



HAL
open science

Étude de l'influence des forces magnéto-gravitaires sur le refroidissement par hélium liquide des aimants supraconducteurs à fort champ magnétique

Simon Bagnis

► **To cite this version:**

Simon Bagnis. Étude de l'influence des forces magnéto-gravitaires sur le refroidissement par hélium liquide des aimants supraconducteurs à fort champ magnétique. Autre. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP104 . tel-04227350

HAL Id: tel-04227350

<https://theses.hal.science/tel-04227350>

Submitted on 3 Oct 2023

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

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

Étude de l'influence des forces magnéto-gravitaires sur le refroidissement par hélium liquide des aimants supraconducteurs à fort champ magnétique

*Analysis of the effect of magneto-gravitational forces
on liquid helium cooling of high magnetic field
superconducting magnets*

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n° 576, particules hadrons énergie et noyau : instrumentation,
imagerie, cosmos et simulation (PHENIICS)
Spécialité de doctorat : Physique des accélérateurs
Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **Département des Accélérateurs, de la
Cryogénie et du Magnétisme (Université Paris-Saclay, CEA)**, sous la direction de
Bertrand BAUDOUY, directeur de recherche, et le co-encadrement de **Clément LORIN**,
ingénieur-chercheur

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 19 septembre 2023, par

Simon BAGNIS

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------|------------------------|
| Catherine COLIN Professeure des universités, Toulouse INP | Présidente |
| Eric BEAUGNON Professeur des universités, Université Grenoble-Alpes | Rapporteur & Examineur |
| Luca BOTTURA Docteur, CERN | Rapporteur & Examineur |
| Daniel BEYSENS Directeur de recherche, CNRS/PMMH | Examineur |
| François DEBRAY Docteur, CNRS/LNCMI | Examineur |
| Steffen KRAMER Docteur, CNRS/LNCMI | Examineur |

Titre : Étude de l'influence des forces magnéto-gravitaires sur le refroidissement par hélium liquide des aimants supraconducteurs à fort champ magnétique

Mots clés : Cryogénie, Forces magnétiques, Transferts thermiques, Hélium liquide, Aimants supraconducteurs

Résumé : La maîtrise des technologies permettant d'atteindre des inductions magnétiques de 20 à 40 T est un des enjeux majeurs dans le développement des aimants pour de nombreuses disciplines scientifiques telles que l'imagerie par Résonance Magnétique (IRM post-Iseult), la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), l'hadronthérapie, la fusion nucléaire, ou bien encore les collisionneurs de muons. A ce titre la recherche de champs magnétiques de plus en plus élevés donne lieu à des évolutions technologiques de plus en plus rapides dans le domaine des électro-aimants. Depuis quelques années, les aimants supraconducteurs utilisant la technologie HTc et refroidis en bain d'hélium liquide atteignent des champs magnétiques supérieurs à 20 T. Malheureusement, des dérives en température sont observées et posent problème pour le maintien de l'état supraconducteur de ces aimants. Ces élévations de température sont probablement liées au diamagnétisme de l'hélium. En effet, les forts champs magnétiques générés par ce type d'aimant induisent d'importantes forces magnétiques sur l'hélium, parfois équivalentes en intensité à la gravité. Ces forces volumiques peuvent alors dégrader les transferts thermiques entre l'aimant et son bain d'hélium liquide, engendrant de potentielles montées en température. Pour caractériser l'influence des forces magnétiques sur le refroidissement des aimants supraconducteurs très haut champ, deux systèmes ex-

périmentaux ont été conçus. Ces systèmes ont pu être testés dans un cryostat rempli d'hélium liquide et soumis à un champ magnétique intense généré par un aimant résistif du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (CNRS-Grenoble). Le premier système a permis la détermination du flux thermique critique en gravité modifiée à l'aide des forces magnétiques. Le deuxième système a permis d'évaluer l'influence des forces magnétiques sur les transferts de chaleur en ébullition nucléée. Nos expériences ont confirmé l'influence de la gravité sur le flux critique en hélium liquide prédite par la théorie. Sur une gamme de gravité apparente étudiée pour la première fois (0g à 2,2g), une variation en $g^{1/4}$ est observée. Pour l'ébullition nucléée, l'échange thermique ne semble pas être dégradé par une baisse de la gravité apparente contrairement au flux critique. Dans le cas d'une gravité inversée, les transferts thermiques sont très fortement dégradés avec des élévations de températures de quelques dizaines de kelvins. Les résultats de ces expériences ont aidé à la compréhension des dérives en température observées sur l'aimant HTc NOUGAT pour lequel une étude approfondie est menée. Pour cet aimant, un puits de potentiel magnéto-gravitaire, pouvant piéger de la vapeur chaude, recouvre 83% de sa surface. Cette vapeur isole thermiquement l'aimant du bain de liquide, empêchant son maintien à basse température.

Title : Analysis of the effect of magneto-gravitational forces on liquid helium cooling of high magnetic field superconducting magnets

Keywords : Cryogenics, Magnetic forces, Heat transfers, Liquid helium, Supraconductive magnets

Abstract : Mastering the technologies needed to achieve magnetic inductions of 20 to 40 T is one of the major challenges in the development of magnets for numerous scientific disciplines, such as Magnetic Resonance Imaging (post-Iseult MRI), Nuclear Magnetic Resonance (NMR), hadrontherapy, nuclear fusion and muon colliders. The quest for ever-higher magnetic fields is driving ever-faster technological advances in the field of electromagnets. For some years now, superconducting magnets using HTS technology and cooled in a liquid helium bath have been achieving magnetic fields beyond 20 T. Unfortunately, temperature drifts have been observed, causing problems in maintaining the superconducting state of these magnets. These temperature rises are probably linked to helium diamagnetism. Indeed, the strong magnetic fields generated by this type of magnet induce significant magnetic forces acting on helium, sometimes equivalent in intensity to gravity. These volumetric forces can then degrade heat transfer between the magnet and its liquid helium bath, resulting in potential temperature rises.

To characterize the influence of magnetic forces on the cooling of ultra-high-field superconducting magnets, two experimental sys-

tems were designed. These were tested in a cryostat filled with liquid helium and subjected to an intense magnetic field generated by a resistive magnet from the Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (CNRS-Grenoble). The first system was used to determine the critical heat flux in modified gravity using magnetic forces. The second system was used to assess the influence of magnetic forces on heat transfer in nucleate boiling. Our experiments confirmed the influence of gravity on the critical liquid helium flux predicted by theory. Over a range of apparent gravity studied for the first time (0g to 2.2g), a variation in $g^{1/4}$ is observed. For nucleate boiling, heat exchange does not appear to be degraded by a decrease in apparent gravity in contrast to the critical flux. In the case of inverted gravity, heat transfer is very strongly degraded with temperature rises of a few tens of kelvins. The results of these experiments have helped to understand the temperature drifts observed on the NOUGAT HTS magnet, for which an in-depth study is performed. For this magnet, a magnetogravitational potential well, capable of trapping hot vapor, covers 83% of its surface. This vapor thermally isolates the magnet from the liquid bath, preventing it from being maintained at 4.2 K.

"Allez Marcel! Allons refroidir un aimant!"

C'est pas sorcier, probablement

Remerciements

Je tiens à remercier mon directeur de thèse, Bertrand Baudouy, et mon encadrant, Clément Lorin. J'ai énormément appris à vos côtés, que ce soit le calcul de transferts thermiques, l'utilisation de la tarlatane ou la base du rugby. Merci de m'avoir fait confiance et laissé explorer certaines pistes. Vos compétences et sens humain m'ont fait apprécier chaque jour travaillé à vos côtés même quand les manips de marchaient pas. Pour tout ça et plein d'autres choses je vous dis merci.

Je remercie chacun des membres de mon jury : Catherine Colin ma présidente de jury, Luca Bottura et Eric Beaugnon mes rapporteurs ainsi que Daniel Beysens, François Debray et Steffen Kramer mes examinateurs.

Merci à l'équipe GradB2, Hugo Reymond, Hervé Allain et Hajar Zgour pour leur dynamisme et bonne humeur. Merci également à Lionel Quettier, membre honoraire et chef de labo pour son accueil et soutien quotidien.

Je remercie Pierre Vedrine pour son accueil au sein du DACM.

A tous mes collègues du DACM et en particulier à ceux du LEAS et du LCSE, je vous dis merci pour l'aide technique, les cafés, les fives et toutes les discussions du midi très intéressantes.

Merci à mes collègues du 192, Gilles Authelet, Vadim Stepanov, Charles Mailleret et Florian Gouit pour l'aide et conseils lors de l'assemblage des cellules expérimentales.

Je remercie également les équipes du LNCMI pour nous avoir accueillis chez eux les bras ouverts et leur disponibilité lors des manips, elles n'auraient pu être réussies sans leur aide.

Merci à mes collègues thésards du DACM, Clément Genot pour les billards, le vélo et m'avoir dérangé pendant ma rédaction, Guillaume Campagna, mon collègue de bureau pour les bonnes ondes quotidiennes et Mahmoud Abdel-Hafiz pour les randonnées et parties d'échecs.

Merci à mes amis et ma famille pour les bons moments passés et à venir. J'espère qu'ils seront nombreux.

Merci papa et maman pour les quizzes en voiture, les nombreux musées, expositions, livres et émissions qui ont attisé ma curiosité scientifique que vous n'avez jamais freiné. Merci de tout mon cœur.

Merci Marie pour ta présence et ton support, ton amour est un moteur, ce manuscrit est également un peu le tien.

Table des matières

| | |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Introduction générale | 1 |
| 1 Introduction | 3 |
| 1.1 Aimants à haut champ et problématique de refroidissement | 3 |
| 1.1.1 Présentation de la supraconductivité | 3 |
| 1.1.2 Aimants supraconducteurs réalisés à partir de supraconducteurs HTc | 5 |
| 1.1.3 Problèmes de refroidissement en hélium liquide à 4,2 K des aimants HTc à haut champ | 7 |
| 1.2 Forces magnétiques et pesanteur | 11 |
| 1.2.1 Diamagnétisme et forces magnétiques | 11 |
| 1.2.2 Compensation magnétique de la gravité | 12 |
| 1.2.3 Gradient et gravité résultante sur l'axe d'un solénoïde vertical . . . | 14 |
| 1.3 Influence de la gravité sur les transferts thermiques en bain | 16 |
| 1.3.1 Présentation des différents transferts thermiques en bain | 16 |
| 1.3.2 Convection naturelle | 18 |
| 1.3.3 Ébullition nucléée | 19 |
| 1.3.4 Flux critique thermique et ébullition en film | 21 |
| 2 Système de compensation magnétique | 24 |
| 2.1 Station M10 du LNCMI : principe de modélisation magnétique | 24 |
| 2.1.1 Présentation de l'aimant M10 | 24 |
| 2.1.2 Modélisation magnétique de l'aimant M10 | 25 |
| 2.2 Cartes de champ magnétique et gravité résultante du domaine d'étude . . . | 30 |
| 2.2.1 Carte de champ 2D de la station M10 | 30 |
| 2.2.2 Carte de force magnétique pour de l'hélium | 30 |
| 2.2.3 Carte de gravité résultante et potentiel magnéto-gravitaire | 32 |
| 2.3 Expérimentation dans la station d'essai M10 | 37 |
| 2.3.1 Cryostat et ascenseur | 37 |
| 2.3.2 Contrôle du champ magnétique | 37 |
| 3 Mesures de flux critique sous variation magnétique de la gravité | 39 |
| 3.1 Influence de la gravité sur le flux critique | 39 |
| 3.1.1 Modèles décrivant le flux critique | 39 |
| 3.1.2 Mesure de flux critique pour différentes accélérations | 42 |
| 3.2 Présentation de la cellule expérimentale | 46 |
| 3.2.1 Principe de fonctionnement de la cellule | 46 |
| 3.2.2 Choix des matériaux | 50 |
| 3.2.3 Influence et étude de l'état de surface de la pièce de transfert ther- mique | 53 |

| | | |
|----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 3.2.4 | Problème expérimental - perte du vide d'isolement | 55 |
| 3.3 | Capteur et système d'acquisition | 56 |
| 3.3.1 | Puissance thermique | 56 |
| 3.3.2 | Mesure de température de la cellule | 56 |
| 3.4 | Procédure expérimentale | 58 |
| 3.4.1 | Mesure de la position de référence dans le champ magnétique | 58 |
| 3.4.2 | Positionnement de la surface d'échange dans le champ | 59 |
| 3.4.3 | Méthodes de détection du flux critique | 59 |
| 3.4.4 | Insensibilité au champ magnétique seul | 62 |
| 3.5 | Incertitudes de mesures | 62 |
| 3.5.1 | Incertitudes induites dues à la cellule expérimentale | 62 |
| 3.5.2 | Incertitudes expérimentales | 64 |
| 3.5.3 | Conclusion sur les incertitudes | 65 |
| 3.6 | Résultats expérimentaux | 67 |
| 3.6.1 | Gravité résultante : moyenne volumique de l'amplitude | 67 |
| 3.6.2 | Gravité résultante : moyenne volumique de l'orientation | 68 |
| 3.6.3 | Flux critique en fonction de la gravité résultante | 70 |
| 3.6.4 | Comparaison avec la théorie et les expériences passées | 70 |
| 3.7 | Conclusion de la première campagne de mesure | 72 |
| 4 | Mesures de courbes d'ébullition en gravité réduite | 74 |
| 4.1 | Description de la cellule expérimentale avec vide d'isolation : CESAR | 74 |
| 4.1.1 | Présentation du principe de fonctionnement | 74 |
| 4.1.2 | Instrumentation de la cellule expérimentale | 77 |
| 4.1.3 | Thermalisation des fils d'instrumentation | 80 |
| 4.2 | Description de la cellule expérimentale avec une isolation thermique solide : CLIO | 81 |
| 4.2.1 | Principe de fonctionnement de la cellule expérimentale | 81 |
| 4.2.2 | Instrumentation et mise en place de la cellule expérimentale | 83 |
| 4.2.3 | Considérations expérimentales liées à la cellule CLIO | 85 |
| 4.3 | Procédure expérimentale | 85 |
| 4.3.1 | Mesure des courbes d'ébullition | 85 |
| 4.3.2 | Contrôle du flux thermique | 87 |
| 4.4 | Considérations expérimentales et réduction de données | 88 |
| 4.4.1 | Correction de la magnéto-résistance des sondes de température | 88 |
| 4.4.2 | Méthode de déduction de la température de paroi | 90 |
| 4.4.3 | Prise en compte de la gravité résultante radiale | 91 |
| 4.4.4 | Calcul de la gravité résultante verticale | 93 |
| 4.4.5 | Influence de la pression du fluide sur les mesures | 94 |
| 4.4.6 | Calcul d'erreurs | 95 |
| 4.5 | Résultats expérimentaux | 98 |
| 4.5.1 | Courbes d'ébullition en fonction de la gravité résultante | 98 |
| 4.5.2 | Réponse transitoire à un échelon de flux thermique | 105 |
| 4.6 | Conclusion du chapitre | 110 |
| 4.6.1 | Amélioration potentielle du système expérimental | 110 |
| 4.6.2 | Résultats expérimentaux principaux | 110 |
| 4.6.3 | Proposition d'une courbe d'ébullition caractéristique en gravité com- pensée pour $0g < g^* < 1g$ | 111 |

| | | |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 5 | Analyse du refroidissement d'un aimant HTc haut champ en présence de forces magnéto-gravitaires : le cas de l'aimant NOUGAT | 113 |
| 5.1 | Environnement magnétique de l'aimant NOUGAT | 113 |
| 5.1.1 | L'aimant HTc - NOUGAT | 113 |
| 5.1.2 | Modélisation magnétique de l'aimant NOUGAT | 115 |
| 5.1.3 | Carte de gravité résultante dans le bain d'hélium | 118 |
| 5.1.4 | Piégeage d'amas gazeux dans le bain | 119 |
| 5.2 | Surélévation de température de l'aimant HTc | 122 |
| 5.2.1 | Puissance thermique dissipée dans les galettes | 122 |
| 5.2.2 | Élévation de température en fonction du champ magnétique extérieur | 124 |
| 5.3 | Conclusion sur l'étude d'un cas concret : l'aimant NOUGAT | 129 |
| | Conclusion générale | 131 |
| | Bibliographie | 133 |
| | Liste des figures | 142 |
| | Liste des tableaux | 149 |
| | A Systèmes expérimentaux | 150 |
| | B Formules de calcul analytique du champ magnétique | 154 |

Introduction générale

La maîtrise des technologies permettant d'atteindre des inductions magnétiques de 20 à 40 T est un des enjeux majeurs dans le développement des aimants pour de nombreuses disciplines scientifiques telles que l'Imagerie par Résonance Magnétique (IRM post-Iseult), la Résonance Magnétique Nucléaire (RMN), l'hadronthérapie, la fusion nucléaire, ou bien encore les collisionneurs de muons [1–6]. A ce titre la recherche de champs magnétiques de plus en plus élevés donne lieu à des évolutions technologiques de plus en plus rapides dans le domaine des électro-aimants. Historiquement, les champs magnétiques intenses (>20 T) étaient produits par des aimants résistifs. Plus récemment, le développement des aimants supraconducteurs a ouvert la porte à des réalisations permettant la production de champs magnétiques équivalents pour une consommation électrique totale moindre.

Les matériaux supraconducteurs dits HTc (pour haute température critique), permettent la réalisation d'aimants supraconducteurs produisant des champs magnétiques intenses lorsqu'ils sont refroidis en bain d'hélium liquide à 4,2 K. De récents aimants ont atteint des champs magnétiques supérieurs à 30 T avec ce type de matériau. Néanmoins, des problèmes de refroidissement, empêchant une opération stable dans le temps, ont été observés lors de leurs fonctionnements. La présence de forces magnétiques induites par une variation spatiale de champ magnétique et le diamagnétisme de l'hélium semblent être à l'origine de la dégradation du refroidissement en modifiant la gravité apparente sur l'hélium.

L'objectif de ce travail de thèse est de mieux comprendre l'influence des forces magnétiques sur le refroidissement en bain d'hélium des aimants HTc. Afin d'étudier le refroidissement des aimants HTc, il est nécessaire de connaître les principaux mécanismes d'échange thermique en jeu et leur sensibilité aux forces magnétiques. Les questions sont alors : **quelle est l'influence des forces magnétiques sur les différents régimes de transferts thermiques en bain ? Existe-t-il des phénomènes particuliers et réalistes expliquant les élévations de température observées en opération ?** La démarche de la thèse est expérimentale, les études ont été conduites à l'aide de systèmes expérimentaux conçus spécifiquement lors de cette thèse pour la caractérisation des transferts thermiques en bain. L'observation de certains phénomènes est confrontée à la réalité de fonctionnement d'un aimant HTc pré-existant.

Ce manuscrit est divisé en cinq chapitres. Le premier chapitre est une introduction à l'état de l'art des aimants à haut champ HTc refroidis par hélium liquide ainsi que la présentation de la force magnétique et des grandeurs qui lui sont associées. Il présente également brièvement les mécanismes de transfert thermique en bain et leur dépendance à la gravité. Le second chapitre est consacré à la description magnétique de la station M10 du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (CNRS), dispositif utilisé pour la réalisation des campagnes expérimentales. Les troisième et quatrième chapitres détaillent la conception des systèmes expérimentaux utilisés lors des deux campagnes d'essais ainsi que les résultats obtenus associés à ces expériences. Le cinquième chapitre est dédié à l'analyse des élévations de température mesurées sur l'aimant HTc NOUGAT avec la prise en compte des forces magnétiques, des puissances thermiques en jeu et des résultats expérimentaux obtenus.

Chapitre 1

Introduction

1.1 Aimants à haut champ et problématique de refroidissement

1.1.1 Présentation de la supraconductivité

C'est aux Pays-bas en 1908 que Heike Kamerlingh Onnes liquéfie pour la première fois de l'hélium, rendant possible l'étude des matériaux à des températures inférieures à 4,2 K. En 1911, alors qu'il étudie les caractéristiques électriques des matériaux à basse température, il observe une résistance électrique quasi nulle pour le mercure lorsqu'il est refroidi en dessous de 4,2 K, c'est la découverte de la supraconductivité [7]. Depuis cette découverte, l'état supraconducteur de nombreux éléments du tableau périodique a été découvert à basse température.

De part leur résistance électrique nulle ces matériaux ont très vite suscité l'intérêt des scientifiques pour le transport de forts courants électriques et notamment pour la réalisation d'électroaimants. Néanmoins lors de l'étude de ces matériaux sous champ magnétique, les scientifiques se sont aperçus de la perte de l'état supraconducteur au-delà d'un champ magnétique assez faible (< 100 mT), rendant obsolètes ces matériaux pour la construction d'électroaimants. En réalité, ils découvrent que l'état supraconducteur d'un matériau ne peut être défini uniquement par sa température, deux autres grandeurs physiques sont nécessaires : le champ magnétique H et la densité de courant parcourant ledit matériau J . Ces trois grandeurs physiques permettent de définir les limites de l'état supraconducteur :

T_c , Température critique. Température maximale permise pour le maintien de l'état supraconducteur. Elle dépend du champ magnétique et de la densité de courant.

H_c , Champ critique. Champ magnétique maximal appliqué sur le matériau pour le maintien de l'état supraconducteur. Il dépend de la température et de la densité de courant. Des deux types de supraconducteur, types I et types II, ce sont les types II qui présentent les champs critiques utiles les plus élevés grâce à leur état mixte.

J_c , Densité de courant critique. Densité de courant maximale pour le maintien de l'état supraconducteur. Elle dépend de la température et du champ magnétique.

Ces trois grandeurs physiques, propres à chaque matériau, définissent une surface critique décrivant les limites de l'état supraconducteur. Lors d'une excursion d'un des paramètres hors du volume défini par cette surface, le matériau perd son état supraconducteur et redevient résistif. Ces matériaux sont généralement de très mauvais conducteurs électriques lorsqu'ils ne sont pas supraconducteurs et perdent donc tout leur intérêt pour des réalisations électrotechniques dans leur état normal. Pour la réalisation d'électroaimants supraconducteurs il faut donc un matériau possédant un champ critique ainsi qu'un courant critique élevés pour s'assurer du maintien de son état supraconducteur en fonctionnement.

Il aura fallu attendre les années 50 et 60 et l'étude de la supraconductivité des alliages et composés inter-métalliques pour qu'émergent les supraconducteurs à haut champ critique tels que le Nb_3Sn ou le $Nb-Ti$ [8–10]. Dès les années 60 l'utilisation de $Nb-Ti$ est envisagée pour la construction d'électroaimants [11]. En 1965, première réalisation significative d'un aimant supraconducteur, un aimant destiné à une chambre à bulles produisant 2,5 T est construit à partir de câbles en Niobium-Titane ($Nb - Ti$) et en Niobium-Zirconium ($Nb - Zr$) [12].

Vers la fin des années 1980 de nouveaux supraconducteurs apparaissent, ces matériaux composés d'oxyde de cuivre céramiques présentent des températures critiques élevées (>90 K sans champ magnétique). Une distinction se fait alors entre les supraconducteurs à basse température critique (BTc) tels que le $Nb - Ti$ ou le Nb_3Sn et les supraconducteurs à haute température critique (HTc) tels que le $BaLa_4Cu_5O_5$, l' $Y_{0,5}Ba_{0,5}CuO_3$ ou le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [13–15]. Ces derniers présentent à basse température (4,2 K) un champ critique élevé, rendant possible leur utilisation dans le domaine des champs magnétiques intenses (>20 K). Une comparaison de la surface critique de matériaux BTc et HTc est donnée à 4,2 K en figure 1.1.

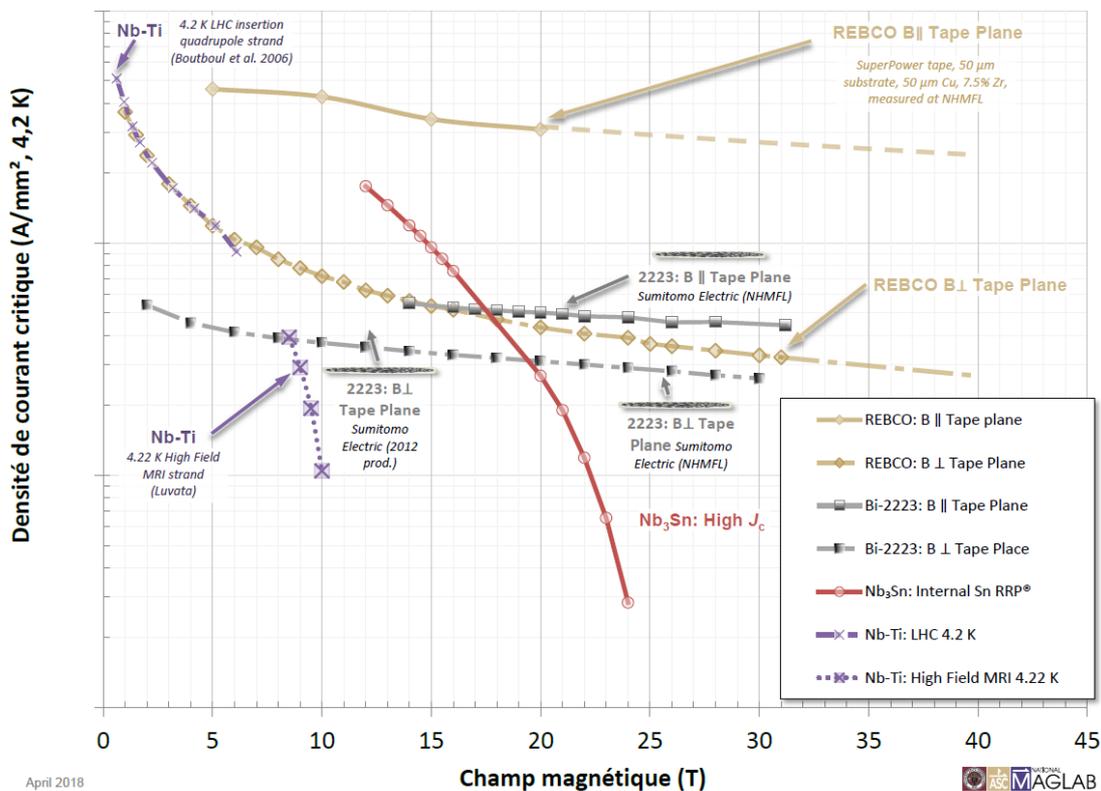


FIGURE 1.1 – Coupe de la surface critique à 4,2 K pour des matériaux SBTc ($Nb - Ti$ et Nb_3Sn) et SHTc (REBCO et Bi-2223) [16].

1.1.2 Aimants supraconducteurs réalisés à partir de supraconducteurs HTc

De nombreux pans de la physique ou de la médecine requièrent des champs magnétiques de plus en plus élevés. Bien qu'il soit aujourd'hui possible de générer des champs magnétiques continus allant jusqu'à 36 T à l'aide d'aimants résistifs, composés de bobines Bitter parfois couplées avec des bobines polyhélices, les fortes puissances électriques nécessaires à leur fonctionnement (au delà de 20 MW), limitent leurs utilisations sur de longues durées [17–19]. Le développement d'aimants supraconducteurs à haut champ permettrait de fortement réduire la consommation électrique nécessaire pour générer ces champs magnétiques intenses. Effectivement, ce type d'aimant ne consomme que très peu d'énergie électrique du fait d'une résistance électrique quasi nulle. L'apport d'énergie nécessaire correspond à celle utilisée pour refroidir l'aimant et le maintenir à basse température (absorber les dissipations thermiques). Comme mentionné précédemment, les matériaux supraconducteurs présentent un champ critique qui limite leur utilisation. Ainsi, avec des BTc tels que le $Nb - Ti$ et Nb_3Sn , les champs magnétiques générés sont respectivement limités à 11 T et 23,2 T à 4,2 K. Les HTc présentent, quant à eux, un champ critique très élevé lorsqu'ils sont refroidis à 4,2 K. Pour la réalisation d'aimants supraconducteurs de champ intense les HTc sont donc particulièrement désignés. Ces aimants se présentent majoritairement, à l'heure actuelle, sous forme de solénoïdes dont les bobines sont réalisées à partir de rubans HTc. Les solénoïdes HTc ainsi réalisés peuvent fonctionner seuls ou être associés à d'autres aimants (résistifs ou supraconducteurs) qui génèrent un champ de fond auquel vient s'ajouter celui du solénoïde HTc.

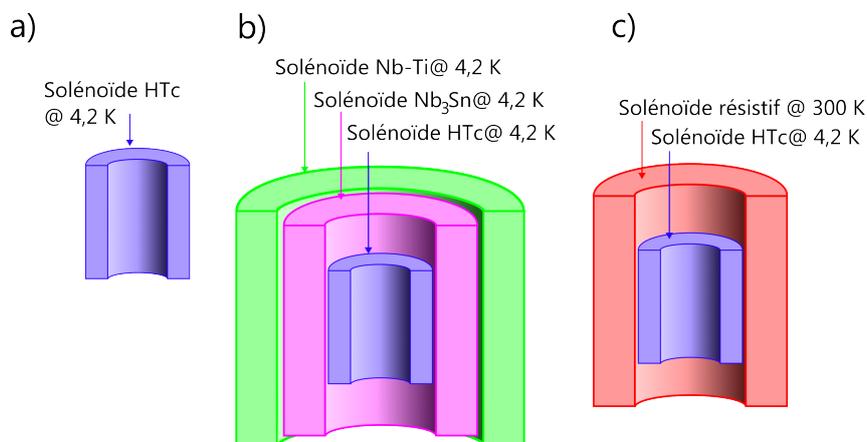


FIGURE 1.2 – Configurations des aimants présentés : a) Tout HTc b) Aimant tout supra, *outsert* BTc et *insert* HTc c) Aimant hybride, *outsert* résistif avec un *insert* HTc.

La figure 1.2 détaille les configurations généralement utilisées dans la réalisation d'aimant de champ intense utilisant des solénoïdes HTc. On parlera d'*outsert* pour la partie externe générant le champ de fond et *insert* pour la partie HTc interne. Les inserts HTc sont composés d'un empilement de galettes qui sont un enroulement de ruban supraconducteur autour d'un mandrin cylindrique. A l'heure actuelle le record du monde de champ magnétique continu, 45,5 T, est obtenu par un aimant hybride avec un *outsert* résistif et un *insert* en SHTc [20]. A notre connaissance, le tableau 1.1 rassemble la totalité des aimants de champ intense (>20 T) refroidis en bain d'hélium liquide à saturation et utilisant des HTc.

| Type | Champ de fond | Champ HTc | Détails | Ref. |
|------|---------------|-----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| a) | 0 T | 26 T | 2016 - Insert réalisé par le SuNAM Co., Ltd en <i>GdBCO</i> avec un diamètre interne de 35 mm et une hauteur de 327 mm | [21] |
| b) | 22,54 T | 1,9 T | 1995 - Insert réalisé par Sumitomo en <i>Bi – 2223</i> avec un diamètre interne de 40 mm. Il a également été testé avec succès dans du néon liquide (27 K) à 23,4 T | [22] |
| | 17,2 T | 7,5 T | 2012 - Insert réalisé par le RIKEN en <i>GdBCO</i> avec un diamètre interne de 50 mm et une hauteur de 88,4 mm | [23] |
| | 15 T | 1 T | 2016 - Inserts réalisés par le NHMFL en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 40 mm et une hauteur de 53,4 mm pour le solénoïde intérieur et une hauteur de 53,4 mm pour le solénoïde extérieur | [24] |
| | 17,1 T | 11,2 T | 2016 - Insert réalisé par le RIKEN en <i>REBCO</i> pour le solénoïde interne et <i>Bi – 2223</i> pour le solénoïde externe | [25] |
| | 15 T | 9 T | 2017 - Inserts réalisés par l'IEECAS en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 37 mm et une hauteur de 170 mm pour le solénoïde intérieur et une hauteur de 238 mm pour le solénoïde extérieur | [26] |
| | 15 T | 17,25 T | 2020 - Inserts réalisés par l'IEECAS en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 43 mm et une hauteur de 208,5 mm pour le solénoïde intérieur et une hauteur de 324 mm pour le solénoïde extérieur | [27] |
| c) | 31 T | 2,8 T | 2010 - Insert réalisé par le NHMFL en <i>YBaCuO</i> avec un diamètre interne de 24,5 mm | [28] |
| | 25 T | 2,7 T | 2011 - Insert réalisé par le NHMFL en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 14 mm. Refroidi à 1,8 K en hélium superfluide le champ total atteint est de 35,4 T (31 + 4,4) | [29] |

| Type | Champ de fond | Champ HTc | Détails | Ref. |
|------|---------------|-----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| c) | 31,5 T | 1 T | 2019 - Insert réalisé par l'HMFLCAS en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 15 mm et une hauteur de 28 mm | [30] |
| | 31,1 T | 14,4 T | 2019 - Insert réalisé par le NHMFL en <i>REBCO</i> avec un diamètre interne de 14 mm et une hauteur de 53,1 mm | [20] |
| | 18 T | 14,5 T | 2020 - Insert réalisé par le CEA-CNRS-LNCMI avec un diamètre interne de 50 mm et une hauteur de 255 mm | [31] |

TABLEAU 1.1 – Principaux aimants réalisés à l'aide de solénoïdes HTc refroidis en hélium liquide à 4,2 K.

1.1.3 Problèmes de refroidissement en hélium liquide à 4,2 K des aimants HTc à haut champ

En 1986, au Massachusetts Institute of Technology (MIT), un aimant résistif générant 33,6 T destiné à la caractérisation électrique d'échantillons de câbles supraconducteurs sous champ refroidis par un bain d'hélium liquide saturé à la pression atmosphérique est développé [32]. Durant les expérimentations, une température autour de l'échantillon supraconducteur supérieure à celle de l'hélium liquide est mesurée malgré l'immersion totale de celui-ci dans le bain. En 1988 avec l'installation de capteurs capacitifs autour de l'échantillon la lévitation d'amas de bulles d'hélium, augmentant localement la température, est démontrée. La lévitation des vapeurs d'hélium et la dégradation associée des transferts thermiques observables à des champs magnétiques >20 T sont alors associées au diamagnétisme de l'hélium et aux forces magnétiques agissant sur celui-ci [33]. Les conditions de lévitation sont alors associées au produit du champ magnétique et du gradient du champ : $B \cdot \text{grad}(B)$, dont la valeur minimale pour la lévitation de l'hélium est de $-2100 \text{ T}^2/\text{m}$. Cet effet est le même pour l'ensemble des fluides cryogéniques qu'ils soient para- ou dia-magnétiques, la valeur du produit $B \cdot \text{grad}(B)$ nécessaire à leur lévitation dépend néanmoins du fluide étudié [34].

La lévitation des vapeurs d'hélium et la dégradation associées des transferts thermique peut faire transiter les aimants de l'état supraconducteur à l'état résistif, et les endommager, si la température critique est atteinte. Ce phénomène de lévitation des vapeurs d'hélium a été tout d'abord étudié par le NHMFL à l'aide d'un aimant hybride composé d'un *outsert* résistif et d'un *insert* HTc. Ils ont montré que la lévitation était rendue possible dans ce type d'aimant dès lors que le champ magnétique dépassait la vingtaine de teslas [35] ($B \cdot \text{grad}(B) < -2100 \text{ T}^2/\text{m}$). Lors d'essais sur une bobine HTc en YBaCuO, la lévitation des bulles dans le liquide a été associée à des élévations de température atteignant 0,5 K et en dérive constante. Ces dérives de température ne pouvant être supprimées qu'avec l'arrêt volontaire de l'expérience pour protéger l'aimant (descente du courant et évacuation des bulles) [36].

Des élévations de température associées à ce phénomène ont également été observées sur certains des aimants à haut champ refroidis en hélium liquide présentés dans le tableau 1.1 :

- L'aimant hybride du NHMFL réalisé à partir d'un aimant résistif générant 31 T auquel est associé un solénoïde HTc en $YBaCuO$ refroidi par un bain d'hélium liquide ajoutant 2,8 T pour un total de 33,8 T [28]. Lors de l'opération de l'insert HTc sous fort champ de fond, des élévations anormales de température ont été mesurées. Ces élévations de température, allant jusqu'à 8 K au delà de la température du bain, ont été associées à la lévitation des bulles d'hélium autour du solénoïde et à la dégradation des transferts thermiques associées. Lors de la descente en courant du solénoïde, la température ne se stabilisait pas à la température de saturation de l'hélium liquide (4,2 K). Il fallait descendre le champ de fond pour observer une baisse de la température, confirmant la présence de bulles en lévitation induite par les champs magnétiques intenses et leurs gradients.
- Lors du fonctionnement de l'insert NOUGAT (CEA/CNRS-LNCMI) à très haut champ magnétique de fortes élévations de température ont été mesurées [31]. Lors du fonctionnement de l'insert sans champ de fond, la température se stabilisait à la température du bain d'hélium, il semble donc que les hautes températures mesurées soient induites par la présence de champ élevés et puissent être reliés à la lévitation des bulles.
- L'insert en REBCO de l'HMFLCAS produisant 1 T est associé à un aimant résistif de 31,5 T [30]. Un capteur de température cryogénique a été installé sur le diamètre extérieur de l'insert proche du plan médian. Lors de la charge de l'insert résistif, la température mesurée augmente de part les courants induits dans l'insert puis elle se stabilise à 5,1 K, 0,9 K au delà de la température de saturation de l'hélium liquide. Lors de la charge de l'insert la température augmente continuellement jusqu'à un *quench* de l'aimant.
- Le phénomène de lévitation des bulles d'hélium avait été anticipée lors du design de l'aimant hybride de 45,5 T du NHMFL [20]. De petits capillaires avait été installés pour pomper les bulles piégées de manière discontinue. Néanmoins, la température de l'insert est montée à 7 K lors du *quench* de l'aimant, démontrant notre connaissance partielle des phénomènes en présence.

Sur les cinq aimants à champ intense > 30 T dans lesquels un solénoïde HTc est employé, quatre ont vu des élévations de température anormales à haut champ. Bien que ces élévations de température n'aient pas été systématiquement responsables d'un *quench* de l'insert HTc, l'élévation de température du supraconducteur induit une baisse des marges en courant et en champ respectivement à la surface critique (baisse de J_c et H_c). Pour s'assurer de conserver des marges de fonctionnement acceptables pour une utilisation stable de l'aimant, il faut maintenir la température suffisamment basse. Certaines méthodes de refroidissement alternative et/ou d'amélioration des transferts thermiques ont été employées sur des inserts HTc avec plus ou moins de succès pour contrecarrer la lévitation des bulles et améliorer les transferts thermiques. Une liste non exhaustive de ces méthodes est détaillée par la suite.

Hélium superfluide Avec le refroidissement d'un insert HTc à l'aide d'hélium superfluide pressurisé (He II, 1,8K @ 1 bar), à flux thermique modéré, la chaleur est évacuée par conduction dans l'He II qui est sous-refroidi. La chaleur est alors absorbée par l'ensemble du fluide, sans ébullition, grâce au sous-refroidissement et l'excellente conduction thermique de l'He II. Le champ de 35,4 T a été atteint par l'insert en REBCO du NHMFL avec ce type de refroidissement [29]. C'est également avec de l'hélium superfluide qu'est refroidi l'insert HTc utilisé sur l'aimant de RMN de 28,2 T produit par Bruker dont peu d'informations sont disponibles [37].

Néanmoins, l'utilisation de l'hélium superfluide augmente fortement le coût de fonctionnement des systèmes cryogéniques. Il a également été observé que l'hélium superfluide pénètre dans les rubans HTc du solénoïde et que lors du réchauffement de l'aimant, il se vaporise, délamine les rubans et endommage l'insert [38]. Il ne semble pas être une solution acceptable pour le moment.

Pièces conductrices de chaleur La lévitation des bulles étant concentrée proche de la zone où le produit $B \cdot \text{grad}(B)$ est inférieur à $-2100 \text{ T}^2/\text{m}$ le reste du bain d'hélium reste à l'état liquide. L'utilisation de pièces conductrices de chaleur est donc envisagée pour homogénéiser la température du bain en créant un lien thermique entre la zone de lévitation des bulles et le liquide. Cette méthode peu onéreuse et assez simple à mettre en place est envisagée sur l'insert HTc de l'aimant supraconducteur 30 T du IEECAS [26] par l'installation de disques de cuivre entre les galettes du solénoïde. **Néanmoins**, cette méthode a déjà été employée sur l'insert NOUGAT du CEA/CNRS-LNCMI avec un résultat quelque peu décevant concernant l'homogénéité en température [31]. Son utilisation pour une efficacité maximale doit donc être améliorée.

Pompage des bulles Les zones de lévitation de gaz autour de l'insert sont calculables à partir du champ magnétique, il est possible de connaître au moment du design les zones à risque qui correspondent à des puits de potentiel. Le NHMFL a donc décidé d'installer des tubes capillaires pour pomper en permanence les bulles en lévitation dans leur aimant hybride de 45,5 T [20].

Néanmoins, cette installation est complexe car il faut installer un système permettant de pomper dans l'aimant ce qui rajoute un encombrement important autour de l'aimant. De plus, ce système ne semble pas avoir empêché la montée de température à 7 K au moment du *quench* de l'aimant à 45,5 T.

Azote solide Pour le refroidissement d'un insert HTc en REBCO destiné à produire 19,6 T dans un champ de fond de 10,93 T, l'utilisation d'azote solide est envisagée [39]. L'azote serait sous-refroidi à l'aide d'hélium liquide refroidi à l'aide d'un *Cryocooler* et enroberait l'insert HTc pour maintenir sa température stable à 4,2 K. Cette méthode permet également de limiter l'utilisation d'hélium dont le prix ne cesse de croître.

Néanmoins, les applications de refroidissement d'aimant à l'aide d'azote solide sont pour le moment limitées à des applications "bas champ" dans lesquelles les températures sont supérieures à 20 K [40–42]. De plus, cette technique reste assez exotique pour le refroidissement d'aimant supraconducteur et la mise en place est plus complexe que la simple utilisation d'un fluide cryogénique.

Sans fluide cryogénique Le refroidissement d'un insert sans fluide cryogénique permet donc d'annuler l'effet des bulles sur le refroidissement. L'HMFLS a produit un aimant supraconducteur de 25 T avec un insert en Bi2223 et un outsert en $Nb - Ti/Nb_3Sn$ refroidis par conduction à l'aide de *Cryocoolers*. Cela permet également de limiter l'installation cryogénique nécessaire au fonctionnement d'aimants

supraconducteurs qui sont encombrantes avec l'utilisation de cryofluides.

Néanmoins, le refroidissement par conduction est limité par l'efficacité du lien thermique entre l'aimant et le *Cryocooler* pouvant limiter les températures minimales. De plus les constantes de temps des transferts de chaleur conductifs transitoires sont très importantes, limitant grandement le refroidissement en cas de *quench*.

1.2 Forces magnétiques et pesanteur

1.2.1 Diamagnétisme et forces magnétiques

La matière telle que nous la connaissons est composée d'atomes, eux-même composés d'un noyau et d'un nuage d'électrons en orbite. Le magnétisme de la matière est une propriété intrinsèque à la composition atomique et électronique d'un matériau et peut prendre plusieurs formes comme le diamagnétisme, le paramagnétisme ou le ferromagnétisme. Les liquides d'intérêts pour la cryogénie présentent un comportement diamagnétique ou paramagnétique. Ces phénomènes sont caractérisés par une susceptibilité magnétique propre à chaque matériau qui lie l'aimantation à la présence d'un champ magnétique extérieur.

Diamagnétisme C'est une propriété commune à toute matière atomique. Lorsqu'un champ magnétique extérieur est appliqué, le mouvement des électrons est ralenti et une variation proportionnelle du moment magnétique apparait en opposition avec la variation du champ extérieur. La susceptibilité magnétique de ces matériaux est négative.

Paramagnétisme Dans les matériaux paramagnétiques, les atomes présentent un moment magnétique non-nul. Néanmoins, le moment magnétique total à l'échelle macroscopique est nul de part le désordre atomique dans la matière. Avec l'application d'un champ magnétique extérieur, les moments magnétiques des atomes s'alignent avec le champ magnétique et il est possible d'observer un moment magnétique à l'échelle macroscopique. Le moment magnétique est supérieur à celui créé par le diamagnétisme dans les matériaux concernés et leur susceptibilité magnétique est positive.

L'hélium liquide, qui nous intéresse pour refroidir les aimants supraconducteurs HTc, est diamagnétique, nous nous limitons par la suite uniquement à cette propriété.

La variation de moment magnétique, $\Delta\vec{M}$, induite par un champ magnétique extérieur s'exprime comme le produit de la susceptibilité magnétique χ de l'atome, ou de la molécule, et du champ magnétique \vec{B}/μ_0 (par abus de langage \vec{B} sera associé au champ magnétique dans la suite du manuscrit) comme décrit en équation 1.1 dans l'hypothèse d'un matériau homogène et isotrope.

$$\Delta\vec{M} = \frac{\chi}{\mu_0} \vec{B} \quad (1.1)$$

La matière soumise au champ magnétique acquiert une énergie potentielle qui s'écrit comme le produit scalaire du moment magnétique induit et du champ magnétique \vec{B} . Son expression est décrite en équation 1.2.

$$U = \int_0^{B_{app}} \Delta\vec{M} \cdot d\vec{B} = \frac{\chi}{2\mu_0} B^2 \quad (1.2)$$

De cette énergie potentielle il est possible de dériver une force conservatrice que l'on appelle force magnétique [43]. Son expression présentée en équation 1.3 est considérée comme volumique mais peut être massique ou molaire suivant l'unité choisie de la susceptibilité dont la table de conversion est donnée en tableau 1.2.

TABLEAU 1.2 – Tableau de conversion entre les différentes grandeurs de la susceptibilité. *La susceptibilité molaire est souvent donnée en unités "gaussiennes CGS" dans les articles. Elle est alors exprimée en cm^3/mol et doit être multipliée par $4\pi \cdot 10^{-6}$ pour obtenir des m^3/mol en unité SI [44].

| Grandeur | Symbole utilisé | Relation | Unité | LHe @ 4.2 K et 1 bar | GHe @ 4.2 K et 1 bar |
|---------------------------|-----------------|-----------------------|--------------------------|-------------------------|-------------------------|
| Susceptibilité magnétique | χ | - | - | $-7,4 \cdot 10^{-7}$ | $-9,81 \cdot 10^{-8}$ |
| Susceptibilité massique | χ_ρ | $\frac{\chi}{\rho}$ | m^3/kg | $-5,91 \cdot 10^{-9}$ | $-5,91 \cdot 10^{-9}$ |
| Susceptibilité molaire | χ_M | $\chi \frac{M}{\rho}$ | m^3/mol | $-2,36 \cdot 10^{-11}$ | $-2,36 \cdot 10^{-11}$ |
| Susceptibilité CGS* | χ_{CGS} | $\frac{\chi_M}{4\pi}$ | cm^3/mol | $-1,88 \cdot 10^{-6}$ | $-1,88 \cdot 10^{-6}$ |
| Masse molaire | M | - | kg/mol | 0,004 | 0,004 |
| Masse volumique | ρ | - | kg/m^3 | 125,2 | 16,6 |

Cette force dépend donc du gradient du champ magnétique au carré $\overrightarrow{\text{grad}}(B^2)$ ou \overrightarrow{G} , que nous appelons par la suite gradient, de la susceptibilité magnétique et de la perméabilité magnétique du vide μ_0 . Dans la suite du texte nous assimilons le "gradient" au gradient du carré du champ magnétique.

Expression de la force magnétique

$$\overrightarrow{f}_m = \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{\text{grad}}(B^2) = \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{G} \quad (1.3)$$

A l'instar de la force d'Archimède il est possible de parler de force d'Archimède-magnétique dans le cas d'un corps plongé dans un autre sans considération de l'état de la matière [45]. Cette force volumique appliquée sur un élément 1 immergé dans un élément 2 dont les susceptibilités magnétiques volumiques sont différentes est décrite par l'équation 1.4. Cette force s'applique par exemple sur une bulle de gaz dans du liquide.

$$\overrightarrow{f}_{mA,1} = \frac{\chi_1 - \chi_2}{2\mu_0} \iiint_{V_1} \overrightarrow{\text{grad}}(B^2) dV \quad (1.4)$$

1.2.2 Compensation magnétique de la gravité

Les forces magnétiques s'ajoutent aux forces de pesanteur. En présence d'un champ magnétique, la matière diamagnétique est donc soumise à la somme des forces magnétique et de pesanteur, \overrightarrow{f}_g tel que :

$$\overrightarrow{f}_{totales} = \overrightarrow{f}_m + \overrightarrow{f}_g = \frac{\chi}{2\mu_0} \overrightarrow{G} + \rho \overrightarrow{g} \quad (1.5)$$

Pour obtenir des conditions de lévitations, la somme des forces appliquées doit être nulle (principe fondamental de la statique). On définit alors le gradient de compensation \vec{G}_{0g} comme la valeur de \vec{G} permettant l'annulation de la somme des forces magnétique et de pesanteur [46]. Sa valeur dépend de la susceptibilité du matériau considéré, la densité du matériau ρ et de l'accélération de la pesanteur terrestre \vec{g} . Son expression est donnée en équation 1.6.

Gradient de compensation de la pesanteur terrestre

$$\vec{G}_{0g} = -\frac{2\rho\mu_0}{\chi}\vec{g} \quad (1.6)$$

Ce gradient de compensation est spécifique à chaque matériau car il varie suivant leur susceptibilité massique. Le tableau 1.3 résume les valeurs algébriques du gradient de compensation pour certaines molécules. La lévitation d'hélium nécessite donc un gradient magnétique très élevé. C'est pour cela que les phénomènes d'échauffement et les dégradations de transferts thermiques n'apparaissent que sous champ magnétique intense (> 20 T).

TABLEAU 1.3 – Valeur algébrique du gradient de compensation pour différents éléments.

| Matière | | |
|---------|-----------------|----------------------------|
| Élément | Température [K] | G_{0g} T ² /m |
| H_2 | 20 | -1000 |
| He | 4,2 | -4170 |
| H_2O | 293 | -2721 |
| N_2 | 77 | -4425 |

Quand les forces magnétiques ne compensent pas les forces de pesanteur, une accélération résultante apparaît, on la nomme gravité résultante, \vec{g}^* . D'après la seconde loi de Newton on obtient avec la somme des forces appliquées à un élément dans un champ magnétique en un point de l'espace :

$$\rho\vec{g}^* = \frac{\chi}{2\mu_0}\vec{G} + \rho\vec{g} \quad (1.7)$$

En divisant l'équation 1.7 par $\rho\vec{g}$ il est possible de l'exprimer en fonction du gradient, \vec{G} , du gradient de compensation \vec{G}_{0g} et de sa valeur algébrique G_{0g} .

$$\frac{\vec{g}^*}{\vec{g}} = \frac{\chi}{2\mu_0\rho\vec{g}}\vec{G} + \frac{\vec{g}}{\vec{g}}, \quad (1.8)$$

$$= \frac{\vec{G}}{G_{0g}} + \frac{\vec{g}}{\vec{g}}, \quad (1.9)$$

Finalement, on obtient :

Expression de la gravité résultante

$$\vec{g}^* = g \frac{\vec{G} - \vec{G}_{0g}}{G_{0g}} = g \vec{e}, \quad (1.10)$$

où g est la norme de l'accélération de la pesanteur terrestre et \vec{e} est l'écart relatif entre le gradient et le gradient de compensation et est appelé vecteur inhomogénéité [47].

Une grandeur intéressante pour la connaissance des zones d'accumulation de la vapeur et du liquide est le potentiel magnéto-gravitaire. Il s'exprime comme :

Expression du potentiel magnéto-gravitaire

$$\Sigma_{mg} = z - \frac{B^2}{G_{0g}}, \quad (1.11)$$

où z est l'altitude par rapport à un point de référence. Son utilisation est détaillée dans les chapitres suivants.

1.2.3 Gradient et gravité résultante sur l'axe d'un solénoïde vertical

Dans le cas d'un solénoïde, comme défini par exemple sur la figure 1.3, le champ magnétique sur l'axe est symétrique de part et d'autre du centre magnétique. Le gradient du champ est lui anti-symétrique, il est positif dans la partie inférieure et négatif dans la partie supérieure, les forces magnétiques et leurs effets sur la gravité résultante sont donc anti-symétriques dans un solénoïde. Le champ et le gradient sur l'axe d'un solénoïde de longueur 200 mm sont illustrés par la figure 1.3.

Sur la figure 1.4 est représentée la norme de la gravité résultante ainsi que sa direction pour le même solénoïde que précédemment. Les forces ne sont pas homogènes dans l'espace et la gravité résultante, \vec{g}^* , varie donc en fonction de la position radiale et axiale. La présence d'un gradient radial du champ magnétique induit une composante radiale de la gravité résultante. Pour un diamagnétique, dans la partie inférieure du solénoïde, on parlera d'hypergravité car $\|\vec{g}^*\| > 1g$ et \vec{g}^* est de même sens que \vec{g} . Dans la partie supérieure d'un solénoïde, on parlera de gravité réduite quand \vec{g}^* est dirigé vers le bas (comme la gravité terrestre) et de gravité surcompensée quand \vec{g}^* est dirigée vers le haut. La zone de surcompensation correspond à $65 \text{ mm} < z < 105 \text{ mm}$ au niveau de l'axe du solénoïde de la figure 1.4, il est à noter que cette zone dépend également du courant d'alimentation et de la susceptibilité du matériau en présence.

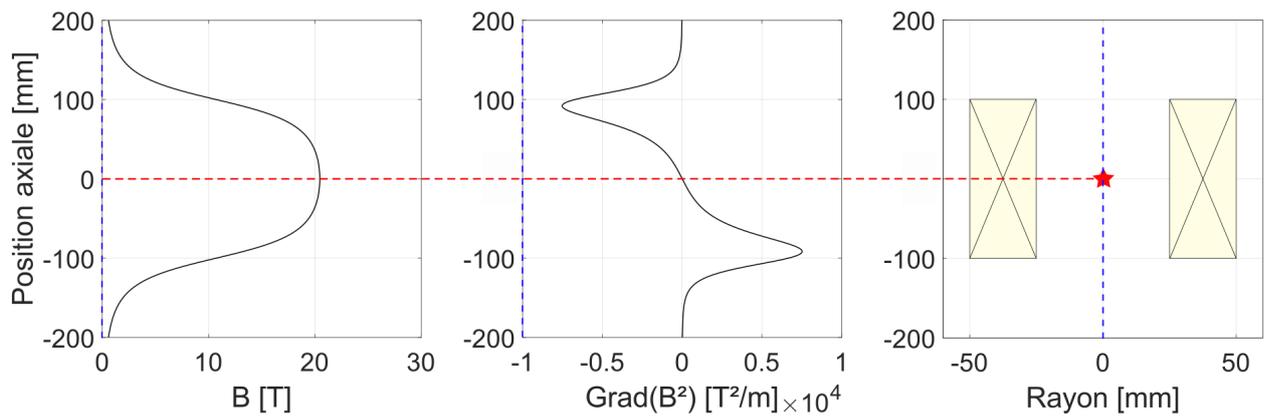


FIGURE 1.3 – Gauche - Champ magnétique le long de l'axe du solénoïde, Milieu - Gradient le long de l'axe du solénoïde, Droite - Géométrie du solénoïde

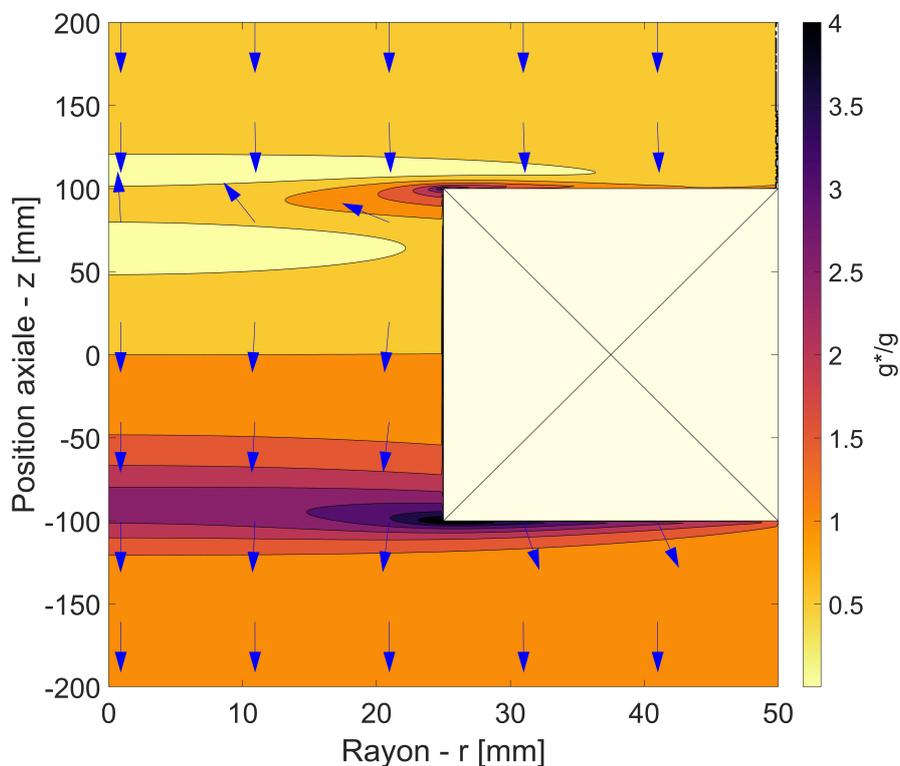


FIGURE 1.4 – Carte de gravité résultante normalisée par rapport à la gravité terrestre pour l'hélium dans un solénoïde. Les flèches représentent uniquement la direction de la gravité résultante \vec{g}^* . Le rectangle beige représente la géométrie du solénoïde.

Pour le refroidissement d'un solénoïde, la zone d'inversion de l'accélération résultante se situe dans la partie supérieure. C'est donc en priorité à cet endroit que devrait se produire les élévations de température les plus élevées induites a priori par ce phénomène. Comme on le verra par la suite, ces élévations de température peuvent également être induites par une dégradation des transferts thermiques entre la paroi et le bain d'hélium liquide, sans que des bulles soient en lévitation dans le bain.

1.3 Influence de la gravité sur les transferts thermiques en bain

Le refroidissement en bain est une méthode utilisée depuis l'antiquité, les grecs se servaient de bain d'eau froide pour la trempe de l'acier chaud après forgeage, et reste encore aujourd'hui une des méthodes de refroidissement les plus utilisées [48]. Cela consiste à plonger un élément à refroidir dans un bain de liquide dont la température de saturation, $T_{sat_{bain}}$, correspond à la température à laquelle on souhaite stabiliser l'élément chaud. Dans le cas où une énergie thermique fixe est à dissiper, un transfert thermique va alors avoir lieu entre l'élément chaud et le bain à saturation, permettant une baisse de son enthalpie jusqu'à qu'il se stabilise à $T_{sat_{bain}}$. Dans le cas où c'est un apport continu d'énergie, une puissance thermique, que l'on souhaite extraire, la température d'équilibre sera supérieure à celle de saturation. Le détail sera expliqué dans la suite.

1.3.1 Présentation des différents transferts thermiques en bain

Nous avons vu précédemment que les inserts HTc sont souvent refroidis à 4,2 K à l'aide d'hélium liquide à saturation pour pouvoir être utilisés de manière optimale dans la production de champ magnétique intense. L'hélium liquide permet de refroidir l'insert à basse température pour lui conférer son état supraconducteur mais également pour absorber toute énergie thermique dissipée par l'aimant. Même si le ruban supraconducteur HTc ne dissipe pas d'énergie par effet Joule, de l'énergie thermique est dissipée par les courants induits lors des rampes de courant et dans les jonctions, non-supraconductrices, entre les galettes de l'insert. Ces dissipations d'énergie thermique sont responsables d'une élévation de température de l'aimant. Un écart de température apparaît entre l'insert et le bain d'hélium liquide, qui est isotherme à 4,2 K, ce qui implique la présence d'un flux thermique entre l'aimant qui est chaud et le bain qui est froid. L'aimant va transmettre sa chaleur au bain (second principe de la thermodynamique) et atteindre une température d'équilibre, dépendante de la température de paroi, qui dépend de l'efficacité de l'échange thermique entre la paroi de l'aimant et le bain. Connaître cette température d'équilibre en fonction de la puissance thermique à dissiper, autrement dit du flux thermique échangé, q , et des conditions d'échange, comme par exemple l'inclinaison de la surface d'échange, la rugosité, la pression du bain ou bien la gravité, permet donc de prévoir les élévations de température qui vont être observées sur l'insert et de conserver une marge par rapport à la température critique T_c .

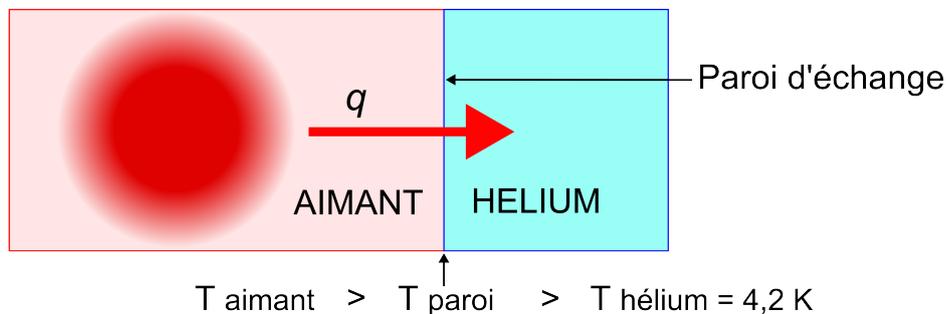


FIGURE 1.5 – Schématisation de l'échange thermique entre l'aimant et son bain d'hélium lors de dissipations d'énergie. La température de l'aimant est systématiquement supérieure à la température de l'hélium et il est possible de connaître sa température d'équilibre à partir de la température de paroi.

Il est possible de connaître la température de la paroi pour un flux thermique donné. Cette relation est décrite par la courbe de Nukiyama, en figure 1.6, qui relie l'élévation de température de la paroi par rapport à la température de saturation, $dT = T_{paroi} - T_{fluide}$, et le flux thermique transmis entre la paroi et le bain, q [49].

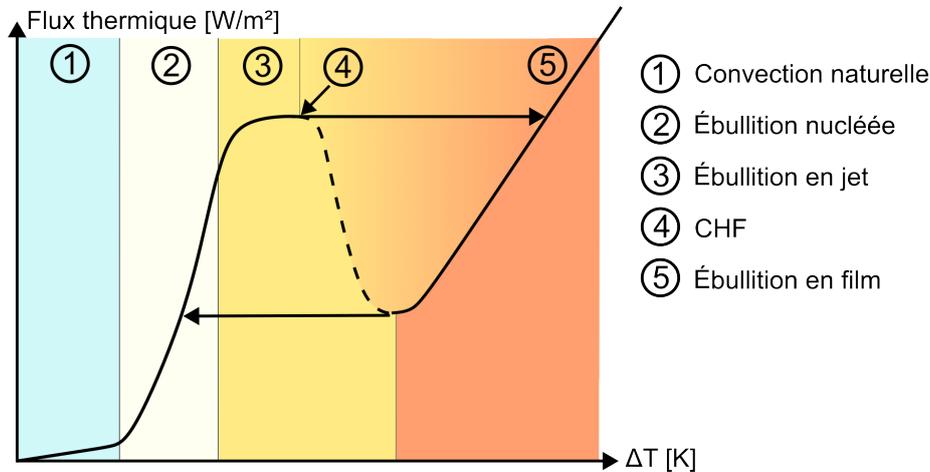


FIGURE 1.6 – Courbe de Nukiyama. L'abscisse représente l'élévation de température de la paroi, $T_{paroi} - T_{fluide}$, et l'ordonnée le flux thermique échangé avec le fluide réfrigérant, q .

Au delà de la relation $T_{paroi} - T_{fluide} = f(q)$, la courbe de Nukiyama nous indique également le régime de transfert thermique entre la paroi et le bain correspondant au flux thermique dissipé. Ces régimes de transfert déterminent l'efficacité du refroidissement, qui est optimal lorsque le paramètre :

$$h = \frac{\partial q}{\partial (T_{paroi} - T_{fluide})} \quad (1.12)$$

est maximal. Les cinq zones présentées dans la figure 1.6 correspondent au cinq régimes suivants :

- ① - **Convection naturelle** : La convection naturelle est le régime qui apparaît à bas flux thermique, $q \approx 1 \text{ W/m}^2$ pour l'hélium liquide à saturation. Dans ce régime il n'y pas de changement de phase du fluide réfrigérant, le fluide est chauffé au contact de la paroi et est mis en mouvement par les forces d'Archimède permettant au liquide froid de venir refroidir la paroi [50].
- ②/③ - **Ébullition nucléée/Ébullition pleinement développée** : Au-delà des limites de la convection naturelle, un changement de phase a lieu au niveau de la surface d'échange. La chaleur transmise au bain permet la vaporisation du fluide et la formation de bulles qui vont entraîner le fluide. C'est un échange convectif naturel qu'on distinguera de la convection naturelle de part les deux mécanismes de refroidissement présent, le changement de phase qui fait appel à une enthalpie de vaporisation h_{lv} et l'évacuation de la chaleur par la mise en mouvement des bulles.
- ④ - **Flux critique thermique, CHF** : Le flux critique thermique n'est pas un régime de transfert mais la limite entre les régimes d'ébullition nucléée et d'ébullition en film. Sa valeur $q \approx 10\,000 \text{ W/m}^2$ et l'élévation de température associée,

$T_{paroi} - T_{fluide} \approx 1 \text{ K}$, pour l'hélium liquide à saturation sert généralement de limite pour la conception des systèmes de refroidissement d'éléments supraconducteur utilisant un bain d'hélium liquide [51].

- ⑤ - **Ébullition en film** : L'ébullition en film est caractérisée par la formation d'un film de vapeur recouvrant la surface d'échange. Les transferts thermiques sont alors très fortement dégradés, la chaleur est transmise par conduction et radiation à travers le film de vapeur, et l'élévation de la température de paroi, $T_{paroi} - T_{fluide} \approx 10 \text{ K}$ pour l'hélium liquide à saturation est très élevée. Ce régime est à éviter pour le refroidissement des aimants supraconducteurs à cause de la forte élévation de température associée qui peut engendrer une transition hors de l'état supraconducteur.

1.3.2 Convection naturelle

La convection naturelle a lieu à bas flux thermique, lorsqu'aucun changement de phase n'a lieu dans le fluide. Le refroidissement est opéré par la mise en mouvement du fluide chaud par les forces d'Archimède. Sur la figure 1.7, le phénomène de convection naturelle pour une paroi chaude verticale est représenté, le fluide chaud de densité plus faible que le fluide froid va se mouvoir dans le sens inverse de la gravité entraînant avec lui du liquide froid qui va venir refroidir la surface en se réchauffant à son tour. Ce mécanisme de transfert est appelé convection naturelle car le seul apport d'énergie thermique suffit à entretenir le mouvement convectif nécessaire au refroidissement.

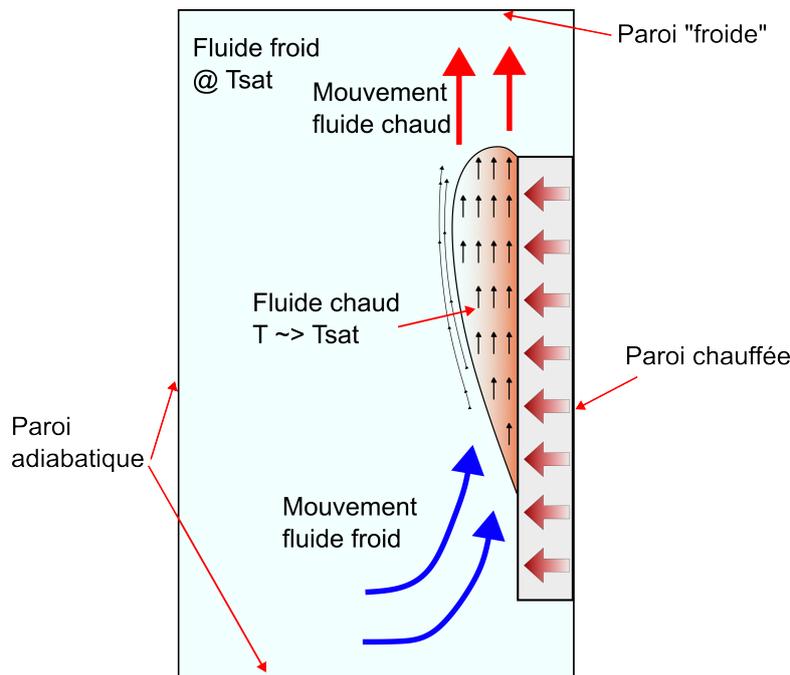


FIGURE 1.7 – Phénomène de convection naturelle sur une paroi verticale. L'apport de chaleur de la paroi vers le bain, permet la mise en mouvement du fluide et le refroidissement de la paroi.

Le mouvement convectif du fluide est déterminé par un jeu de trois équations :

Équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} P + \rho \nu \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (1.13)$$

Équation de conservation de la masse (fluide incompressible)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{V} = 0 \quad (1.14)$$

Équation de bilan énergétique

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} T \right) = k \vec{\nabla}^2 T \quad (1.15)$$

où ρ est la densité du fluide, \vec{V} la vitesse, P la pression, ν la viscosité, c_p la capacité calorifique, k la conductivité et T la température [52]. Dans le cadre d'un fluide soumis aux forces magnétiques et sous les hypothèses de Boussinesq : faible variation de température, faible variation de masse volumique et autres paramètres indépendants de la température, il est possible de ré-écrire l'équation de mouvement en la simplifiant [53].

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \vec{V} \cdot \vec{\nabla} \vec{V} = \beta (T - T_\infty) \vec{g}^* + \nu \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (1.16)$$

où,

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (1.17)$$

est le coefficient de dilatation isobare avec T_∞ la température du fluide au repos (généralement $T_\infty = T_{sat}$). En l'absence de gravité, $g^* = 0$, le fluide ne peut être mis en mouvement et la convection naturelle ne peut exister. Au contraire, en augmentant g^* par rapport à la gravité terrestre g , il est possible de l'améliorer. La convection naturelle sera donc modifiée en fonction de la configuration des forces magnétiques.

1.3.3 Ébullition nucléée

Au delà d'un certain flux thermique, la surchauffe de la paroi $T_{paroi} - T_{sat}$ est suffisante pour initier la nucléation. Celle-ci apparaît sur des sites privilégiés qui se présentent sous la forme de cavités ayant la capacité de piéger des germes de gaz. La valeur de la surchauffe nécessaire à l'initiation de la nucléation est associée à l'équilibre de pression existant à l'intérieur d'un noyau de vapeur permettant son équilibre. Une valeur approchée est donnée par :

$$T_{paroi} - T_{sat} = \frac{\left(\frac{2\sigma}{r^*} - p_v \right) T_{sat}}{h_{lv} \rho_v} \quad (1.18)$$

avec σ la tension de surface, r^* le rayon du noyau de gaz, p_v la pression au sein du noyau de gaz [54]. Une fois cette surchauffe atteinte, la nucléation a lieu, la paroi est refroidie par vaporisation du liquide et par le mouvement convectif induit par les bulles en déplacement et le fluide froid monophasique prenant la place de la bulle. Le rayon des bulles ainsi formées est défini par les forces agissant sur celles-ci au moment de leur départ de la paroi. De manière générale, seules les forces de flottabilité et capillarité sont prises en compte, le diamètre de la bulle peut alors être approché comme le présente l'équation 1.19.

Diamètre émission bulles

$$D_b = 0,0208\theta \left(\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,5}, \quad (1.19)$$

où D_b est le diamètre de la bulle et θ l'angle de contact de l'interface solide-liquide-gaz [55]. La fréquence d'émission des bulles dépend de plusieurs paramètres mais il est admis que le produit de la fréquence d'émission, f , par le diamètre des bulles est constant dans le régime d'ébullition nucléée et est exprimé par l'équation 1.20.

Produit fréquence et diamètre émission bulle

$$fD_b = K \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right)^{0,25}, \quad (1.20)$$

où la constante K dépend des conditions expérimentales et du fluide utilisé [56]. La formation et la fréquence d'émission des bulles dépendent de la gravité et vont donc être impactées par les forces magnétiques. Il a été validé expérimentalement dans l'oxygène liquide à saturation que pour des niveaux faibles de gravité résultante, la taille des bulles était supérieure à celle en gravité terrestre normale [57]. Un cycle de formation de bulle est décrit en figure 1.8 où la nucléation a lieu en paroi à partir d'un germe de gaz piégé.

La bulle grandit ensuite jusqu'à son détachement lors duquel elle entraîne le liquide.

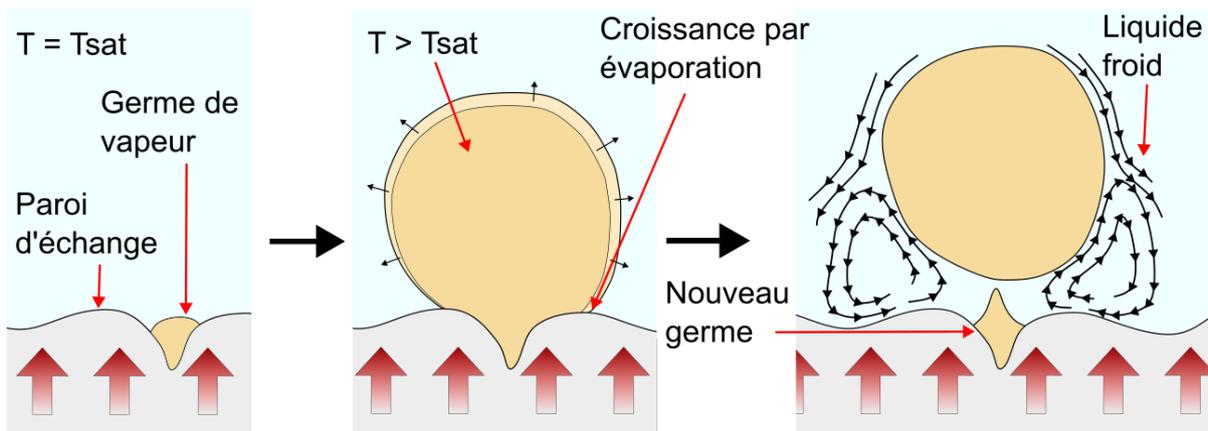


FIGURE 1.8 – De gauche à droite : germe de gaz piégé dans une cavité, croissance de la bulle par vaporisation du liquide environnant, détachement de la bulle et mise en mouvement du liquide.

Pour relier le phénomène d'ébullition nucléée à la courbe de Nukiyama et obtenir une corrélation entre le flux thermique et la surchauffe associée, il est possible d'utiliser la

corrélation de Rohsenow,

Corrélation de Rohsenow pour l'ébullition nucléée

$$q = \mu_l h_{lv} \left(\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{c_{p,l}(T_{paroi} - T_{sat})}{C_{s,f} h_{lv} Pr_l^n} \right)^3 \quad (1.21)$$

où μ_l est la viscosité du liquide, $c_{p,l}$ la capacité calorifique du liquide, $C_{s,f}$ une constante dépendant de la combinaison du matériau de la surface et du liquide, Pr_l le nombre de Prandtl du liquide et n une constante expérimentale dépendant également de la combinaison du matériau de la surface et du liquide [58]. La gravité est également un paramètre de cette corrélation et une baisse de la gravité résultante augmentera la surchauffe pour un flux donné par rapport à la gravité terrestre.

1.3.4 Flux critique thermique et ébullition en film

Le flux critique thermique, CHF, caractérise la crise d'ébullition définie comme la transition entre ébullitions nucléée et en film. Un modèle basé sur une instabilité hydrodynamique a été développé par Zuber et est aujourd'hui le modèle le plus utilisé pour les études du CHF.

Lors de l'augmentation du flux thermique de nombreux sites de nucléation apparaissent et la fréquence d'émission des bulles augmente. Les bulles qui apparaissent de manière isolé dans le régime de l'ébullition nucléée fusionnent pour former des jets de vapeur continus qui s'échappent des sites de nucléation. La figure 1.9 représente ces jets qui sont caractérisés par deux longueurs d'ondes, λ_T la longueur d'onde dite de Taylor caractéristique de l'écart entre les jets et λ_H la longueur d'Helmholtz caractéristique de l'oscillation du diamètre des jets. Lors de l'augmentation du flux, les jets de vapeur grossissent par évaporation sur leur pourtour jusqu'à fusionner en un "champignon de vapeur". Ceci va empêcher le liquide froid de venir mouiller la surface chaude entraînant la formation d'un film de vapeur recouvrant toute la surface [59, 60].

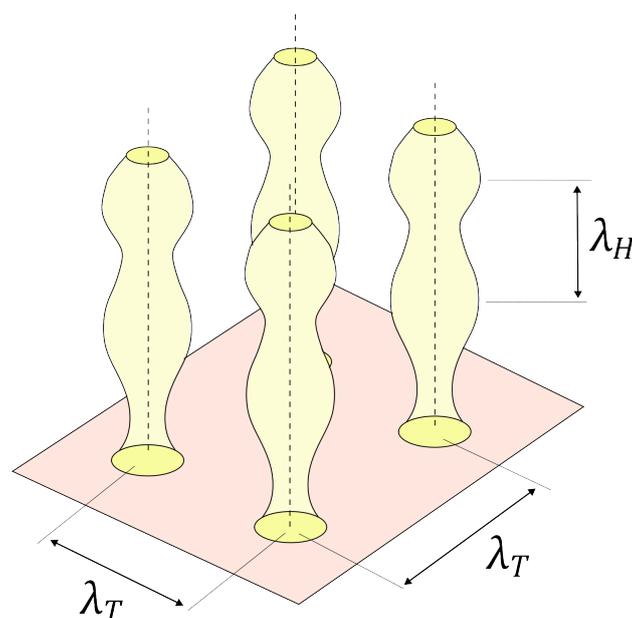


FIGURE 1.9 – Jets de vapeur s'échappant des sites de nucléation d'une surface chaude.

Le flux thermique associé à ce phénomène est appelé flux critique thermique. La très forte hausse de température associée rend sa caractérisation très importante. En effet, dans le domaine de la supraconductivité, une hausse de température de quelques kelvins risque d'induire un *quench* et un endommagement irréversible des aimants. La valeur du flux critique dépend de la gravité comme il est possible de le voir d'après la formule 1.22 développée par Zuber [59].

Expression du Flux Critique Thermique ou CHF

$$q_{CHF} = \frac{\pi}{24} \left(\frac{\rho_l + \rho_v}{\rho_l} \right)^{\frac{1}{2}} \rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1.22)$$

Pendant l'ébullition en film, la chaleur est transmise par conduction et convection à l'intérieur de la couche de vapeur puis, lorsque la surchauffe devient suffisamment importante, par radiation entre la surface chaude de la paroi et la surface limite entre le liquide froid et la vapeur. Berenson a proposé la relation 1.23 pour le coefficient d'échange d'une paroi verticale en ébullition en film, h_{film} [61].

Correlation de Berenson pour le coefficient d'échange en ébullition en film

$$h_{film} = 0,425 \left(\frac{\lambda_v^3 \rho_v g (\rho_l - \rho_v) h'_{lv}}{\lambda_{crit} \mu_v (T_{paroi} - T_{sat})} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.23)$$

où,

$$h'_{lv} = h_{lv} + 0,34 c_{p,v} (T_{paroi} - T_{sat}), \quad (1.24)$$

$$\lambda_{crit} = 2\pi \left(\frac{\sigma}{g (\rho_l - \rho_v)} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (1.25)$$

représentent la chaleur sensible nécessaire au maintien de la température de la vapeur au dessus de celle de la saturation et la longueur critique correspondant à l'instabilité de Rayleigh-Taylor, λ_v est la conductivité de la vapeur.

Lorsque la surchauffe augmente, la contribution de l'échange radiatif augmente et ne peut être négligée. Bromley a proposé le coefficient d'échange suivant pour la prise en compte de l'effet radiatif :

Coefficient d'échange de l'ébullition en film avec radiation

$$h_t = h_{film} \left(\frac{h_{film}}{h_t} \right)^{\frac{1}{3}} + h_{radiation} \quad (1.26)$$

Avec $h_{radiation}$ le coefficient d'échange relatif au transfert radiatif défini par :

Coefficient d'échange radiatif

$$h_{radiation} = \frac{\sigma_{sb}(T_{paroi}^4 - T_{sat}^4)}{\left(\frac{1}{\epsilon_{paroi}} + \frac{1}{\epsilon_l} - 1\right)(T_{paroi} - T_{sat})} \quad (1.27)$$

où σ_{sb} est la constante de Stefan-Boltzmann, ϵ_{paroi} l'émissivité de la paroi et ϵ_l celle du liquide [62].

Ce chapitre introductif permet de contextualiser et définir la problématique de notre étude. Nous avons également présenté de manière générale les grandeurs physiques et phénomènes que nous allons analyser plus en détail par la suite dans le cadre de ce travail doctoral.

Chapitre 2

Systeme de compensation magnetique

2.1 Station M10 du LNCMI : principe de modelisation magnetique

Pour la realisation des experiences de caracterisation des transferts thermiques en bain d'helium liquide sous compensation magnetique de la gravite, il est necessaire d'avoir acces a un systeme permettant de generer un champ magnetique intense. En effet, comme explique dans le chapitre 1, l'helium est une particule diamagnetique dont la sensibilite au champ magnetique est faible. L'aimant utilise doit permettre de generer un champ magnetique dont le gradient est suffisamment important pour induire des forces magnetiques du meme ordre de grandeur que celle de pesanteur. Le champ magnetique doit egalement etre stabilise durant plusieurs heures pour la realisation d'experience en regime stationnaire.

Le Laboratoire National des Champs Magnetiques Intenses (LNCMI) possede l'une des quelques installations au monde permettant de generer des champs magnetiques repondant aux criteres precedents. Les experiences ont lieu dans la station M10 : un solenoide resistif qui permet la generation de 30 T dans un trou de champ de 50 mm de diametre.

2.1.1 Presentation de l'aimant M10

La station M10 du LNCMI est composee de deux aimants resistifs : un aimant "interne" compose de polyhelices et un aimant "externe" compose de bobines de type Bitter.

Les bobines Bitter qui composent l'aimant externe sont construites a partir de plaques conductrices circulaires empilees, isolees partiellement les unes par rapport aux autres pour permettre la circulation du courant (cf. Fig. 2.1). Ces plaques sont percees pour permettre la circulation d'eau necessaire au refroidissement de l'aimant [17,63]. L'empilement des plaques forme alors un solenoide.

Les polyhelices composant l'aimant interne ont une forme helicoïdale obtenue a partir de la decoupe de cylindres de cuivre massifs (cf. Fig. 2.2). Les differentes helices proviennent de cylindres de diametres differents pouvant etre emboites. Elles sont connectees en serie et refroidies par circulation d'eau interne [64]. Dans la configuration utilisee lors de nos experiences, 12 helices sont utilisees, elles genèrent deux tiers du champ magnetique.

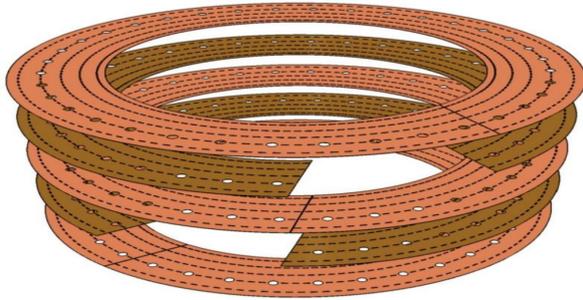


FIGURE 2.1 – Schéma représentant l'empilement des plaques conductrices avec les couches isolantes pour la réalisation de bobines Bitter [65].

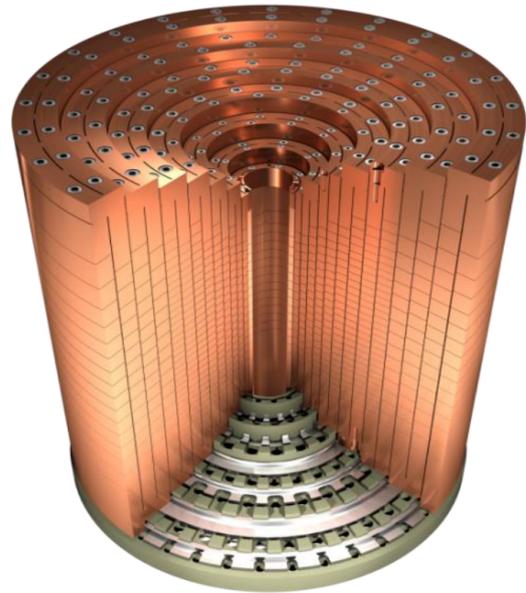


FIGURE 2.2 – Coupe d'un aimant polyhélices. Pour cet aimant, 14 hélices sont utilisées [65].

2.1.2 Modélisation magnétique de l'aimant M10

La philosophie de modélisation est la suivante. Dans un premier temps, une géométrie simplifiée, 2D axisymétrique, proche de la réalité et composée de sous-solénoïdes est définie. La géométrie des sous-solénoïdes ne représente pas la découpe réelle des polyhélices mais est un moyen de tenir compte de l'évolution spatiale de la densité de courant. Ensuite, la densité de courant dans chaque sous-solénoïde est légèrement optimisée à partir d'une densité réaliste. L'objectif de l'optimisation est l'obtention d'un champ magnétique sur l'axe de l'aimant M10 équivalent à celui obtenue par des mesures avec une bobine pick-up (calibrée par une sonde RMN) [66]. Cette méthodologie, utilisée au LNCMI, permet l'obtention de formules semi-analytiques du champ magnétiques ou des forces magnétiques. La géométrie des sous-solénoïdes a été adaptée d'un modèle Comsol 2D axisymétrique fourni par le LNCMI [67].

Pour la modélisation de l'aimant interne on considère que chacune des 12 hélices est constituée de 20 sous-solénoïdes identiques. L'aimant interne est représenté par 240 sous-solénoïdes. L'aimant externe a une géométrie plus simple, chacune des deux bobines Bitter est découpée en 3 sous-solénoïdes uniquement. La découpe des aimants est représentée en figure 2.3. La zone d'intérêt pour les expériences correspond à un cylindre de 20 mm de rayon contenu entre les cotes axiales -150 mm et 150 mm, 0 mm étant le centre de l'aimant.

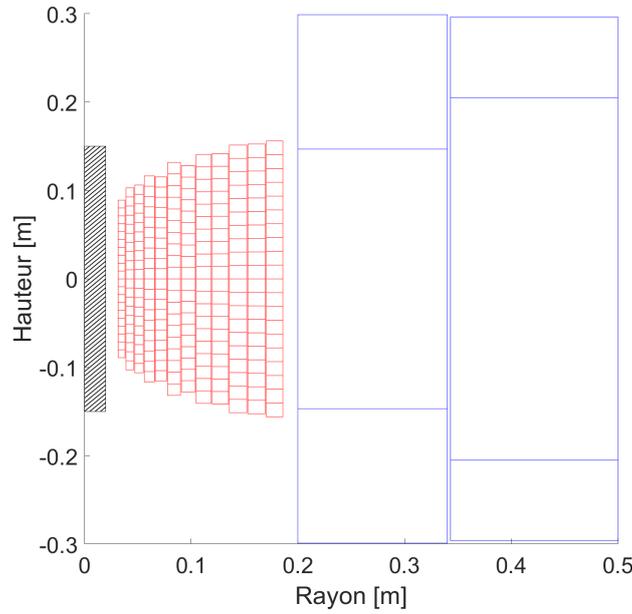


FIGURE 2.3 – Découpe des aimants interne et externe de M10. Rouge - polyhélices. Bleu - bobines Bitter. Zone hachuré - zone de calcul du champ où sera inséré la cellule expérimentale.

La description géométrique d'un sous-solénoïde est détaillée en figure 2.4. La modélisation étant 2D axisymétrique, le repère cylindrique est utilisé avec comme origine le centre de l'aimant.

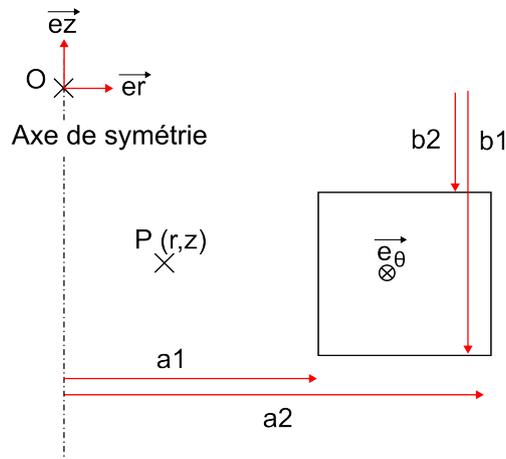


FIGURE 2.4 – Description géométrique d'un sous-solénoïde d'un aimant.

Pour le calcul du champ magnétique, les densités de courant, \vec{j} dans chaque sous-solénoïdes sont considérées "cylindriques", c'est à dire qu'elles évoluent radialement telles que :

$$\vec{j} = \frac{J_0 a_1}{r} \vec{u}_\theta, \quad (2.1)$$

où J_0 est la densité de courant au rayon interne du sous-solénoïde, a_1 le rayon interne, r la position radiale et \vec{u}_θ le vecteur unitaire azimutal. Le calcul du champ magnétique se fait alors à l'aide de fonctions analytiques décrites par les équations 2.2 et 2.3.

Champ magnétique axial

$$B_z = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{2\pi} \int_0^\pi \left[\ln(z - b + \sqrt{(z - b)^2 + a^2 + r^2 - 2arcos(\theta)}) d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \Big|_{b_1}^{b_2} \quad (2.2)$$

Champ magnétique radial

$$B_r = -\frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left[\cos(\theta) \ln(a - r \cos(\theta)) + \sqrt{(z - b)^2 + a^2 + r^2 - 2arcos(\theta)} \right] d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \Big|_{b_1}^{b_2} \quad (2.3)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, et a_1, a_2, b_1, b_2 les limites géométriques du sous-solénoïde dont on cherche à calculer la contribution en un point de coordonnées (r, z) .

Les densités de courant au sein d'une hélice ne sont pas uniformes d'un sous-solénoïde à l'autre car en réalité les découpes des hélices ne sont pas régulières. Pour faire correspondre au mieux le champ produit par la modélisation 2D axi-symétrique avec le champ mesuré produit par l'aimant, il est nécessaire d'ajuster la densité de courant de chaque sous-solénoïde (on ajuste ainsi virtuellement la géométrie). Les mesures utilisées pour effectuer cet ajustement ont été fournies par le LNCMI [66]. Elles ont été réalisées sur l'axe à l'aide d'une bobine pick-up et pour chaque aimant de manière séparée, ce qui permet de faire un ajustement des densités de chaque aimant ("interne" et "externe"). Pour les bobines Bitter, cet ajustement est très faible. Il n'y a pas de justification physique car le nombre de tours de chaque bobine est parfaitement connu. Il permet uniquement d'affiner la modélisation du champ magnétique.

On suppose initialement les densités de courant similaires dans tous les sous-solénoïdes. La contribution de chaque sous-solénoïde au champ sur l'axe est ensuite calculée de manière séparée. On ajuste ensuite cette contribution grâce à un facteur correctif pour obtenir la valeur mesurée sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} b_{11} & \dots & b_{1j} & \dots & b_{1n_{se}} \\ \vdots & \ddots & & & \vdots \\ b_{i1} & & b_{ij} & & b_{in_{se}} \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ b_{n_{mesure}1} & \dots & & & b_{n_{mesure}n_{se}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} corr_1 \\ \vdots \\ corr_j \\ \vdots \\ corr_{n_{se}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} mesure_1 \\ \vdots \\ mesure_i \\ \vdots \\ mesure_{n_{mesure}} \end{pmatrix},$$

où b_{ij} est la contribution du sous-solénoïde j au point de mesure i sur l'axe, $corr_j$ le facteur correctif de la densité de courant du sous-solénoïde j , $mesure_i$ la mesure effectuée au point i sur l'axe, n_{mesure} le nombre de points de mesure sur l'axe et n_{se} le nombre de sous-solénoïdes. On résout ensuite le système correspondant sous la forme :

$$AX = B, \quad (2.4)$$

à l'aide d'un algorithme d'optimisation pour obtenir les densités de courant corrigées

pour chacun des sous-solénoïdes des deux aimants. Les facteurs correctifs calculés pour les polyhélices sont donnés en figure 2.5 et ceux pour les bobines Bitter sont donnés en figure 2.6.

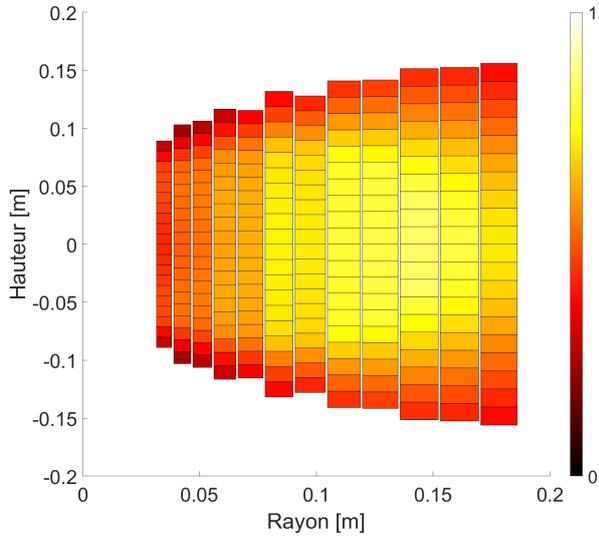


FIGURE 2.5 – Facteur correctif pour chacun des sous-solénoïdes composant les polyhélices.

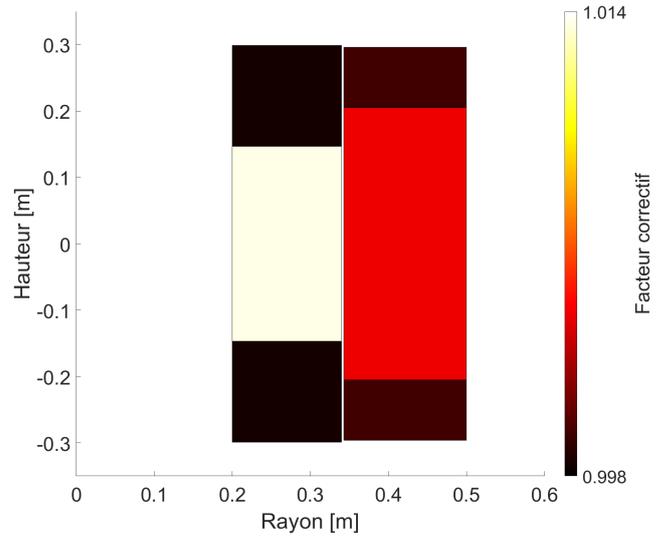


FIGURE 2.6 – Facteur correctif pour chacun des sous-solénoïdes composant les bobines Bitter.

A l'aide des densités de courant ajustées et des formules analytiques 2.2 et 2.3 il est possible de calculer le champ magnétique de l'aimant M10 dans tout l'espace. Sur la figure 2.7, le champ mesuré sur l'axe est comparé au modèle analytique présenté précédemment, et le gradient magnétique est comparé en figure 2.8.

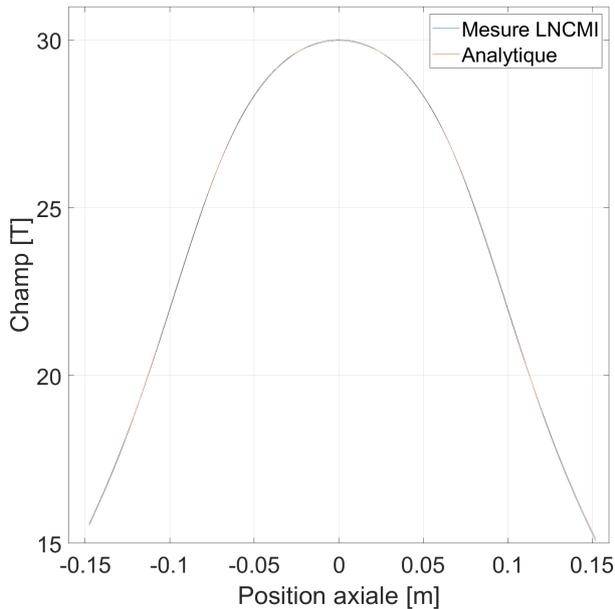


FIGURE 2.7 – Comparaison de la mesure de champ sur l'axe avec le modèle analytique pour les courants d'alimentation maximum dans les polyhélices et les bobines Bitter.

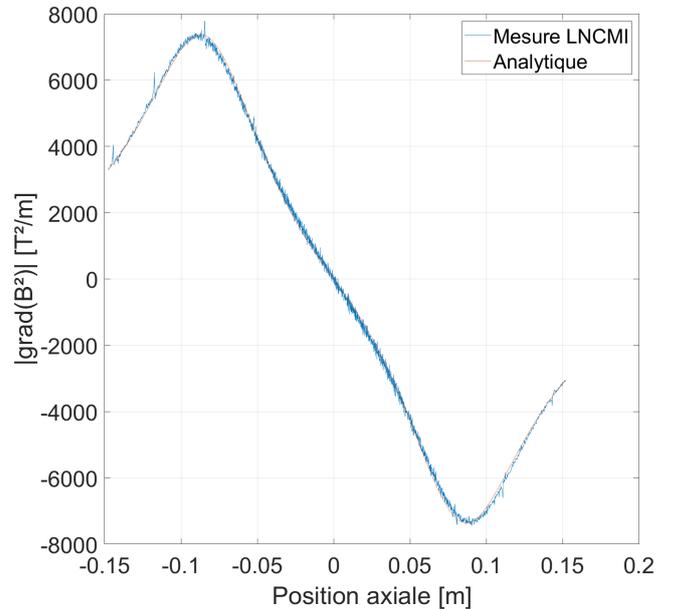


FIGURE 2.8 – Comparaison du $|\text{grad}(B^2)|$ déduit de la mesure de champ sur l'axe avec le modèle analytique pour les courants d'alimentation maximum dans les polyhélices et les bobines Bitter.

L'écart relatif entre le modèle analytique et les mesures réalisées sur l'axe est donné en figure 2.9. L'écart maximal de champ magnétique est de 0,4% entre le modèle utilisé et les mesures. Dans la zone principale d'expérimentation qui est détaillée dans la suite, l'écart maximal est de 0,25%. Pour le gradient magnétique, $|\text{grad}(B^2)|$, l'écart relatif entre le modèle et les mesures le long de l'axe est présenté en figure 2.10. Il est important autour du centre de l'aimant où G_z ($|\text{grad}(B^2)|$) est faible ($G_z = 0$ au centre). Néanmoins, dans la zone d'expérimentation principale ($z \approx 90$ mm), les écarts relatifs sont inférieurs à 1%.

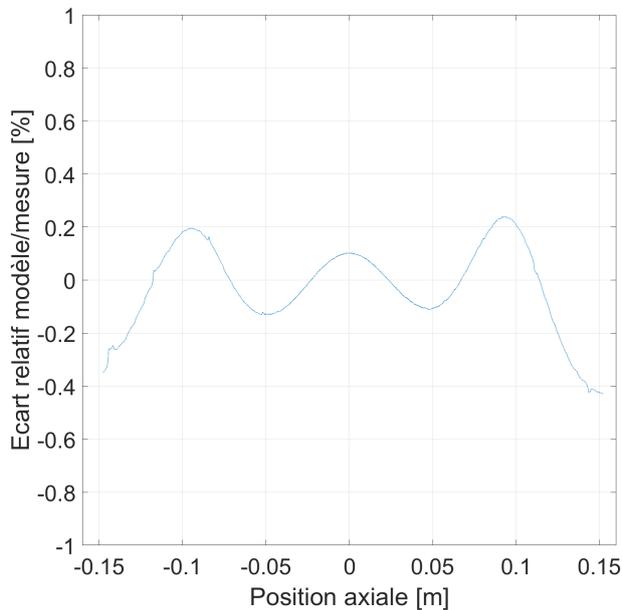


FIGURE 2.9 – Ecart relatif entre la modélisation analytique et les mesures de champ réalisées sur l'axe.

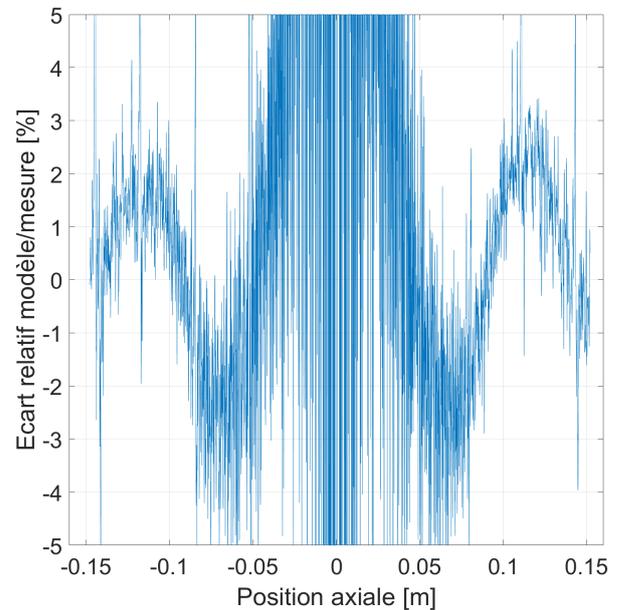


FIGURE 2.10 – Ecart relatif du $\text{grad}(B^2)$ entre la modélisation analytique et les mesures de champ réalisées sur l'axe.

Le modèle permet d'approximer la force magnétique sur l'axe à 1% près dans la zone d'intérêt. Ne pouvant pas réaliser une campagne de mesures à l'aide d'une sonde RMN hors de l'axe, le modèle précédemment obtenu est utilisé pour obtenir le champ et la force magnétiques hors de l'axe dans le reste de nos travaux.

2.2 Cartes de champ magnétique et gravité résultante du domaine d'étude

2.2.1 Carte de champ 2D de la station M10

Le courant d'alimentation de chaque aimant (interne ou externe) est potentiellement ajustable de manière séparée. Or, par principe de superposition du champ magnétique, si nous souhaitons conserver la même distribution de champ magnétique dans l'espace au cours des expériences, les courants dans les aimants interne et externe doivent évoluer de la même manière. Ainsi, seule l'amplitude du champ est modifiée de manière uniforme dans l'ensemble de l'espace mais pas son orientation. En pratique, cela est obtenu en gardant constant le rapport des courants d'alimentation des deux aimants. Ce rapport est défini comme,

$$\frac{I_{Bitter}}{I_{polyhelices}} = \frac{29000}{27420}, \quad (2.5)$$

où I_{Bitter} est le courant d'alimentation de l'aimant externe et $I_{polyhelices}$ est le courant d'alimentation de l'aimant interne.

À puissance maximale, c'est à dire avec $I_{Bitter} = 29000$ A et $I_{polyhelices} = 27420$ A, le champ maximal produit par l'aimant M10 est de 30 T au centre (29,98 T d'après le modèle, 30 T d'après les mesures). L'amplitude du champ magnétique obtenue est donnée en figure 2.11.

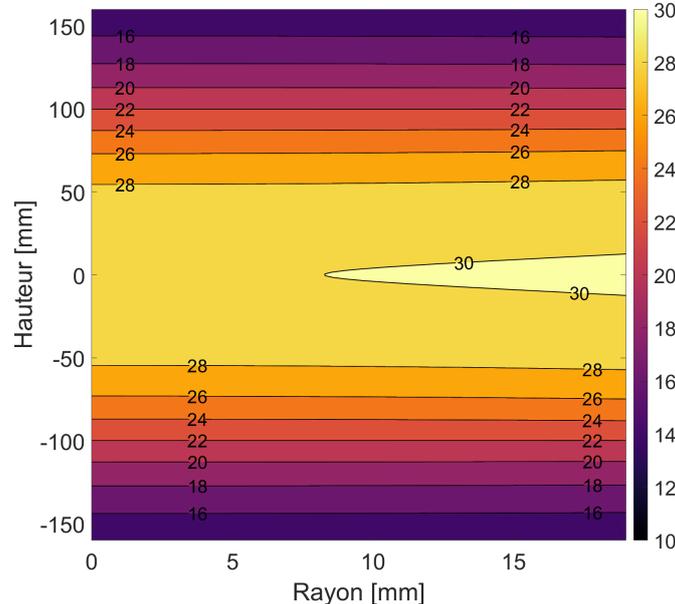


FIGURE 2.11 – Carte de l'amplitude du champ magnétique en [T] correspondant à la puissance maximale de l'aimant.

2.2.2 Carte de force magnétique pour de l'hélium

La force magnétique dérive de l'énergie magnétique, décrite en équation 1.3, qui est proportionnelle au carré du champ magnétique. La carte de force magnétique correspondant au champ magnétique tracé en figure 2.11 est présentée en figure 2.12.

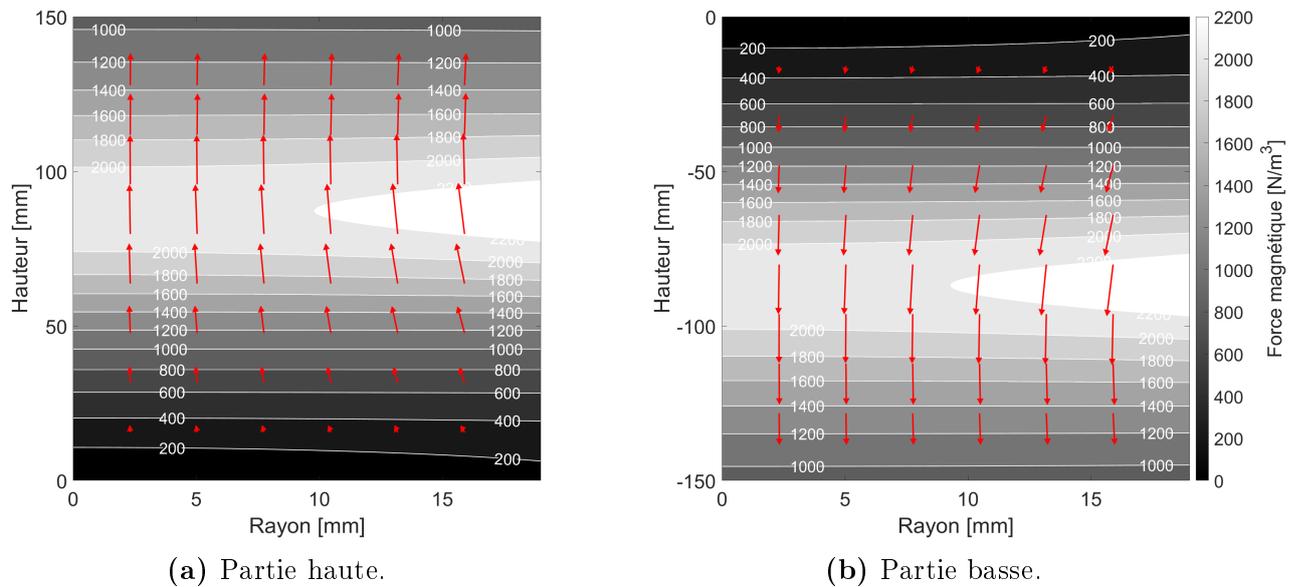


FIGURE 2.12 – Carte de force magnétique dans la partie haute et basse de l’aimant à la puissance maximale pour de l’hélium. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la force magnétique. Les flèches rouges représentent les vecteurs correspondant aux forces magnétiques.

Les composantes axiales et radiales de la force magnétique présentée en figure 2.12 sont données en figure 2.13.

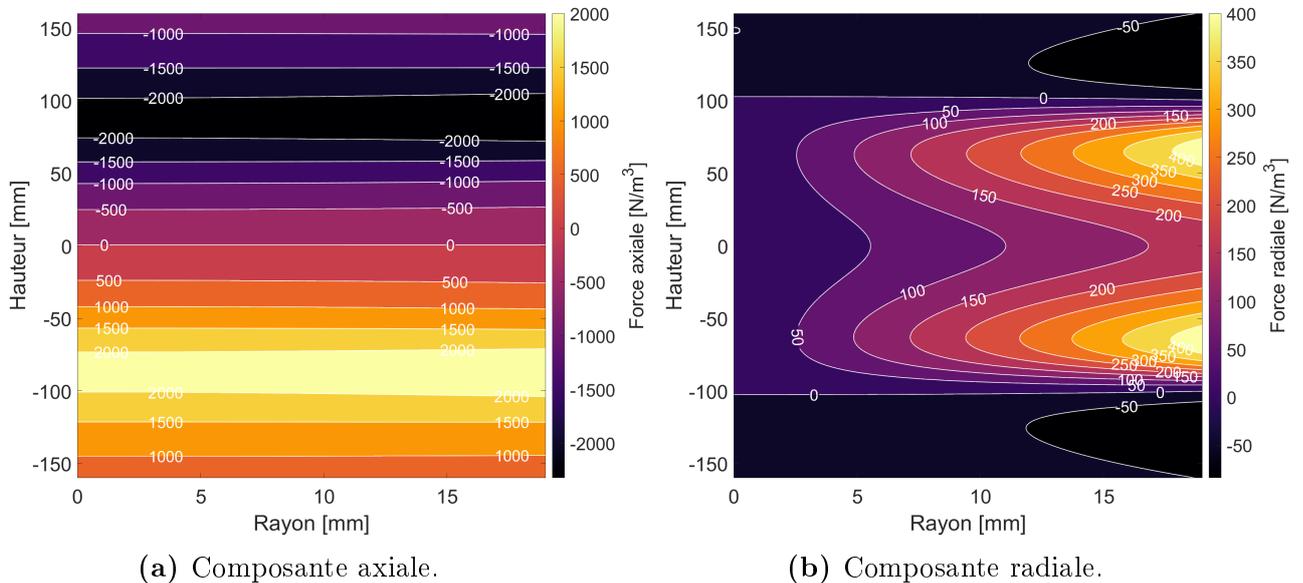


FIGURE 2.13 – Carte de la composante radiale et axiale de la force magnétique de l’aimant à la puissance maximale pour de l’hélium. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs.

Le plan perpendiculaire à l’axe du solénoïde passant par le centre magnétique ($r = 0$ mm, $z = 0$ mm) est un plan d’anti-symétrie du champ magnétique. La force magnétique est quant à elle symétrique par rapport à ce plan, la composante axiale est donc nulle sur ce plan.

2.2.3 Carte de gravité résultante et potentiel magnéto-gravitaire

Une grandeur intéressante pour les expérimentations de transfert thermique sous compensation magnétique de la gravité est la gravité résultante qui s'exprime comme la somme de l'accélération de pesanteur terrestre et de l'accélération induite par les forces magnétiques (cf équation 1.7). Le champ magnétique de la station M10 permet d'obtenir des configurations de gravité résultante correspondant à chacun des 3 cas présentés en section 1.2.3 (hypergravité, gravité compensée, gravité surcompensée). Les configurations extrêmes de gravité résultante accessibles sur l'axe de l'aimant M10 ainsi que les positions associées sont exposées dans le tableau 2.1.

TABLEAU 2.1 – Niveaux extrêmes de gravité résultante accessibles à l'aide de la station M10 pour l'hélium.

| Gravité résultante | Position [mm] | Type de configuration |
|--------------------|---------------|-----------------------|
| $g^* = -0.765g$ | 88 mm | Gravité surcompensée |
| $g^* = 2.765g$ | -88 mm | Hypergravité |

Les cartes 2D de gravité résultante associées à ces valeurs extrêmes sont présentées en figure 2.14.

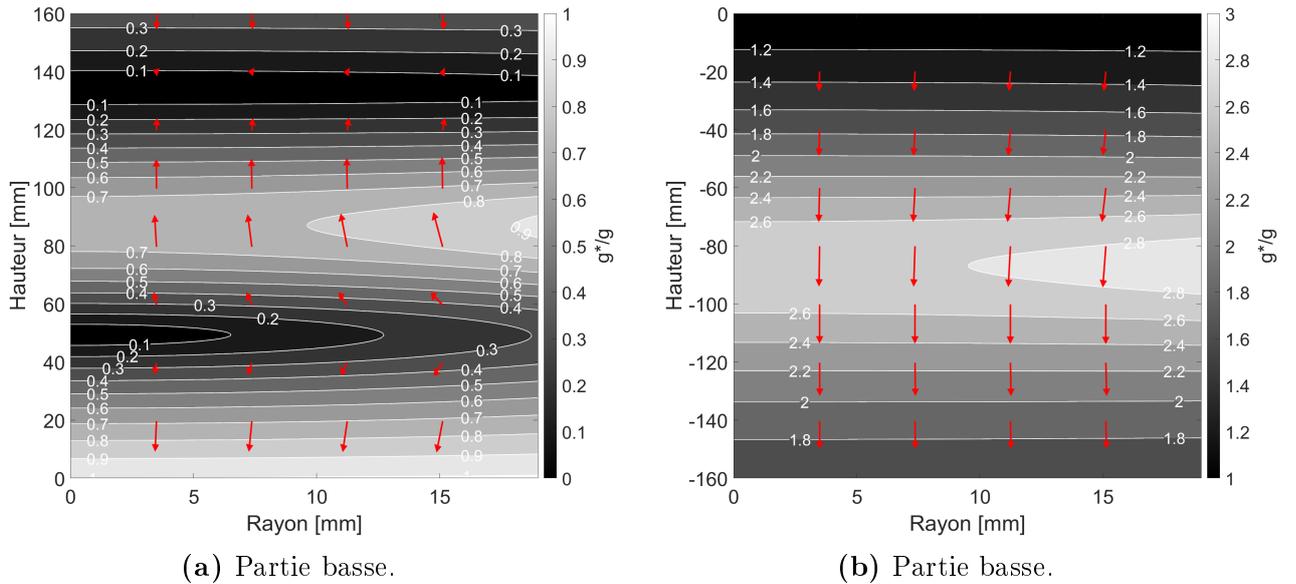


FIGURE 2.14 – Carte de la gravité résultante dans la partie haute et basse de l'aimant atteignable à la puissance maximale. Les flèches rouges représentent le vecteur gravité résultante normalisée \vec{e} . Les lignes blanches représentent les iso-valeurs.

La zone surcompensée visible sur la figure 2.14a s'étend de $z = 50$ mm à $z = 135$ mm. Des niveaux plus faibles ($g^* < -0.765g$)/forts ($g^* > 2.765g$) que ceux présentés en tableau 2.1 sont atteignables hors de l'axe magnétique. Les expérimentations sont réalisées autour de l'axe magnétique dans un cryostat de rayon intérieur 19 mm correspondant à notre zone utile. Cela permet également de garder la contribution de la force magnétique radiale faible par rapport à la force magnétique axiale comme montré sur les figures 2.12a et 2.12b. Dans ce cas, la gravité résultante est relativement verticale.

Lors des expérimentations en gravité compensée, $0g < g^* < 1g$, la surface d'échange sera positionnée autour du maximum de compensation, $z = 88$ mm. Cela permet d'avoir une zone de compensation verticale la plus homogène possible comme le montre la figure 2.15.

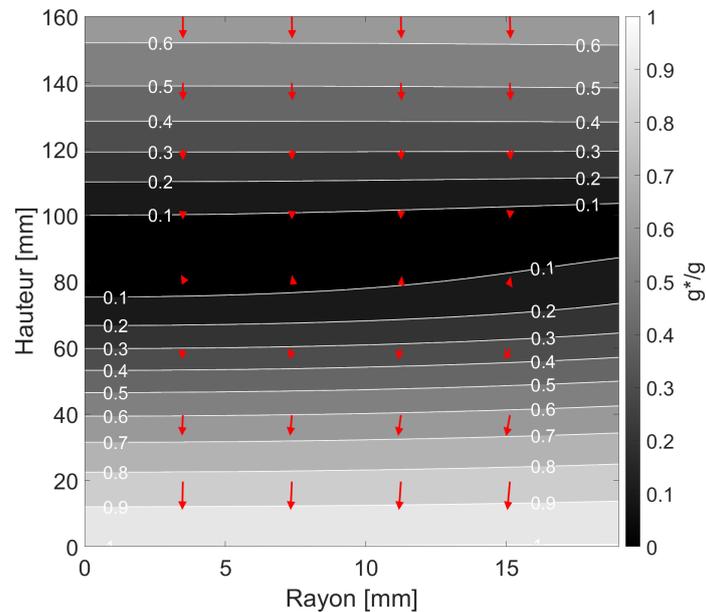


FIGURE 2.15 – Carte de gravité résultante normalisée \vec{g}^* correspondant aux mesures effectuées à très faible niveau d'accélération résiduelle. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs.

Néanmoins, l'obtention d'une bonne homogénéité verticale de gravité résultante induit une baisse de l'homogénéité radiale. Quettier et al ont montré que l'homogénéité radiale et axiale de la compensation magnétique sont liées par la relation :

Relation homogénéité compensation

$$B_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3G_0 R}{2\epsilon_r + \epsilon_z}}, \quad (2.6)$$

où B_0 est le champ magnétique, G_0 le gradient de compensation, R la taille de la zone de compensation étudiée, ϵ_r l'inhomogénéité radiale de la compensation et ϵ_z l'inhomogénéité axiale [68]. Le vecteur inhomogénéité est directement lié à la gravité résultante par la relation :

$$\vec{g}^* = g (\epsilon_r \vec{u}_r + \epsilon_z \vec{u}_z), \quad (2.7)$$

Lorsque l'on compense la gravité terrestre $\epsilon_z = 0$, la composante radiale de l'accélération résiduelle ne peut donc pas être négligée. Sa prise en compte lors de l'analyse des mesures sera détaillée par la suite.

Le potentiel magnéto-gravitaire pour l'hélium, Σ_{mg} , défini par l'équation 1.11 est représenté en figure 2.16 à la puissance maximale de l'aimant. Il permet d'identifier les zones d'accumulation de vapeur.

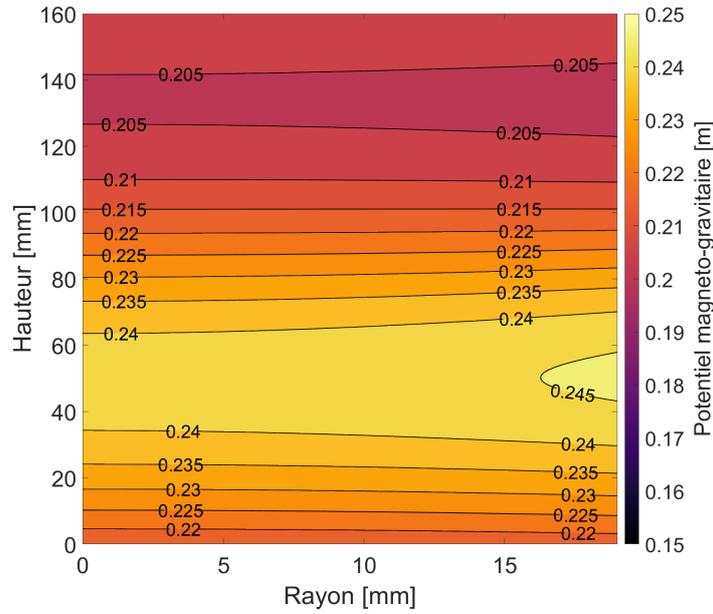


FIGURE 2.16 – Potentiel magnéto-gravitaire de l'hélium correspondant à la puissance maximale de l'aimant dans la partie supérieure. Les lignes noires représentent les iso-valeurs.

Pour effectuer le lien entre potentiel magnéto-gravitaire et zones d'accumulation de vapeur il est nécessaire de connaître les forces s'appliquant sur la phase vapeur immergée dans le liquide. Avec comme hypothèse, une position statique de la phase vapeur, celles-ci sont limitées aux forces magnéto-gravitaires ainsi que la force d'Archimède. Son calcul nécessite la connaissance du profil de pression dans le liquide. La pression hydrostatique, permet d'obtenir la variation de pression induite par les forces de pesanteur. Avec l'application des forces magnétiques, une pression hydrostatique magnétique est ajoutée. En effet, considérons un élément infinitésimal de volume dV (dr, dz, dx) soumis au forces magnéto-gravitaires décrit par la figure 2.17.

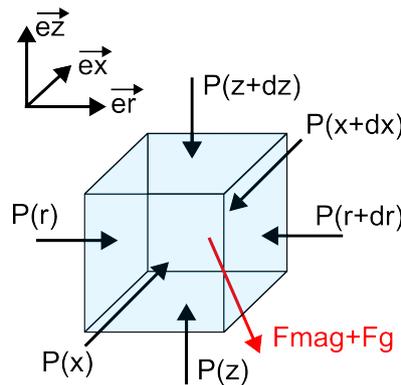


FIGURE 2.17 – Volume infinitésimal de liquide à l'équilibre. F_{mag} est la force magnétique et F_g la force de pesanteur terrestre.

Le volume étant à l'équilibre, on peut écrire le bilan des forces selon l'axe z comme :

$$(P_{z+dz} - P_z)drdx = -\rho_l g drdx dz + \frac{\chi_l}{2\mu_0} grad(B^2) drdx dz, \quad (2.8)$$

$$(P_{z+dz} - P_z) = -\rho_l g dz + \frac{\chi_l}{2\mu_0} \text{grad}(B^2) dz, \quad (2.9)$$

où ρ_l est la densité du liquide et χ_l sa susceptibilité. On obtient alors le gradient de pression selon l'axe z :

$$\text{grad}_z(P) = -\rho_l g + \frac{\chi_l}{2\mu_0} \text{grad}_z(B^2), \quad (2.10)$$

Et par extrapolation aux deux autres coordonnées, on obtient finalement l'expression du gradient de pression dans l'espace. :

$$\overrightarrow{\text{grad}}(P) = \rho_l \overrightarrow{g} + \frac{\chi_l}{2\mu_0} \overrightarrow{\text{grad}}(B^2), \quad (2.11)$$

A partir de la pression hydrostatique, il est possible de déterminer l'expression de la pression dans le fluide :

$$P = P_0 + \int_z \overrightarrow{\text{grad}}(P) \cdot \overrightarrow{dz}, \quad (2.12)$$

où P_0 est une pression de référence et z le parcours entre la position correspondant à la pression de référence et la position où on souhaite connaître la pression. On obtient finalement :

$$P = P_0 - \rho_l g z + \frac{\chi_l B^2}{2\mu_0} = P_0 - \rho_l g \Sigma_{mg}. \quad (2.13)$$

Une bulle de vapeur immergée dans le liquide est soumise en plus des forces magnéto-gravitaires à la force d'Archimède. Cette force s'exprime comme l'intégrale de la pression sur la surface de contact entre la vapeur et le fluide, soit

$$\overrightarrow{F}_A = \iint_S -P \overrightarrow{dS}. \quad (2.14)$$

A l'aide du théorème du gradient, il est possible de transformer cette intégrale surfacique en intégrale volumique :

$$\overrightarrow{F}_A = \iiint_V -\overrightarrow{\text{grad}}(P) dV, \quad (2.15)$$

où V est le volume de la bulle de vapeur. La somme des forces s'appliquant au volume de vapeur est alors :

$$\Sigma \overrightarrow{F} = \iiint_V -\overrightarrow{\text{grad}}(P) dV + \iiint_V \rho_v \overrightarrow{g} + \frac{\chi_v}{2\mu_0} \overrightarrow{\text{grad}}(B^2) dV \quad (2.16)$$

où χ_v est la susceptibilité magnétique de la phase vapeur et ρ_v sa densité. La somme des forces par unité de volume s'exprime :

$$\Sigma \vec{f} = -\overrightarrow{\text{grad}}(P) + \rho_v \vec{g} + \frac{\chi_v}{2\mu_0} \overrightarrow{\text{grad}}(B^2). \quad (2.17)$$

Elle dérive alors d'un potentiel tel que :

$$\Sigma \vec{f} = -\overrightarrow{\text{grad}}(P_0 - \rho_l g \Sigma_{mg} + \rho_v g z - \frac{\chi_v}{2\mu_0} B^2). \quad (2.18)$$

Soit finalement :

$$\Sigma \vec{f} = -\overrightarrow{\text{grad}}((\rho_v - \rho_l)g \Sigma_{mg}). \quad (2.19)$$

L'énergie potentielle de la phase vapeur dans la phase liquide est donc exprimée par le terme $(\rho_v - \rho_l)g \Sigma_{mg}$ à une constante près. Un minimum d'énergie potentielle de la phase vapeur correspond donc à un maximum de potentiel magnéto-gravitaire, le terme $(\rho_v - \rho_l)g$ étant négatif. Les bulles cherchant à minimiser leur énergie potentielle, elles s'accumulent donc autour d'un maximum de potentiel magnéto-gravitaire, soit dans la zone comprise entre $z=40$ mm et $z=60$ mm sur la figure 2.16. Ce résultat est également valable pour un fluide paramagnétique au sein duquel les bulles de vapeur se déplacent également vers les zones de potentiel magnéto-gravitaire maximum.

Un raisonnement similaire peut être effectué pour une goutte de liquide soumise aux forces magnéto-gravitaires dans de la vapeur. La variation spatiale de pression étant induite par l'influence des forces magnéto-gravitaires sur la vapeur, l'énergie potentielle de la phase liquide est alors exprimée par $(\rho_l - \rho_v)g \Sigma_{mg}$ à une constante près. Le liquide est donc attiré par les zones de faible potentiel magnéto-gravitaire, sur la figure 2.16 cela correspond à la zone comprise entre $z=120$ mm et $z=140$ mm.

2.3 Expérimentation dans la station d'essai M10

2.3.1 Cryostat et ascenseur

L'expérimentation avec les fluides cryogéniques tels que l'hélium liquide requiert l'utilisation de cryostats permettant de limiter l'apport de chaleur extérieur dans le bain de liquide. Le LNCMI dispose de cryostat adaptés spécialement pour fonctionner sous champ magnétique dans leurs stations expérimentales. L'ajout d'un cryostat diminue le volume disponible pour l'expérience par l'ajout de couches isolantes (vide et garde d'azote). Le diamètre disponible passe alors de 50 mm à 38 mm à l'intérieur du cryostat.

Le système expérimental est fixé sur le cryostat au niveau de la platine supérieure. Or, pour pouvoir accéder aux différents cas de modification magnétique de la gravité (hyper-gravité sous-gravité, ...) il est nécessaire de pouvoir se déplacer dans les parties supérieures et inférieures de l'aimant. Le cryostat est alors monté sur un ascenseur dont la position verticale est réglable, la position du système expérimental dans le champ est alors ajustable.

Le réglage de la position verticale ainsi que le positionnement du système à l'intérieur du cryostat est détaillé par la suite dans le chapitre 3.

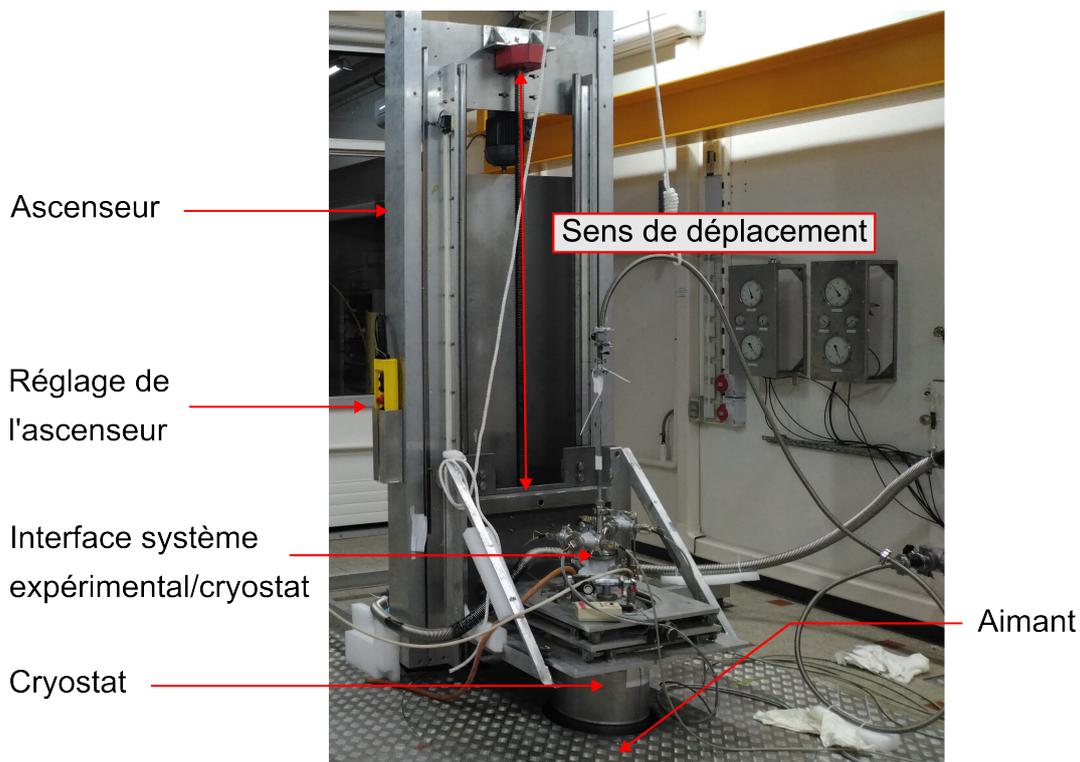


FIGURE 2.18 – Installation expérimentale dans la station M10 avec positionnement du cryostat dans l'aimant.

2.3.2 Contrôle du champ magnétique

Le contrôle du champ magnétique généré par la station M10 se fait en commandant la valeur centrale du champ magnétique et la rampe de champ magnétique. Par, exemple, nous pouvons demander d'obtenir 20 T au centre de l'aimant et d'atteindre ce champ à la vitesse de 100 G/s (pour des raisons de finesse, la rampe est donnée en Gauss par seconde, 1 T = 10 000 Gauss). Lors des expérimentations, le contrôle de la gravité résultante par

champ magnétique est peu pratique. La relation 2.20 est utilisée, elle permet le calcul de la gravité résultante en un point donné, $z = z_0$, à l'aide de la valeur du champ central.

$$g^* = g \left(1 - \frac{B^2}{B_0^2} \right) \quad (2.20)$$

où B_0 est le champ magnétique au centre correspondant à la compensation totale de la gravité à la position $z = z_0$. Cette relation est valable uniquement si on ne change pas de position et que le rapport des courants d'alimentation reste constant comme mentionné en équation 2.5. Pour illustration, le champ magnétique au centre est de $B_0 = 22,654 \text{ T}$ pour obtenir $G = -4170 \text{ T}^2/\text{m}$ (compensation exacte) à la position $z_0 = 88 \text{ mm}$.

Grâce au contrôle de la variation temporelle de champ magnétique, deux types d'expériences sont possibles :

- Les expériences à gravité résultante fixe. Le champ magnétique est imposé en début de mesure et la gravité résultante ne varie pas lors des mesures. Cela permet de faire des mesures de transfert thermique sur de long temps d'expérience.
- Les expériences à gravité résultante variable. En contrôlant la variation de champ magnétique dans le temps, on contrôle également la variation de gravité résultante dans le temps. La variation maximale(minimale) de champ magnétique est de 1000 G/s (10 G/s), à la position de 88 mm qui correspond à une variation de gravité résultante de $0,0088 \text{ g/s}$ ($0,000088 \text{ g/s}$).

Chapitre 3

Mesures de flux critique sous variation magnétique de la gravité

3.1 Influence de la gravité sur le flux critique

Le modèle du flux critique présenté en introduction décrit par Zuber est le plus utilisé actuellement et a depuis été décliné pour tenir compte de divers paramètres tels que la pression, l'angle d'inclinaison de la surface, l'état de surface et de diverses propriétés thermophysiques de la surface d'échange. D'autres modèles du flux critiques décrivent le phénomène avec des approches physiques différentes. Une présentation succincte et non-exhaustive de différents modèles est faite dans la section suivante avec pour objectif de comparer leur dépendance à la gravité.

3.1.1 Modèles décrivant le flux critique

Analyse dimensionnelle

Kutateladze est le premier à proposer un modèle décrivant le flux critique pour l'ébullition en bain [69]. Son modèle est issu de groupements de nombres adimensionnels basés sur les équations décrivant le phénomène d'ébullition proche du flux critique (équation de mouvement de la phase gazeuse, transfert de chaleur et transition de phase du liquide). Dans sa modélisation, au flux critique, l'énergie cinétique de la phase vapeur est suffisante pour s'opposer au remouillage de la paroi par du liquide froid, créant un film stable de vapeur recouvrant la surface. L'expression du flux critique, q_{CHF} , s'exprime par

CHF — Analyse dimensionnelle

$$q_{CHF} = K \rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.1)$$

où ρ_v et ρ_l sont les densités de la vapeur et du liquide, h_{lv} la chaleur latente de vaporisation, σ la tension de surface, g la gravité et K est une constante qu'il détermine expérimentalement à 0,16.

Macro-layer dryout

Haramura et Katto ont développé un modèle de flux critique basé sur une instabilité hydrodynamique (comme Zuber) mais en postulant que la transition vers l'ébullition en film est induite par une évaporation complète de la couche "macro" de liquide [70]. Dans leur modèle, les jets de vapeurs issus de la vaporisation de la couche de liquide alimentent une bulle de vapeur comme illustré par la figure 3.1. Lorsque cette bulle de vapeur devient suffisamment grande pour rompre l'équilibre des forces, elle se défait de la surface et la couche de liquide se remplit à nouveau.

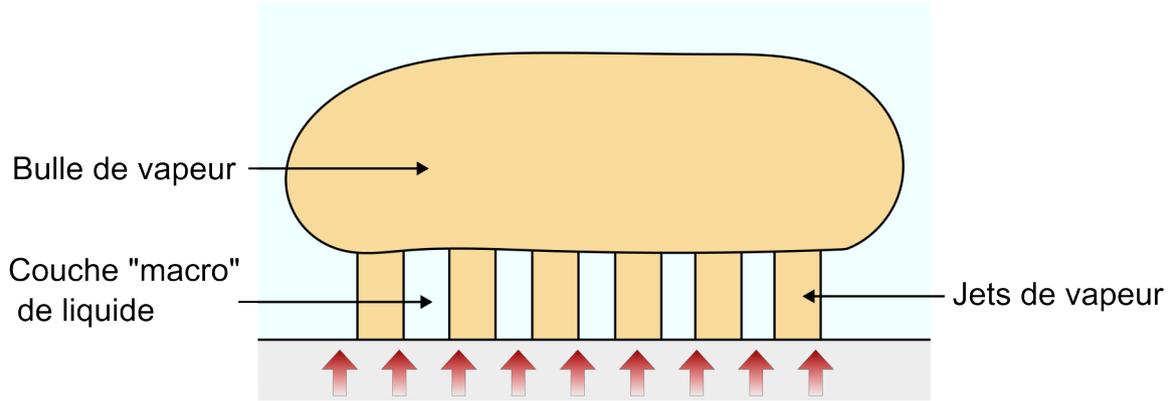


FIGURE 3.1 – Bulle de vapeur à l'équilibre dont la croissance est alimentée par l'évaporation de la couche de liquide.

Avec leur modélisation, le flux critique apparaît lorsque le flux thermique est suffisamment important pour évaporer entièrement la couche de liquide sous la bulle avant qu'elle ne se détache. Le flux thermique correspond alors au flux critique et son expression est donnée par :

CHF — Macro-layer dryout

$$q_{CHF} = \left(\frac{\pi^4}{2^{11}3^2} \right)^{\frac{1}{16}} \left(\frac{A_v}{A_s} \right)^{\frac{5}{8}} \left(1 - \frac{A_v}{A_s} \right)^{\frac{5}{16}} \left(\frac{\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1}{\left(\frac{11\rho_l}{16\rho_v} + 1 \right)^{\frac{3}{5}}} \right)^{\frac{5}{16}} \rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.2)$$

où A_v est la surface de contact des jets de vapeur et A_s est la surface du solide chauffée. Une expression du rapport A_v/A_s est donnée par

$$\frac{A_v}{A_s} = 0,0654 \left[\frac{\left(\frac{11\rho_l}{16\rho_v} + 1 \right)^{\frac{3}{5}}}{\left(\frac{\rho_l}{\rho_v} + 1 \right)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.3)$$

Interfacial lift-off

Guan et al. ont à l'aide d'observations photographiques hautes vitesses proposé un nouveau modèle décrivant le flux critique [71]. Dans leur modèle, à la différence de ceux présentés précédemment où la couche de liquide "macro" est en contact direct avec la surface chauffée, une couche de vapeur alimentée par l'évaporation de la couche "macro" sépare une partie du liquide de la surface. Lors de la transition en ébullition en film, la vitesse d'émission de la vapeur est suffisante pour soulever la couche de liquide et empêcher le remouillage de la surface (cf. Fig. 3.2).

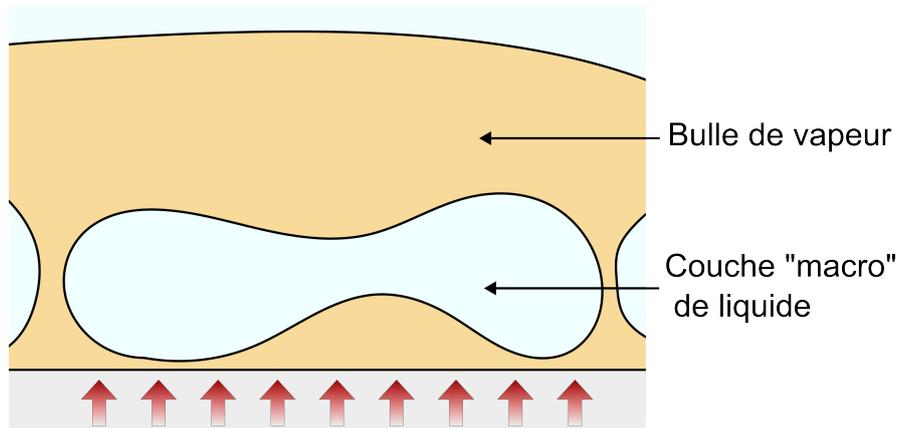


FIGURE 3.2 – Champignon de vapeur dont la croissance est alimentée par l'évaporation de la couche de liquide.

Le flux thermique permettant le décollement de la couche de liquide de la paroi correspond au flux critique et son expression est donnée par l'expression 3.4,

CHF — Interfacial lift-off

$$q_{CHF} = 0,2445 \left(1 + \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{\frac{1}{10}} \rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.4)$$

Conclusion sur les différents modèles prédisant le flux critique

Les modèles précédents tentent de décrire la transition vers l'ébullition en film à partir de phénomènes physiques différents. Néanmoins, les expressions obtenues pour le flux critique peuvent être toutes décrites par une équation de type :

CHF — Forme générale

$$q_{CHF} = K \rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2}\right)^{\frac{1}{4}}. \quad (3.5)$$

K est un terme dépendant de différentes propriétés thermophysiques du fluide évoluant selon le modèle utilisé.

L'objectif de l'étude étant d'observer la dépendance du flux critique à la gravité à l'aide de la compensation magnétique de la gravité. Nous utiliserons la forme générale présentée par l'équation (3.5) pour corréler les mesures expérimentales du flux critique réalisées sous variation magnétique de la gravité.

3.1.2 Mesure de flux critique pour différentes accélérations

Pour modifier la gravité résultante, les méthodes employées usuellement impliquent un déplacement du système expérimental avec une accélération permettant de compenser partiellement la gravité terrestre ou de l'augmenter. Les techniques inertielles employées sont :

Tours à chute libre ou tour d'impesanteur : elles permettent d'obtenir des conditions de gravité réduite ($g^* < g$) pendant quelques secondes pour un coût de fonctionnement assez faible.

Gamme de gravité résultante : $g^* < 1g$

Vols paraboliques : ils permettent de compenser ou d'augmenter la gravité jusqu'à $g^* = 1,7g$. Néanmoins les coûts restent élevés et le temps d'expérimentation est limité à quelques dizaines de secondes.

Gamme de gravité résultante : $g^* \approx 10^{-2}g$ ou $g^* \approx 1,7g$

Fusées sonde : elles permettent à l'aide de trajectoire paraboliques d'atteindre des niveau de gravité de l'ordre de grandeur de $g^* = 10^{-4}g$ pendant plusieurs minutes.

Gamme de gravité résultante : $10^{-6}g < g^* < 10^{-4}g$

Station orbitale : la mise en place d'expérience dans les stations spatiales en orbite est également possible et permet d'obtenir des conditions de μ -gravité mais l'accès y est très restreint et les coûts extrêmement élevés. Elles permettent néanmoins des expériences sur des temps très longs, la gravité étant réduite par l'ajout d'une accélération centripète colinéaire avec l'accélération de pesanteur terrestre produite par rotation de la station.

Gamme de gravité résultante : $10^{-6}g < g^* < 10^{-4}g$

Centrifugeuses : elles ne permettent pas à proprement parler d'augmenter la gravité mais elle permet d'ajouter une accélération résultante de plusieurs ordres de grandeurs au dessus de la gravité terrestre. L'accélération de la gravité terrestre est alors négligeable devant l'accélération centrifuge et il est possible de simuler une gravité résultante jusqu'à $g^* = 1000g$ pendant de longues expériences.

Gamme de gravité résultante : $g^* > 1g$

Le flux critique est un paramètre majeur dans le design des systèmes dont le refroidissement est contrôlé par flux de chaleur comme les aimants supraconducteurs. Connaître l'influence de la gravité sur sa valeur est d'importance capitale pour les systèmes évoluant dans des environnement en gravité réduite, comme les aimants HTc produisant des champs magnétiques intenses. Des expériences de mesures du flux critique en gravité variables ont été effectuées à l'aide de tours de chute libre ou de vols paraboliques. Une liste non-exhaustive de ces mesures est détaillée dans le tableau 3.1.

TABLEAU 3.1 – Mesures de flux critique pour divers fluides sous différents niveaux de gravité

| Liquide | Surface | g^* | Détails | Ref. |
|---------------------|---------------------------|--------------------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Tour de chute libre | | | | |
| Eau | Cylindre | 0,475g- μ g | Adéquation de la variation du flux critique en fonction de la gravité avec la théorie. Les flux critiques mesurés sont légèrement supérieurs à ceux prédits. | [72] |
| Azote | Sphère | 0,6g-0,01g | Très bonne adéquation avec la variation en $g^{\frac{1}{4}}$ jusqu'à 0,01g où le flux critique ne semble plus évoluer lorsque la gravité résultante baisse. | [73] |
| Eau, CFC-113 | Plaque plane | 0,01g- 10^{-5} g | Le flux critique est réduit à basse gravité pour le CFC-131 mais sans tendance précise, pas de réduction observée pour l'eau. En micro-gravité, l'influence du sous-refroidissement semble être plus importante que sous condition de pesanteur terrestre. | [74] |
| Vol parabolique | | | | |
| n-Pentane, CFC-113 | Plaque plane | 0,01g | La réduction du flux critique pour le n-Pentane et le CFC-113 est de l'ordre de 70% à 0,01g et est en accord avec la variation en $g^{\frac{1}{4}}$. | [75] |
| Eau | Cylindre | 0,044g-0,0005g | Décroissance du flux critique avec une gravité décroissante sur toute la gamme étudiée avec des valeurs plus faibles que celles prédites. Les auteurs ont supposé que les effets thermo-capillaires deviennent le mécanisme de transport de chaleur préférentiel à très faible gravité et induisent une différence avec la théorie basée sur des instabilités hydrodynamiques. | [76] |
| FC-72 | Matrice de plaques planes | 1,7g-0,01g | Décroissance du flux critique avec une gravité décroissante. Pour $g^* > 1g$ l'influence de la gravité est moins visible. Le sous-refroidissement semble avoir plus d'influence sur le flux critique à bas niveau de gravité. | [77] |
| FC-72 | Matrice de plaques planes | 1,7g-0,3g | Le flux critique à haute gravité, 1,7g, est très bien prédit par la théorie. | [78] |

La modification de la gravité par l'ajout de forces magnétiques permet de répondre à deux problématiques des méthodes usuelles de modification de la gravité : **le temps d'expérience quasiment infini ainsi qu'un réglage fin du niveau de gravité résultante**. Cette méthode n'est néanmoins pas parfaite puisque de nouvelles contraintes apparaissent :

- La compensation n'est pas homogène dans l'espace.
- La susceptibilité magnétique étant propre à un matériau, les composants des mélanges hétérogènes ne seront pas soumis aux mêmes forces magnétiques. Seuls les fluides homogènes peuvent être étudiés.
- La présence de champ magnétique induit certaines contraintes : choix des matériaux du système expérimental, encombrement du système expérimental, mesures de température difficiles.

La compensation magnétique de la gravité a été utilisée pour étudier le flux critique sous gravité variable de certains fluides cryogéniques tels que l'oxygène, l'hydrogène ou l'hélium liquide. Les différentes mesures effectuées sont résumées dans le tableau 3.2.

TABLEAU 3.2 – Mesures de CHF sur fluides cryogéniques utilisant la compensation magnétique de la gravité.

| Liquide | Surface | g^* | Détails | Ref. |
|-----------|--------------|----------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| Oxygène | Plaque plane | 1g-0,1g | Les flux critiques mesurés ne suivent pas la variation en $g^{\frac{1}{4}}$ sur les trois points de mesures à 1g, 0,1g et 0,5g. Le flux critique mesuré est systématiquement plus élevé que prédit. Étude du flux critique sous différentes conditions de pression à différents niveaux de gravité résultante. Les données étant confidentielles, difficile d'observer l'évolution du flux critique en fonction de la gravité mais une décroissance est observée à des niveaux de gravité faibles. | [79] |
| Hydrogène | Plaque plane | 1g-0g | Très bonne adéquation de la variation du flux critique avec la théorie dans la plage de gravité étudiée. | [80] |
| Hélium | Plaque plane | 1g-0,51g | Très bonne adéquation de la variation du flux critique avec la théorie dans la plage de gravité étudiée. | [81] |

Les résultats des mesures de flux critique effectuées sous gravité variable avec les méthodes usuelles ou avec compensation magnétique de la gravité semblent dans la majorité être en accord avec la dépendance théorique en $g^{\frac{1}{4}}$. Néanmoins, un manque de mesure existe pour l'hélium liquide entre 0g et 0,5g ainsi qu'à des niveaux de gravité $>1g$. Ce qui est dommageable pour le design des aimants HTc très haut champ. L'objectif de l'étude présentée dans ce chapitre est de compléter la littérature existante à l'aide de la compensation magnétique de la gravité. Cette méthodologie de compensation de la gravité est la plus adaptée à la problématique étudiée car représentative du phénomène physique : effet des forces magnétiques sur le refroidissement des aimants supraconducteurs. La première partie de ce chapitre présentera la conception du système expérimental et les contraintes

qui ont du être considérées. La seconde partie est consacrée à la mise en place de l'instrumentation associée à ce système expérimental. La troisième partie met en avant les procédures expérimentales employées afin de mener à bien la campagne de mesures. La dernière partie sera consacrée à l'analyse des résultats expérimentaux qui viendront compléter la connaissance de l'évolution du CHF en hélium liquide en fonction de la gravité connue présentée en figure 3.3.

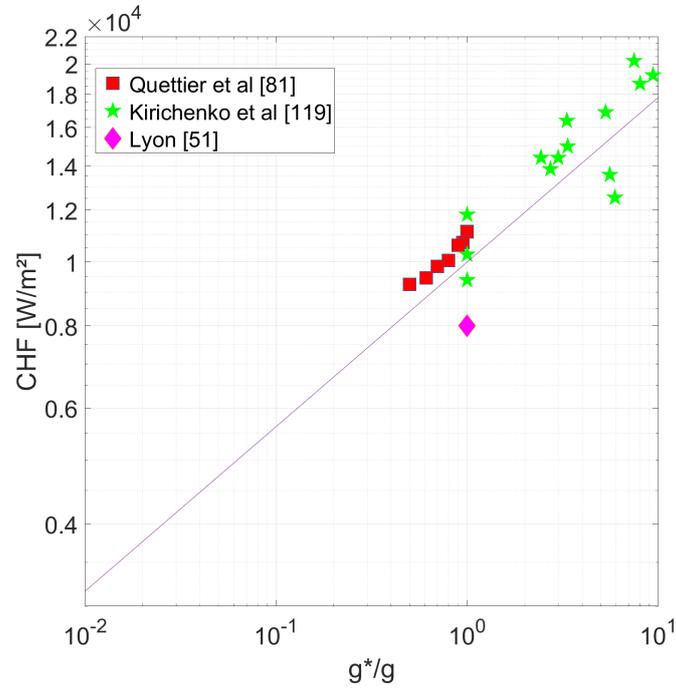


FIGURE 3.3 – Comparaison des données expérimentales connues avant nos expériences. La ligne pleine représente la dépendance à la gravité prévue par la théorie du flux critique.

3.2 Présentation de la cellule expérimentale

La cellule expérimentale destinée à la caractérisation sous champ du flux critique est placée dans la queue d'un cryostat rempli d'hélium liquide. Ce cryostat est installé dans le centre d'un solénoïde résistif du Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses (LNCMI) comme présenté en figure 3.4. L'espace disponible au centre de l'aimant, générant jusqu'à 30 T, est de 50 mm. Le diamètre interne du cryostat est de 38 mm ce qui limite les dimensions de la cellule expérimentale ainsi que la surface d'échange thermique en contact avec l'hélium liquide. La position verticale du cryostat par rapport à l'aimant est ajustable à l'aide d'un ascenseur et permet d'obtenir différentes configurations de gravité résultante en se déplaçant dans le champ. La conception du système expérimental représente un défi due aux multiples contraintes environnementales imposée dans ce genre d'expérience : le champ magnétique élevé, les températures cryogéniques, l'espace très restreint ainsi que la nécessité d'avoir un vide d'isolement. La mise en place de l'expérience est également très contraignante car elle nécessite d'avoir lieu dans un laboratoire extérieur sur un créneau temporel limité à deux semaines déterminé 6 mois à l'avance.

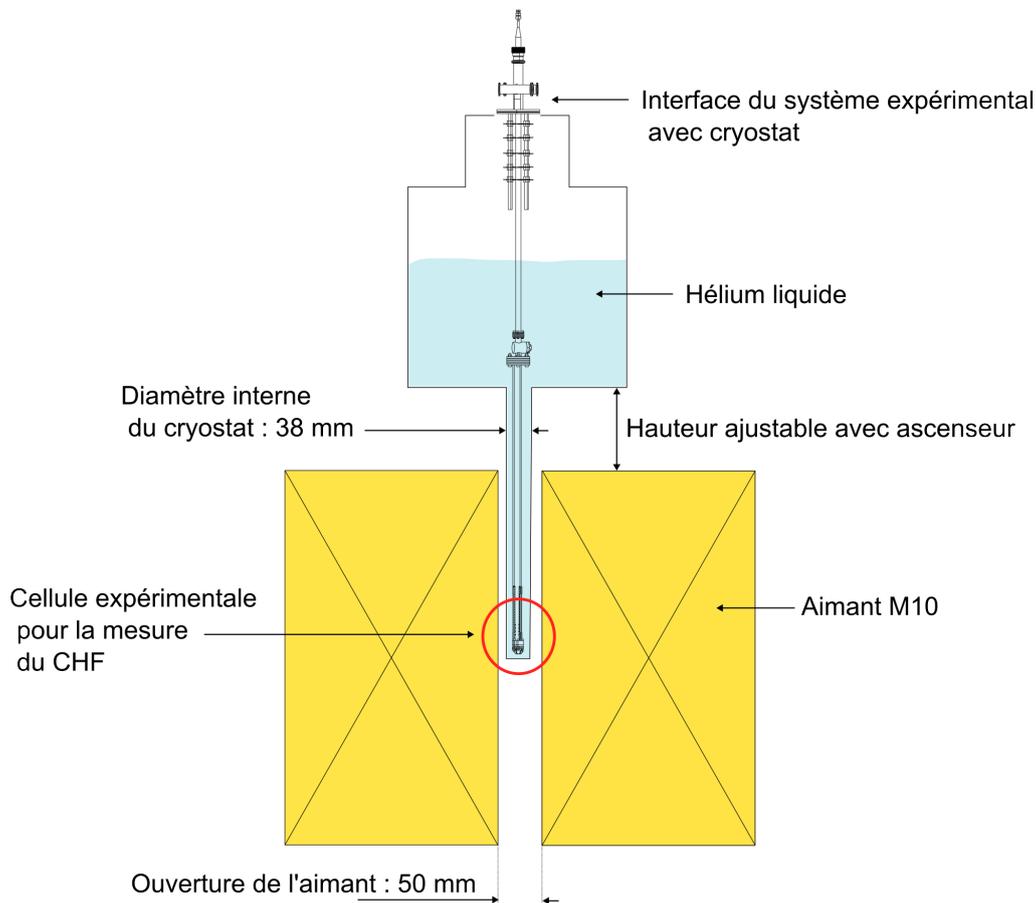


FIGURE 3.4 – Positionnement du système expérimental dans le cryostat rempli d'hélium liquide du LNCMI pour une position arbitraire de l'ensemble par rapport à l'aimant résistif M10 [64].

3.2.1 Principe de fonctionnement de la cellule

La cellule expérimentale utilisée pour la caractérisation du flux critique sous champ magnétique doit permettre de transmettre un flux thermique à l'hélium liquide et de mesurer l'évolution de température de la surface en contact avec l'hélium liquide. Un schéma sim-

plifié de la cellule expérimentale est présenté en figure 3.5.

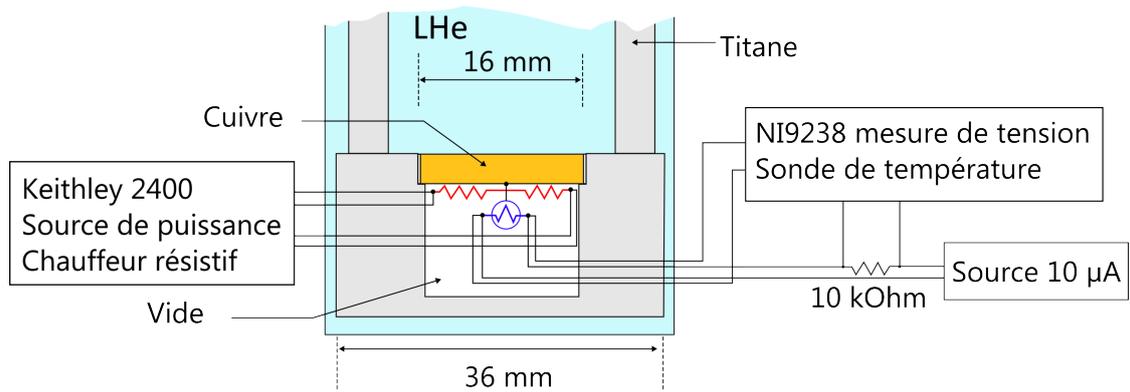


FIGURE 3.5 – Schéma présentant le principe de fonctionnement de la cellule expérimentale utilisée pour la caractérisation des transferts thermiques en hélium liquide sous champ magnétique.

Le flux thermique est produit par un chauffeur résistif et est transmis à l'hélium liquide via un disque de cuivre. Afin de maximiser le flux thermique transmis à l'hélium liquide, l'intérieur de la cellule est mise sous vide. L'enceinte à vide est fermée à l'aide d'un joint indium et est pompée en continu à l'aide de trois tubes de petits diamètres qui permettent également le support mécanique de la cellule. La cellule présentée en figure 3.6 est entièrement immergée dans l'hélium liquide.

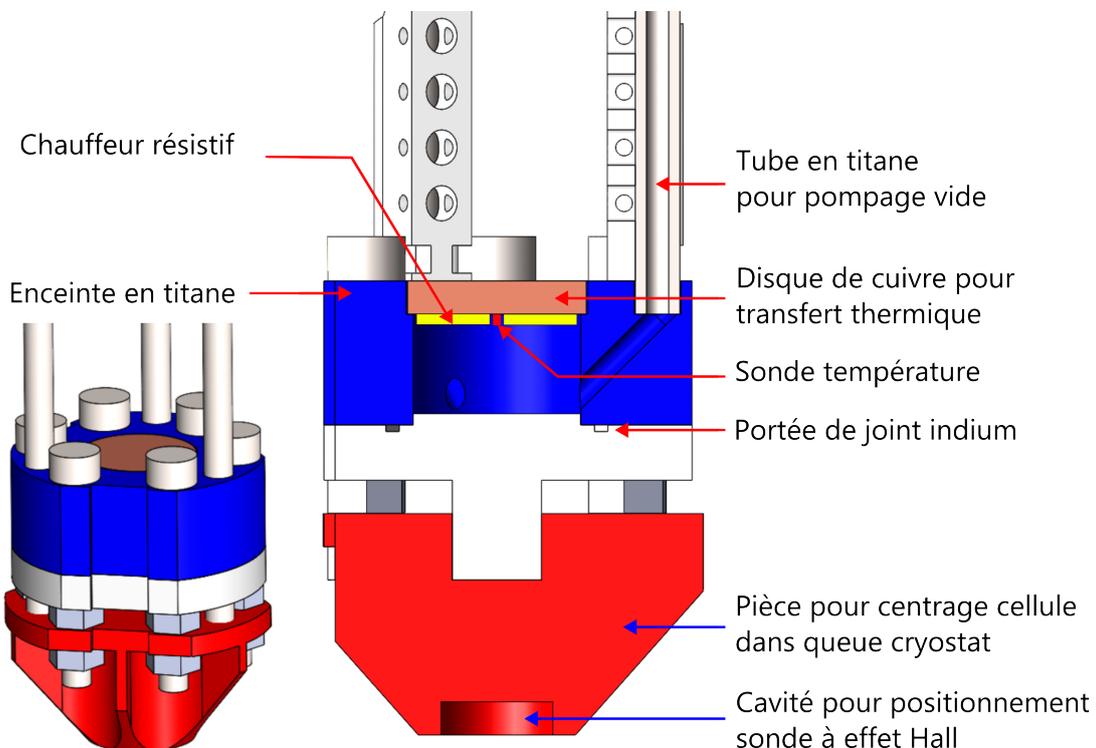


FIGURE 3.6 – Cellule expérimentale utilisée pour la caractérisation des transferts thermiques en hélium liquide sous champ magnétique.

Les 8 fils d'instrumentation de la cellule expérimentale (chauffeur résistif et sonde de température) remontent via les tubes de pompage puis traversent un passage étanche, ce

qui permet de les thermaliser dans l'hélium liquide pour éviter tout apport de chaleur par conduction depuis la température ambiante vers la cellule expérimentale. Ils remontent ensuite via le bain d'hélium liquide jusqu'à la partie supérieure du système expérimental. Pour des raisons pratiques d'assemblage et assurer l'étanchéité vide/LHe, deux brides CF avec joints en cuivre sont nécessaires de part et d'autre du passage étanche pour les fils d'instrumentation. Cette partie du système expérimental est appelée : pièce en "T", dont la vue 3D est présentée en figure 3.7 ; elle permet également de faire la jonction entre les trois tubes de pompage.

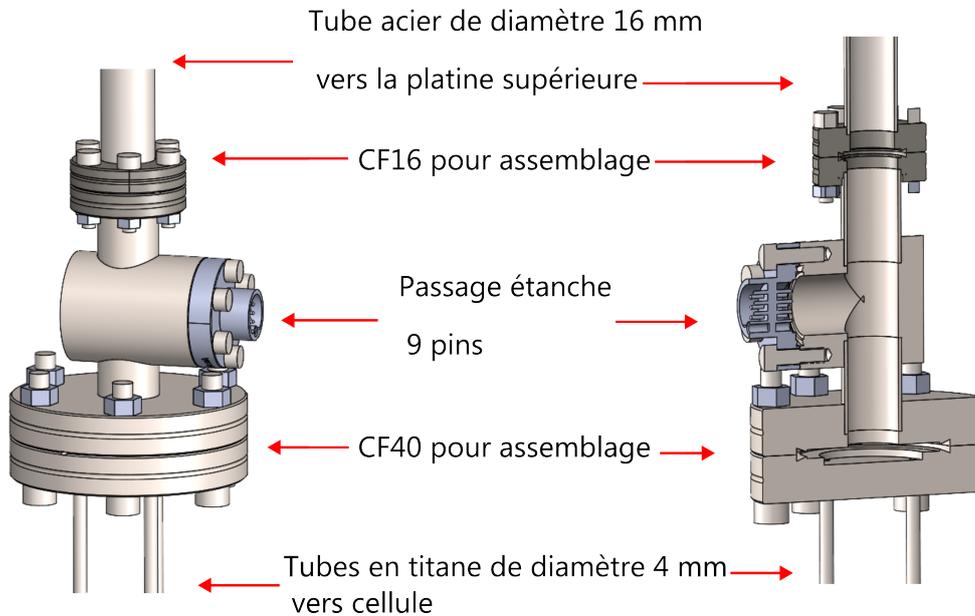


FIGURE 3.7 – Pièce en "T" utilisée afin de maintenir le vide de la cellule mais également de permettre la thermalisation des fils d'instrumentation de la cellule.

La sonde à effet Hall de type Arepoc, collée sur la cellule, permet de positionner la surface du disque de cuivre dans le champ magnétique produit par l'aimant. Elle avait été initialement installée près du disque de cuivre comme en figure 3.8 mais à finalement été déplacée dans la cavité qui lui avait été initialement attribuée sur l'axe magnétique sous la cellule, comme montré en figure 3.9.

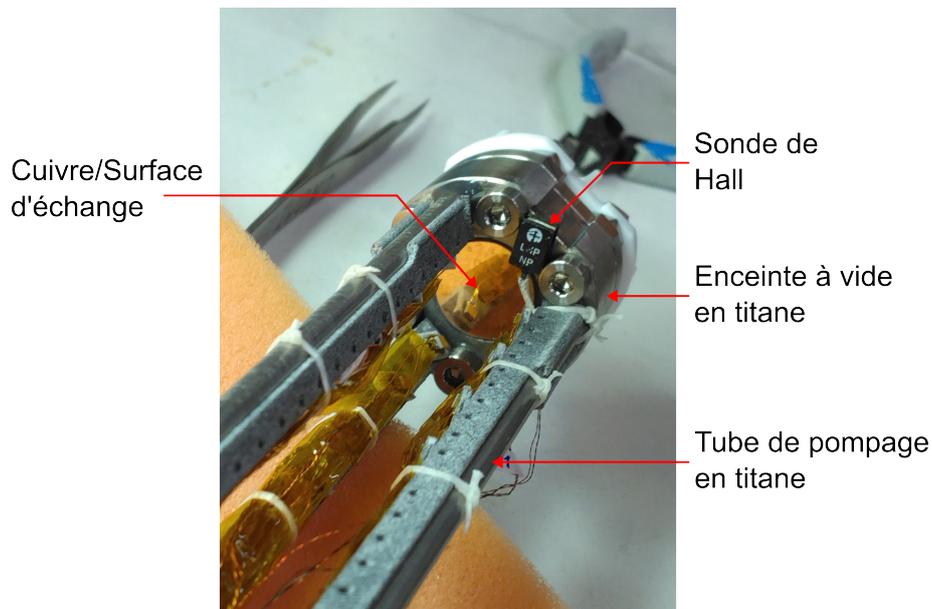


FIGURE 3.8 – Vue du dessus de la cellule expérimentale. La sonde à effet Hall avait été installée à la même hauteur que le disque de cuivre avant d’être déplacée.

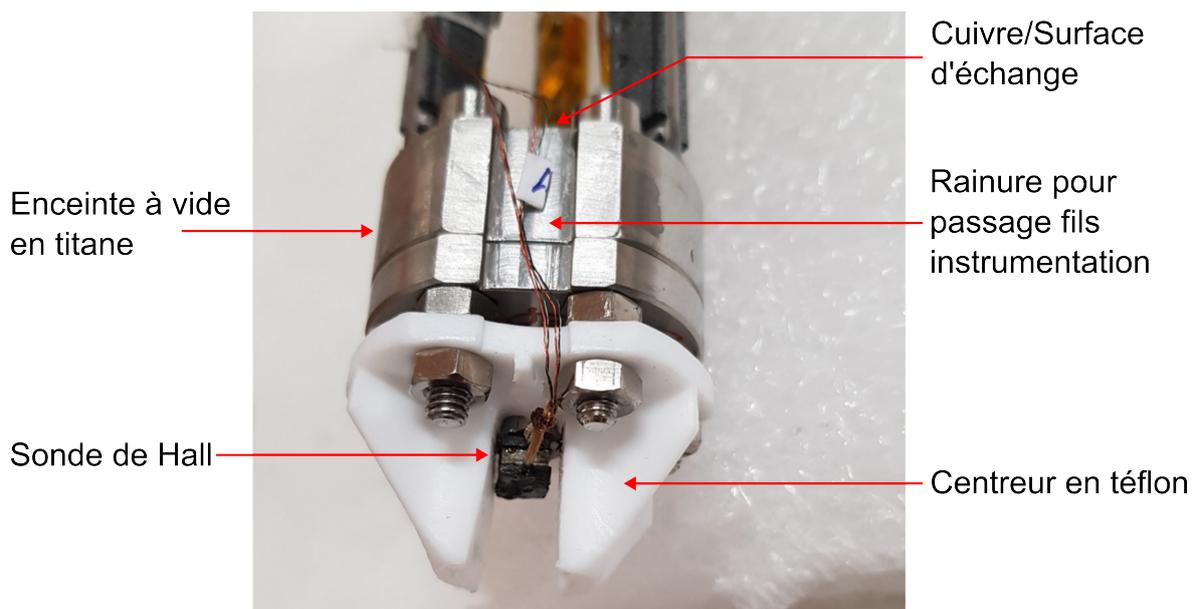


FIGURE 3.9 – Vue du dessous de la cellule expérimentale. La sonde à effet Hall est installée sur l’axe de la cellule au milieu du centreur en téflon.

Sur ces photos il est également possible d’observer une des trois rainures verticales par lesquelles les fils de la sonde à effet Hall remontent sans risque de sectionnement à l’insertion dans la queue du cryostat. La cellule faisant 36 mm de diamètre pour une queue de cryostat de 38 mm. Ces rainures permettent également de ne pas séparer le bain d’hélium en deux et laisser l’hélium liquide s’écouler facilement le long de la cellule. Le centreur conique en téflon permet de faciliter l’insertion de la cellule dans la queue du cryostat.

La cellule est supportée par les trois tubes en titane puis, à partir du "T", par un tube plus large en acier qui est fixée à l’aide d’un presse-étoupe à la platine supérieure comme présenté en figure 3.10. Le presse-étoupe permet d’ajuster la position de la cellule par

rapport au cryostat. On essaie de placer la cellule le plus profondément possible par rapport au cryostat pour avoir la plus grande plage de variation de position verticale possible avec l'utilisation de l'ascenseur (qui permet uniquement de régler la hauteur du cryostat et de la cellule par rapport à l'aimant) qui est présenté en figure 3.4. Les écrans thermiques horizontaux permettent de limiter l'apport de chaleur dans le cryostat par radiation et d'intercepter les pertes par conduction des fils d'instrumentation. Une vue 3D du système expérimental dans son ensemble est disponible en annexe.

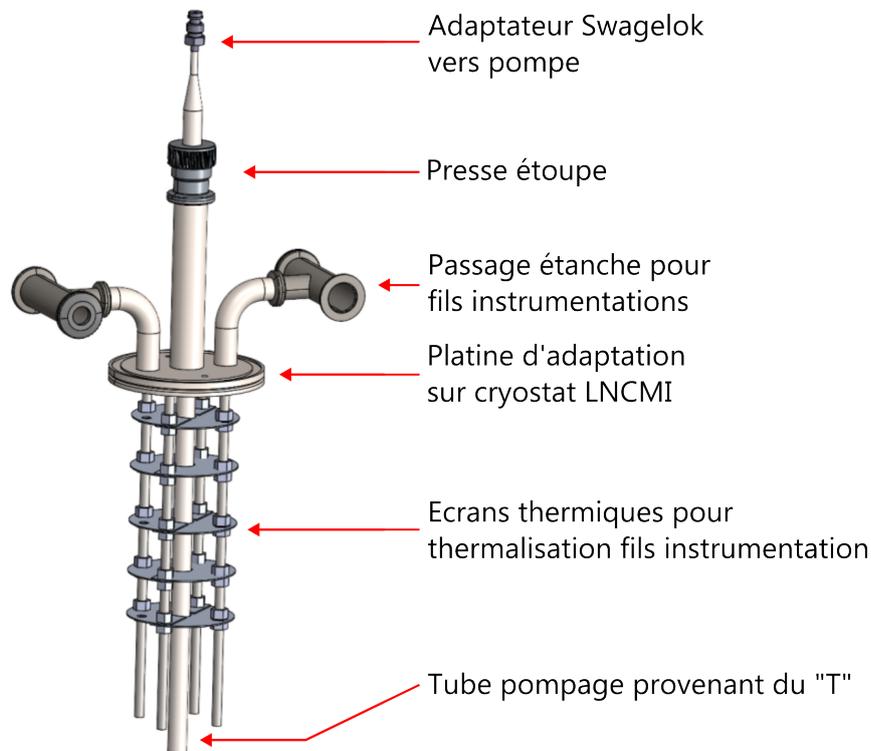


FIGURE 3.10 – Platine supérieure permettant l'interfaçage de la cellule avec le cryostat du LNCMI. Des passages étanches sont également installés pour la sortie des fils d'instrumentations.

3.2.2 Choix des matériaux

Hors considérations liées aux propriétés mécaniques des matériaux à basse température, la plus grande contrainte liée aux matériaux métalliques provient de leur susceptibilité magnétique, χ . La magnétisation des pièces de la cellule expérimentale risque d'engendrer des gradients magnétiques supplémentaires qui ne seront pas contrôlés, modifiant les forces magnétiques dans la zone de transfert thermique. Sur l'expérience de lévitation OLGA au SBT (CEA Grenoble), la magnétisation de l'acier inoxydable 304L a été problématique et il a été remplacé par du laiton [79]. Le CERN considère l'utilisation d'un matériau pour des applications non-magnétique dès lors que sa susceptibilité magnétique est inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$ [82]. Une simulation numérique a été développée sous le logiciel FEMM [83] pour étudier l'influence de la susceptibilité magnétique des pièces de l'enceinte à vide sur la gravité résultante autour du disque de cuivre de la cellule expérimentale. La simulation numérique est de type 2D-axisymétrique, la cellule est positionnée au centre magnétique d'un solénoïde produisant un champ de 24 T et la gravité résultante au niveau du cylindre de cuivre est calculée pour différentes valeurs de susceptibilités magnétiques de l'enceinte à vide. Lors des simulations, la susceptibilité magnétique varie entre $5 \cdot 10^{-3}$ et 10^{-4} . Les résultats des simulations sont disponibles en figures 3.11a, 3.11b, 3.12a et 3.12b.

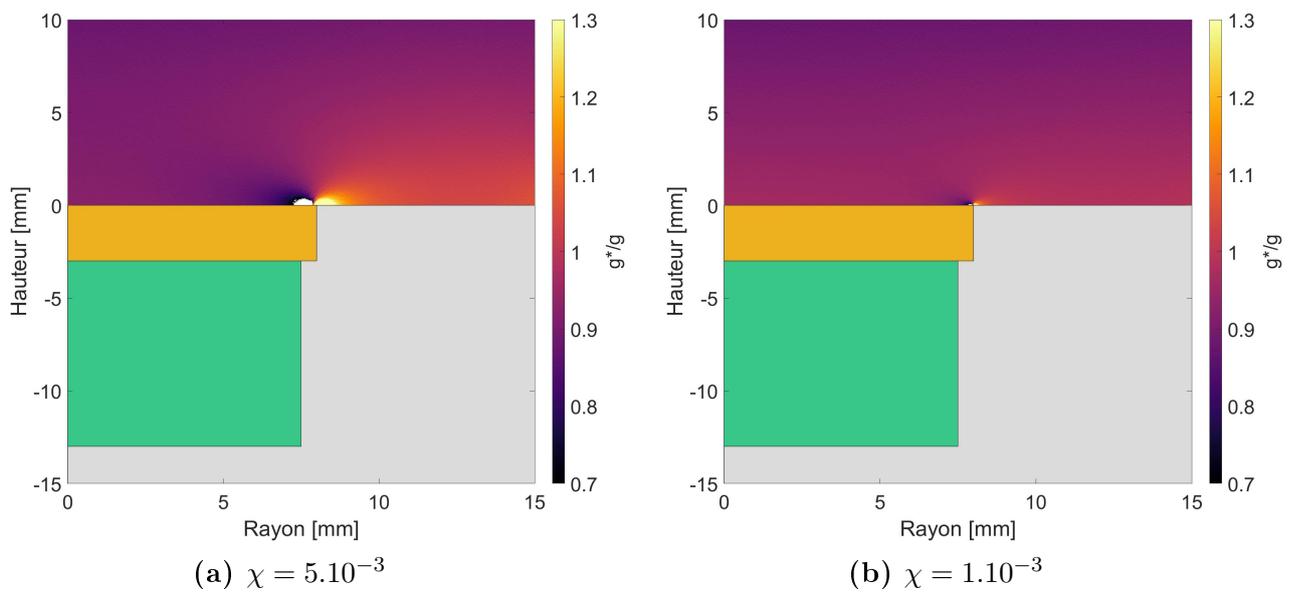


FIGURE 3.11 – Carte de gravité résultante autour de la cellule expérimentale pour différentes valeurs de susceptibilité. Orange : disque de cuivre. Gris : enceinte à vide. Vert : vide.

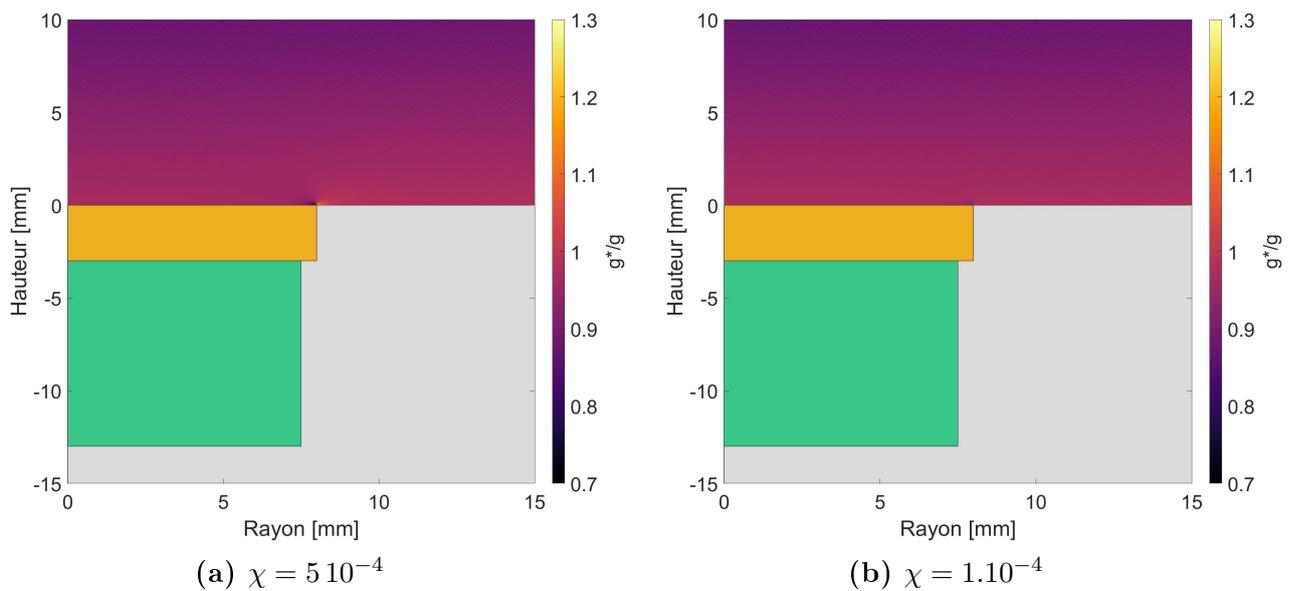


FIGURE 3.12 – Carte de gravité résultante autour de la cellule expérimentale pour différentes valeurs de susceptibilité. Orange : disque de cuivre. Gris : enceinte à vide. Vert : vide.

Pour estimer la perturbation due à la présence de la cellule expérimentale, on calcule la moyenne de la norme de la gravité résultante dans la zone d'intérêt pour notre étude. Cette zone est un cylindre de rayon égal à celui du disque de cuivre, de hauteur 1 mm, située juste au dessus du disque de cuivre. On regarde ensuite la variation par rapport à la moyenne que l'on aurait obtenu avec une susceptibilité magnétique nulle. On calcule ainsi la variation,

$$\epsilon = \frac{\overline{g^*(\chi)} - \overline{g^*(\chi = 0)}}{\overline{g^*(\chi = 0)}} \quad (3.6)$$

où $\overline{g^*(\chi)}$ est la moyenne volumique de la gravité résultante dans le cylindre décrit précédemment pour une susceptibilité donnée. Cette variation est tracée en fonction de la susceptibilité magnétique de l'enceinte à vide en figure 3.13.

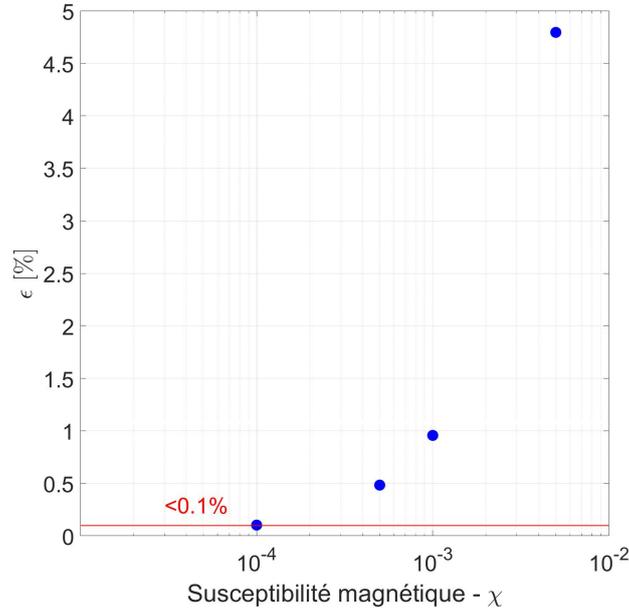


FIGURE 3.13 – Variation de la moyenne volumique de la gravité résultante en fonction de la susceptibilité de l'enceinte à vide. La ligne rouge représente une variation de 0,1%.

Pour la réalisation de la cellule expérimentale, il est préférable d'utiliser des matériaux dont la susceptibilité est inférieure à 10^{-4} , car nous souhaitons dans notre expérience avoir les matériaux les plus transparents possible et le moins de variations de gravité résultante. Dans le tableau 3.3 les susceptibilités de matériaux intéressants pour la réalisation de la cellule expérimentale sont disponibles. Les aciers austénitiques sont trop sensibles au champ magnétique pour être utilisés mais le titane et ses alliages sont suffisamment peu magnétiques pour être utilisés dans la réalisation de l'enceinte à vide. L'alliage Ti-6Al-4V est supraconducteur à la température de l'hélium liquide (4,2 K @ 1 bar) mais présente un champ critique de 3 T à cette température. Comme nos expériences sous champ magnétique ont lieu au delà de 10 T, cela nous assure qu'il conserve un état normal [84, 85].

TABLEAU 3.3 – Susceptibilité de matériaux intéressants pour la conception de cellules expérimentales.

| Matériau | Température [K] | χ | Ref. |
|-------------------------|-----------------|-----------------------|------|
| 316L | 4,2 | $6,4 \cdot 10^{-3}$ | [86] |
| 304L | 4,2 | $6,2 \cdot 10^{-3}$ | [86] |
| Ti-6Al-4V - État normal | 4,2 | $4 \cdot 10^{-5}$ | [86] |
| Titane | 4,2 | $4 \cdot 10^{-5}$ | [86] |
| Cuivre | 4,2 | $-9,68 \cdot 10^{-7}$ | [87] |

3.2.3 Influence et étude de l'état de surface de la pièce de transfert thermique

L'état de la surface du cylindre de cuivre en contact avec l'hélium est important à caractériser puisqu'il a une influence non-négligeable sur les transferts thermiques en bain.

- **Pour la convection naturelle.** Des études numériques ont montré l'influence de l'état de surface sur les transferts thermiques en convection naturelle [88–90]. Que ce soit avec des rugosités sinusoïdales ou distribuées aléatoirement, le phénomène de convection naturelle est affecté par l'état de surface car le mouvement du fluide est perturbé au contact des parois. Une étude expérimentale réalisée par Tetsu et al. a également pu permettre de démontrer cette influence [91].
- **Pour l'ébullition nucléée.** Jones et al. ont étudié l'influence de l'état de surface sur les transferts thermiques en ébullition nucléée pour différents fluides [92]. Ils ont démontré que l'état de surface avait une influence non négligeable sur la surchauffe de la paroi de transfert pour un flux thermique donné, elle est néanmoins décroissante avec une rugosité croissante.
- **Pour le flux critique.** Berenson a montré expérimentalement que la valeur du flux critique est indépendante de l'état de surface mais que l'élévation de température de la paroi associée au flux critique était fortement dépendante de la surface [93]. Ces résultats ont été confirmés par la suite par les travaux de Chandratilleke et al. sur l'hélium liquide ainsi que les travaux de O'Hanley et al. sur l'eau [94, 95].

L'objectif étant de simuler les transferts thermiques entre un aimant HTc et l'hélium liquide, l'état de surface de référence doit correspondre à celui d'un ruban HTc [96].

L'état de surface du cylindre en cuivre est obtenu à l'aide d'une polisseuse et de papiers abrasifs avec différents grains. Il est ensuite contrôlé à l'aide d'un microscope confocal et du logiciel *VK Analyzer* pour calculer la rugosité surfacique S_a qui représente la moyenne surfacique de l'élévation de la surface (en valeur absolue) par rapport à son plan moyen. Ce paramètre est finalement comparé aux mesures réalisées sur les rubans. Une représentation du paramètre S_a est donnée en figure 3.14.

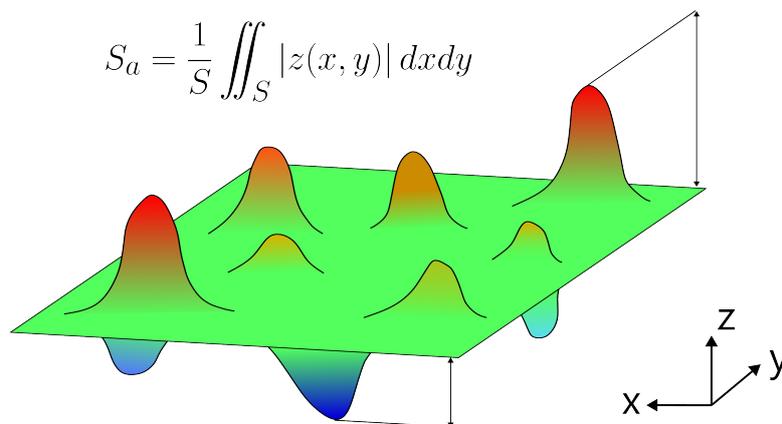


FIGURE 3.14 – Le S_a est défini comme la moyenne surfacique de l'élévation de la surface (en valeur absolue) par rapport à son plan moyen.

Les deux papiers de finition utilisés ont un grain de 2400 et 4000. Deux grossissements sont utilisés sur le microscope confocal pour réaliser la comparaison avec les rubans HTc,

×10 et ×150. La comparaison des photographies des surfaces entre une finition au grain 2400 et 4000 est donnée en figures 3.15, 3.16, 3.17 et 3.18 pour les deux grossissements.

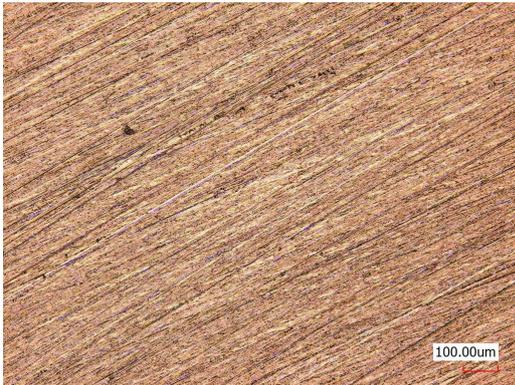


FIGURE 3.15 – Finition grain 2400 et grossissement ×10

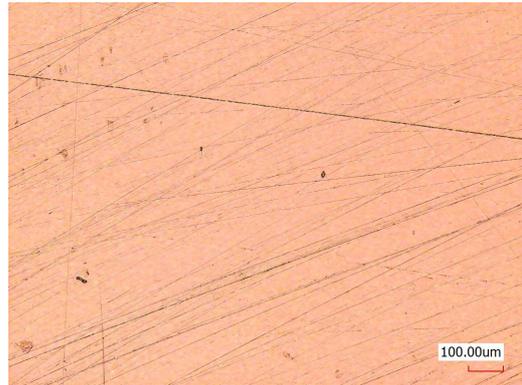


FIGURE 3.16 – Finition grain 4000 et grossissement ×10



FIGURE 3.17 – Finition grain 2400 et grossissement ×150

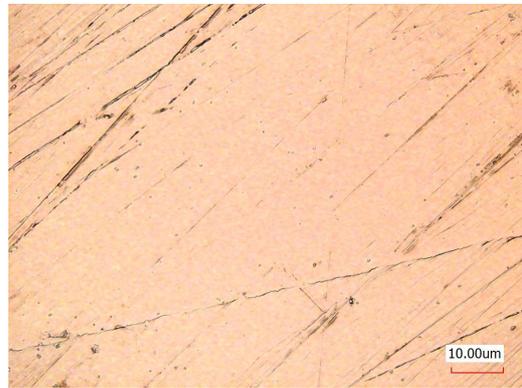


FIGURE 3.18 – Finition grain 4000 et grossissement ×150

La comparaison de la rugosité surfacique entre la pièce de cuivre polie au grain 4000 et les mesures réalisées sur les rubans HTc par Genot est donnée en figure 3.19 [96]. Cette finition permet d'obtenir un état de surface similaire aux rubans HTc.

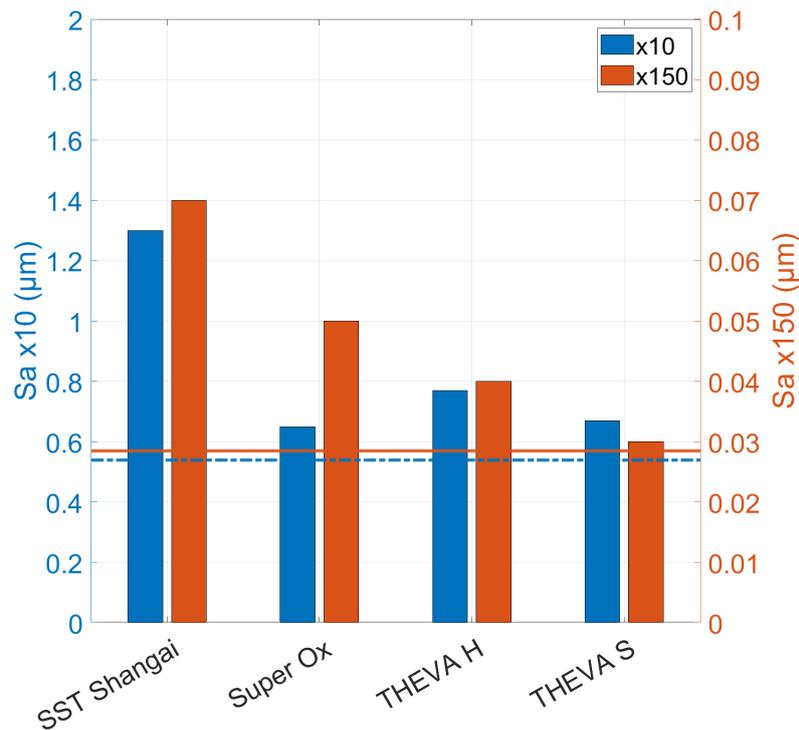


FIGURE 3.19 – Comparaison de l'état de surface de la pièce en cuivre (trait plein $\times 150$ et tirets $\times 10$) par rapport aux mesures effectuées sur les rubans HTc. Les deux grossissements sont représentés en orange pour $\times 150$ et le bleu pour $\times 10$.

3.2.4 Problème expérimental - perte du vide d'isolement

Lors de la mise en froid de la cellule expérimentale, à la température de l'hélium liquide, le vide d'isolement est rompu. Ce vide d'isolement est nécessaire pour isoler thermiquement le chauffeur résistif du reste de la cellule pour s'assurer de contrôler le flux dissipé au travers du disque de cuivre. Le temps de disponibilité de la station expérimentale étant limité (2 semaines) et l'impossibilité de réparer l'étanchéité sur place, une solution d'isolation est trouvée en urgence.

Pour combler l'espace vide de la colle Epoxy Schotch DP190[®] est employée. Sa très faible conductivité thermique permet de fortement limiter le flux thermique s'échappant du chauffeur résistif hors du disque de cuivre. Néanmoins, le chauffeur résistif et la sonde de température étant très proches, la température mesurée par la sonde ne correspond plus à la température de la surface du disque de cuivre. Il n'est donc plus possible de mesurer la courbe de Nukiyama dans son intégralité. La mesure du flux critique reste quant à elle possible car les écarts de température lors de la transition en ébullition en film sont suffisamment importants pour être mesurés par la sonde de température.

3.3 Capteur et système d'acquisition

3.3.1 Puissance thermique

La génération de la puissance thermique dissipée dans l'hélium liquide se fait à l'aide d'un chauffeur résistif composé d'un fil en Isotan[®] enroulé en spirale et collé sur le cylindre en cuivre. L'Isotan[®] est similaire au Constantan[®] dans sa composition, c'est un alliage de cuivre et de nickel [97, 98]. Sa résistance n'évolue que très peu en fonction du champ magnétique et de la température, il est donc très utile pour la réalisation de chauffeurs résistifs à basse température sous champ magnétique [99, 100]. Le centre de la spirale du chauffeur est laissé libre pour l'installation de la sonde de température.

Le courant dissipé dans le chauffeur résistif est contrôlé à l'aide d'un source-mètre Keithley 2400 connecté au système d'acquisition via Labview[®] qui nous permet de connaître avec précision la puissance injectée. La mesure et le contrôle de la puissance se fait en quatre fils, deux fils permettant la circulation du courant et deux fils pour la mesure de la tension. Pour un flux thermique de $10\,000\text{ W/m}^2$ la puissance électrique injectée est de 2 W pour un courant de 500 mA . Les fils utilisés sont en cuivre pour limiter les pertes par effet joule lors de la circulation du courant. Le flux thermique dissipé dans l'hélium liquide est ensuite calculé comme le rapport de la puissance électrique (transformée en énergie thermique) sur la surface du disque de cuivre (cf. figure 3.5).

3.3.2 Mesure de température de la cellule

La température de la pièce en cuivre est mesurée à l'aide d'une sonde de température Cernox[®] de type BareChip qui est un capteur de très petite taille ($\approx 1 \times 0,8 \times 0,2\text{ mm}^3$). Le capteur est positionné au centre du chauffeur résistif à l'aide du vernis GE Varnish comme illustré en figure 3.20. La résistance du capteur évolue en fonction de la température. Elle est assez faible à température ambiante mais augmente au fur et à mesure que la température baisse. La mesure de la résistance de la sonde, qui a été calibrée par le constructeur, nous donne la température. Néanmoins, la résistance de la sonde varie en fonction du champ magnétique, cet effet est plus visible à basse température et à haut champ ($>10\text{ T}$) et nécessite une correction [101–103]. L'évolution de la magnétorésistance est a priori standard pour ces capteurs et il est donc possible de se servir de la mesure de magnéto-résistance d'une autre sonde pour corriger la mesure de température [104]. Dans le cas où elle n'est pas standard, une calibration sous champ a posteriori est nécessaire.

La mesure de résistance de la sonde est effectuée à l'aide d'une mesure quatre fils qui permet de ne pas prendre en compte la résistance des fils de mesure. Pour mesurer la résistance on fait circuler un courant connu dans la sonde et on mesure la tension à ses bornes. Le courant circulant dans la sonde doit être suffisamment élevé pour que la mesure soit précise mais sans engendrer d'importants apports de chaleur par effet Joule. Un courant de $10\text{ }\mu\text{A}$ permet à basse température d'avoir un signal de l'ordre de la centaine de milli-volts et de limiter l'apport de chaleur par effet Joule dans le capteur.

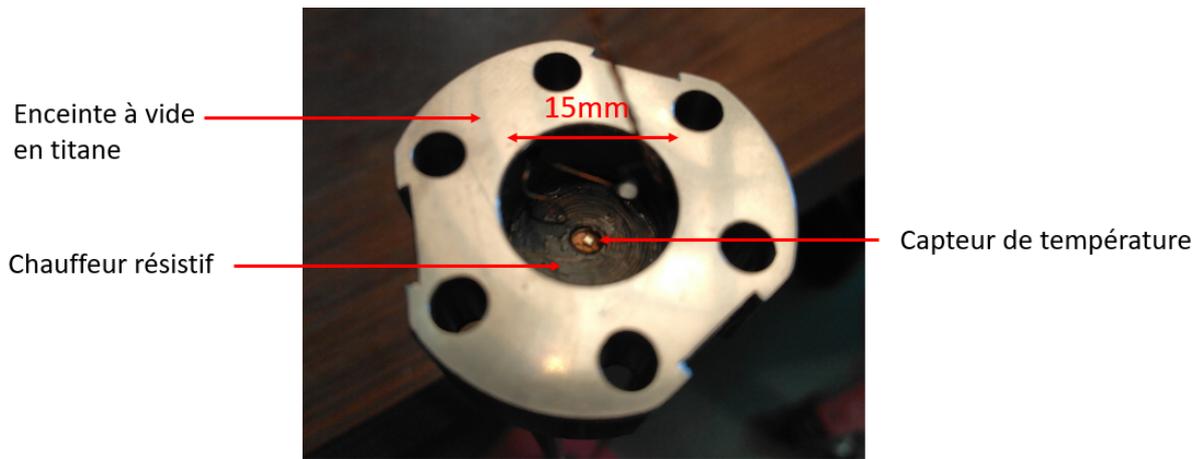


FIGURE 3.20 – Photographie de l’installation de la sonde de température sur la pièce en cuivre au centre du chauffeur résistif.

Pour générer les $10\ \mu\text{A}$, on se sert d’une source de courant conçue pour le système expérimental utilisé pouvant fonctionner sur batterie. Cela permet d’éviter de rajouter du bruit provenant du réseau électrique sur la mesure des signaux. Le schéma électrique de la source de courant utilisée est détaillé en figure 3.21. Le courant est généré par les résistances parallèles à la diode Zener qui impose une tension de $5,6\ \text{V}$. Deux calibres de résistances sont disponibles, un calibre permettant de générer $10\ \mu\text{A}$ ($(470 + 100 + 10)\ \text{k}\Omega$) pour les mesures dans la gamme de température de l’hélium liquide et un autre calibre générant $100\ \mu\text{A}$ ($(47 + 10)\ \text{k}\Omega$) pour les mesures de température supérieures à l’azote liquide.

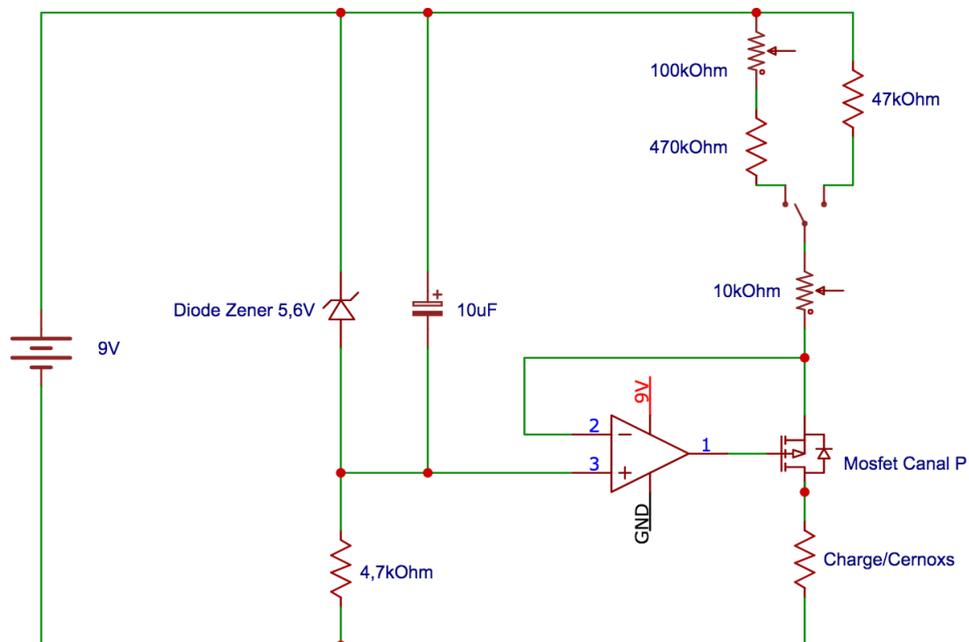


FIGURE 3.21 – Schéma électrique de la source de courant 100 ou $10\ \mu\text{A}$ destinée à la mesure de résistance des Cernox[®].

Afin de connaître précisément le courant circulant dans la sonde de température, une résistance de haute précision de valeur $10\ \text{k}\Omega$ est installée en série en amont de la sonde. La mesure de la tension aux bornes de cette résistance à l’aide de la carte d’acquisition

National Instrument NI 9238 permet la mesure du courant et donc une mesure très précise de la résistance de la sonde CERNOX[®]. Le montage de principe utilisé pour l'acquisition de résistance de la sonde est détaillé en figure 3.22.

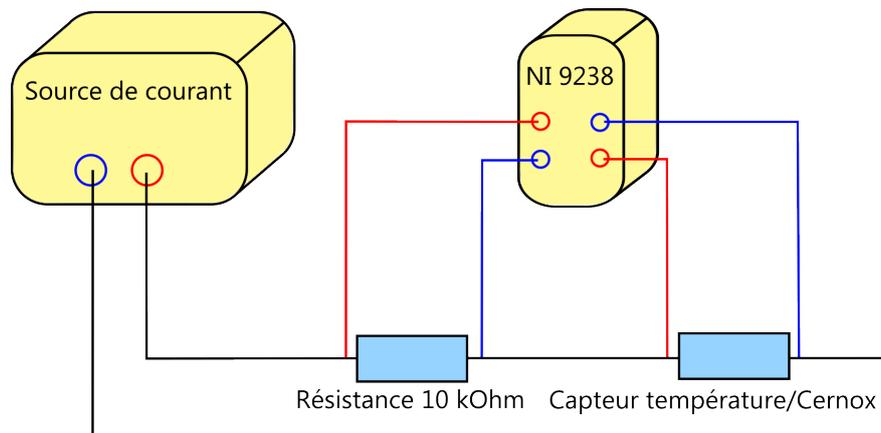


FIGURE 3.22 – Montage de principe du système d'acquisition destiné à la mesure de résistance des Cernox.

3.4 Procédure expérimentale

3.4.1 Mesure de la position de référence dans le champ magnétique

Une mesure préalable aux expériences est nécessaire. Elle permet de caler la position de la cellule par rapport à l'aimant. Il suffit pour ce faire de trouver le centre magnétique de l'aimant (champ maximum) en déplaçant la cellule verticalement à l'aide de l'ascenseur électrique. Cette mesure préalable doit se faire à froid à cause du rétreint thermique de l'ordre de plusieurs millimètres sur la longueur du système expérimental. Une sonde à effet Hall de type Arepoc[®] est installée en dessous de la cellule comme sur la figure 3.9 afin d'effectuer cette mesure. On fait ensuite varier la position de la cellule dans le champ en mesurant la valeur du champ magnétique, le maximum de champ correspondant au centre magnétique. La position de la surface de cuivre par rapport au centre de l'aimant est déduite en retranchant la distance entre la sonde à effet Hall et cette surface, en négligeant l'influence du rétreint thermique sur la hauteur de la cellule par rapport à la précision de mesure. Le profil de champ mesuré est tracé en figure 3.23.

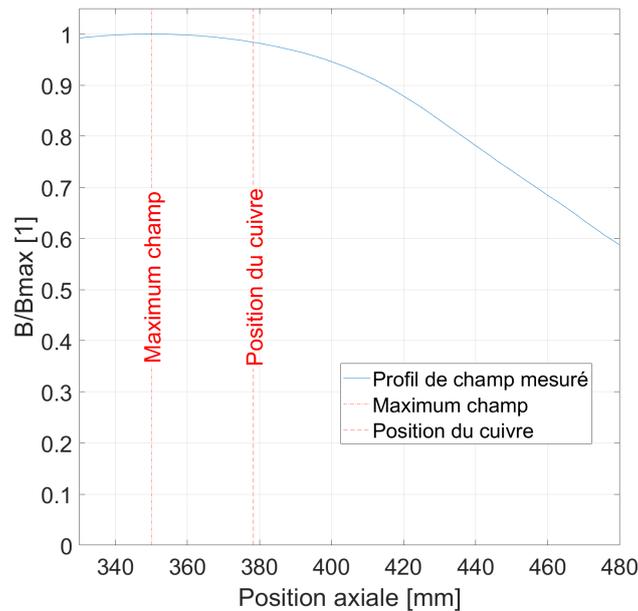


FIGURE 3.23 – Profil de champ magnétique (sur l’axe) mesuré par la sonde à effet Hall située 28 mm plus bas que la surface de cuivre. On sait que si l’ascenseur indique 350 mm, la surface de cuivre est située à 378 mm.

3.4.2 Positionnement de la surface d’échange dans le champ

A partir du centre magnétique de l’aimant, il est possible de positionner précisément la surface d’échange dans le champ magnétique. Comme présenté dans le chapitre précédent, la zone la plus intéressante pour les études en gravité réduite, $g^* < 1g$, autour du point de compensation maximum. Nos mesures en gravité réduite ont lieu autour de ce point en veillant à rester au dessus de la position verticale du maxima pour éviter des risques d’accumulation de bulles de vapeur sur la surface de cuivre dans le cas où les forces magnétiques permettent la lévitation de bulles au maxima. Ces bulles en lévitation pourraient perturber l’écoulement de fluide et la détection du flux critique dans le cas où la surface d’échange se situe en deçà du maxima, se placer au dessus permet donc d’empêcher cela.

Pour les mesures en hypergravité, $g^* > 1g$, il n’y a pas ce problème car il n’y a pas d’annulation ou d’inversion de la gravité résiduelle. La cellule peut donc être positionnée au plus proche du maximum de force magnétique. Le tableau résume les positions de la surface d’échange par rapport au centre magnétique suivant la gamme de gravité étudiée.

TABLEAU 3.4 – Position de la surface de cuivre par rapport au centre magnétique suivant la gamme de gravité résultante étudiée.

| Gamme de gravité | Positionnement par rapport au centre magnétique |
|------------------|-------------------------------------------------|
| $g^* < 1g$ | 91,5 mm |
| $g^* > 1g$ | -88 mm |

3.4.3 Méthodes de détection du flux critique

La transition en ébullition en film est caractérisée par une forte élévation de température de la surface d’échange (ordre de grandeur pour l’hélium à 1g, 4,2 K à 1 bar, $\Delta T = 10$ K). La détection du flux critique se fait donc en mesurant cette élévation de température.

Deux paramètres peuvent être utilisés pour déclencher la transition : le flux thermique ou la gravité résultante.

Méthode avec flux thermique variable

La première méthode utilisée consiste à imposer un niveau de gravité résultante et à augmenter le flux thermique jusqu'à la détection de la transition en ébullition en film. Cette méthode est la plus utilisée dans les expériences de mesure de flux critique. Néanmoins, sa précision dépend du pas d'incrémentation du flux thermique qui ne peut être trop fin pour limiter la durée de l'expérience et donc la consommation électrique des aimants résistifs. Un exemple de détection du flux critique avec cette méthode sous une gravité résultante de 0,5g est donnée en figure 3.24.

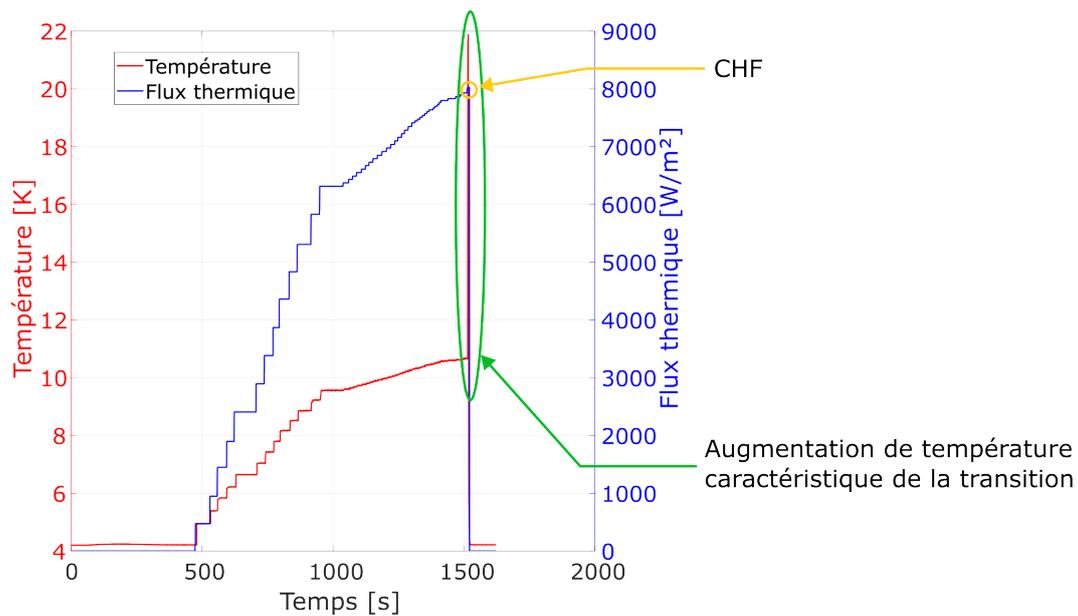


FIGURE 3.24 – Évolution de la température et du flux thermique lors de la détection du flux critique thermique à 0,5g. Le flux thermique est augmenté par pas d'environ 500 W/m² jusqu'à 6500 W/m² puis les pas sont réduits à 50 W/m² jusqu'au déclenchement de l'ébullition en film à 1500s pour un flux critique de 8000 W/m².

Méthode avec champ magnétique variable

Le paramètre variable dans la seconde méthode est le champ magnétique. Lorsque le champ magnétique augmente, le gradient augmente également (à condition qu'on ne déplace pas la cellule expérimentale, ce qui est le cas dans toutes nos expériences) et la gravité résultante baisse. Il est donc possible de déclencher la crise d'ébullition en faisant baisser la gravité résultante et en gardant un flux thermique fixe. La méthode de détection se fait également par observation d'une augmentation brutale de la température. La gravité résultante correspondant au champ magnétique lors de la transition est associée à la valeur du flux thermique.

Le risque de cette méthode est l'ajout, via les courants de Foucault induits par la variation temporelle de champ magnétique dans les pièces métalliques, de dissipations thermiques supplémentaires perturbant les mesures et la connaissance du flux thermique injecté. Néanmoins, ces pertes ont été calculées comme négligeables par rapport au flux thermique induit par le chauffeur résistif. A la vitesse maximale de variation de champ magnétique de

1000 G/s, les puissances dissipées sont de l'ordre de $100 \mu\text{W}$ et beaucoup plus faibles que la puissance thermique dissipée dans le chauffeur résistif. De plus la variation du champ magnétique sera très faible (10 G/s) pour avoir une très bonne précision dans la mesure de la gravité résultante. Les deux méthodes de mesure de CHF produisent d'ailleurs des résultats similaires. Un essai type est décrit en figure 3.25.

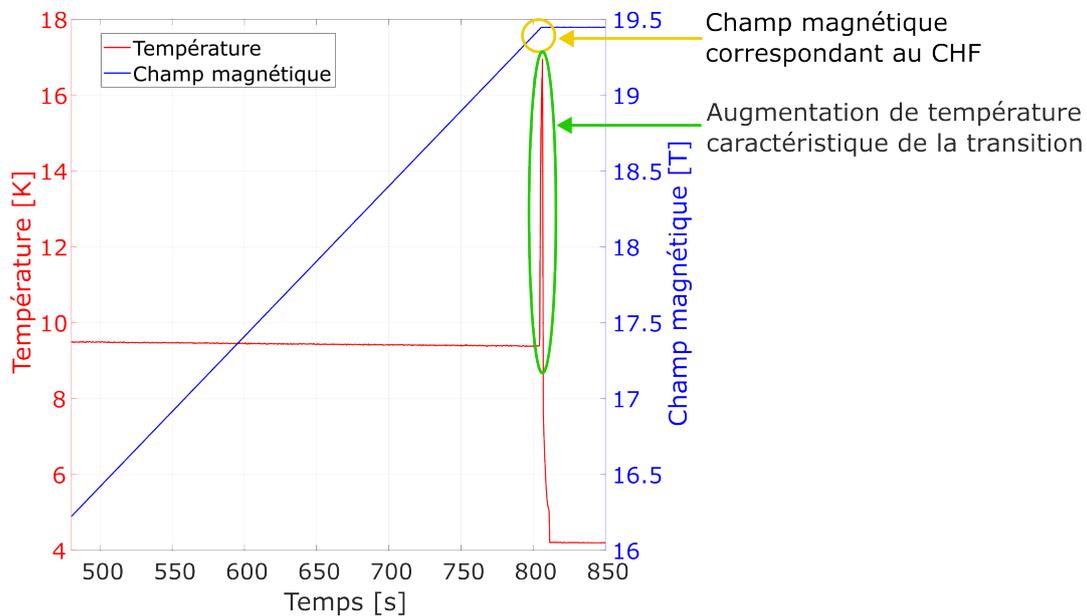


FIGURE 3.25 – Évolution de la température et du champ magnétique lors de la détection du flux critique thermique à 6150 W/m^2 . Le flux thermique est immédiatement remis à zéro après la transition d'où une valeur de température qui retourne à 4,2 K. Le champ est maintenu constant.

Comparaison des méthodes

Pour vérifier que les deux méthodes donnent des résultats similaires, elles ont été comparées sur 3 points de mesures correspondant à 0,25g, 0,5g et 2,2g en figure 3.26. La comparaison des résultats montre que les deux méthodes sont équivalentes et donnent des résultats semblables. Les deux méthodes ont donc été employées pour la détection du flux critique sous gravité variable.

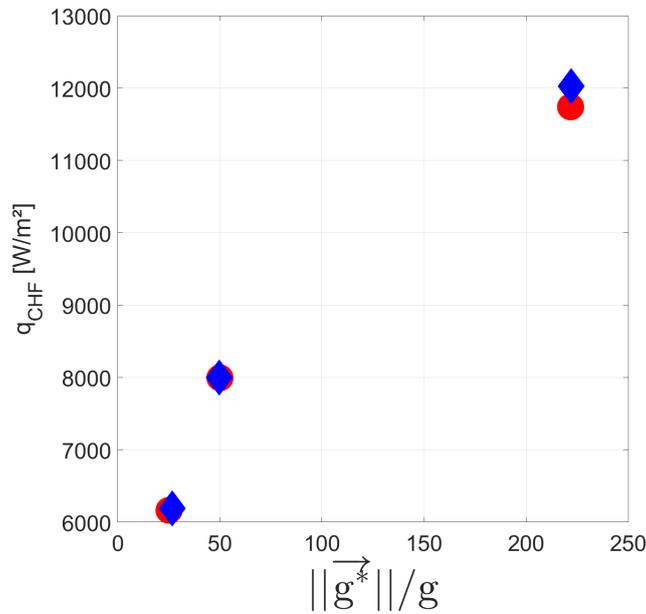


FIGURE 3.26 – Comparaison des deux méthodes de détection du flux critique employée en fonction de la gravité résultante. Losanges bleus : champ magnétique variable. Point rouge : flux thermique variable.

3.4.4 Insensibilité au champ magnétique seul

Pour vérifier que le champ magnétique seul n'a pas d'influence sur la mesure du flux critique, une mesure est effectuée au centre magnétique de l'aimant. Comme, le gradient du champ y est nul, les forces magnétiques y sont donc nulles et on retrouve la gravité terrestre. Cette mesure, sous champ magnétique et gravité terrestre, est comparée à celle sans champ magnétique et sous gravité terrestre dans le tableau 3.5.

TABLEAU 3.5 – Comparaison des mesures du flux critique au centre de l'aimant (sans gradient) avec et sans champ magnétique.

| Champ magnétique [T] | CHF [W/m²] |
|----------------------|------------|
| 0 | 10222 |
| 23 | 10208 |

Les mesures sans et avec champ magnétique sont très similaires. Dans la suite on pourra donc considérer que le champ magnétique sans gradient n'a pas d'effet sur le flux critique.

3.5 Incertitudes de mesures

3.5.1 Incertitudes induites dues à la cellule expérimentale

Pertes par conduction dans la cellule expérimentale

Le chauffeur résistif est isolé thermiquement à l'aide de colle Epoxy, une petite partie de la puissance thermique générée n'est donc pas transmise à l'hélium liquide par la surface du disque de cuivre mais par les autres surfaces de la cellule expérimentale. Ces dissipations induisent des erreurs systématiques dans la mesure du flux thermique et donc du flux

critique. Elles seront interprétées comme des incertitudes expérimentales. À l'aide d'une simulation numérique, il est possible d'estimer ces incertitudes.

Le modèle utilisé est de type 2D axisymétrique, et uniquement le régime permanent est étudié. Le logiciel utilisé est FEMM. Les conductivités thermiques des matériaux seront supposées constantes en fonction de la température, celle de l'Epoxy ne varie que très peu contrairement à celle du cuivre qui augmente lorsque que la température augmente jusqu'à 20 K, cela nous permet d'être conservatif. Les conductivités thermique du Ti-6Al-4V, du cuivre et du Constantan[®] sont issues de Cryocomp[®] à 4,2 K [105]. Celle de l'Epoxy (DP190) est issue de mesures expérimentales [106]. Le champ magnétique est un paramètre important de la simulation car il influe sur la conductivité thermique du cuivre via un effet magnéto-résistif. À 4,2 K et 23 T, la conductivité thermique d'un cuivre de RRR=100 (rapport de résistivité entre 4,2 K et 293 K) est divisé par 7 par rapport à 4,2 K et 0 T. Plus le champ magnétique est élevé plus les pertes thermiques dans la cellule expérimentale seront grandes car la conductivité thermique du cuivre diminue. Par prudence dans l'estimation des pertes, la conductivité du cuivre sous 23 T sera considérée. Les conditions aux limites utilisées dans la simulation sont une symétrie axiale pour l'axe de révolution de la cellule et des coefficients d'échange linéaire pour les autres surfaces. La géométrie utilisée dans la simulation est représentée en figure 3.27.

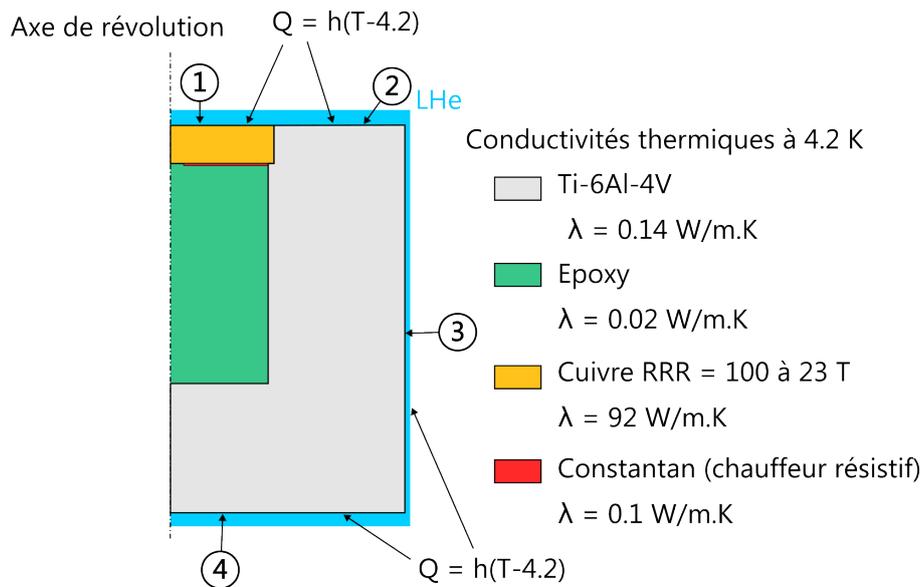


FIGURE 3.27 – Géométrie de la simulation numérique et numérotation des surfaces en contact avec l'hélium liquide. Les conductivités thermiques sont considérées constantes. Le coefficient d'échange imposé aux surfaces est de $10\,000\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$. Orange : disque de cuivre. Vert : Epoxy. Rouge : chauffeur résistif en constantan. Gris : pièces en alliage de titane.

Les flux thermiques surfaciques dissipés aux interfaces entre la cellule et l'hélium liquide (①,②,③,④) sont intégrés sur leurs surfaces respectives puis normalisés par rapport à la puissance totale dissipée par le chauffeur résistif. Ce ratio est indépendant de la puissance thermique injectée dans les limites étudiées. L'incertitude sera donc constante pour tous les points de mesures étudiés. L'incertitude déduite du modèle numérique est de -1.2%, elle correspond à la proportion de flux thermique transféré par les surfaces ②,③,④. 98,8% de la puissance thermique dissipée par le chauffeur est transférée par le disque de cuivre.

Inhomogénéité du flux thermique dans le disque de cuivre

Un espace est laissé au centre du chauffeur résistif pour permettre l'installation de la sonde de température. Cette espace induit une inhomogénéité du flux thermique dissipé à la surface du disque en cuivre et une incertitude sur la valeur du flux critique. Cette incertitude a été minimisée en optimisant les dimensions du disque de cuivre lors de la conception de la cellule. En augmentant l'épaisseur du cuivre, les lignes de flux s'homogénéisent plus mais la température mesurée par la sonde de température est plus élevée que celle de la surface en contact avec l'hélium liquide à cause de la conduction thermique dans le cuivre. Une épaisseur de 3 mm permet de conserver la variation du flux thermique sur la surface d'échange en dessous de 3%. Les lignes de flux thermique dans le disque de cuivre issues de la simulation 2D présentée précédemment sont représentées en figure 3.28.

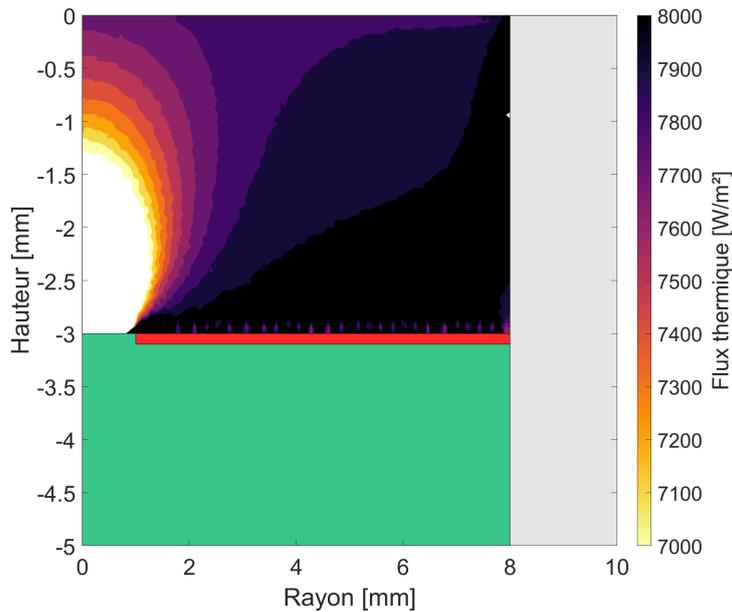


FIGURE 3.28 – Flux thermique dans le disque de cuivre sous un champ magnétique de 23 T (jaune à violet). La variation de flux sur la surface d'échange est inférieure à 3%. Vert : Epoxy. Rouge : chauffeur résistif en constantan. Gris : pièces en alliage de titane.

3.5.2 Incertitudes expérimentales

Incertitude gravité résultante

Plusieurs sources d'erreurs induisent une incertitude sur la valeur calculée de la gravité résultante : une incertitude sur la valeur de la susceptibilité magnétique de l'hélium liquide, sur la lecture des courants d'alimentation de l'aimant et sur les positions axiale et radiale de la cellule expérimentale.

L'incertitude sur la susceptibilité magnétique de l'hélium liquide induit une incertitude sur la gradient de compensation et sur la gravité résultante. Bruch et al ont comparé les mesures de la susceptibilité magnétique de l'hélium issues de différentes méthodes de mesures, chaque méthode donnant une valeur légèrement différente [107]. La valeur utilisée dans le calcul de la gravité résultante est $\chi = -7,34 \cdot 10^{-7}$, elle correspond à la moyenne des valeurs mesurées présentées par Bruch et al. et l'incertitude associée correspond à l'écart-type des mesures, $\Delta\chi = \pm 5,5 \cdot 10^{-9}$.

Une erreur de positionnement axiale ou radiale de la cellule expérimentale induit une incertitude sur le calcul de la gravité résultante sur la surface d'échange. Cette incertitude est calculée d'après une linéarisation du champ magnétique autour des coordonnées spatiales du point de mesure. L'incertitude considérée pour le positionnement axial est de $\Delta z = \pm 500 \mu\text{m}$ et provient de l'erreur de lecture sur le système de positionnement axial. Pour le positionnement radial, l'incertitude considérée est de $\Delta r = \pm 500 \mu\text{m}$, elle provient du fait que la platine supérieure n'est pas parfaitement coaxiale avec la queue du cryostat, lui-même n'étant pas coaxial avec le trou de champ de l'aimant. Ainsi, l'axe de révolution du disque en cuivre de la cellule ne coïncide pas avec l'axe magnétique de l'aimant.

L'erreur de lecture de courant d'alimentation des aimants, $\Delta I = \pm 1 \text{ A}$ induit une incertitude sur la valeur du champ magnétique. L'incertitude sur la valeur de la gravité résultante est déduite d'une linéarisation du champ magnétique autour du courant de fonctionnement.

Incertitude flux critique

Les erreurs expérimentales induisant une incertitude sur la détermination du flux critique proviennent de la conduction thermique dans les fils en Constantan[®] du chauffeur résistif, la lecture de la puissance fournie par le source mètre et de la mesure du rayon du disque de cuivre. La seule source d'incertitude non-négligeable est celle liée au rayon du disque de cuivre qui est $\Delta r_{cu} = \pm 50 \mu\text{m}$.

La variation de la pression de saturation est également une source d'incertitude pour la comparaison des valeurs de flux critique entre les différentes expériences puisque la variation de flux critique ne serait plus uniquement induite par une variation de gravité résultante. La variation de pression de saturation induit une variation des propriétés thermophysiques de l'hélium et une variation du flux critique. La pression de saturation est comprise entre 986 mbar et 991 mbar lors de nos expériences. La variation de flux critique induite par une variation de pression de saturation est calculée comme :

$$\Delta CHF = 2 \frac{CHF|_{P_{sat}=986 \text{ bar}} - CHF|_{P_{sat}=991 \text{ mbar}}}{CHF|_{P_{sat}=986 \text{ mbar}} + CHF|_{P_{sat}=991 \text{ mbar}}}, \quad (3.7)$$

où P_{sat} est la pression de saturation et $CHF|_{P_{sat}}$ est le calcul du flux critique issu de l'équation 3.5 évalué à $g^* = 1g$ avec les propriétés thermophysiques correspondant à la pression de saturation minimale ou maximale rencontrée. Cette faible variation de pression est responsable d'un écart de $\pm 0,04\%$ du flux critique et sera négligée par la suite.

3.5.3 Conclusion sur les incertitudes

Les sources et valeurs de l'incertitude liée à la détermination du flux critique ainsi qu'au calcul de la gravité résultante sont résumées dans les tableau 3.6 et 3.7

TABLEAU 3.6 – Liste des sources d’erreur dans la détermination de la gravité résultante.

| Source d’erreur | Incertitude |
|-------------------------------------------|--------------------------------------|
| Susceptibilité magnétique de l’hélium | $\Delta\chi = \pm 5,5 \cdot 10^{-9}$ |
| Position axiale - z | $\Delta z = \pm 500 \mu\text{m}$ |
| Position radiale - r | $\Delta r = \pm 500 \mu\text{m}$ |
| Lecture courant aimant Bitter - I_B | $\Delta I = \pm 1 \text{ A}$ |
| Lecture courant aimant polyhélice - I_p | $\Delta I = \pm 1 \text{ A}$ |

TABLEAU 3.7 – Liste des sources d’erreur dans la détermination du flux critique.

| Source d’erreur | Incertitude |
|---------------------------------------------------------|----------------------------|
| Conduction dans la cellule - $P_{\%}\text{-Conduction}$ | -1,2% |
| Inhomogénéité du flux thermique - $I_{\%}$ | $\pm 1,5\%$ |
| Rayon du disque de cuivre - r_{cuivre} | $\pm 50 \mu\text{m}$ |
| Lecture courant chauffeur - I | $\pm 1 \mu\text{A}$ |
| Conduction thermique dans les fils d’Isotan | $\pm 0,1 \text{ W m}^{-2}$ |
| Variation de pression de saturation | $\pm 0,04\%$ |

L’incertitude sur la valeur de la gravité résultante est ainsi calculée comme la somme des valeurs absolues des incertitudes de mesures car celles-ci ne proviennent pas de mesure statistiques.

Calcul de l’incertitude sur la déduction de la gravité résultante

$$\Delta g^* = \left| \frac{\partial g^*}{\partial I_b} \Delta I_b \right| + \left| \frac{\partial g^*}{\partial I_p} \Delta I_p \right| + \left| \frac{\partial g^*}{\partial r} \Delta r \right| + \left| \frac{\partial g^*}{\partial z} \Delta z \right| + \left| \frac{\partial g^*}{\partial \chi} \Delta \chi \right| \quad (3.8)$$

L’incertitude totale sur le flux thermique est calculée comme la somme des incertitudes issues de la conduction thermique dans la cellule expérimentale et de la mesure du diamètre du disque de cuivre, les autres sources d’incertitudes étant négligeables.

Calcul de l’incertitude sur la mesure du flux thermique

$$\Delta q_- = P_{\%}\text{-Conduction}q + I_{\%}q + \left| \frac{\partial q}{\partial r_{\text{cuivre}}} \Delta r_{\text{cuivre}} \right| \quad (3.9)$$

$$\Delta q_+ = I_{\%}q + \left| \frac{\partial q}{\partial r_{\text{cuivre}}} \Delta r_{\text{cuivre}} \right| \quad (3.10)$$

3.6 Résultats expérimentaux

3.6.1 Gravité résultante : moyenne volumique de l'amplitude

La gravité résiduelle n'est pas homogène dans l'espace et notamment sur la surface de la paroi d'échange [68]. Cette variation spatiale doit être considérée pour l'analyse des résultats et la valeur de gravité résultante, g^* , au centre du disque ne peut pas être considérée seule. L'inhomogénéité doit être prise en compte sur un volume représentant le phénomène physique étudié. Lors de la transition vers l'ébullition en film, une fine couche de vapeur apparaît à la surface, le volume de cette couche de vapeur caractéristique de cette transition est utilisé pour le calcul de la moyenne volumique de la gravité résultante. Une formule analytique a été développée par Hiroaki en équation 3.11 pour le calcul de son épaisseur,

Épaisseur du film de vapeur apparaissant lors de la transition en ébullition en film

$$\delta = 2.63 \left(\frac{q_{CHF} \sigma \mu_v}{h_{lv} \rho_v (\rho_l g^*)^2} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (3.11)$$

où μ_v est la viscosité du la vapeur, h_{lv} la chaleur latente de vaporisation, σ la tension de surface, q_{CHF} le flux critique, ρ_v et ρ_l sont les densités de la vapeur et du fluide et g^* la gravité résultante [108]. Cette formule est en adéquation avec les observations expérimentales d'ébullition en film pour l'hélium liquide [109]. Une représentation de cette couche de gaz superposée à la carte de gravité résultante et à la cellule expérimentale est donnée en figure 3.29. Pour le calcul de l'épaisseur, la gravité résultante au centre du disque de cuivre est prise en référence, une méthode itérative aurait pu être mise en place, mais son apport en terme de précision est négligeable. À titre d'exemple, l'épaisseur du film de gaz pour une gravité résultante de 0,01g est de 1 mm.

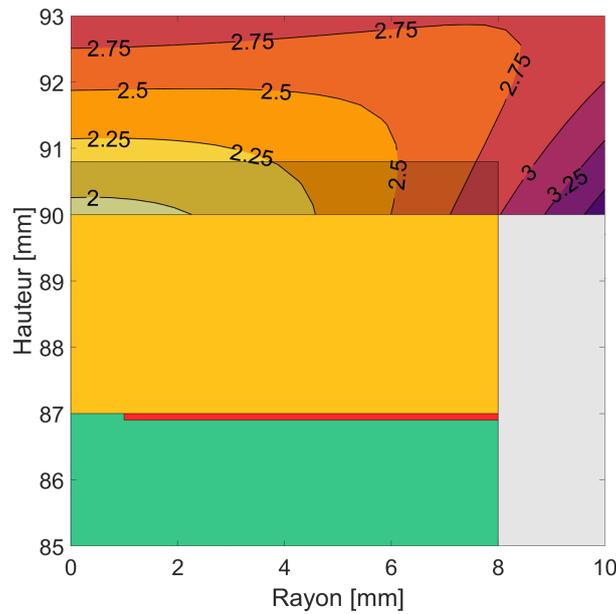


FIGURE 3.29 – Carte des isovaleurs de l'amplitude de la gravité résultante relative à la gravité terrestre [%] superposée à la cellule expérimentale. La ligne courbe notée 2,5 signifie que l'amplitude de la gravité résultante vaut $0,025g$ le long de cette courbe. Le volume utilisé pour la moyenne est représenté par le rectangle gris transparent. Orange : disque de cuivre. Vert : epoxy. Rouge : chauffeur résistif. Gris : partie en titane.

3.6.2 Gravité résultante : moyenne volumique de l'orientation

Le champ magnétique varie radialement, la force magnétique possède donc une composante radiale. La combinaison des forces magnétiques radiales (parallèles à la surface de cuivre) et axiales (perpendiculaires à la surface de cuivre) ainsi que de la gravité terrestre (perpendiculaire à la surface de cuivre) est donc inclinée par rapport à la surface. Cette inclinaison de la gravité résultante est similaire à une inclinaison de la surface par rapport à la gravité résultante comme schématisé en figure 3.30.

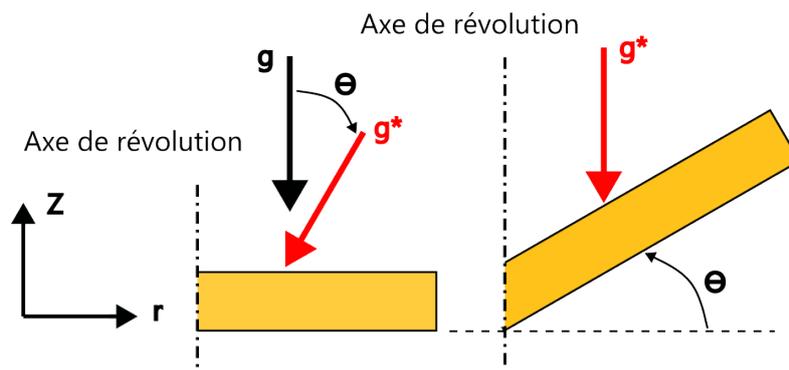


FIGURE 3.30 – Similarités entre l'inclinaison de la gravité résultante par rapport à la surface d'échange et l'inclinaison de la surface d'échange par rapport à la gravité résultante. Θ est l'angle d'inclinaison de la gravité résultante.

Une étude de l'influence de l'inclinaison de la surface d'échange par rapport à la gravité sur le CHF en hélium liquide a été réalisée par Lyon [51]. L'inclinaison de la surface joue un rôle majeur dans la réduction du CHF. Nishio et al ont réalisé une expérience similaire

à celle de Lyon et on trouvé la même influence de l'inclinaison sur la valeur du CHF [110]. Vishnev a proposé une expression du coefficient K , de la formule du CHF en équation 3.5, en fonction de l'angle d'inclinaison [111]. Cette expression est bien corrélée aux résultats de Lyon mais des paramètres expérimentaux difficilement reproductibles sont cachés dans l'expression. El-Genk et al ont mis en avant l'utilisation du ratio $\frac{CHF(\Theta)}{CHF(0^\circ)}$ pour la prise en compte de l'angle d'inclinaison [112]. Cela permet de fortement minimiser l'influence de divers paramètres expérimentaux qui peuvent différer d'une expérience à l'autre. Pour les raisons évoquées précédemment, le ratio de El-Genk et al, connu pour Θ variant de 0° à 90° , sera utilisé dans cette analyse.

L'angle d'inclinaison est calculé d'après les composantes axiale et radiale du vecteur inhomogénéité $\vec{\epsilon}$ moyennées sur la surface de vapeur définissant par rotation le volume décrit en sous-section 3.6.1. L'expression donnant l'angle d'inclinaison est donnée en équation 3.12 par,

Angle d'inclinaison de la gravité résultante

$$\Theta = \arctan \left(\frac{\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_r}{\vec{\epsilon} \cdot \vec{e}_z} \right), \quad (3.12)$$

où \vec{e}_r et \vec{e}_z définissent les vecteurs unitaires des directions radiale et axiale du repère géométrique utilisé. La valeur de l'angle d'inclinaison en fonction de la gravité résultante correspondant à nos points expérimentaux est donnée en figure 3.31. Cet effet est plus marqué quand la gravité résultante est faible.

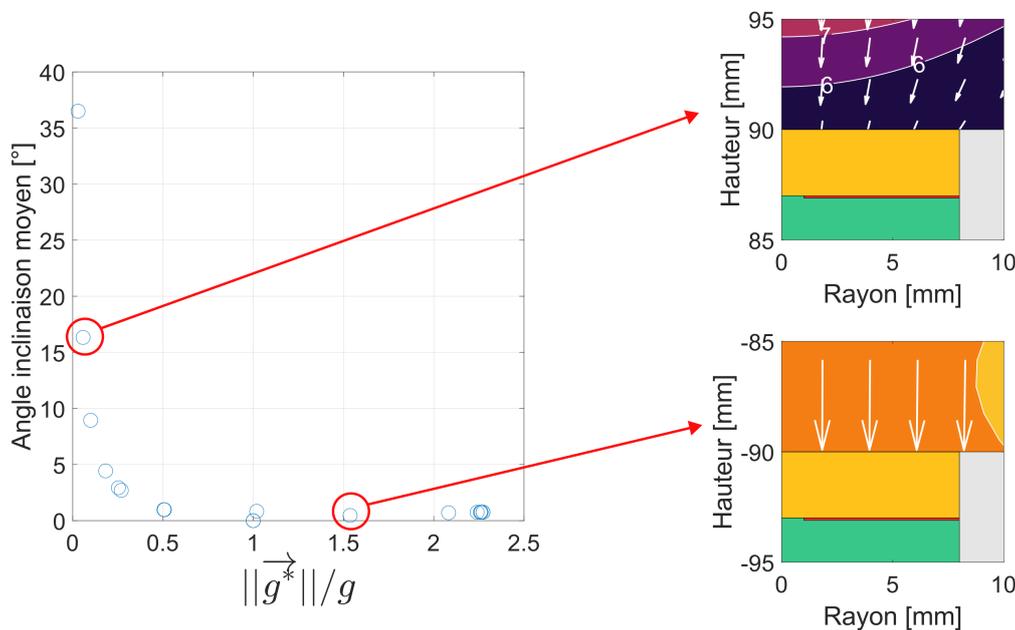


FIGURE 3.31 – Gauche - Inclinaison équivalente en fonction de la gravité résultante pour nos résultats expérimentaux. Droite - Cartes de gravité résultantes correspondantes superposées aux cellules expérimentales. Orange : disque de cuivre. Vert : epoxy. Rouge : chauffeur résistif. Gris : parties titane.

Une fois l'angle d'inclinaison calculé avec le modèle magnétique, le CHF mesuré est converti par division par le ratio d'El-Genk. Cela nous indique un flux critique équi-

valent dans le cas d'une gravité résultante perpendiculaire à la surface d'échange. Il est nommé CHF_{\perp} et son calcul est donné en équation 3.13 par :

CHF équivalent à une gravité résultante perpendiculaire à la surface

$$CHF_{\perp} = CHF_{meas}(\Theta) \left(\frac{CHF(0^{\circ})}{CHF(\Theta)} \right)_{El-Genk} . \quad (3.13)$$

3.6.3 Flux critique en fonction de la gravité résultante

A l'aide de la compensation magnétique, des mesures de flux critiques ont pu être effectuées entre 0,03g et 2,2g. La valeur de la gravité résultante est issue de la moyenne présentée dans la section 3.6.2 et le flux critique est corrigé d'après 3.13. Les données du flux critique en fonction de la gravité résultante sont présentées en figure 3.32.

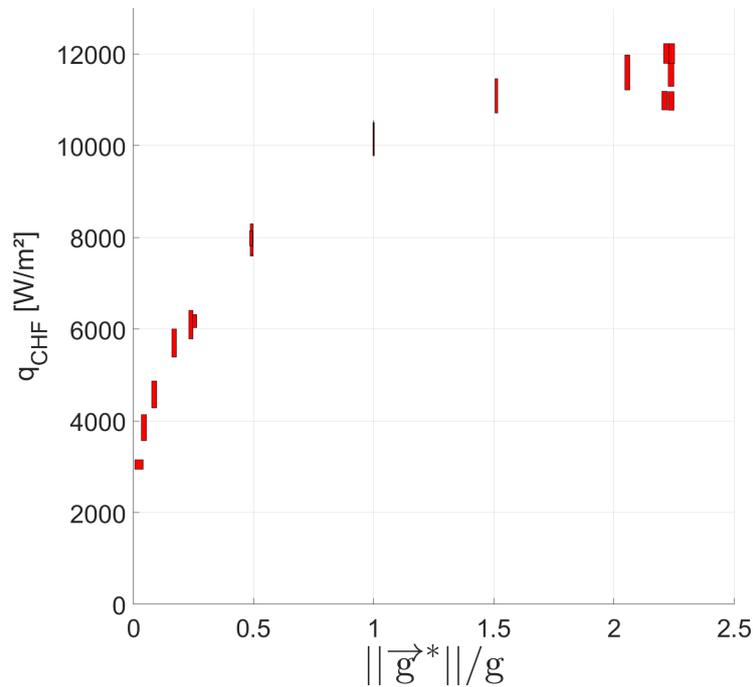


FIGURE 3.32 – Flux de chaleur critique, CHF_{\perp} , en fonction de la gravité résultante moyennée. Les rectangles rouges représentent les points de données expérimentales avec les incertitudes associées.

Le flux critique mesuré confirme la théorie. Il est fortement réduit à bas niveau de gravité. Pour une gravité résultante de 0,03g le flux critique est divisé par 3. Cette variation est moins marquée à haut niveau de gravité car l'influence est moins forte de part la dépendance en $g^{\frac{1}{4}}$ du flux critique. Une augmentation du flux critique à 12 000 W/m² est observable à 2,2g.

3.6.4 Comparaison avec la théorie et les expériences passées

D'après Di Marco, un niveau de gravité faible induit une grande variation de la longueur capillaire (et du nombre de Bond) et le coefficient K de l'équation 3.1 ne peut plus être considérée comme une constante [113]. Pour vérifier l'adéquation des mesures avec la corrélation développée par Kutateladze/Zuber (Eq. 3.1), il est nécessaire de vérifier que

le nombre de Bond est suffisamment élevé. Pour Di Marco, cela correspond à la condition $Bo > 3$. Pour rappel, le nombre de Bond dépend de la gravité résultante g^* , des densités de vapeur et de liquide ρ_v et ρ_l , de la tension de surface σ et d'une longueur caractéristique de la surface d'échange, le diamètre du chauffeur du disque de cuivre D_{cu} . Il s'exprime par

| Nombre de Bond | |
|-----------------------------------------------------|--------|
| $Bo = \frac{(\rho_l - \rho_v)g^* D_{cu}^2}{\sigma}$ | (3.14) |

Durant nos expériences, le niveau de gravité n'était pas suffisamment bas pour avoir $Bo < 3$, le coefficient K peut donc être considéré comme constant.

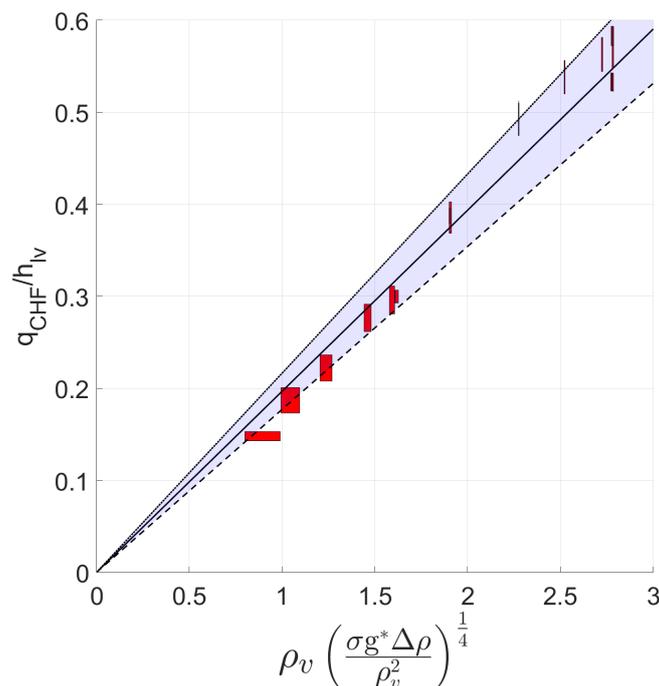


FIGURE 3.33 – Résultats du flux de chaleur critique - carrés rouges - et corrélation avec l'équation 3.1. La zone bleue est constituée des lignes à $\pm 10\%$ de la valeur K obtenue. La valeur K de 0,197 est extraite d'une régression linéaire de nos données expérimentales avec la corrélation du CHF de Zuber.

Les mesures de CHF présentées en figure 3.32 sont corrélées à la formule du CHF, équation 3.1, en figure 3.33. Les données expérimentales sont en très bon accord avec la théorie. Le coefficient K extrait de la corrélation a une valeur de 0,197, ce qui est significativement plus élevé que la valeur de 0,131 obtenue par Zuber ou la valeur de 0,149 mise en avant par Lienhard et Dhir [114]. Lyon a obtenu une valeur de 0,16 pour l'hélium liquide obtenant la même valeur que Kutateladze et démontrant la validité de la théorie du CHF pour les fluides cryogéniques [51, 115]. Cependant, Deev et al. ont mesuré un coefficient K de 0,2 lors de leurs mesures de CHF en hélium liquide ce qui est très proche de nos valeurs expérimentales [116]. Quettier et al. ont obtenu lors de leurs expériences sous compensation magnétique partielle de la gravité un coefficient K de 0,235 [81]. La valeur du coefficient K est fortement influencée par les conditions expérimentales telles que la pression, l'angle de contact et l'état de surface, la matière utilisée pour l'échange thermique avec le fluide ainsi que l'épaisseur de la paroi d'échange [117, 118]. La comparaison des coefficients K est

alors une opération complexe étant donné que les paramètres expérimentaux ne sont pas systématiquement décrits dans les articles, néanmoins la comparaison de la dépendance à la gravité reste possible.

Afin d'illustrer l'apport de l'étude réalisée par rapport à la littérature existante sur le sujet, les données expérimentales sont comparées aux deux seules études, à notre connaissance, réalisées avec une gravité différente de 1g en figure 3.34. Dans ces deux études, la gravité est soit réduite magnétiquement [81] ou augmentée par centrifugation [119]. La mesure réalisée par Lyon à 1g est ajoutée dans la figure pour référence [51].

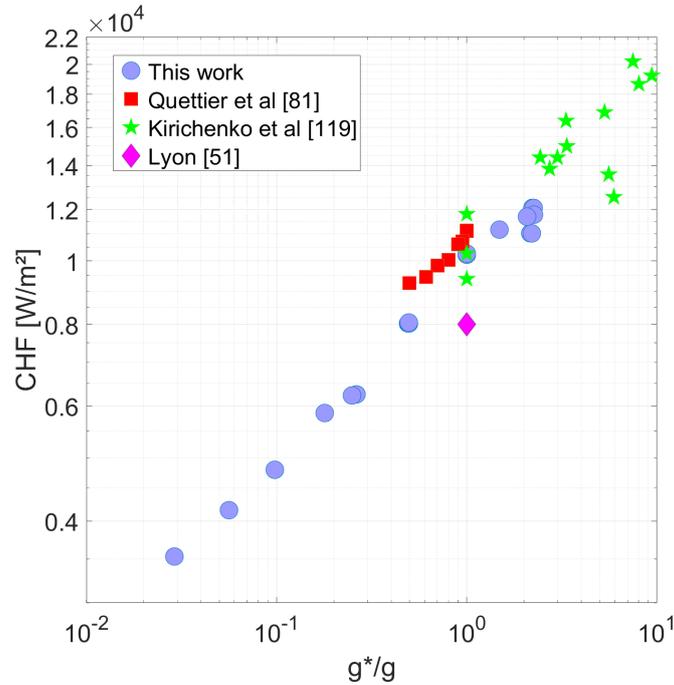


FIGURE 3.34 – Comparaison de nos mesures avec d'autres données expérimentales.

3.7 Conclusion de la première campagne de mesure

Des mesures expérimentales ont pu être obtenues lors d'une campagne de mesures au LNCMI Grenoble. Hormis les défis techniques de réalisation de l'expérience (champ magnétique > 20 T, température cryogénique de 4,2 K, contrainte dimensionnelle de quelques centimètres), la contrainte temporelle liée au créneau de travail sur 15 jours, défini 6 mois à l'avance, dans un laboratoire extérieur au CEA a été un véritable challenge. Néanmoins, et en dépit du dysfonctionnement du principe d'étanchéité de la cellule expérimentale lors des premiers jours de notre campagne de mesures, des mesures de flux critique en hélium liquide ont pu être réalisées sous différents niveaux de gravité résultante et viennent compléter la littérature existante dans des gammes d'accélération résultante jamais explorées auparavant pour l'hélium. La gravité résultante effective est calculée à partir d'une moyenne volumique effectuée sur un volume caractéristique du phénomène physique étudié (l'épaisseur du film de vapeur dans notre cas). L'accélération radiale est également prise en compte au travers d'un angle d'inclinaison de la gravité résultante par rapport à la surface d'échange.

Sur une large plage d'accélération résultante, 0,03g - 2,2g, nos résultats expérimentaux confirment les variations théoriques en $g^{\frac{1}{4}}$. La compensation magnétique de la gravité semble donc être un moyen de contrôle valable de la gravité pour les expériences liées au

flux critique. De plus, les deux méthodes utilisées pour le déclenchement du flux critique, gravité variable ou flux thermique variable, présentent des résultats quasiment identiques et peuvent donc être utilisées suivant les expériences à réaliser.

Chapitre 4

Mesures de courbes d'ébullition en gravité réduite

La première campagne de mesure, en juin 2022, a révélé certains problèmes de conception de notre cellule expérimentale (chapitre 3). Tirant profit de l'expérience accumulée, deux nouvelles cellules, nommées CESAR et CLIO, sont développées, puis utilisées lors d'une deuxième campagne de mesures de deux semaines au LNCMI en avril 2023. Deux différentes cellules sont conçues afin de mitiger les risques lors de cette ultime campagne expérimentale dans le cadre des travaux de cette thèse. Ce chapitre est dédié à leur description, leur utilisation et aux résultats expérimentaux qu'elles ont permis d'obtenir.

4.1 Description de la cellule expérimentale avec vide d'isolation : CESAR

4.1.1 Présentation du principe de fonctionnement

La première cellule expérimentale présentée au chapitre 3 devait permettre d'isoler thermiquement le chauffeur du reste de la cellule à l'aide d'un vide d'isolement. Mais lors de la mise en froid, la colle DP190 joignant les tubes de pompage en titane et l'enceinte à vide a craqué, rendant le pompage du vide impossible. Pour la réalisation de la cellule expérimentale CESAR, l'étanchéité entre les pièces maintenant le vide est assurée par brasure ou soudure.

L'autre difficulté du système à maîtriser est la détermination de la température de surface en contact avec l'hélium liquide. En effet, pour déterminer de manière précise la température de paroi à partir de la mesure (qui ne peut être réalisée sur la paroi directement), il est nécessaire de caractériser la conductivité thermique de la pièce en cuivre entre la sonde de température et le bain d'hélium en fonction de sa température et du champ magnétique appliqué. Pour cela, une mesure continue de la conductivité thermique de la pièce en cuivre est implémentée dans la cellule expérimentale CESAR. Cela nécessite l'ajout d'un second capteur de température ainsi qu'une modification de la pièce en cuivre qui permet la transmission du flux thermique vers l'hélium liquide. Par rapport à la première expérience, la pièce en cuivre est allongée afin de positionner deux capteurs de température nécessaires à l'évaluation de la conductivité. La forme de la pièce en cuivre évolue donc d'un disque de faible épaisseur (3 mm) à un cylindre conique de hauteur beaucoup plus importante (40 mm) (cf figure 4.1).

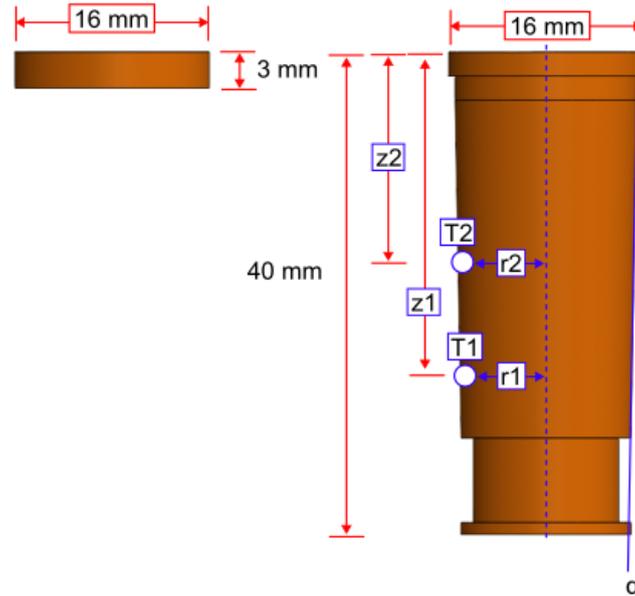


FIGURE 4.1 – Comparaison des dimensions des pièces en cuivre de la première cellule (à gauche) et de la cellule CESAR (à droite).

L'angle du cône, α , est optimisé de sorte à homogénéiser la température sur une section horizontale de la pièce en cuivre. Le flux thermique est ainsi le plus homogène possible dans chaque section. En faisant l'hypothèse d'un champ magnétique uniforme entre les deux capteurs et d'une très faible variation de température, la conductivité thermique est calculée à l'aide de l'équation 4.1 car elle n'est pas mesurée en amont de l'expérience,

Calcul de la conductivité thermique

$$\lambda = \frac{P_{thermique}}{\Delta T \pi} \left[\frac{-1}{\alpha(r_1 + \alpha(z - z_1))} \right]_{z_1}^{z_2}, \quad (4.1)$$

où $P_{thermique}$ est la puissance dissipée dans le chauffeur, ΔT la différence de température entre les deux capteurs, z_1 et z_2 les côtes axiales des capteurs par rapport à la surface d'échange, r_1 et r_2 leurs rayons par rapport à l'axe de la pièce en cuivre et α l'angle du cylindre de cuivre, de valeur 1° , comme détaillé en figure 4.1.

La cellule expérimentale est donc allongée. La taille est toutefois limitée pour ne pas restreindre l'accès à certaines zones particulières du champ magnétique (partie basse de l'aimant). La cellule dans sa version modifiée est présentée en figure 4.2. Le centreur en téflon est conservé pour faciliter l'insertion dans la queue du cryostat.

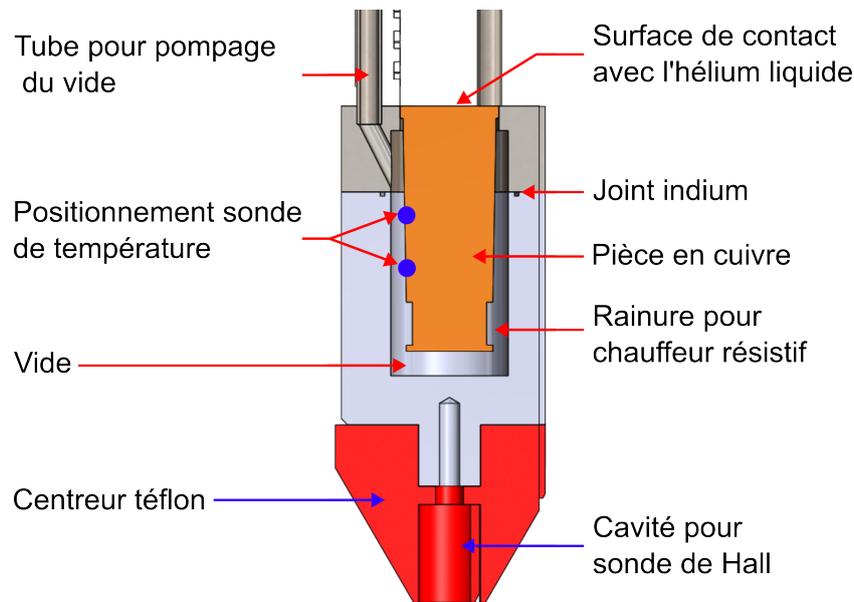


FIGURE 4.2 – Description des constituants de la cellule expérimentale CESAR.

Les matériaux utilisés pour cette cellule sont les mêmes que précédemment. L'enceinte à vide ainsi que les tubes de pompage sont réalisés en titane (grade 2 - commercialement pur) et le cylindre en cuivre CuC2 de haute pureté. Les pièces métalliques sont brasées entre elles, une attention particulière est portée sur le métal d'apport. Usuellement le métal d'apport dans la brasure titane-cuivre est le nickel, mais il est très susceptible au champ magnétique et n'est donc pas recommandé pour notre système. Le métal d'apport sélectionné est un mélange or/cuivre (80%Au/20%Cu) qui présente l'avantage d'être diamagnétique. Le champ magnétique ne sera donc que peu perturbé. Les mesures de perméabilité magnétique étaient de l'ordre de 1,0005 au niveau des brasures et de l'ensemble des pièces de la cellule. L'étanchéité à l'hélium gazeux à 300 K des brasures est testée avec succès après un choc à l'azote liquide (77 K) de la cellule.

L'ajout d'un capteur de température implique l'augmentation du nombre de fils nécessaires à l'instrumentation. Dans la première version de la cellule, uniquement 8 fils étaient nécessaires. Ils remontaient par les tubes de pompage en titane avant d'être thermalisés dans l'hélium liquide à l'aide d'un passage étanche avec 9 broches. Il y a maintenant 12 fils à thermaliser, il est donc nécessaire de modifier également la pièce nommée "T" pour permettre l'ajout d'un autre passage étanche (chapitre 3, figure 3.7). La pièce est également améliorée pour faciliter le passage du col du cryostat en déportant les connecteurs comme visible sur la figure 4.3. La pièce "T" est fabriquée à partir d'acier 316L comme la première version.

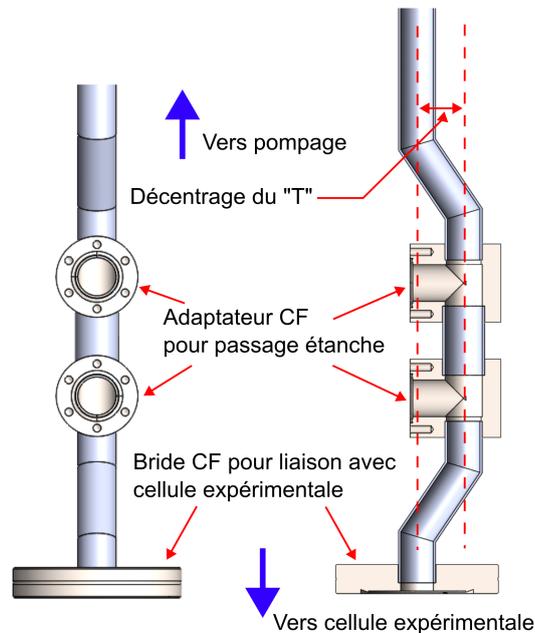


FIGURE 4.3 – Seconde version de la pièce "T".

Concernant la platine supérieure, seule une adaptation des connecteurs a été effectuée afin de faciliter les connections des câbles de l'instrumentation.

4.1.2 Instrumentation de la cellule expérimentale

Le chauffeur résistif est réalisé à partir d'un fil Isotan[®] bobiné autour du cylindre de cuivre dans la rainure prévue en extrémité de cylindre (cf figure 4.2). Pour optimiser le contact thermique du chauffeur avec la pièce en cuivre, celui-ci est enrobé de colle Epoxy chargée en poudre de cuivre. De plus, le chauffeur est réalisé par enroulement bifilaire pour annuler son inductance afin de ne pas perturber le champ magnétique et de ne pas être influencé par les variations temporelles de champ magnétique.

Les positions des deux capteurs de température sont optimisées suivant plusieurs paramètres :

La longueur de la pièce en cuivre est limitée pour permettre l'accès à la zone d'hypergravité de l'aimant.

Le capteur supérieur est positionné le plus haut possible avec pour contrainte l'accessibilité lors de la mise en place.

La distance entre les deux capteurs doit être suffisamment grande pour avoir une différence de température mesurable avec la précision du système de mesure. Cela permet d'améliorer la précision de la mesure de conductivité du cylindre de cuivre.

La position axiale des deux capteurs est choisie de sorte à avoir, sur la section horizontale du cylindre correspondante, un flux thermique le plus homogène possible. Pour cela, il faut que les capteurs soient les plus éloignés du chauffeur résistif.

Les deux capteurs, des sondes Cernox[®] SD (1x1,905x3,175 mm³), sont collés à l'aide de vernis Ge-Varnish 7031[®] sur la pièce en cuivre sur deux petits plats usinés à la lime. Du papier cigarette imprégné de vernis est utilisé pour la thermalisation des fils du capteur et l'isolation électrique de ceux-ci vis-à-vis de la pièce en cuivre. Une photo des capteurs mis en place est donnée en figure 4.4.

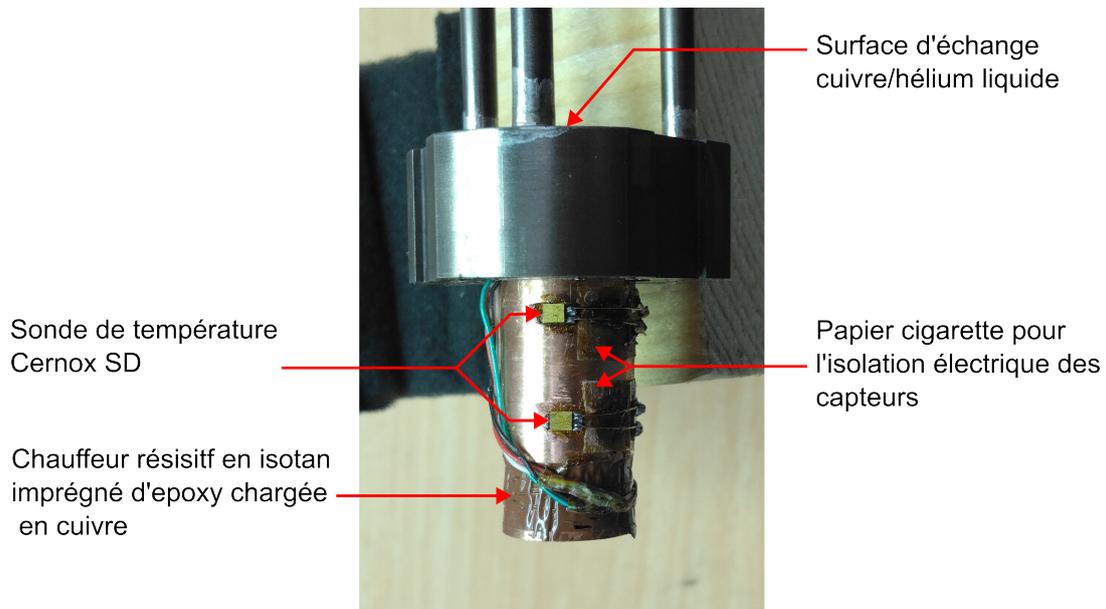


FIGURE 4.4 – Capteurs de température et chauffeur résistif sur la pièce en cuivre de la cellule CESAR.

A l'aide d'une simulation numérique thermique 2D axisymétrique réalisée sous FEMM[®], il est possible de déterminer les positions les plus adaptées pour les capteurs de température d'après les contraintes présentées précédemment. En regardant sur chaque section horizontale de la pièce en cuivre l'homogénéité de la température, la position la plus adaptée en est déduite. Les conditions de simulation numériques sont les mêmes que pour celle réalisée dans le chapitre 3, le résultat d'une simulation est donné en figure 4.5.

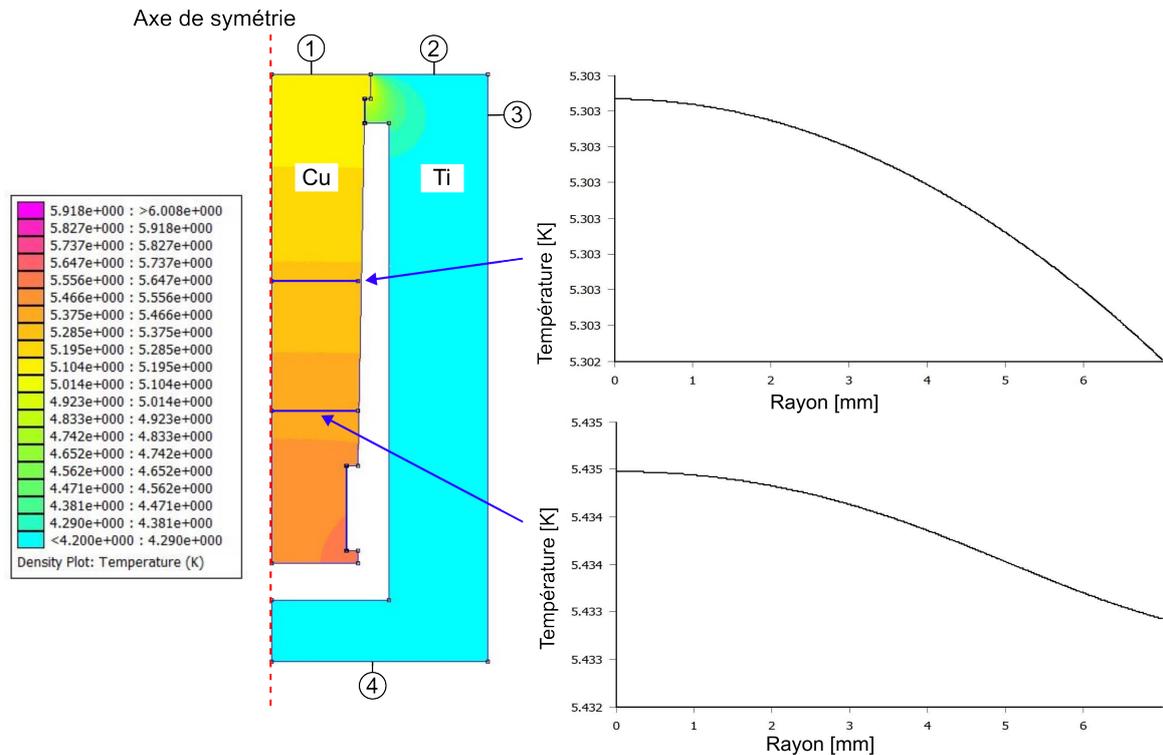


FIGURE 4.5 – Simulation numérique thermique 2D-axisymétrique de la cellule en fonctionnement. Les graphiques de la partie droite correspondent aux profils de température sur les sections indiquées. Les conditions aux limites pour les surface 2-3-4 sont une température fixe de 4,2 K et une condition de type échange convectif pour la surface 1 avec un coefficient d'échange de $10\,000\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$.

Sur les figures de droite de la figure 4.5 on observe les profils de température sur les deux sections données (trait en bleu sur la figure de gauche) pour une conductivité de $500\text{ W}/(\text{mK})$ et un flux thermique de $10\,000\text{ W}/\text{m}^2$. Ces hypothèses de calcul maximisent les variations de température sur les sections et sont donc conservatives. La variation de température maximale sur la section choisie est de l'ordre de 2 mK ce qui est suffisamment faible pour limiter les erreurs de mesure induites sur l'évaluation de la conductivité thermique car le ΔT entre les deux capteurs est de l'ordre de 100 mK. On essaie donc de positionner les capteurs à 13 mm et 23 mm du bas de la pièce en cuivre.

La sonde à effet Hall est positionnée dans la cavité dédiée au sein du centreur en téflon en bas de la cellule expérimentale. Les fils d'instrumentation associés passent par des rainures pour éviter de les sectionner lors de l'insertion dans la queue du cryostat.

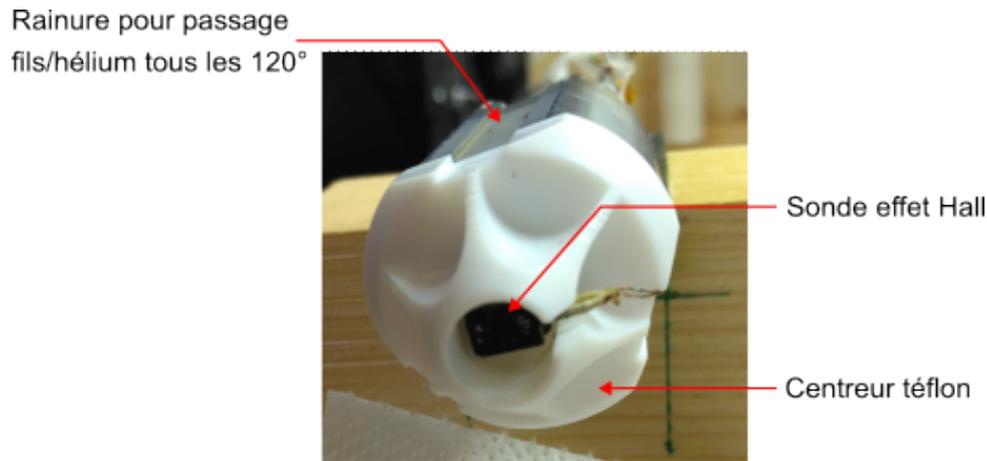


FIGURE 4.6 – Sonde à effet Hall dans le centreur en téflon de la cellule CESAR.

4.1.3 Thermalisation des fils d'instrumentation

Des marges de dimensionnement dans la conception du système expérimental sont nécessaires afin de pouvoir l'insérer dans les différents cryostats du LNCMI. Pour permettre une bonne thermalisation des fils d'instrumentation dans le cas où la pièce "T" n'est pas parfaitement immergée dans l'hélium liquide, les fils provenant de la platine et descendant vers les connecteurs du "T" sont plongés dans l'hélium liquide avant d'être connectés au "T". De plus, pour limiter l'apport de chaleur, des sections de fil en manganin sont installées entre les connecteurs du "T" et les fils allant vers la cellule expérimentale dans la partie sous vide. La faible conductivité thermique du manganin permet de fortement limiter la conduction thermique. La mise en place de cette thermalisation est décrite en figure 4.7.

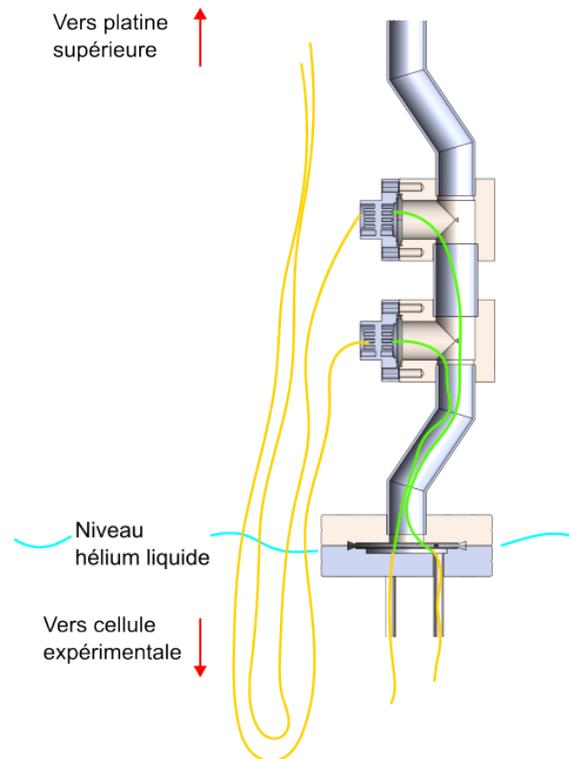


FIGURE 4.7 – Schéma représentant la méthode de limitation de l’apport de puissance par les fils d’instrumentation depuis la platine à 300 K. En orange les fils en cuivre et en vert les fils en manganin. Le niveau d’hélium est représenté à titre indicatif.

4.2 Description de la cellule expérimentale avec une isolation thermique solide : CLIO

Le risque d’une perte de l’étanchéité de la cellule expérimentale avec l’isolation par le vide n’étant pas exclu, un autre système permettant d’effectuer des mesures semblables est développé en parallèle. À l’instar de la cellule initiale, elle est isolée thermiquement à l’aide de colle epoxy, et est conçue pour fonctionner suivant le même principe mais son unique capteur de température est bien découplé thermiquement du chauffeur résistif contrairement à la première cellule. L’objectif est d’avoir une cellule plus robuste, mais avec une détermination de la température de paroi moins précise, à utiliser en cas de défaillance de la cellule CESAR.

4.2.1 Principe de fonctionnement de la cellule expérimentale

Avec l’ajout d’Epoxy dans la première cellule, un pont thermique a été créé entre le chauffeur résistif et le capteur de température qui étaient très poches. Afin de limiter le phénomène, il est nécessaire d’augmenter la résistance thermique entre le capteur de température et le chauffeur résistif. En améliorant la thermalisation du capteur de température et en le rapprochant de la surface en contact avec l’hélium, la mesure est également améliorée. La forme optimale de la pièce en cuivre et le positionnement du capteur de température ainsi que du chauffeur résistif est visible en figure 4.8.

Les pièces de la cellule expérimentale autres que le cuivre sont réalisées en Epoxy fibre de verre G10 de très faible conductivité thermique. Cela permet d’améliorer l’isolation thermique de la cellule expérimentale et de s’assurer que la puissance thermique transite

quasi-totalement par la pièce en cuivre. La cellule est suspendue par 3 tiges en polyester puis par une tige de G10 jusqu'à la platine supérieure. Le bas de la cellule expérimentale est usinée en forme conique pour faciliter l'insertion dans la queue du cryostat avec une rainure pour le positionnement de la sonde de Hall.

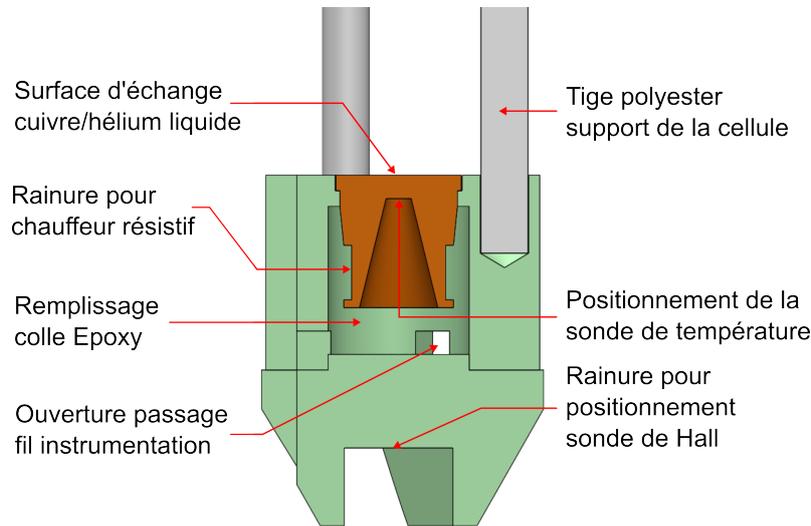


FIGURE 4.8 – Description des constituants de la cellule expérimentale CLIO.

La forme conique de la pièce en cuivre avec le chauffeur à l'extérieur et le capteur à l'intérieur permet de s'assurer que le chemin préférentiel du flux thermique est la pièce en cuivre et non la colle Epoxy d'isolation. De cette façon le flux thermique ne passe pas par la sonde de température et ne perturbe pas la mesure. La forme conique permet également d'homogénéiser le flux thermique sur la surface d'échange et d'améliorer la précision des mesures. Le résultat d'une simulation 2D-axisymétrique de la conduction thermique dans la cellule expérimentale est donnée en figure 4.9. Le résultat de la simulation confirme la validité de la géométrie et du choix des matériaux de la cellule expérimentale, le flux de chaleur passant par l'Epoxy représente 1,6% du flux total, et la densité de flux de chaleur sur la surface d'échange varie de 1,8%.

Les conductivités thermiques des matériaux utilisés dans la simulation numérique présentée en figure 4.9 sont données en tableau 4.1. La puissance du chauffeur résistif est de 17 MW/m^3 ou 2 W .

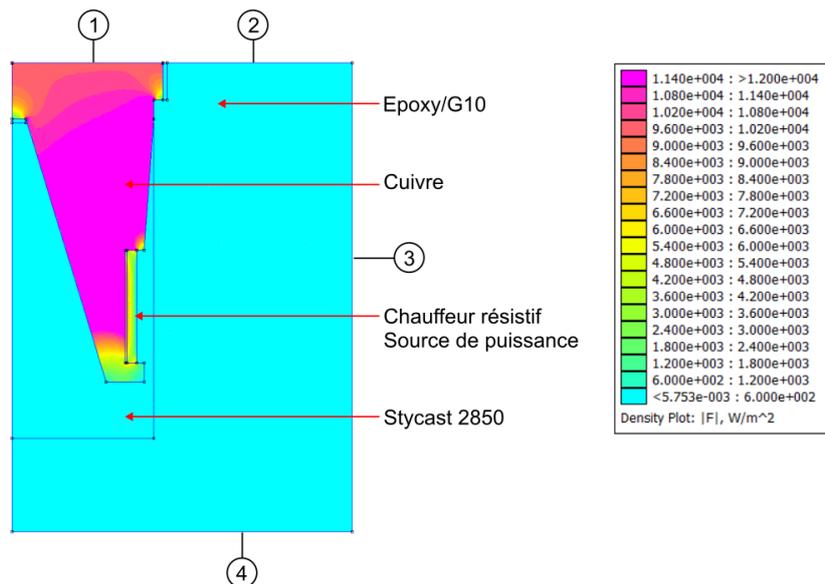


FIGURE 4.9 – Simulation numérique thermique 2D-axisymétrique de la cellule en fonctionnement dans le bain d'hélium liquide. Les conditions aux limites pour les surface 2-3-4 sont une température fixe de 4,2 K et une condition de type échange convectif avec un coefficient d'échange de $10\,000\text{ W}/(\text{m}^2\text{K})$ pour la surface 1.

TABLEAU 4.1 – Conductivités thermiques des matériaux utilisés dans la simulation numérique présentée en figure 4.9.

| Matériau | Conductivité [W/(m K)] | Ref |
|--------------|------------------------|-------|
| Cuivre | 500 | [120] |
| Stycast 2850 | 0,08 | [121] |
| G10 | 0,06 | [120] |

4.2.2 Instrumentation et mise en place de la cellule expérimentale

Le capteur de température doit être thermalisé au plus proche de la surface d'échange afin d'éviter des erreurs de mesures dues aux pertes par conduction thermique à travers l'isolation Epoxy. Le capteur est donc installé dans le fond du cône de la pièce en cuivre. Dans la première version de la cellule expérimentale les capteurs ont été collés à l'aide de Ge-Varnish 7031[®], un vernis cryogénique dont la conductivité thermique est assez faible. Avec l'isolation vide, la conductivité thermique de la liaison entre le capteur et le cuivre importe peu car il n'y a pas de flux thermique parallèle au travers de celle-ci. Dans le cas d'une isolation par Epoxy, une très faible proportion du flux thermique total (inférieure à 0,1%) passe par cette liaison avant d'arriver dans l'hélium. Ceci peut néanmoins induire une différence de température non-négligeable entre le capteur et la température que l'on souhaite mesurer (celle de la surface d'échange). Pour une couche de $200\ \mu\text{m}$ de Ge-Varnish 7031[®], l'écart induit est de 10 mK. Afin de réduire la résistance thermique de cette liaison, les capteurs sont brasés à l'aide d'indium pur. Son excellente conductivité thermique ($850\text{ W}/(\text{m K})$), 8500 fois supérieure à celle du vernis, ainsi que sa faible température de fusion, 155 °C , en fait le candidat idéal pour réaliser ce type de brasure sans dégrader le capteur. Il permet de réduire les écarts de température à 0,5 mK pour une couche de $200\ \mu\text{m}$. Les surfaces sensibles des sondes de température utilisées sont

faites en saphir ou en or, elles sont donc facilement brasables. Pour réaliser la brasure, on utilise le flux Spirflux[®] 300 qui permet la bonne adhésion de l'indium aux surfaces. Seule la pièce en cuivre est étamée pour éviter un chauffage additionnel du capteur de température. Une fois cet étamage réalisé, on régule la température de la pièce en cuivre aux alentours de 180 °C (25 °C au delà de la température de fusion de l'indium). On applique ensuite le capteur sur l'indium en fusion dans le fond de la pièce en cuivre que l'on trempe instantanément dans de l'éthanol afin de faire baisser sa température et de nettoyer la brasure. L'ensemble est soumis à un choc à l'azote liquide (77 K) pour vérifier sa bonne tenue.

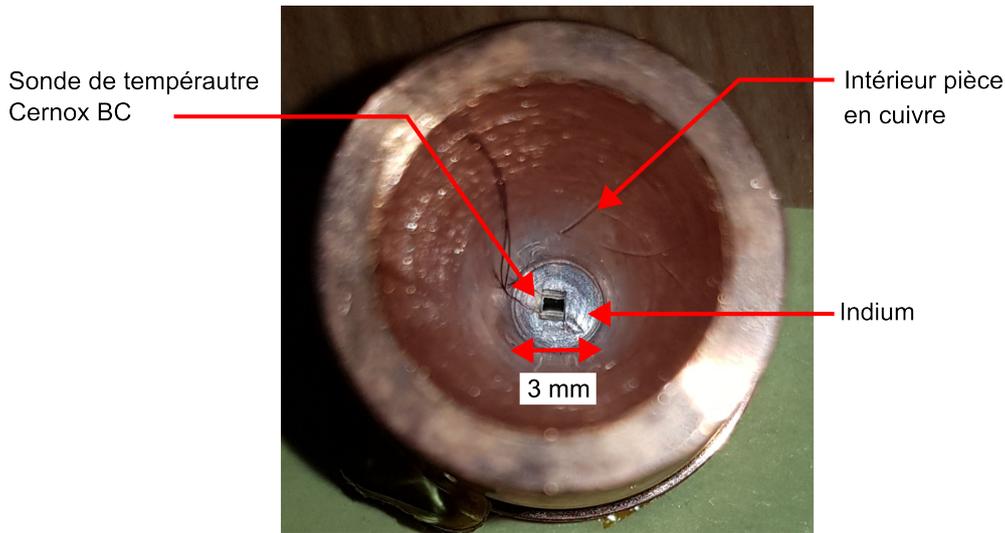


FIGURE 4.10 – Brasure de la sonde de température Cernox[®] BareChip au centre de la pièce de cuivre pour la cellule CLIO.

Comme pour la cellule avec isolation vide, le chauffeur résistif est constitué d'un enroulement bifilaire en Isotan[®] bobiné autour du cuivre pour annuler son inductance. Il est maintenu avec de la Scotch DP190[®] chargée en poudre de cuivre. Une fois le capteur brasé et le chauffeur installé, les connections 4 fils sont réalisées sur le capteur et le chauffeur. Puis la pièce en cuivre est collée à la DP190 dans la partie haute de la cellule en G10 comme en figure 4.11. La cellule est ensuite remplie de Stycast[®] FT2850 avec catalyseur 24 LV (Epoxy) comme montré en figure 4.12. Des essais de choc thermique de blocs de colle Epoxy ont été réalisés dans l'azote liquide, la Scotch DP190[®] se craquelle rapidement alors que la Stycast[®] 2850 conserve son intégrité. De plus cette colle est plus visqueuse que la Scotch DP190[®] et sera plus facile à utiliser pour remplir la cellule expérimentale. Néanmoins, sa conductivité plus élevée que celle de la Scotch DP190[®] dégradera l'isolation thermique du chauffeur vis-à-vis des pièces en G10 de la cellule. Une correction du flux thermique sera donc nécessaire a posteriori pour prendre en compte la proportion de puissance thermique dissipée dans l'hélium liquide par une autre surface que celle de la pièce en cuivre.

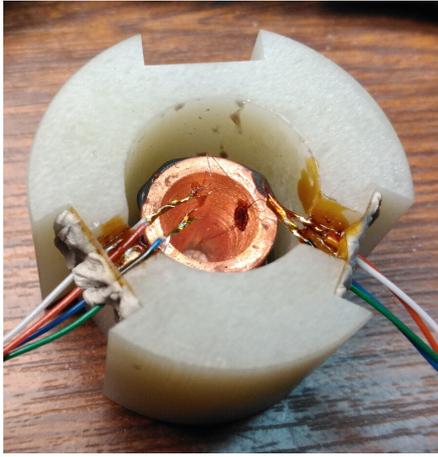


FIGURE 4.11 – Pièce en cuivre dans la cellule expérimentale en G10. Les connexions 4 fils sont ensuite préparées pour le capteur de température et le chauffeur.

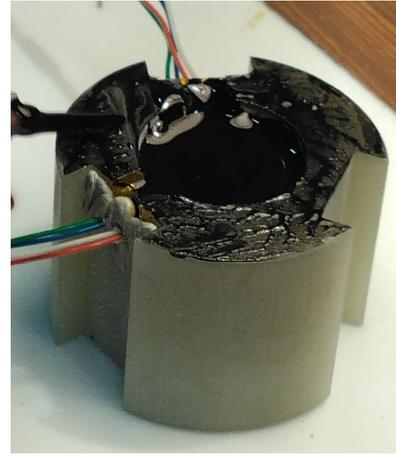


FIGURE 4.12 – Remplissage de la cellule expérimentale avec la colle Epoxy Stycast 2850[®].

4.2.3 Considérations expérimentales liées à la cellule CLIO

Contrairement à la cellule avec une isolation sous vide, la conductivité du cuivre n'est pas mesurée avec cette cellule expérimentale. La distance séparant la mesure de température de la surface d'échange est très faible mais la dégradation de la conductivité thermique du cuivre avec le champ magnétique peut induire des écarts de température entre le capteur et la surface d'échange jusqu'à 100 mK. Une caractérisation de la conductivité thermique du cuivre en fonction du champ magnétique et de la température est nécessaire. Lors de l'usinage de la pièce en cuivre, des échantillons ont été découpés pour permettre une mesure du RRR (Residual Resistivity Ratio) qui est calculé comme le rapport de la conductivité électrique entre 300 K et 4,2 K. Les conductivités électriques et thermiques étant liées, la connaissance du RRR nous donne des informations sur la valeur de la conductivité thermique en fonction du champ magnétique et de la température [122]. Par manque de temps les mesures de RRR n'ont pas pu être réalisées. Les mesures présentées issues de ce système expérimental seront donc non-corrigées.

4.3 Procédure expérimentale

4.3.1 Mesure des courbes d'ébullition

Deux méthodes sont possibles pour la mesure des courbes d'ébullition :

1. Contrôle de la température de la surface d'échange et mesure du flux thermique dissipé
2. Contrôle du flux thermique dissipé et mesure de la température de surface

Ces deux méthodes ne donnent pas les mêmes informations et pour se rapprocher des phénomènes physiques en jeu lors du refroidissement des aimants supraconducteurs la deuxième méthode est employée. En effet, les aimants dissipent une puissance thermique dans l'hélium liquide (lors d'une rampe de courant par exemple) et l'augmentation de la température de l'aimant résulte de ce flux thermique.

Lors des expériences en gravité réduite, l'aimant résistif consomme beaucoup d'électricité (jusqu'à 20 MW pour 30 T au centre de l'aimant), et nous avons accès à une quantité

limitée d'énergie (300 MWh pour une semaine d'expérience). Les mesures de courbes d'ébullition sont généralement effectuées en stationnaire, le flux thermique est fixé puis la stabilisation totale de la température est attendue avant le prochain incrément de flux. Ces méthodes nécessitent de long temps d'expérimentation incompatibles avec la consommation d'un aimant résistif. Il a donc été décidé d'effectuer ces mesures en pseudo-stationnaires. Le flux thermique est alors incrémenté de manière régulière, suffisamment lentement pour que les variations temporelles de température restent faibles mais également suffisamment rapidement pour limiter le temps nécessaire à l'obtention d'une courbe d'ébullition (convection, ébullition nucléée et ébullition en film).

Pour le choix des incréments de flux thermique, et de la durée des paliers, on se fixe d'atteindre en 1h le flux critique sous gravité normale ($10\,000\text{ W/m}^2$). Cela correspond à un incrément de 170 W/m^2 toutes les minutes. Une fois le flux critique atteint, ces incréments sont conservés pour les quelques points réalisés en ébullition en film. Le rythme de décroissance du flux thermique est ensuite plus élevé. Une conséquence de ces incréments "rapides" de flux est un écart de température entre les mesures réalisées de cette façon et celles en stationnaire. Ces écarts sont visibles sur la figure 4.13 où la caractéristique $q(\Delta T)$ d'un capteur de température (T2) obtenu avec des paliers plus longs de flux thermique est comparée à celle obtenue avec les incréments présentés précédemment (170 W/m^2 par minute).

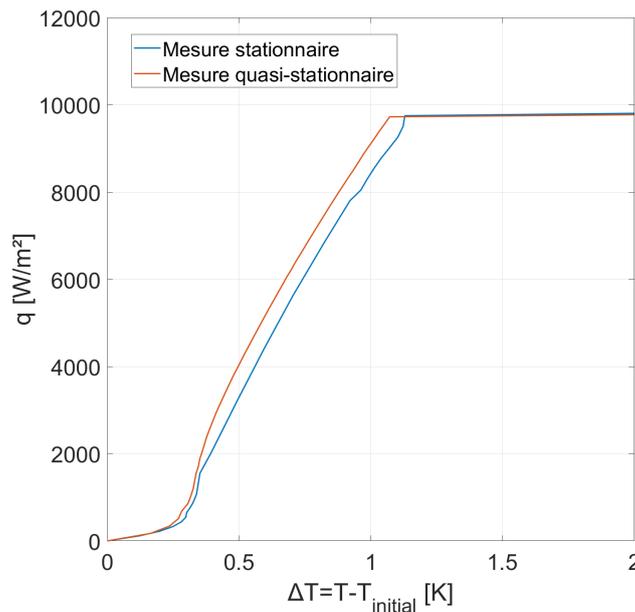


FIGURE 4.13 – Comparaison entre la caractéristique $q(\Delta T)$ du capteur T2 obtenue avec des paliers plus longs de flux thermique (courbe bleue - 4h pour atteindre $10\,000\text{ W/m}^2$) et plus courts (courbe rouge - 1h pour atteindre $10\,000\text{ W/m}^2$).

Ces écarts non-négligeables (jusqu'à 10% d'écart en ΔT) ne sont pas problématiques tant que les expériences à différents niveaux de gravité résultante sont toutes réalisées avec les mêmes incréments de flux et la même temporalité (comparaison relative valable). L'influence de la gravité résultante sur les transferts thermiques est alors caractérisable pour les essais réalisés de façons identique d'un point de vue thermique.

Cette procédure n'est valable que pour la cellule CESAR. Elle est modifiée pour la cellule CLIO, le flux thermique est incrémenté manuellement en tentant toutefois de se rapprocher du cas stationnaire. Nous y revenons par la suite en section 4.5.1.

4.3.2 Contrôle du flux thermique

Le flux thermique est imposé à l'aide d'un chauffeur résistif en Isotan[®] dont la puissance électrique dissipée provient du source-mètre Keithley[®] 2450 contrôlé en courant par Labview[®]. La résistance du chauffeur électrique évolue en fonction du champ magnétique à cause de l'effet magnéto-résistif, à courant constant la puissance dissipée évolue car elle se calcule comme : $P_t = RI^2$ avec R la résistance du chauffeur et I le courant fourni par le source-mètre. Lors des expériences à flux thermique fixe (puissance du chauffeur constante) et gravité résultante variable (champ magnétique variable), il est donc nécessaire d'asservir le courant d'alimentation du Keithley.

Pour conserver une puissance du chauffeur constante, la résistance du chauffeur résistif est mesurée par le système d'acquisition et le courant est modifié en fonction de cette mesure. Grâce au source-mètre et à la mesure quatre fils mise en place, aucun instrument de mesure supplémentaire n'est nécessaire. Ces explications sont résumées par la figure 4.14.

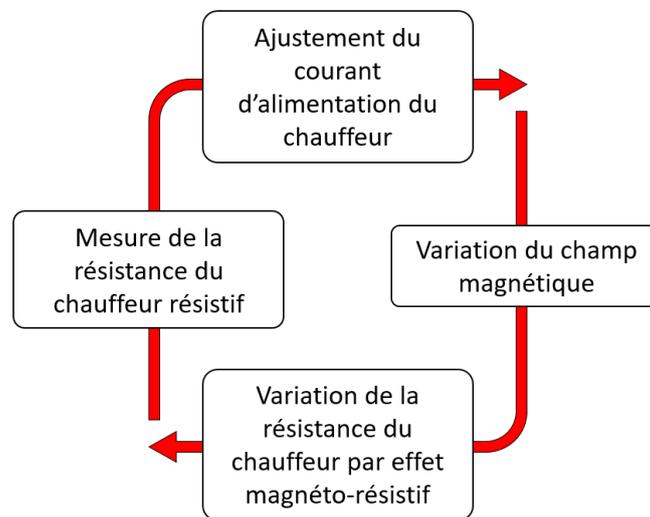


FIGURE 4.14 – Ajustement du courant du chauffeur résistif en fonction de la variation de champ magnétique.

4.4 Considérations expérimentales et réduction de données

Certaines grandeurs de l'expérience ne sont pas directement mesurables telles que la température de paroi ou la gravité résultante. Des méthodes de calcul indirectes basées sur des considérations expérimentales permettent leur évaluation. Mais avant tout nous explicitons la méthodologie employée pour prendre en compte l'effet magnéto-résistif sur la mesure de température.

4.4.1 Correction de la magnéto-résistance des sondes de température

Les sondes de température utilisées présentent une magnéto-résistance comme expliquée en section 3.3.2. Une correction de cette magnéto-résistance est nécessaire pour corrélérer la température à la mesure de la résistance. Une calibration de sondes de température Cernox[®] sous champ entre 0 T et 30 T est réalisée au LNCMI en amont de l'expérience. Néanmoins, à cause de divers problèmes expérimentaux, les capteurs calibrés n'ont pu être installés sur le système expérimental. Ce sont donc des capteurs avec uniquement la caractéristique $T = f(R)$ connue qui sont utilisés, là où une caractéristique $T = f(R, B)$ n'aurait pas nécessité de correction à posteriori. Il est possible de corriger la magnéto-résistance de ces capteurs à partir de la calibration effectuée sur d'autres sondes de température. Pour cela il faut vérifier que l'effet de magnéto-résistance du capteur que l'on souhaite corriger est similaire à ceux que l'on a calibrés.

Un essai préliminaire est dédié à cette calibration. La cellule expérimentale est alors immergée dans l'hélium liquide. Lors de la montée du champ magnétique la résistance du capteur évolue par effet magnéto-résistif. Il est donc possible de calibrer l'évolution de la résistance en fonction du champ magnétique à la température de saturation du bain. Sur la figure 4.15 est tracé la comparaison de la magnéto-résistance mesurée des deux sondes de température de la cellule expérimentale avec une sonde calibrée précédemment à la température de 4,14 K. Les magnéto-résistances mesurées sont trop éloignées des valeurs de la sonde calibrée, même si les températures des mesures ne sont pas rigoureusement identiques, pour permettre l'utilisation de la calibration précédente pour la correction de nos mesures.

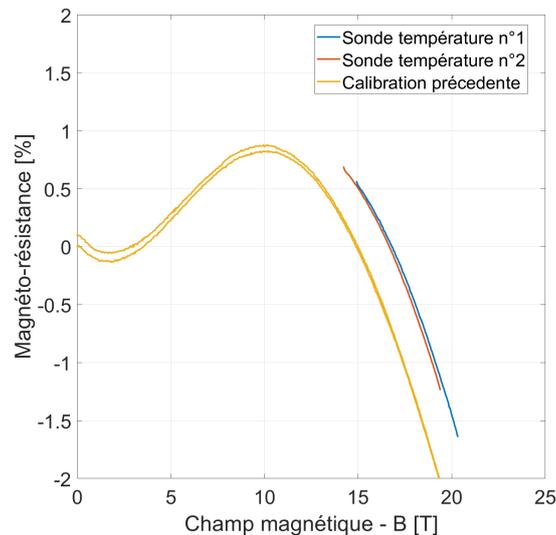


FIGURE 4.15 – Évolution de la magnéto-résistance relative, dR/R , pour les capteurs calibrés précédemment et ceux calibrés lors de cette campagne.

Pour corriger la résistance d'une sonde de température, la magnéto-résistance correspondant au champ auquel l'essai est réalisé est prise en compte et est considérée comme indépendante de la température sur la plage de température de nos essais en ébullition nucléée ($\Delta T_{max} = 1$ K). Les essais étant effectués proches de la température de saturation de l'hélium liquide (4,2 K), avec de faibles ΔT , cette hypothèse est correcte comme nous allons le montrer.

En pratique la température est corrigée de la façon suivante :

1. La magnéto-résistance du capteur, $dR(B) = \frac{R(B) - R(B=0)}{R(B=0)}$ où R est la résistance du capteur, est mesurée à 4,2 K lors de rampes en champ magnétique de l'aimant.
2. Tout au long de la rampe, la valeur du champ magnétique correspondant à la position du capteur est calculé et la valeur de dR précédemment mesurée est associée à ce champ.
3. On obtient la résistance équivalente sans champ correspondante :

$$R(B=0) = \frac{R(B)}{1 + dR(B)} \quad (4.2)$$

4. Finalement, de manière classique, la température est déduite de cette résistance à l'aide d'une interpolation polynomiale de Chebychev dont les coefficients sont fournis par le constructeur :

$$T = \sum_i a_i \cos(i \arccos(k)) \quad (4.3)$$

où a_i sont les coefficients de la fonction d'interpolation et k est une variable calculée à partir de :

$$k = \frac{(Z - Z_L) - (Z_U - Z)}{Z_U - Z_L} \quad (4.4)$$

où $Z = \log(R(B=0))$ et Z_U la valeur maximale de fonction d'interpolation et Z_L la valeur basse.

4.4.2 Méthode de déduction de la température de paroi

La cellule CESAR avec vide d'isolement a été conçue de sorte à pouvoir déterminer la conductivité de la pièce en cuivre à l'aide des deux sondes de température et de la formule 4.1. La connaissance de la conductivité permet de déterminer la température de la surface d'échange à partir des mesures de température des sondes. L'estimation de conductivité est effectuée en temps réel lors de l'acquisition des signaux de température mais c'est la valeur calculée après correction de la magnétorésistance qui sera utilisée. Le calcul de la conductivité dépend du flux thermique et de l'écart de température entre les deux capteurs. Pour limiter les erreurs il est nécessaire de la calculer lorsque l'écart entre les deux températures est le plus élevé. En pratique, cela correspond aux mesures de température qui sont réalisées juste avant le flux critique. Sur la figure 4.16 sont tracées les évolutions des conductivités obtenues pour différents essais avec différents champ au centre. On observe une stabilisation de la mesure de conductivité avant le flux critique (CHF) sauf pour la mesure à 22,5 T au centre de l'aimant, qui correspond à une gravité résultante de $\approx 0,019g$. Cela s'explique par le fait que le flux critique est très faible à ce niveau de gravité, 3000 W/m^2 , l'écart entre les températures des capteurs n'est donc pas suffisamment important pour une mesure précise.

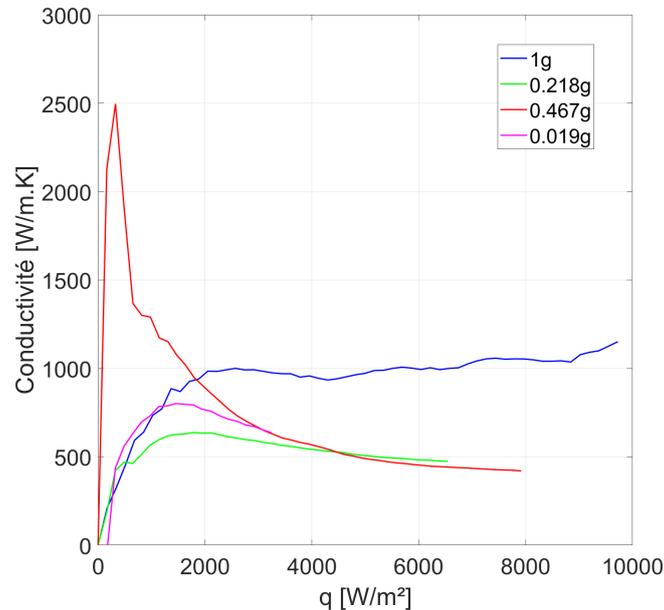


FIGURE 4.16 – Conductivité déduite des mesures de température des deux sondes et de la formule 4.1 en fonction du flux thermique avant l'apparition du flux critique. Les différentes courbes représentent des essais à différents champs centraux et donc différents niveaux de gravité résultante.

La conductivité thermique mesurée sans champ correspond à la conductivité d'un cuivre de RRR 150 ce qui correspond bien au CuC2 utilisé. La baisse de conductivité de cuivre lors de l'augmentation du champ magnétique est cohérente avec l'effet magnéto-résistif (baisse de la conductivité électrique en fonction du champ magnétique) et à la relation entre conductivité électrique et conductivité thermique de la loi de Wiedemann-Franz [122, 123]. Les mesures thermiques sous champ magnétique sont toutes effectuées dans une gamme assez restreinte comprise entre 14,2 T et 20 T. Deux valeurs de conductivité peuvent être considérées pour la détermination de la température de surface, $1000 \text{ W}/(\text{m K})$ pour les mesures sans champ magnétique et $500 \text{ W}/(\text{m K})$ avec champ magnétique.

Ces conductivités thermiques sont alors utilisées dans un modèle numérique de conduction thermique de la cellule expérimentale, le même qui a produit la figure 4.5. La résistance thermique entre la sonde de température et la surface d'échange est alors calculée comme :

$$R_{sonde-surface} = \frac{T_{sonde} - T_{surface}}{P_{thermique}} \quad (4.5)$$

où T_{sonde} et $T_{surface}$ sont les températures moyennées sur les sections du cuivre correspondant au positionnement de la sonde de température et à la surface d'échange issues du modèle numérique. $P_{thermique}$ est la puissance du chauffeur résistif dans le modèle. Cette résistance thermique est indépendante de la condition limite thermique imposée à la surface d'échange cuivre/hélium. Les simulations réalisées avec un coefficient d'échange convectif ou une température fixe comme condition limite, surface numérotée 1 sur la figure 4.5, donnent des résistances thermiques identiques.

Les deux résistances thermiques correspondant à chaque sonde de température sont calculées pour les conductivités thermiques évaluées avec ou sans champ magnétique. À partir de ces résistances thermiques et des mesures de température on déduit la température de surface pour chaque sonde :

$$T_{s1} = T_1 - R_{th1}P_t \quad (4.6)$$

où T_{s1} est la température de surface déduite de la mesure de température du capteur "1", T_1 la température mesurée du capteur "1" et R_{th1} la résistance thermique entre le capteur "1" et la surface d'échange. La température de surface utilisée pour l'analyse des données est la moyenne entre la température déduite du capteur "1" et du capteur "2" soit :

$$T_s = \frac{T_{s1} + T_{s2}}{2} \quad (4.7)$$

Malheureusement les conductivités thermiques déterminées avec cette méthode se sont montrées peu répétables lors des différentes expériences. Les très faibles écarts de température entre les deux sondes, $\Delta T = 100 \text{ mK}$ à $10\,000 \text{ W/m}^2$, associés aux incertitudes non-négligeables décrites en tableau 4.3 sont très probablement la cause pour cette non-répétabilité. Cette méthode n'est donc pas utilisée pour la déduction de la température de surface lors des expériences avec la cellule CESAR.

4.4.3 Prise en compte de la gravité résultante radiale

La prise en compte de la composante radiale de la gravité résultante est plus complexe dans l'étude du phénomène d'ébullition nucléée que dans le cas de l'ébullition en film. Par exemple, son influence sur la dynamique des bulles de vapeur n'est pas la-même dans tout l'espace au-dessus du chauffeur. La dynamique d'une bulle qui partage un axe de rotation avec celui du champ magnétique et du chauffeur n'est pas influencée par la composante radiale de la gravité résultante. En effet, l'intégrale de la force radiale sur le volume d'une telle bulle, présentée en figure 4.17a, est nul de par son invariance par rotation. Ce n'est pas le cas pour une bulle hors de l'axe de rotation du champ magnétique comme en figure 4.17b. On a donc :

Cas : bulle sur l'axe de rotation du champ magnétique

$$\iiint_{V_{bulle}} \vec{g}^* \cdot \vec{\epsilon}_r dV = 0 \quad (4.8)$$

Cas : bulle hors de l'axe de rotation du champ magnétique

$$\iiint_{V_{bulle}} \vec{g}^* \cdot \vec{\epsilon}_r dV \neq 0 \quad (4.9)$$

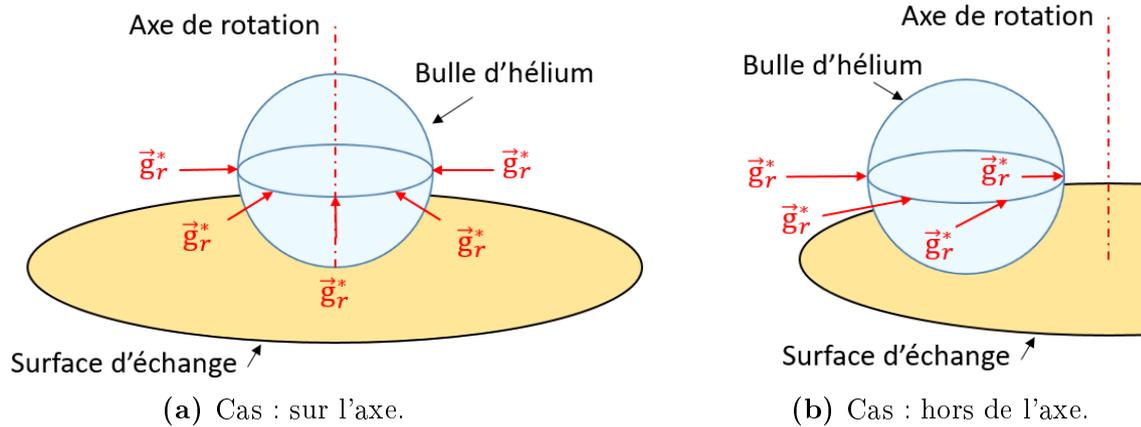


FIGURE 4.17 – Forces radiales appliquées sur une bulle hors et sur de l'axe de rotation du champ magnétique.

L'étude de l'influence de l'inclinaison de la surface relativement à la gravité terrestre sur l'ébullition nucléée a été étudiée pour de nombreux fluides tels que l'eau ou l'hélium liquide [51, 124]. Une diminution de l'efficacité des transferts thermiques est engendrée par l'augmentation de l'inclinaison de la surface d'échange. Une prise en compte de l'angle moyen d'inclinaison de la gravité résultante comme réalisé en section 3.6.2 aurait pu être effectuée pour l'intégration de la composante radiale dans l'analyse. Néanmoins, à l'inverse du flux critique, aucune corrélations n'est proposée pour prendre en compte cet effet sur l'ébullition nucléée en hélium liquide. La composante radiale de la gravité résultante est négligeable comparée à la composante axiale dans la majorité des expériences qui ont été réalisées et qui sont présentées ici. Elle n'est pas négligeable uniquement dans une seule configuration de gravité résultante rencontrée lors de nos expériences qui correspond au plus bas niveau que nous avons étudié, sa carte de gravité résultante est donnée sur la figure 4.18a. Pour la comparaison, la configuration de la gravité résultante correspondant au second plus faible niveau étudié est donné sur la figure 4.18b.

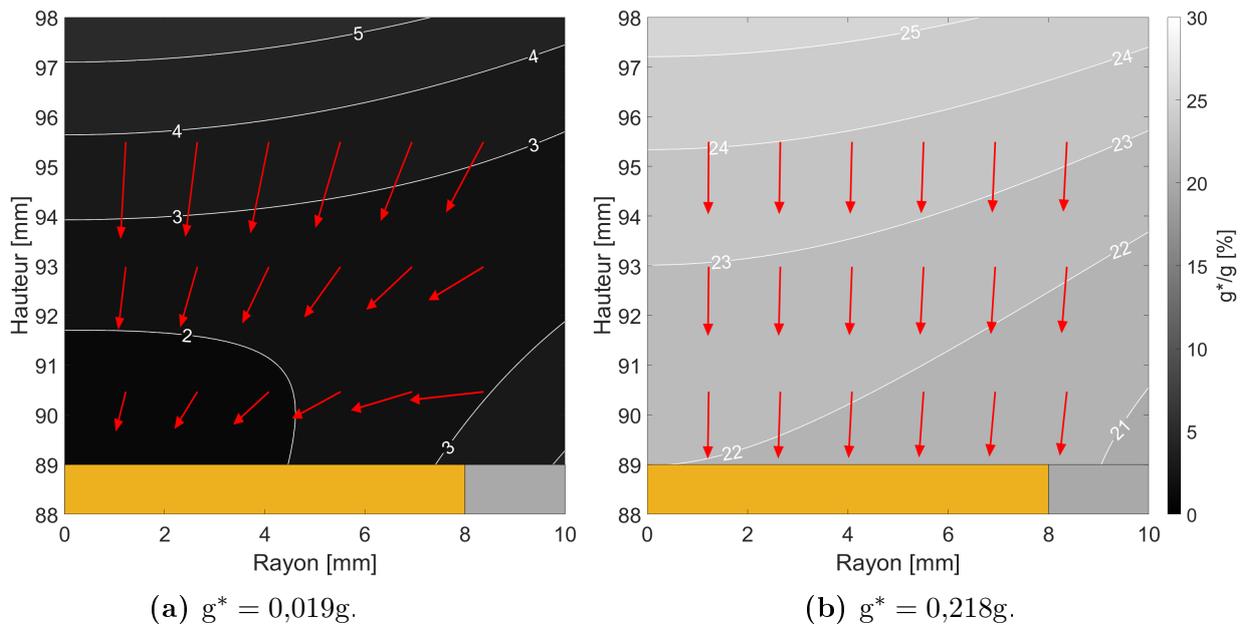


FIGURE 4.18 – Carte de gravité résultante correspondant au niveau minimum et au second niveau minimum étudié. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la gravité résultante. Les flèches rouges représentent les vecteurs \vec{g}^* .

Sur la figure 4.18b, la gravité résultante est perpendiculaire à la surface d'échange, la problématique de la composante radiale est donc bien uniquement importante dans le cas de l'expérience liée à la gravité résultante présentée sur la figure 4.18a. Néanmoins son implémentation dans l'analyse des courbes d'ébullition est trop complexe à mettre en oeuvre sans la possibilité de visualiser le phénomène. La connaissance de la dynamique des bulles en présence de ces forces radiales permettrait de la comparer aux expériences avec une surface inclinée. Pour cette raison uniquement la composante axiale \vec{g}_z^* de la gravité résultante est considérée dans l'analyse des résultats expérimentaux.

4.4.4 Calcul de la gravité résultante verticale

Comme pour les expériences relatives au flux critique présentées en chapitre 3, la gravité résultante doit être prise en compte sur un volume caractéristique des transferts thermiques étudiés. Le phénomène d'ébullition que l'on cherche à caractériser lors de ces expériences est influencé par la production de bulles de vapeur au niveau de la surface d'échange solide/liquide. Le volume utile sur lequel est calculé la gravité résultante correspond à un cylindre ayant pour base la surface de cuivre (zone de production des bulles) et pour hauteur environ celle d'une bulle. La hauteur est arbitrairement choisie à 1,5 fois le diamètre de la bulle afin de tenir compte de l'accélération subie par la bulle juste après son détachement. Le rayon théorique de ces bulles de vapeur :

$$R_{bulles} = \sqrt{\frac{6 \sin(\phi)}{2 + 3 \cos(\phi) - \cos(\phi)^3}} \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g^*}}, \quad (4.10)$$

est défini par l'angle de mouillage ϕ , et la longueur capillaire $l_c = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g^*}}$ avec σ la tension de surface [55]. A bas niveau de gravité résultante, la longueur capillaire augmente

et la taille des bulles également, cela a notamment été observé expérimentalement en oxygène liquide à l'aide de la compensation magnétique de la gravité [57].

Le diamètre des bulles émises lors de l'ébullition sous gravité normale pour l'hélium est compris entre 0,2 mm et 0,5 mm d'après Züst et al. pour une moyenne de 0,4 mm [125]. L'angle de mouillage étant très peu caractérisé pour l'hélium, seules des mesures d'angle de mouillage d'hélium superfluide sont disponibles, la formule 4.10 est complexe à utiliser [126]. Les mesures de taille de bulle réalisées par Züst et al. nous permettent de déterminer une valeur approchée du diamètre, D_{appro} , des bulles exprimée en mm :

$$D_{appro} = 0,4 \sqrt{\frac{g}{g^*}}, \quad (4.11)$$

La valeur de référence de la gravité résultante considérée pour le calcul du diamètre approximé est celle du centre de la surface d'échange. Après un premier calcul, le diamètre est re-calculé à partir de la moyenne sur le volume obtenu pour la gravité résultante. Cette étape est répétée jusqu'à convergence de la valeur moyenne volumique de la gravité résultante. Ce schéma de calcul est présenté en figure 4.19. Le volume utile de calcul de la gravité résultante est représenté en figure 4.20.

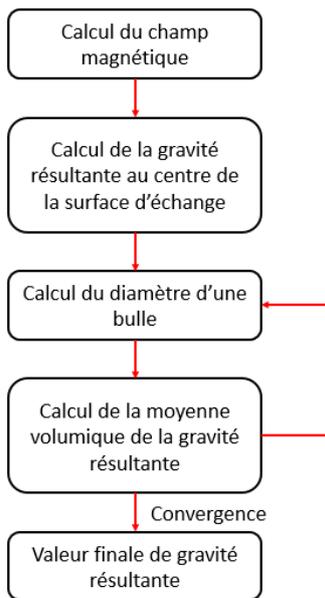


FIGURE 4.19 – Présentation du calcul de la moyenne de la gravité résultante.

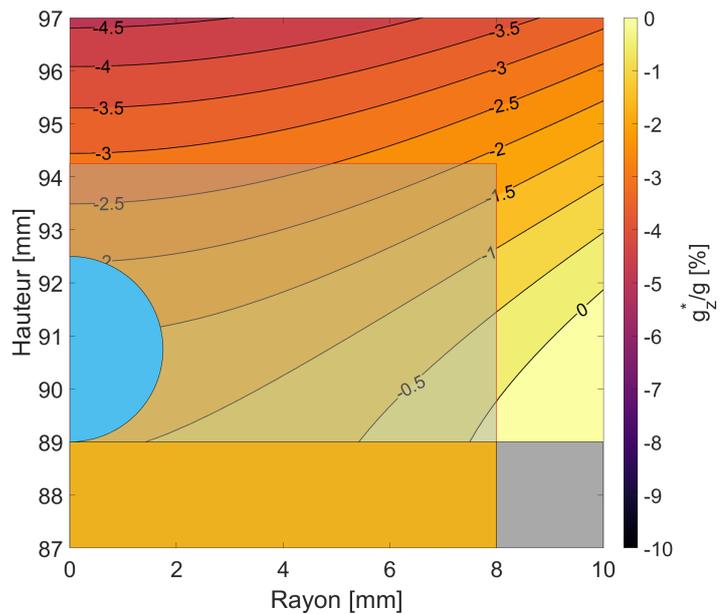


FIGURE 4.20 – Carte de la composante verticale de la gravité résultante (en % de g) proche de la compensation de la pesanteur terrestre. En orange, la géométrie de la pièce en cuivre, en gris la géométrie de l'enceinte en titane. Le demi-cercle bleu représente la taille d'une bulle correspondant au niveau de gravité résultante moyennée d'après l'algorithme, 3,5 mm. Le carré gris représente la zone sur laquelle est calculé la moyenne volumique de g^* .

4.4.5 Influence de la pression du fluide sur les mesures

Le cryostat dans lequel est installé le système expérimental est relié à un système de récupération d'hélium permettant une re-liquéfaction des vapeurs issues des différentes

expériences dans le laboratoire. L'hélium liquide est à saturation dans le cryostat, la température du bain dépend donc de la pression dans celui-ci. La pression du cryostat est influencée par le système de récupération, la température de l'hélium au repos varie donc en fonction de la pression du système de récupération. Lorsque d'autres expérimentateurs transfèrent de l'hélium liquide dans des cryostats reliés au système de récupération une partie est vaporisée et est directement transférée vers le système de récupération. Le large volume de vapeur introduit dans le système de récupération fait varier la pression de celui-ci et donc celle de notre cryostat. Ces variations de la pression de saturation de notre bain, relié également au système de récupération, sont lisibles quasi instantanément par les capteurs de température de nos cellules. Ces variations sont suffisamment faibles, < 10 mK, et peu fréquentes pour ne pas être prises en compte lors de l'analyse des signaux. De plus, les variations de propriétés thermophysiques induites sont négligeables [120].

La dépendance de la température du bain à la pression du cryostat a été utilisée pour vérifier la sensibilité des sondes de température. Lors d'une fermeture de la vanne reliant le cryostat au système de récupération, la pression dans le cryostat augmente car une faible quantité de liquide est vaporisée et ne peut être évacuée, la température de saturation augmente alors. Lors de la réouverture de la vanne, la pression du cryostat baisse en se stabilisant à la pression du système de récupération et la température retrouve sa valeur initiale. Ce phénomène prouve la bonne sensibilité des cellules expérimentales.

4.4.6 Calcul d'erreurs

Erreur de mesure du flux thermique

Les erreurs de mesure du flux thermique pour les deux cellules expérimentales CESAR et CLIO sont similaires à celles calculées en section 3.5.2. Les sources d'erreur non-négligeables sont la conduction dans la cellule expérimentale, la variation de flux thermique sur la surface d'échange et l'incertitude sur le rayon de la surface d'échange. L'influence de la conduction thermique dans les cellules expérimentales pourrait être corrigée, mais dans l'optique d'être conservateur avec les mesures, elle sera comptabilisée parmi les incertitudes de mesure. Les valeurs des sources d'erreur associées à chaque cellule expérimentale sont résumées en tableau 4.2.

TABLEAU 4.2 – Liste des sources d'erreur dans la lecture du flux thermique pour les cellules expérimentales.

| Source d'erreur | Incertitude CLIO | Incertitude CESAR |
|----------------------------------------------------|----------------------|----------------------|
| Conduction dans la cellule - $P_{\% - Conduction}$ | -1,6% | -6,5% |
| Inhomogénéité du flux thermique - $I_{\%}$ | $\pm 0,85\%$ | $\pm 1,68\%$ |
| Rayon du disque de cuivre - r_{cuivre} | $\pm 50 \mu\text{m}$ | $\pm 50 \mu\text{m}$ |

Les erreurs de mesure sont ensuite calculées à l'aide des équations 3.10 et 3.9.

Erreur de mesure des températures

Les erreurs de mesure des températures ne sont pas les mêmes pour les deux cellules expérimentales mais proviennent des mêmes sources : la thermalisation des capteurs sur les pièces en cuivre, les erreurs de calibration, l'erreur liée à la magnétorésistance des sondes et la conduction thermique dans les fils d'instrumentation. Les incertitudes liées à

la mesure des résistances et à la détermination de la température associée ainsi que celles induites par les bruits de mesures sont négligeables en comparaison avec celles présentées précédemment.

L'erreur type de calibration est de l'ordre de ± 4 mK, une erreur de ± 1 mK associée à l'interpolation polynomiale, $T = f(R)$, utilisée est aussi à prendre en compte. L'erreur liée à la thermalisation des capteurs dépend de la technique d'ancrage utilisée. La résistance des capteurs évoluant dans le temps, une variation de ± 25 mK par années écoulées depuis la calibration est à considérer [127]. Dans notre cas, cela correspond à une incertitude de ± 15 mK.

Pour la cellule CLIO, le capteur est brasé directement sur la pièce en cuivre à l'aide d'indium, le contact thermique est optimal, le gradient de température présent dans la fine couche d'indium est négligeable. L'erreur liée à la magnétorésistance des sondes de température est estimée à 0,25% due à la variation de l'effet magnéto-résistif en fonction de la température qui n'est pas considérée ici. L'erreur due à la conduction dans les fils d'instrumentation est estimée à ± 10 mK par comparaison avec une expérience passée similaire [128].

Pour la cellule CESAR, les capteurs sont collés avec du GE[®] Vanish-7031 qui présente une conductivité thermique largement inférieure à celle de l'indium (0,1 W/(m K) contre 50 W/(m K) à 4,2 K) [129, 130]. L'erreur induite par cette couche de vernis est néanmoins totalement négligeable due à l'implémentation des capteurs à l'extérieur de la pièce en cuivre, il n'y a donc pas de conduction "radiale" de la chaleur dans cette couche de vernis. Néanmoins, l'ancrage des capteurs à l'extérieur induit une variation de température sur la surface du capteur. Cette variation de température est estimée d'après la conduction dans la pièce en cuivre à $\pm 0,5\%$. L'erreur liée à la conduction des fils d'instrumentation est similaire à celle de la cellule CLIO. L'erreur induite par l'effet magnéto-résistif est la même que pour la cellule CLIO. Le tableau 4.3 résume les erreurs de la lecture de température pour les cellules CESAR et CLIO.

TABLEAU 4.3 – Liste des sources d'erreur dans la lecture de la température pour les cellules expérimentales.

| Source d'erreur | Incertitude CESAR | Incertitude CLIO |
|----------------------------------------------------------------------|-------------------|------------------|
| Thermalisation des capteurs - $\epsilon_{\% - Conduction}$ | $\pm 0,5\%$ | - |
| Variation temporelle de la résistance des capteurs - Δ_{temp} | ± 15 mK | ± 15 mK |
| Calibration - $\Delta_{calibration}$ | ± 5 mK | ± 5 mK |
| Magnéto-résistance - $\epsilon_{\% - magneto}$ | $\pm 0,25\%$ | $\pm 0,25\%$ |
| Conduction fils instrumentation - $\Delta_{conduction}$ | ± 10 mK | ± 10 mK |

Le calcul de l'erreur liée à la valeur de ΔT est présenté en équation 4.12.

Calcul de l'erreur liée au terme ΔT

$$\Delta_{\Delta T} = \Delta_{temp} + \Delta_{calibration} + \Delta_{conduction} + \epsilon_{\% - magneto} \Delta T + \epsilon_{\% - Conduction} \Delta T \quad (4.12)$$

Les erreurs de mesures décrites sont importantes mais elles permettent d'être conservateur. Elles sont représentées sur les figures suivantes par les surfaces colorées représentant les points de mesures avec les erreurs associées. Elles sont typiquement de l'ordre de grandeur de la dizaine de mK et de la centaine de W/m².

4.5 Résultats expérimentaux

4.5.1 Courbes d'ébullition en fonction de la gravité résultante

A l'aide des deux cellules expérimentales, avec isolation sous vide et isolation solide, des courbes d'ébullition, ou courbes de Nukiyama, ont été réalisées à différents niveaux de gravité variant entre 1g et 0g [49].

Mesures avec la cellule à isolation vide CESAR

Les courbes d'ébullition lient normalement la variation de température de la surface d'échange en fonction du flux thermique dissipé. La cellule avec une isolation sous vide est conçue pour déduire des mesures de température celle de la surface d'échange. Cette méthode décrite en section 4.4.2 n'est malheureusement pas utilisable à cause d'une non-répétabilité des mesures de conductivité thermique, possiblement due à une thermalisation non-optimale des capteurs de températures. Les températures utilisées dans les courbes suivantes sont donc les températures "brutes" mesurées par les capteurs (avec correction de leurs magnétorésistances respectives).

Les courbes de l'évolution des températures mesurées par les capteurs T1 et T2 (en figure 4.1) en fonction du flux thermique sont données en figures 4.21a et 4.21b.

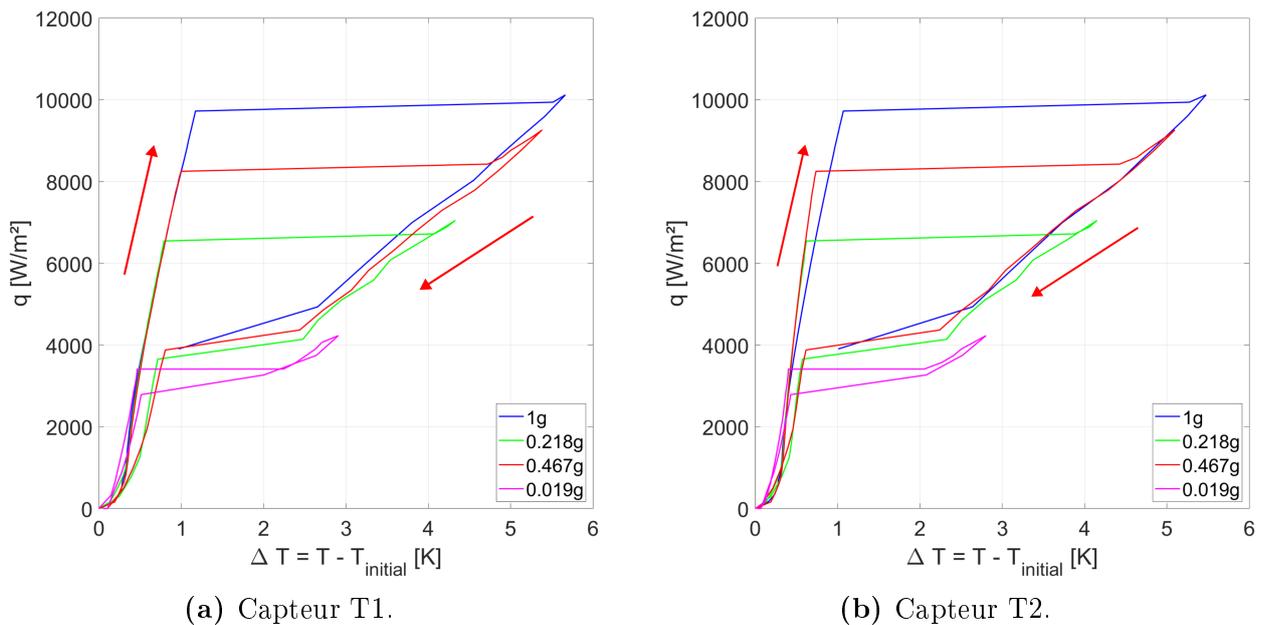


FIGURE 4.21 – Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité.

On retrouve sur ces courbes les principales caractéristiques de l'ébullition en bain. La première pente "raide" pour $0 \text{ K} < \Delta T < 1,2 \text{ K}$ (pour 1g) correspond à l'ébullition nucléée où le coefficient d'échange (pente de la courbe) est optimal. Un grossissement des courbes pour ce régime (correspondant aux mesures avant flux critique) est proposé en figure 4.22a et 4.22b.

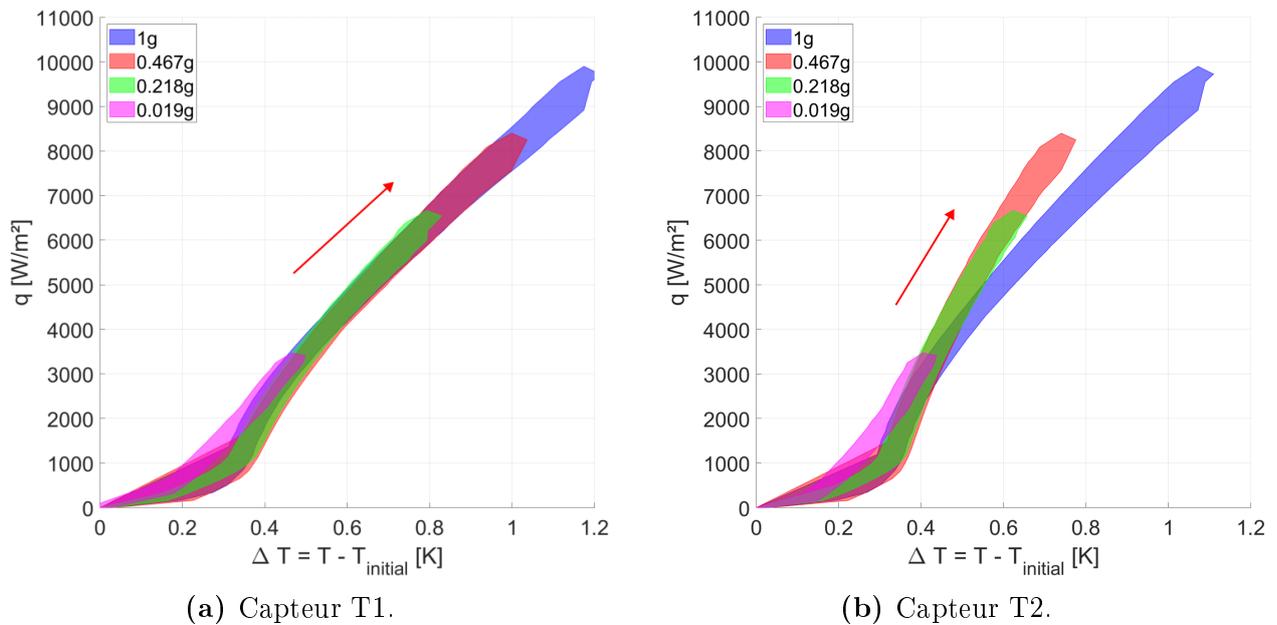


FIGURE 4.22 – Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. La surface de la courbe correspond à la prise en compte des erreurs. Extrait des courbes 4.21a et 4.21b pour un ΔT entre 0 K et 1,2 K.

Il n'est à pas possible de comparer ces courbes aux corrélations d'ébullition à cause du terme conductif présent dans les températures mesurées (lié à la conduction dans la pièce de cuivre). Néanmoins, il est possible de constater que la dégradation du coefficient d'échange en ébullition nucléée prévue par certaines des corrélations les plus utilisées telle que celle de Rohsenow pour $g^* < 1g$ n'a pas lieu. En effet, la pente de $q = f(\Delta T)$ ne décroît pas pour g^* décroissant. De plus la conductivité thermique de la pièce en cuivre est abaissée par le champ magnétique, pour une température mesurée identique entre un essai à $g^* = 1g$ et $g^* < 1g$, la température de surface déduite est plus faible lors de l'essai sous champ magnétique. Cela induit une amélioration des transferts thermiques à bas niveau de gravité si on observe les figures 4.21b et 4.22b. Ces résultats ne sont pas en désaccord avec la littérature existante sur le sujet. D'après les nombreuses mesures de transfert thermique en bain effectuées en microgravité dont les résultats ont été résumés par P. Arlabosse, aucune tendance claire n'apparaît quant à l'influence de la gravité sur l'ébullition [131]. Les résultats obtenus ici ne permettent pas de déterminer une évolution du transfert thermique en fonction de la gravité à cause de l'impossibilité d'obtenir une mesure précise de la température de surface. On peut néanmoins en déduire une non-dégradation des coefficients d'échange liés à l'ébullition à bas niveau de gravité voir une amélioration. Cela correspond également aux mesures d'ébullition de Merte et al. réalisées sous différents niveaux de gravité résultante en azote liquide [73].

Le second point caractéristique identifiable sur les courbes présentées en figures 4.21a et 4.21b est le flux critique et la transition en ébullition en film. Cette transition est marquée par une très forte augmentation de la température pour une très faible augmentation de flux thermique comme observée lors des premières expériences en chapitre 3. La dépendance du flux critique par rapport à la puissance $\frac{1}{4}$ de la gravité avait alors été démontrée à l'aide de mesures effectuées pour $0,03g < g^* < 2,5g$. Les flux critiques observables sur les figure 4.21a et 4.21b sont également en accord avec la théorie du CHF présentée en chapitre 3. La corrélation des flux critiques mesurés avec la forme de Kutaladze en équation

3.5 est donnée en figure 4.23.

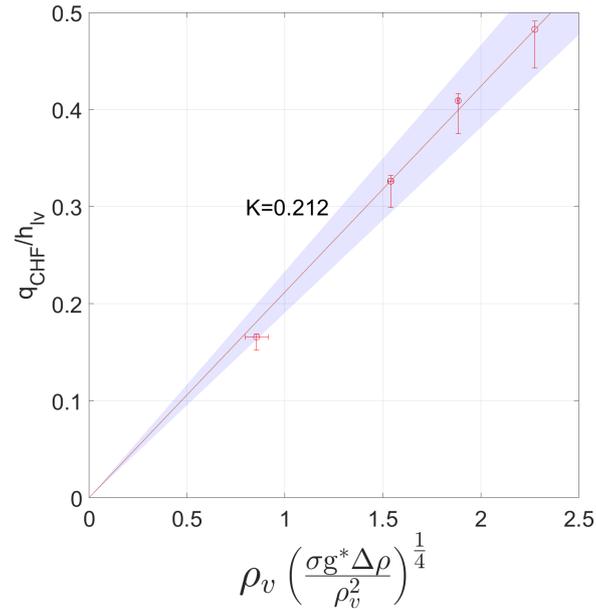


FIGURE 4.23 – Corrélation du flux critique avec la forme de Kutateladze pour différents niveaux de gravité résultante. La surface bleue correspond à la zone balayée par la droite de coefficient directeur $K=0,212\pm 10\%$.

Le coefficient K issu de la corrélation diffère légèrement de celui mesuré lors de la première campagne expérimentale (0,212 contre 0,198 soit 6% d'écart). Les cellules expérimentales étant différentes avec une configuration de chauffeur différents, ce léger écart est justifié. D'autant plus que la valeur de 0,212 est cohérente avec d'autres résultats expérimentaux issus de la littérature détaillés en section 3.6.4. Cela démontre la validité du système et du principe expérimental pour l'étude du flux critique sous gravité variable.

Au-delà du flux critique des mesures ont été effectuées dans le régime de l'ébullition en film. Dans un premier temps avec des incréments de flux croissants de 500 W/m^2 puis par incréments décroissants de -500 W/m^2 jusqu'à atteindre le flux minimal, caractéristique de la transition de l'ébullition en film vers l'ébullition nucléée. Les mesures de $Q = f(\Delta T)$ entre le flux critique et le flux minimal sont présentées dans les figures 4.24a et 4.24b.

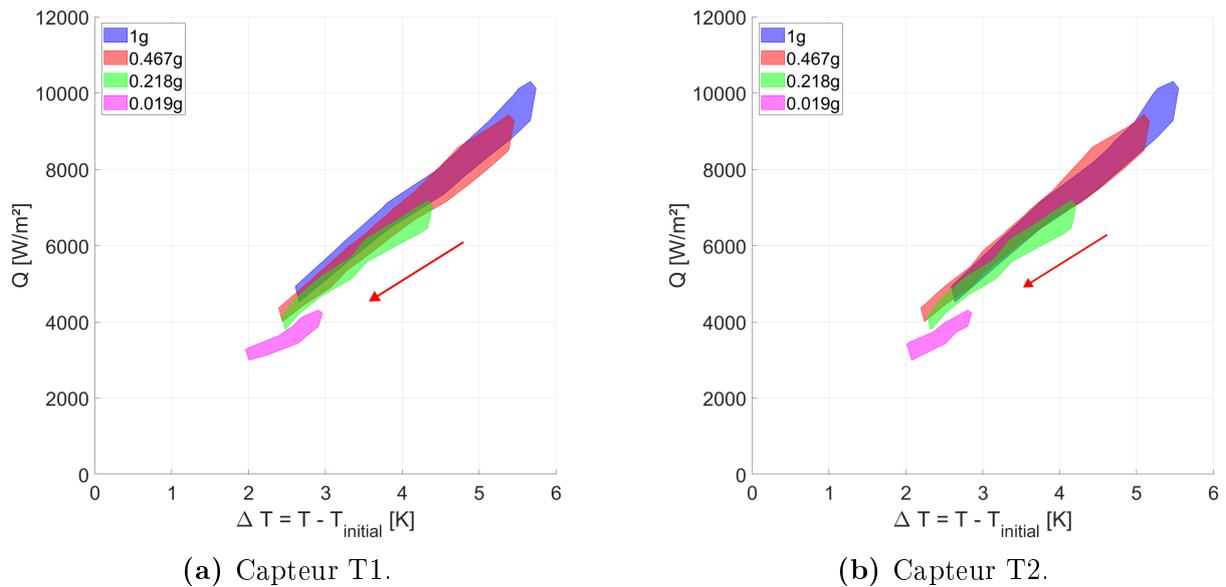


FIGURE 4.24 – Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. Extrait des courbes 4.21a et 4.21b dans le régime de l'ébullition en film.

Comme pour le régime de l'ébullition nucléée il est impossible de comparer précisément les mesures expérimentales aux corrélations existantes pour l'ébullition en film. Néanmoins, d'après la corrélation donnée en équation 1.23, le coefficient d'échange évolue tel que $h \propto (gg^{\frac{1}{2}})^{\frac{1}{4}} = g^{\frac{3}{8}}$ et est donc dégradé lorsque g^* est faible. C'est la tendance observée sur les figures 4.24a et 4.24b où la pente diminue lorsque la gravité résultante diminue. Malheureusement, d'autres mesures à des flux thermiques plus élevés auraient été nécessaires afin d'observer et de confirmer la tendance sur une plage plus large de flux thermique.

Le dernier point identifiable est le flux minimal. Il évolue en fonction de la gravité résultante et d'après Lienhard et Wong il s'exprime comme,

Expression du flux minimum

$$q_{min} = 0,16\rho_v h_{lv} \left(\frac{\sigma g(\rho_l - \rho_v)}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (4.13)$$

où ρ_v est la densité de la phase vapeur, ρ_l la densité de la phase liquide, h_{lv} l'enthalpie de vaporisation et σ la tension de surface [132]. Cette formule prédisant un flux minimum autour de 3000 W/m^2 sous gravité terrestre correspond bien à des mesures effectuées en hélium liquide à saturation sur d'autres expériences et peut donc être appliquée à l'hélium [133]. Les flux minimums correspondant aux mesures expérimentales des figures 4.24a et 4.24b sont comparés à la formule 4.13 en figure 4.25.

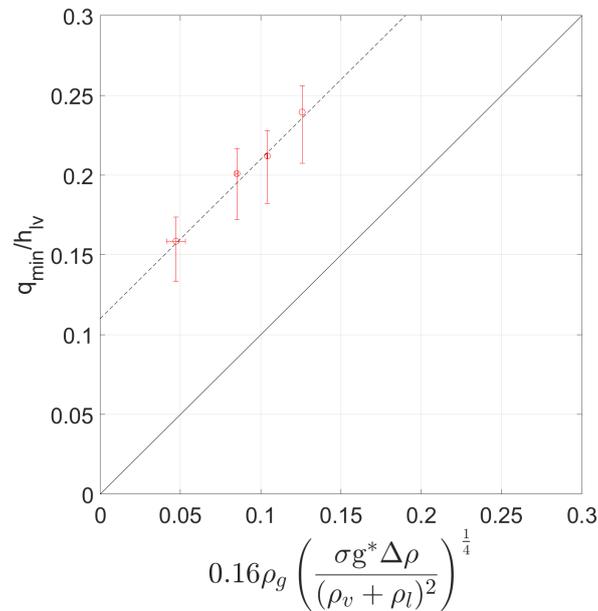


FIGURE 4.25 – Comparaison des flux minimums mesurés avec l'équation 4.13 en ligne noire pleine. La ligne pointillée représente l'équation 4.13 à laquelle est rajouté un terme constant.

Les mesures suivent l'évolution linéaire du flux minimum par rapport à $g^{\frac{1}{4}}$ mais elles ne correspondent pas à l'équation 4.13. Cette différence n'est pas comprise pour le moment.

En résumé, les expériences réalisées avec la cellule CESAR dans la station M10 :

- ont confirmé la variation en $g^{1/4}$ du flux critique. Le coefficient K de la formule 3.5 obtenu lors de cette campagne de mesure est similaire à 6% près à celui obtenu lors de la première campagne avec la première cellule et à ceux disponibles dans la littérature [116].
- ont montré que dans le régime d'ébullition nucléée les transferts thermiques ne sont pas dégradés par une baisse de la gravité.
- ont montré qu'en ébullition en film les transferts thermiques sont légèrement dégradés par la baisse de gravité.
- ont montré une variation en $g^{1/4}$ du flux minimum, mais avec un écart constant par rapport à la formule 4.13.

Mesures avec la cellule à isolation solide CLIO

Les mesures de courbes d'ébullition sont également effectuées à l'aide de la cellule CLIO dont les résultats sont donnés en figure 4.26. Le capteur de température étant très proche de la surface d'échange, la valeur de température lue par le capteur est alors très proche de celle de la surface.

Les essais ont été réalisés avec des incréments de flux variables. Pour l'essai à 1g ce sont des incréments de 300 W/m^2 qui ont été utilisés, le temps entre chaque palier correspond à la stabilisation de la température. Pour les essais à 0,219g et 0,0124g des incréments variables de 20 W/m^2 à bas flux (jusqu'à 300 W/m^2 ou 500 W/m^2) puis 50 W/m^2 jusqu'à 1000 W/m^2 , 100 W/m^2 jusqu'à 2000 W/m^2 , 200 W/m^2 jusqu'à 8000 W/m^2 puis 500 W/m^2 jusqu'à la fin de l'essai. A chaque fois, la stabilisation de la température est attendue avant le prochain incrément.

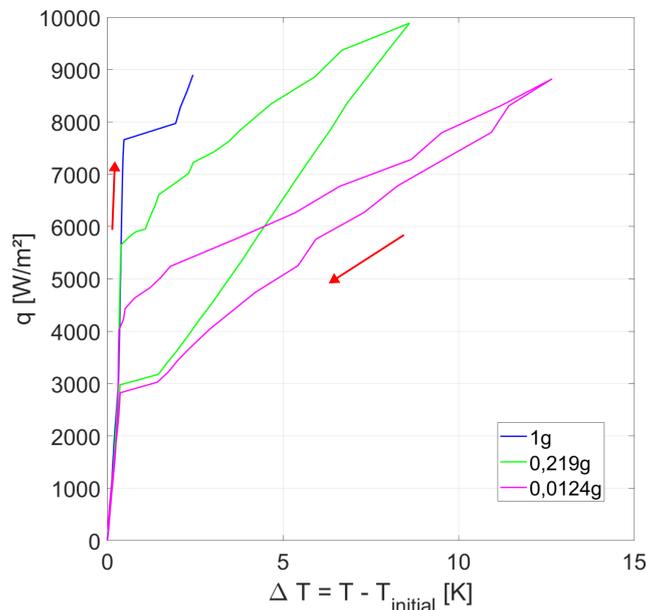


FIGURE 4.26 – Flux thermique en fonction de l'élévation de température du capteur. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité.

Les mesures dans le régime d'ébullition en film se sont avérées décevantes. La présence d'une hystérésis importante entre la montée du flux thermique et sa descente empêche une étude rigoureuse de ce régime. De plus, on ne retrouve pas les grandes augmentations de température apparaissant lors du changement de l'ébullition nucléée vers l'ébullition en film. Malheureusement, aucune explication n'a été trouvée pour ces résultats.

Les courbes d'ébullition avant le dépassement du flux critique sont données en figure 4.27 pour trois niveaux de gravité résultante.

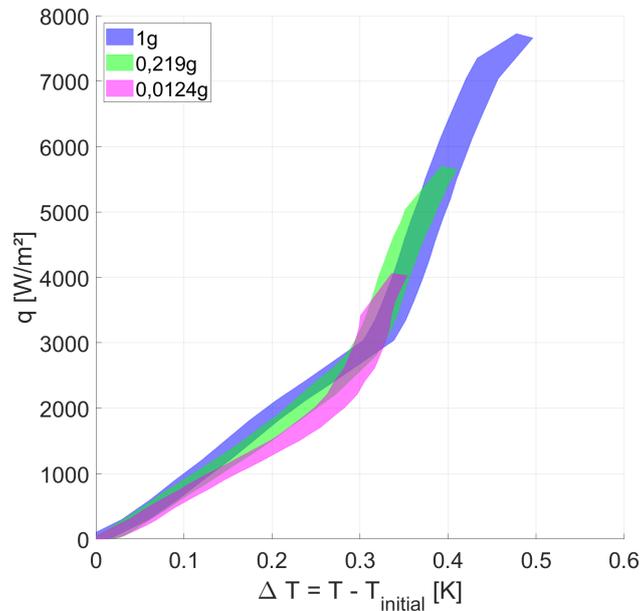


FIGURE 4.27 – Flux thermique en fonction de l'élévation de température du capteur. Les surfaces de couleur représentent l'agrégation des points expérimentaux avec les erreurs de mesure décrites précédemment. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. Zoom de la figure 4.26 avant flux critique.

Deux régimes de transfert thermique sont distinguables. Un premier régime pour $0\text{ K} < \Delta T < 300\text{ mK}$ où le flux thermique est proportionnel à ΔT^n avec $n = 1$ ou $1,2$. Et une seconde partie où le flux thermique est proportionnel à $\Delta T^{2,5}$. Les courbes correspondant à chaque gravité résultante étudiée sont comparées à ces deux régimes en figure 4.28, 4.29 et 4.30.

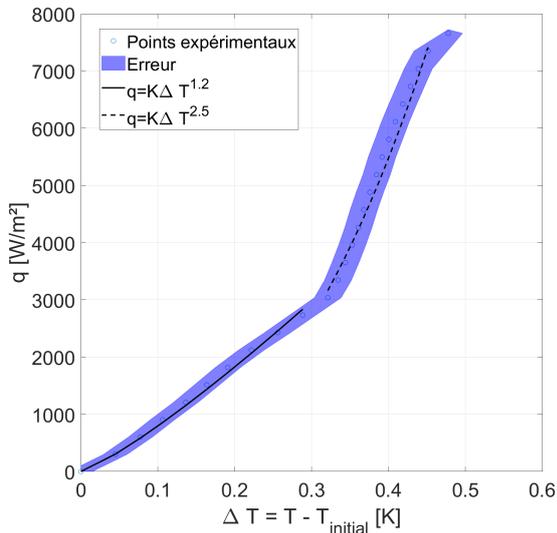


FIGURE 4.28 – Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 1g.

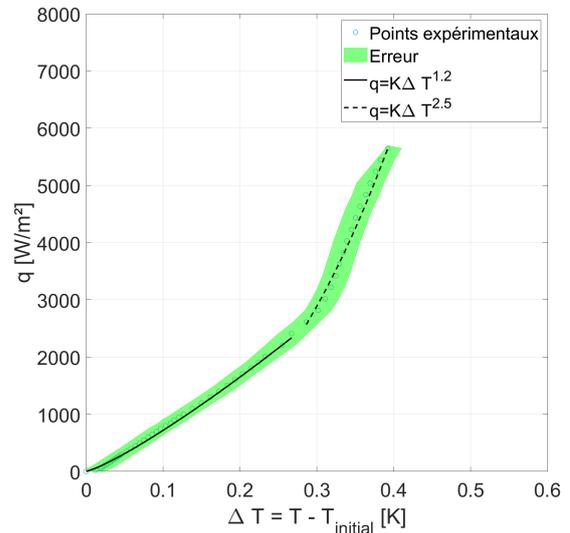


FIGURE 4.29 – Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 0,219g.

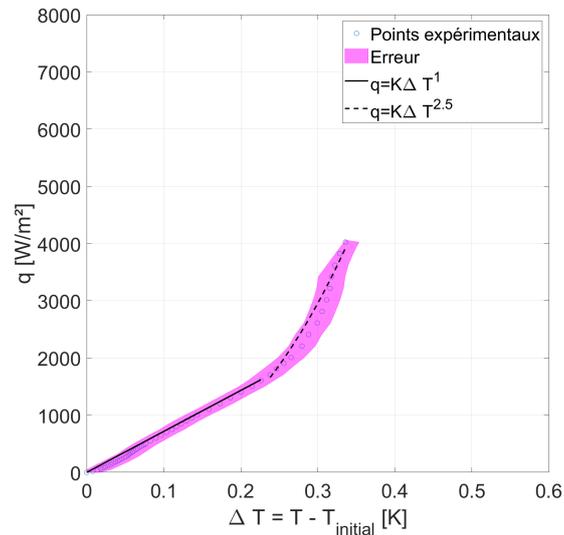


FIGURE 4.30 – Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 0,0124g.

La seconde pente correspond au régime de l'ébullition nucléée dont la dépendance du flux thermique en $\Delta T^{2,5}$ est cohérente avec différents résultats expérimentaux en hélium liquide [128, 134]. Elle correspond également à la corrélation proposée par Kutateladze [115]. Schmidt a également proposé une corrélation conservatrice de la forme $q = K\Delta T^{2,5}$ à destination de l'étude de la stabilité des systèmes supraconducteurs refroidis en hélium liquide [135]. Comme pour les mesures réalisées avec la cellule à isolation vide, les transferts thermiques en ébullition nucléée ne sont pas dégradés par la réduction de la gravité résultante et semblent même être améliorés.

La première pente correspondrait alors au régime de convection naturelle, or le flux thermique de transition entre les deux régimes ne correspond pas aux ordres de grandeur mesurés lors d'autres expériences. La transition s'effectue vers 3000 W/m² dans nos mesures alors qu'elle se produit habituellement vers 500 W/m² [128]. Néanmoins, la surchauffe correspondant au début du régime d'ébullition nucléée ($\Delta T = 0,3$ K) est en accord avec des mesures issues d'autres expériences d'ébullition en régime stationnaire [51, 128, 136]. Seule une observation visuelle de la surface d'échange permettrait d'affirmer qu'il s'agit uniquement de convection naturelle.

4.5.2 Réponse transitoire à un échelon de flux thermique

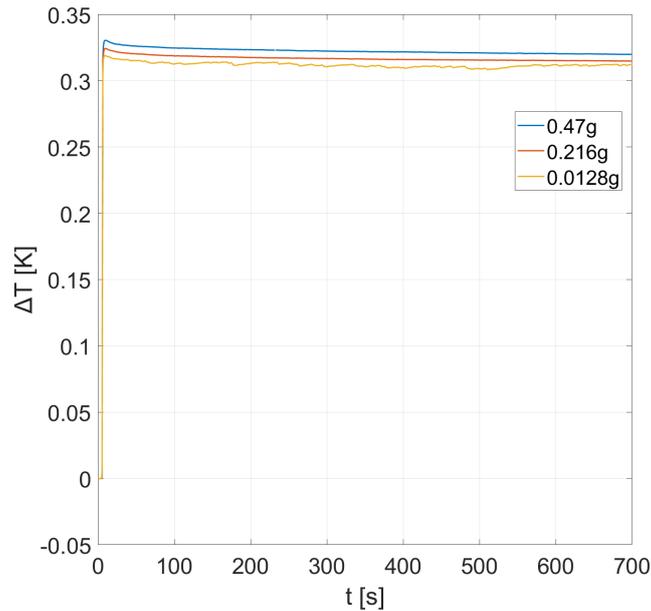
A l'aide de la cellule à isolation solide CLIO, des mesures d'évolution temporelle de la température lors de l'application d'un échelon de flux thermique ont été réalisées à différents niveaux de gravité résultante. Ces essais permettent de représenter le phénomène de dégradation des transferts thermiques qui apparaît sur un aimant qui dissipe de la chaleur lorsque la gravité est inversée. Lors de ces essais, la gravité résultante est imposée sur la surface d'échange puis un échelon de flux de chaleur de valeur 1000 W/m² ou 3000 W/m² est appliqué à la cellule expérimentale. L'échelon est maintenu pendant environ 700 s avant que le flux thermique ne soit mis à 0 W/m². La température est corrigée de la même façon qu'en section 4.4.1.

Les niveaux de gravité résultante étudiés sont résumés dans le tableau 4.4.

TABLEAU 4.4 – Données expérimentales des mesures de réponse temporelle à un échelon de flux de chaleur.

| g^* | Flux thermique [W/m^2] | Position axiale [mm] | Champ au centre [T] |
|---------|------------------------------------------|----------------------|---------------------|
| 0,47g | 3000 | 89 | 16,5 |
| 0,216g | 3000 | 89 | 20 |
| 0,0128g | 3000 | 89 | 22,5 |
| -0,124g | 3000/1000 | 89 | 24 |
| -0,319g | 3000/1000 | 89 | 26 |

La rapidité de la réponse en température de la cellule expérimentale à un échelon de flux thermique ne semble pas être influencée par la gravité résultante pour les trois essais où $g^* > 0g$. La différence de température, $\Delta T = T - T_{initial}$, est tracée sur la figure 4.31 en fonction du temps. On constate que la température se stabilise après une centaine de secondes quelque soit le niveau de gravité résultante. Le ΔT est compris entre 0,31 K et 0,325 K pour tous les essais. La différence de température en fonction de la gravité résultante suit la même tendance qu'observée sur les mesures de courbes d'ébullition, c'est à dire une amélioration des échanges thermiques lorsque la gravité résultante baisse.

**FIGURE 4.31** – Réponses temporelles des mesures de température de la cellule CLIO à un échelon de flux thermique de $3000 \text{ W}/\text{m}^2$ pour différents niveaux de gravité résultante où $g^* > 0g$.

Les mesures en gravité surcompensée, $g^* < 0g$, montrent un comportement totalement différent des mesures précédentes (cf figure 4.31). La température ne se stabilise plus, elle croît pendant les 700 s de l'échelon de flux thermique et les différences de température mesurées sont beaucoup plus élevées. On mesure un ΔT de 34 K pour la mesure à -0,319g contre 0,32 K pour la mesure à 0,0128g après 700 s.

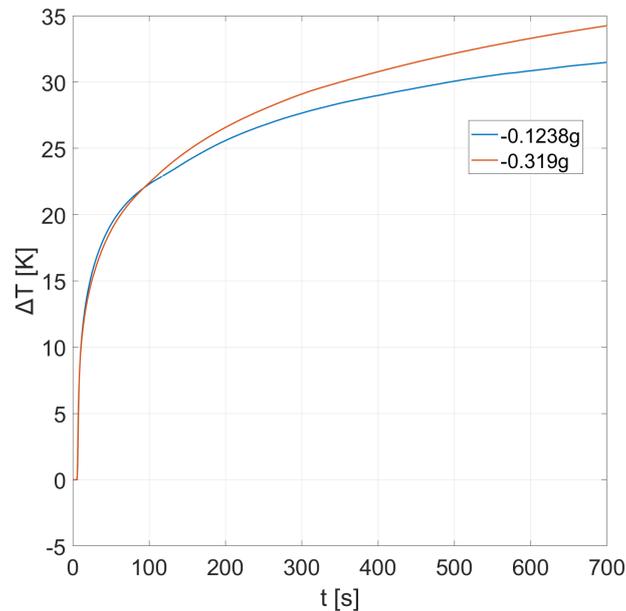


FIGURE 4.32 – Réponses temporelles des mesures de température de la cellule CLIO à un échelon de flux thermique de 3000 W/m^2 pour différents niveaux de gravité résultante $g^* < 0g$.

La raison principale de ces très fortes élévations de température est l'inversion de la gravité au-dessus de la surface d'échange. Les bulles de gaz ne peuvent être évacuées dans le bain et forment alors une couche de vapeur recouvrant la surface d'échange. Comme pour l'ébullition en film, les échanges thermiques entre la surface et le bain liquide sont alors limités à du rayonnement thermique et de la conduction au travers du film de vapeur. L'élévation de température est alors liée à l'épaisseur de vapeur séparant la surface du cuivre avec le liquide. Le piégeage de vapeur dû à l'inversion de gravité dans les deux essais présentés démontre un phénomène critique, potentiellement responsable des élévations de température qui apparaissent dans les aimants refroidis en bain.

Les cartes de gravité résultante pour les deux essais en gravité surcompensée sont présentées en figures 4.33a et 4.33b. Sur la figure 4.33a où la gravité résultante vaut $-0,319g$ au centre du disque, la zone d'accumulation de vapeur peut exister entre $z = 89 \text{ mm}$ et $z = 120 \text{ mm}$ avec un ΔT de 34 K à 700 s . Cette zone est plus petite pour l'essai à $-0,124g$, elle est comprise entre $z = 89 \text{ mm}$ et $z = 105 \text{ mm}$ avec un ΔT de 31 K à 700 s .

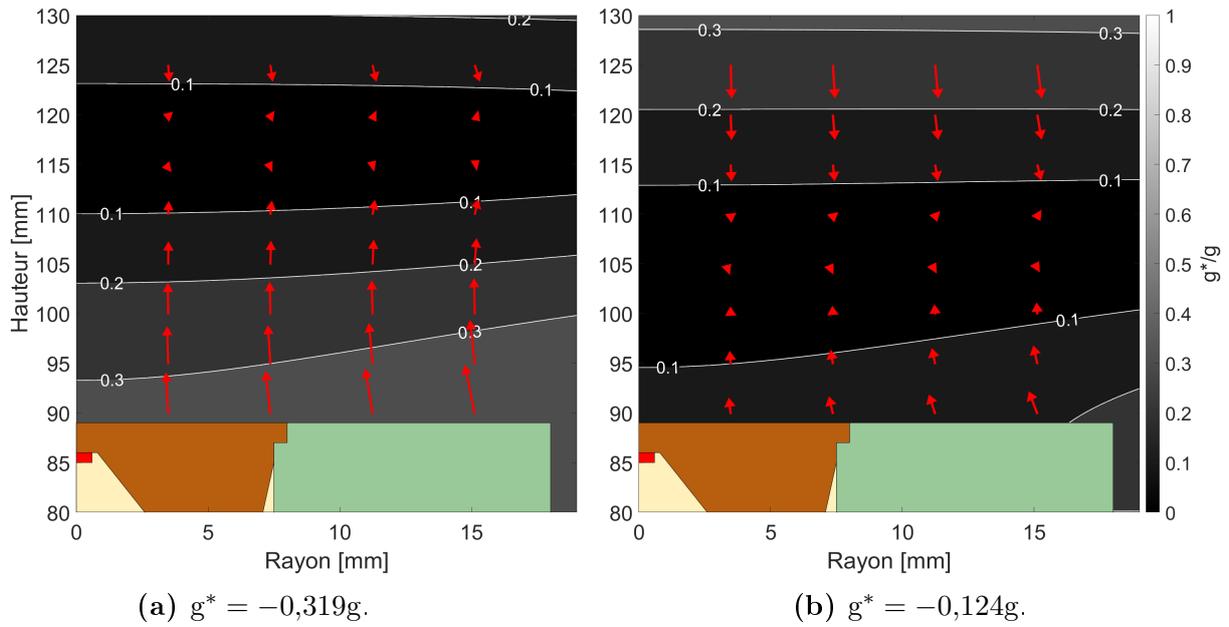


FIGURE 4.33 – Carte de gravité résultante correspondant à $-0,124g$ et $-0,319g$. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la gravité résultante. Les flèches rouges représentent les vecteurs \vec{g}^* . Vert : pièce en G10, orange : pièce en cuivre, rouge : capteur de température, jaune : epoxy.

La confirmation qu'une couche de vapeur soit responsable des fortes élévations de température peut être obtenue lors de l'arrêt des échelons de flux thermique et de la descente du champ magnétique. Lors des essais à $g^* < 0g$, le flux thermique est mis à 0 W/m^2 après 700 s, puis le champ magnétique est abaissé. Après arrêt du flux thermique, la température baisse lentement montrant qu'un film de vapeur empêche le refroidissement rapide de la surface de cuivre. Ce film de vapeur est maintenu en place par les forces de gravité. Mais lorsque les courants d'alimentation des aimants sont diminués en dessous d'une certaine valeur, la température chute soudainement pour se stabiliser vers 4,2 K, la température de saturation du bain d'hélium. Lors de la diminution des courants, les forces magnétiques sont réduites et ne permettent donc plus le maintien de la couche de vapeur. Elle est relâchée dans le bain, le liquide froid remouille la surface d'échange et abaisse sa température. La figure 4.34 présente l'évolution de la température lors de la baisse des courants et après l'arrêt du flux thermique. Elle illustre parfaitement cette phénoménologie.

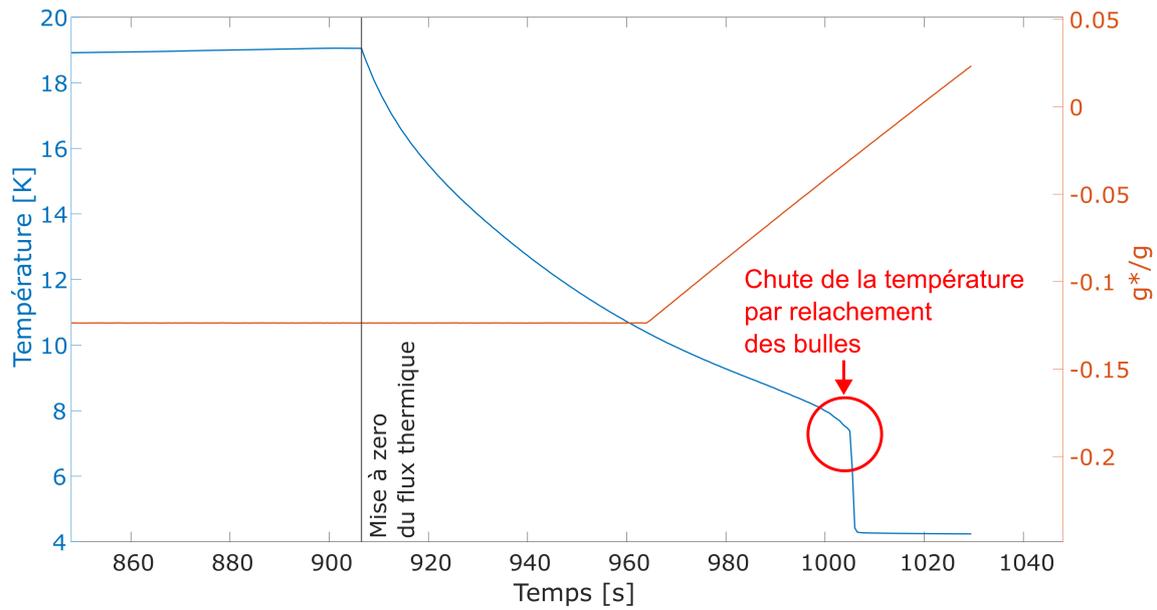


FIGURE 4.34 – Réponse temporelle de la mesure de température de la cellule CLIO suite à la mise à zéro d'un échelon de flux thermique de 1000 W/m^2 . La courbe orange présente l'évolution temporelle de la gravité résultante au centre de la surface d'échange.

La valeur de gravité résultante correspondant à la baisse rapide de température, $-0,03g$, est quasiment identique pour chacun des essais réalisés dans lesquels initialement $g^* < 0g$. La gravité résultante au moment du relâchement correspond à une gravité surcompensée et diffère de la valeur attendue de $0g$ pour laquelle les forces magnétiques compensent les forces de pesanteur. Une hypothèse pour cette différence est que la couche de vapeur est à l'équilibre si l'intégrale des forces sur son volume est nulle. La gravité de $-0,03g$ au centre de la surface de cuivre correspond donc à la configuration des forces magnétiques pour laquelle la somme des forces magnéto-gravitaires sur le volume de la couche de vapeur ne permet plus son maintien. Seule une observation visuelle permettrait de confirmer cette dernière hypothèse et d'obtenir la taille du film de vapeur.

4.6 Conclusion du chapitre

4.6.1 Amélioration potentielle du système expérimental

Les deux systèmes ont été testés et ont chacun montré des limites.

Pour le système avec isolation vide CESAR, la mesure de conductivité s'est avérée peu précise. Cela est dû à plusieurs facteurs dont la complexité d'obtenir une thermalisation optimale des capteurs de température sur le cylindre de cuivre. Il aurait fallu se servir de capteurs cylindriques insérés dans un trou radial de la pièce en cuivre, mais cette solution est incompatible avec l'encombrement disponible et engendre des perturbations des lignes de flux thermique. De plus les écarts de température entre les deux capteurs lors de l'ébullition en hélium liquide étant très faible, les erreurs de mesure sont très importantes. Il faut donc éloigner les deux sondes de température mais cela implique un allongement de la pièce en cuivre, les zones d'hypergravité peuvent ne plus être atteignables.

Pour le système à isolation solide CLIO, la proximité de la sonde de température avec la surface permet de limiter l'écart entre la température mesurée et celle de la surface d'échange. Mais la mesure reste sensible à des variations de conductivité thermique du cuivre induit par la présence du champ magnétique.

Un système de mesure hybride entre les cellules expérimentales employées serait optimal, une cellule expérimentale sans mesure de conductivité comme CLIO mais avec une isolation vide. La forme de la pièce d'échange de la cellule CLIO serait conservée mais le CuC2 remplacé par du saphir (Al_2O_3). La conductivité du saphir n'évoluant pas avec le champ magnétique cela permet de conserver les écarts de mesure liés à la conduction constants entre les différentes expériences. De plus le saphir se brase sur le titane, facilitant l'assemblage des différentes pièces et permettant d'éviter une perte d'étanchéité à froid comme sur la première version de la cellule expérimentale. On pourrait envisager un dépôt de cuivre sur la surface afin de modéliser une interface similaire aux aimants supraconducteurs.

4.6.2 Résultats expérimentaux principaux

Ébullition nucléée : les mesures réalisées avec les cellules expérimentales CLIO et CESAR indiquent que les transferts thermiques dans le régime d'ébullition nucléée ne sont pas dégradés par la baisse de la gravité résultante. Il n'a pas été possible de comparer les résultats de la cellule CESAR aux corrélations d'ébullition nucléée sans la connaissance de la température de surface. Mais cela a pu être fait pour la cellule CLIO, la température mesurée par la sonde étant très proche de celle de la surface dû à son faible éloignement de la surface d'échange. La dépendance du flux thermique en $\Delta T^{2,5}$ mise en avant par de nombreuses corrélations d'ébullition en hélium est bien observée sur les mesures obtenues et ce pour tous les niveaux de gravité résultante. Il serait intéressant d'étudier différentes configurations de surface d'échange (variation de son inclinaison, état de surface ...).

Flux critique : le flux critique a été étudié à l'aide de la cellule CESAR. Comme pour les essais présentés dans le chapitre 3, l'évolution du flux critique en $g^{\frac{1}{4}}$ prévue par la théorie est confirmée par les mesures. Le coefficient K de la formule 3.5 obtenu est de 0,212 à 6% près de celui obtenu lors de la première campagne expérimentale. De plus le flux critique de $10\,000\text{ W/m}^2$ obtenu à $1g$ correspond parfaitement aux valeurs décrites par la littérature existante sur le sujet. Le bon fonctionnement

du système et la méthodologie ont été démontrés malgré des conditions expérimentales complexes : encombrement réduit, température cryogénique, vide d'isolation et champ magnétique intense. La cellule expérimentale peut donc être adaptée pour étudier le flux critique d'autres fluides diamagnétiques (ou paramagnétiques) tels que l'eau, l'azote, l'hydrogène ou le néon en gravité variable et notamment à des niveaux de gravité correspondant à ceux de la lune, 0,16g, ou de mars, 0,37g.

Ébullition en film : le régime de l'ébullition en film n'a pas été étudié en détail, néanmoins une baisse des coefficients d'échange semble être observée lors d'une baisse de la gravité résultante.

Mesures en gravité inversée : elles permettent de simuler la dégradation des transferts thermiques due à la présence d'amas gazeux en lévitation autour et sur la surface d'échange. La dégradation observée est conséquente, à un flux thermique de 3000 W/m² et après 700s le ΔT mesuré est de 34 K sous une gravité de -0,319g et de 0,32 K sous 0,013g. L'augmentation de température est donc multipliée par 100 entre les deux cas pour un flux thermique identique. L'hypothèse de la présence d'amas gazeux en lévitation dégradant les transferts thermiques est validée lors de la baisse du champ magnétique, et donc de l'augmentation de la gravité résultante. Le relâchement des bulles piégées induit une stabilisation quasiment instantanée de la température à celle du bain. Ce phénomène est à l'origine des fortes élévations de température mesurées dans l'insert HTc NOUGAT et est étudié dans le chapitre suivant.

4.6.3 Proposition d'une courbe d'ébullition caractéristique en gravité compensée pour $0g < g^* < 1g$

Le dimensionnement d'aimants supraconducteurs refroidis en bain d'hélium liquide saturé nécessite une connaissance des échanges thermiques entre les bobines et le liquide pour maîtriser les élévations de température. Afin d'anticiper les dégradations des transferts thermiques liées à la baisse de la gravité résultante induite par les forces magnétiques dans les futurs aimants HTc, une courbe d'ébullition en hélium liquide sous gravité compensée pour une surface plate horizontale est proposée.

La corrélation de Schmidt est utilisée pour le régime de l'ébullition nucléée, telle que :

$$q_{nucl} = K_{nucl} \Delta T^{2,5}, \quad (4.14)$$

avec $K_{nucl} = 10\,000 \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^{2,5})$, permet d'atteindre un ΔT de 1 K au flux critique CHF_{1g} de 10 000 W/m² sous gravité terrestre, ce qui correspond à nos mesures expérimentales et à de nombreuses mesures en hélium liquide [135]. Cette valeur est également mise en avant par Deev et Van Sciver [50,116].

Le flux critique peut être exprimé comme :

$$q_{CHF} = \text{CHF}_{1g} \left(\frac{g^*}{g} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (4.15)$$

La corrélation développée par Deev d'après un regroupement de nombreux résultats expérimentaux est utilisée pour le régime de l'ébullition en film. La dépendance en gravité résultante n'a pu être obtenue expérimentalement, elle est déduite des mesures de Merte

et Al. sur une sphère dans de l'azote liquide [73]. Elle permet d'être conservatif, la dégradation des transferts thermiques prévue est plus élevée avec cette corrélation que par celle de Berenson [61].

$$q_{film} = K_{film} \Delta T^{0,82} \left(\frac{g^*}{g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.16)$$

avec $K_{film} = 600 \text{ W}/(\text{m}^2 \text{K}^{0,82})$. Le flux minimal n'a pu être étudié précisément lors des deux campagnes expérimentales mais sa dépendance en $g^{\frac{1}{4}}$ prévue par la théorie et obtenue également par Merte, semble bien être observée en figure 4.25. D'autres mesures sont néanmoins nécessaires afin de confirmer cette tendance [73]. Le rapport théorique entre le flux critique et le flux minimum est de 3 pour l'hélium liquide et correspond aux mesures d'Ibrahim et al [133]. Une corrélation pour le flux minimum en fonction de la gravité résultante est :

$$q_{min} = q_{min_{1g}} \left(\frac{g^*}{g} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (4.17)$$

avec $q_{min_{1g}} = 3000 \text{ W}/\text{m}^2$. Avec ces corrélations il est possible d'obtenir la courbe d'ébullition en fonction du niveau de gravité résultante dont l'exemple est donné en figure 4.35 pour 1g, 0,5g et 0,05g.

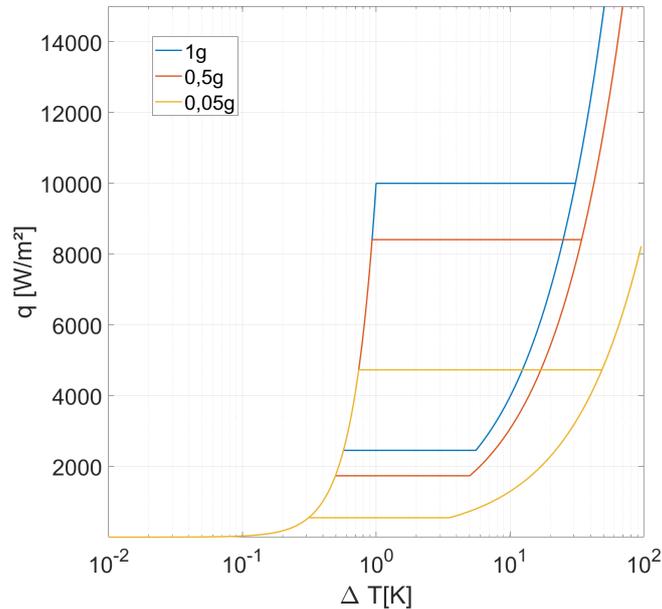


FIGURE 4.35 – Courbes d'ébullition pour un plaque plane issues des corrélations présentées précédemment pour différents niveaux de gravité résultante.

Dans le cas où $g^* < 0g$, ces corrélations ne sont plus applicables et comme observé dans la section 4.5.2 il est nécessaire de considérer les zones d'accumulation de la vapeur dans le liquide. Cela nécessite de développer des modèles numériques qui devront être confirmés à l'aide d'observations visuelles.

Le chapitre suivant est consacré à cette étude sur le solénoïde supraconducteur NOUGAT à haut champ magnétique.

Chapitre 5

Analyse du refroidissement d'un aimant HTc haut champ en présence de forces magnéto-gravitaires : le cas de l'aimant NOUGAT

L'aimant HTc NOUGAT, présenté dans le premier chapitre, est sujet en fonctionnement dans un bain d'hélium à des élévations de température non anticipées présentant un risque pour l'intégrité de l'aimant [31]. Ces élévations de température ne sont mesurées que lorsqu'un fort champ magnétique est généré. Dans ce chapitre nous faisons le lien entre les élévations de température mesurées, les puissances dissipées dans l'aimant HTc et les forces magnéto-gravitaires agissant sur l'hélium dans l'environnement de l'aimant NOUGAT.

5.1 Environnement magnétique de l'aimant NOUGAT

5.1.1 L'aimant HTc - NOUGAT

L'aimant hybride NOUGAT, qui a atteint un champ magnétique record de 32,5 T dans un trou de champ de 50 mm de diamètre, est composé d'un solénoïde HTc plongé dans le trou de champ d'un aimant solénoïdal résistif en cuivre plus grand. L'aimant HTc est constitué d'un empilement de 18 galettes de 25 mm de rayon interne réalisées à partir de rubans supraconducteurs en REBCO [137]. Une galette est fabriquée à partir d'un ruban enroulé sur un mandrin (cf figure 5.1). De plus, un ruban d'acier inox est co-bobiné avec le ruban REBCO pour assurer une protection passive de l'aimant par une isolation électrique partielle inter-tour [138]. Entre chaque galette, une fine plaque de G10 ainsi qu'un disque de cuivre sont positionnés pour assurer à la fois une isolation électrique entre les galettes et un lien thermique conducteur avec le bain d'hélium liquide afin d'améliorer le refroidissement du solénoïde HTc [31].

L'aimant résistif est la station M10 du LNCMI présentée en chapitre 2. Dans la configuration NOUGAT, uniquement 6 polyhélices (celles de plus grand diamètre) sont présentes pour permettre l'installation du solénoïde HTc avec son cryostat dans le trou de champ des polyhélices. Les deux bobines Bitter, extérieures aux polyhélices, sont également utilisées.

Le cryostat du solénoïde HTc est rempli d'hélium liquide à saturation proche de la pression atmosphérique. Pour assurer l'isolation électrique vis-à-vis du cryostat, le solénoïde HTc est entouré de kapton comme montré en figure 5.1. L'espace entre le rayon extérieur de l'aimant HTc et le rayon interne du cryostat est de 1 mm ce qui laisse relativement peu de place pour la circulation d'hélium liquide.

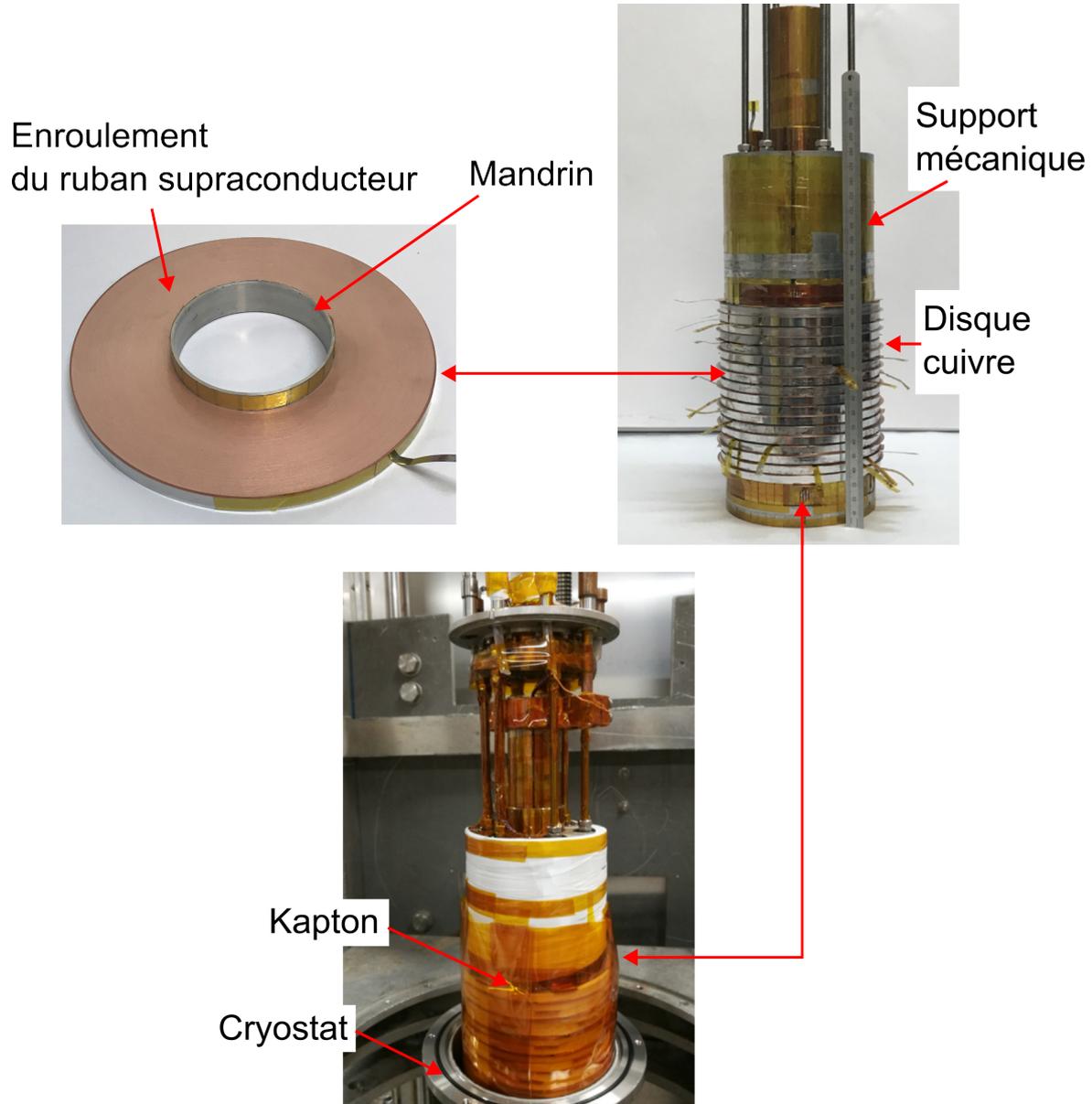


FIGURE 5.1 – En haut à gauche, une galette de l'aimant HTc bobinée sur son mandrin. En haut à droite, l'aimant HTc NOUGAT avec l'empilement des 18 galettes et la mise en place des disques de cuivre entre chaque galette. En bas, le solénoïde HTc NOUGAT au moment de son insertion dans son cryostat, le kapton recouvre toute sa surface externe.

5.1.2 Modélisation magnétique de l'aimant NOUGAT

La modélisation magnétique de l'aimant résistif a été présentée en chapitre 2. Les bobines polyhéliques et Bitter sont découpées en sous-solénoïdes dont les contributions sont calculées en différents points de l'espace. Dans ce cas, seules les six polyhéliques externes sont utilisées. Les deux bobines Bitter sont toujours présentes.

Les galettes de l'aimant HTc sont réalisées à partir d'un enroulement de rubans REBCO dont la couche supraconductrice parcourue par le courant est très fine ($\sim 1\ \mu\text{m}$ pour un ruban de $\sim 100\ \mu\text{m}$). En configuration 2D-axisymétrique, la galette peut être assimilée à un empilement de nappes de courant représentant la couche supraconductrice de chaque tour [139]. Il y a donc autant de nappes de courant que de tours par galette.

La géométrie des éléments des aimants (supraconducteur et résistifs) correspondant à la modélisation 2D axisymétrique est détaillée en figure 5.2.

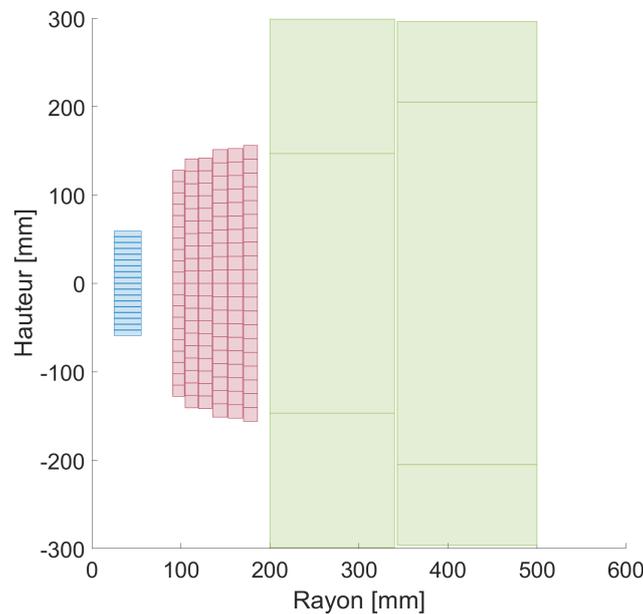


FIGURE 5.2 – Géométrie utilisée pour la modélisation magnétique de l'aimant NOUGAT. Bleu - galettes HTc composées d'empilement de nappes de courant. Rouge - polyhéliques. Vert - bobines Bitter.

Le calcul du champ magnétique des polyhéliques et des bobines Bitter est réalisé de la même manière que dans le chapitre 2. On ajoute ensuite la contribution de l'aimant HTc à l'aide des formules 5.1 et 5.2 donnant le champ magnétique radial et axial pour une nappe de courant dans la configuration axisymétrique décrite par la figure 5.3.

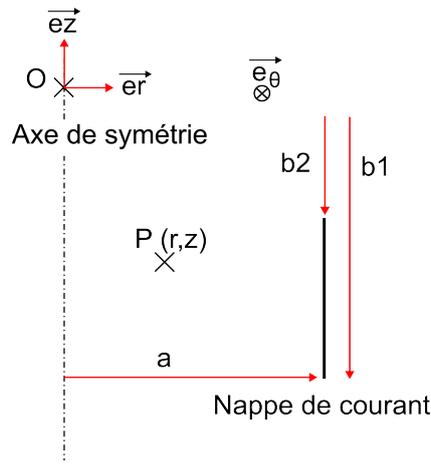


FIGURE 5.3 – Description géométrique d'une nappe de courant.

Champ magnétique radial

$$B_r(r,z) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{a \cos(\theta)}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta)}} \right]_{b_1}^{b_2} d\theta \quad (5.1)$$

Champ magnétique axial

$$B_z(r,z) = \frac{\mu_0 \sigma}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left[(b-z) \frac{ar \cos(2\theta) + a^2}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar \cos(2\theta)}} \right. \\ \left. \times \frac{1}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(2\theta)} \right]_{b_1}^{b_2} d\theta \quad (5.2)$$

où σ est la densité de courant linéique de la nappe en A/m, μ_0 la perméabilité magnétique du vide, r et z les coordonnées de calcul du champ magnétique et a , b_1 et b_2 la géométrie d'une nappe de courant (cf figure 5.3).

Le champ magnétique maximal atteint par l'aimant est de 32,5 T. Il correspond à la somme de 18 T généré par l'aimant résistif et 14,5 T par l'aimant HTc, lorsqu'il est alimenté à 320 A. La carte du champ magnétique dans la partie supérieure du trou de champ est donnée en figure 5.4 pour la puissance maximale (320 A/32,5 T).

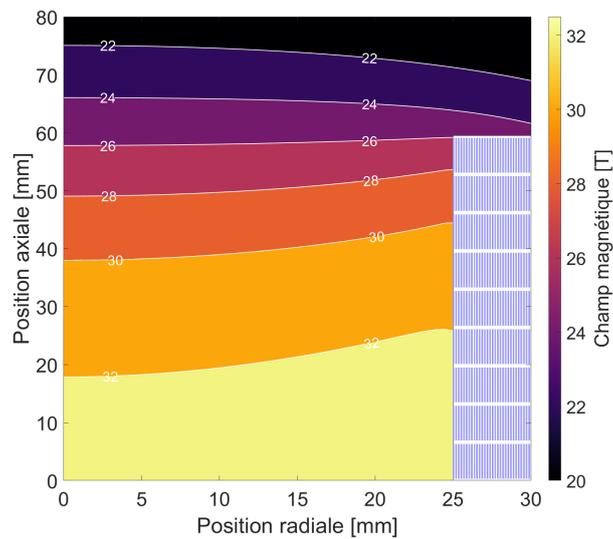


FIGURE 5.4 – Champ magnétique dans la partie supérieure du trou de champ pour un champ extérieur de 18 T et un champ interne de 14,5 T (320 A). Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de champ magnétique. Les traits bleus représentent les nappes de courant utilisées pour modéliser les différentes galettes (neuf dans la partie supérieure).

5.1.3 Carte de gravité résultante dans le bain d'hélium

L'aimant HTc est immergé dans un bain d'hélium liquide à la saturation à 4,2 K (pression atmosphérique) qui est alors soumis aux forces magnétiques. La gravité résultante agissant sur l'hélium est calculée à la puissance maximale de l'aimant (32,5 T au centre) dont les extremums sur l'axe verticale sont donnés dans le tableau 5.1.

TABLEAU 5.1 – Niveaux extrêmes de gravité résultante sur l'axe de l'aimant NOUGAT pour de l'hélium.

| Gravité résultante | Position [mm] | Type de configuration |
|-------------------------|---------------|-----------------------|
| $g^* = -2.02 \text{ g}$ | 56 mm | Gravité surcompensée |
| $g^* = 4.02 \text{ g}$ | -56 mm | Hypergravité |

Les cartes 2D de gravité résultante sont données en figures 5.5a et 5.5b.

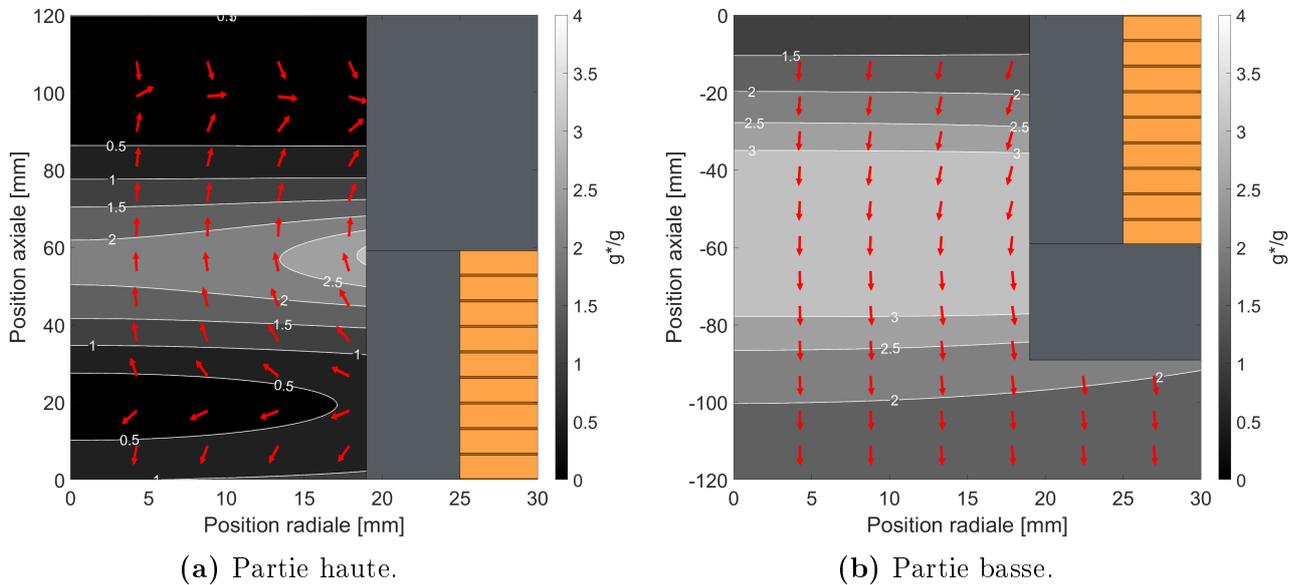


FIGURE 5.5 – Carte de la gravité résultante dans les parties haute et basse de l'aimant NOUGAT à la puissance maximale. Les flèches rouges représentent la direction du vecteur gravité résultante normalisé \vec{g} . Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la gravité résultante. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs l'encombrement de la structure mécanique de l'aimant.

La gravité résultante dans la partie supérieure (cf figure 5.5a) s'inverse par rapport à l'accélération de pesanteur terrestre à puissance maximale, ce qui correspond alors à la configuration de gravité surcompensée. Dans notre cas, l'inversion de direction est la condition de piégeage de vapeur dans le bain. Elle apparait avant la puissance maximale de l'aimant. Dans le cas où l'aimant résistif est à sa puissance maximale (18 T au centre), l'inversion de gravité dans la partie supérieure apparait lorsque l'aimant HTc fourni 4,5 T au centre (100 A). Dans le cas inverse où l'aimant HTc est à sa puissance maximale (14,5 T au centre avec 320 A de courant), il suffit que l'aimant résistif fournisse 1,35 T supplémentaire pour que l'inversion de la gravité résultante apparaisse. Cette différence de champ central nécessaire à l'apparition d'une zone de gravité surcompensée s'explique par la différence de géométrie entre les deux aimants et donc au gradient de champ

magnétique produit. L'aimant HTc est de dimensions beaucoup plus petites que l'aimant résistif, il est donc normal que le gradient de champ magnétique soit plus élevé, entraînant des forces magnétiques plus importantes pour un même champ.

Par symétrie des forces magnétiques, la gravité résultante est plus élevée que la gravité terrestre dans la partie inférieure. Cela ne signifie pas qu'il ne peut pas avoir d'accumulation de bulle dans cette partie de l'aimant comme nous le verrons dans la section suivante. On ne peut donc pas négliger cette zone de l'aimant.

5.1.4 Piégeage d'amas gazeux dans le bain

La conclusion des expériences présentées en chapitre 4 est qu'une baisse de gravité résultante ne dégrade pas le coefficient d'échange dans le domaine de l'ébullition nucléée (cf chapitre 4 section 4.5.1). En revanche, dès que la gravité est inversée (gravité surcompensée) les transferts thermiques sont extrêmement dégradés à cause de la stagnation de vapeur sur la surface à refroidir qui favorise l'apparition de l'ébullition en film (cf chapitre 4 section 4.5.2). Pour comprendre les élévations de température rencontrées lors du fonctionnement de l'aimant NOUGAT, il est donc nécessaire d'identifier les zones d'accumulation de vapeur.

Comme montré dans le chapitre 2, les zones d'accumulation de vapeur correspondent à un puits d'énergie potentielle dans lequel les bulles se retrouvent piégées. Sur la figure 5.6 est représentée l'énergie magnéto-gravitaire en fonction de la position dans le bain d'hélium pour le champ magnétique maximal atteignable (32,5 T). Le puits d'énergie potentielle englobe une majorité de la surface interne de l'aimant en contact avec le bain d'hélium, 83% de la surface interne est comprise dans le puits de potentiel (cf figure 5.7). Si l'ensemble de la zone du puits de potentiel est rempli de vapeur d'hélium, il reste seulement 17% de la surface interne en contact avec de l'hélium liquide pour assurer le refroidissement de l'aimant HTc. On comprend alors pourquoi, dans certaines configurations, cet aimant est difficile à maintenir en froid.

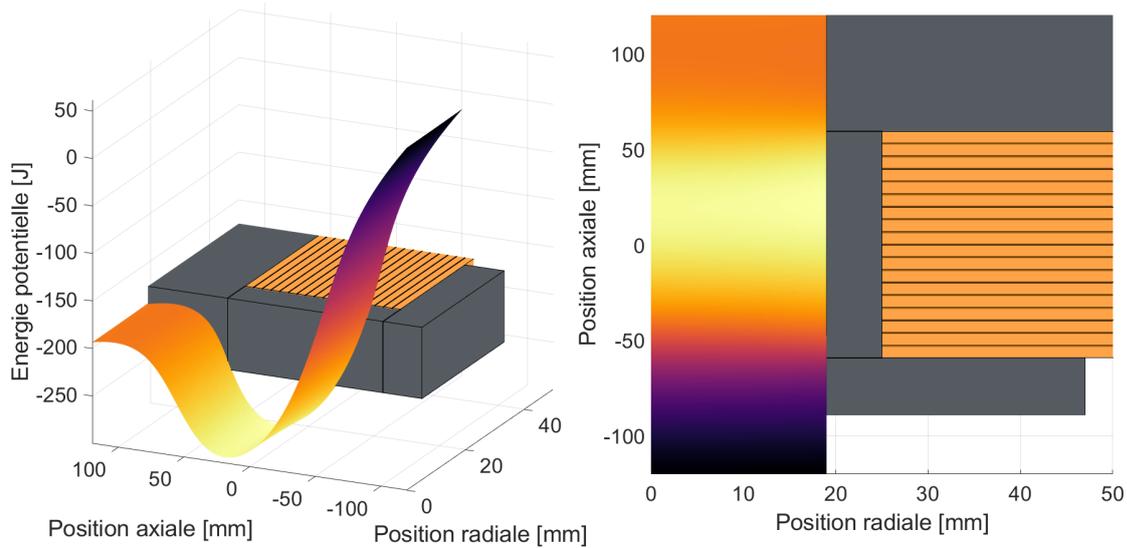


FIGURE 5.6 – Gauche : vue isométrique de la carte 3D de l'énergie potentielle magnéto-gravitaire de l'hélium liquide autour de l'aimant NOUGAT. Axe Z - Énergie potentielle définie à une constante près arbitraire. Axes X/Y - Positions axiale et radiale. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant. Droite : 2D axi-symétrique.

Le puits de potentiel est donnée en blanc dans la figure 5.7, il représente le volume maximal de vapeur pouvant être piégé par rapport à la géométrie de l'aimant (0,156 L).

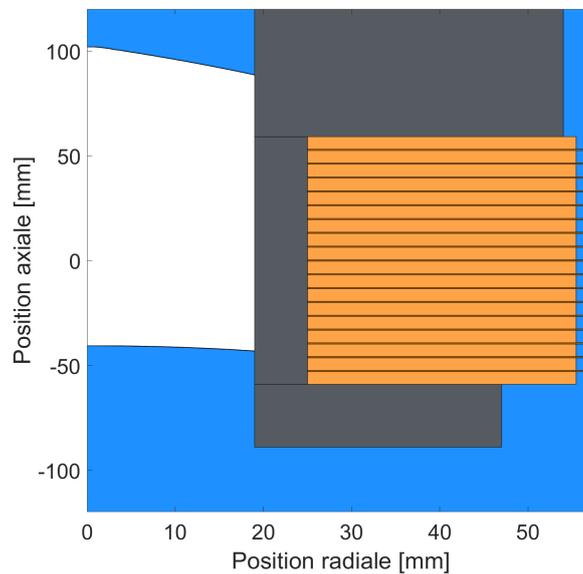


FIGURE 5.7 – Superposition de la géométrie de l'aimant avec le puits de potentiel magnéto-gravitaire. En blanc, puits d'énergie potentielle correspondant à un courant de 320 A dans l'aimant HTc et 18 T produit par l'aimant résistif. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant.

Les trois configurations du puits de potentiel les plus intéressantes sont les suivantes :

- son apparition dès la présence d'un minimum local d'énergie potentielle. Celle-ci a lieu le long de la paroi interne de l'aimant à la hauteur de 59,7 mm et marque le début du piégeage de vapeur,
- la fermeture du diaphragme de puits de potentiel qui une fois rempli de vapeur scinde le bain de liquide en deux et empêche la circulation de liquide froid. Par exemple, sous un champ extérieur de 14 T, cette fermeture a lieu à 140 A,
- le maximum de puits de potentiel, décrit par la figure 5.7 et qui correspond au volume maximal de vapeur piégeable dans le bain.

5.2 Surélévation de température de l'aimant HTc

Afin de faire le lien entre les forces magnétiques et les élévations de température lors du fonctionnement de l'aimant HTc NOUGAT, il est nécessaire d'étudier la puissance thermique qu'il dissipe dans le bain d'hélium. On peut ensuite comparer la quantité de vapeur générée avec le volume décrit par le puits de potentiel magnéto-gravitaire et expliquer que la zone de stagnation de la vapeur produite engendre un mauvais refroidissement.

5.2.1 Puissance thermique dissipée dans les galettes

L'aimant HTc dissipe de la puissance thermique qu'il échange avec le bain. Une certaine quantité de vapeur est produite puisque le bain est proche des conditions de saturation. Les principaux apports de puissance se font par :

- par conduction thermique dans les amenées de courant,
- par pertes par effet Joule dans les jonctions résistives inter-galettes,
- par pertes par magnétisation dans les rubans REBCO liées aux courants d'écrantage lors des rampes de courant dans l'aimant HTc.

Les amenées de courant en cuivre permettent le transport du courant électrique vers l'aimant supraconducteur depuis l'extérieur du cryostat. Leur composition en cuivre induit une conduction thermique importante entre le haut du cryostat "chaud" (platine supérieure à 300 K) et le bain d'hélium liquide dans lequel l'aimant HTc NOUGAT baigne. Cette puissance thermique est interceptée par le haut du bain d'hélium liquide (et les vapeurs du bain). Ces pertes thermiques ne sont pas à prendre en compte car la vapeur générée par l'échange thermique entre les amenées de courant et le bain de liquide est localisée au dessus de l'aimant, à la surface libre de l'hélium liquide, où les forces magnétiques n'entraînent pas les structures de vapeur vers le puits de potentiel au contact de l'aimant.

Les pertes par effet Joule interviennent dans les jonctions inter-galettes réalisées à partir de rubans HTc brasés aux galettes. Les jonctions ne sont pas parfaitement supraconductrices et présentent une résistance électrique. Elles dissipent alors une puissance thermique en présence d'un courant électrique. L'estimation de la résistance des jonctions permet la connaissance de la puissance dissipée par effet Joule. Lors des essais la tension aux bornes de l'aimant est mesurée en permanence. Pendant une rampe de courant (ou champ magnétique) elle augmente par induction (loi de Lenz-Faraday). Sur un plateau de courant (ou champ magnétique), la tension aux bornes de l'aimant est uniquement induite par la résistivité des jonctions, elle permet donc une estimation globale de leurs résistances sur l'ensemble de l'aimant. Sur les différents essais on mesure une résistance globale moyenne de $10 \mu\Omega$. Pour un courant d'alimentation de 250 A, l'aimant dissipe alors 0,65 W dans le bain de liquide [140]. Les jonctions étant distribuées régulièrement sur la hauteur de l'aimant, cette puissance est distribuée de manière homogène sur la hauteur de l'aimant (à la répétabilité de fabrication des jonctions près).

Les pertes liées aux courants d'écrantage apparaissent en présence d'un champ magnétique variable, ce qui est le cas lors des rampes de courant de l'aimant HTc. Elles peuvent être estimées par calcul des courants d'écrantage et du champ électrique induit par la variation de champ magnétique [141, 142]. Contrairement aux pertes par effet Joule, elles sont principalement localisées aux extrémités à savoir les galettes haute et basse de l'aimant HTc. Un exemple de puissance dissipée issu d'un code de calcul du CEA Saclay sur les

galettes de l'aimant HTc est représenté pour une montée de courant identique, sans et avec champ magnétique extérieur en figure 5.8 [143].

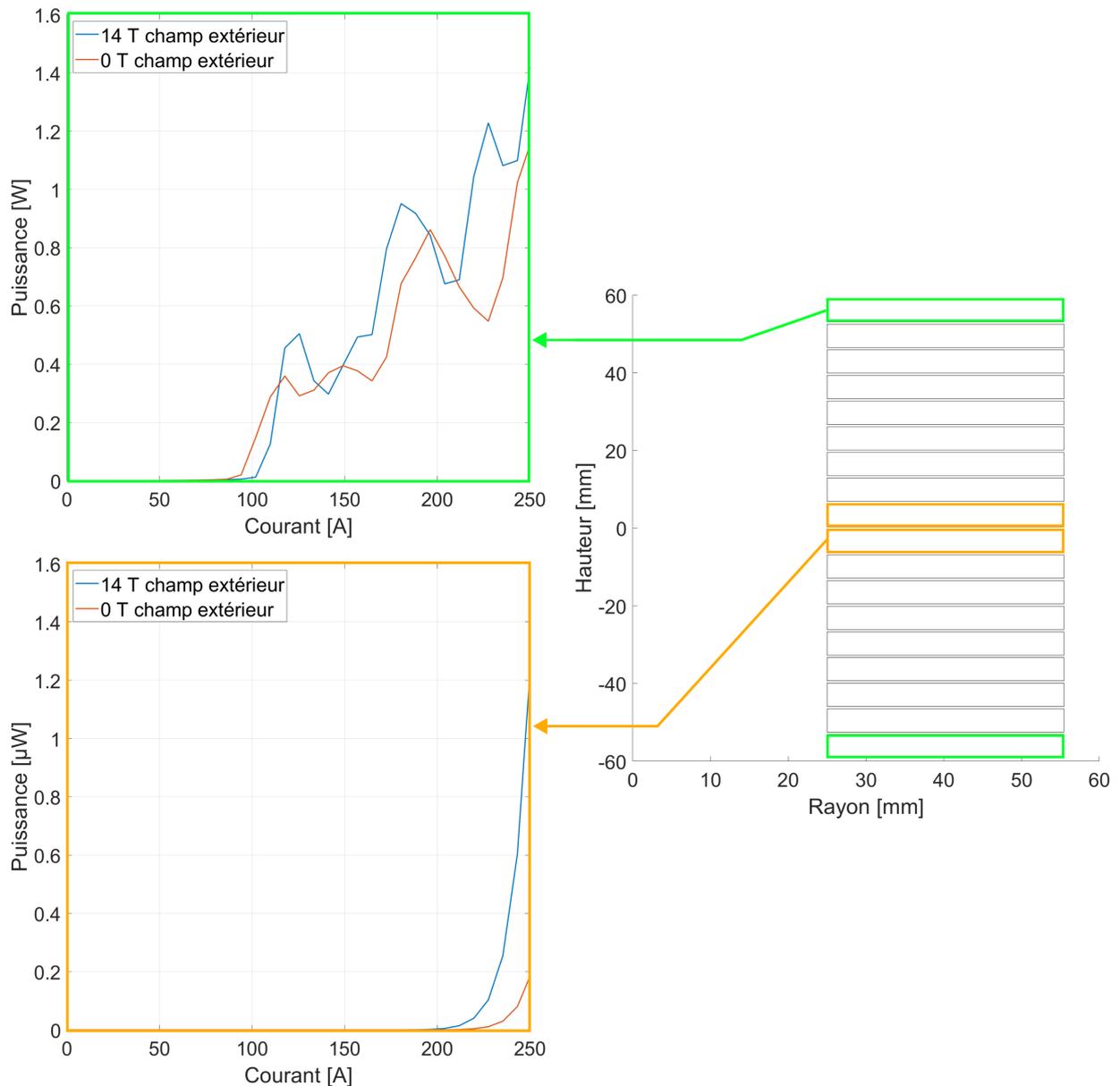


FIGURE 5.8 – Puissances dissipées liées aux courants d'écrantage lors d'une rampe de courant de 0,5 A/s (rampe utilisée dans les essais de l'aimant HTc NOUGAT) dans les galettes supérieure, inférieure et centrales de l'aimant HTc. Sur les figures de gauche, les deux courbes représentent les puissances dissipées en présence ou non d'un champ magnétique extérieur. Attention aux différentes unités (watt en vert et micro-watt en orange) de la puissance dissipée.

Sur la figure 5.8, les pertes dans les galettes d'extrémités peuvent atteindre 1,5 W dès 250 A alors que la dissipation en zone centrale ne dépasse pas 2 μ W pour le même courant. Les pertes dues aux courants d'écrantage sont plus importantes dans les extrémités car elles dépendent du champ magnétique perpendiculaire au ruban, qui est plus élevé aux extrémités. En prenant en compte la puissance totale dissipée par magnétisation dans l'aimant HTc, celle-ci peut atteindre 4,5 W et n'est que très peu influencée par le champ magnétique extérieur. Une analyse de l'énergie thermique dissipée est effectuée dans la section suivante.

5.2.2 Élévation de température en fonction du champ magnétique extérieur

L'aimant HTc NOUGAT est équipé de deux sondes de température Cernox positionnées dans des interstices de la structure mécanique en contact avec les galettes supérieures et inférieures [31]. Pour rappel, cette étude thermique sur l'aimant NOUGAT s'effectue à posteriori. Le choix de l'instrumentation n'a pas été réalisé pour cette étude.

Les essais pour lesquels des élévations de température anormales sont apparus sont décrits en figures 5.9a et 5.9b. Ces élévations de température n'apparaissent pas immédiatement lors des rampes de courant, comme on peut le voir sur les figures 5.9a et 5.9b où sont tracés l'évolution temporelle de la température mesurée par le capteur haut et le courant d'alimentation de l'aimant HTc.

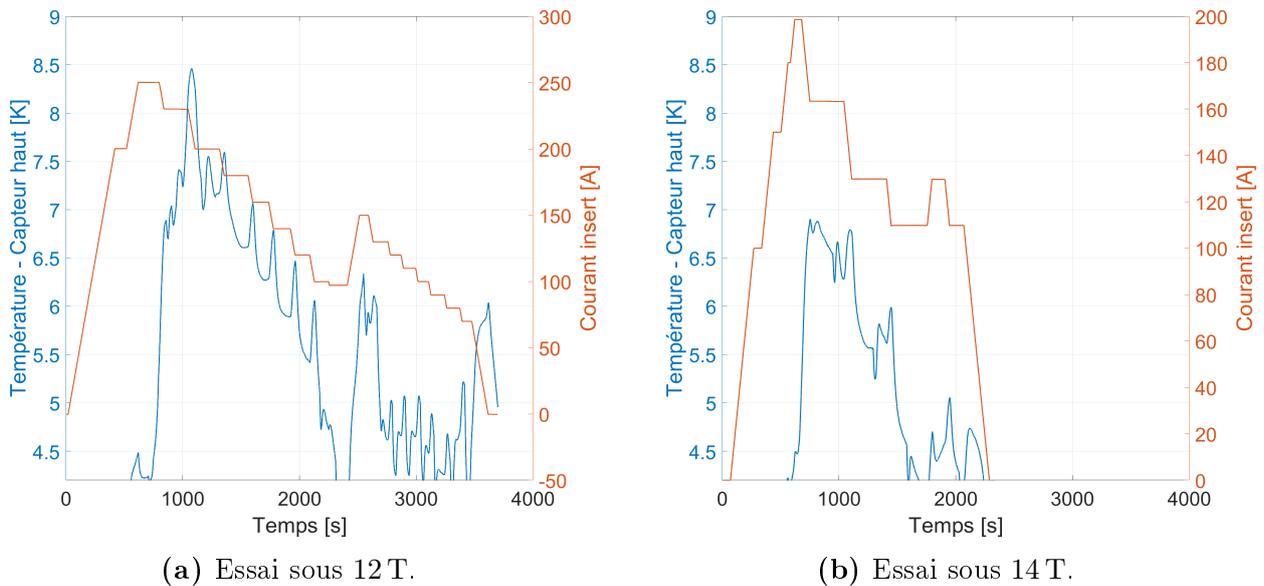


FIGURE 5.9 – Évolutions de la température mesurée par le capteur haut et du courant de l'aimant HTc en fonction du temps. Les essais sont réalisés sous un champ magnétique extérieur de 12 T ou 14 T.

Pour étudier l'influence des forces magnétiques sur le refroidissement de l'aimant, on relève les élévations de température au niveau des sondes Cernox en fonction du courant d'alimentation de l'aimant HTc. Les essais sont réalisés sous champs magnétiques extérieurs différents, cela permet d'appréhender l'influence des forces magnétiques sur le refroidissement. En effet, à courant d'alimentation et rampe de courant équivalents dans l'aimant HTc, la puissance dissipée entre deux essais est similaire. Ainsi, la variation de température n'est influencée que par les forces magnétiques qui diffèrent, ici, uniquement en fonction du champ extérieur.

Les élévations de température mesurées par les capteurs supérieur et inférieur pour trois essais réalisés à des champs magnétiques extérieurs différents sont comparés en figure 5.10. Pour expliquer les courbes tracées sur cette figure nous allons décrire le cas à 12 T de champ extérieur de la figure 5.10a. Dans cet essai, dont l'évolution temporelle est tracée sur la figure 5.9a, le courant est rapidement monté à 250 A puis lors du plateau la température augmente ce qui correspond à la droite verticale (à 250 A en orange) visible sur la figure 5.10a. Le courant est ensuite abaissé à 230 A mais la dérive en température continue. Le courant est diminué à 200 A, lors de cette descente en courant la température

commence à diminuer vers 215 A. Les courbes rouges et jaunes de la figure 5.10 se lisent temporellement de droite à gauche. Les courbes bleues se lisent temporellement de gauche à droite.

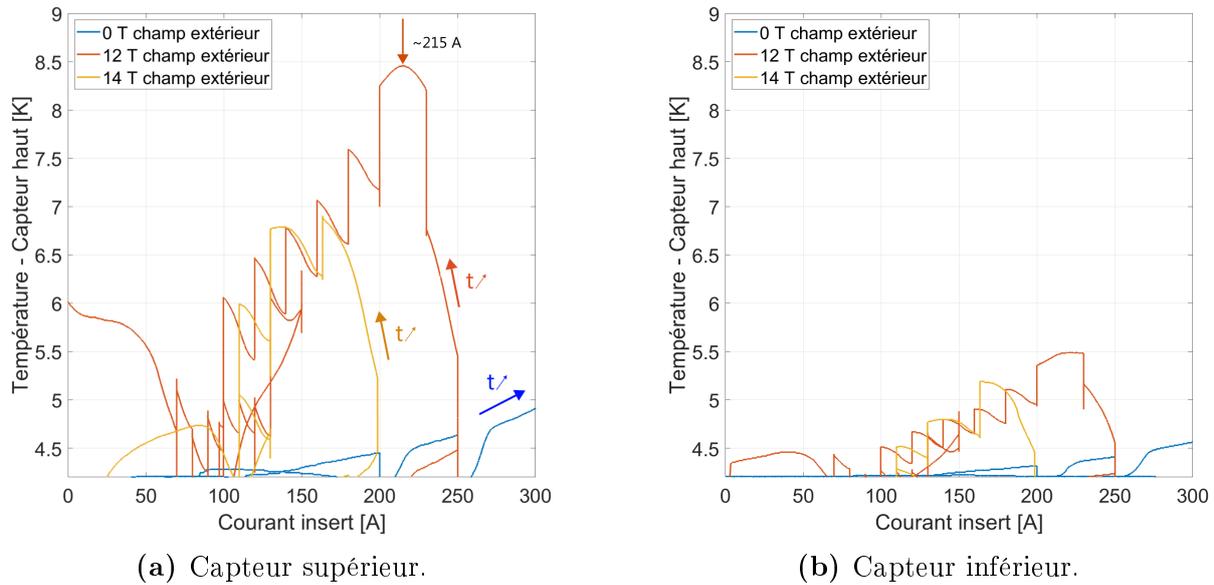


FIGURE 5.10 – Évolution de la température mesurée par les capteurs supérieur et inférieur en fonction du courant de l'aimant HTc. Les différents essais présentés sont réalisés sous des champs magnétiques extérieurs différents. La pente verticale visible à 250 A à 12 T ou 200 A à 14 T est due à l'augmentation de température pendant le plateau de courant.

On observe que pour l'essai réalisé sans champ magnétique extérieur, représenté par la courbe bleue, la température s'élève lors des rampes de courant puis retrouve sa valeur initiale lors des plateaux de courant. Dans ce cas-ci, le refroidissement de la bobine est efficace. Au contraire, pour les deux essais réalisés avec champ magnétique extérieur (courbes rouge et jaune) la température augmente nettement plus que pour l'essai sans champ extérieur et ne se stabilise pas à la température du bain lors des plateaux. La figure 5.10 montre que les augmentations de température sont assez brutales.

L'ajout d'un champ extérieur et par conséquent l'augmentation des forces magnétiques est bien la raison de la présence des élévations de température visibles en figures 5.9. Si on regarde le puits de potentiel magnéto-gravitaire correspondant au champ magnétique généré au moment où les élévations de température des figures 5.9 sont mesurées. On peut noter la présence d'une zone de piégeage de la vapeur. Cette zone peut scinder le bain de liquide en deux parties (zones blanches en figure 5.11) et empêcher le liquide froid de mouiller entièrement l'aimant. Le calcul des zones de lévitation présentées en figure 5.11 a été réalisé de façon identique à celui présenté en figure 5.7.

Au contraire pour l'essai sans champ magnétique extérieur il n'y a pas de puits de potentiel susceptible de piéger la vapeur (cf figure 5.12). On peut raisonnablement faire l'hypothèse que le problème de refroidissement observé sur les essais réalisés sous champ magnétique extérieur provient bien de la présence de structures de vapeur piégées dans le puits de potentiel. Ces amas de vapeur dégradent fortement les transferts thermiques en empêchant le fluide froid de mouiller entièrement l'aimant comme pour de l'ébullition en film. Ils scindent également le bain de liquide en deux ce qui empêche le bonne circulation du fluide dans le cryostat et limite fortement le refroidissement correct du bain inférieur.

cette énergie dissipée un volume de vapeur généré équivalent que l'on compare au volume du puits de potentiel magnéto-gravitaire.

Pour l'essai réalisé sous champ magnétique extérieur de 12 T, l'apparition du puits de potentiel intervient à un courant d'alimentation de l'aimant HTc de 140 A. L'élévation brutale de température apparait lors du plateau à 250 A. Le remplissage du volume du puits de potentiel par la vapeur intervient donc entre ces deux moments. Le détail de la variation temporelle de la température et du courant lors de cet essai est donné en figure 5.13 (zoom de la figure 5.9). Les dissipations d'énergie au sein de l'aimant entre le moment d'apparition du puits de potentiel magnéto-gravitaire et la montée en température de l'aimant HTc sont détaillées en figure 5.14. La principale source de dissipation est la présence de courants d'écrantage qui apparaissent lors des rampes de courant. En revanche, l'effet Joule lié à la résistivité des jonctions dans l'aimant HTc est constamment présent (plateau et rampe). L'estimation de l'énergie totale dissipée pendant le "temps d'accumulation de vapeur" est de 884 J. Si toute cette énergie est échangée avec l'hélium liquide à saturation par ébullition, elle vaporisera 0,34 L de liquide correspondant à 2,68 L de vapeur.

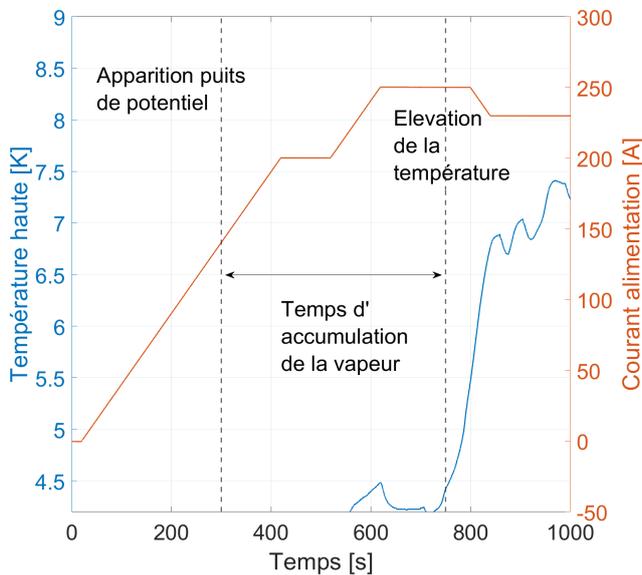


FIGURE 5.13 – Évolution temporelle de la température et du courant lors de l'essai réalisé sous un champ magnétique externe de 12 T.

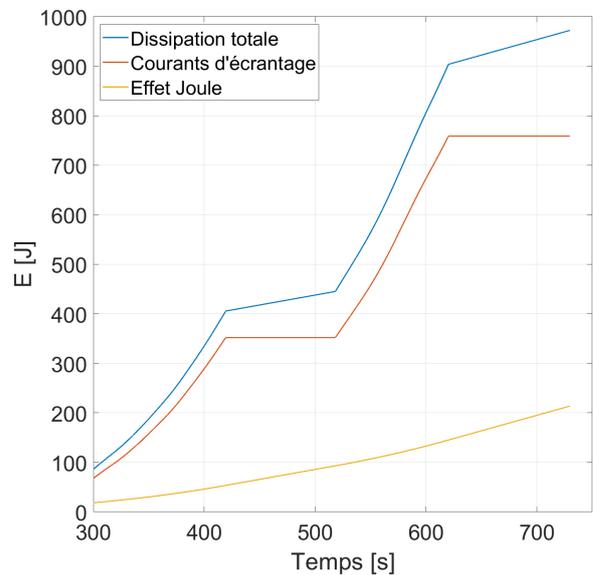


FIGURE 5.14 – Dissipations d'énergie dans l'aimant pendant le temps d'accumulation de la vapeur.

Le même raisonnement est effectué pour l'essai à 14 T. L'apparition du puits de potentiel magnéto-gravitaire est plus précoce, il apparait pour un courant d'alimentation de 120 A. Le champ extérieur étant plus élevé que l'essai présenté précédemment, un champ moindre produit par l'aimant HTc est nécessaire pour la production de forces magnétiques équivalentes. Pendant le "temps d'accumulation de la vapeur" défini en figure 5.15, 410 J sont dissipées dans l'aimant (cf figure 5.16). Cela correspond à une évaporation 0,158 L d'hélium liquide ou à la génération de 1,25 L de vapeur d'hélium.

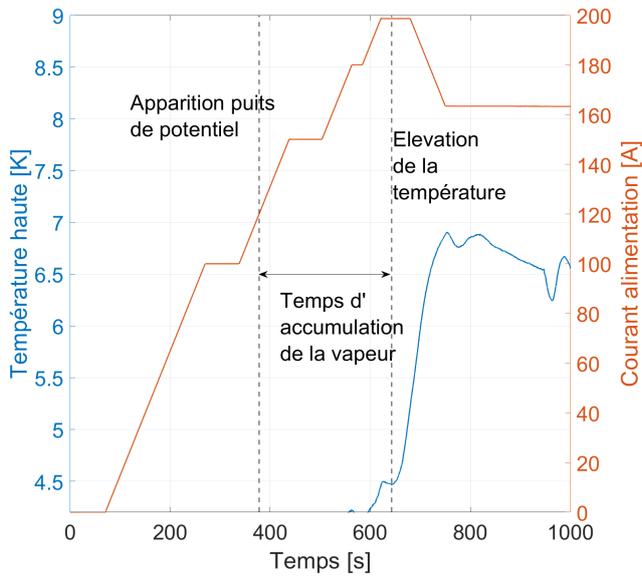


FIGURE 5.15 – Évolution temporelle de la température et du courant lors de l'essai réalisé sous un champ magnétique externe de 14 T.

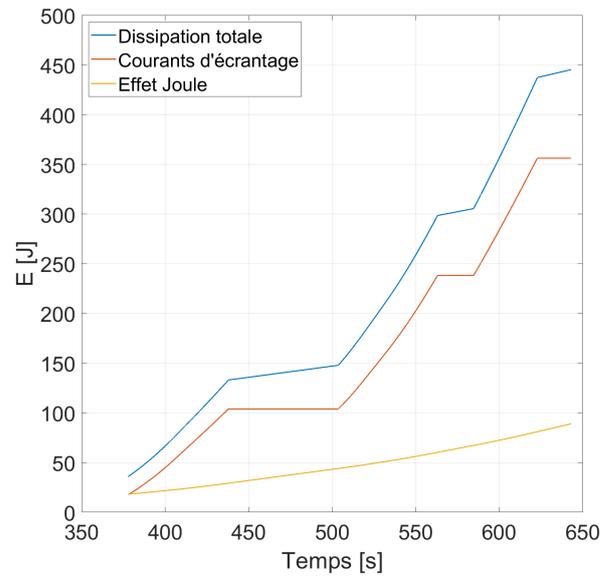


FIGURE 5.16 – Dissipations d'énergie dans l'aimant pendant le temps d'accumulation de la vapeur.

Les volumes des puits de potentiel représentés en figure 5.11 sont comparés dans le tableau 5.2 aux volumes évaporés lors des dissipations d'énergie présentées précédemment. Les volumes de vapeur générés sont très supérieurs aux volumes des puits de potentiel, suggérant que ceux-ci sont effectivement "remplis" au moment des mesures des élévations de température expliquant les augmentations brutales de température de NOUGAT.

TABLEAU 5.2 – Comparaison de l'énergie dissipée dans l'aimant avec le volume du puits de potentiel pour les deux essais présentés précédemment.

| Champ extérieur [T] | Énergie dissipée [J] | Volume de vapeur équivalent [L] | Volume du puits de potentiel [L] |
|---------------------|----------------------|---------------------------------|----------------------------------|
| 12 | 884 | 2,68 | 0,0895 |
| 14 | 410 | 1,25 | 0,0734 |

Il est évident que l'hypothèse pour laquelle toute l'énergie dissipée génère de la vapeur qui va être piégée dans le puits de potentiel magnéto-gravitaire est très pessimiste. L'ensemble des transferts de chaleur entre l'aimant HTc et l'hélium ne se fait pas uniquement par la surface d'échange correspondant au diamètre interne, un échange a lieu aussi avec la surface du rayon externe. Pour cette dernière, la vapeur générée ne peut être piégée dans le puits de potentiel. Ce qui est également le cas pour les échanges qui ont lieu au dessus du puits de potentiel à cause de la configuration des forces magnétiques, les bulles générées, remontant alors à la surface du bain de liquide, ne sont pas piégées. Néanmoins, la modélisation montre qu'à peine 10% de l'énergie générée suffit à remplir le puits de potentiel, on peut alors supposer que l'aimant, dans les configurations citées ci-dessus, dissipe suffisamment d'énergie pour remplir ce volume, empêchant alors son bon refroidissement et entraînant les hausses de température mesurées. Il est à noter qu'uniquement 22 J sont nécessaires afin d'augmenter de 4 K la température de l'aimant

HTc. Cette augmentation correspond à l'élévation de température observée par le capteur supérieur lors de l'essai sous 12 T.

Il serait intéressant d'instrumenter l'aimant HTc NOUGAT plus finement au niveau du puits de potentiel et d'effectuer des essais dédiés à la validation du modèle de piégeage de vapeur. La modélisation thermo-hydraulique de l'aimant baigné dans l'hélium liquide pourrait aider à l'étude du phénomène et permettre éventuellement de trouver des solutions techniques simples.

5.3 Conclusion sur l'étude d'un cas concret : l'aimant NOUGAT

L'aimant HTc NOUGAT a permis la génération d'un champ magnétique de 32,5 T dans un trou de champ de 50 mm de diamètre en étant associé à un aimant résistif. Il a été sujet à des élévations de température présentant un risque pour son fonctionnement. D'après des mesures issues de différents tests expérimentaux, analysés a posteriori, et d'une modélisation des forces magnéto-gravitaires, un lien a été trouvé entre les forces magnétiques agissant sur l'hélium et les élévations de température. En effet, les forces magnétiques volumiques permettent l'apparition d'un puits d'énergie potentielle magnéto-gravitaire pouvant piéger la vapeur entre l'aimant et le bain d'hélium et bloquer les échanges de chaleur à la surface de l'aimant (cf chapitre 4 section 4.5.2). En effet, lors de son fonctionnement l'aimant HTc dissipe suffisamment d'énergie dans le bain d'hélium liquide, pour remplir le puits de potentiel. Ce volume de vapeur isole alors une partie de l'aimant de l'hélium liquide froid, dégradant son refroidissement et créant des élévations de température. L'apparition d'un diaphragme de vapeur scindant le bain de liquide en deux parties empêche également le refroidissement de la partie inférieure par circulation de liquide froid.

Si un anti-cryostat était installé au centre de l'aimant, pour en faire un aimant utilisateur au LNCMI, le volume du puits de potentiel serait alors réduit et donc plus rapidement rempli. Lors des calculs présentés dans ce chapitre il n'y avait pas d'anti-cryostat, cas favorable pour le refroidissement. Malgré cette hypothèse il a été vu que l'énergie dissipée est plus que suffisante pour remplir le volume du puits de potentiel. En présence de l'anti-cryostat, le temps de remplissage du puits de potentiel est réduit et les transferts thermiques plus rapidement dégradés.

L'énergie dissipée dans l'aimant HTc n'est pas uniquement échangée par sa surface intérieure partiellement recouverte de vapeur mais également par la surface correspondant au rayon extérieur. La modélisation des forces magnéto-gravitaires montrent qu'il n'y a pas de stagnation de vapeur sur la surface extérieure, les échanges thermiques sur cette surface sont donc moins perturbés et permettent de limiter les élévations de température. Néanmoins, la présence du Kapton autour de l'aimant HTc et le faible jeu par rapport au cryostat ne facilite pas la circulation de l'hélium (liquide et vapeur) (cf figure 5.1). Cette surface n'est donc pas refroidie de manière optimale.

Le refroidissement de l'aimant HTc NOUGAT est perturbé par le piégeage de vapeur sur sa surface induit par les forces magnétiques sur le bain d'hélium. La surface externe n'est également pas refroidie de manière optimale à cause de la problématique d'encombrement. C'est très probablement la combinaison de ces deux effets qui est la cause des élévations de température mesurées sur l'aimant HTc empêchant pour le moment son fonctionnement

stable dans le temps à pleine puissance.

Conclusion générale

Depuis quelques années, le développement des aimants supraconducteurs HTc à champ magnétique intense s'accélère et de nombreuses réalisations voient le jour. Des élévations anormales de température ont été observées sur différents aimants refroidis à 4,2 K en bain d'hélium liquide proche de la pression atmosphérique et sont présentées dans le chapitre 1. Elles sont un frein à une opération stable dans le temps de ce type d'aimant et donc à leur développement pour des applications de physiques. La production de forts champs magnétiques, typiquement supérieurs à 20 T, crée de fort gradient de champs et par conséquent des forces magnétiques susceptibles de modifier le champ de gravité autour de l'aimant. Ce travail de thèse a permis d'étudier les effets des forces magnétiques sur les transferts de chaleur en bain saturé et d'expliquer les mécanismes d'élévation de température dans ces aimants haut champ refroidis en bain.

La caractérisation des transferts thermiques étudiés dans ce travail de thèse a été menée lors de campagnes expérimentales réalisées au LNCMI qui sont décrites dans ce manuscrit, et qui ont présenté un vrai challenge technique et d'organisation. En premier lieu, la complexité du développement des systèmes expérimentaux liée aux températures cryogéniques, aux forts champs magnétiques et à l'instrumentation associée, ainsi qu'à l'encombrement réduit et la mise en place de vide d'isolement a rendu ces expériences extrêmement délicates à concevoir et à mener à bien. En second lieu, le créneau d'accès à la station expérimentale M10 du LNCMI, pré-défini 6 mois à l'avance, peut être, dans une certaine mesure, comparé à celui d'un lancement de satellite avec une date butoir ferme. Finalement, les modifications des systèmes expérimentaux doivent avoir lieu au LNCMI en un temps très court et demandent une réactivité forte qu'une expérience en place au CEA Saclay n'imposerait pas. Malgré ces contraintes, les campagnes expérimentales ont été menées avec succès et sont riches d'enseignement.

- La démonstration de la faisabilité de ce type d'étude sur l'hélium, qui présente une susceptibilité magnétique relativement faible, est favorable à la réalisation d'études similaires pour des fluides diamagnétique de susceptibilité magnétique équivalente tels que l'eau ou l'azote. Cela permettrait de venir compléter les études de transfert thermique réalisées à l'aide de vol parabolique qui ne peuvent être effectuées en régime permanent et dont les coûts sont très élevés. De plus, la large gamme de gravité résultante exploitable rend ce système très intéressant pour des expériences à des niveaux de gravité fixe comme celui de la Lune ou de Mars.
- Elles ont permis de quantifier l'influence du niveau de gravité résultante sur les transferts thermiques en ébullition en bain :
 - L'évolution du flux critique en $g^{1/4}$ prédit par les différents modèles théoriques a été confirmée lors des deux campagnes expérimentales pour des niveaux de gravité évoluant entre 0,019g et 2,2g.

- Le coefficient d'échange en ébullition nucléée pour l'hélium n'est pas dégradé par la baisse de la gravité résultante.
- Les transferts thermiques en ébullition en film sont légèrement détériorés avec la diminution du niveau de gravité résultante.
- Lors de l'inversion de la gravité sur la surface d'échange, la stagnation des bulles sur la surface induit une extrême dégradation des transferts thermiques. Ainsi pour une énergie dissipée identique, l'élévation de température mesurée est multipliée par 100 par rapport au cas où le sens de la gravité n'est pas inversé.

Ces résultats expérimentaux, et plus spécifiquement ceux effectués en gravité inversée, ont ensuite été utilisés pour l'analyse des élévations de température non-anticipées observées sur l'aimant HTc NOUGAT. Les forces magnétiques étant très élevées sur ce type d'aimant, un grand volume de vapeur peut être piégé dans le bain, en paroi de l'aimant, à l'intérieur d'un puits de potentiel magnéto-gravitaire. L'étude des puissances thermiques dissipées dans l'aimant HTc a mené au constat suivant : suffisamment de puissance est dissipée dans le bain de liquide pour le remplissage du puits de potentiel par vaporisation de liquide. L'aimant n'est alors plus intégralement baigné de liquide froid, une couche de vapeur isolante empêche son bon refroidissement.

La conclusion de cette analyse n'est pas l'impossibilité du refroidissement des aimants haut champ mais une mise en évidence de la nécessité d'une étude magnéto-thermique complète pour la réalisation des futurs aimants HTc à champ magnétique intense.

Bibliographie

- [1] Ben Parkinson. Design considerations and experimental results for MRI systems using HTS magnets. *Superconductor Science and Technology*, 30(1) :014009, January 2017.
- [2] Anna Nowogrodzki. The world's strongest MRI machines are pushing human imaging to new limits. *Nature*, pages 24–27, 2018.
- [3] Hideaki Maeda and Yoshinori Yanagisawa. Future prospects for NMR magnets : A perspective. *Journal of Magnetic Resonance*, 306 :80–85, September 2019.
- [4] Kenji Tasaki, Kei Koyanagi, S. Shigeki Takayama, Yusuke Ishii, Tsutomu Kurusu, Naoyuki Amemiya, Toru Ogitsu, Yoshiyuki iwata, and Koji Noda. Development of HTS Magnet for Rotating Gantry. *Physics Procedia*, 81 :162–165, 2016.
- [5] Pierluigi Bruzzone, Walter H. Fietz, Joseph V. Minervini, Mikhail Novikov, Nagato Yanagi, Yuhu Zhai, and Jinxing Zheng. High temperature superconductors for fusion magnets. *Nuclear Fusion*, 58(10) :103001, October 2018.
- [6] Robert B Palmer, Richard Fernow, and Jon Lederman. Muon Collider Final Cooling in 30-50 T Solenoids. Brookhaven National Lab, April 2011.
- [7] Heike Kamerlingh Onnes. *Through Measurement to Knowledge*, volume 124 of *Boston Studies in the Philosophy of Science*. Springer Netherlands, Dordrecht, 1990.
- [8] B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller, and E. Corenzwit. Superconductivity of Nb 3 Sn. *Physical Review*, 95(6) :1435–1435, September 1954.
- [9] J. K. Hulm and R. D. Blaugher. Superconducting Solid Solution Alloys of the Transition Elements. *Physical Review*, 123(5) :1569–1580, September 1961.
- [10] T. G. Berlincourt and R. R. Hake. Superconductivity at High Magnetic Fields. *Physical Review*, 131(1) :140–157, July 1963.
- [11] B. T. Matthias. Superconducting device consisting of a niobium-titanium composition, 1961.
- [12] C. Laverick and G. Lobell. Large High Field Superconducting Magnet System. *Review of Scientific Instruments*, 36(6) :825–830, June 1965.
- [13] J G Bednorz. Possible High Tc Superconductivity in the Ba - La- Cu- 0 System. 1986.
- [14] J. Z. Sun, D. J. Webb, M. Naito, K. Char, M. R. Hahn, J. W. P. Hsu, A. D. Kent, D. B. Mitzi, B. Oh, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, and A. Kapitulnik. Superconductivity and magnetism in the high- T c superconductor YBaCuO. *Physical Review Letters*, 58(15) :1574–1576, April 1987.
- [15] S. Massidda, Jaejun Yu, and A.J. Freeman. Electronic structure and properties of Bi2Sr2CaCu2O8, the third high-Tc superconductor. *Physica C : Superconductivity*, 152(3) :251–258, May 1988.

-
- [16] NHFML, Plots.
- [17] F. Bitter. The Design of Powerful Electromagnets Part II. The Magnetizing Coil. *Review of Scientific Instruments*, 7(12) :482–488, December 1936.
- [18] H.J Schneider-Muntau and P. Rub. The Helix Project. In *Physique sous champs magnétiques intenses*, volume 242, pages 161–165, Grenoble, France, 1974.
- [19] C. Trophime, K. Egorov, F. Debray, W. Joss, and G. Aubert. Magnet calculations at the Grenoble High Magnetic Field Laboratory. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 12(1) :1483–1487, March 2002.
- [20] Seungyong Hahn, Kwanglok Kim, Kwangmin Kim, Xinbo Hu, Thomas Painter, Iain Dixon, Seokho Kim, Kabindra R. Bhattarai, So Noguchi, Jan Jaroszynski, and David C. Larbalestier. 45.5-tesla direct-current magnetic field generated with a high-temperature superconducting magnet. *Nature*, 570(7762) :496–499, June 2019.
- [21] Sangwon Yoon, Jaemin Kim, Kyekun Cheon, Hunju Lee, Seungyong Hahn, and Seung-Hyun Moon. 26 T 35 mm all-GdBa₂Cu₃O_{7-x} multi-width no-insulation superconducting magnet. *Superconductor Science and Technology*, 29(4) :04LT04, April 2016.
- [22] K. Ohkura, K. Sato, M. Ueyama, Jun Fujikami, and Y. Iwasa. Generation of 24.0 T at 4.2 K and 23.4 T at 27 K with a high-temperature superconductor coil in a 22.54 T background field. *Applied Physics Letters*, 67(13) :1923–1925, September 1995.
- [23] S Matsumoto, T Kiyoshi, A Otsuka, M Hamada, H Maeda, Y Yanagisawa, H Nakagome, and H Suematsu. Generation of 24 T at 4.2 K using a layer-wound GdBCO insert coil with Nb₃Sn and Nb–Ti external magnetic field coils. *Superconductor Science and Technology*, 25(2) :025017, February 2012.
- [24] Hubertus W. Weijers, Scott T. Hannahs, Tim. P. Murphy, W. Denis Markiewicz, Andrew V. Gavrillin, Adam J. Voran, Yuri L. Viouchkov, Scott R. Gundlach, Patrick D. Noyes, Dima V. Abraimov, and Hongyu Bai. Progress in the Development and Construction of a 32-T Superconducting Magnet. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 26(4) :1–7, June 2016.
- [25] Y Yanagisawa and K Kajita. 27.6 T Generation Using Bi-2223/REBCO Superconducting Coils. 2016.
- [26] Jianhua Liu, Qiuliang Wang, Yinming Dai, Lankai Li, and Shousen Song. A 15-T ReBCO Insert for a 30-T All Superconducting Magnet. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 27(4) :1–5, June 2017.
- [27] Jianhua Liu, Qiuliang Wang, Lang Qin, Benzhe Zhou, Kangshuai Wang, Yaohui Wang, Lei Wang, Zili Zhang, Yinming Dai, Hui Liu, Xinning Hu, Hui Wang, Chunyan Cui, Dangui Wang, Hao Wang, Jinshui Sun, Wanshuo Sun, and Ling Xiong. World record 32.35 tesla direct-current magnetic field generated with an all-superconducting magnet. *Superconductor Science and Technology*, 33(3) :03LT01, March 2020.
- [28] W. D. Markiewicz, H. W. Weijers, P. D. Noyes, U. P. Trociewitz, K. W. Pickard, W. R. Sheppard, J. J. Jaroszynski, A. Xu, D. C. Larbalestier, D. W. Hazelton, and J. G. Weisend. 33.8 TESLA WITH A YBa₂Cu₃O₇ SUPERCONDUCTING TEST COIL. pages 225–230, Tucson (Arizona), 2010.
- [29] Ulf P. Trociewitz, Matthieu Dalban-Canassy, Muriel Hannion, David K. Hilton, Jan Jaroszynski, Patrick Noyes, Yuri Viouchkov, Hubertus W. Weijers, and David C. Larbalestier. 35.4 T field generated using a layer-wound superconducting coil made

- of (RE)Ba₂Cu₃O_{7-x} (RE = rare earth) coated conductor. *Applied Physics Letters*, 99(20) :202506, November 2011.
- [30] Donghui Jiang, Yunfei Tan, Guihong Zou, Xinxing Qian, Shili Jiang, Zhiyou Chen, Wenge Chen, and Guangli Kuang. Energizing behaviors of a no-insulation and layer-wound REBCO coil in high magnetic field. *Cryogenics*, 101 :1–6, July 2019.
- [31] Philippe Fazilleau, Xavier Chaud, François Debray, Thibault Lécresse, and Jung-Bin Song. 38 mm diameter cold bore metal-as-insulation HTS insert reached 32.5 T in a background magnetic field generated by resistive magnet. *Cryogenics*, 106 :103053, March 2020.
- [32] L. G. Rubin, B. L. Brandt, R. J. Weggel, S. Foner, and E. J. McNiff. 33.6 T dc magnetic field produced in a hybrid magnet with Ho pole pieces. *Applied Physics Letters*, 49(1) :49–51, July 1986.
- [33] E. J. McNiff, B. L. Brandt, S. Foner, L. G. Rubin, and R. J. Weggel. Temperature anomalies observed in liquid He columns in magnetic fields with field–field-gradient products $>21 \text{ T}^2 / \text{cm}$. *Review of Scientific Instruments*, 59(11) :2474–2476, November 1988.
- [34] M. H. Crozier. Magnetic Bubble Trapping in Liquids. *Journal of Applied Physics*, 36(12) :3802–3804, December 1965.
- [35] H. Bai, S. T. Hannahs, W. D. Markiewicz, and H. W. Weijers. Helium gas bubble trapped in liquid helium in high magnetic field. *Applied Physics Letters*, 104(13) :133511, March 2014.
- [36] Hongyu Bai, W. D. Markiewicz, H. W. Weijers, A. Voran, P. D. Noyes, B. Jarvis, W. R. Sheppard, Z. L. Johnson, S. R. Gundlach, and S. T. Hannahs. Impact of Trapped Helium Gas Bubble in Liquid Helium on the Cooling in High Magnetic Field. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 25(3) :1–4, June 2015.
- [37] Patrick Wikus, Wolfgang Frantz, Rainer Kümmerle, and Patrik Vonlanthen. Commercial gigahertz-class NMR magnets. *Superconductor Science and Technology*, 35(3) :033001, March 2022.
- [38] F. Hornung, M. Klaser, and T. Schneider. Degradation of Bi-2223 Tape After Cooling With Superfluid Helium. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 17(2) :3117–3120, June 2007.
- [39] Dongkeun Park, Juan Bascunan, Yi Li, Wooseung Lee, Yoonhyuck Choi, and Yuki-kazu Iwasa. Design Overview of the MIT 1.3-GHz LTS/HTS NMR Magnet with a New REBCO Insert. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 31(5) :1–6, August 2021.
- [40] Benjamin J Haid, Haigun Lee, Yukikazu Iwasa, Sang-Soo Oh, Young-Kil Kwon, and Kang-Sik Ryu. A “permanent” high-temperature superconducting magnet operated in thermal communication with a mass of solid nitrogen q. 2002.
- [41] P. Hales, P. Hirst, S. Milward, S. Harrison, and H. Jones. A Solid-Nitrogen Cooled High-Temperature Superconducting Magnet for Use in Magnetohydrodynamic Marine Propulsion. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 16(2) :1419–1422, June 2006.
- [42] Jung-Bin Song, Kwang Lok Kim, Donggyu Yang, Young-Gyun Kim, Jongseok Lee, Min Chul Ahn, and Haigun Lee. High- T_c Superconducting High Gradient Magnetic Separator Using Solid Nitrogen Cooling System for Purification of CMP Wastewater. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 23(3) :3700505–3700505, June 2013.

-
- [43] M. D. Simon and A. K. Geim. Diamagnetic levitation : Flying frogs and floating magnets. *Journal of Applied Physics*, 87(9) :6200–6204, May 2000.
- [44] W.M Haynes. Handbook of Chemistry and Physics 95th Edition, 2014.
- [45] Nobuko I. Wakayama. Magnetic buoyancy force acting on bubbles in nonconducting and diamagnetic fluids under microgravity. *Journal of Applied Physics*, 81(7) :2980–2984, April 1997.
- [46] C. Lorin and A. Mailfert. Magnetic levitation in two-dimensional geometry with translational invariance. *Journal of Applied Physics*, 104(10) :103904, November 2008.
- [47] C. Lorin and A. Mailfert. Magnetic Compensation of Gravity and Centrifugal Forces. *Microgravity Science and Technology*, 21(1-2) :123–127, January 2009.
- [48] Robert Halleux. Sur la fabrication de l’acier dans l’Antiquité et au Moyen Âge. *Comptes-rendus des séances de l’année - Académie des inscriptions et belles-lettres*, 151(3) :1301–1319, 2007.
- [49] Shiro Nukiyama. Film boiling water on thin wires. *Society of Mechanical Engineering*, 37, 1934.
- [50] Steven W. Van Sciver. *Helium Cryogenics*. Springer US, Boston, MA, 1986.
- [51] D N Lyon. Boiling heat transfer and peak nucleate boiling fluxes in saturated liquid helium between the lambda and critical temperatures. *Internation advance in Cryogenic Engineering*, 10, 1965.
- [52] Adrian Bejan. *Convection Heat Transfer*. Wiley, 1 edition, April 2013.
- [53] E. A. Spiegel and G. Veronis. On the Boussinesq Approximation for a Compressible Fluid. *The Astrophysical Journal*, 131 :442, March 1960.
- [54] Monique Lallemand. Transferts en changement de phase - Ébullition libre. *Physique énergétique*, July 2005.
- [55] W Fritz. Maximum volume of vapor bubbles. *Physic Zeitschz*, 36 :354–379, 1935.
- [56] Novak Zuber. Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6(1) :53–78, January 1963.
- [57] G. Pichavant, B. Cariteau, D. Chatain, V. Nikolayev, and D. Beysens. Magnetic Compensation of Gravity : Experiments with Oxygen. *Microgravity Science and Technology*, 21(1-2) :129–133, January 2009.
- [58] W. M. Rohsenow. A Method of Correlating Heat-Transfer Data for Surface Boiling of Liquids. *Journal of Fluids Engineering*, 74(6) :969–975, August 1952.
- [59] Novak Zuber. Hydrodynamic Aspects Of Boiling Heat Transfer (Thesis). Technical Report AECU–4439, 4175511, June 1959.
- [60] Gangtao Liang and Issam Mudawar. Pool boiling critical heat flux (CHF) – Part 1 : Review of mechanisms, models, and correlations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 117 :1352–1367, February 2018.
- [61] P. J. Berenson. Film-Boiling Heat Transfer From a Horizontal Surface. *Journal of Heat Transfer*, 83(3) :351–356, August 1961.
- [62] Leroy Alton Bromley. *Heat Transfer in Stable Film Boiling*. U.s. atomic energy commission, technical information division edition, 1949.
- [63] F. Bitter. The Design of Powerful Electromagnets Part IV. The New Magnet Laboratory at M. I. T. *Review of Scientific Instruments*, 10(12) :373–381, December 1939.

- [64] F. Debray, J. Dumas, C. Trophime, and N. Vidal. DC High Field Magnets at the LNCMI. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 22(3) :4301804–4301804, June 2012.
- [65] F. Debray. Contribution au développement des aimants pour champs magnétiques intenses dans le domaine des matériaux, de la thermique et de la gestion de l'énergie. 2021.
- [66] Steffen Krämer and Kevin Paillot. Communication privée avec Steffen Krämer du LNCMI, 2021.
- [67] Xavier Chaud. Communication privée avec Xavier Chaud du LNCMI, 2021.
- [68] L. Quettier, H. Félice, A. Mailfert, D. Chatain, and D. Beysens. Magnetic compensation of gravity forces in liquid/gas mixtures : surpassing intrinsic limitations of a superconducting magnet by using ferromagnetic inserts. *The European Physical Journal Applied Physics*, 32(3) :167–175, December 2005.
- [69] Samson Semenovich Kutateladze. Heat Transfer in Condensation and Boiling. 1959.
- [70] Y Katto and Y Haramura. New hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids. 1982.
- [71] Cheng-Kang Guan, James F. Klausner, and Renwei Mei. A new mechanistic model for pool boiling CHF on horizontal surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54(17-18) :3960–3969, August 2011.
- [72] C.M Usikin and Robert Siegel. An Experimental Study of Boiling in Reduced and Zero Gravity Fields. *Journal of Heat Transfer*, 1961.
- [73] H. Merte and J. A. Clark. Boiling Heat Transfer With Cryogenic Fluids at Standard, Fractional, and Near-Zero Gravity. *Journal of Heat Transfer*, 86(3) :351–358, August 1964.
- [74] Toshiharu Oka, Yoshiyuki Abe, Yasuhiko H. Mori, and Akira Nagashima. Pool Boiling Heat Transfer in Microgravity. Experiments with CFC-113 and Water Utilizing a Drop Shaft Facility. *JSME International Journal Series B*, 39(4) :798–807, 1996.
- [75] T. Oka, Y. Abe, Y. H. Mori, and A. Nagashima. Pool Boiling of n-Pentane, CFC-113, and Water Under Reduced Gravity : Parabolic Flight Experiments With a Transparent Heater. *Journal of Heat Transfer*, 117(2) :408–417, May 1995.
- [76] D. P. Shatto and G. P. Peterson. Pool Boiling Critical Heat Flux in Reduced Gravity. *Journal of Heat Transfer*, 121(4) :865–873, November 1999.
- [77] Jungho Kim, John F Benton, and Derek Wisniewski. Pool boiling heat transfer on small heaters : effect of gravity and subcooling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45(19) :3919–3932, September 2002.
- [78] Rishi Raj, Jungho Kim, and John McQuillen. Gravity Scaling Parameter for Pool Boiling Heat Transfer. *Journal of Heat Transfer*, 132(9) :091502, September 2010.
- [79] Guillaume Pichavant. *Dynamique de transitions de phase et échanges de chaleur dans l'oxygène et l'hydrogène en ambiance spatiale*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2012.
- [80] S Garcia. Boiling in liquid hydrogen under gravity compensated with a magnetic field. Stage, Chalmers University of Technology, 2012.
- [81] L. Quettier and B. Baudouy. A magnet system design for reduced gravity environment. *Cryogenics*, 50(9) :534–540, September 2010.

-
- [82] S Sgobba. Physics and measurements of magnetic materials. *CERN*, pp. 39-63, pages pp. 39–63, 2010. arXiv :1103.1069.
- [83] D. C. Meeker. Finite Element Method Magnetics, 2019.
- [84] Francis J. Ridgeon, Mark J. Raine, D. P. Halliday, M'hamed Lakrimi, Adrian Thomas, and Damian P. Hampshire. Superconducting Properties of Titanium Alloys (Ti-64 and Ti-6242) for Critical Current Barrels. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 27(4) :1–5, June 2017.
- [85] W.J. Lepkowski and J.W. Holladay. The Physical Properties of Titanium and Titanium alloys. Technical Report TML-73, 4338541, July 1957.
- [86] O. Umezawa and K. Ishikawa. Electrical and thermal conductivities and magnetization of some austenitic steels, titanium and titanium alloys at cryogenic temperatures. *Cryogenics*, 32(10) :873–880, January 1992.
- [87] Raymond Bowers. Magnetic Susceptibility of Copper Metal at Low Temperatures. *Physical Review*, 102(6) :1486–1488, June 1956.
- [88] S Prétot, B Zeghamati, and Ph Caminat. Influence of surface roughness on natural convection above a horizontal plate. *Advances in Engineering Software*, 2000.
- [89] M. Yousaf and S. Usman. Role of Surface Roughness during Natural Convection. *World Journal of Engineering and Technology*, 03(03) :140–148, 2015.
- [90] Boqi Ren, Chung-Gang Li, and Makoto Tsubokura. The effects of irregular roughness with different surface power spectrums on the heat transfer of natural convection in enclosures. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 141 :106581, February 2023.
- [91] Fujii Tetsu, Fujii Motoo, and Takeuchi Masanori. Influence of various surface roughness on the natural convection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 16(3) :629–636, March 1973.
- [92] Benjamin J. Jones, John P. McHale, and Suresh V. Garimella. The Influence of Surface Roughness on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer. *Journal of Heat Transfer*, 131(12) :121009, December 2009.
- [93] P.J. Berenson. Experiments on pool-boiling heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 5(10) :985–999, October 1962.
- [94] G.R. Chandratilleke and Shigefumi Nishio. Steady-state pool boiling heat transfer to saturated liquid helium at atmospheric pressure. *JSME International Journal*, 1989.
- [95] Harry O’Hanley, Carolyn Coyle, Jacopo Buongiorno, Tom McKrell, Lin-Wen Hu, Michael Rubner, and Robert Cohen. Separate effects of surface roughness, wettability, and porosity on the boiling critical heat flux. *Applied Physics Letters*, 103(2) :024102, July 2013.
- [96] Clement Genot. *Numerical and experimental studies for the optimization and protection of NI-MI HTS coils*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2022.
- [97] Datasheet Constantan. Technical report, 2001.
- [98] Datasheet Isotan. Technical report, 2022.
- [99] M. Abrecht, A. Adare, and J. W. Ekin. Magnetization and magnetoresistance of common alloy wires used in cryogenic instrumentation. *Review of Scientific Instruments*, 78(4) :046104, 2007.

- [100] J. C. Southard and R. T. Milner. Low Temperature Specific Heats. II. The Calibration of the Thermometer and the Resistance of Platinum, Platinum-10% Rhodium and Constantan between -259 and -190°. *Journal of the American Chemical Society*, 55(11) :4384–4391, November 1933.
- [101] H.D. Ramsbottom, S. Ali, and D.P. Hampshire. Response of a new ceramic-oxynitride (Cernox) resistance temperature sensor in high magnetic fields. *Cryogenics*, 36(1) :61–63, 1996.
- [102] G Heine and W Lang. Magnetoresistance of the new ceramic “Cernox” thermometer from 4.2 K to 300 K in magnetic fields up to 13 T. *Cryogenics*, 38(4) :377–379, April 1998.
- [103] B. L. Brandt, D. W. Liu, and L. G. Rubin. Low temperature thermometry in high magnetic fields. VII. Cernox™ sensors to 32 T. *Review of Scientific Instruments*, 70(1) :104–110, January 1999.
- [104] M Su. Behavior of CERNOX temperature sensors at static magnetic fields up to 15 T. *M. S.*, 2000.
- [105] Eckels Engineering Inc. Cryocomp version 3.
- [106] F. Rondeaux. Thermal conductivity measurements of epoxy systems at low temperature. In *AIP Conference Proceedings*, volume 614, pages 197–203, Madison, Wisconsin (USA), 2002. AIP. ISSN : 0094243X.
- [107] L. W. Bruch and F. Weinhold. Diamagnetism of helium. *The Journal of Chemical Physics*, 113(19) :8667–8670, November 2000.
- [108] Tanaka Hiroaki. On the stability of vapor film in pool film boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(1) :129–134, January 1988.
- [109] V.V. Klimenko. Film boiling on a horizontal plate — new correlation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(1) :69–79, January 1981.
- [110] Shigefumi Nishio and G. Rohana Chandratilleke. Steady-State Pool Boiling Heat Transfer to Saturated Liquid Helium at Atmospheric Pressure. *JSME international journal. Ser. 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties*, 32(4) :639–645, 1989.
- [111] I. P. Vishnev. Effect of orienting the hot surface with respect to the gravitational field on the critical nucleate boiling of a liquid. *Journal of Engineering Physics*, 24(1) :43–48, January 1973.
- [112] Mohamed S El-Genk and Zhanxiong Guo. Transient boiling from inclined and downward-facing surfaces in a saturated pool. *International Journal of Refrigeration*, 16(6) :414–422, January 1993.
- [113] Paolo Di Marco and Walter Grassi. About the scaling of critical heat flux with gravity acceleration in pool boiling. 1999.
- [114] Lienhard. Extended hydrodynamic theory of peak minimum pool boiling heat fluxes. Technical report, 1973.
- [115] Samson Semenovitch Kutateladze. Boiling heat transfer. 1961.
- [116] V.I. Deev, V.E. Keilin, I.A. Kovalev, A.K. Kondratenko, and V.I. Petrovichev. Nucleate and film pool boiling heat transfer to saturated liquid helium. *Cryogenics*, 17(10) :557–562, October 1977.
- [117] M. Maracy and R.H.S. Winterton. Hysteresis and contact angle effects in transition pool boiling of water. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(7) :1443–1449, July 1988.

-
- [118] Iztok Golobič and Arthur E. Bergles. Effects of heater-side factors on the saturated pool boiling critical heat flux. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 15(1) :43–51, July 1997.
- [119] Yu. A. Kirichenko, S. M. Kozlov, and N. M. Levchenko. Critical heat-transfer characteristics for the boiling of helium I in a centrifugal force field. *Journal of Engineering Physics*, 42(2) :135–140, February 1982.
- [120] DOSPAK v 3.01.
- [121] CL Tsai, H Weinstock, and OVERTON WC JR. Low temperature thermal conductivity of Stycast 2850 FT. 1978.
- [122] G Wiedemann and R Franz. Über die Wärme-Leitungsfähigkeit der Metalle. *Annalen der Physik und Chemie*, 1853.
- [123] R. W. Arenz, C. F. Clark, and W. N. Lawless. Thermal conductivity and electrical resistivity of copper in intense magnetic fields at low temperatures. *Physical Review B*, 26(6) :2727–2732, September 1982.
- [124] Zhanxiong Guo and Mohamed S. El-Genk. An experimental study of saturated pool boiling from downward facing and inclined surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35(9) :2109–2117, September 1992.
- [125] H.K. Züst and W.B. Bald. Experimental observations of flow boiling of liquid helium I in vertical channels. *Cryogenics*, 21(11) :657–666, November 1981.
- [126] J. Klier, P. Stefanyi, and A. F. G. Wyatt. Contact Angle of Liquid He 4 on a Cs Surface. *Physical Review Letters*, 75(20) :3709–3712, November 1995.
- [127] Jack Ekin. *Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements : Cryostat Design, Material Properties and Superconductor Critical-Current Testing*. Oxford University Press Oxford, 1 edition, October 2006.
- [128] Milan Jergel and Richard Stevenson. Static heat transfer to liquid helium in open pools and narrow channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 14(12) :2099–2107, December 1971.
- [129] J. K. Hulm. The thermal conductivity of tin, mercury, indium and tantalum at liquid helium temperatures. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 204(1076) :98–123, November 1950.
- [130] R. B. Stephens. Low-Temperature Specific Heat and Thermal Conductivity of Non-crystalline Dielectric Solids. *Physical Review B*, 8(6) :2896–2905, September 1973.
- [131] Patricia Arlabosse. Overview of pool boiling heat transfer studies in variable gravity. In *AIP Conference Proceedings*, volume 504, pages 744–750, Seoul (Korea), 2000. AIP. ISSN : 0094243X.
- [132] J. H. Lienhard and P. T. Y. Wong. The Dominant Unstable Wavelength and Minimum Heat Flux During Film Boiling on a Horizontal Cylinder. *Journal of Heat Transfer*, 86(2) :220–225, May 1964.
- [133] E. A. Ibrahim, R. W. Boom, and G. E. McIntosh. Heat Transfer to Subcooled Liquid Helium. In K. D. Timmerhaus, editor, *Advances in Cryogenic Engineering*, pages 333–339. Springer US, Boston, MA, 1978.
- [134] R.V. Smith. Review of heat transfer to helium I. *Cryogenics*, 9(1) :11–19, February 1969.
- [135] Curt Schmidt. Review of steady state and transient heat transfer in pool boiling helium I. pages 17–31, 1981.

- [136] V. Purdy, C. Linnet, and T. H. K. Frederking. Nucleate Boiling of Liquid Helium I on Gallium Single Crystals. In K. D. Timmerhaus, editor, *Advances in Cryogenic Engineering*, pages 359–367. Springer US, Boston, MA, 1971.
- [137] Tara Benkel, Yasuyuki Miyoshi, Xavier Chaud, Arnaud Badel, and Pascal Tixador. REBCO tape performance under high magnetic field. *The European Physical Journal Applied Physics*, 79(3) :30601, September 2017.
- [138] Thibault Lécresse, Xavier Chaud, Philippe Fazilleau, Clément Genot, and Jung-Bin Song. Metal-as-insulation HTS coils. *Superconductor Science and Technology*, 35(7) :074004, July 2022.
- [139] Fei Liang, Sriharsha Venuturumilli, Huiming Zhang, Min Zhang, Jozef Kvitkovic, Sastry Pamidi, Yawei Wang, and Weijia Yuan. A finite element model for simulating second generation high temperature superconducting coils/stacks with large number of turns. *Journal of Applied Physics*, 122(4) :043903, July 2017.
- [140] James Prescott Joule. *Joint scientific papers of James Prescott Joule. 1*. Cambridge library collection Physical sciences. Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- [141] Guillaume Dilasser. *Experimental and numerical study of screening currents in REBCO high temperature superconducting magnets*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2017.
- [142] Philippe Fazilleau, Xavier Chaud, Thibault Lécresse, and Jung-Bin Song. Communication privée.
- [143] Philippe Fazilleau and Guillaume Dilasser. Vortex shaking study with use of linear voltage–current law. *Superconductor Science and Technology*, 35(4) :045007, April 2022.

Table des figures

| | | |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1.1 | Coupe de la surface critique à 4,2 K pour des matériaux SBTc ($Nb - Ti$ et Nb_3Sn) et SHTc (REBCO et Bi-2223) [16]. | 4 |
| 1.2 | Configurations des aimants présentés : a) Tout HTc b) Aimant tout supra, <i>outsert</i> BTc et <i>insert</i> HTc c) Aimant hybride, <i>outsert</i> résistif avec un <i>insert</i> HTc. | 5 |
| 1.3 | Gauche - Champ magnétique le long de l'axe du solénoïde, Milieu - Gradient le long de l'axe du solénoïde, Droite - Géométrie du solénoïde | 15 |
| 1.4 | Carte de gravité résultante normalisée par rapport à la gravité terrestre pour l'hélium dans un solénoïde. Les flèches représentent uniquement la direction de la gravité résultante \vec{g}^* . Le rectangle beige représente la géométrie du solénoïde. | 15 |
| 1.5 | Schématisme de l'échange thermique entre l'aimant et son bain d'hélium lors de dissipations d'énergie. La température de l'aimant est systématiquement supérieure à la température de l'hélium et il est possible de connaître sa température d'équilibre à partir de la température de paroi. | 16 |
| 1.6 | Courbe de Nukiyama. L'abscisse représente l'élévation de température de la paroi, $T_{paroi} - T_{fluide}$, et l'ordonnée le flux thermique échangé avec le fluide réfrigérant, q | 17 |
| 1.7 | Phénomène de convection naturelle sur une paroi verticale. L'apport de chaleur de la paroi vers le bain, permet la mise en mouvement du fluide et le refroidissement de la paroi. | 18 |
| 1.8 | De gauche à droite : germe de gaz piégé dans une cavité, croissance de la bulle par vaporisation du liquide environnant, détachement de la bulle et mise en mouvement du liquide. | 20 |
| 1.9 | Jets de vapeur s'échappant des sites de nucléation d'une surface chaude. | 21 |
| 2.1 | Schéma représentant l'empilement des plaques conductrices avec les couches isolantes pour la réalisation de bobines Bitter [65]. | 25 |
| 2.2 | Coupe d'un aimant polyhélices. Pour cet aimant, 14 hélices sont utilisées [65]. | 25 |
| 2.3 | Découpe des aimants interne et externe de M10. Rouge - polyhélices. Bleu - bobines Bitter. Zone hachuré - zone de calcul du champ où sera inséré la cellule expérimentale. | 26 |
| 2.4 | Description géométrique d'un sous-solénoïde d'un aimant. | 26 |
| 2.5 | Facteur correctif pour chacun des sous-solénoïdes composant les polyhélices. | 28 |
| 2.6 | Facteur correctif pour chacun des sous-solénoïdes composant les bobines Bitter. | 28 |
| 2.7 | Comparaison de la mesure de champ sur l'axe avec le modèle analytique pour les courants d'alimentation maximum dans les polyhélices et les bobines Bitter. | 28 |

| | | |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 2.8 | Comparaison du $ \text{grad}(B^2) $ déduit de la mesure de champ sur l'axe avec le modèle analytique pour les courants d'alimentation maximum dans les polyhélices et les bobines Bitter. | 28 |
| 2.9 | Ecart relatif entre la modélisation analytique et les mesures de champ réalisées sur l'axe. | 29 |
| 2.10 | Ecart relatif du $\text{grad}(B^2)$ entre la modélisation analytique et les mesures de champ réalisées sur l'axe. | 29 |
| 2.11 | Carte de l'amplitude du champ magnétique en [T] correspondant à la puissance maximale de l'aimant. | 30 |
| 2.12 | Carte de force magnétique dans la partie haute et basse de l'aimant à la puissance maximale pour de l'hélium. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la force magnétique. Les flèches rouges représentent les vecteurs correspondant aux forces magnétiques. | 31 |
| 2.13 | Carte de la composante radiale et axiale de la force magnétique de l'aimant à la puissance maximale pour de l'hélium. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs. | 31 |
| 2.14 | Carte de la gravité résultante dans la partie haute et basse de l'aimant atteignable à la puissance maximale. Les flèches rouges représentent le vecteur gravité résultante normalisée $\vec{\epsilon}$. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs. | 32 |
| 2.15 | Carte de gravité résultante normalisée $\vec{\epsilon}$ correspondant aux mesures effectuées à très faible niveau d'accélération résiduelle. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs. | 33 |
| 2.16 | Potentiel magnéto-gravitaire de l'hélium correspondant à la puissance maximale de l'aimant dans la partie supérieure. Les lignes noires représentent les iso-valeurs. | 34 |
| 2.17 | Volume infinitésimal de liquide à l'équilibre. F_{mag} est la force magnétique et F_g la force de pesanteur terrestre. | 34 |
| 2.18 | Installation expérimentale dans la station M10 avec positionnement du cryostat dans l'aimant. | 37 |
| 3.1 | Bulle de vapeur à l'équilibre dont la croissance est alimentée par l'évaporation de la couche de liquide. | 40 |
| 3.2 | Champignon de vapeur dont la croissance est alimentée par l'évaporation de la couche de liquide. | 41 |
| 3.3 | Comparaison des données expérimentales connues avant nos expériences. La ligne pleine représente la dépendance à la gravité prévue par la théorie du flux critique. | 45 |
| 3.4 | Positionnement du système expérimental dans le cryostat rempli d'hélium liquide du LNCMI pour une position arbitraire de l'ensemble par rapport à l'aimant résistif M10 [64]. | 46 |
| 3.5 | Schéma présentant le principe de fonctionnement de la cellule expérimentale utilisée pour la caractérisation des transferts thermiques en hélium liquide sous champ magnétique. | 47 |
| 3.6 | Cellule expérimentale utilisée pour la caractérisation des transferts thermiques en hélium liquide sous champ magnétique. | 47 |
| 3.7 | Pièce en "T" utilisée afin de maintenir le vide de la cellule mais également de permettre la thermalisation des fils d'instrumentation de la cellule. | 48 |
| 3.8 | Vue du dessus de la cellule expérimentale. La sonde à effet Hall avait été installée à la même hauteur que le disque de cuivre avant d'être déplacée. | 49 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.9 | Vue du dessous de la cellule expérimentale. La sonde à effet Hall est installée sur l'axe de la cellule au milieu du centreur en téflon. | 49 |
| 3.10 | Platine supérieure permettant l'interfaçage de la cellule avec le cryostat du LNCMI. Des passages étanches sont également installés pour la sortie des fils d'instrumentations. | 50 |
| 3.11 | Carte de gravité résultante autour de la cellule expérimentale pour différentes valeurs de susceptibilité. Orange : disque de cuivre. Gris : enceinte à vide. Vert : vide. | 51 |
| 3.12 | Carte de gravité résultante autour de la cellule expérimentale pour différentes valeurs de susceptibilité. Orange : disque de cuivre. Gris : enceinte à vide. Vert : vide. | 51 |
| 3.13 | Variation de la moyenne volumique de la gravité résultante en fonction de la susceptibilité de l'enceinte à vide. La ligne rouge représente une variation de 0,1%. | 52 |
| 3.14 | Le Sa est défini comme la moyenne surfacique de l'élévation de la surface (en valeur absolue) par rapport à son plan moyen. | 53 |
| 3.15 | Finition grain 2400 et grossissement $\times 10$ | 54 |
| 3.16 | Finition grain 4000 et grossissement $\times 10$ | 54 |
| 3.17 | Finition grain 2400 et grossissement $\times 150$ | 54 |
| 3.18 | Finition grain 4000 et grossissement $\times 150$ | 54 |
| 3.19 | Comparaison de l'état de surface de la pièce en cuivre (trait plein $\times 150$ et tirets $\times 10$) par rapport aux mesures effectuées sur les rubans HTc. Les deux grossissements sont représentés en orange pour $\times 150$ et le bleu pour $\times 10$ | 55 |
| 3.20 | Photographie de l'installation de la sonde de température sur la pièce en cuivre au centre du chauffeur résistif. | 57 |
| 3.21 | Schéma électrique de la source de courant 100 ou 10 μA destinée à la mesure de résistance des Cernox [®] | 57 |
| 3.22 | Montage de principe du système d'acquisition destiné à la mesure de résistance des Cernox. | 58 |
| 3.23 | Profil de champ magnétique (sur l'axe) mesuré par la sonde à effet Hall située 28 mm plus bas que la surface de cuivre. On sait que si l'ascenseur indique 350 mm, la surface de cuivre est située à 378 mm. | 59 |
| 3.24 | Évolution de la température et du flux thermique lors de la détection du flux critique thermique à 0,5g. Le flux thermique est augmenté par pas d'environ 500 W/m^2 jusqu'à 6500 W/m^2 puis les pas sont réduits à 50 W/m^2 jusqu'au déclenchement de l'ébullition en film à 1500 s pour un flux critique de 8000 W/m^2 | 60 |
| 3.25 | Évolution de la température et du champ magnétique lors de la détection du flux critique thermique à 6150 W/m^2 . Le flux thermique est immédiatement remis à zéro après la transition d'où une valeur de température qui retourne à 4,2 K. Le champ est maintenu constant. | 61 |
| 3.26 | Comparaison des deux méthodes de détection du flux critique employée en fonction de la gravité résultante. Losanges bleus : champ magnétique variable. Point rouge : flux thermique variable. | 62 |
| 3.27 | Géométrie de la simulation numérique et numérotation des surfaces en contact avec l'hélium liquide. Les conductivités thermiques sont considérées constantes. Le coefficient d'échange imposé aux surfaces est de 10 000 $\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$. Orange : disque de cuivre. Vert : Epoxy. Rouge : chauffeur résistif en constantan. Gris : pièces en alliage de titane. | 63 |

| | | |
|------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.28 | Flux thermique dans le disque de cuivre sous un champ magnétique de 23 T (jaune à violet). La variation de flux sur la surface d'échange est inférieure à 3%. Vert : Epoxy. Rouge : chauffeur résistif en constantan. Gris : pièces en alliage de titane. | 64 |
| 3.29 | Carte des isovaleurs de l'amplitude de la gravité résultante relative à la gravité terrestre [%] superposée à la cellule expérimentale. La ligne courbe notée 2,5 signifie que l'amplitude de la gravité résultante vaut 0,025g le long de cette courbe. Le volume utilisé pour la moyenne est représenté par le rectangle gris transparent. Orange : disque de cuivre. Vert : epoxy. Rouge : chauffeur résistif. Gris : partie en titane. | 68 |
| 3.30 | Similarités entre l'inclinaison de la gravité résultante par rapport à la surface d'échange et l'inclinaison de la surface d'échange par rapport à la gravité résultante. Θ est l'angle d'inclinaison de la gravité résultante. . . . | 68 |
| 3.31 | Gauche - Inclinaison équivalente en fonction de la gravité résultante pour nos résultats expérimentaux. Droite - Cartes de gravité résultantes correspondantes superposées aux cellules expérimentales. Orange : disque de cuivre. Vert : epoxy. Rouge : chauffeur résistif. Gris : parties titane. . . . | 69 |
| 3.32 | Flux de chaleur critique, CHF_{\perp} , en fonction de la gravité résultante moyennée. Les rectangles rouges représentent les points de données expérimentales avec les incertitudes associée. | 70 |
| 3.33 | Résultats du flux de chaleur critique - carrés rouges - et corrélation avec l'équation 3.1. La zone bleue est constituée des lignes à $\pm 10\%$ de la valeur K obtenue. La valeur K de 0,197 est extraite d'une régression linéaire de nos données expérimentales avec la corrélation du CHF de Zuber. | 71 |
| 3.34 | Comparaison de nos mesures avec d'autres données expérimentales. | 72 |
| 4.1 | Comparaison des dimensions des pièces en cuivre de la première cellule (à gauche) et de la cellule CESAR (à droite). | 75 |
| 4.2 | Description des constituants de la cellule expérimentale CESAR. | 76 |
| 4.3 | Seconde version de la pièce "T". | 77 |
| 4.4 | Capteurs de température et chauffeur résistif sur la pièce en cuivre de la cellule CESAR. | 78 |
| 4.5 | Simulation numérique thermique 2D-axisymétrique de la cellule en fonctionnement. Les graphiques de la partie droite correspondent aux profils de température sur les sections indiquées. Les conditions aux limites pour les surface 2-3-4 sont une température fixe de 4,2 K et une condition de type échange convectif pour la surface 1 avec un coefficient d'échange de 10 000 W/(m ² K). | 79 |
| 4.6 | Sonde à effet Hall dans le centreur en téflon de la cellule CESAR. | 80 |
| 4.7 | Schéma représentant la méthode de limitation de l'apport de puissance par les fils d'instrumentation depuis la platine à 300 K. En orange les fils en cuivre et en vert les fils en manganin. Le niveau d'hélium est représenté à titre indicatif. | 81 |
| 4.8 | Description des constituants de la cellule expérimentale CLIO. | 82 |
| 4.9 | Simulation numérique thermique 2D-axisymétrique de la cellule en fonctionnement dans le bain d'hélium liquide. Les conditions aux limites pour les surface 2-3-4 sont une température fixe de 4,2 K et une condition de type échange convectif avec un coefficient d'échange de 10 000 W/(m ² K) pour la surface 1. | 83 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.10 | Brasure de la sonde de température Cernox [®] BareChip au centre de la pièce de cuivre pour la cellule CLIO. | 84 |
| 4.11 | Pièce en cuivre dans la cellule expérimentale en G10. Les connexions 4 fils sont ensuite préparées pour le capteur de température et le chauffeur. . . . | 85 |
| 4.12 | Remplissage de la cellule expérimentale avec la colle Epoxy Stycast 2850 [®] | 85 |
| 4.13 | Comparaison entre la caractéristique $q(\Delta T)$ du capteur T2 obtenue avec des paliers plus longs de flux thermique (courbe bleue - 4h pour atteindre 10 000 W/m ²) et plus courts (courbe rouge - 1h pour atteindre 10 000 W/m ²). | 86 |
| 4.14 | Ajustement du courant du chauffeur résistif en fonction de la variation de champ magnétique. | 87 |
| 4.15 | Évolution de la magnétorésistance relative, dR/R , pour les capteurs calibrés précédemment et ceux calibrés lors de cette campagne. | 89 |
| 4.16 | Conductivité déduite des mesures de température des deux sondes et de la formule 4.1 en fonction du flux thermique avant l'apparition du flux critique. Les différentes courbes représentent des essais à différents champs centraux et donc différents niveaux de gravité résultante. | 90 |
| 4.17 | Forces radiales appliquées sur une bulle hors et sur de l'axe de rotation du champ magnétique. | 92 |
| 4.18 | Carte de gravité résultante correspondant au niveau minimum et au second niveau minimum étudié. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la gravité résultante. Les flèches rouges représentent les vecteurs \underline{g}^* | 93 |
| 4.19 | Présentation du calcul de la moyenne de la gravité résultante. | 94 |
| 4.20 | Carte de la composante verticale de la gravité résultante (en % de g) proche de la compensation de la pesanteur terrestre. En orange, la géométrie de la pièce en cuivre, en gris la géométrie de l'enceinte en titane. Le demi-cercle bleu représente la taille d'une bulle correspondant au niveau de gravité résultante moyennée d'après l'algorithme, 3.5 mm. Le carré gris représente la zone sur laquelle est calculé la moyenne volumique de g^* | 94 |
| 4.21 | Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. | 98 |
| 4.22 | Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. La surface de la courbe correspond à la prise en compte des erreurs. Extrait des courbes 4.21a et 4.21b pour un ΔT entre 0 K et 1,2 K. | 99 |
| 4.23 | Corrélation du flux critique avec la forme de Kutateladze pour différents niveaux de gravité résultante. La surface bleue correspond à la zone balayée par la droite de coefficient directeur $K=0,212\pm 10\%$ | 100 |
| 4.24 | Flux thermique en fonction de l'élévation de température des capteurs T1 et T2. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. Extrait des courbes 4.21a et 4.21b dans le régime de l'ébullition en film. . . . | 101 |
| 4.25 | Comparaison des flux minimums mesurés avec l'équation 4.13 en ligne noire pleine. La ligne pointillée représente l'équation 4.13 à laquelle est rajouté un terme constant. | 102 |
| 4.26 | Flux thermique en fonction de l'élévation de température du capteur. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. | 103 |

| | | |
|------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.27 | Flux thermique en fonction de l'élévation de température du capteur. Les surfaces de couleur représentent l'agrégation des points expérimentaux avec les erreurs de mesure décrites précédemment. Les différentes courbes correspondent aux différents niveaux de gravité. Zoom de la figure 4.26 avant flux critique. | 104 |
| 4.28 | Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 1g. | 104 |
| 4.29 | Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 0,219g. | 104 |
| 4.30 | Fit des mesures expérimentales avant flux critique pour 0,0124g. | 105 |
| 4.31 | Réponses temporelles des mesures de température de la cellule CLIO à un échelon de flux thermique de 3000 W/m ² pour différents niveaux de gravité résultante où $g^* > 0g$ | 106 |
| 4.32 | Réponses temporelles des mesures de température de la cellule CLIO à un échelon de flux thermique de 3000 W/m ² pour différents niveaux de gravité résultante $g^* < 0g$ | 107 |
| 4.33 | Carte de gravité résultante correspondant à -0,124g et -0,319g. Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la norme de la gravité résultante. Les flèches rouges représentent les vecteurs \vec{g}^* . Vert : pièce en G10, orange : pièce en cuivre, rouge : capteur de température, jaune : epoxy. | 108 |
| 4.34 | Réponse temporelle de la mesure de température de la cellule CLIO suite à la mise à zéro d'un échelon de flux thermique de 1000 W/m ² . La courbe orange présente l'évolution temporelle de la gravité résultante au centre de la surface d'échange. | 109 |
| 4.35 | Courbes d'ébullition pour un plaque plane issues des corrélations présentées précédemment pour différents niveaux de gravité résultante. | 112 |
| 5.1 | En haut à gauche, une galette de l'aimant HTc bobinée sur son mandrin. En haut à droite, l'aimant HTc NOUGAT avec l'empilement des 18 galettes et la mise en place des disques de cuivre entre chaque galette. En bas, le solénoïde HTc NOUGAT au moment de son insertion dans son cryostat, le kapton recouvre toute sa surface externe. | 114 |
| 5.2 | Géométrie utilisée pour la modélisation magnétique de l'aimant NOUGAT. Bleu - galettes HTc composées d'empilement de nappes de courant. Rouge - polyhélices. Vert - bobines Bitter. | 115 |
| 5.3 | Description géométrique d'une nappe de courant. | 116 |
| 5.4 | Champ magnétique dans la partie supérieure du trou de champ pour un champ extérieur de 18 T et un champ interne de 14,5 T (320 A). Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de champ magnétique. Les traits bleus représentent les nappes de courant utilisées pour modéliser les différentes galettes (neuf dans la partie supérieure). | 117 |
| 5.5 | Carte de la gravité résultante dans les parties haute et basse de l'aimant NOUGAT à la puissance maximale. Les flèches rouges représentent la direction du vecteur gravité résultante normalisé \vec{e} . Les lignes blanches représentent les iso-valeurs de la gravité résultante. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs l'encombrement de la structure mécanique de l'aimant. | 118 |
| 5.6 | Gauche : vue isométrique de la carte 3D de l'énergie potentielle magnéto-gravitaire de l'hélium liquide autour de l'aimant NOUGAT. Axe Z - Énergie potentielle définie à une constante près arbitraire. Axes X/Y - Positions axiale et radiale. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant. Droite : 2D axi-symétrique. | 120 |

| | | |
|------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.7 | Superposition de la géométrie de l'aimant avec le puits de potentiel magnéto-gravitaire. En blanc, puits d'énergie potentielle correspondant à un courant de 320 A dans l'aimant HTc et 18 T produit par l'aimant résistif. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant. | 120 |
| 5.8 | Puissances dissipées liées aux courants d'écrantage lors d'une rampe de courant de 0,5 A/s (rampe utilisée dans les essais de l'aimant HTc NOUGAT) dans les galettes supérieure, inférieure et centrales de l'aimant HTc. Sur les figures de gauche, les deux courbes représentent les puissances dissipées en présence ou non d'un champ magnétique extérieur. Attention aux différentes unités (watt en vert et micro-watt en orange) de la puissance dissipée. | 123 |
| 5.9 | Évolutions de la température mesurée par le capteur haut et du courant de l'aimant HTc en fonction du temps. Les essais sont réalisés sous un champ magnétique extérieur de 12 T ou 14 T. | 124 |
| 5.10 | Évolution de la température mesurée par les capteurs supérieur et inférieur en fonction du courant de l'aimant HTc. Les différents essais présentés sont réalisés sous des champs magnétiques extérieurs différents. La pente verticale visible à 250 A à 12 T ou 200 A à 14 T est due à l'augmentation de température pendant le plateau de courant. | 125 |
| 5.11 | Superposition de la géométrie de l'aimant avec les zones de piéage des bulles. En blanc, puits d'énergie potentielle correspondant pour la partie gauche à un courant de 250 A dans l'aimant HTc et 12 T produit par l'aimant résistif et pour la partie droite à un courant de 180 A dans l'aimant HTc et 14 T produit par l'aimant résistif. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant. | 126 |
| 5.12 | Superposition de la géométrie de l'aimant où il n'y a pas de zone de piégeage de bulle. En blanc, puits d'énergie potentielle correspondant à un courant de 300 A dans l'aimant HTc et 0 T produit par l'aimant résistif. Les rectangles orange représentent les bobines et les rectangles noirs la structure mécanique de l'aimant. | 126 |
| 5.13 | Évolution temporelle de la température et du courant lors de l'essai réalisé sous un champ magnétique externe de 12 T. | 127 |
| 5.14 | Dissipations d'énergie dans l'aimant pendant le temps d'accumulation de la vapeur. | 127 |
| 5.15 | Évolution temporelle de la température et du courant lors de l'essai réalisé sous un champ magnétique externe de 14 T. | 128 |
| 5.16 | Dissipations d'énergie dans l'aimant pendant le temps d'accumulation de la vapeur. | 128 |
| A.1 | Assemblage expérimental pour la caractérisation du flux critique sous variation magnétique de la gravité. | 151 |
| A.2 | Assemblage expérimental CLIO. | 152 |
| A.3 | Assemblage expérimental CESAR. | 153 |
| B.1 | Description géométrique d'un élément de calcul. | 154 |
| B.2 | Description géométrique d'une nappe de courant. | 155 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1.1 | Principaux aimants réalisés à l'aide de solénoïdes HTc refroidis en hélium liquide à 4,2 K. | 7 |
| 1.2 | Tableau de conversion entre les différentes grandeurs de la susceptibilité. *La susceptibilité molaire est souvent donnée en unités "gaussiennes CGS" dans les articles. Elle est alors exprimée en cm^3/mol et doit être multipliée par $4\pi \cdot 10^{-6}$ pour obtenir des m^3/mol en unité SI [44]. | 12 |
| 1.3 | Valeur algébrique du gradient de compensation pour différents éléments. | 13 |
| 2.1 | Niveaux extrêmes de gravité résultante accessibles à l'aide de la station M10 pour l'hélium. | 32 |
| 3.1 | Mesures de flux critique pour divers fluides sous différents niveaux de gravité | 43 |
| 3.2 | Mesures de CHF sur fluides cryogéniques utilisant la compensation magnétique de la gravité. | 44 |
| 3.3 | Susceptibilité de matériaux intéressants pour la conception de cellules expérimentales. | 52 |
| 3.4 | Position de la surface de cuivre par rapport au centre magnétique suivant la gamme de gravité résultante étudiée. | 59 |
| 3.5 | Comparaison des mesures du flux critique au centre de l'aimant (sans gradient) avec et sans champ magnétique. | 62 |
| 3.6 | Liste des sources d'erreur dans la détermination de la gravité résultante. | 66 |
| 3.7 | Liste des sources d'erreur dans la détermination du flux critique. | 66 |
| 4.1 | Conductivités thermiques des matériaux utilisés dans la simulation numérique présentée en figure 4.9. | 83 |
| 4.2 | Liste des sources d'erreur dans la lecture du flux thermique pour les cellules expérimentales. | 95 |
| 4.3 | Liste des sources d'erreur dans la lecture de la température pour les cellules expérimentales. | 96 |
| 4.4 | Données expérimentales des mesures de réponse temporelle à un échelon de flux de chaleur. | 106 |
| 5.1 | Niveaux extrêmes de gravité résultante sur l'axe de l'aimant NOUGAT pour de l'hélium. | 118 |
| 5.2 | Comparaison de l'énergie dissipée dans l'aimant avec le volume du puits de potentiel pour les deux essais présentés précédemment. | 128 |

Annexe A

Systemes experimentaux

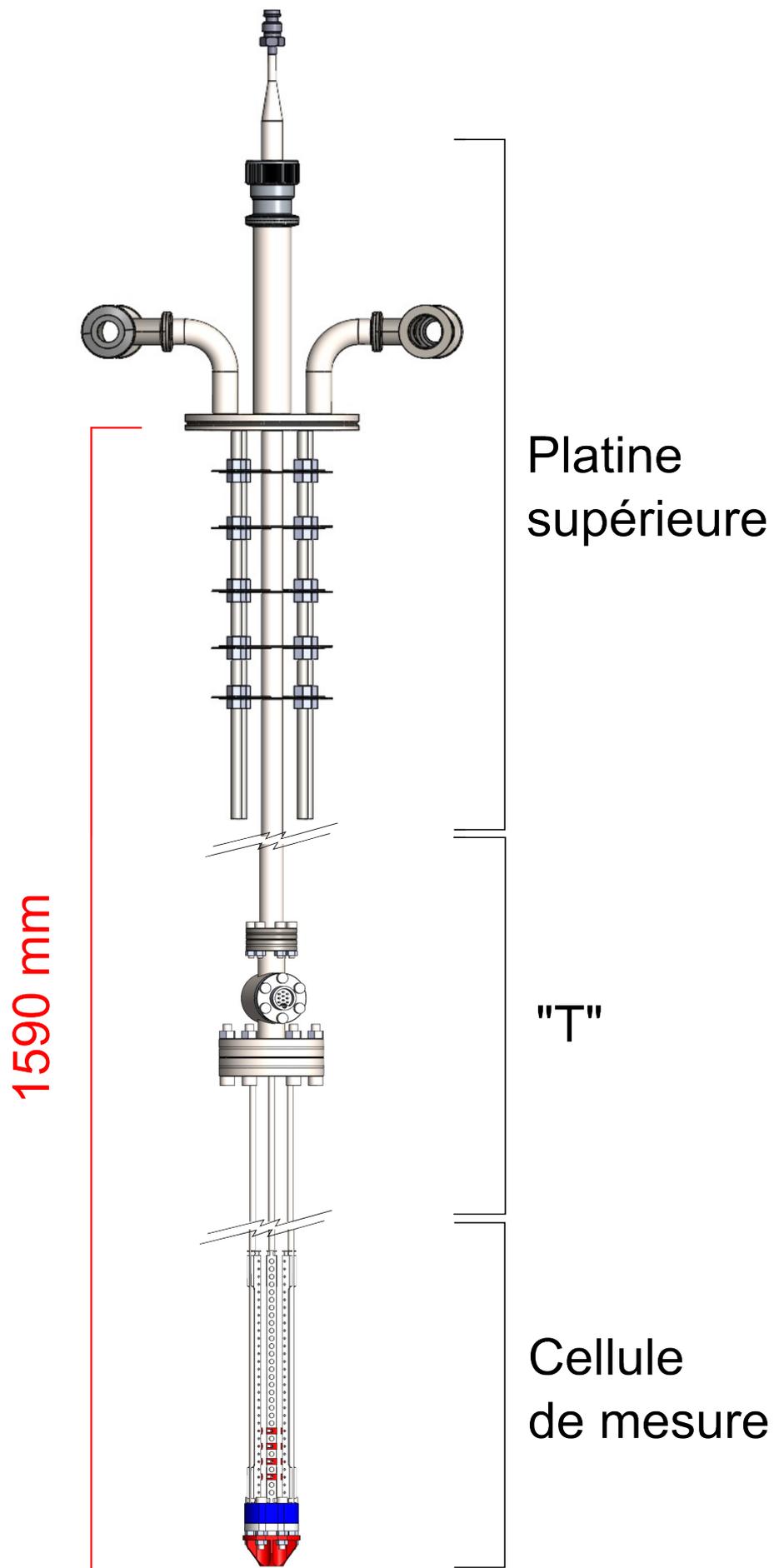


FIGURE A.1 – Assemblage expérimental pour la caractérisation du flux critique sous variation magnétique de la gravité.

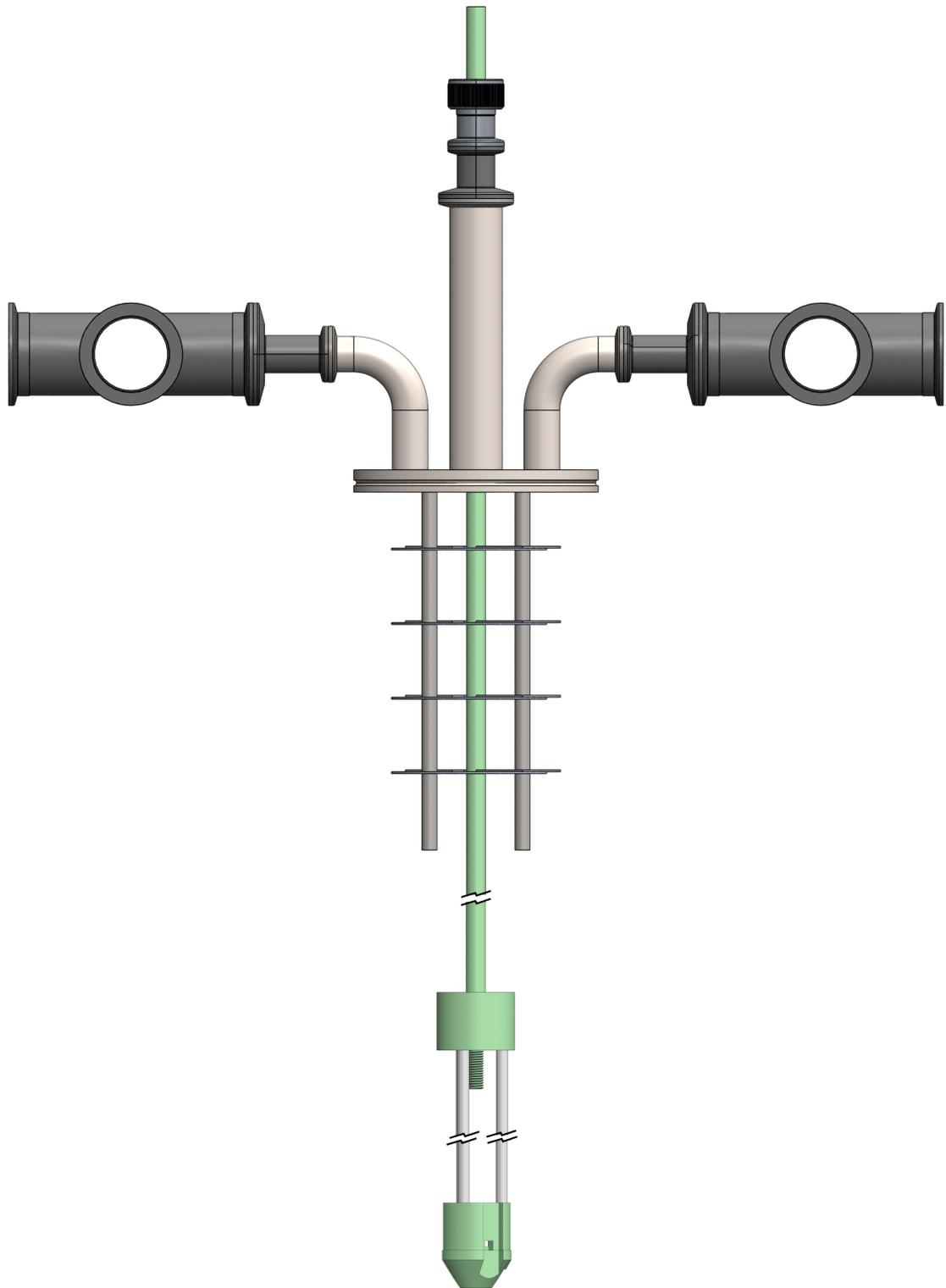


FIGURE A.2 – Assemblage expérimental CLIO.

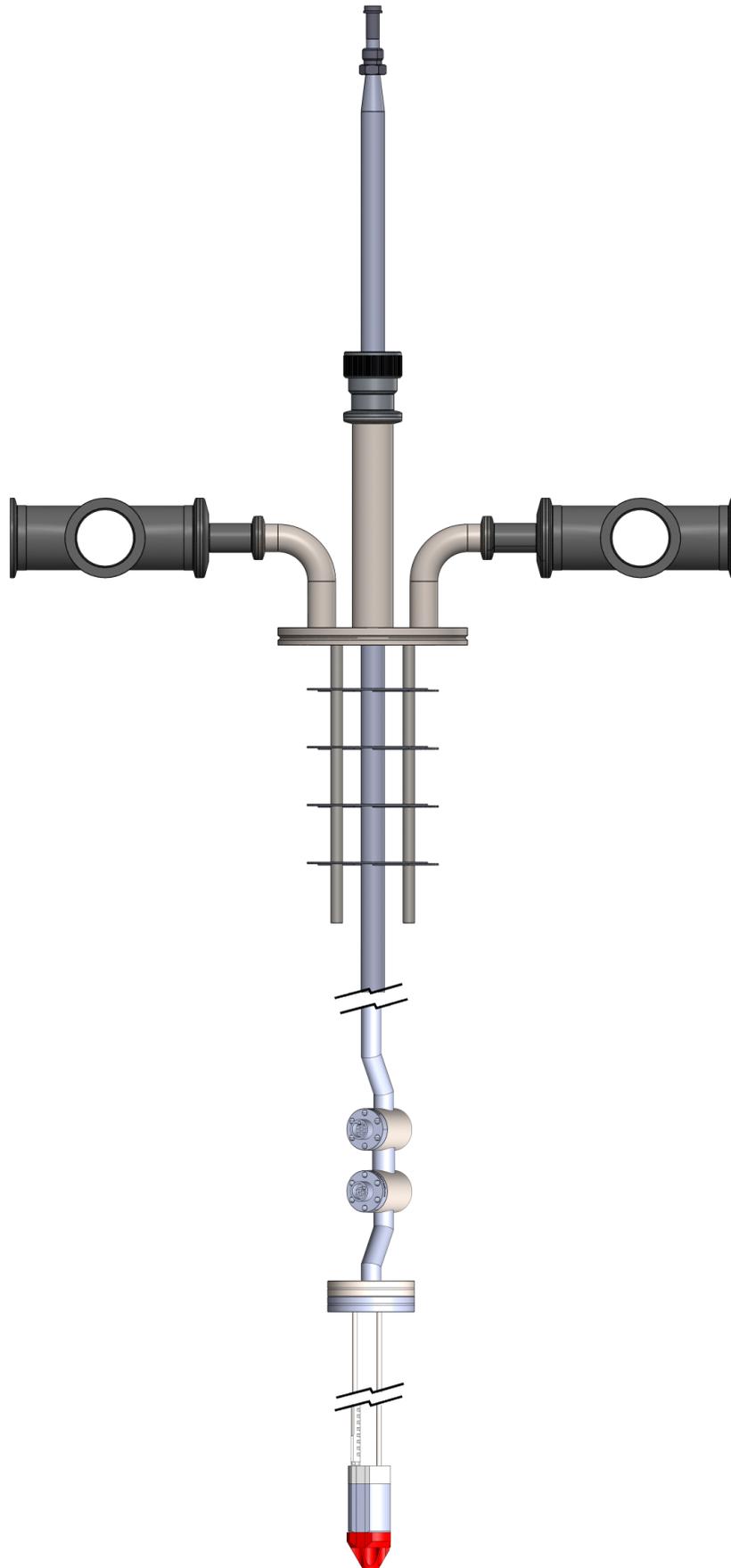


FIGURE A.3 – Assemblage expérimental CESAR.

Annexe B

Formules de calcul analytique du champ magnétique

Cas solénoïde épais

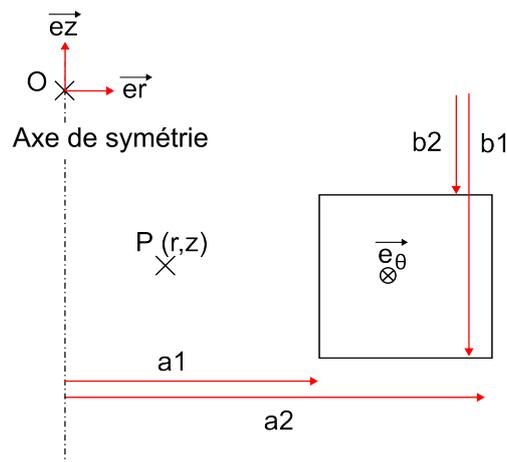


FIGURE B.1 – Description géométrique d'un élément de calcul.

Champ magnétique radial

$$B_z(r,z) = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{2\pi} \int_0^\pi \left[\ln(z - b + \sqrt{(z - b)^2 + a^2 + r^2 - 2a r \cos(\theta)}) d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \Big|_{b_1}^{b_2}$$

Champ magnétique radial

$$B_r(r,z) = -\frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\cos(\theta) \ln(a - r \cos(\theta) + \sqrt{(z - b)^2 + a^2 + r^2 - 2a r \cos(\theta)}) d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \Big|_{b_1}^{b_2}$$

Gradient Grr

$$G_{rr}(r,z) = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left[\cos(\theta) \frac{-\cos(\theta) + \frac{r - a\cos(\theta)}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}}}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)} + a - r\cos(\theta)} d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \right]_{b_1}^{b_2}$$

Gradient Grz

$$G_{rz}(r,z) = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left[\cos(\theta) \frac{z-b}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}} \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{1}{a - r\cos(\theta) + \sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}} d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \right]_{b_1}^{b_2} \quad (\text{B.1})$$

Gradient Gzz

$$G_{zz}(r,z) = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left[\frac{1}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}} d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \right]_{b_1}^{b_2}$$

Gradient Gzr

$$G_{zr}(r,z) = \frac{\mu_0 J_0 a_1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\left[\frac{r - a\cos(\theta)}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}} \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{1}{z-b + \sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar\cos(\theta)}} d\theta \right]_{a_1}^{a_2} \right]_{b_1}^{b_2} \quad (\text{B.2})$$

Cas solénoïde mince

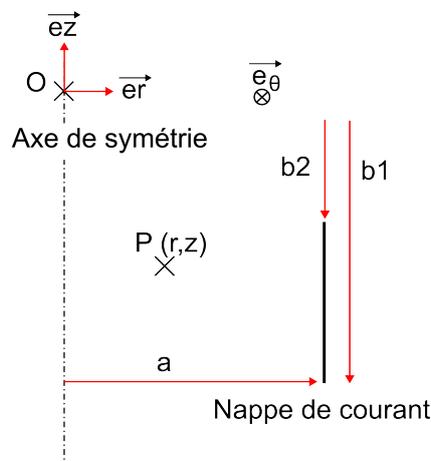


FIGURE B.2 – Description géométrique d'une nappe de courant.

Champ magnétique radial

$$B_r(r,z) = \frac{\mu_0 \sigma}{4\pi} \int_0^{2\pi} \left[\frac{a \cos(\theta)}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar \cos(\theta)}} \right]_{b_1}^{b_2} d\theta$$

Champ magnétique axial

$$B_z(r,z) = \frac{\mu_0 \sigma}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left[(b-z) \frac{ar \cos(2\theta) + a^2}{\sqrt{(z-b)^2 + a^2 + r^2 - 2ar \cos(2\theta)}} \right. \\ \left. \times \frac{1}{a^2 + r^2 - 2ar \cos(2\theta)} \right]_{b_1}^{b_2} d\theta$$