de cintrage,
- P_0 distance entre la première spire de la couche et la jonction.

Ces modèles montrent que le conducteur ne devrait pas être dégradé lors des jonctions et du saut de couche. Avec de tels rayons de bobinage, on déforme à peine le conducteur, 0,009% et 0,005% de déformation, respectivement pour la jonction et le saut de couche.

Le bobinage du deuxième solénoïde est identique au précédent sauf que, désormais, on applique ces nouveaux rayons de courbure. On modifie aussi le câblage des prises de potentiel pour cette fois mesurer:

- La 1ère couche seule,
- La 2ème couche avec le saut de couche de la 1ère à la 2ème couche,
- La 3ème couche avec le saut de couche de la 2ème et de la 3ème couche.



$$\theta_1 = \theta_2 + 2\alpha$$

$$2R_2 \sin(\theta_2 + \alpha) = \pi\phi - h$$

$$2R_2 (\cos(\alpha) - \cos(\theta_2 + \alpha)) = \ell_2 + h \tan(\alpha)$$

$$\text{Soit: } \begin{cases} R_2 = \frac{-d \cos(\alpha) + \sqrt{d^2 + L^2 \sin^2(\alpha)}}{2 \sin^2(\alpha)} \sim \frac{d^2 + L^2}{4d} \\ \theta_1 = \alpha + \arctg\left(\frac{L}{2R \cos(\alpha) - d}\right) \\ \theta_2 = -\alpha + \arctg\left(\frac{L}{2R \cos(\alpha) - d}\right) \end{cases}$$

$$\text{Avec: } \begin{cases} d = \ell_2 + h \tan(\alpha) \\ L = \pi\phi - h \end{cases}$$

Figure IV-28 : Principe du saut de couche d'un solénoïde à deux rayons identiques et sans partie droite.

Avec :

- ϕ le diamètre du mandrin,
- h longueur azimutale du changement de rayon,
- ℓ_2 pas du changement de couche,
- α pas du solénoïde,
- θ_1 angle d'ouverture de la première courbure du conducteur,
- θ_2 angle d'ouverture de la deuxième courbure du conducteur,
- R_2 rayon du changement de couche.

Le test de ce bobinage a donné un résultat identique au premier bobinage avec une dégradation du conducteur avec la présence d'une pente résistive. Néanmoins, cette fois grâce à la modification du câblage nous avons pu constater que la dégradation était sur la première couche et pas sur le saut de couche.

De toute évidence, le problème ne provenait pas des rayons de courbures.

IV.4.1.3 Solénoïde avec et sans frette

Suite à ce dernier bobinage, nous avons en premier lieu vérifié que le mandrin ne générât pas de sur-contrainte sur le conducteur lors de la mise en froid. Pour ce faire, nous avons installé un papier de pression Fuji [126] sur le mandrin sur lequel nous avons bobiné le conducteur. Ensuite, nous avons fait subir au mandrin une trempe à l'azote liquide pour simuler (brutalement) la mise en froid. Ce test a été concluant puisqu'il n'a révélé aucune zone de contrainte. A noter que l'on a vérifié que le papier Fuji fonctionnait bien à froid. La pression imposée sur le conducteur lors de la mise en froid est manifestement inférieure à 10 MPa (limite basse du papier utilisé).

Suite à ce test, nous avons donc choisi de refaire un bobinage, mais cette fois sans frette. Le reste des paramètres est identique au deuxième solénoïde. On note de nouveau une dégradation de la première couche mais cette fois sans pente résistive avec une dégradation du courant critique de l'ordre de 40 % (quasiment constante suivant la température). Suite à ce test, qui nous sert de référence, nous avons ajouté la frette sur le bobinage pour évaluer son effet.

De nouveau, la première couche a montré une dégradation du conducteur avec une pente résistive démontrant ainsi que c'est le collage ou la frette qui dégrade le bobinage, cf. Figure V-29.

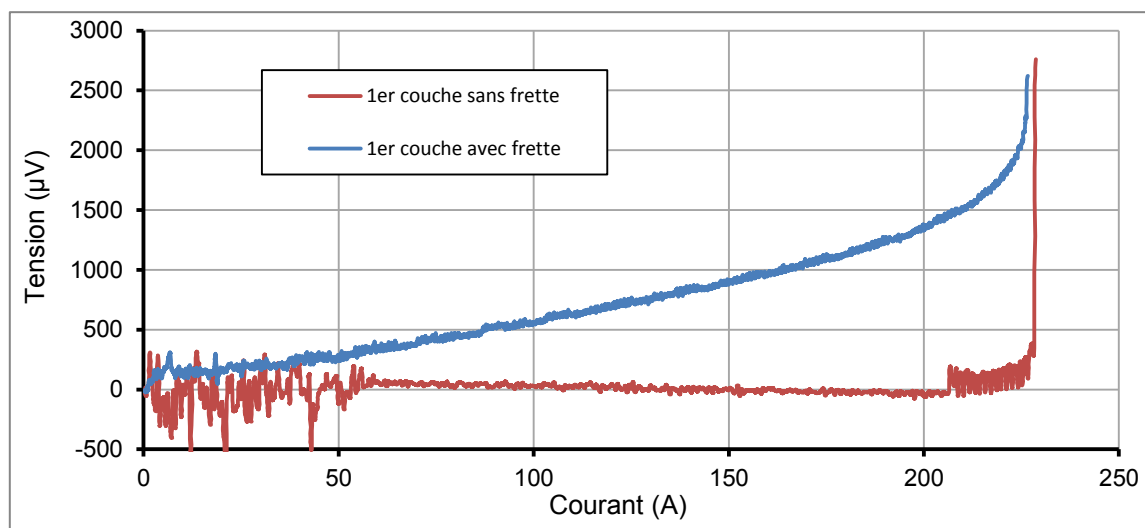


Figure IV-29 : Evolution de la tension dans la première couche lorsque le bobinage est fretté ou non.

Lorsque l'on colle la frette sur la dernière couche, de la colle s'infiltre dans le bobinage, ce qui a pour conséquence de coller le conducteur au mandrin. Ainsi, la contrainte transmise au conducteur, pendant la mise en froid, est plus importante que d'ordinaire car il est contraint dans toutes les directions.

A cela s'ajoute la structure particulière de notre mandrin qui, pour rappel, est composé de douze secteurs en cuivre avec un jeu de 2 mm entre chaque secteur. Il est possible de coller le conducteur sur les secteurs en cuivre mais pas au niveau du jeu. Le conducteur est donc tout à fait libre de bouger à cet endroit. Ainsi, lorsque le mandrin se retreint, la dilatation thermique entraîne la portion du conducteur collée sur le secteur, mais pas celle au niveau du jeu. Le conducteur est donc sollicité en traction pure ce qui le dégrade. Un simple calcul élastique montre qu'un collage parfait sur les secteurs en cuivre entraîne plusieurs pourcents de déformations dans le conducteur ce qui est largement au-dessus de la déformation critique. Le collage est donc responsable de l'apparition de zones résistives dans nos solénoïdes 3 couches.

IV.4.2 Bobinage sur touret intermédiaire de 220 mm de diamètre.

La déformation critique du conducteur étant inconnue, elle a toujours été considérée comme identique à la génération précédente. Nous avons donc voulu vérifier ce point car cela permettait en cas d'une éventuelle dégradation des maquettes d'exclure le rayon de bobinage comme une des causes possibles de leur dégradation. Ainsi en complément des essais sur les solénoïdes 3 couches nous avons voulu vérifier qu'il était possible de bobiner le conducteur sur un rayon de 100 mm.

IV.4.2.1 Principe de l'essai

N'ayant pas de mandrin de courant critique en conduction solide de 200 mm de diamètre, nous avons fait le choix de pré-déformer le conducteur sur une roue intermédiaire au diamètre voulu puis de le transférer sur le mandrin de courant critique qui a un rayon de 300 mm.

Ce test se base sur l'hypothèse que la déformation ne dégrade pas le conducteur tant que l'on n'a pas atteint la valeur critique. De plus, l'étude bibliographique a montré que l'effet de la déformation sur le courant critique était réversible lorsque l'on procède à un cyclage de la déformation, § 1.2.

Si l'on déforme le conducteur sur une roue de 200 mm et qu'il n'est pas dégradé alors on peut l'utiliser normalement. Toujours en théorie, on devrait donc retrouver un courant critique identique entre un conducteur pré-déformé à 200 mm et un test de courant critique standard.

On s'attend donc à ce que la roue n'ait pas d'effet sur le conducteur si ce dernier a une déformation critique compatible avec un bobinage sur un mandrin de 200 mm de diamètre.

IV.4.2.2 Bobinage

N'ayant pas à notre disposition de touret/roue de 200 mm nous avons utilisé un touret de 220 mm pour effectuer le pré-cintrage du conducteur. Ce touret a été installé sur l'installation de bobinage que l'on utilise classiquement pour bobiner les échantillons de courant critique.

Pour effectuer le pré-cintrage nous avons donc installé le touret de 220 mm entre le mandrin de courant critique et le touret de conducteur qui est installé sur le ravaleur/frein. Nous avons réalisé deux essais de pré-cintrage:

- Le premier avec le touret de 220 mm installé sur le chariot mobile de la bobineuse (la roue de renvoi d'angle est absente pour ce test.
- Et le deuxième, avec le touret entre la roue de renvoi d'angle et le touret de conducteur, cf. Figure IV-30.

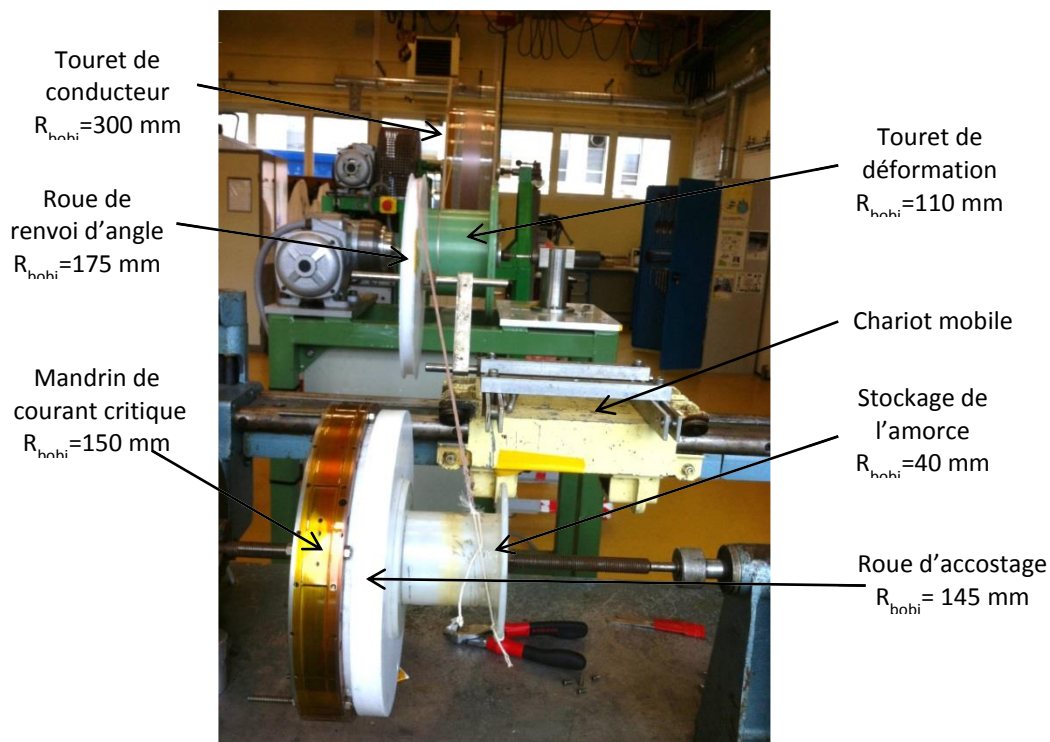


Figure IV-30 : Installation de bobinage pour test de pré-cintrage à 220 mm

Nous avons modifié la position du touret de 220 mm entre les deux essais car le premier avait déjà montré une dégradation.

La procédure de bobinage est identique à celle des tests de courant critique. A noter que pour simuler un bobinage sur un mandrin de 220 mm, il est nécessaire de garder le ruban de stabilisant vers l'extérieur pendant tout le bobinage. Ainsi, le conducteur ne passe pas sous le touret de 220 mm mais par-dessus et il effectue un tour complet sur ce dernier. On forme ainsi une spire jointive sur le touret de 220 mm.

IV.4.2.3 Résultats des essais

La Figure V-31 montre le résultat des deux essais de pré-cintrage à 220 mm par rapport à notre mesure de référence. On constate que le courant critique est fortement dégradé pour les deux essais, de 28% et de 40% respectivement pour le 1^{er} essai et le 2^{ème} essai. Nous avons donc dégradé le conducteur au bobinage.

De même, l'index des conducteurs pré-cintrés est plus faible que celui de la référence, de 68% et 74% respectivement pour le 1^{er} essai et le 2^{ème} essai. Cette dégradation de l'index tant à montrer que certains filaments du conducteur ont été dégradés mécaniquement. A noter que la dégradation est ponctuelle, ce qui laisse à penser à un incident de bobinage et non à un effet du rayon de 220 mm car sinon elle l'aurait été probablement sur toute la longueur du conducteur.

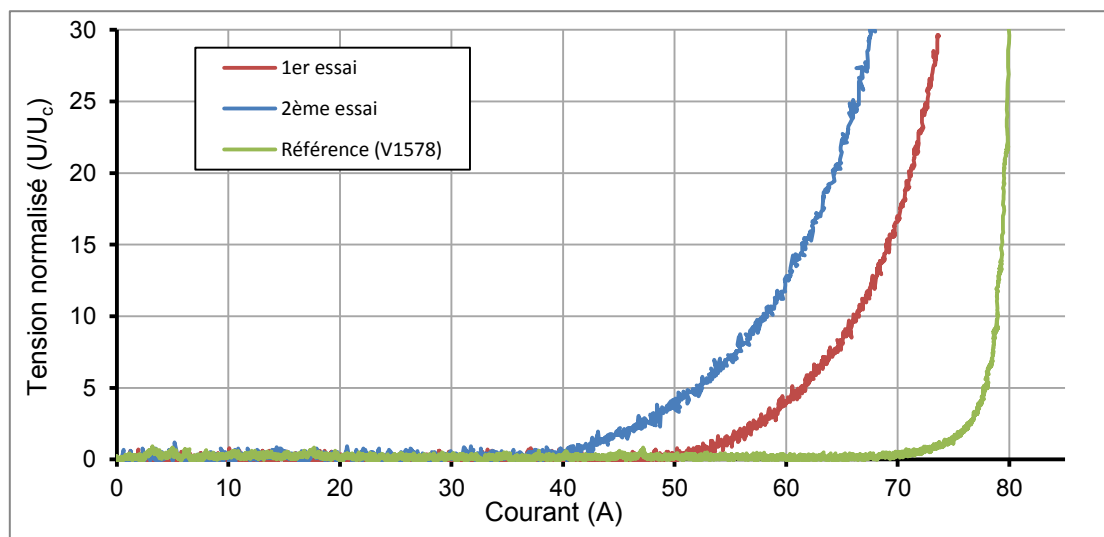


Figure IV-31 : Comparaison entre le courant critique pour les deux essais de pré-cintrage à 220 mm et la mesure de référence à 30 K et 0 T, critère de $0,1 \mu\text{V/m}$, pour le 1^{er} essai $I_c = 53,4 \text{ A}$ et $n=10,6$; pour le 2^{ème} essai $I_c = 44,7 \text{ A}$ et $n=8,3$ et pour la référence $I_c = 74,4 \text{ A}$ et $n=32,6$.

La raison de cette dégradation n'est pas réellement comprise. Elle ne devrait pas être liée au rayon de cintrage de 110 mm. En effet, le test de la double-galette, qui a un rayon de 100 mm, prouvera le contraire § V.4.2.1. La principale hypothèse pour expliquer cette dégradation serait que nous aurions, pendant le bobinage, cintré le conducteur sur sa grande inertie.

En effet, le conducteur est seulement dégradé et non résistif comme pour les solénoïdes 3 couches, ce qui laisse à penser que le conducteur a été plus sollicité en flexion qu'en traction : si le conducteur est sollicité en flexion alors seuls les filaments extérieurs sont dégradés et ceux à l'intérieur intacts ce qui n'est pas le cas en traction. Ils lâcheront tous plus ou moins en même temps.

C'est pour limiter le risque de cintrage que nous avons déplacé le touret de 220 mm du chariot mobile vers le touret de conducteur afin de laisser une plus grande distance avec le mandrin de test ce qui devait permettre de limiter la valeur du rayon de courbure. Mais cela s'est manifestement révélé insuffisant, le second test étant encore plus dégradé.

De plus, pendant le bobinage, il s'est avéré difficile de garder l'alignement entre tous les éléments, en particulier pour le second test où la roue de renvoie d'angle a été réinstallée sur le chariot mobile de la bobineuse.

Suite au deuxième essai, nous n'avons pas immédiatement démonté l'échantillon, mais nous avons choisi d'en coller une portion (qui manifestement n'était pas dégradée) sur le mandrin de courant critique pour vérifier que c'était bien le collage et non le frettage qui était responsable de la dégradation des solénoïdes 3 couches.

Comme on peut le voir sur la Figure IV-32, la zone collée est bien dégradée et même résistive (sauf sur quelques ampères au démarrage). On note aussi que le cyclage thermique n'a pas eu d'effet sur la zone non collée car on retrouve le même courant critique (dégradé par le touret de 220 mm) à l'effet de la température près.

A noter que le collage au pinceau n'est pas adapté car la résine rentre mal dans les fibres et il reste des zones non collées ce qui est potentiellement dangereux car le bobinage ne forme pas un ensemble homogène. Ce constat milite fortement pour l'utilisation d'une imprégnation sous vide qui permet une bien meilleure pénétration de la résine dans le bobinage

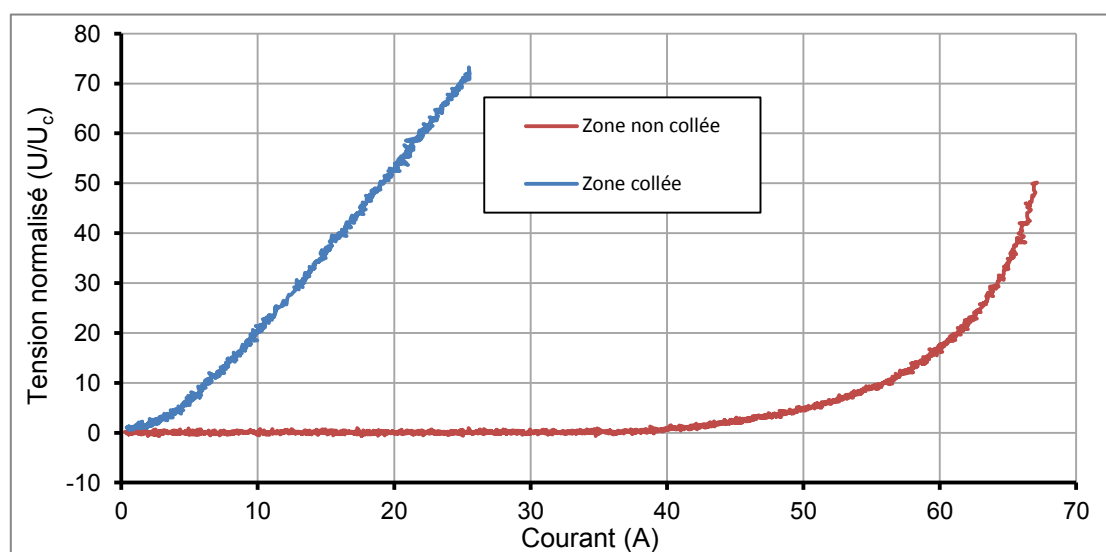


Figure IV-32 : Comparaison entre la tension de la zone collée et la zone non collée, pour la zone non collée $I_c = 42,2$ A et $n = 8,1$ à $30,2$ K avec un critère de $0,1 \mu V/m$.

IV.5 Conclusion et perspectives sur le développement du solénoïde 1 T

Un solénoïde de 1 T a été entièrement conçu avec la prise en compte des chargements mécaniques, de la cryogénie et de la protection. Le mandrin et les pièces nécessaires à son assemblage ont été réalisés. Le bobinage n'a pas pu être effectué dans le cadre de la thèse principalement du fait de l'arrivée tardive du fil supraconducteur de 2 km, mais aussi en raison des nombreux essais de pré-qualification que nous avons décrits ici.

Ce développement a permis pour la première fois de se confronter au design d'un aimant MgB_2 R & W d'une dimension intéressante. Les études numériques menées sur ce dernier ont montrées

que la principale difficulté était d'ordre mécanique, le refroidissement et la protection sur un aimant de cette dimension n'étant pas problématiques.

Les difficultés d'ordre mécaniques sur cette maquette sont doubles, le bobinage d'une part et le design mécanique d'autre part. D'un point de vue du bobinage, les essais préparatoires ont montré qu'il était aisé de dégrader le conducteur. Hormis la question du collage qui explique une partie de ces dégradations, leur origine n'a pas été entièrement comprise.

La problématique liée au jeu entre les secteurs en cuivre qui n'avait pas été anticipée et laisse à penser que le mandrin désigné pour le solénoïde 1 T est inadapté en l'état. Néanmoins, si le concept entre les deux mandrins est identique, ils ne sont pas pour autant équivalents mécaniquement. En effet, dans le cas du mandrin de test, les secteurs cuivre sont épais, i.e. 20 mm et glissant sur le titane, alors que pour le mandrin du solénoïde les languettes de cuivre sont brasées à haute température et d'une épaisseur de 1 mm.

Ainsi, dans le cas du mandrin de mesure de courant critique, les secteurs en cuivre sont dans le domaine élastique, alors que, pour le mandrin de tests, les languettes sont très probablement dans le domaine plastique. Le comportement mécanique des deux mandrins est donc différent : il semble nécessaire de réévaluer l'impact du mandrin en titane sur le solénoïde en prenant en compte l'impact du jeu entre les languettes et la plasticité du cuivre, ce qui demande la réalisation d'un modèle éléments finis 3D.

Dans tous les cas, il semble conseillé pour les bobinages MgB_2 d'utiliser une imprégnation sous vide plutôt qu'un collage par pinceau. Ce dernier, n'étant pas parfait, peut laisser des zones mal collées qui peuvent concentrer les contraintes notamment en traction pendant la mise en froid. J'émetts d'ailleurs ici l'hypothèse que c'est peut-être la raison pour laquelle les bobinages réalisés par General Electrics, qui utilise un collage au pinceau, sont dégradées [20, 23, 24].

En définitif, si on souhaite absolument d'affranchir de l'influence du cuivre, alors il est aussi possible d'ajouter une surface de glissement sur le mandrin.

D'un point de vue du design, la multiplicité des contributions à prendre en compte pour le calcul des contraintes mécaniques combinées à la plastification du conducteur et à son architecture rendent très difficile ce calcul. Plusieurs modèles par élément finis ont été développés pendant la thèse. Ils permettent d'estimer les contraintes dans les conducteurs suivant le type de sollicitation (cintrage, tension de bobinage, mise en froid et forces de Laplace). L'objectif de développer un code éléments finis prenant en compte l'ensemble des sollicitations mécaniques n'a pas été atteint bien que les briques élémentaires soit disponibles. L'obtention d'un tel code semble difficile à obtenir en 2D, mais j'encourage néanmoins à rechercher une solution en ce sens. Le passage en 3D sera particulièrement dommageable sur le temps de calcul et sur le besoin en mémoire vive.

Le développement d'un code prenant en compte l'ensemble des sollicitations demande une gestion fine des conditions de contact qu'il est pour l'instant très difficile d'avoir dans Cast3m. Si le développement de ce code est envisagé pour les aimant MgB_2 R & W, il sera parfaitement transposable aux autres supraconducteurs car il suffira de mettre à jour les propriétés du conducteur. Un tel code présente donc un intérêt beaucoup plus large que pour les seuls aimants MgB_2 R & W.

Pour finir comme on peut le voir le design du solénoïde repose sur des hypothèses fortes au niveau des propriétés mécaniques car au moment du design nous ne disposions pas d'essais de

caractérisations sur les empilements. Il serait donc bon de reprendre les codes des calculs développés pendant la thèse pour affiner le calcul des contraintes dans le solénoïde.

Chapitre N°5 : Maquette d'une double-galette MgB_2 R & W refroidie par conduction solide

V.1 Objectif de la maquette double-galette

La première maquette que nous souhaitions réaliser au cours de cette thèse était une double-galette plutôt qu'un solénoïde.

Ce choix a été motivé par les avantages intrinsèques du bobinage en double-galette par rapport au solénoïde, à savoir : une longueur unitaire de conducteur plus faible et temps de fabrication unitaire plus court. Cette option nous autorisait si nécessaire à réaliser plusieurs doubles-galettes. De plus, le bobinage en double-galette a historiquement été privilégié dans le cadre de la thèse car considéré comme plus favorable au refroidissement par conduction.

En effet, par la présence d'intercalaires entre les galettes, le bobinage en double-galette offre la possibilité d'insérer des drains thermiques au cœur du bobinage en utilisant avantageusement les intercalaires intra et/ou inter-galette.

Ce choix permettait aussi de reprendre les travaux réalisés par le service depuis de nombreuses années dans le cadre du programme Iseult sur le bobinage en doubles-galettes. En particulier, les développements permettant de réaliser un aimant en double-galette homogène et permanent malgré l'absence de joint supraconducteur pour la réalisation d'un éventuelle IRM en MgB_2 .

Le premier objectif de cette maquette était de démontrer notre capacité à bobiner une double-galette R & W de faible rayon sans dégradation majeure du courant critique. Cependant, une dégradation, ou une amélioration, mineure du courant critique pouvait être envisageable suivant l'influence de la déformation sur le courant critique.

Une telle maquette est à notre connaissance une première. Les seules maquettes comparables ayant été réalisées par d'autres laboratoires sont soit des galettes simples [127, 128] (ou deux galettes simples avec soudure [22]) soit des galettes doubles, mais avec une soudure interne ou de grandes dimensions [17, 29] ce qui simplifie leur réalisation. Dans ce dernier cas la contrainte sur le bobinage est bien plus faible.

Dans un deuxième temps, et seulement dans le cas où ce premier objectif était atteint, nous souhaitions pouvoir mesurer les vitesses de propagation d'une transition résistive. En effet, le bobinage en double-galette se prête bien à ce genre d'étude, la géométrie du bobinage limitant l'étude de la propagation à un système 2D, voir 1D, tout en facilitant l'instrumentation.

Ces mesures de propagations devaient permettre d'affiner les calculs de protection effectués pour le solénoïde 1 T afin d'ajuster, si nécessaire, sa protection, ainsi que celle du futur aimant MgB_2 .

La double-galette est aussi un galop d'essais pour le solénoïde 1 T, les deux maquettes ayant été conçues ensemble, lors de la 2^{ème} année. Elles présentent donc de nombreuses caractéristiques communes, en particulier le même rayon intérieur.

V.2 Design de la double-galette

Comme présenté dans le chapitre II, l'insert froid permet non seulement de mesurer le courant critique sur un échantillon court, mais aussi de tester des maquettes.

Nous pouvions ainsi profiter du champ de fond fourni par H_0 , pour mesurer, en conduction sec, le courant critique de la double-galette et les vitesses de propagations dans une large gamme de champ et de température, notamment autour de 3 T et 10 K qui est le point d'intérêt identifié pour le MgB_2 .

En revanche, cela contraignait nécessairement le design de la double-galette ainsi que les conditions d'essais pour les mesures de propagation. La contrainte la plus importante était celle liée

au trou chaud de H0 qui impose un diamètre extérieur maximum de 310 mm pour la double-galette, en prenant en compte l'écran du 1^{er} étage de l'insert. De plus, la double-galette devait pouvoir se raccorder aux plages de connexion originellement dédiées au mandrin de test ce qui permettait de placer la double-galette au centre de l'aimant de champ de fond.

Cette connexion devait se faire sans modification majeure de l'insert froid pour en garder la modularité. L'épaisseur de la double-galette a été donc fixée à 40 mm, hauteur du mandrin de test.

V.2.1 Etats des connaissances lors du design

Avant d'aborder plus en détail le design de la double-galette, il est nécessaire de revenir sur le contexte dans lequel elle a été conçue.

Ain de réaliser et de tester la double-galette dans le temps imparti par la thèse, sa conception a débuté dès le début de la deuxième année. A ce moment-là, les informations à notre disposition étaient limitées et nous n'avions accès qu'aux informations utilisées pour le design le solénoïde. Ainsi les paramètres utilisés pour effectuer les calculs mécaniques sont données au § IV.2.6.1.1.

De plus, les résultats décevants des essais préparatoires au solénoïde 1 T n'étaient pas connus puisqu'ils ont été réalisés qu'en début de troisième année. Je pense en particulier aux bobinages avec le touret intermédiaire de 220 mm de diamètre qui sont indépendant du type de mandrin utilisée et qui laissait à penser qu'il serait difficile de réussir la double-galette MgB_2 au vue de son diamètre intérieur, i.e. 200 mm § IV.4.2.3.

La conception de la double-galette (comme le solénoïde) a néanmoins pu profiter du retour d'expérience sur les mesures de courant critique menées sur la première version de l'insert froid, en particulier sur le bobinage des échantillons.

Nous avons fixé pour le design de la double-galette quelques grandes lignes directrices :

- Avoir un bon refroidissement par conduction solide et limiter les résistances de contact,
- Avoir suffisamment de longueur pour être représentatif d'un vrai bobinage (homogénéité du courant critique le long du conducteur),
- Limiter le coût de fabrication,
- Limiter la déformation du conducteur pour maximiser les chances de réussite,
- Gérer les plages de raccordement inter doubles-galettes et/ou avec les amenées de courants existantes,
- S'adapter aux différents essais : courant critique, vitesse de propagation et compatibilité de principe avec un empilement de doubles-galettes,
- Permettre des mesures de propagation de transitions résistives de bonnes qualités,
- Avoir une bobine aisément manipulable pour faciliter l'instrumentation et son intégration sur l'insert froid.

Ce dernier point est le plus important comme on a pu le constater avec les mesures de courant critique en champ propre. En particulier, le test sur le conducteur NROND, cf. Tableau III-1, qui a démontré la nécessité de limiter le nombre de manipulations sur le conducteur.

V.2.2 Design magnétique

Le design magnétique de la double-galette est intimement lié au design du solénoïde 1 T et reprend les grandes lignes de ce dernier. Le rayon de bobinage du solénoïde 1 T, fixé à 100 mm, est issu d'un compromis entre :

- La place disponible,
- Le design magnétique du solénoïde pour obtenir le champ de 1 T,
- La déformation maximum admissible du conducteur en se gardant une marge de sécurité.

Pour valider le choix du rayon intérieur du solénoïde 1 T, nous avons donc décidé que la double-galette aurait le même rayon intérieur. Néanmoins à la différence du solénoïde, il n'y avait pas d'objectif de champ magnétique. En effet, comme précisé en préambule, nous voulions, avant toute chose, ne pas dégrader le conducteur que ce soit pendant le bobinage ou en fonctionnement. Il n'y avait donc pas de contrainte particulière sur le nombre de tour en dehors du fait que cela soit représentatif du solénoïde et que l'on puisse mener à bien les mesures de propagation.

Ainsi, un minimum de 20 à 30 tours est nécessaire pour atteindre les vitesses de propagation asymptotiques, § V.5, ce nombre est de plus compatible avec une mesure par bobine de flux (dite pick-up). Le nombre de tours a finalement été fixé à 35 par galette pour laisser suffisamment de place pour la jonction, §V.2.5.

De même, pour que les mesures de propagations soient facilement transposables au solénoïde, les conducteurs entre les deux maquettes devaient être les plus proches possibles au niveau du stabilisant (quantité, matériaux et RRR). Ainsi, le conducteur avec lequel nous avons désigné la double-galette a été le MFT278, qui avait été retenu pour le design du solénoïde § IV.2.2.

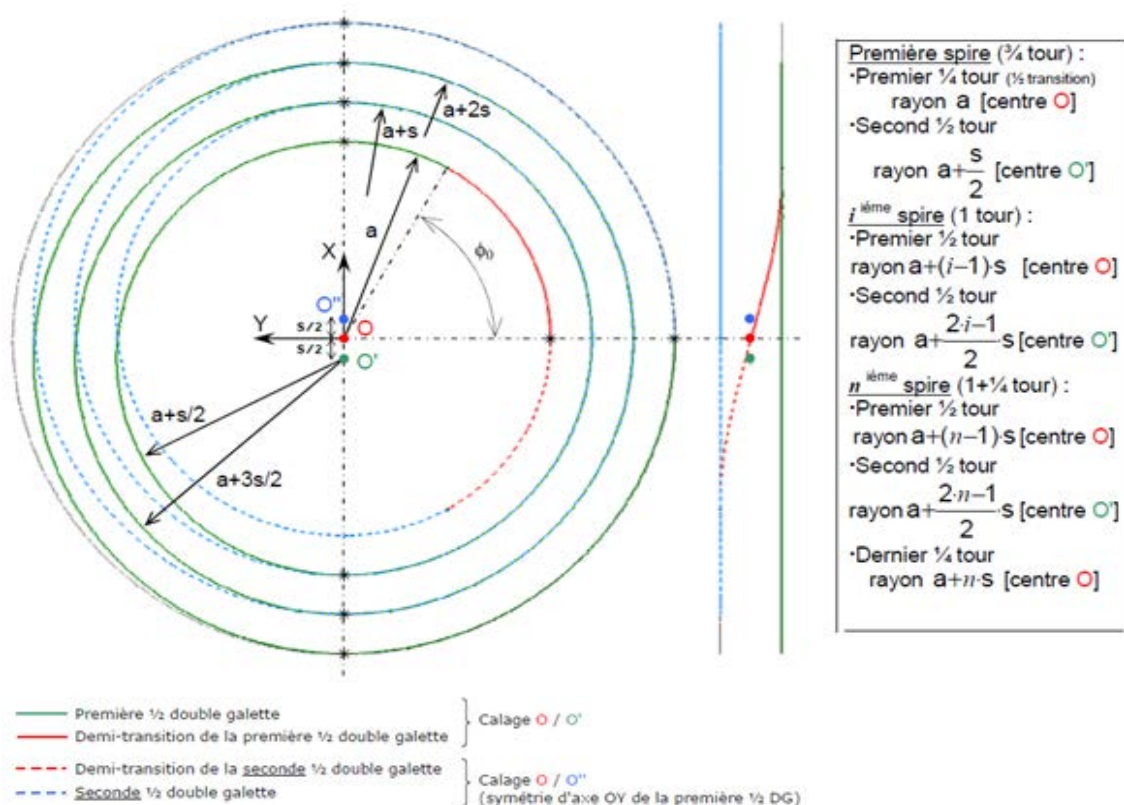


Figure V-1 : Schéma de principe de la géométrie de bobinage d'une double-galette à trois centres [122].

Originellement, l'objectif de la thèse était de développer des aimants homogènes et donc d'utiliser un type de bobinage compatible avec cet objectif. Pour cette raison, nous avons donc choisi de réutiliser la géométrie des doubles-galettes d'Iseult à trois centres de bobinage, cf. Figure V-1. Bien que le contexte de la thèse ait changé, nous avons néanmoins conservé cette géométrie car elle

présentait l'avantage d'avoir une géométrie parfaitement contrôlée et donc de ne pas présenter de bosse lors du passage du conducteur au-dessus du saut de galette. Aucune concentration de contrainte n'apparaît donc ce qui est un grand avantage pour un matériau fragile comme le MgB_2 .

Nous avons donc :

- Un conducteur identique au solénoïde 1 T,
- Un diamètre intérieur de 200 mm,
- Un bobinage à 3 centres et 35 tours par galette.

V.2.3 Design mécanique

Le design mécanique de la double-galette reprend les codes de calculs développée pour le solénoïde 1 T dont la configuration est très proche de celle de la double-galette § IV.2.6.2.

La conclusion majeure de cette étude a été que la principale source de sollicitation mécanique est liée au bobinage avec le cintrage sur le mandrin. Celui-ci est identique entre le solénoïde et la double-galette car les deux maquettes ont le même rayon intérieur. Le reste des sollicitations, tension de bobinage, mise en froid, et les forces de Laplace sont de moindre importance, d'un à deux ordre de grandeur en dessous.

Dans ces conditions, il apparaît donc que la maîtrise de la mise en forme du conducteur pendant le bobinage est la principale difficulté à la réalisation de la double-galette.

Une double-galette, cf. Figure V-2 et Figure V-3, est principalement composée des éléments suivants:

- Une galette inférieure,
- Une galette supérieure,
- Un saut inter-galette communément appelé S faisant la jonction entre les deux galettes,
- D'un intercalaire intra-galette,
- D'une isolation masse au-dessus et en dessous, en cas d'un empilement, elles sont remplacées par des intercalaires inter-galette.

Pour notre double-galette, nous avons en plus rajouté:

- Une équerre circulaire en cuivre pour les jonctions,
- Une frette en G10 pour résister au champ de fond.

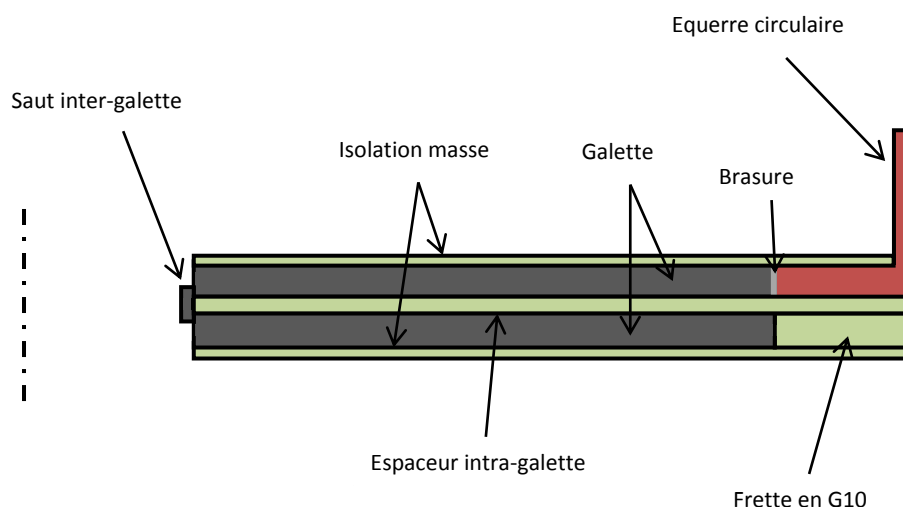


Figure V-2 : Vue schématique de la double-galette MgB_2 R & W.

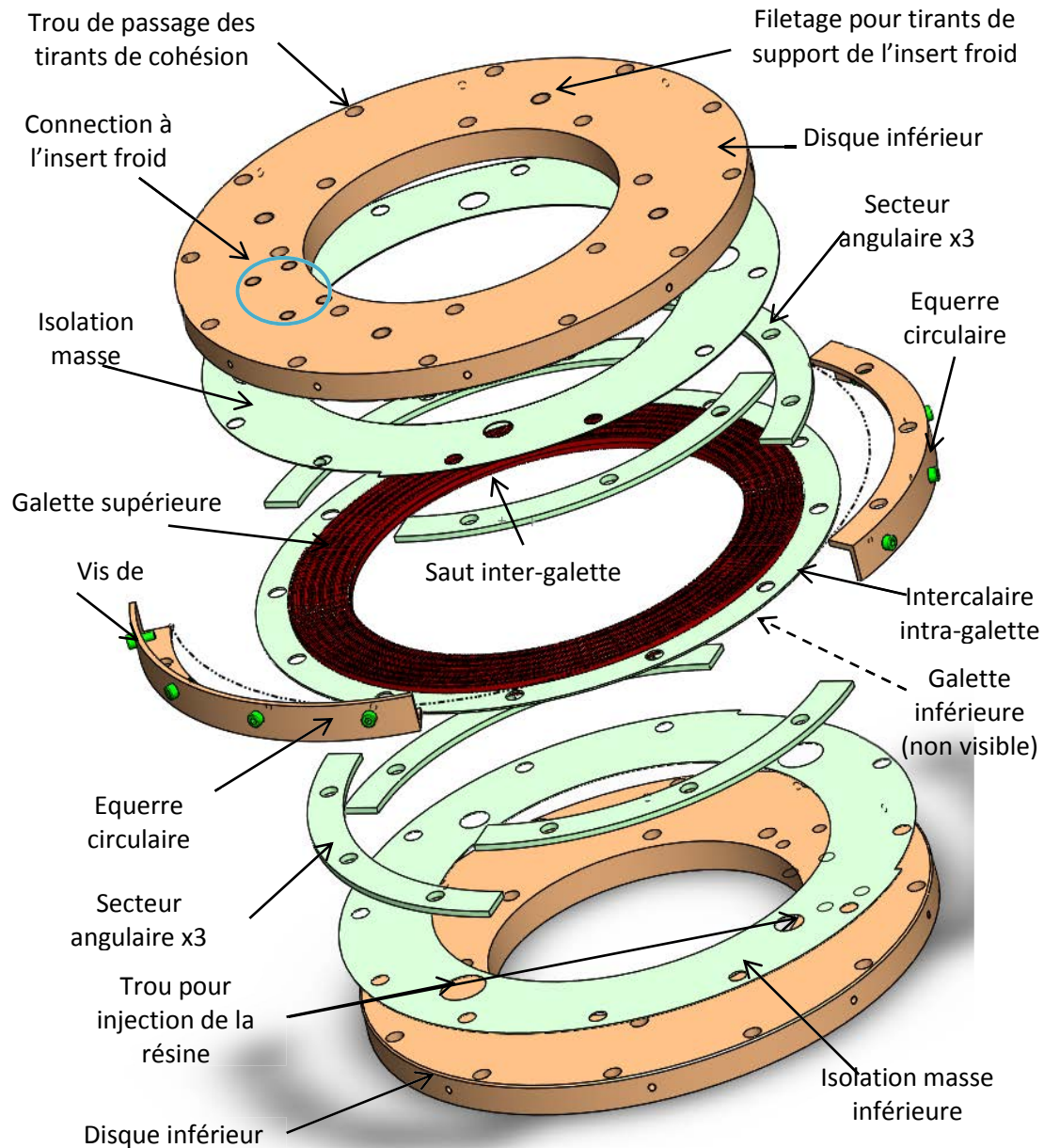


Figure V-3 : Vue CAO éclaté de la double-galette et des disques cuivre qui permettent de la connecter avec l'insert froid.

V.2.3.1 Design du saut inter-galette

En dehors des opérations propres au bobinage: mise en cassette, manutention, bridage que nous verrons au V.3.1.4 et qui peuvent dégrader le conducteur, il y a principalement deux paramètres géométriques qui jouent sur la déformation du conducteur: l'incontournable rayon intérieur et le saut inter-galette. S'il n'est pas possible de changer le diamètre de bobinage, il n'y a, en revanche, pas de contrainte particulière sur le saut inter-galette laissant ainsi une grande marge de manœuvre dans son design.

La problématique liée au saut inter-galette sur une double-galette (en forme de "S") est finalement assez proche de celle d'un solénoïde (en forme de "C") car il faut courber le conducteur sur son inertie la plus importante. La principale différence vient du fait qu'il se fait à rayon constant pour la double-galette. Néanmoins le bobinage à trois centres de la double-galette oblige à faire le saut inter-galette sur $\frac{1}{2}$ tour au maximum, comparative à 1 tour pour le solénoïde § IV.4.1.2.

La hauteur du saut est égale à la largeur du conducteur, dans notre cas 3,2 mm , à laquelle s'ajoute l'épaisseur de l'intercalaire intra-galette, fixée à 1 mm, donnant au final une hauteur de 4,2 mm pour le S. L'épaisseur de l'intercalaire intra-galette a été fixée à 1 mm car il doit avoir une rigidité suffisante pour servir de base lors du bobinage de la galette supérieure.

Cette hauteur est comparable au solénoïde, l'épaisseur de l'intra-galette remplaçant globalement le pas de l'hélice lors du changement de rayon. Le S d'une double-galette est donc plus contraignant pour le conducteur (du point de vue de la déformation) que pour un solénoïde.

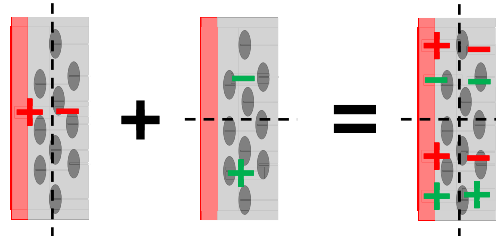


Figure V-4 : Schéma de principe des déformations dans les rayons de courbure du saut inter-galette, en rouge la déformation liée au rayon de bobinage, en vert la déformation liée au rayon du saut de inter-galette.

La Figure V-4 montre la composition des déformations liées au saut inter-galette et on remarque que la zone ++ est la plus critique, la déformation des deux rayons de courbure s'additionnant. En effet, comme pour le solénoïde, on considère que les zones en traction sont les plus critiques.

La limite en déformation du conducteur étant mal connue, et considérée comme identique à ST2009 donc à 0,6 %, § II.2.1, il est préférable de minimiser la déformation liée au saut inter-galette. La déformation est donnée par la formule (V-1) :

$$\varepsilon_{total} = \varepsilon_{bobinage} + \varepsilon_{saut\ de\ couche} = \frac{ep}{R_{bobinage}} + \frac{l}{R_{saut\ de\ couche}} \quad (V-1)$$

Avec :

- $\varepsilon_{bobinage}$ la déformation liée au rayon de bobinage,
- $\varepsilon_{saut\ de\ couche}$ la déformation liée au rayon de bobinage,
- ep l'épaisseur du conducteur,
- l la largeur du conducteur,
- $R_{bobinage}$ le rayon de bobinage,
- Et $R_{saut\ de\ couche}$ le rayon du saut inter-galette.

Pour minimiser la déformation, le Tableau V-1 montre qu'il est nécessaire d'utiliser des rayons de courbure très importants. Ainsi pour un rayon de 4 m, on atteint une déformation de 0,24 % au maximum tout en restant compatible avec la longueur maximum autorisée, le surcroît de déformation liée au saut inter-galette n'est que de 0,04 % (≈16 %).

A noter qu'initialement le calcul avait été fait de manière pessimiste du fait que le modèle de bobinage du conducteur n'était pas encore disponible. J'ai donc considéré que le conducteur était homogène ce qui donnait une déformation de +0.29%. On voit à nouveau l'intérêt d'avoir un conducteur non symétrique et un ruban supraconducteur majoritairement en compression.

Pour minimiser la déformation générée par le saut inter-galette, il faut, pour une longueur donnée, que les deux rayons du "S" soient identiques et sans partie droite entre eux. L'absence de

partie droite est concrètement assez difficile à réaliser car le conducteur a naturellement tendance à vouloir se tordre pour minimiser la différence de longueur entre ses filaments. Pour limiter le risque de combinaison des contraintes des deux rayons opposés, il est souhaitable de rajouter une partie droite entre les deux rayons de courbure (au moins un pas de torsade des filaments) sans que cela affecte sensiblement la valeur du rayon de courbure du saut inter-galette.

Déformation liée au rayon de bobinage (%)	Rayon du saut inter-galette (mm)	Longueur du saut inter-galette (mm)	Longueur utilisée / ½ tour (%)	Déformation liée au rayon du saut inter-galette (%)	Déformation totale dans la zone ++ (%)
+0,2% § IV.2.6.2.1	4 000	259	83%	+0,04%	+0,24%
	1 600	164	52%	+0,10%	+0,30%
	800	116	37%	+0,20%	+0,40%
	533	95	30%	+0,30%	+0,50%
	400	82	26%	+0,40%	+0,60%

Tableau V-1 : Calcul de la déformation du ruban supraconducteur dans la zone ++, en fonction du rayon de courbure du saut inter-galette, encadré en rouge le cas limite théorique, calcul effectué pour un saut inter-galette avec deux rayons identiques

Le saut inter-galette a donc les paramètres suivants:

- Une longueur totale de 310 mm,
- Un "S" avec rayon de courbure de 4 m,
- Une hauteur de saut de 4,2 mm,
- Une partie droite longue de 177 mm.

Le rayon de 4 m a aussi été choisi car il est possible de tester ce design de saut sur le mandrin de courant critique, § V.3.1.3.

V.2.3.2 *Choix d'un mandrin amovible*

Les doubles-galettes étant par nature un objet fabriqué en grande série, il est préférable de minimiser les pièces consommables pour limiter le coût de fabrication. De toutes les pièces nécessaires à la fabrication, la plus onéreuse est, de loin, le mandrin de bobinage car il est nécessaire d'y usiner le saut inter-galette en commande numérique 3D. C'est particulièrement le cas dans le cadre d'un bobinage MgB₂ où le matériau du mandrin doit être en titane en raison de la dilatation thermique § III.3.2.2, or le titane est un matériau très onéreux à usiner en raison de sa dureté. Dans l'idéal, nous souhaiterions donc pouvoir le retirer.

L'utilisation d'une imprégnation sous vide permet également d'assurer un bon contact thermique entre les différentes couches. Il n'est donc plus nécessaire, à la différence du mandrin de mesure de courant critique, d'utiliser un mandrin pour refroidir la double-galette, § V.2.4. Retirer le mandrin de bobinage permet aussi d'instrumenter aisément le premier tour de chaque galette car ce dernier est accessible une fois l'imprégnation réalisée.

Le mandrin de bobinage de la double-galette, en acier est massif. Dans ce cas, la compression apportée par la tension de bobinage n'a que très peu d'effets sur le conducteur. Après bobinage, la contrainte dans le bobinage est donc quasi uniforme, cf. Figure V-5.

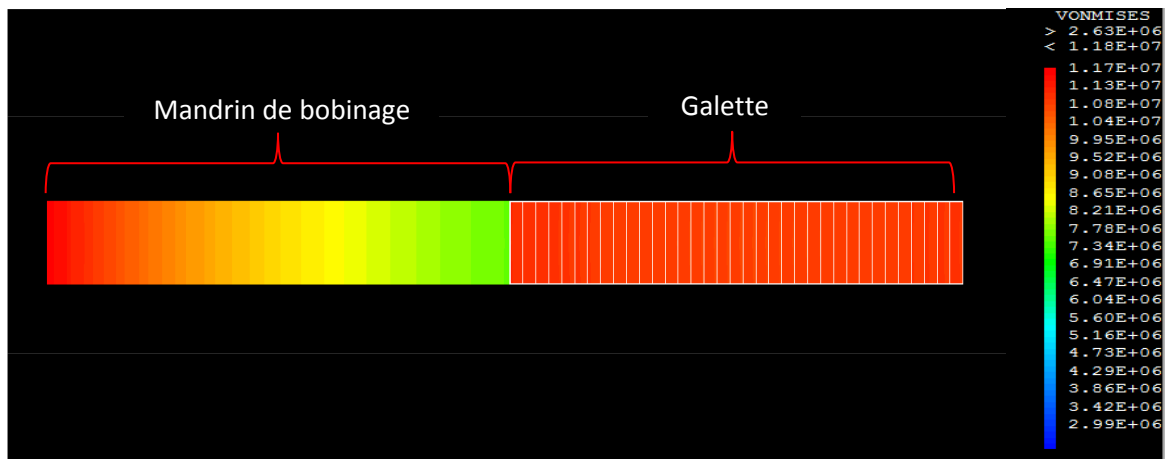


Figure V-5 : Contraintes dans le bobinage pour une galette de 35 couches et pour une tension de bobinage de 30 N, le mandrin est en acier et d'une épaisseur de 30 mm

D'un point de vue mécanique, retirer le mandrin a pour effet de décompacter le bobinage en relâchant la pression liée à la tension de bobinage sur le tour intérieur car le mandrin n'est plus là pour la retenir, Figure V-6. La contrainte dans le bobinage est donc très faible ($< 2,5$ MPa).

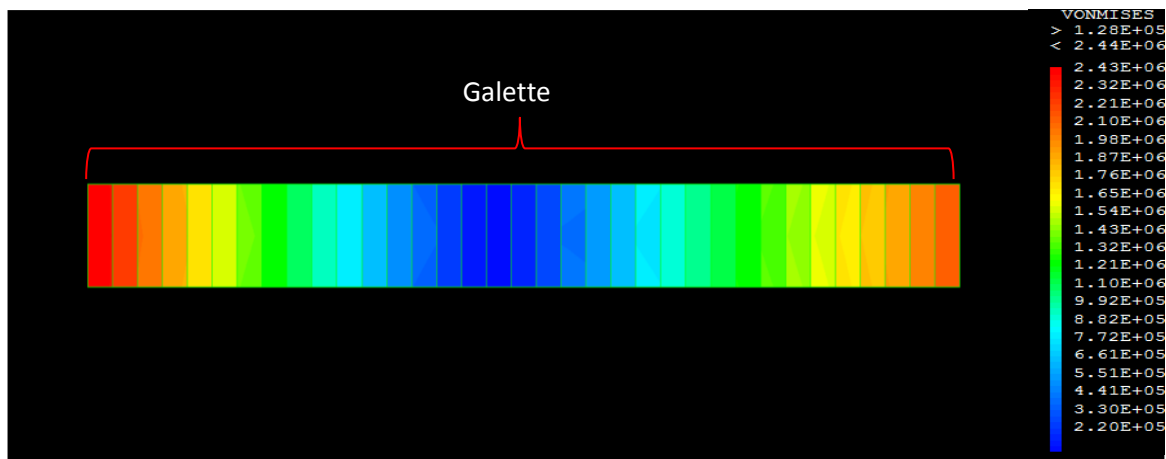


Figure V-6 : Contrainte de Von Mises dans le bobinage une fois le mandrin de bobinage retiré

Pour assurer la cohésion de la double-galette nous avons choisi de réaliser une imprégnation sous vide comme pour le solénoïde 1 T. Ce choix n'est pas seulement motivé par des considérations uniquement mécaniques, mais aussi parce qu'il nous permet d'avoir une double-galette qui soit très facilement manipulable. Ainsi le risque de dégradation du conducteur et/ou de l'isolation électrique est limité, que ce soit pour l'intégration sur l'insert froid ou pour l'instrumentation.

L'absence de mandrin implique que la double-galette peut se rétreindre librement lors de la mise en froid. Dans ces conditions, la contrainte dans la double-galette n'évolue donc pas en fonction de la température, cf. Figure V-7. A noter que à l'instar du solénoïde, on ne prend pas en compte l'imprégnation ce qui représente une hypothèse forte. En effet, on ne démonte le mandrin qu'une fois la double-galette imprégnée. Il est donc probable que la tension de bobinage ne se relâche pas autant que le laisse présager la modélisation sous Cast3m. Néanmoins, le comportement plastique du conducteur complique la compréhension de l'effet de l'imprégnation sous vide.

On voit donc que retirer le mandrin n'est nullement gênant. De plus, l'imprégnation sous vide liant les conducteurs entre eux il n'y a pas de risque de décohé- sion lors de la mise en froid.



Figure V-7 : Contrainte de Von Mises dans le bobinage après la mise en froid, celle-ci, n'a pas d'effet car il n'y a pas de mandrin.

V.2.3.3 Force de Laplace

Si supprimer le mandrin évite naturellement de contraindre le bobinage pendant la mise en froid, la double-galette devient par conséquent très sensible au champ magnétique externe. En effet, comme nous l'avons vu au § IV.2.6.2.3, cf. Figure IV-18 et Figure IV-19, lorsque qu'un bobinage n'est pas suffisamment comprimé par la mise en froid et/ou la tension de bobinage alors le bobinage se délamine en raison du champ externe. Pour éviter que la double-galette se délamine, il faut donc rajouter une frette externe sur laquelle le dernier tour du bobinage va pouvoir prendre appui et ainsi, éviter de faire travailler l'imprégnation en traction.

Ainsi pour empêcher tout risque de délamination de la double-galette, nous avons ajouté, par galette simple, une frette extérieure qui est composée de deux fois quatre secteurs angulaires, un en cuivre (qui servira aux jonctions, § V.2.5) pour trois en G10. La cohésion de la frette est assurée par la résine de l'imprégnation sous vide et par des tirants en époxy (§ V.2.4).

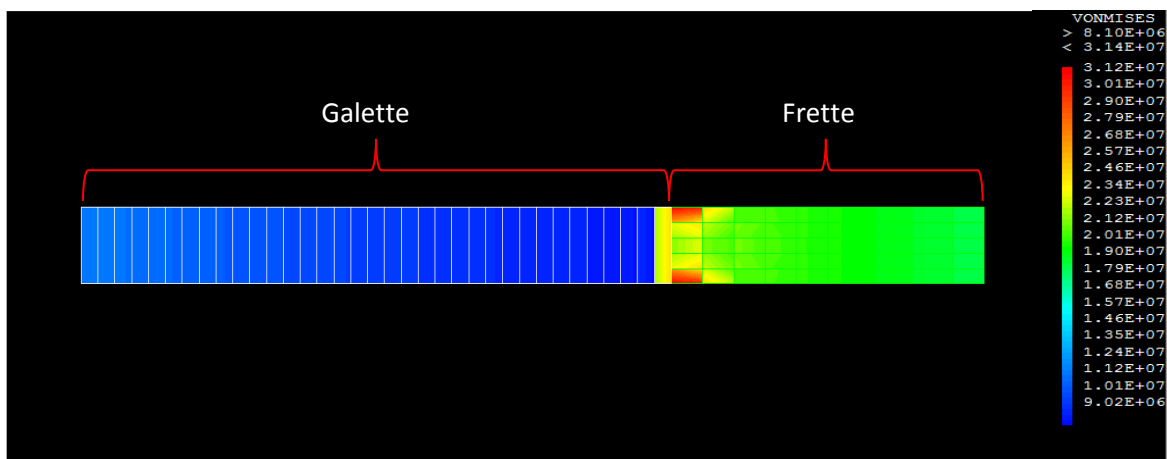


Figure V-8 : Contrainte de Von Mises dans la galette après mise en froid, le bobinage est comprimé par la frette pendant la mise en froid.

A noter que, comme le G10 se dilate d'avantage que le bobinage, la frette va le comprimer pendant la mise en froid ce qui va compacter le bobinage, cf. Figure V-8. De plus, le conducteur extérieur est particulièrement contraint, i.e. 22 MPa. Cette contrainte est directement liée à la dilatation différentielle entre la frette et le bobinage. Néanmoins, comme cette contrainte est en

compression, elle n'est pas gênante pour le conducteur. Le G10 est de nouveau considéré comme isotrope et sa dilatation est identique à celle retenue pour les calculs du solénoïde 1 T. Ainsi, la compression comme la contrainte dans le conducteur extérieur seront probablement différentes dans la réalité.

Comme on peut le voir sur la Figure V-9, la bobine s'avère être très faiblement contrainte sous champ au point de fonctionnement du solénoïde. La compression apportée par la frette est presque parfaitement compensée par le champ magnétique. A noter que ce résultat (qui n'était pas particulièrement recherché) est extrêmement dépendant de la dilatation choisie pour la frette en G10. Il est donc probable que la situation réelle soit différente (pour la mise en froid comme pour les forces de Laplace). Néanmoins, malgré ce point précis, le bobinage sera de manière générale peu contraint. Comme le conducteur est partiellement plastifié en traction (même si la compression apportée par la frette change le niveau de plastification), chaque effort supplémentaire risque d'engendrer une dégradation irréversible du conducteur.

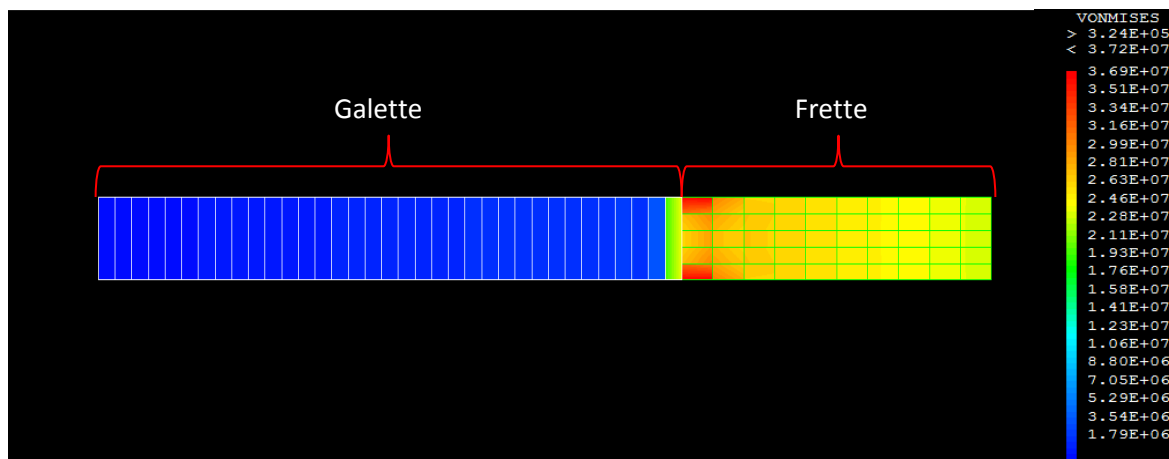


Figure V-9 : Contrainte de Von Mises dans la galette après mise en froid et forces de Laplace (100 A dans la double-galette et 3 T externe), le bobinage est très peu contraint mécaniquement.

Pour la double-galette, le risque de délamination est amplifié par rapport au solénoïde car son champ magnétique propre est plus faible (0,163 T pour 100 A) que celui du solénoïde. Ainsi, pour un même point de fonctionnement de la station d'essais, le courant critique pour la double-galette sera plus important que celui du solénoïde 1 T. A titre d'exemple, on s'attend à avoir un courant critique de l'ordre de 330 A pour la double-galette au lieu de 136 A pour le solénoïde au même point de fonctionnement de la station d'essais (3 T et 10 K) § IV.2.2. Cette augmentation du courant critique d'un facteur trois entraîne ainsi une augmentation d'un facteur trois de la contrainte liée au champ magnétique (en première approximation sans prise en compte de l'effet de la frette). Il faudra donc dans un premier temps limiter le courant à 100 A (pour 3 T) dans la double-galette afin de limiter les efforts mécaniques liés aux forces de Laplace et rester proche du cas du solénoïde

Cette étude mécanique a permis de fixer plusieurs caractéristiques de la double-galette:

- Mandrin démontable,
- Frette extérieure,
- Imprégnation sous vide,
- Instrumentation après imprégnation.

V.2.4 Design thermique

L'épaisseur de la double-galette est de 8,4 mm: 2x3,2 mm de conducteur, 1 mm pour l'intercalaire intra-galette et 2x0,5 mm d'isolation masse. Avec ce choix d'intercalaire inter – double-galette isolant comme l'intra, il n'est pas possible de la connecter directement au pad de l'insert froid. Pour ce faire, et de la même manière que pour le mandrin de test, deux plaques en cuivre ont été rajoutées de part et d'autre de la double-galette. La cohésion de l'ensemble est de nouveau assurée par des tirants en époxy.

L'étude thermique détaillée, menée sur l'insert froid et le mandrin de test, a permis de voir que les pertes thermiques arrivant directement sur la double-galette sont faibles car seules les pertes liées au rayonnement doivent être directement absorbées par la double-galette.

	Cas n°1	Cas n°2
	Nominal	Contact dégradé
Rayon Extérieur	148 mm	
Rayon Intérieur	130 mm	
Demi-épaisseur	5 mm	
Matériau	G10	
Rayonnement	Ecran à 80 K	
Conduction	0 W	
Résistance de contact (% de la surface)	100 %	20 %
Différence de température	3 mK	15 mK

Tableau V-2 : Dimensionnement thermique de la double-galette, cas n°1: refroidissement par la frette sans résistance de contact, cas n°2: refroidissement par la frette avec une résistance de contact proche de celle constatée sur l'insert froid, calculs effectués à 10 K.

Les pertes thermiques provenant de l'écran du 1er étage, elles arrivent donc directement sur la frette en G10 et non sur le bobinage. Le gradient de température est donc concentré sur la frette en G10 (qui diffuse très peu) et "protéger" le bobinage des pertes thermiques et il est donc quasiment à la même température que les deux plaques en cuivre. De plus le gradient thermique généré par les pertes thermiques dans la frette en G10 est très faible, même en cas de contact dégradé, cf. Tableau V-2. Il n'est donc pas nécessaire d'ajouter des drains thermiques radialement, en utilisant les inter/intra galettes, ou axialement. D'ailleurs, le conducteur joue déjà partiellement ce rôle.

Si la présence de drains ne se justifie pas d'un point de vue statique, c'est aussi vrai pour le refroidissement car les disques en cuivre permettent un refroidissement homogène de la double-galette.

Le drain thermique au niveau des intercalaires étant inutile pour notre double-galette, nous avons donc choisi de rester sur une conception conventionnelle de cette dernière avec l'utilisation d'intercalaires en G10 afin de nous concentrer sur le bobinage.

Au final, le refroidissement est assuré par:

- L'imprégnation sous vide (il n'y pas de drains inséré dans la double-galette).
- Deux disques en cuivre, d'une épaisseur de 15,8 mm, permettant de se connecter à l'insert froid,
- La cohésion de l'ensemble étant assurée par des tirants époxy.

V.2.5 Design de la jonction électrique

Comme pour le mandrin de test, il est possible de se servir des plaques de refroidissement en cuivre pour réaliser les jonctions. Les essais de courant critique ont montré que la résistance de jonction dans cette configuration était suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas de transition prématurée, la résistance dépendant principalement de la soudure et de la matrice.

En revanche et à la différence des tests de courant critique, le bobinage en double-galette ne permet pas de réaliser directement la jonction. Classiquement lorsque l'on réalise des doubles galettes, on laisse après le bobinage une surlongueur de conducteur pour pouvoir réaliser la jonction. Avec un conducteur aussi fragile que le nôtre, cela semblait difficilement acceptable car cela supposait de laisser libre d'accès une partie du conducteur qui n'aurait pas été non imprégné. Le retour d'expérience sur les essais de courant critique a montré que c'était risqué.

Pour réaliser cette jonction, deux solutions ont donc été envisagées:

- Courber le conducteur et effectuer un nouveau saut inter-galette pour le souder directement sur les disques en cuivre avant l'imprégnation sous vide,

Ou

- Une jonction en deux étapes avec une pièce en cuivre intermédiaire permettant de faire la jonction entre le disque en cuivre et le conducteur.

Si la première solution permet de minimiser la résistance de contact, elle oblige en revanche à devoir souder le conducteur sur les plaques de cuivre avant l'imprégnation. Cette solution combinée avec l'imprégnation sous vide présente trop d'inconvénients pour pouvoir être utilisée:

- Courbure du conducteur,
- Etanchéité au vide pour l'imprégnation,
- Problème de dilatation différentiel entre les disques et la double-galette lors de la mise en froid,
- Instrumentation compliquée, indémontable, non empilable dans la perspective d'un aimant.

Nous avons donc opté pour la deuxième solution qui consiste à réaliser la jonction en deux temps: une première soudure du conducteur sur une pièce en cuivre qui sera ensuite imprégnée avec la double-galette, puis une deuxième soudure entre cette pièce en cuivre et les disques en cuivre.

Si cette solution permet de s'affranchir des inconvénients de la première, elle oblige cependant à réaliser deux brasures, chacune ayant bien entendu une température de brasure différente.

L'utilisation d'isolants électriques conventionnels, G10 et polyester, interdit toute température de soudure supérieure à 150°C. Dans l'absolu, il est possible de souder à 183°C, température de l'étain-plomb, en utilisant des isolants plus onéreux, mais cela demandait aussi de changer l'isolation polyester du conducteur.

Habituellement, lorsque l'on veut braser avec une température inférieure à 150°C, on utilise dans le service une brasure à base d'étain-indium qui a une température de fusion proche de 121°C. Pour la deuxième brasure, qui doit donc avoir une température de fusion inférieure, l'usage de l'indium bismuth utilisé pour les amenées de courant HT_c en BiSCCO semblait tout indiqué. Néanmoins, les difficultés de mise en œuvre identifiées lors de l'assemblage de l'insert froid, ne nous incitait pas à l'utiliser.

Pour remédier à cette difficulté, nous avons donc choisi de réaliser la première brasure à l'étain-plomb et la deuxième brasure à l'étain-indium. Pour rendre cette première brasure compatible avec les isolants électriques du fil, il est nécessaire de la réaliser en isolant thermiquement du reste de la double-galette le conducteur et la pièce intermédiaire en cuivre. Pour ne pas dégrader le conducteur pendant cette étape risquée, un outillage spécifique a été désigné par SigmaPhi, § V.3.2.

Comme précisé ci-dessus, cette pièce en cuivre est combinée à des secteurs angulaires en G10 pour former la frette du bobinage. Ces secteurs, ainsi que la pièce en cuivre, sont percés pour permettre le passage des tirants en époxy qui assurent le contact entre les deux disques en cuivre et la double-galette. Les tirants, combinés à la résine d'imprégnation, assurent la cohésion de la frette et celle de la double-galette. Pour limiter la résistance, nous avons choisi de souder le conducteur sur $\frac{1}{4}$ de tours pour se rapprocher de la configuration des tests de courant critique (soudé sur $\frac{1}{8}$ de tours).

Au final, on obtient pour la jonction, le design suivant:

- Une soudure sur un angle de 90° pour une longueur de soudure de 200 mm,
- Une brasure "en l'air" entre le conducteur et une pièce en cuivre à l'étain-plomb, 183°C,
- Une brasure à l'étain-indium, 121°C, entre le disque en cuivre et la pièce en cuivre,
- Connexions électriques à l'insert froid via les disques en cuivre.

V.3 Fabrication de la double-galette chez SigmaPhi

V.3.1 Bobinage de la double-galette

La conception de la double-galette a montré que les sollicitations mécaniques sont faibles puisque les efforts magnétiques sont volontairement contenus et l'énergie stockée faible. La principale source de déformation du conducteur est créée lors de son bobinage sur le mandrin.

C'est donc naturellement lors de cette étape qu'il y a le plus grand risque de dégradation du conducteur. Ce constat est identique pour le bobinage du solénoïde, mais le risque de dégradation du conducteur est plus important pour le bobinage d'une double-galette.

En effet, le bobinage en double-galette présente la particularité d'avoir plusieurs étapes où il est nécessaire de relâcher la tension de bobinage pour pouvoir déplacer les tourets contenant le conducteur nécessaire au bobinage. Pendant ces étapes, le conducteur est libre de pouvoir se déplacer et il devient aisé de le dégrader par inadvertance.

Cette problématique est amplifiée par la faible inertie du conducteur utilisé. On le plie très facilement à la main. De plus, la valeur limite des rayons de courbure est grande, en particulier celle sur la grande inertie. Il est très difficile de contrôler visuellement des rayons de courbures très grands en 3D: une dégradation mécanique du conducteur pendant le bobinage passe inaperçue.

V.3.1.1 *Bobinage classique d'une double-galette.*

Le bobinage en double-galette est régulièrement utilisé pour la réalisation d'aimants supraconducteurs et présente toujours les étapes principales suivantes:

1. Une opération de dédoublement (dite mise en cassette) qui consiste à stocker le conducteur nécessaire au bobinage de la galette supérieure sur un deuxième touret de stockage, le conducteur nécessaire au bobinage de la galette inférieure restant dans le touret initial, cf. Figure V-10.

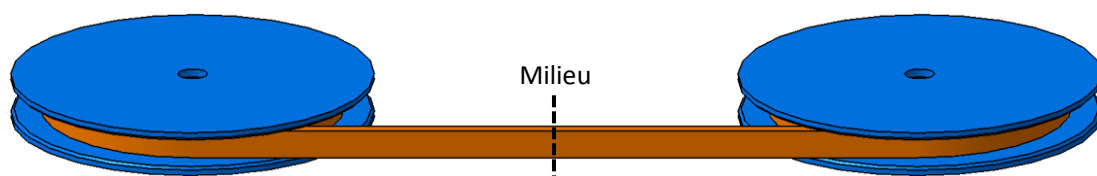


Figure V-10 : Vue schématique du dédoublement [122].

2. Le touret de stockage est ensuite généralement ramené au-dessus du premier touret, puis ils sont ensuite transférés dans l'installation de bobinage.
3. Les deux tourets sont ensuite installés sur le ravaleur, ou moteur-frein, puis le touret de stockage de la galette supérieure est transféré au-dessus du plateau de bobinage et solidarisé avec ce dernier.
4. Le conducteur est ensuite inséré dans un outillage spécifique qui va permettre de former le saut inter-galette, qui est ensuite insérée dans le mandrin de bobinage, cf. Figure V-11.

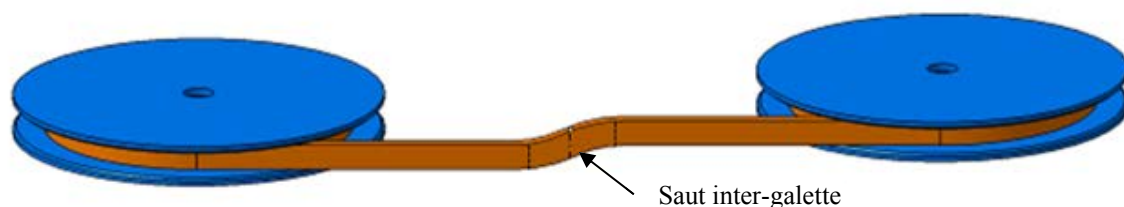


Figure V-11 : vue schématique du saut inter-galette (dit "S") après avoir été formée [122].

5. Le conducteur est ensuite inséré dans les différents outillages nécessaires au bobinage, galet de redressement, nettoyage... De plus, l'hélice reliant le plateau de bobinage au touret de stockage de la galette supérieure est formée.
6. Bobinage de la galette inférieure, cf. Figure V-12.

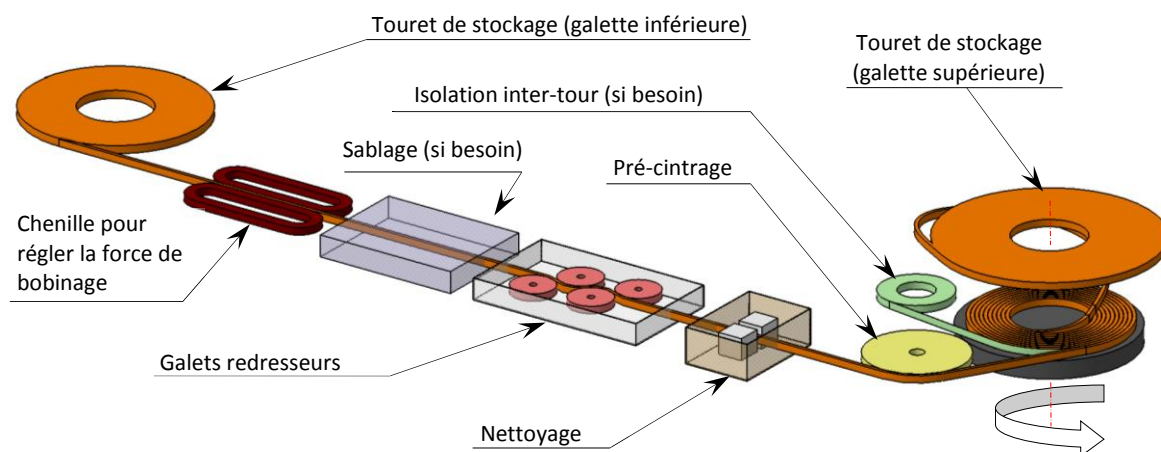


Figure V-12 : Vue schématique du principe de bobinage de la couche inférieure [122].

7. Une fois réalisée, le touret du stockage est transféré sur le ravaleur en lieu et place du précédent touret et l'intercalaire intra-galette est installé.
8. On inverse l'outillage de la ligne ainsi que le sens de bobinage et on bobine la galette supérieure, cf. Figure V-13.

9. Le bobinage terminé, une opération de polymérisation ou d'imprégnation sous vide est réalisée pour solidariser l'ensemble du bobinage.

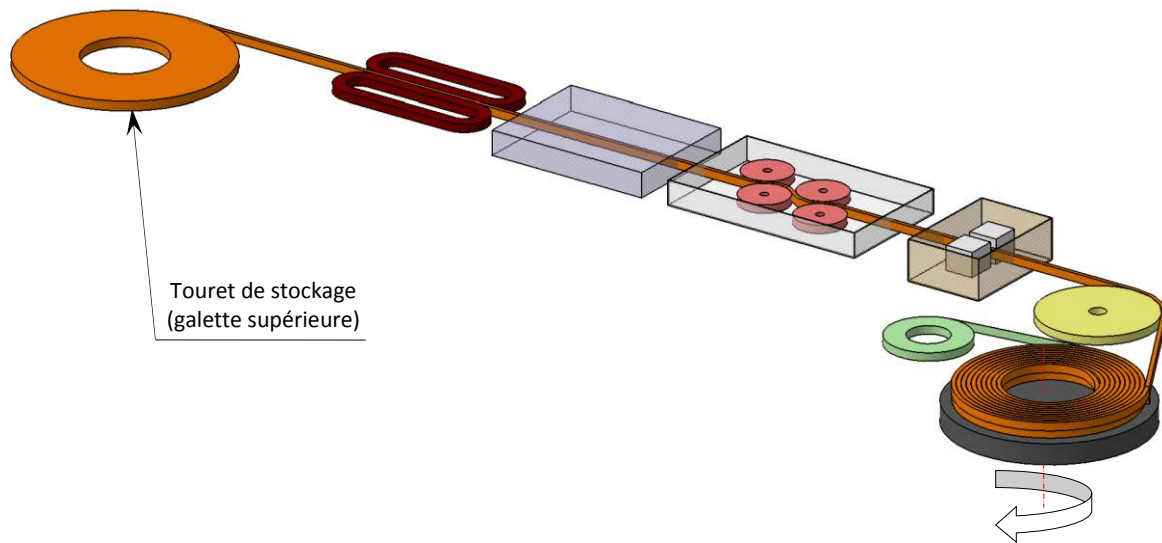


Figure V-13 : Vue schématique du principe de bobinage de la couche supérieure [122].

V.3.1.2 Application du bobinage classique à un conducteur MgB_2 R & W

Le bobinage classique d'une double-galette est difficilement applicable au bobinage d'une double-galette MgB_2 R & W. Cela est d'autant plus vrai que dans notre cas le conducteur est facilement déformable et que la double-galette a un petit diamètre intérieur (donc peu de marge sur le bobinage).

En effet, lors des différentes opérations de bobinage, seules les opérations 1, 6 et 8 sont réalisées sous tension. Pour les autres opérations, il y a toujours une partie du conducteur qui est libre de mouvement, et notamment la portion du conducteur qui va servir au bobinage des premiers tours des galettes qui sont les plus critiques.

Enfin, le retour d'expérience sur le bobinage des échantillons pour les mesures de courant critique a montré :

- Qu'il est important de minimiser le nombre d'opérations nécessaires au bobinage,
- De maintenir le conducteur sous tension pendant l'ensemble du processus de bobinage.

Par conséquent, le bobinage classique en double-galette ne semble pas convenir au bobinage d'une double-galette MgB_2 R & W de faible dimension. Cette méthode de bobinage présente un trop grand risque de dégradation du conducteur, en particulier pendant la formation du saut inter-galette ainsi que pendant les différents transferts de tourets. Il apparaît donc nécessaire de développer une nouvelle méthode de bobinage pour double-galette qui soit compatible avec un conducteur MgB_2 R & W.

V.3.1.3 Validation du bobinage du saut inter-galette.

Quelle que soit la méthode choisie pour réaliser le bobinage des galettes, il est toujours nécessaire de former le saut inter-galette entre les deux doubles-galettes. Pour ce faire deux solutions sont envisageables :

- Soit préformer le conducteur dans un outillage dédié, voir le principe sur la Figure V-14, puis le transférer sur le mandrin,
- Soit insérer le conducteur directement dans le mandrin de bobinage contenant la forme usinée du saut inter-galette.



Figure V-14 : Outillage permettant de former un saut inter-galette (conducteur Iseult).

Des deux méthodes, la deuxième est la plus intéressante pour les conducteurs de faibles inerties. Ainsi il est possible de réaliser le saut inter-galette sous tension sans avoir à effectuer de mouvement particulier. La principale difficulté de cette méthode est de réussir à insérer le conducteur dans la rainure du mandrin sans entraîner de torsion intempestive du conducteur. Par conséquent, cette méthode est adaptée uniquement aux sauts inter-galette ayant de grands rayons de courbure ce qui permet de limiter la force à utiliser pour insérer le conducteur dans le mandrin.

Les conducteurs MgB_2 R & W ne supportant pas les sauts inter-galette brutales entre galettes, cette deuxième méthode semble tout indiquée dans le cadre de la réalisation de notre double-galette. Pour vérifier ce choix, nous avons réalisé un saut inter-galette factice sur le mandrin de mesure de courant critique. Pour ce faire, un masque en G10 comprenant le tracé du saut inter-galette retenue pour la double-galette a été collé sur le mandrin.

La procédure utilisée pour le bobinage du saut inter-galette est identique en tout point à celle utilisée pour les tests de courant critique. Comme anticipé, l'insertion du conducteur dans la rainure s'est passée sans encombre, cf. Figure V-15.

Les mesures de courant critique en champ propre (réalisées avec la première version de l'insert froid) montrent qu'il n'y a pas de dégradation du conducteur lors du bobinage du saut inter-galette, cf. Figure V-16. A noter que l'index entre les tests est quasi identique.

Ce test a permis de valider le design du saut inter-galette ainsi que le procédé de mise en forme du saut inter-galette. Malgré ce test, une incertitude demeure encore dans le design de la double-galette. En effet, ce test a été effectué sur un mandrin de 300 mm de diamètre or dans l'idéal, il aurait été nécessaire de le valider sur un mandrin de 200 mm de diamètre. Ce test, était prévu, mais il a été reporté parce que nous avons préféré commencer le montage de la deuxième version de l'insert qui était prioritaire. Malgré cette incertitude, nous avons néanmoins décidé de valider ce design de saut inter-galette, le risque ayant été considéré comme acceptable.

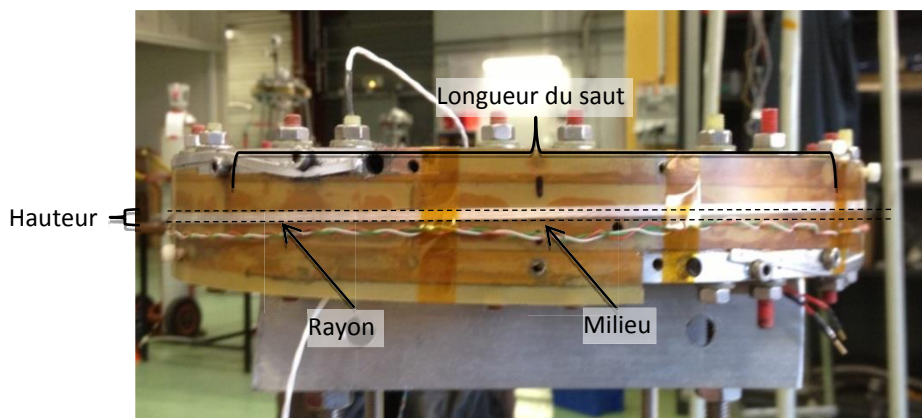


Figure V-15 : Vue du saut inter-galette test sur le mandrin de courant critique, le saut inter-galette n'est pas visible en raison du grand rayon de courbure, i.e. 4 m.

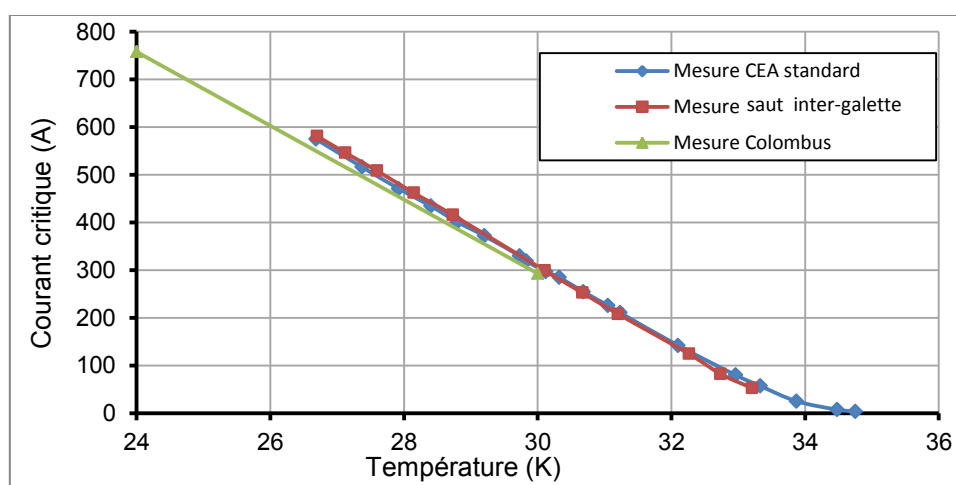


Figure V-16 : Comparaison entre le courant critique (en champ propre) d'un conducteur sans saut inter-galette (Mesure CEA standard) et avec (Mesure saut inter-galette) pour le conducteur MFT278.

V.3.1.4 Bobinage en double-galette avec cylindre de réserve

La méthode de bobinage habituelle ne convenant pas à notre problématique, nous avons donc cherché à développer une nouvelle méthode de bobinage qui soit plus adaptée à notre double-galette. La solution finalement retenue pour le bobinage a consisté à remplacer le touret de stockage de galette supérieure par un cylindre de réserve sur lequel on vient bobiner la longueur de conducteur nécessaire à la galette supérieure. Ce changement bien que simpliste modifie radicalement la méthode de bobinage de la double-galette qui devient par là même compatible avec un conducteur MgB_2 R & W.

V.3.1.4.1 Dédoublément

La première étape, cf. Figure V-17a et b, qui subit un changement important est le dédoublement. Ainsi, ce dernier n'est plus effectué au préalable (souvent réalisé sur une autre bobineuse) mais fait désormais partie intégrante du bobinage. Pour ce faire, on installe sur le ravaleur (repère 1) un touret (repère 2) contenant l'ensemble du conducteur nécessaire au bobinage de la double-galette.

Le conducteur est ensuite bridé sur le cylindre de réserve (repère 3), mis sous tension et bobiné en solénoïde à une couche à spire (quasi) jointive (repère 4). Pour éviter de déformer le conducteur sur son inertie la plus importante, le touret descend le long d'un axe (repère 5) fixé sur le ravaleur en même temps que le bobinage de la réserve. La longueur du conducteur ainsi bobinée correspond

donc au conducteur nécessaire à la galette supérieure. A noter que l'isolation masse inférieure (repère 6) a été installée sur la table de bobinage (repère 7) qui sert aussi de fond au moule d'imprégnation.

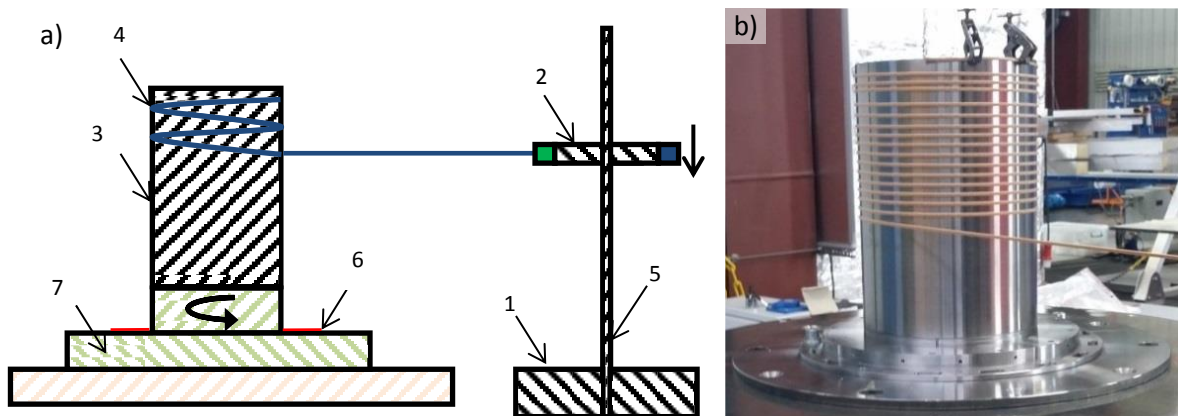


Figure V-17 : a) Vue schématique du dédoublement, b) Dédoublement en cours chez SigmaPhi (avec un conducteur en cuivre pour valider le processus)

V.3.1.4.2 Bobinage du saut inter-galette

Une fois la réserve bobinée sur cylindre de stockage, on continue naturellement le bobinage pour former le saut inter-galette (repère 8) autour du mandrin (repère 9), cf. Figure V-18a et b. Pour ce faire, la position angulaire du mandrin de la double-galette est ajustée avec la position du conducteur en sortie de la réserve pour permettre une insertion en douceur du conducteur en entrée du saut inter-galette. Le bobinage du saut inter-galette en tant que tel se fait naturellement (comme constaté lors du bobinage test effectué au CEA) en ajustant la hauteur du touret sur le ravaleur.

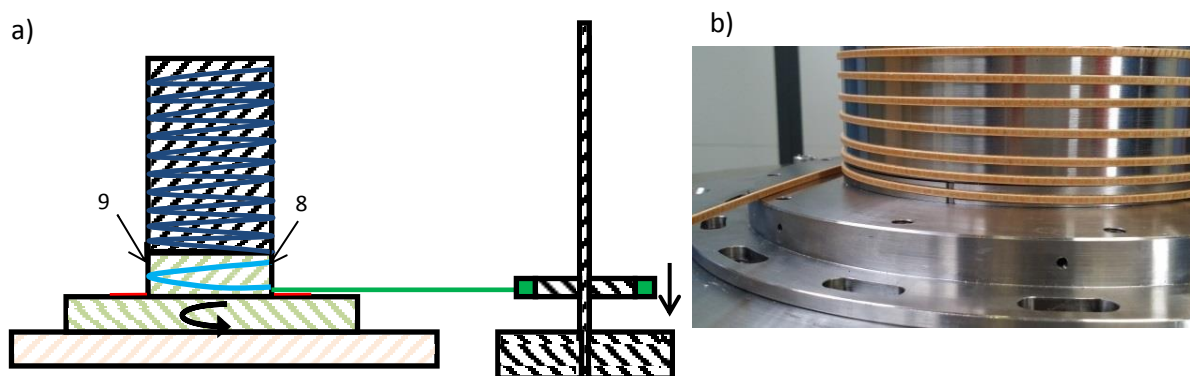


Figure V-18 : a) Vue schématique du bobinage du saut inter-galette, b) Vue du saut inter-galette après son bobinage chez SigmaPhi.

V.3.1.4.3 Bobinage de la galette inférieure.

L'étape de bobinage de la galette inférieure (repère 10) ne subit pas de changement particulier, voir Figure V-19a et b. Si nécessaire, l'ensemble des outillages utile au bobinage sont installés (repère 11). Une fois le bobinage de la galette terminé, on bride le conducteur sur la table de bobinage pour éviter que la galette se débobine. Dans notre cas, on brase le conducteur sur la pièce intermédiaire en cuivre de la jonction qui permet ensuite de brider sur la table de bobinage.

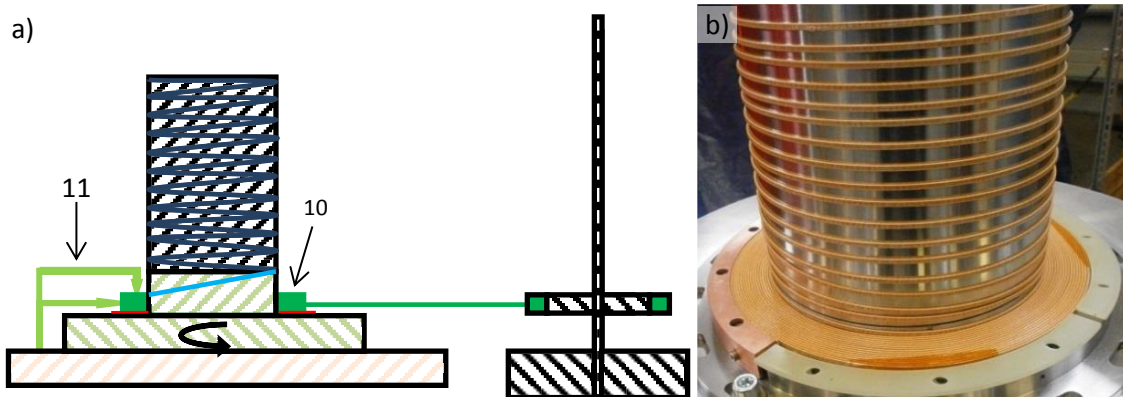


Figure V-19 : a) Vue schématique du bobinage de la galette inférieure, b) Vue de la galette inférieure après son bobinage plus un montage à blanc de la jonction intermédiaire et de la frette chez SigmaPhi

V.3.1.4.4 Récupération de la réserve

Une fois le conducteur bridé, on installe les secteurs angulaires en G10 ainsi que l'intercalaire intra-galette (repère 12). En revanche, l'opération de transfert du touret de stockage de la galette supérieure est supprimée. A la place, on débobine le conducteur stocké sur le cylindre de stockage et on le ré-enroule sur le touret désormais vide (repère 13), cf. Figure V-20a et b. Comme pour le bobinage de la réserve, le touret descend le long de l'axe fixé sur le ravaleur pour maintenir le conducteur droit.

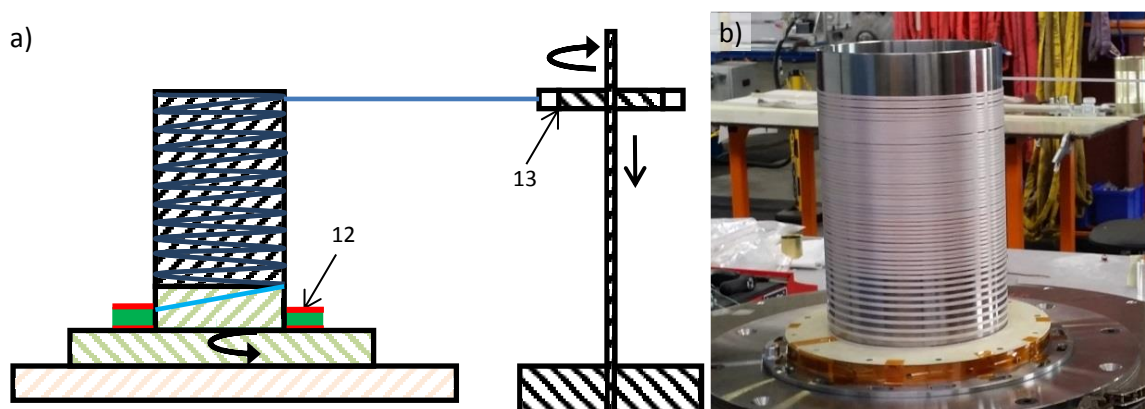


Figure V-20 : a) Vue schématique de la récupération de la réserve, b) Réserve en cours de récupération chez SigmaPhi avec le conducteur de la double-galette lors du bobinage de la double-galette.

V.3.1.4.5 Bobinage de la galette supérieure

Une fois arrivé en sortie du saut inter-galette, on change le sens de rotation et on bobine la galette supérieure (repère 14) de la même manière que pour la galette inférieure, cf. Figure V-21a et b. De nouveau si nécessaire, l'ensemble des outillages utiles au bobinage sont installés (repère 15). De la même manière que pour la galette inférieure, on installe la frette en G10 et on soude le conducteur sur la pièce intermédiaire en cuivre. Elle est ensuite bridée sur le couvercle du moule d'imprégnation, ainsi que l'isolation masse, qui ont été au préalable installés au-dessus de la galette supérieure.

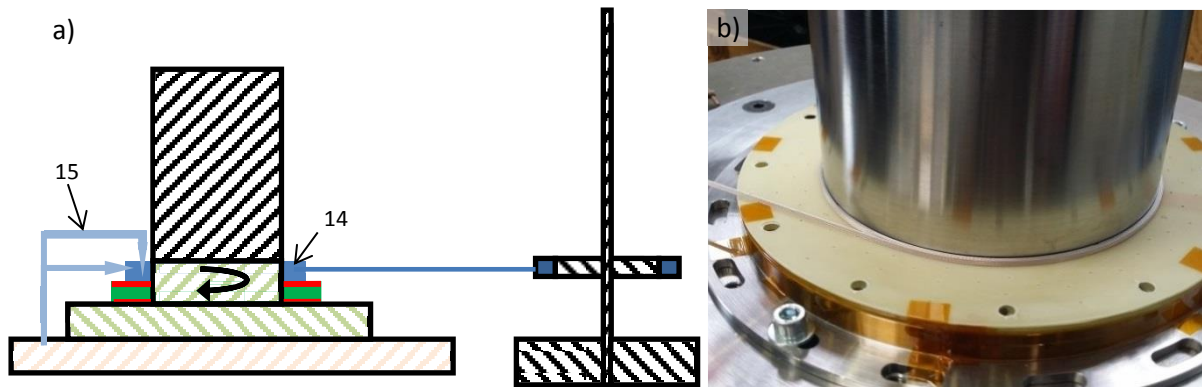


Figure V-21 : a) Vue schématique du bobinage de la galette supérieur, b) Bobinage de la galette supérieur chez SigmaPhi, dont les trois premiers tours ont été réalisés.

V.3.1.4.6 Installation chez SigmaPhi

Pour simplifier le bobinage et le besoin en outillage, nous avons choisi de réaliser le bobinage sans outillage spécifique autre que la bobineuse et le ravaleur. Ainsi, il n'y a pas de systèmes de nettoyage, de redressement (ce qui peut être dangereux dans notre cas), de galets presseurs... De même pour limiter le temps de développement, ainsi que le coût de fabrication, la translation du touret le long de l'axe fixé sur le ravaleur est effectuée manuellement, cf. Figure V-22.



Figure V-22 : Vue d'ensemble de l'installation de bobinage de la double-galette chez SigmaPhi.

V.3.1.5 *Avantage et inconvénient de la nouvelle méthode de bobinage*

Cette nouvelle méthode de bobinage permet d'améliorer plusieurs points par rapport à l'ancienne méthode:

- Il n'y a plus d'opérations de transferts de touret,
- Le conducteur est toujours sous tension ce qui limite le risque de dégradation,
- Il est possible de réaliser le saut inter-galette en bobinant sous tension,
- Il devient relativement aisé d'automatiser le bobinage.

Le principal inconvénient de cette nouvelle méthode de bobinage, avec un cylindre de stockage aux dimensions du rayon intérieur, vient du fait que l'ensemble du conducteur de la galette supérieure est déformé à la valeur du rayon minimal. Si cela peut sembler contradictoire avec notre volonté de vouloir protéger le conducteur cela n'est théoriquement pas dommageable pour ce dernier. En effet, l'étude bibliographique a montré que tant que la déformation subit par le conducteur n'atteint pas la déformation critique, il n'y a pas d'impact irréversible sur le courant

critique, § I.2. Par contre, cela suppose que le conducteur ait une déformation critique stable sur toute sa longueur, ce qui n'est pas toujours le cas [23].

En cas de marge trop faible, il serait possible d'agrandir le diamètre du cylindre de stockage en le raccordant au saut inter-galette par un cône. Le conducteur effectuerait une spirale posée sur le cône (spires jointives ou marches d'escalier) afin de limiter la longueur du conducteur fortement sollicité au rayon minimal de bobinage. Accessoirement, un cylindre de stockage avec un plus grand diamètre possède une hauteur plus réduite. Cette nouvelle méthode de bobinage a été brevetée [129] par le CEA.

V.3.2 Réalisation de la jonction intermédiaire

Comme précisé précédemment, nous avons fait le choix de réaliser la jonction en deux étapes avec une première brasure à l'étain-plomb. Pour découpler thermiquement cette brasure du reste du bobinage sans dégrader le conducteur, un outillage spécifique a été conçu par SigmaPhi. Le principe retenu pour l'outillage est le suivant:

- Utilisation d'une virgule, (repère 5101), qui permet d'écarter le conducteur du bobinage sans le dégrader, le rayon de la virgule est le même que celui de la jonction,
- Une fois le conducteur bobiné sur la virgule, on installe l'équerre circulaire en cuivre, (repère 5102), (ainsi que la brasure et le flux) sur laquelle on va braser le conducteur,
- Sur cette équerre on installe le système de chauffage, (repère 5103) et (repère 5104), qui a la particularité d'être équipé d'un anneau de levage,
- En complément, on installe la moitié de la frette en G10 qui permet de maintenir la tension de bobinage (qui est de 30 N) dans la galette par frottement,
- Une fois l'ensemble des pièces installées, on attache l'anneau de levage sur le ravaleur et on débobine la jonction de la galette,
- La jonction étant désormais "en l'air" on effectue la brasure à proprement parler, le contact entre l'équerre et le conducteur est assuré par des vis et des rondelles Belleville.
- Une fois la brasure effectuée, on démonte l'outillage et on rabat à la main la jonction sur la galette puis on visse l'équerre sur le moule d'imprégnation.
- On installe le dernier secteur en G10 de la frette.

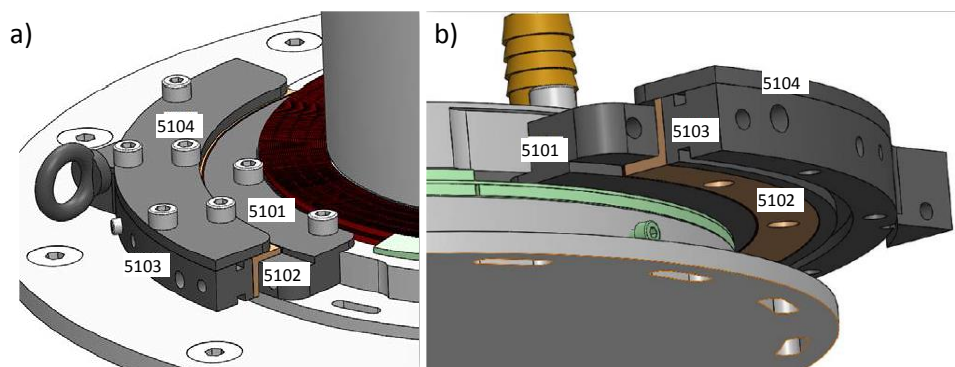


Figure V-23 : a) Vue CAO de l'outillage de jonction sur la galette inférieure, b) Vue CAO de l'outillage de jonction sur la galette supérieure

L'outillage est aussi bien adapté à la réalisation de jonction intermédiaire inférieure et supérieure, cf. Figure V-23a et b. Si cet outillage permet bien de réaliser la jonction intermédiaire sans dégrader l'isolation de la double-galette, il contrevient néanmoins à l'objectif de limiter le nombre

d'opérations à effectuer pour le bobinage. En conséquence il est donc relativement dangereux d'utilisation pour le conducteur. Il y a principalement deux difficultés à l'utilisation de cet outillage:

- Le débobinage de l'outillage de la galette qui demande un support à faible coefficient de frottement pour débobiner sans à-coup et reprendre le poids de l'outillage,
- Le démontage et le bobinage de la jonction une fois brasée sur la galette qui demande d'être précautionneux car fait à la main.

Néanmoins, après plusieurs essais de brasure sur les bobinages en cuivre, cf. Figure V-24a, on a considéré qu'il était possible de réaliser les jonctions sur la double-galette MgB_2 sans dégrader la jonction, cf. Figure V-24b.

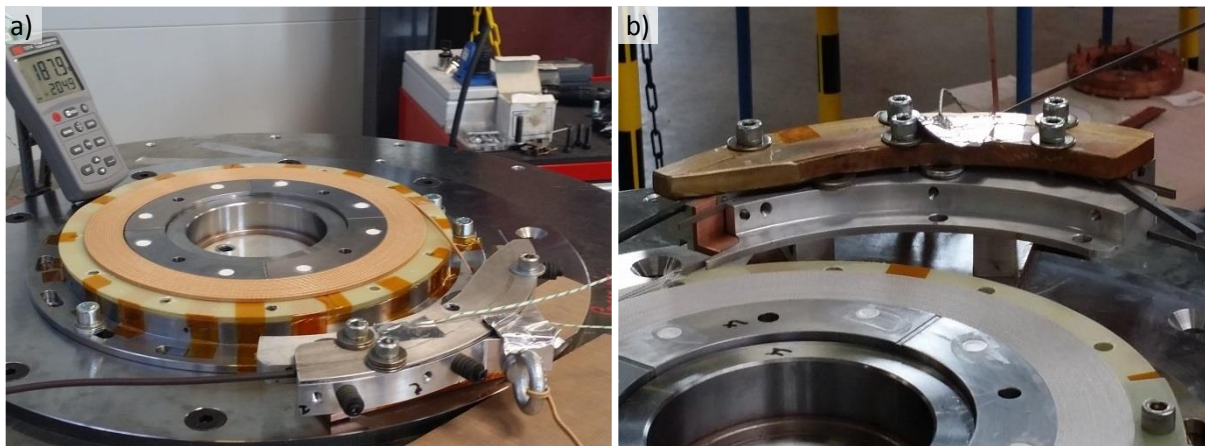


Figure V-24 : a) Vue de la brasure de la jonction intermédiaire sur le bobinage en cuivre, b) Vue de la brasure de la jonction intermédiaire sur la double-galette.

V.3.3 Imprégnation

Une fois la jonction intermédiaire supérieure terminée, SigmaPhi a réalisé l'imprégnation de la double-galette. Pour ce faire, on ferme le moule d'imprégnation, cf. Figure V-25a, puis il est étanchéifié pour effectuer le vide. Une fois le vide réalisé et la double-galette chauffée, on injecte la résine d'imprégnation dans le bobinage. Après refroidissement la galette est démoulée et le mandrin retiré, cf. Figure V-25b.

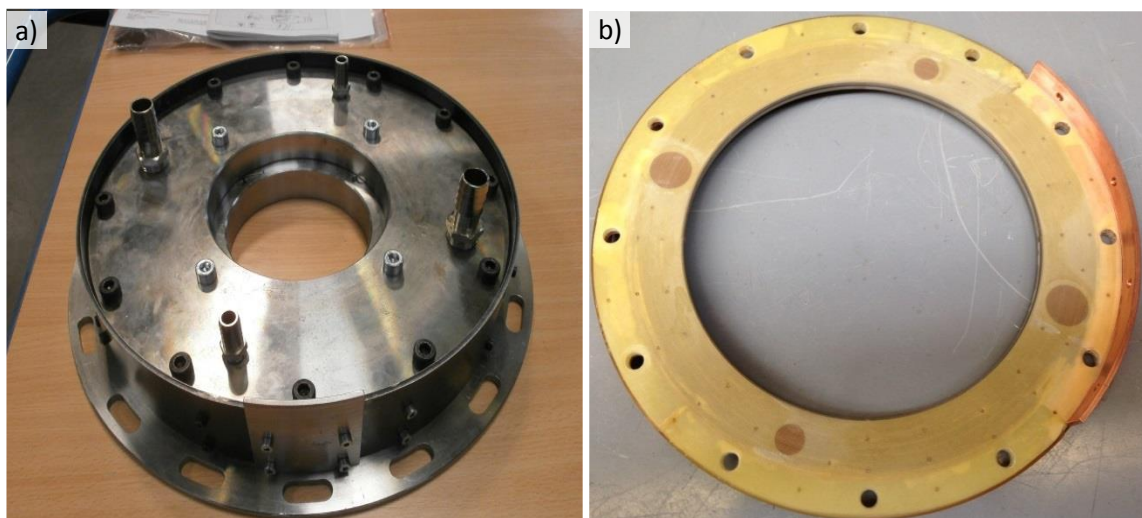


Figure V-25 : a) Vue du moule d'imprégnation (avec la double-galette à l'intérieur) chez SigmaPhi avant étanchéité, b) vue de la double-galette après imprégnation sous vide.

Lors de la réalisation de la première double-galette plusieurs défauts de fabrication ont été constatés:

- Seulement 34 tours ont été bobinés au lieu des 35 prévus en raison d'une surépaisseur de deux centièmes du conducteur V1578 par rapport au conducteur v67 qui avait servi de référence pour la conception de l'outillage. Ce défaut a engendré la présence de zone de résine pure dans la double-galette, cf. Figure V-26a,
- Un poinçonnage du conducteur, cf. Figure V-26a, avant la jonction intermédiaire, à cause d'un manque de jeu entre la frette et la plaque d'étanchéité du moule d'imprégnation qui, lorsqu'il a été fermé, a comprimé la frette et le conducteur. Ce poinçonnage du conducteur a aussi été facilité par le vide laissé par le tour manquant,
- La présence de zone non imprégnée liée à un temps de pompage insuffisant, cf. Figure V-26b.

La décision a donc été prise de relancer la fabrication d'un jeu complet d'outillages (intercalaire, frette et jonction intermédiaire) pour fabriquer une deuxième double-galette pour corriger les défauts de jeunesse de la première.

Ces défauts ont été corrigés avec succès par SigmaPhi lors de la réalisation de la deuxième double-galette. A noter que nous avons fait le choix de ne pas corriger le problème du tour manquant car cela obligerait de revoir une bonne partie de l'outillage.

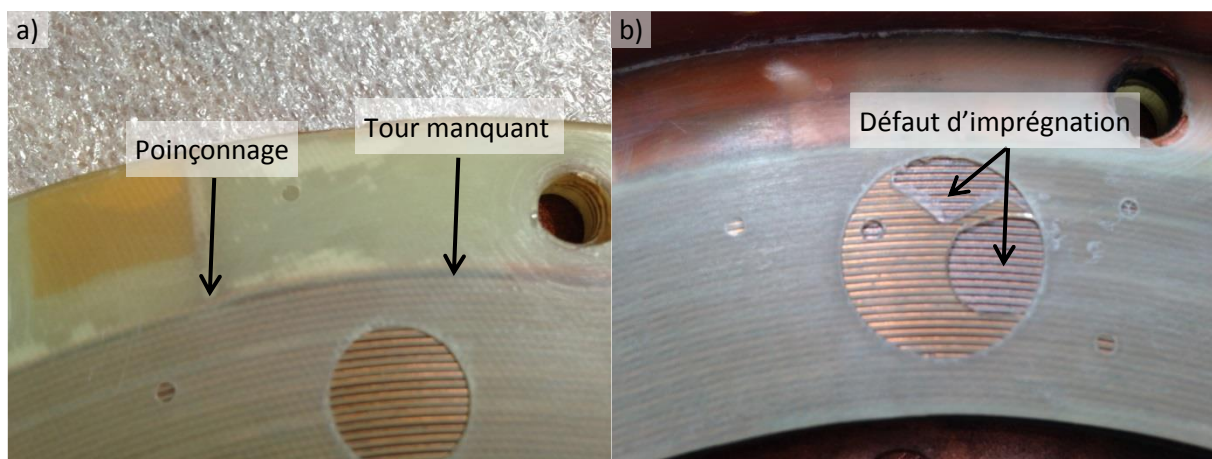


Figure V-26 : a) Vue du poinçonnage du conducteur et du défaut lié au tour manquant, b) Vue du défaut d'imprégnation.

V.4 Mesure du courant critique sous champ

Malgré la présence du poinçonnage sur la première double-galette, nous avons néanmoins décidé de la tester. En effet, s'il était acquis qu'il y aurait un problème lié aux jonctions, nous étions à l'époque beaucoup plus inquiets de la dégradation liée au rayon intérieur au vu des résultats particulièrement décevants des bobinages préparatoires du solénoïde. Ceux notamment faits avec le touret intermédiaire de 220 mm de diamètre laissaient présager d'une très grande dégradation de la double-galette et en particulier de la galette supérieure § IV.4.2.3.

Voulant donc tester très rapidement la première double-galette pour juger de son éventuelle dégradation et lancer ou non la fabrication de la deuxième double-galette, nous avons choisi de la tester en deux temps:

- En premier, mesurer son courant critique avec une instrumentation limitée,
- Puis, si cela était intéressant, mesurer les vitesses de propagation.

De plus et comme nous le verrons plus tard, pour mesurer proprement les vitesses de propagation, il était nécessaire de modifier le montage. En effet, la présence des disques en cuivre, comme anticipé pendant le design, a une influence trop importante pour pouvoir effectuer ces mesures sans biais. Les pièces nécessaires au montage pour la mesure de propagation n'étant pas disponibles à la réception de la double-galette, il n'était donc pas possible d'effectuer rapidement le montage définitif.

V.4.1 Présentation du montage et de l'instrumentation

La double-galette a donc été simplement installée entre les deux disques en cuivre comme imaginer pendant le design. Nous avons ensuite réalisé la deuxième brasure de la jonction entre l'équerre circulaire en cuivre et les disques en cuivre à l'étain indium, cf. Figure V-27a. L'ensemble a été installé sur les tirants de l'insert froid et connecté aux drains thermoélectriques via un contact indium de la même manière que pour le mandrin de mesure de courant critique, cf. Figure V-27b.

Pour mesurer le courant critique, nous avons simplement rajouté quatre prises de potentiels sur la double-galette: deux au rayon intérieur qui mesurent les deux premiers tours plus le saut inter-galette, et deux au rayon extérieur, $\frac{1}{4}$ de tours après les jonctions, qui mesurent la totalité de la double-galette moins $\frac{1}{2}$ tours ($\frac{1}{4}$ de tours plus la jonction) par galette.

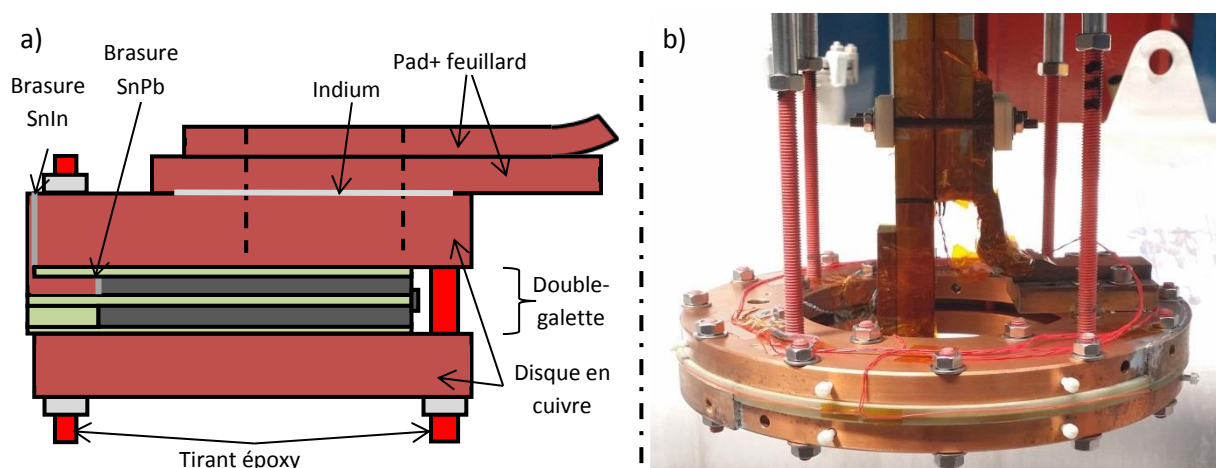


Figure V-27 a) Vue schématique en coupe du montage de la double-galette sur l'insert froid, b) Vue de la double-galette installée sur l'insert froid

En revanche, on ne mesure pas directement la température de la double-galette. Seuls les deux disques en cuivre sont instrumentés en température pour permettre de contrôler l'homogénéité en température du montage comme pour le mandrin de mesure de courant critique.

On considéra donc la température de la double-galette comme la moyenne de la température des deux disques en cuivre. Théoriquement, avec la régulation en température, cela ne crée qu'une faible incertitude sur la température de la double-galette comme l'ont montré les mesures de courant critique. En revanche, suivant le niveau de dégradation des jonctions cela pourrait entraîner une incertitude plus importante notamment à haut courant quand l'effet joule est maximum.

V.4.2 Première double-galette

Lors du design, nous avons conçu la double-galette avec le conducteur de type MFT278, mais suite au problème rencontré sur la qualité du bore, nous avons dû utiliser un conducteur, le V1578 qui possède un courant critique deux fois inférieures § III.3.4.2. Dans ce cas, il n'y a plus de problème

avec les forces électromécaniques car on se retrouve avec un courant critique proche de celui du solénoïde (mais à 3 T au lieu de 4,4 T).

V.4.2.1 Courant critique

Le courant critique est mesuré de la même manière que celui de l'échantillon, c'est-à-dire avec les disques en cuivre équilibrés (à 0,1-0,2 K d'écart), une rampe de 1 A/s et un critère de 0,1 $\mu\text{V/m}$.

A notre grande surprise, le courant critique de la double-galette s'est trouvé être en très bon accord avec les mesures de courant critique effectuées sur le conducteur, § III.3.4.2, (en prenant en compte la droite de charge de la double-galette), cf. Figure V-28. Seuls quelques points à haut courant (i.e. au-dessus de 300 A) déviaient du courant critique attendu, mais ceci était lié au fait que la double-galette transitait pour ces points par les jonctions. En dehors de ce problème de jonction, nous n'avons pas remarqué de dégradation de la double-galette. A noter que le courant critique de l'échantillon à 3 et à 3,5 T n'était pas connu et a été extrapolé à partir d'un ajustement de type Bottura § III.3.4.3.

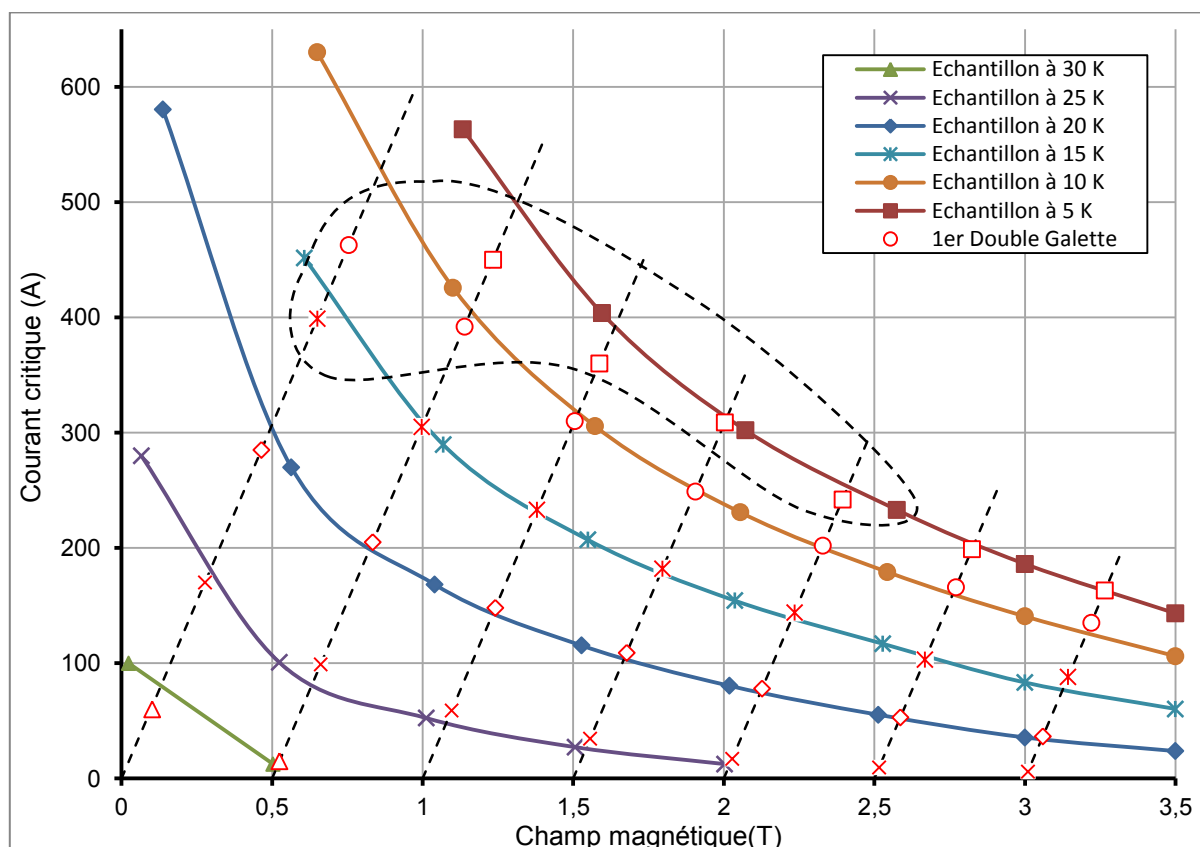


Figure V-28 : Comparaison entre le courant critique sous champ de la première double-galette et de l'échantillon mesuré sur l'insert froid, les symboles de même type sont pour une même température, les droites en pointillé sont les droites de charge de la double-galette en fonction de la valeur du champ de fond de H_0 . La zone entourée en pointillé représente les points où la double-galette a transité par la jonction négative.

En dehors des points de mesure où la double-galette transite par les jonctions, elle transite également toujours entre les deux tours intérieurs. Si ce phénomène est normal dans la majorité des cas, puisque ce sont sur ces conducteurs que le champ magnétique est maximum, c'est en revanche plus étonnant lorsque le courant critique est très bas (i.e. 3 T et 25 K). En effet, dans ce cas, le champ magnétique auquel est soumis le bobinage est particulièrement homogène car seul H_0 (qui est homogène) contribue au champ magnétique. Il est donc tout à fait envisageable dans ces conditions

que la transition apparaisse ailleurs dans le bobinage plutôt que sur les deux tours intérieurs. La raison de ce comportement n'a pas été clairement identifiée car plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce phénomène:

- Le point faible du bobinage est sur un des deux tours intérieurs,
- Un effet de la déformation sur le courant critique,
- Une inhomogénéité en température de la double-galette.

Cette dernière hypothèse paraît la plus intéressante car malgré la bonne régulation en température des deux disques, il subsiste toujours un écart de température de l'ordre de 0,1-0,2K. Or lorsqu'on se rapproche du B_{c2} , $I_c(T)$ décroît très lentement avec la température. Néanmoins, cela suppose que les tours intérieurs soient plus chauds que le reste de la double-galette or cela n'a rien d'évident au vu de la configuration de test.

De plus, il ne semble pas y avoir de dégradation du conducteur à l'intérieur du bobinage qui serait éventuellement masqué par le champ propre de la double-galette. Ainsi, par exemple, si l'on prend le point de mesure à 2,5 T et 20 K, on a un champ magnétique dans la double-galette qui oscille entre 2,58 T pour le tour intérieur et 2,45 T pour le tour extérieur, ce qui donne respectivement un courant critique théorique de 47,5 A et de 52,5 A. Ainsi, si dégradation il y a à l'intérieur du bobinage, alors elle est inférieure à 10 %.

A noter que le courant critique, pour tous les points de mesure, a été atteint sans accommodation mécanique (training). Ce phénomène est lié à l'apparition de fissure dans la résine car cette dernière est fragile à froid, en particulier quand elle est pure.

En effet lorsqu'une bobine imprégnée est alimentée, les forces de Laplace générées dans le bobinage peuvent être suffisantes pour fissurer la résine. Dans ce cas, les conducteurs sont localement libres de bouger dans le bobinage et peuvent donc transiter prématurément. Cela ne signifie pas pour autant que le bobinage est perdu car généralement après le déplacement, il trouve une nouvelle position plus stable que la précédente. Ainsi, lorsqu'on alimente de nouveau le bobinage, on dépasse le précédent courant de transition jusqu'à un nouveau courant intermédiaire et ainsi de suite jusqu'au nominal. Plus le nombre de montée en courant nécessaire pour arriver au nominal est faible et plus on considère la conception du bobinage comme bonne.

Bien sûr, il est possible que les conducteurs ne trouvent pas de position stable et dans ce cas on n'atteindra jamais le nominal. Dans notre cas, il n'est pas très étonnant qu'il n'y ait pas eu d'accommodation en raison des faibles contraintes électromécaniques et des marges enthalpiques importantes liées à la température de test du MgB_2 .

V.4.2.2 *L'index de la transition*

Les transitions ayant lieu au rayon intérieur, il est relativement aisé de déterminer l'index de la double-galette, cf. Figure V-29 et Figure V-30. On remarque une dégradation de l'index de la double-galette comparativement à celui de l'échantillon, particulièrement à basse température (à 10 et 5 K). On remarque également que la dégradation de l'index diminue lorsque le champ augmente. Malgré cette dégradation, l'index à 10 K et 3 T est proche de 30 ce qui est considéré comme une valeur suffisante pour un bobinage (en particulier pour les IRM). Il y a principalement trois paramètres qui pourraient potentiellement expliquer cette dégradation:

- La variation du champ magnétique,
- Une dégradation liée au bobinage,

➤ L'environnement thermique.

Le champ magnétique dans la double-galette, comme nous l'avons vu, est faible et représente moins de 10 % à 3 T. La variation du champ magnétique le long des deux tours intérieurs est donc très faible vis-à-vis du champ de fond de 3 T. Cela n'a donc pas d'influence sur l'index.

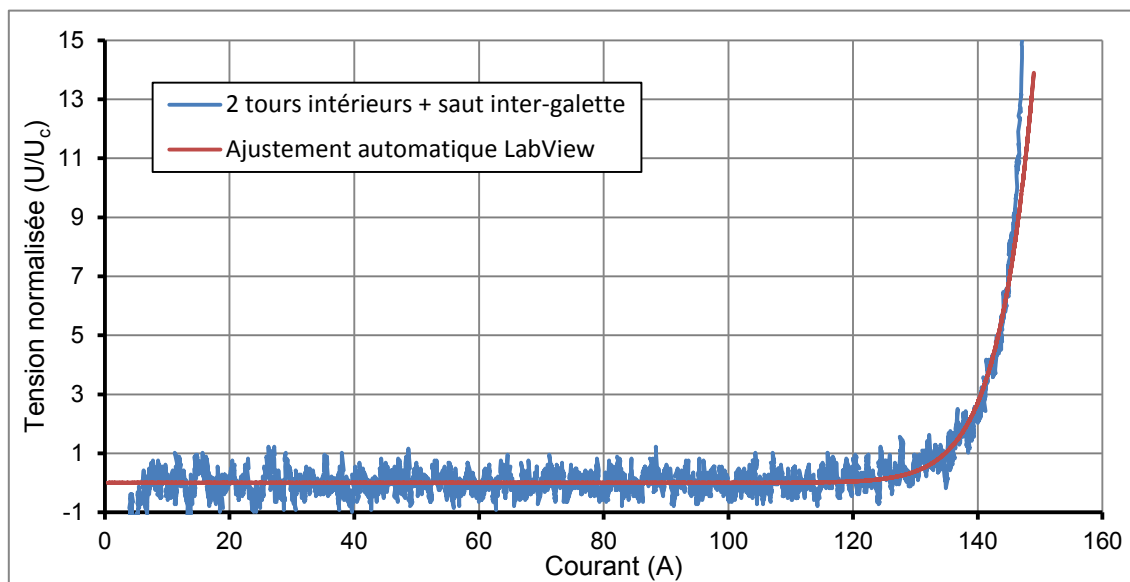


Figure V-29 : Test de courant critique de la 1^{ère} double-galette à 10 K, 3 T. Le courant critique est de 134,8 A et l'index est de 26,5 et il est valable de 1,1 à 7 U_c .

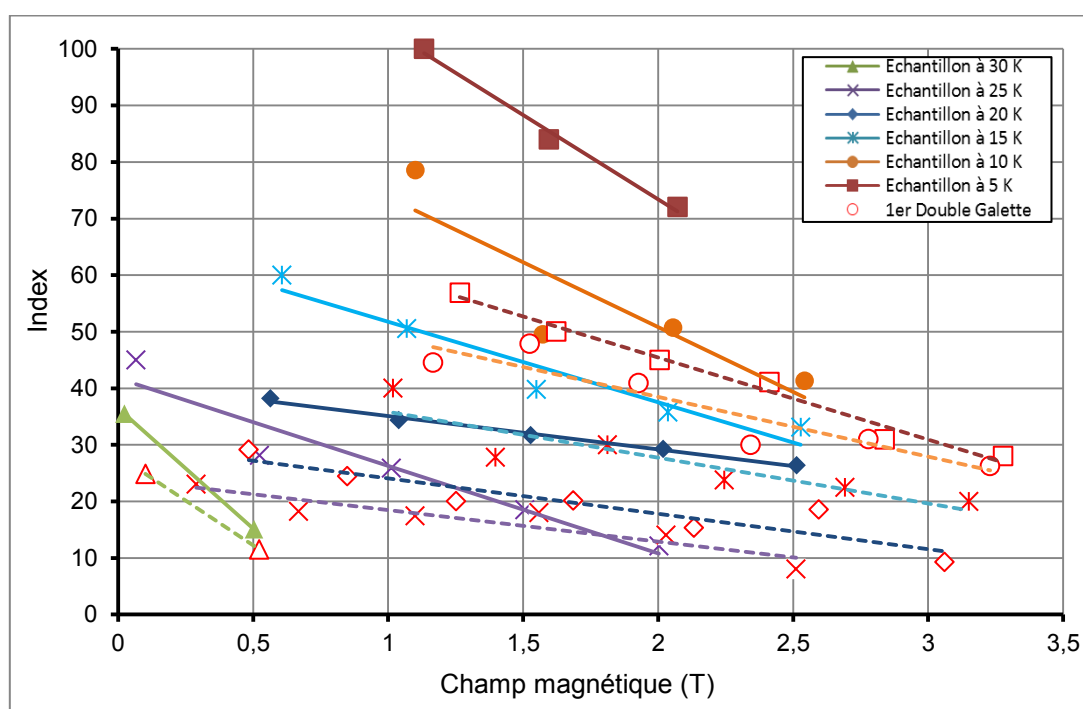


Figure V-30 : Comparaison entre l'index sous champ de la première double-galette et de l'échantillon mesuré sur l'insert froid, les symboles de même type sont pour une même température. Les droites (pointillé pour la double-galette, pleine pour l'échantillon, la couleur est identique entre les deux), sont la régression linéaire de l'index à une température donnée en fonction du champ magnétique.

La déformation dans la double-galette est plus importante que dans l'échantillon or nous ne connaissons pas la relation entre l'index et la déformation. Ainsi, si la déformation dégrade l'index

avant de dégrader le courant critique, cela pourrait expliquer la dégradation de l'index pour la double-galette. Le fait que toutes les transitions aient eu lieu sur le rayon intérieur peut être un argument mais ne saurait en aucun cas valider cette hypothèse.

Plus sûrement, la configuration thermique de la double-galette et celle de l'échantillon sont différentes. En premier lieu, la présence d'intercalaire et de l'imprégnation sous vide augmente d'un facteur trois la capacité thermique (entre 10 et 30 K) par rapport à la configuration de test de l'échantillon. Cette capacité thermique supplémentaire induit une augmentation de la température plus lente en cas de transition. L'augmentation de la tension est alors elle aussi ralenti. Cette influence de la capacité thermique tend à s'atténuer lorsque le champ augmente car on se rapproche de la température critique et on diminue ainsi l'enthalpie (en T^3).

V.4.3 Deuxième double-galette

Après les excellents résultats de la première double-galette, nous avons donc décidé de lancer la fabrication de la deuxième double-galette. L'objectif de cette double-galette était de confirmer les résultats de la première double-galette tout en améliorant l'imprégnation et la réalisation des jonctions intermédiaires. La deuxième double-galette a été testée dans la configuration mesure de propagations et a été instrumentée de la même manière, § V.5.2.

V.4.3.1 Amélioration de la résistance de jonction

Si lors des tests de courant critique, il n'a pas été possible de déterminer quelle partie de la brasure était la plus mauvaise, ceci le fût lors des tests de propagation, § V.5.1. En effet, pour les mesures de propagations, nous avons ajouté une sonde de température sur la double-galette. Ceci nous a permis de constater que cette dernière chauffait avant les disques en cuivre mettant ainsi en cause la brasure intermédiaire à l'étain-plomb présente à l'intérieur du bobinage.

A noter que cela ne créer pas de biais sur nos mesures de courant critique (alors que la température de la double-galette était considérée comme la moyenne de la température des deux plaques) car les mesures de courant critique dans les deux configurations de test sont concordantes. La thermalisation de la galette était donc suffisamment bonne dans la configuration de mesure de courant critique pour protéger les tours intérieurs de l'élévation de température lié aux jonctions sauf à haut courant.

Si la jonction intermédiaire était de mauvaise qualité, il faut aussi ajouter que la brasure à l'étain-indium n'était pas parfaite lors du test de courant critique car seulement 10 à 20 % des équerres circulaires étaient soudées correctement sur les disques en cuivre. Après amélioration du processus de brasure, cette dernière était effective sur 70 % de la surface des équerres pour le test de propagation. Cela n'a pas changé la valeur de la résistance de jonction, confirmant que c'était bien la jonction interne qui était problématique.

De ce point de vue, la deuxième double-galette est une réussite avec une résistance de jonction de l'ordre $2 \times 0,75 \mu\Omega$ au lieu de $2 \times 3,75 \mu\Omega$ (à 10 K) pour la première double-galette. Ces valeurs sont des estimations car en réalité on ne mesure pas directement la résistance de jonction, mais tout le circuit électrique de la partie basse de l'insert froid.

De plus, la mesure est particulièrement bruitée, ce qui complique la détermination des résistances de jonction. Les résistances de jonction données ci-dessus comprennent donc les deux brasures de la galette, le contact indium, et les soudures cuivre/aluminium du bus thermoélectriques (la contribution du bus et des feuillets en tant que telle est négligeable). A noter que la résistance

de jonction de la deuxième double-galette demeure 2,5 fois supérieure à celle mesurée (dans les mêmes conditions) sur le mandrin de test, à savoir $2 \times 0,31 \mu\Omega$.

V.4.3.2 Courant critique en champ propre

A la différence de la première double-galette, nous avons seulement testé en champ propre la deuxième double-galette car cela s'est révélé suffisant et permettait donc de limiter le coût du test.

Le premier constat, qui est directement à relier avec l'amélioration de la résistance de jonction, c'est qu'il n'y a plus de transition prématurée par les jonctions et que la double-galette transite exclusivement sur les tours intérieurs. La double-galette atteint donc les performances attendues en champ propre, cf. Figure V-31. A noter que l'index est comparable à celui de la première double-galette.

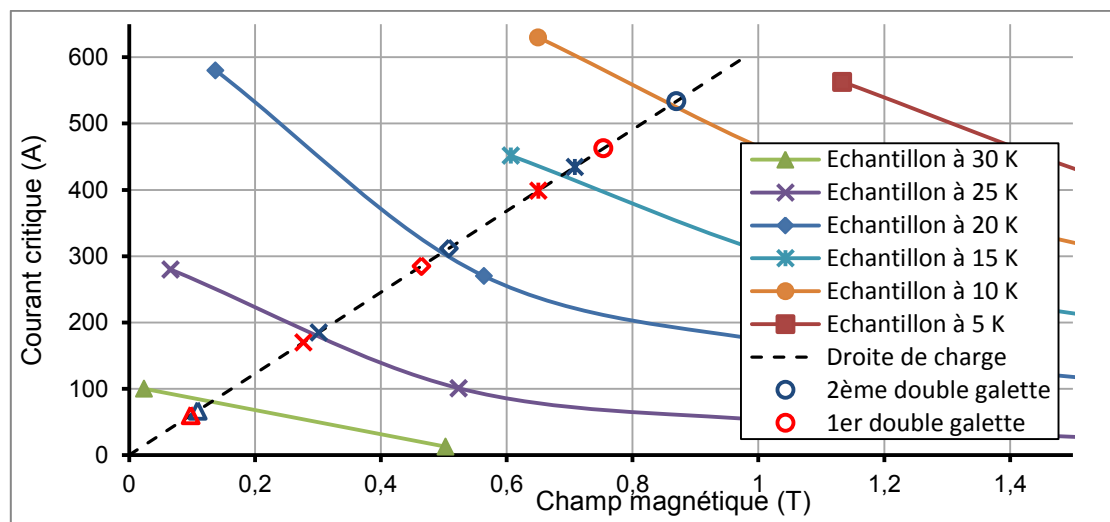


Figure V-31 : Comparaison entre le courant critique de la première double-galette, de la deuxième double-galette et de l'échantillon en champ propre, les symboles de même type sont pour une même température.

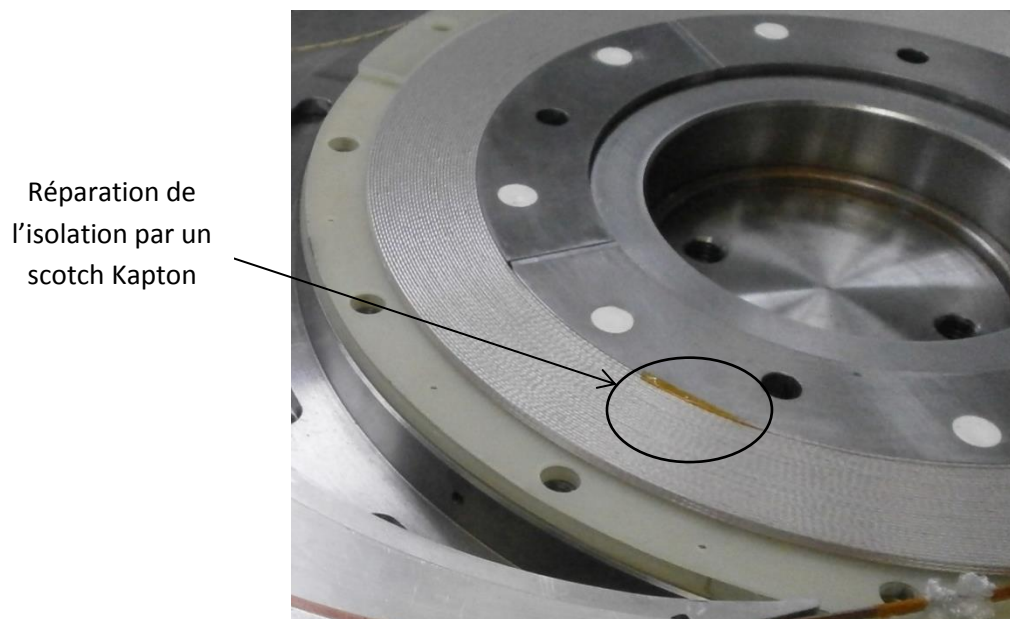


Figure V-32 : Vue du défaut de production probablement responsable de la dégradation de la galette supérieur

Par contre, nous avons constaté une dégradation du conducteur de la double-galette. Cette dégradation a été localisée à l'intérieur de la galette supérieure mais pas sur son tour intérieur. En effet ce dernier reste supraconducteur jusqu'à la transition de la double-galette détecté sur l'un des deux tours intérieurs, probablement sur celui de la galette supérieure. Cette transition, selon toute vraisemblance, est sur les premiers tours de la galette supérieure car on remarque une élévation de la température sur la sonde collée sur le rayon intérieur. Cette dégradation est peu pénalisante car à 10 K (température de consigne), nous avons réussi à passer 485 A en statique avec une élévation de 0,5 K de la température au centre du bobinage (à 10,5 K donc) ce qui donnerais un courant critique théorique de 537 A. On peut donc fonctionner jusqu'à 90% du courant critique. En fait au-dessus d'un courant ($\sim I_c/2$), il y a une très faible pente sur la tension de la galette supérieure reflétant la présence d'une partie résistive

Cette dégradation semble liée à un défaut de fabrication. Pendant la fabrication de la double-galette l'isolation du conducteur a été dégradée sur le premier tour de la galette supérieure. Une réparation à l'aide d'un scotch Kapton a donc été effectuée, cf. Figure V-32. Néanmoins, étant donné qu'il n'y a aucune dégradation sur les tours intérieurs de la double-galette, le scotch Kapton en tant que tel ne semble pas être responsable de la dégradation. Il est possible que nous ayons dégradé le conducteur des tours suivant, a priori le 2^{ème} et/ou le 3^{ème} tours, pendant que l'on réparait l'isolation du premier.

V.5 Mesure de propagation

Suite au succès des mesures de courant critique sur la première double-galette, nous avons donc décidé d'effectuer des mesures de propagations de transitions résistives. L'objectif de ces mesures est de déterminer la vitesse de propagation transverse (et si possible longitudinale) pour la comparer aux simulations numériques et affiner les calculs éléments finis de protection en particulier pour le solénoïde 1 T.

V.5.1 Détermination de la configuration de test

Avant d'effectuer les mesures à proprement parler, il a été nécessaire d'évaluer l'influence des disques en cuivre sur les vitesses de propagations de la transition résistive. En effet, les disques en cuivre sont particulièrement volumineux et ils ont une meilleure conductivité thermique que la double-galette. Ainsi la chaleur générée par effet joule pendant la transition résistive aura plutôt tendance à se propager à travers les disques en cuivre (ce qui stabilise la double-galette dans un premier temps) puis ensuite dans le bobinage par contact. Les disques en cuivre se comportent d'abord comme frein due leur capacité calorifique, puis comme drain en accélérant la propagation et même, à cause des courant de Foucault, comme des "quench back" en accélérant artificiellement la propagation résistive. On voit donc que la transition pourrait ne pas se propager à travers le bobinage or c'est ce que nous souhaitons mesurer.

Pour évaluer l'effet des plaques de cuivre, nous avons calculé la vitesse de propagation de la transition dans le bobinage complet (c'est-à-dire les galettes avec les intercalaires et l'isolation masse) et dans la configuration de mesure du courant critique. Pour ce faire, nous avons adapté le modèle par éléments finis qui avait été utilisé pour déterminer la protection du solénoïde 1 T. Ces deux modèles sont identiques à la différence près que pour la double-galette, nous avons mis à jour les données du calcul, en particulier ceux de la surface critique du conducteur et du RRR du conducteur qui depuis les calculs de protection du solénoïde 1 T ont été mesurées.

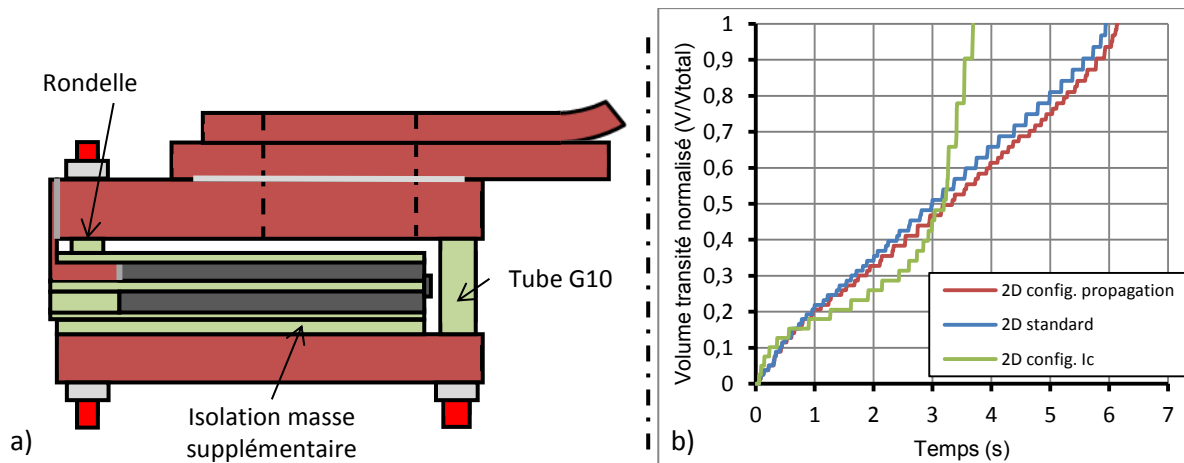


Figure V-33 : a) Vue schématique de la configuration de test retenue pour mesure les vitesses de probation dans la double-galette, b) Evolution du nombre de tours transités de la galette supérieurs pour une transition résistive avec plaque en cuivre (2D config. Ic), sans plaque de cuivre (2D standard) et pour la nouvelle configuration de test (2D config. propagation).

Ces calculs ont confirmé la trop grande influence des disques en cuivre sur les mesures (2D config. Ic) cf. Figure V-33b. En effet, dans la configuration de mesure du courant critique, on constate qu'à aucun moment pendant la transition, il n'est possible de retrouver la vitesse de propagation de la transition dans la double-galette.

Nous avons donc recherché une configuration thermique du montage qui permette de mesurer la vitesse de propagation dans de bonnes conditions tout en limitant le nombre de pièces et de modifications à faire. La solution trouvée, cf. Figure V-33a a été de rajouter une isolation masse en G10 de 1,5 mm entre le disque inférieur et la double-galette tout en découplant thermiquement le disque supérieur de la double-galette.

Le disque supérieur ne repose plus que sur une rondelle (1,5 mm d'épaisseur) et un tube en G10. Ainsi, il sert uniquement d'amenée de courant pour la double-galette. Cette configuration permet de mesurer proprement la vitesse de propagation de la galette supérieure, cf. Figure V-33b, la vitesse asymptotique entre cette configuration (2D config. propagation) et la configuration sans disque (2D standard) étant identique. Le reste du montage (brasure étain-indium, connexion à l'insert froid...) reste inchangé.

V.5.2 Instrumentation pour la mesure de propagation

Toutes les mesures de propagation ont été faites sur la première galette double bobinée avec le conducteur V1578. Pour rappel, il a pour dimensions $3 \times 0,7 \text{ mm}^2$ auxquelles il faut ajouter l'isolation de 0,07 mm d'épaisseur. Pour mesurer les vitesses de propagation, il est nécessaire de pouvoir initier la transition résistive.

Pour ce faire, nous avons ajouté deux chaufferettes sur le rayon intérieur de la double-galette ; une longue pour la mesure de propagation transverse et une courte pour le longitudinal, cf. Figure V-34, Figure V-35a et Figure V-36a. En complément, nous avons également ajouté une sonde de température car étant désormais découplé thermiquement, il n'est plus possible de considérer la température de la double-galette comme proche de celles des disques en cuivre, cf. Figure V-36b. Ceci est d'autant plus important que la force de contact est très faible dans cette configuration, ce qui laisse envisager une résistance de contact importante (bien que le contact soit graissé) entre le disque en cuivre inférieur et la double-galette.

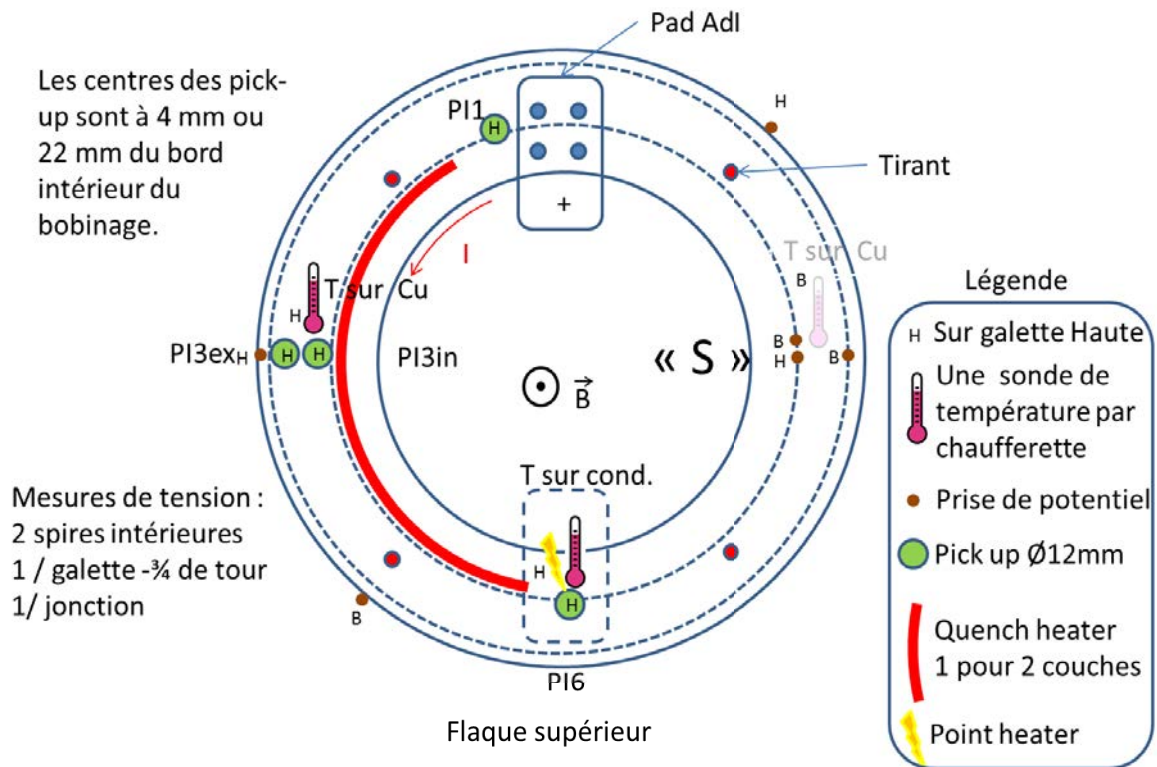


Figure V-34 : Présentation de l'instrumentation pour les mesures de propagation.

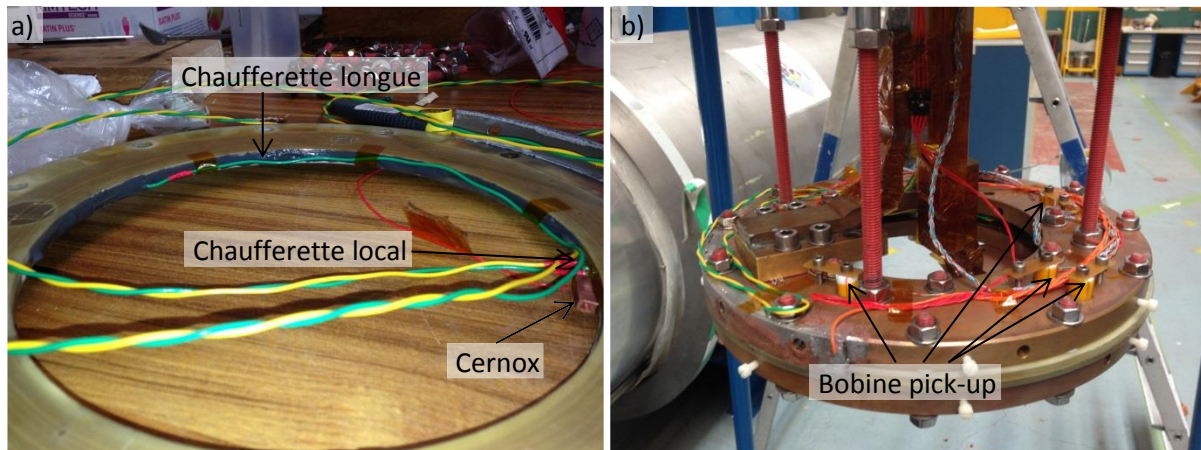


Figure V-35 : a) Vue de l'instrumentation interne de la double-galette, b) Vue de la double-galette en configuration mesure de propagation avec les pick-up installés.

Pour effectuer les mesures de propagations à proprement parler, nous avons choisi de limiter les prises de potentiel et d'utiliser des bobines pick-up. Ces bobines devraient permettre de "voir" le déplacement du courant qui part des filaments MgB_2 pour aller au ruban de cuivre lorsque le conducteur transite.

En effet, lorsqu'un conducteur transite, le courant quitte les filaments supraconducteurs pour aller dans la matrice, puis le stabilisant. Ce déplacement engendre une variation du flux magnétique qui devrait être mesurable par les bobines pick-up. Les bobines pick-up sont au nombre de quatre, toutes installées sur le disque supérieur, cf. Figure V-35b et Figure V-36c.

Trois des pick-up sont réparties sur le rayon intérieur sur 180 pour mesurer la propagation longitudinale le long de la chaufferette longue. La dernière est installée sur le rayon externe pour

permettre de mesurer la propagation transverse ou pour servir de référence pour distinguer les signaux de propagation des perturbations extérieures.

A noter que chaque pick-up est théoriquement capable de mesurer la propagation transverse, si le temps d'acquisition le permet, car elle englobe environ 10 tours, cf. Tableau V-3, mais tout dépend de l'amplitude des signaux. Nous avons décalé les centres des pick-up de 4 mm par rapport au rayon intérieur du bobinage de façon à pouvoir peut-être observer les premiers tours transitants.

En dehors de ces changements, l'instrumentation de la double-galette est identique à celle des mesures de courant critique.

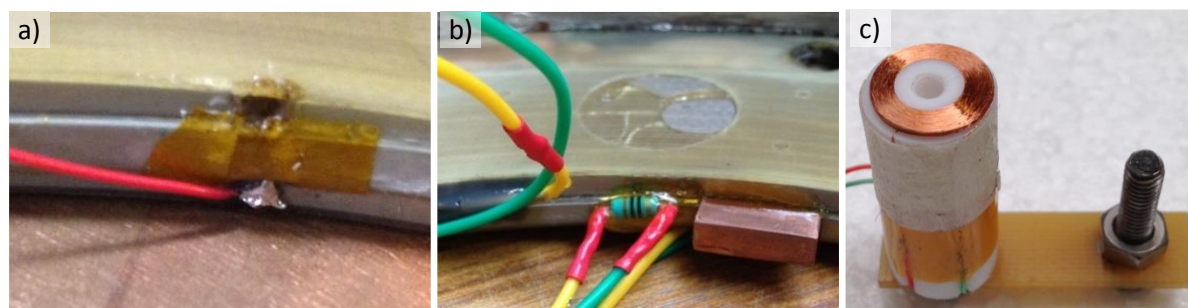


Figure V-36 : a) Position des 2 prises de potentiel sur les 2 tours intérieurs (une est dessoudée), b) Vue de la chaufferette ponctuelle et du support de sonde de température du conducteur, c) Pick-up installé sur son support.

	Valeurs
Diamètre intérieur	6 mm
Diamètre extérieur	10,6 mm
Hauteur	1 mm
Nombre de tours	1000
Diamètre du fil	25-32 μm

Tableau V-3 : Définition des bobines pick-up.

V.5.3 Mesures

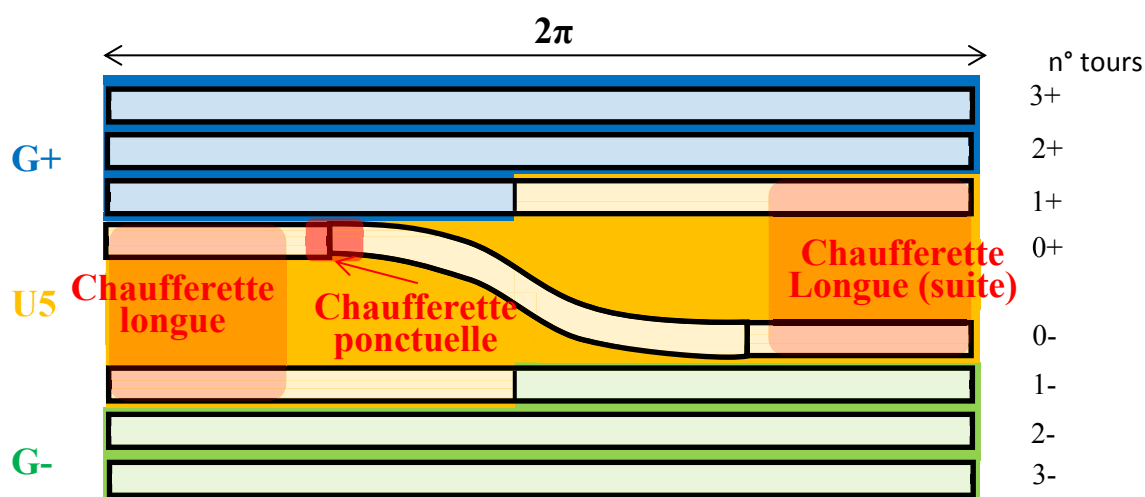


Figure V-37 : Eclaté du bobinage en partant du centre: la galette supérieure est étalée par le dessus et celle inférieure en dessous. Les zones surveillées par les prises de potentiel sont colorées. Les 2 chaufferettes sont aussi localisées.

Pour bien comprendre, le bobinage et son instrumentation, il est utile de faire un éclaté du bobinage; coupe radiale et développée des deux galettes dans le plan (Figure V-37). Nous pouvons

ainsi définir le nom des tours qui n'est pas implicite. Les mesures de tension sont: G+ pour la galette supérieure, G- pour la galette inférieure et U5 pour les deux tours intérieurs avec le changement de couche. La développée (2π) d'un tour de rayon 100 mm mesure 0,6 m.

V.5.3.1 Mesures de vitesse de propagation en champ propre

Pour effectuer les mesure en champ propre, on règle la température de la double-galette à 10 K ce qui permet de disposer d'un courant important. La chaufferette longue est ici utilisée en continu à 30 W pour déclencher la transition. La protection déclenche pour une tension au-dessus de 1 V.

Le signal des pick-up est complètement bruité et inexploitable. On a tout d'abord pensé que l'alimentation non stabilisée en était la cause. A noter qu'en retirant la tension de la pick-up extérieure « Plex » des autres mesures, le bruit diminuait, mais sans réel bénéfice.

On a donc réalisé les mesures sans pick-up. Les courbes de tension sont montrées Figure V-38.

Toutes les courbes présentent des ruptures de pentes qui devraient correspondre à la transition d'un tour supplémentaire. Chaque tour transitant avec deux fronts de propagation, nous passons ainsi de 2 fronts à 4 puis à 6 tant que les premiers fronts n'ont pas finis leur premier $\frac{1}{2}$ voire $\frac{3}{4}$ de tour.

Si les vitesses de propagation sont constantes et que les fronts ne rencontrent pas d'obstacle particulier alors l'augmentation de la longueur transitée est constante ce qui se traduit par des droites sur les mesures de tension. Néanmoins, comme la résistance du cuivre n'est constante qu'en dessous de 20 K, dès que l'on chauffera, les courbes ne seront plus des droites. La température de partage pour 250 A et 0 T est de 28 K.

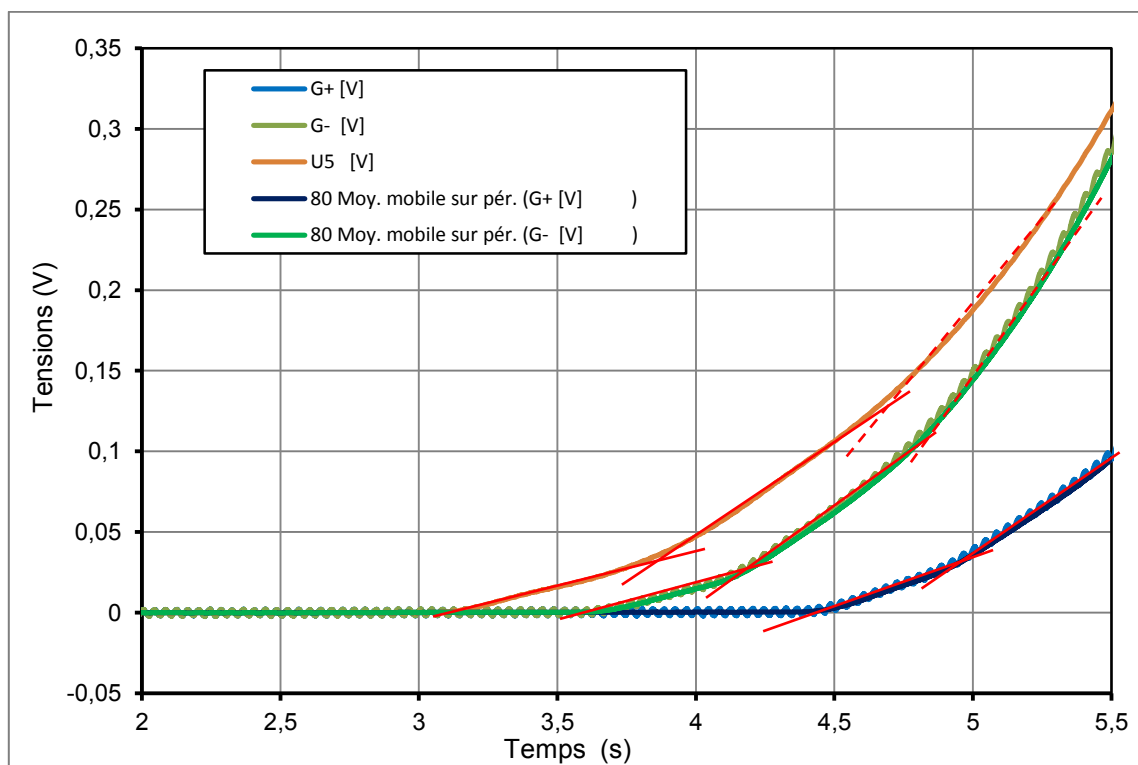


Figure V-38 : Evolution des tensions après l'allumage de la chaufferette longue.

A partir des traits rouges de la Figure V-38, on obtient les temps et tensions des changements de pentes, cf. Tableau V-4.

Ruptures de pentes	t [s]			V [mV]		
	U5	G-	G+	U5	G-	G+
0	3,12	3,66	4,45	0	0	0
1	3,88	4,16	4,93	37,4	23,7	32,2
2	4,73	4,77	5,55	139	105	115,6

Tableau V-4 : Temps et tensions pour les différentes ruptures de pentes de la Figure V-38 (250 A, 0 T & 11 K). Les cases orange sont sujettes à caution : (2^{ème} couche de U5 n'existe pas & extrapolation pour G+).

Au vue des données, on peut reconstruire le scenario de développement de la transition de tour en tour pour chacune des deux galettes:

- A t=2,5 s : La chaufferette est alimentée par 1 A (30 W) pendant 3 secondes, soit toute la durée de l'observation.
- A t=3,12 s : U5 propage, comme G- transite avant G+, nous en déduisons que le tour 0&1- est mieux couplé à la chaufferette malgré une symétrie théoriquement parfaite. Le tour 0&1- transite au point le plus chaud situé normalement au milieu de la chaufferette.
- A t=3,66 s : G- propage :
 - Soit le tour 1&2- transite par chauffage entre tours en provenance de 0&1- en 0,54 s,
 - Soit le tour 1- propage pour atteindre G- avec une vitesse moyenne de 0,6 m/s.

A noter qu'il n'y a pas de transition rapide du conducteur placé sous la chaufferette, car la montée de la tension est constante. La première possibilité est la plus plausible car, comme nous le verrons plus loin, la vitesse longitudinale semble un peu plus faible (0,48 m/s). Néanmoins, l'arrivée de ce front n'est pas visible ultérieurement.

- A t=3,88 s : Le tour 0&1 + transite grâce à la chaufferette.
- A t=4,16 s : Le tour 2&3 - transite et le tour 1- a déjà atteint G- par propagation 4,45 s G+ propage. Le tour 1&2+ transite.
- A t=4,77 s : Le tour 3&4- transite.
- A t=4,93 s : Le tour 2&3+ transite.

Pour compléter les mesures, nous relevons aussi des temps d'apparition des tensions appelées « transition » qui peuvent différer des intersections des droites avec l'origine. Les temps obtenus par les droites sont appelés « propagation ». Ici, les temps des transitions sont identiques à quelques millisecondes. L'avantage des données « transition » est la meilleur précision, mais pour une seule galette (la premier qui transite). Nous pouvons donc résumer les sauts de couches dans le Tableau V-5 :

En ms	Propagation		Transition	
Saut	Δt^-	Δt^+	Δt^-	Δt^+
1	540	570	510	
2	500	480		
3	555	550		

Tableau V-5 : Durée entre deux sauts de couches (250 A, 0 T & 11 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

On en déduit que la durée moyenne d'un saut de couche est de $\Delta t \sim 530$ ms. Nous n'avons, en revanche, surement pas atteint la valeur asymptotique (voir le calcul théorique de la vitesse transverse v_r).

Le conducteur à une épaisseur Δl composée de 0,7 mm métal avec une isolation de 70 μm . On peut donc en déduire la vitesse de propagation transverse v_r (V-2).

$$v_r = \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{0,7 + 2 \times 0,07}{0,53} \sim 1,5 \text{ mm/s} \quad (\text{V-2})$$

En ce qui concerne la vitesse longitudinale, nous avons les variations de tension sur chaque pente corrigée du nombre de paires de front de propagation. Pour calculer la vitesse longitudinale v_θ , nous utilisons la formule (V-3).

$$v_\theta = \frac{\Delta V}{2 \times I \times R_{lin} \times n \times \Delta t} \quad (\text{V-3})$$

Avec :

- I le courant,
- n le nombre de tours,
- et une résistance linéique R_{lin} .

Dans ce cas, I vaut 250 A. ΔV et Δt sont obtenus par différence entre les lignes de Tableau V-5. La vitesse longitudinale moyenne vaut donc 0,47 m/s, cf. Tableau V-6 . Pour propager sur un tour complet, il faut donc 1,3 s. Aussi l'hypothèse de la propagation transverse dominante est garantie.

En m/s	U5	G-	G+
1	0,35	0,33	0,47
2	0,42	0,61	0,66

Tableau V-6 : Vitesse de transition longitudinale (250 A, 0 T & 11 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

On trouve pour 250 A, 0 T & 11 K les vitesses de propagation théorique, avec (IV-6) et (IV-7) suivantes:

- $v_\theta = 0,11$ m/s,
- $v_r = 2,8$ mm/s.

Les discussions entre les vitesses théoriques et celles mesurées sont rassemblées pour tous les tests dans le paragraphe V.5.3.5.

V.5.3.2 **Mesures des vitesses de propagation aux conditions nominales du solénoïde 1 T (100 A, 3 T et 10 K)**

L'objectif de la double-galette étant de mesurer les vitesses de propagation pour le solénoïde, nous avons donc cherché à les mesurer au même point de fonctionnement que le solénoïde.

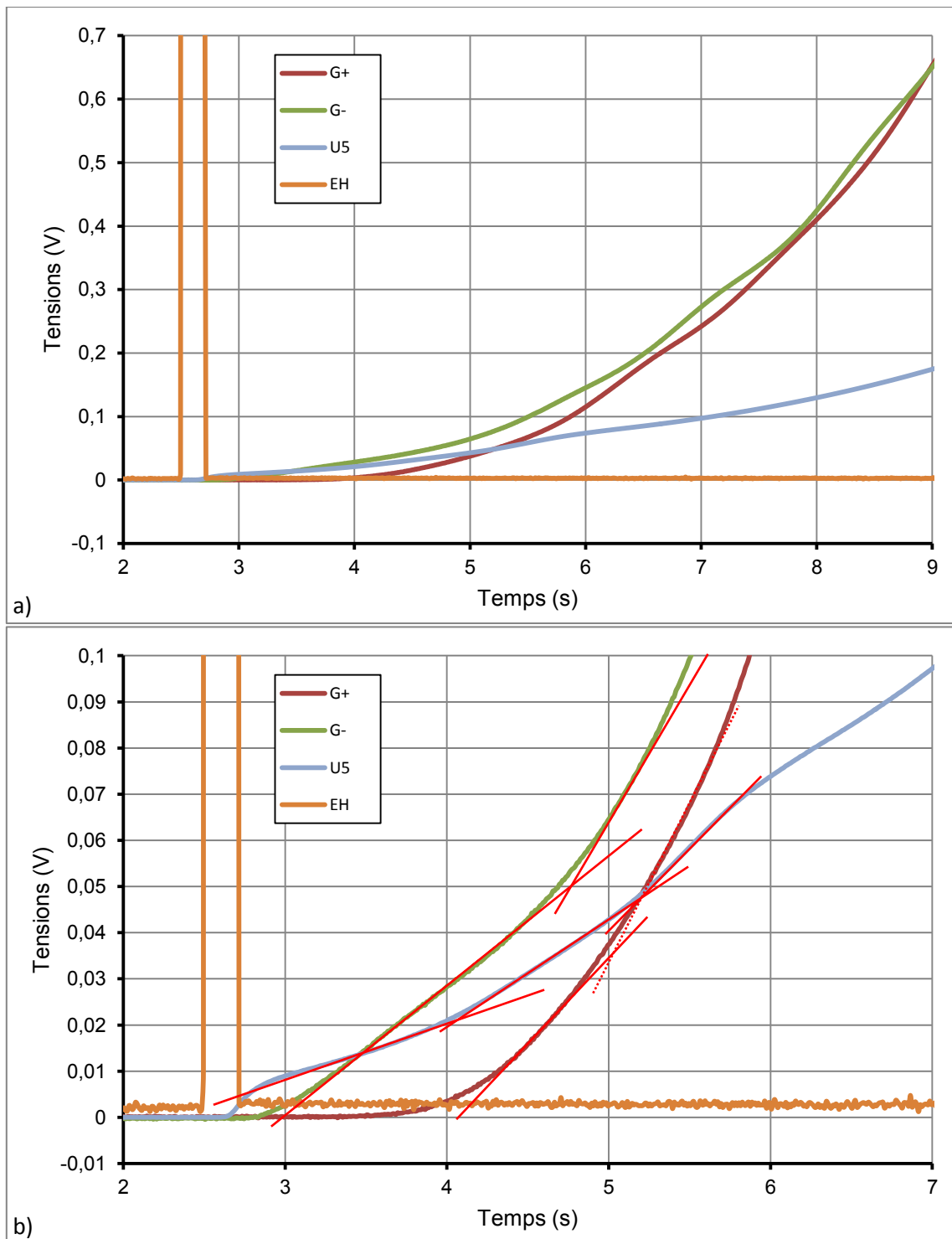


Figure V-39 : Evolution des tensions après l'allumage de la chaufferette longue sous 3 T & 100 A @ 9,7 K, a) test complet, b) zoom sur l'apparition des tensions du test complet.

La séquence du test est donc la suivante:

- On se place sous 3 T et à une température proche de 10 K à savoir 9,7 K.
- Le courant est monté à 100 A.
- On utilise ensuite la chaufferette longue et on l'allume 0,5 s, (en pratique le chauffage a duré 0,2 s).

Le résultat des mesures de la transition est visible Figure V-39. En observant sur une plus longue durée, on constate que les tensions des prises de potentiel ondulent. Pour expliquer ces mesures plusieurs hypothèses s'affrontent:

- Une transition rapide sur une certaine longueur.
- Deux fronts de propagation qui se rencontrent.
- Eventuellement la deuxième double-galette qui rattrape la première.

On reprend donc la méthode des droites utilisée précédemment § V.5.3.1, avec les prises de potentiels en ne regardant que le zoom de l'acquisition pour se placer dans des conditions similaires aux précédents essais. A noter cependant:

- La tension des deux tours intérieurs (U5) n'est pas du tout linéaire au démarrage comme si l'un des deux tours chauffés transitait quasiment instantanément sur une certaine longueur.
- En ce qui concerne G+, il a fallu 1,5 s pour faire transiter le second tour à partir du moment où la chaufferette s'est allumée. On ne peut pas garantir que ceci est dû uniquement à la propagation transverse de tour à tour.
- La galette supérieure (G+) transite en second derrière la G- qui est mieux couplée à la chaufferette. Cependant la galette G- ira moins vite car elle est légèrement retardée par son isolation en fibre de verre de 2 mm et éventuellement la plaque de cuivre. G+ rattrape rapidement G- pour ensuite prendre la vitesse asymptotique d'une double-galette « isolée ».

Avec les droites rouges de la Figure V-39, nous pouvons déterminer les temps entre les différentes pentes (propagation de tours supplémentaires) ainsi que les tensions correspondantes, cf. Tableau V-7. Si l'on recombine les différentes informations pour chaque galette, on peut en déduire les durées entre sauts de couches dans le Tableau V-8.

Ruptures de pentes des tensions	t [s]			V [mV]		
	U5	G-	G+	U5	G-	G+
0	2,02	2,9	4,08	0	0	0
1	3,86	4,65	4,98	17	45,8	31,7
2	5,05			43		

Tableau V-7 : Temps et tensions pour les différentes ruptures de pentes (100 A, 3 T & 10 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

En ms	Propagation		Transition	
	Δt^-	Δt^+	Δt^-	Δt^+
1	880	220	190	
2	1750	900		

Tableau V-8 : Durée de transition entre tours (100 A, 10 K & 3 T). Les cases orange sont sujettes à caution.

A noter :

- L'hypothèse de propagation constante semble peu valide.
- Le 2ème saut pour la galette G+ est trop rapide (2,9 s) pour notre hypothèse: il transiterait avant le 1er conducteur (3,86 s). Une explication pourrait être que la chaufferette n'ait quasiment pas préchauffé le premier tour coté + et que la transition se soit faite de galette à galette par le

deuxième tour, l'inertie thermique du premier tour étant accrue par la présence de la colle fixant la chaufferette.

D'où une durée moyenne de saut de couche de 790 ms avec une grande incertitude. Soit avec la formule (V-2) une vitesse transverse de 1 mm/s. En ce qui concerne la vitesse longitudinale, nous avons les variations de tension sur chaque pente corrigée du nombre de paires de front de propagation. Pour calculer la vitesse longitudinale, nous utilisons la formule (V-3) avec $I = 160$ A, cf. Tableau V-9.

En m/s	U5	G-	G+
1	0,16	0,46	0,62
2	0,19		

Tableau V-9 : Vitesse de propagation longitudinale (100 A, 10 K & 3 T). Les cases orange sont sujettes à caution.

La vitesse longitudinale est donc de 0,36 m/s. il faut en propagation longitudinale 1,7 s pour propager sur un tour complet. On a donc bien mesuré une propagation transverse. Le calcul théorique, avec (IV-6) et (IV-7), donne pour 3 T ; 9,7 K et 100 A :

- $v_{\theta} = 0,20$ m/s,
- $v_r = 5,4$ mm/s.

V.5.3.3 Vitesse de propagation sous 3 T par les prises de tensions avec la chaufferette ponctuelle

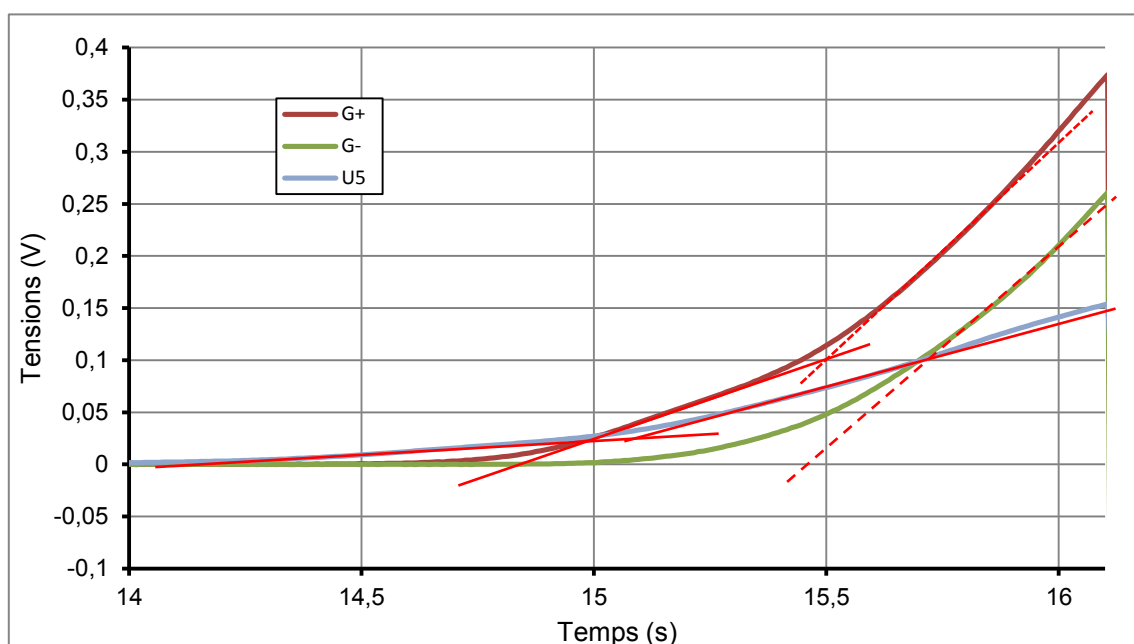


Figure V-40 : Evolution des tensions après l'allumage de la chaufferette ponctuelle sous 3 T.

Afin de faire transiter la galette G+ en premier, nous avons utilisé la chaufferette ponctuelle. On se place de nouveau sous 3 T et aux alentours de 10 K. Autour de cette température, on recherche le courant maximal qui provoque la propagation par allumage de la chaufferette ponctuelle avec 10 W pendant 2 s. A noter que pour chaque allumage de la chaufferette, la sécurité coupe obligatoirement le courant au bout d'un certain temps (critère du point chaud adiabatique) et provoque donc une

décharge rapide qui chauffe tout le bobinage. En complément à cette sécurité temporelle, une sécurité additionnelle se déclenche également quand la tension atteint à 2 V.

Nous avons réussi à faire transiter la galette supérieure sous 160 A et 8 K. Les courbes de tensions issues du test sont présentées Figure V-40.

Les ruptures de pente sont moins visibles (surtout pour G-) que pour le test de la chauffelette longue sans champ. Et contrairement au test sans champ les pentes ne sont pas toutes parallèles. On a l'impression que la double-galette G+ transite directement avec 2 tours; de même la double-galette G- transiterait avec 3 tours. Avec les droites rouges de Figure V-40, nous pouvons déterminer les temps entre les différentes pentes (propagation de tours supplémentaires) ainsi que les tensions correspondantes, cf Tableau V-10.

Ruptures de pentes des tensions	t [s]			V [mV]		
	U5	G-	G+	U5	G-	G+
0	14,17	15,42	14,83	0		0
1	15,15	16,02	15,55	30,9	0	112,9
2	16,11		16	152,9	217,3	322,7

Tableau V-10 : Temps et tensions pour les différentes ruptures de pentes (160 A, 3 T & 8 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

En reprenant, les notations de la Figure V-37, nous pouvons à nouveau reconstruire un scénario de propagation entre tours pour les deux galettes. Nous avons volontairement fait la différence entre transition et propagation tel que définies en V.5.3.1. On a donc:

- A t=7,5 s : La chauffelette est alimentée par 1 A (10 W) et ce pendant 2 secondes.
- A t=14,08 s : U5 transite en 0+.
- A t=14,17 s : U5 propage.
- A t=14,64 s : G+ transite en 1+ car il est plus proche de la chauffelette.
- A t=14,83 s : G+ propage. D'après la pente qui est au moins deux fois plus raide, il est rapidement rejoint par 2+.
- A t=15,01 s : G- transite probablement en 2- au niveau de la chauffelette et non par propagation du tour 1- qui n'a pas encore transité. Il y a aussi de la chaleur qui vient de 1+ voir 2+.
- A t=15,15 s : Le 2ème tour d'U5 (1-) propage.
- A t=15,42 s : G- propage avec 2- rapidement rejoint par 1- via 0-.
- A t=15,55 s : Le tour 3+ propage.

Si l'on recombine les différentes informations pour chaque galette, on peut en déduire les durées entre sauts de couches dans le Tableau V-11.

A noter que le 2^{ème} saut pour la galette G- est trop rapide. Cela est dû au préchauffage de la chauffelette ponctuelle entre les deux galettes. D'où une durée de saut de couche de ~740 ms ce qui donne une vitesse de 1,1 mm/s. Pour calculer la vitesse longitudinale, nous utilisons la formule (V-3) avec I = 160 A. La vitesse longitudinale moyenne est de 1,5 m/s, cf. Tableau V-12.

En ms	Propagation		Transition	
Saut	Δt^-	Δt^+	Δt^-	Δt^+
1	1250			560
2	600	720		
3		585		

Tableau V-11 : Durée de transition entre tours (160 A, 3 T & 8 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

En m/s	U5	G-	G+
1	0,35		1,73
2	0,70	2,00	2,57

Tableau V-12 : Vitesse de propagation longitudinale (160 A, 3 T & 8 K). Les cases orange sont sujettes à caution.

Le calcul théorique donne, avec (IV-6) et (IV-7), pour (160 A, 3 T & 8 K) :

- $v_\theta = 1,1$ m/s,
- $v_r = 3,9$ mm/s.

En propagation longitudinale pour faire un tour, il faut 0,4 s, ce qui est incompatible avec les 0,7 s observées. Nous avons donc une mesure excessive de la vitesse longitudinale due à une élévation significative de la température. Il se peut même que les deux vitesses soient couplées. Pour la vitesse théorique, nous obtenons un tour en 570 ms, soit le temps mesuré pour le 3^{ème} saut de couche.

V.5.3.4 *Reproductibilités des mesures des pick-up (250 A, 1,5T et 8 K)*

On a poussé la recherche de la provenance des bruits parasites sur les pick-up. On a ainsi repéré trois sources de bruits:

- Les bruits de couplage via le réseau électrique: (de la soudure TIG était en cours dans le hall),
- Le PID de régulation de têtes d'amenées de courant (qui envoie des impulsions courtes même quand la puissance n'est pas nécessaire notamment quand il y a du courant); nous l'avons éteint,
- Le cryogénérateur qui était la principale source de perturbation: nous pouvons éteindre le cryocooler pendant une dizaine de secondes sans subir de variation de température au niveau du bobinage.

Dans un premier temps, nous avons constaté, un signal sur les pick-up n'apparaissant qu'après déclenchement d'une transition, cf. Figure V-41a . Mais au moment de dépouiller les résultats, l'extraction d'informations visibles n'est pas évidente.

De plus, contrairement à notre attente, les mesures des pick-up ne sont pas reproductibles et nous n'avons pas identifié d'où venait la non-reproductibilité des mesures, cf. Figure V-41a et b. L'acquisition de la sonde PI6 sur le premier graphe est manquante.

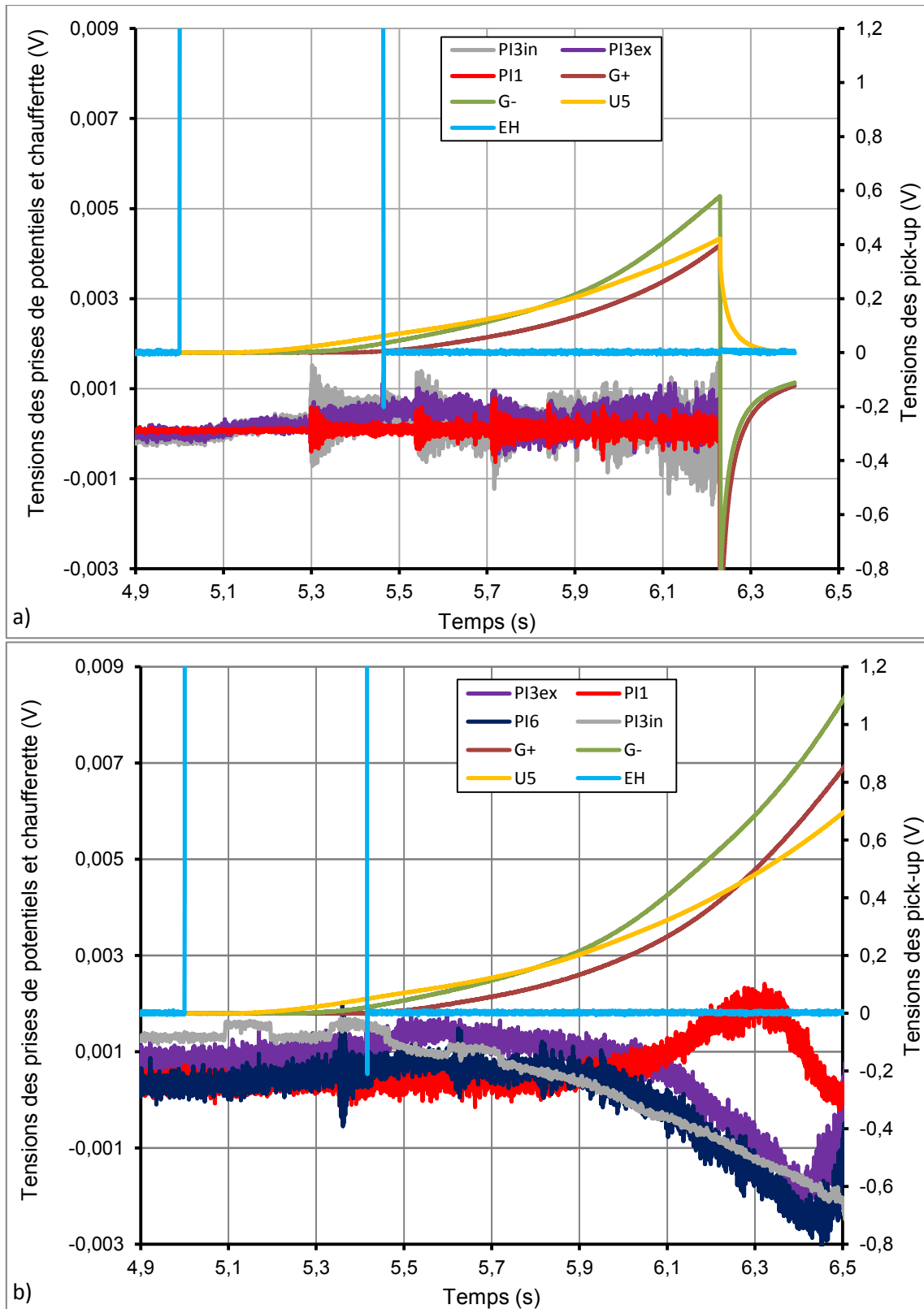


Figure V-41 : a) Evolution des tensions des prises de potentiel et des pick-up pour 250 A, 1,5 T et 8 K avec une détection de seuil à 1 V, b) Test de reproductibilité avec une détection de seuil à 2 V (250 A, 1,5 T et 8 K).

V.5.3.5 Conclusion sur les vitesses de propagation

Les mesures de propagation se sont avérées plus compliquées que prévu à interpréter. Les mesures faites avec les bobines pick-up ne semblent pas consistantes. Pourtant, elles réagissent avec

les transitions, mais ne présentent pas de pics d'oscillations en adéquation avec ces transitions. Elles voient aussi des variations lentes qui sont difficiles à interpréter.

On peut résumer, cf. Tableau V-13 les valeurs obtenues et les comparer avec les valeurs théoriques.

B (T)	0	3	
I (A)	250	100	160
T (K)	11	9,7	8
$V_{I \text{ mesuré}} \text{ (m/s)}$	0,47	0,36	1,5
$V_{I \text{ théorique}} \text{ (m/s)}$	0,11	0,20	0,45
$V_{t \text{ mesuré}} \text{ (mm/s)}$	1,5	1,0	1,1
$V_{t \text{ théorique}} \text{ (mm/s)}$	2,8	5,4	12

Tableau V-13 : Bilan des vitesses de propagation.

La vitesse azimutale mesurée est bien plus faible que celle théorique et semble constante. La méthode de mesure n'est pas précise et nous n'avons assurément pas mesuré la valeur asymptotique. Les mesures des pick-up font défaut.

La valeur de la vitesse longitudinale est surévaluée pour plusieurs causes:

- Le préchauffage de la chaufferette longue,
- La variation de la résistance du cuivre avec la température,
- Pour le dernier test à 160 A avec la chaufferette ponctuelle, le couplage des vitesses longitudinales et axiales.

Les mesures de vitesse de propagation ont eu lieu fin novembre 2014 et non donc pas été complètement dépouillées par manque de temps.

V.6 Conclusion et perspectives sur le développement d'une double-galette MgB₂ R & W refroidie en conduction solide

Le développement, le test et les mesures de propagation effectués sur une double-galette conclue sur une note extrêmement positive ces trois années (et un mois) de travail sur les aimants MgB₂ R & W refroidis par conduction solide.

La sensibilité intrinsèque des conducteurs MgB₂ R & W à la déformation combinée au faible rayon de bobinage de la double-galette qui nous place proche de la déformation critique et nous a amenés à revoir la méthode de fabrication d'une double-galette.

En particulier, notre retour d'expérience sur le bobinage des échantillons sur le mandrin de courant, nous a conduits à ne pas utiliser la méthode de bobinage classique des doubles-galettes. En effet, cette méthode induit un nombre important d'opérations risquées qui nous a semblé incompatible avec un bobinage utilisant un conducteur sensible à la déformation et ce d'autant plus que la double-galette à un petit rayon de bobinage.

A la place, nous avons cherché à développer une nouvelle méthode de bobinage qui soit compatible avec les contraintes de notre double-galette. Cette nouvelle méthode qui consiste à remplacer le touret situé au-dessus de la bobineuse par un cylindre de stockage a été mise en œuvre avec succès à deux reprises avec la fabrication de deux doubles-galettes.

De ce point de vue, la première double-galette a été un franc succès car elle n'a montré aucun signe de dégradation à l'intérieur du bobinage (la chance du débutant). De même, si la seconde

double-galette a montré une dégradation (légère, on peut fonctionner au minimum à 90 % du courant critique en continue), elle ne semble pas directement liée au procédé de bobinage mais probablement à une erreur humaine. En effet l'isolation électrique du conducteur composé d'une multitude de filaments en polyester (Dacron) se révèle particulièrement fragile au bobinage.

A contrario, c'est la première double-galette qui a montré un problème de jonction avec une soudure interne de mauvaise qualité, alors que les jonctions sur la seconde double-galette étaient de bonne facture.

Si ce point n'a pas été étudié pendant la thèse, il semble que les résistances de jonction soient naturellement importantes (à rapprocher au faible RRR de la matrice en nickel). Ce point peut être rédhibitoire pour le développement d'un aimant MgB_2 en double-galette car suivant le nombre de doubles-galettes (et du courant de fonctionnement), la puissance froide du second étage pourrait être insuffisante. Le solénoïde a donc l'avantage sur ce point.

A mon sens, c'est d'ailleurs le principal point à améliorer de la double-galette puisque malgré l'utilisation d'un outillage spécifiquement désigné pour réaliser les jonctions, elles demeurent quand même difficiles à réaliser.

A noter que c'est particulièrement le cas pour un aimant en conduction solide. En effet, comme on cherche à avoir une bonne conductivité à froid, cette dernière est naturellement présente à chaud ce qui complique fortement la réalisation des jonctions.

D'un point de vue académique, la double-galette a permis de réaliser des mesures de vitesse de propagation résistive. Les résultats qui n'ont pas été complètement dépouillés montrent des vitesses de propagation éloignées des calculs théoriques analytiques. Il semble nécessaire de devoir reproduire par éléments finis les tests effectués sur la double-galette et ainsi obtenir les signaux de tension théoriques pour avancer dans la compréhension des mesures.

Si nous nous sommes inscrits dans une configuration d'un refroidissement par conduction solide, les développements effectués sur la double-galette MgB_2 sont en très grande partie transposable à un refroidissement par fluide cryogène (bain ou gazeux).

Je pense en particulier à la nouvelle méthode de bobinage qui permet de bobiner une double-galette indépendamment du mode de refroidissement choisi. De même, cette nouvelle méthode de bobinage bien que développée pour des conducteurs sensibles à la déformation ne se limite pas à ces derniers ; elle est compatible avec n'importe quel type de conducteur et/ou de matériaux supraconducteurs.

Un des plus grands avantages de cette nouvelle méthode de bobinage c'est qu'elle semble relativement facile à automatiser. La double-galette étant un produit appelé à être fabriqué en série, ceci représente un plus indéniable.

Cette maquette ainsi que celle du solénoïde ont été désignées dès le début deuxième année de la thèse alors qu'une grande partie des caractérisations sur le conducteur comme pour les empilements n'avait pas encore été réalisées.

Je pense en particulier à l'aspect mécanique des designs qui concentre le plus de difficulté. Ainsi serait-il intéressant de reprendre les codes éléments finis en actualisant les données matériaux désormais connues dans leur grande majorité (sauf la dilation thermique de la bobine qui manque et qui a une grande influence sur les calculs).

Ceci permettrait de déterminer quel a été le niveau de sollicitations dans la double-galette pendant son test et ainsi d'estimer la marge, d'un point de vue mécanique, dont nous disposons réellement pour la réalisation et le test du solénoïde 1 T

Ces excellents résultats comparativement aux bobinages préparatoires au solénoïde et même à la littérature, en particulier les bobinages de General Electrics [20, 23, 24] qui montre une dégradation sur tous leurs bobinages, appellent à être confirmés dans le futur avec la réalisation d'un empilement de doubles-galettes.

Ces résultats ouvrent finalement la voie à la réalisation d'aimants MgB_2 R & W de type double-galette ce qui n'est pas encore le cas pour un aimant MgB_2 R & W de type solénoïde.

Conclusion générale

Les travaux que j'ai effectués durant cette thèse ont permis de développer des méthodes de design et des technologies permettant de réaliser un aimant MgB_2 refroidi par conduction solide.

La première problématique à laquelle j'ai été confronté a été la maîtrise du refroidissement par conduction solide pour le développement de l'insert froid. En effet, une première version de l'insert avait déjà été conçue et en parti assemblée avant le début de cette thèse. Malheureusement, il est rapidement apparu que cet insert n'atteindrait pas les performances souhaitées en raison d'un mauvais refroidissement des amenées de courant.

Cette première version de l'insert froid a montré la difficulté de refroidir à travers un contact à la fois conducteur thermique et isolant électrique. La solution classique à base de polymères ayant montré ces limites, nous avons cherché à développer un nouveau type de contact thermique. La solution qui a été trouvée consiste à remplacer l'isolant polymère par une céramique en nitrure d'aluminium (AlN) qui possède une conductivité thermique importante, mais qui demeure en même temps isolante électriquement.

Cette solution a été mise en œuvre avec succès sur une deuxième version de l'insert froid spécifiquement conçu pour utiliser ce nouveau type de contact bon conducteur thermiquement mais isolant électriquement.

En particulier, ces contacts thermiques ont montré toute leur pertinence pour le refroidissement d'amenées de courant à 77 K et constituent désormais à mon sens, une solution de référence pour cette température. A 4 K, la solution d'assemblage mécanique reste à améliorer. Mais, l'AlN, en raison de son comportement de type corps pur, permet d'envisager la réalisation de contacts thermiques de très haute conductivité thermique (tout en conservant leur isolement électrique) à toutes les températures de fonctionnement.

Ces contacts, en plus d'être efficaces thermiquement, sont aussi très résistants mécaniquement de sorte que, désormais, depuis 1 an, l'insert froid fonctionne après plusieurs dizaines de cyclage thermique.

Cet insert froid, en plus d'être une plateforme de développement pour le refroidissement par conduction solide, a permis avec succès de mesurer le courant critique de conducteur MgB_2 R & W sur une gamme de 5 à 35 K, de 0 à 3 T et jusqu'à 600 A à l'aide d'un mandrin de test spécifique au refroidissement par conduction solide.

Cet insert permet non seulement la mesure du courant critique de conducteur MgB_2 R & W, mais aussi de tester des maquettes d'aimants MgB_2 R & W refroidis par conduction solide. Il a en particulier permis le test des deux doubles-galettes MgB_2 R & W que nous avons fabriquées au cours de cette thèse en partenariat avec SigmaPhi.

Ces doubles-galettes ont montré dans l'ensemble de très bonnes performances, dont une sans aucune dégradation dû au bobinage. De plus, sur les deux doubles-galettes, nous avons pu atteindre 100 % du courant critique sur les tours intérieurs comparé à la mesure d'un échantillon. Nous n'avons pas trouvé de résultats équivalents dans la littérature à ce jour.

Ces réalisations valident donc un procédé de bobinage inventé et breveté qui se montre pleinement adapté au bobinage de conducteurs MgB_2 R & W même sur de faibles diamètres. Cette solution de bobinage est bien sûr compatible avec les autres supraconducteurs.

En complément de la double-galette, nous avons aussi conçu une deuxième maquette, un solénoïde R & W de 1 T dans 3 T de champ de fond refroidi par conduction solide, s'il n'a pas été

réalisé par manque de temps, son étude a été riche d'enseignements principalement sur deux aspects.

Le premier point a été de révéler la nécessité de développer un code de calcul par éléments finis capable de prendre en compte toutes les phases de fabrication et d'utilisation des aimants MgB_2 R & W, à partir du bobinage jusqu'à la mise sous champ. En l'absence d'un tel outil de dimensionnement, la conception d'un aimant MgB_2 demeure pour l'instant en partie empirique. Encore une fois, un tel outil n'est pas seulement limité aux aimants MgB_2 , il aura un champ d'application bien plus large.

Le deuxième point mis en exergue par le développement de cette maquette a été l'influence du collage/imprégnation sur les performances du conducteur. Même si nous étions dans un cadre particulièrement défavorable en raison de l'architecture particulière de notre mandrin de courant critique, il semble qu'un collage non homogène des conducteurs soit à même de dégrader le conducteur. Si cette hypothèse demande à être confirmée, il semble plus indiqué d'utiliser une imprégnation sous vide comme le montrent d'ailleurs les bons résultats sur les doubles-galettes.

En complément de ce travail sur les maquettes, nous avons mené une large caractérisation des propriétés conventionnelles du conducteur MgB_2 R & W et nous disposons désormais de la majorité des informations nécessaires pour concevoir un aimant MgB_2 . Il manque néanmoins, de ce point de vue, une étude sur l'influence de la déformation sur le courant critique pour les conducteurs que nous avons utilisés.

Ainsi cette thèse a-t-elle permis de lever un verrou technologique important pour le refroidissement d'aimant en conduction solide en permettant un refroidissement optimal des amenées de courant en particulier dans le cas où le courant nécessaire est important.

En ce qui concerne la maîtrise du bobinage de conducteur MgB_2 R & W, il serait faux de dire qu'il est pleinement maîtrisé comme le montrent plusieurs de nos essais, mais mon sentiment personnel est que si l'on y consacre suffisamment de temps et de réflexion, alors il me semble qu'il est possible de réaliser des bobinages MgB_2 R & W, même de petit diamètre, sans dégradation.

S'il est pour l'instant difficilement envisageable, au vu des performances actuelles des conducteurs, de concevoir un aimant MgB_2 économiquement viable, cette situation est très probablement appelée à changer dans les années à venir et les développements que nous avons effectué trouveront naturellement leur place dans ce nouvel élan.

Références

- [1] K. Vinod, R. G. A. Kumar, and U. Syamaprasad, "Prospects for MgB₂ superconductors for magnet application," *Superconductor Science & Technology*, vol. 20, pp. R1-R13, Jan 2007.
- [2] I. Husek, P. Kovac, A. Rosova, T. Melisek, W. Pachla, and M. Hain, "Advanced MgB₂ wire made by internal magnesium diffusion process," *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 588, pp. 366-369, Mar 2014.
- [3] P. Kovac, I. Husek, T. Melisek, L. Kopera, and M. Reissner, "Cu stabilized MgB₂ composite wire with an NbTi barrier," *Superconductor Science & Technology*, vol. 23, Feb 2010.
- [4] V. Braccini, A. Malagoli, A. Tumino, M. Vignolo, C. Bernini, C. Fanciulli, *et al.*, "Improvement of magnetic field behavior of Ex-Situ processed magnesium diboride tapes," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, pp. 2766-2769, Jun 2007.
- [5] V. Braccini, D. Nardelli, R. Penco, and G. Grasso, "Development of ex situ processed MgB₂ wires and their applications to magnets," *Physica C-Superconductivity and Its Applications*, vol. 456, pp. 209-217, Jun 1 2007.
- [6] A. Malagoli, G. Grasso, A. Tumino, M. Modica, V. Braccini, S. Roncallo, *et al.*, "Fabrication and characterization of Ni-sheathed MgB₂ superconducting tapes," *International Journal of Modern Physics B*, vol. 17, pp. 461-467, Mar 2003.
- [7] I. Hyper Tech Research. Available: <http://www.hypertechresearch.com/>
- [8] Columbus Superconductors SpA. Available: <http://www.columbussuperconductors.com/>
- [9] E. Rochepault, "Étude de dipôles supraconducteurs en Nb₃Sn à haut champ : isolation électrique à base de céramique et conception magnétique," thesis, Paris 11, 2012.
- [10] P. Manil and F. Rondeaux, "Short Racetrack Windings for the Mechanical Characterization of Ceramic-Insulated Cables," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 1658-1661, Jun 2010.
- [11] P. Kovac, T. Melisek, L. Kopera, I. Husek, M. Polak, and M. Kulich, "Progress in electrical and mechanical properties of rectangular MgB₂ wires," *Superconductor Science & Technology*, vol. 22, p. 8, Jul 2009.
- [12] P. Kovac, I. Husek, T. Melisek, L. Kopera, and M. Reissner, "Stainless steel reinforced multi-core MgB₂ wire subjected to variable deformations, heat treatments and mechanical stressing," *Superconductor Science & Technology*, vol. 23, Jun 2010.
- [13] P. Kovac and L. Kopera, "Electromechanical Properties of Filamentary MgB₂ Wires," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 22, p. 7, Feb 2012.
- [14] H. Kitaguchi and H. Kumakura, "Superconducting and mechanical performance and the strain effects of a multifilamentary MgB₂/Ni tape," *Superconductor Science & Technology*, vol. 18, pp. S284-S289, Dec 2005.
- [15] M. Tomsic, M. Rindfleisch, J. Yue, K. McFadden, J. Phillips, M. D. Sumption, *et al.*, "Overview of MgB₂ superconductor applications," *International Journal of Applied Ceramic Technology*, vol. 4, pp. 250-259, 2007 2007.
- [16] Y. Iwasa, J. Bascunan, S. Hahn, M. Tomita, and W. Yao, "High-Temperature Superconducting Magnets for NMR and MRI: R&D Activities at the MIT Francis Bitter Magnet Laboratory," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 718-721, Jun 2010.
- [17] M. Modica, S. Angius, L. Bertora, D. Damiani, M. Marabotto, D. Nardelli, *et al.*, "Design, construction and tests of MgB₂ coils for the development of a cryogen free magnet," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, pp. 2196-2199, Jun 2007.
- [18] (2014). *Paramed*. Available: <http://www.paramed.it/showPage.php?template=mropen&id=1>
- [19] L. Xiao Hang, D. Xiao Ji, X. Li Ye, Y. Li Yang, K. Ling Qj, and B. Qjng, "Design, development and experiment of a 1.5 T MgB₂ superconducting test magnet," *Cryogenics*, vol. 49, June 2009.

- [20] S. Mine, H. Song, M. Xu, J. Marte, S. Buresh, W. Stautner, *et al.*, "Test Coil for the Development of a Compact 3T MgB₂ Magnet," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2011.
- [21] W. J. Yao, J. Bascunan, S. Y. Hahn, and Y. Iwasa, "MgB₂ Coils for MRI Applications," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 756-759, Jun 2010.
- [22] V. Cavaliere, A. Matrone, G. Masullo, R. Quarantiello, A. Saggese, S. Pace, *et al.*, "Normal zone propagation in a MgB₂ conduction cooled test magnet," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, pp. 924-927, Jun 2008.
- [23] S. Mine, M. F. Xu, S. Buresh, W. Stautner, C. Immer, E. T. Laskaris, *et al.*, "Second Test Coil for the Development of a Compact 3 T MgB₂ Magnet," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, p. 4, Jun 2013.
- [24] S. Mine, M. Xu, Y. Bai, S. Buresh, W. Stautner, C. Immer, *et al.*, "Development of a 3T-10 bore MgB₂ Magnet system," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2014.
- [25] D. Park, J. Ling, M. Rindfleisch, J. Voccio, S. Hahn, J. Bascunan, *et al.*, "for MRI Magnets: Test Coils and Superconducting Joints Results," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2012.
- [26] X. H. Li, L. Y. Ye, M. J. Jin, X. J. Du, Z. S. Gao, Z. C. Zhang, *et al.*, "High critical current joint of MgB₂ tapes using Mg and B powder mixture as flux," *Superconductor Science & Technology*, vol. 21, p. 5, Feb 2008.
- [27] L. Xiaohang, Z. Dong, Z. Jingye, G. Zhaoshun, D. Shaotao, Z. Zhifeng, *et al.*, "A Small 1.5 T Persistent Current Operating Test Magnet Using MgB₂ Wire With High J_c Joints," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, June 2011.
- [28] A. Stenvall, N. Magnusson, Z. Jelinek, G. Grasso, I. Hiltunen, A. Korpela, *et al.*, "Electromagnetic viewpoints on a 200 kW MgB₂ induction heater," *Physica C-Superconductivity and Its Applications*, vol. 468, pp. 487-491, Mar 2008.
- [29] F. Saeligtre, I. Hiltunen, M. Runde, N. Magnusson, J. Jaumrvelauml, J. Bjerkli, *et al.*, "Winding, Cooling and Initial Testing of a 10 h Superconducting MgB₂ coil for an induction heater," *Superconductor Science & Technology*, vol. 24, March 2011.
- [30] I. Hiltunen, A. Stenvall, A. Korpela, J. Lehtonen, R. Mikkonen, M. Runde, *et al.*, "Cryogenic design of the ALUHEAT project," in *Joint Cryogenic Engineering Conference/International Cryogenic Materials Conference*, Chattanooga, TN, 2008, pp. 1015-1022.
- [31] X. Pei, A. Smith, M. Husband, and M. Rindfleisch, "Experimental Tests on a Superconducting Fault Current Limiter Using Three-Strand MgB₂ Wire," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2011.
- [32] R. B. Dalessandro, M. Bocchi, V. Rossi, and L. E. Martini, "Test results on 500 kVA-class MgB₂-based fault current limiter prototypes," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, pp. 1776-1779, Jun 2007.
- [33] M. D. Sumption, M. Bhatia, M. Rindfleisch, J. Phillips, M. Tomsic, and E. W. Collings, "MgB₂/Cu racetrack coil winding, insulating, and testing," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, pp. 1457-1460, Jun 2005.
- [34] T. Nakamura, Y. Yamada, H. Nishio, K. Kajikawa, M. Sugano, N. Amemiya, *et al.*, "Development and fundamental study on a superconducting induction/synchronous motor incorporated with MgB₂ cage windings," *Superconductor Science & Technology*, vol. 25, Jan 2012.
- [35] Y. S. Hascicek, Y. Akin, T. W. Baldwin, M. M. Rindfleisch, J. Yue, M. D. Sumption, *et al.*, "A MgB₂ 12.5 kVA superconductor transformer," *Superconductor Science & Technology*, vol. 22, Jun 2009.
- [36] M. Alessandrini, R. Musenich, R. Penco, G. Grasso, D. Nardelli, R. Marabotto, *et al.*, "Behavior of a 14 cm bore solenoid with multifilament MgB₂ tape," *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 17, pp. 2252-2257, Jun 2007.

- [37] P. Spillantini, "Active shielding for long duration interplanetary manned missions," *Advances in Space Research*, vol. 45, pp. 900-916, Apr 1 2010.
- [38] R. Musenich, V. Calvelli, S. Farinon, R. Battiston, W. J. Burger, and P. Spillantini, "A Magnesium Diboride Superconducting Toroid for Astroparticle Shielding," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 24, p. 4, Jun 2014.
- [39] A. Ballarino, "Development of superconducting links for the Large Hadron Collider machine," *Superconductor Science & Technology*, vol. 27, p. 7, Apr 2014.
- [40] (2014). *World-record current in a superconductor | CERN*. Available: <http://home.web.cern.ch/about/updates/2014/04/world-record-current-superconductor>
- [41] E. W. Collings, S. Kawabata, M. Bhatia, M. Tomsic, and M. D. Sumption, "Magnesium Diboride Superconducting Strand for Accelerator and Light Source Applications," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 16, pp. 1445-1448, 2006.
- [42] C. Ferdeghini, V. Ferrando, C. Tarantini, E. Bellingeri, G. Grasso, A. Malagoli, *et al.*, "Upper critical fields up to 60 T in dirty magnesium diboride thin films," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 15, pp. 3234-3237, 2005.
- [43] R. L. Flükiger, "Advances in MgB2 Conductors (Annotated plenary slide presentation)," 2014.
- [44] (2014). *Superconducting light weight 10 MW generator for offshore wind turbines*. Available: <http://www.tecnalia.com/images/stories/construccion-sostenible/Superturbine.pdf>
- [45] S. S. Kalsi, "Superconducting Wind Turbine Generator Employing MgB2 Windings Both on Rotor and Stator," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 24, pp. 47-53, 2014.
- [46] T. Hamajima, H. Amata, T. Iwasaki, N. Atomura, M. Tsuda, D. Miyagi, *et al.*, "Application of SMES and Fuel Cell System Combined with Liquid Hydrogen Vehicle Station to Renewable Energy Control," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2011.
- [47] P. Tixador, M. Deleglise, A. Badel, K. Berger, B. Bellin, J. C. Vallier, *et al.*, "First Tests of a 800 kJ HTS SMES," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 18, pp. 774-778, 2008.
- [48] P. Tixador, B. Bellin, M. Deleglise, J. C. Vallier, C. E. Bruzek, S. Pavard, *et al.*, "Design of a 800 kJ HTS SMES," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 15, pp. 1907-1910, 2005.
- [49] "E-Thrust concept Airbus," 2014.
- [50] "IEC 61788-1: Critical current measurement - DC critical current of Nb-Ti composite superconductors," ed.
- [51] "IEC 61788-2: Critical current measurement - DC critical current of Nb3Sn composite," ed.
- [52] J.-F. Artaud, "Distributions de courant dans des fils supraconducteurs soumis à un champ magnétique d'orientation quelconque et correspondant aux conditions d'utilisation dans un Tokamak," 1994 Aix-Marseille 1.
- [53] L. Quettier, G. Aubert, P. Bredy, A. Chance, F. Nunio, T. Schild, *et al.*, "Tests of a Prototype for Assessing the Field Homogeneity of the Iseult/Inumac 11.7 T Whole Body MRI Magnet," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 722-725, Jun 2010.
- [54] T. Schild, G. Aubert, F. Beaudet, A. Bourquard, A. Chance, J. Fleiter, *et al.*, "A Prototype for Assessing the Field Homogeneity of the Iseult MRI Magnet," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 19, pp. 2253-2256, Jun 2009.
- [55] W. A. Maksoud, B. Baudouy, J. Belorgey, P. Bredy, P. Chesny, A. Donati, *et al.*, "Quench Experiments in a 8-T Superconducting Coil Cooled by Superfluid Helium," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 20, pp. 1989-1992, 2010.
- [56] *Cryomech*. Available: <http://www.cryomech.com/>
- [57] S. C. Group. Available: <http://www.shicryogenics.com/>
- [58] CX-AA Cernox. Available: http://www.lakeshore.com/Documents/CX_RSDSsm.pdf
- [59] S. MATTEI, "Rayonnement thermique des matériaux opaques," in *Référence BE8210*, ed: TECHNIQUES DE L'INGÉNIEUR.
- [60] G. G. Jean-Claude BOISSIN, Bernard HÉBRAL, Pierre PELLOUX-GERVAIS, Alain RAVEX, Peter SEYFERT. Cryogénie : mise en œuvre des basses températures. *Référence B2382*
- [61] R. R. Conte, *Elements de Cryogenie*.
- [62] "Cern Accelerator School."

- [63] "Cryocomp, Thermal Properties of Materials, Program Copyrights by Eckels Engineering Inc. 3322 Ebenezer Court Drive, Florence SC 29501.," ed.
- [64] M. N. Wilson, "Superconducting magnets," *Superconducting magnets*, p. xv+335 pp., 1983 1983.
- [65] P. F. Herrmann, C. Cottevieille, G. Duperray, A. Leriche, T. Verhaege, C. Albrecht, *et al.*, "CRYOGENIC LOAD CALCULATION OF HIGH-T(C) CURRENT LEAD," *Cryogenics*, vol. 33, pp. 555-562, May 1993.
- [66] P. F. Herrmann, C. Albrecht, J. Bock, C. Cottevieille, S. Elschner, W. Herkert, *et al.*, "European project for the development of high T/sub C/ current leads," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. 3, pp. 876-880, 1993.
- [67] A. H. Joachim Bock, "HIGH TEMPERATURE SUPERCONDUCTING BULK PARTS FOR CURRENT LEADS."
- [68] "Nexans, Communication privée," ed.
- [69] C. Ho-Myung and K. Min Jee, "Optimization of conduction-cooled current leads with unsteady operating current," *Cryogenics*, vol. 49, pp. 210-216, May 2009.
- [70] I. T. H. Hoshikawa, "Conductive Properties of High Purity Aluminum," ed. CEA Saclay: Sumitomo Chemical, 2012.
- [71] P.-A. DANDONNEAU, "Rapport de stage ingénieur: Design thermique d'un IRM portable sans hélium liquide.," 2011.
- [72] B. Blau, D. Campi, B. Cure, R. Folch, A. Herve, I. L. Horvath, *et al.*, "The CMS conductor," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 12, pp. 345-348, Mar 2002.
- [73] Kapton. Available: <http://www.dupont.com/products-and-services/membranes-films/polyimide-films/brands/kapton-polyimide-film.html>
- [74] Muscade. Available: <http://irfu.cea.fr/Sis/products/www/muscade/>
- [75] Apiezon N. Available: <http://www.apiezon.com/products/vacuum-greases/n-grease>
- [76] Otaline. Available: http://www.metaconcept.fr/Baguettes_a113.html
- [77] PMB. Available: <http://www.pmb-alcen.com/fr>
- [78] A. Ishaikhi and G. P. Srivastava, "Thermal conductivity of single crystal and ceramic AlN," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, 15 April 2008.
- [79] X. Zhipeng, X. Weijiang, C. Haibo, and H. Yong, "Mechanical and thermal properties of 99% and 92% alumina at cryogenic temperatures," *Ceramics International*, vol. 37, pp. 2165-8, Sept. 2011.
- [80] "PMB, Communication privée," ed.
- [81] P. D. Frédéric AYELA, Jean-Luc DUCHATEAU, Philippe GANDIT, François KIRCHER, André SULPICE, Louis ZANI, "Températures cryogéniques - Mesures spécifiques. Référence R2811," ed: Techniques de l'Ingénieur, 2004.
- [82] W. M. Yim and R. J. Paff, "THERMAL-EXPANSION OF ALN, SAPPHIRE, AND SILICON," *Journal of Applied Physics*, vol. 45, pp. 1456-1457, 1974 1974.
- [83] NIST. *Conductivité thermique du Kapton*. Available: http://cryogenics.nist.gov/MPropsMAY/Polyimide%20Kapton/PolyimideKapton_rev.htm
- [84] A. Masson, "Mise en oeuvre de techniques d'attaches de puces alternatives aux brasures pour des applications haute température," INSA Lyon, 2012.
- [85] H. v. Weeren. (2007). *Magnesium Diboride superconductors for magnet applications*. Available: http://doc.utwente.nl/58096/1/thesis_van_Weeren.pdf
- [86] J. W. Ekin, "Superconductors - An emerging power technology," *Gaseous Dielectrics X*, pp. 423-432, 2004 2004.
- [87] L. Dresner, "DISTRIBUTION OF CURRENT AMONG FILAMENTS OF A MULTIFILAMENTARY SUPERCONDUCTOR CLOSE-TO INPUT LEADS," *Cryogenics*, vol. 18, pp. 285-288, 1978 1978.
- [88] A. Nijhuis, W. A. J. Wessel, H. G. Knoopers, Y. Ilyin, A. della Corte, and H. H. J. ten Kate, "Compressive pre-strain in Nb3SII strand by steel tube and effect on the critical current measured on standard ITER barrel," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 15, pp. 3466-3469, Jun 2005.

- [89] A. K. Ghosh, "Effect of Barrel Material on Critical Current Measurements of High-J(c) RRP Nb₃Sn Wires," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 21, pp. 2327-2330, Jun 2011.
- [90] J. Lu, E. S. Choi, and H. D. Zhou, "Physical properties of Hastelloy (R) C-276 (TM) at cryogenic temperatures," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, Mar 15 2008.
- [91] L. Bottura, "A practical fit for the critical surface of NbTi," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 10, pp. 1054-1057, Mar 2000.
- [92] O. Sangjun, J. H. Kim, C. Kyuhwan, L. Chulhee, K. Chan-Joong, S. X. Dou, *et al.*, "A comparative study on field, temperature, and strain dependences of the critical current for doped and undoped MgB₂ wires based on the percolation model," *Journal of Applied Physics*, vol. 106, 15 Sept. 2009.
- [93] J. Viljamaa, L. Rostila, P. Kovac, T. Melisek, A. Hinterberger, and M. Reissner, "Comparison of Different Critical Current Density Models for Undoped Monofilamentary Ti-Sheathed MgB₂ Tapes," *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, vol. 24, pp. 287-297, Jan 2011.
- [94] M. Eisterer, M. Zehetmayer, and H. W. Weber, "Current percolation and anisotropy in polycrystalline MgB₂," *Physical Review Letters*, vol. 90, Jun 20 2003.
- [95] *State of the art of critical current*. Available: <http://fs.magnet.fsu.edu/~lee/plot/plot.htm>
- [96] A. Bourquard, D. Bresson, A. Dael, F. Debray, P. Fazilleau, B. Hervieu, *et al.*, "The 42+T Hybrid Magnet Project at CNRS-LNCMI-Grenoble," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 159, pp. 332-335, Apr 2010.
- [97] "MetalPak, Thermal Properties of Materials, Program Copyrights by Vincent D. Arp, distributed by Cryodata Inc.," ed.
- [98] A. V. Sologubenko, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, and H. R. Ott, "Thermal conductivity of single-crystalline MgB₂," *Physical Review B*, vol. 66, Jul 1 2002.
- [99] E. Bauer, C. Paul, S. Berger, S. Majumdar, H. Michor, M. Giovannini, *et al.*, "Thermal conductivity of superconducting MgB₂," *Journal of Physics-Condensed Matter*, vol. 13, pp. L487-L493, Jun 4 2001.
- [100] S. R. Chauhan and S. Chaudhary, "On the Residual Resistivity Ratio in MgB₂ Superconductors," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 26-32, Feb 2010.
- [101] M. Sugano, A. Ballarino, B. Bartova, R. Bjoerstad, C. Scheuerlein, and G. Grasso, "Characterization of Mechanical Properties of MgB₂ conductor for Superconducting Link Project at CERN," *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, vol. PP, pp. 1-1, 2014.
- [102] N. J. Simon, E. S. Drexler, and R. P. Reed, "Properties of copper and copper alloys at cryogenic temperature," ed: NIST monograph 177; U.S. Department of commerce., Feb. 2009.
- [103] B. Baudouy and A. Four, "Low temperature thermal conductivity of aluminum alloy 5056," *Cryogenics*, vol. 60, pp. 1-4, Mar-Apr 2014.
- [104] Y. X. Wang, T. Plackowski, and A. Junod, "Specific heat in the superconducting and normal state (2-300 K, 0-16 T), and magnetic susceptibility of the 38 K superconductor MgB₂: evidence for a multicomponent gap," *Physica C*, vol. 355, pp. 179-193, Jun 15 2001.
- [105] *Opsens jauge de déformation*. Available: <http://www.opsens.com/fr/industries/products/strain/osp/>
- [106] *Fiche produit jauge de déformation Opsens*. Available: <http://www.opsens.com/old/pdf/IMP0011%20OSP%20FR%20rev1.2.pdf>
- [107] *Schéma de principe jauge de déformation Opsens*. Available: <http://www.opsens.com/old/pdf/IMP0002%20WLPI%20FR%20REV2.3.pdf>
- [108] T. Schild, S. Bermond, P. Bredy, A. Donati, O. Dubois, J. M. Gheller, *et al.*, "High Field Insert Demonstrator Design, Manufacturing, and Tests of the Iseult Whole Body 11.75 T MRI Magnet," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 24, p. 5, Jun 2014.

- [109] S. Baxter, M. Lakrimi, A. M. Thomas, Y. X. Gao, H. Blakes, P. Gibbens, *et al.*, "Validation of a novel fiber optic strain gauge in a cryogenic and high magnetic field environment," *Cryogenics*, vol. 50, pp. 700-707, Oct 2010.
- [110] D. FRANÇOIS, "Lois de comportement des métaux - Élastoplasticité Viscoplasticité," in *Référence M4152*, ed: Techniques de l'Ingénieur.
- [111] H. M. Ledbetter and R. P. Reed, "Elastic Properties of Metals and Alloys 1. Iron, Nickel, and Inconel-Alloys," National Bureau of Standards.
- [112] V. F. Nesterenko and Y. Gu, "Elastic properties of hot-isostatically-pressed magnesium diboride," *Applied Physics Letters*, vol. 82, pp. 4104-4106, Jun 9 2003.
- [113] *Handbook of Engineering Materials*, 5th Edition ed.
- [114] Y. M. Wang, S. Cheng, Q. M. Wei, E. Ma, T. G. Nieh, and A. Hamza, "Effects of annealing and impurities on tensile properties of electrodeposited nanocrystalline Ni," *Scripta Materialia*, vol. 51, pp. 1023-1028, Dec 2004.
- [115] B. H. Ai BUI, François KIRCHER, Yves LAUMOND, Marcel LOCATELLI, Jacques VERDIER, "Cryogénie : propriétés physiques aux basses températures," in *Référence B2381*, ed: Techniques de l'Ingénieur, 1993.
- [116] R. Rotinat and R. Moulart, "Caractérisation du comportement mécanique du MgB₂," in *Étude préliminaire*, ed: ENSAM, 2014.
- [117] P. Vedrine, "Essais mécanique de compression à température ambiante sur un assemblage de conducteur câble en goulotte d'Iseult 9.2x4,8 mm² et intercalaires G11: Bm0," ed: CEA Saclay.
- [118] R. Rotinat and R. Moulart, "Caractérisation du comportement mécanique du MgB₂: Étude préliminaire," ed: ENSAM, 2014.
- [119] S. S. K. Ravi-Chandar, "Mechanical Properties of G-10 Glass-Epoxy Composite," Institute for Advanced Technology The University of Texas at Austin 2007.
- [120] *Mylar Polyester film Physical-Thermal Properties*. Available: http://usa.dupontteijinfilms.com/informationcenter/downloads/Physical_And_Thermal_Properties.pdf
- [121] "Francois NUNIO, Communication Privée," ed.
- [122] *Technical Design Review Iseult*.
- [123] F.-P. Juster, "The Preliminary Study of the Quench Protection of an MgB₂ Dry Magnet," presented at the CEC/ICMC Cryogenic Engineering Conference and International Cryogenic Materials Conference,, USA, Alaska, Anchorage, 2013.
- [124] F. P. Juster, C. Berriaud, and P. Fazilleau, "Quench Propagation Kinetics Within 'Iseult/INUMAC' Whole Body 11.7 T MRI Magnet Shielding Coils," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, pp. 1818-1822, Jun 2010.
- [125] *Damival 15174*. Available: <http://commerce.sage.com/bag/upload//site/default/FT/Fran%C3%A7ais/VonRoll/15174OA00%20-%2015174%20OB00.pdf>
- [126] *Papier de pression Fuji*. Available: <https://www.fujifilm.ch/fr/fujifilmweb/main/industrial/produits/prescale-film/prescale-film/>
- [127] A. Morandi, M. Breschi, M. Casali, M. Fabbri, C. Ferdeghini, U. Gambardella, *et al.*, "Quench Behavior of MgB₂ Pancake Coil for FCL Applications," *Ieee Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 23, p. 4, Jun 2013.
- [128] J. Pelegrin, G. Romano, E. Martinez, L. A. Angurel, R. Navarro, C. Ferdeghini, *et al.*, "Experimental and numerical analysis of quench propagation on MgB₂ tapes and pancake coils," *Superconductor Science & Technology*, vol. 26, p. 11, Apr 2013.
- [129] C. B. R. Pasquet, T. Schild, L. Scola, "Brevet FR n° 13 62981 déposé le 19 décembre 2013."

