

# THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université d'Orsay  
Paris XI

*Spécialité* : Modélisation et instrumentation en physique, énergies, géosciences et environnement

présentée par :

**Walid ABDEL MAKSOUD**

**Modélisation des phénomènes thermohydrauliques  
résultant du quench d'un aimant supraconducteur  
refroidi à l'hélium superfluide**

**Soutenu le 1<sup>er</sup> Décembre 2010**

Composition du jury :

<i>Dominique GENTILE :</i>	<i>président</i>
<i>Daniel CIAZYNSKI :</i>	<i>rapporteur</i>
<i>Bernard ROUSSET :</i>	<i>rapporteur</i>
<i>Frédéric BOUILLAULT :</i>	<i>examineur</i>
<i>Rob VAN WEELDEREN :</i>	<i>examineur</i>
<i>Chantal MEURIS :</i>	<i>directeur de thèse</i>

**Thèse préparée au Commissariat à l'énergie atomique, centre de Saclay,  
Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers,  
Service des accélérateurs, de cryogénie et de magnétisme.**

Ce manuscrit est le fruit d'un travail de thèse que j'ai effectué au Commissariat à l'énergie atomique de Saclay dans le Laboratoire d'études des aimants supraconducteurs (Léas) de l'Institut de recherche sur les lois fondamentales de l'univers (Irfu). A ce titre, je remercie le chef du SACM, M. Antoine Daël, et le chef du Léas, M. Jean Michel Rifflet, de m'avoir accueilli au sein des entités dont ils sont responsables et d'avoir mis à ma disposition les moyens nécessaires à la réalisation de ce travail.

Je remercie Chantal Meuris, ingénieur chercheur au CEA Saclay, de m'avoir encadré tout au long de mon travail de thèse. Je la remercie pour sa pédagogie, sa disponibilité et ses qualités humaines.

Je remercie les membres du jury pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, et tout particulièrement Daniel Ciazynski et Bernard Rousset pour le minutieux travail de rapporteur qu'ils ont fourni.

Je remercie Pierre Védrine, chef du projet Iseult, et son adjoint Thierry Schild de m'avoir intégré très rapidement à l'équipe du projet Iseult. Je les remercie également d'avoir cru en mes compétences et d'avoir mis à ma disposition des moyens humains et financiers importants pour la réalisation de mes travaux. Je remercie également tous les membres de l'équipe du projet Iseult avec qui j'ai pu interagir de près ou de loin et qui ont tous apporté une contribution à mon travail, en particulier : François-Paul Juster, Philippe Brédy, Bertrand Baudouy, Vadim Stepanov, Olivier Tellier et André Donati.

Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai passé de bons moments et grâce à qui j'ai apprécié ces trois années de thèse, en particulier Philippe Fazilleau et Olivier Kuster.

Je remercie Olivier Napoly pour ses précieux conseils et ses encouragements. Je remercie également toutes les personnes du SACM que j'ai pu côtoyer durant ces trois dernières années.

Pour finir, je remercie du fond du cœur ma mère et ma petite sœur qui m'ont toujours soutenu dans tous mes projets personnels ou professionnels et sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui. Je tiens d'ailleurs à dédier cette thèse à ma maman chérie. Merci pour tout.

# Table des Matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>8</b>
<b>Chapitre 1 Problématiques liées au quench d'un aimant supraconducteur refroidi par un bain d'hélium superfluide .....</b>	<b>10</b>
1.1. Contexte et problématique .....	10
1.2. Quench d'un aimant supraconducteur .....	13
1.2.1. Propriétés critiques du niobium titane .....	13
1.2.2. Échauffement du conducteur en cas de quench et point chaud adiabatique... 15	15
1.2.3. Propagation du quench et vitesse de propagation de la zone normale..... 19	19
a) Propagation longitudinale adiabatique..... 19	19
b) Propagation transversale adiabatique .....	21
c) Propagation longitudinale dans un conducteur mouillé..... 22	22
1.3. Refroidissement d'un aimant supraconducteur à l'hélium superfluide .....	25
1.3.1. Principales propriétés de l'hélium superfluide .....	25
a) Diagramme de phases de l'hélium..... 25	25
b) Masse volumique de l'hélium .....	26
c) Capacité thermique de l'hélium..... 27	27
d) Chauffage isochore d'un volume d'hélium superfluide..... 27	27
1.3.2. Transport de chaleur dans l'hélium superfluide .....	28
1.3.3. Échange thermique entre une paroi et de l'hélium superfluide .....	30
1.3.4. Mise en œuvre d'un bain d'hélium superfluide pressurisé .....	31
<b>Chapitre 2 Comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé .....</b>	<b>33</b>
2.1. Description de la station d'essai Th0..... 33	33
2.1.1. Description de la maquette..... 34	34
a) <i>Principales caractéristiques de la maquette .....</i>	<i>34</i>
b) <i>Instrumentation de l'échantillon .....</i>	<i>35</i>
2.1.2. Description du cryostat .....	37
2.2. Expériences de montées de pression locales dans les canaux d'hélium : Analyse et interprétation physique .....	38
2.2.1. Résultats typiques des expériences de montées en pression locales dans un canal d'hélium chauffé..... 38	38
a) <i>Discussion préalable sur la puissance déposée dans une plaque de cuivre .....</i>	<i>39</i>
b) <i>Pics de pression dans un canal d'hélium sous-refroidi .....</i>	<i>40</i>
c) <i>Pics de pression dans un canal d'hélium à saturation .....</i>	<i>44</i>
d) <i>Évolution du maximum de pression et de la fréquence des oscillations en fonction de la puissance déposée.....</i>	<i>46</i>

2.2.2.	Interprétation des résultats à l'aide du modèle de l'onde de pression.....	47
a)	<i>Principe du modèle de l'onde de pression</i> .....	47
b)	<i>Interprétation physique des pics de pression en hélium sous-refroidi à l'aide du modèle acoustique de l'onde de pression</i> .....	49
c)	<i>Interprétation physique des pics de pression en hélium saturé à l'aide du modèle acoustique de l'onde de pression</i> .....	54
d)	<i>Discussion autour du modèle acoustique de l'onde de pression</i> .....	57
2.3.	Modélisation numérique de la thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé....	58
2.3.1.	Équations du modèle .....	58
2.3.2.	Application du modèle aux canaux de la maquette Th0.....	60
a)	<i>Résultats numériques pour un canal d'hélium à saturation</i> .....	60
b)	<i>Résultats numériques pour un canal d'hélium sous-refroidi</i> .....	63
2.3.3.	Influence des différents paramètres du calcul sur la montée de pression.....	66
a)	<i>Influence de la longueur du canal sur la montée de pression</i> .....	66
b)	<i>Influence de la puissance déposée sur la montée de pression</i> .....	68
<b>Chapitre 3</b>	<b>Description des essais de thermohydraulique sur la station Seht.....</b>	<b>72</b>
3.1.	La station d'essai Seht .....	72
3.1.1.	L'aimant 8 T et ses principales caractéristiques .....	72
3.1.2.	Le système cryogénique de la station d'essai Seht.....	73
3.2.	L'instrumentation de la station d'essai Seht .....	75
3.2.1.	Instrumentation interne de l'aimant .....	75
a)	<i>Les chaufferettes</i> .....	75
b)	<i>Les mesures de pression</i> .....	76
c)	<i>Les mesures de température</i> .....	80
d)	<i>Les mesures de tensions</i> .....	84
3.2.2.	Instrumentation externe de la station Seht.....	87
a)	<i>Mesures de pression</i> .....	87
b)	<i>Mesures de température</i> .....	88
3.3.	Protocole expérimental d'un quench provoqué de l'aimant Seht.....	90
3.3.1.	Charge de l'aimant .....	90
3.3.2.	Impulsions induites par les chaufferettes.....	90
3.3.3.	Détection du quench et protection de l'aimant .....	93
<b>Chapitre 4</b>	<b>Analyse des résultats expérimentaux des essais de quenches de l'aimant Seht .</b>	<b>96</b>
4.1.	Résultats expérimentaux.....	96
4.1.1.	Un quench typique .....	96

a)	Description du déroulement d'un quench .....	96
b)	Premières observations générales .....	99
4.1.2.	Résultats expérimentaux de l'ensemble des quenchs .....	101
4.1.3.	Classification des différents quenchs en fonction de la montée de pression .	108
4.2.	Analyse de la propagation de la zone normale à partir des résultats expérimentaux .	112
4.2.1.	Identification des différents types de propagation de la zone normale .....	113
a)	Propagation de la zone normale avant la décharge du courant.....	113
b)	Propagation de la zone normale après la décharge du courant.....	115
4.2.2.	Estimation de la longueur totale de conducteur transité à l'aide volume d'hélium chauffé dans les canaux .....	117
4.3.	Modélisation expérimentale de l'évolution de la pression du bain lors d'un quench..	120
4.3.1.	Observations préliminaires : corrélation entre la propagation de la zone normale et la montée de pression .....	120
4.3.2.	Hypothèses et équations du modèle .....	122
4.3.3.	Premiers résultats du modèle .....	124
4.3.4.	Évolution du modèle : prise en compte de l'effet Gorter Mellink dans le calcul de la montée de pression.....	127
a)	Estimation du flux de chaleur transporté dans les canaux par Gorter Mellink	127
b)	Résultats du modèle modifié .....	130
4.4.	Modélisation de la montée de pression lors de Q3 à l'aide de la résistance mesurée	133
4.4.1.	Mise en évidence d'une corrélation entre le volume d'hélium chauffé et la résistance développée .....	133
4.4.2.	Équations du modèle de montée en pression .....	134
4.4.3.	Résultats du modèle pour le cas du quench Q3 .....	136
<b>Chapitre 5 Modélisation numérique de la propagation de la zone normale et de la montée de pression de l'hélium lors d'un quench de l'aimant Seht.....140</b>		
5.1.	Hypothèses et équations du modèle de propagation de la zone normale et de la montée de pression.....	140
5.1.1.	Modélisation d'une galette de l'aimant Seht.....	140
a)	Modélisation du conducteur d'une spire.....	141
b)	Modélisation de l'isolant interspire .....	143
c)	Modélisation de l'hélium des canaux intergalettes.....	145
5.1.2.	Modélisation de l'échange de chaleur entre deux galettes voisines.....	148
a)	Flux passant à travers l'isolant en G10.....	149
b)	Flux passant à travers l'hélium.....	149

5.1.3.	Modélisation de la montée de pression dans le bain d'hélium superfluide....	151
a)	Équations du modèle .....	151
b)	Détermination de l'enthalpie transportée des canaux vers le bain .....	152
5.1.4.	Schémas numériques et méthodes de résolution utilisées .....	157
a)	Méthode de discrétisation des équations .....	157
b)	Méthode de résolution des schémas explicites utilisée : algorithme de Thomas . .....	158
5.2.	Exploitation des résultats numériques de propagation de la zone normale avant le début de la décharge de l'aimant .....	159
5.2.1.	Choix des coefficients d'échange utilisés pour les simulations numériques... 159	159
a)	Coefficients d'échange dans la phase superfluide.....	160
b)	Coefficient d'échange dans la phase hélium I liquide.....	161
c)	Coefficient d'échange dans la phase hélium I diphasique .....	161
d)	Coefficient d'échange pour la phase hélium I gaz .....	162
e)	Coefficient d'échange « artificiel » entre l'hélium des canaux et le bain.....	162
5.2.2.	Comparaison des résultats numériques avec les courbes expérimentales.....	163
5.2.3.	Analyse plus détaillée de la propagation de la zone normale .....	168
a)	Effet du préchauffage du conducteur sur la propagation transversale de la zone normale .....	168
b)	Effet de la présence d'hélium superfluide sur la propagation transversale de la zone normale.....	170
c)	Influence du coefficient d'échange sur la propagation longitudinale de la zone normale .....	173
5.3.	Exploitation des résultats de la simulation numérique pendant la décharge de l'aimant.....	176
5.3.1.	Résultats de propagation de la zone normale pendant la décharge .....	176
5.3.2.	Résultats numériques de montée en pression du bain d'hélium superfluide durant le quench .....	181
5.4.	Application des enseignements tirés de l'étude des quenchs de l'aimant Seht à l'aimant Iseult.....	185
5.4.1.	Principales caractéristiques de l'aimant Iseult.....	185
5.4.2.	Discussion autour de l'applicabilité du modèle numérique développé au cas de l'aimant Iseult.....	186
a)	Modélisation de la propagation de la zone normale durant le quench .....	186
b)	Modélisation de la montée de pression dans le bain durant le quench .....	187
5.4.3.	Calculs appliqués à la propagation de la zone normale dans l'aimant Iseult ..	189
	<b>Conclusion générale.....</b>	<b>193</b>
	<b>Bibliographie.....</b>	<b>196</b>

<b>Annexe A.....</b>	<b>199</b>
<b>Annexe B.....</b>	<b>203</b>
<b>Résumé.....</b>	<b>208</b>
<b>Abstract.....</b>	<b>208</b>

## Introduction générale

L'IRM (imagerie par résonance magnétique nucléaire) est aujourd'hui un outil de diagnostic indispensable aux médecins quelque soit leurs spécialisations. Cependant, l'imagerie actuelle est à la fois trop imprécise et trop lente pour rendre compte fidèlement du fonctionnement du cerveau humain. De plus, la résolution des IRM actuels ne permet pas de déceler des tumeurs peu développées ou de faible taille. C'est pour répondre à cette problématique que la Direction des sciences du vivant (DSV) du Commissariat à l'énergie atomique (CEA) met actuellement en place sur le plateau de Saclay un centre de neuro-imagerie nommé NeuroSpin. Cet imageur permettra de voir l'objet étudié avec une résolution spatiale de 0,1 mm et une résolution temporelle de 0,1 s ce qui est dix fois supérieur à la résolution des instruments actuels. Afin d'atteindre cette précision, l'un de ces dispositifs d'imagerie nécessite le développement de nouvelles technologies de production de champ magnétique pour atteindre l'intensité voulue de 11,7 T dans un volume de 0,9 m de diamètre et fait l'objet d'une recherche dans le cadre d'un projet nommé Iseult. Cet aimant, qui est supraconducteur, est bobiné en doubles galettes et refroidi par un bain d'hélium superfluide à 1,8 K. De part sa complexité, la conception de cet aimant a soulevé un grand nombre de problématiques et a nécessité la mise en place d'un programme complet de R&D. Une de ces problématiques est d'assurer la sécurité de l'aimant ainsi que celle de tout le système cryogénique en cas de quench. En effet, le déclenchement accidentel d'un quench de l'aimant peut détériorer celui-ci si la température des matériaux atteint des valeurs impliquant une dilatation thermique trop importante de ces matériaux. De plus, l'apparition d'un quench induit également une forte montée de pression dans le bain d'hélium superfluide. Cette montée de pression peut engendrer la détérioration de toute l'installation cryogénique si sa valeur dépasse les seuils supportés par les enceintes hélium.

Cette problématique de sécurisation de l'aimant en cas de quench étant commune à la plupart des aimants supraconducteurs, il existe un certain nombre de projets qui ont apporté leur contribution au domaine lors de leurs phases de conception. La conception de Tore Supra a notamment soulevé des problématiques identiques à celles de l'aimant Iseult. En effet, Tore Supra est composé de 18 aimants supraconducteurs bobinés en doubles galettes et refroidis en bain par de l'hélium superfluide à 1,8 K. Afin de valider la conception de ces aimants, plusieurs quenches ont été provoqués sur des bobines échelle réduite de Tore Supra puis sur deux des 18 bobines finales [Aymar 1980] [Duchateau 1986] [Ciazynski 1987]. Cependant, les modèles développés à la suite de ces campagnes sont non prédictifs et ne tiennent pas compte de la cinétique de propagation du quench qui on le verra plus tard a un rôle primordial dans notre cas.

Plus tard, la conception et la sécurité des aimants du LHC [Evans 2004] a également suscité un intérêt particulier du projet pour le problème des montées de pression en cas de quench [Chorowski 1998]. C'est pour cette raison que plusieurs campagnes de quenches ont été réalisées sur certains dipôles du LHC refroidis par de l'hélium superfluide confiné dans les bobines. Cependant, de même que pour Tore Supra, les modèles développés à la suite de ces campagnes d'essais sont non prédictifs et ne tiennent pas compte de la cinétique de propagation du quench. Ceci les rend donc difficilement utilisables dans notre cas.



Le dernier domaine important qui a suscité l'étude des montées de pression induite par un quench est celui des CICC. Miller et al ont notamment développé des modèles analytiques de propagation de quench et de montée de pression [Miller 1980]. Ces modèles ont permis de mettre en évidence les différents phénomènes physiques pouvant être responsables de la montée de pression dans un CICC. Plus tard, des modèles numériques capables de prédire l'évolution de la zone normale et de la pression d'hélium lors du quench d'un CICC ont été développés pour Iter [Bottura 1989] [Amoskov 2006]. Cependant, la géométrie des CICC étant très différente de celle des aimants bobinés en doubles galettes, ceci rend ces modèles numériques très difficilement adaptables à la géométrie d'aimants du type de celui d'Iseult.

C'est que qui justifie que notre étude consiste à modéliser les phénomènes de thermohydraulique intervenant lors du quench d'un aimant supraconducteur refroidi à l'hélium superfluide.

La démarche a consisté dans un premier temps à étudier la thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé. Pour cela, un banc d'essais thermohydrauliques a été conçu afin de réaliser des expériences de montées de pression locales dans des canaux chauffés par des plaques de cuivre. L'idée a ensuite été de développer un modèle utilisant les équations de la mécanique des fluides appliquées à un canal chauffé afin d'analyser plus en détail les mécanismes physiques qui se mettent en place lors de ce type d'expérience. Ceci est traité dans le chapitre 2.

Cependant, la modélisation de la montée de pression dans un canal chauffé ne tient pas compte de la propagation du quench qui est à l'origine de l'échauffement de l'hélium des canaux. En effet, lors des expériences réalisées, les canaux ont été chauffés sur toute leur longueur et avec une puissance uniforme. C'est pour cette raison que l'étape suivante a été de mettre en évidence les phénomènes physiques responsables de la propagation du de la zone normale dans le conducteur en contact avec l'hélium. Puis d'analyser le couplage entre cette propagation et la montée de pression dans l'hélium. Pour cela, nous avons réalisé des expériences de quenches et de thermohydraulique sur un aimant supraconducteur de 8 T [Abdel Maksoud 2010]. C'est ce qui est présenté dans les chapitres 3 et 4.

Pour finir, l'objectif final de la démarche a été de s'appuyer sur les résultats des chapitres 2 à 4 pour tenter de prédire la montée de pression engendrée par le quench d'un aimant supraconducteur refroidi à l'hélium superfluide. Pour cela, nous avons développé un modèle numérique prenant en compte la propagation de la zone normale dans un conducteur, l'échauffement de l'hélium au contact du conducteur et le couplage thermique entre le conducteur et l'hélium. Ce modèle est présenté dans le chapitre 5.

# Chapitre 1 Problématiques liées au quench d'un aimant supraconducteur refroidi par un bain d'hélium superfluide

## Objectifs du chapitre 1

- Préciser le contexte et la problématique de l'étude
- Introduire les notions théoriques qui nous seront utiles dans la suite du mémoire pour l'étude des quenches de l'aimant Seht et pour l'étude de la thermohydraulique de l'hélium refroidissant cet aimant lors de ces quenches

### 1.1. Contexte et problématique

La Direction des sciences du vivant (DSV) du Commissariat à l'énergie atomique (CEA) met actuellement en place sur le plateau de Saclay un centre de neuro-imagerie nommé NeuroSpin. Ce centre sera équipé de cinq systèmes d'imagerie par résonance magnétique nucléaire dont les champs magnétiques iront de 1,5 T à 17 T en fonction de l'application envisagée. L'un de ces dispositifs d'imagerie nécessite le développement de nouvelles technologies de production de champ magnétique pour atteindre l'intensité voulue de 11,7 T dans un volume de 0,9 m de diamètre et fait l'objet d'une recherche dans le cadre d'un projet nommé Iseult. La figure 1.1 présente une vue d'avant-projet de l'imageur.

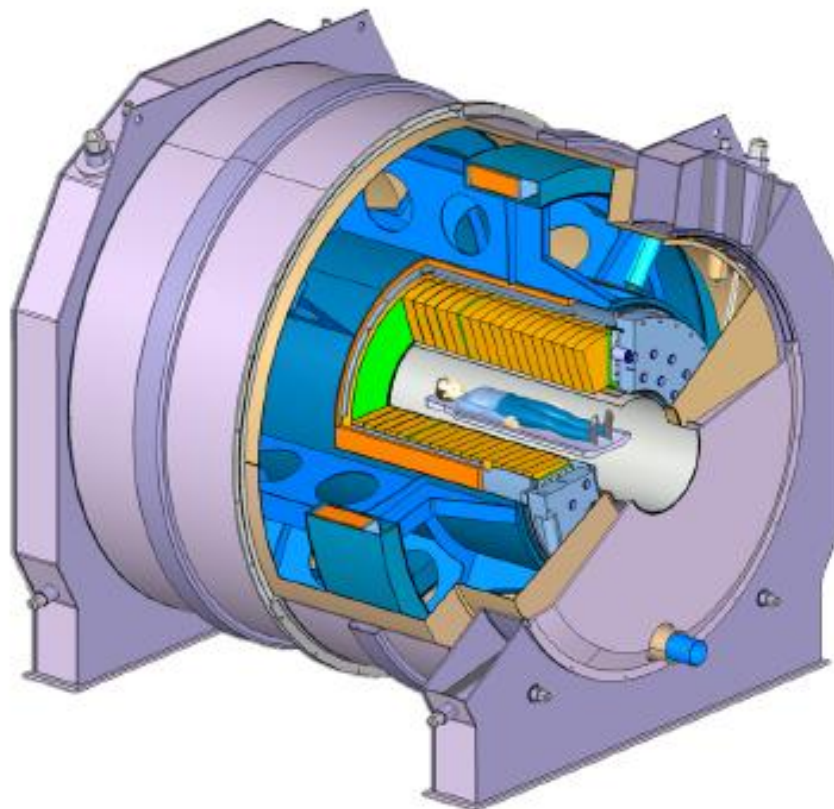


Figure 1.1 – Vue d'avant projet d'Iseult

L'imageur Iseult est constitué d'un aimant principal supraconducteur en niobium titane bobiné en doubles galettes. Le refroidissement de cet aimant principal se fait à l'aide d'un bain d'hélium superfluide pressurisé à 1,8 K et 1 bar. Ce bain étant statique, l'hélium superfluide refroidit l'aimant par contact direct avec le conducteur en pénétrant dans des canaux prévus à cet effet (figure 1.2). Ces canaux sont créés à l'intérieur du bobinage par l'intermédiaire de l'espace vide séparant deux isolants intergalettes.

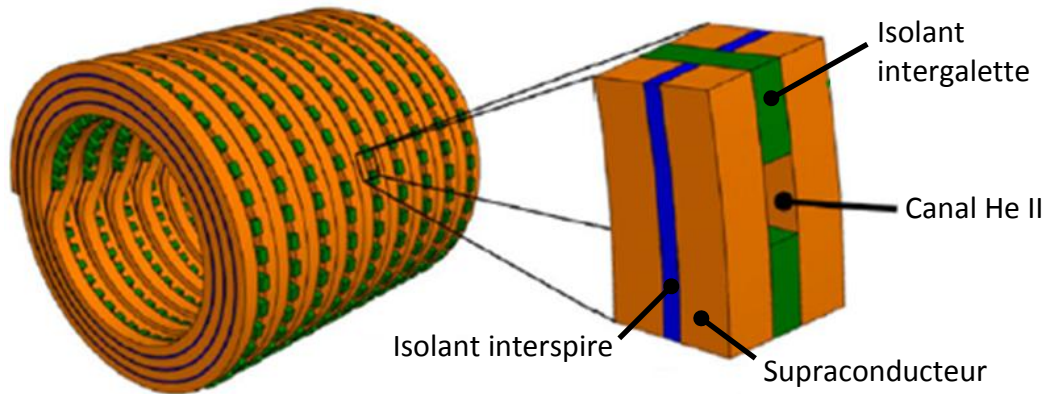


Figure 1.2 – Schéma de la bobine principale de l'aimant Iseult

Pour des raisons de sécurité, une membrane d'isolation électrique de 0,2 mm a été rajoutée à la couche intergalette afin d'éviter tout contact électrique entre deux galettes voisines. Cette membrane divise donc chaque canal d'hélium en deux canaux de dimensions égales (figure 1.3).

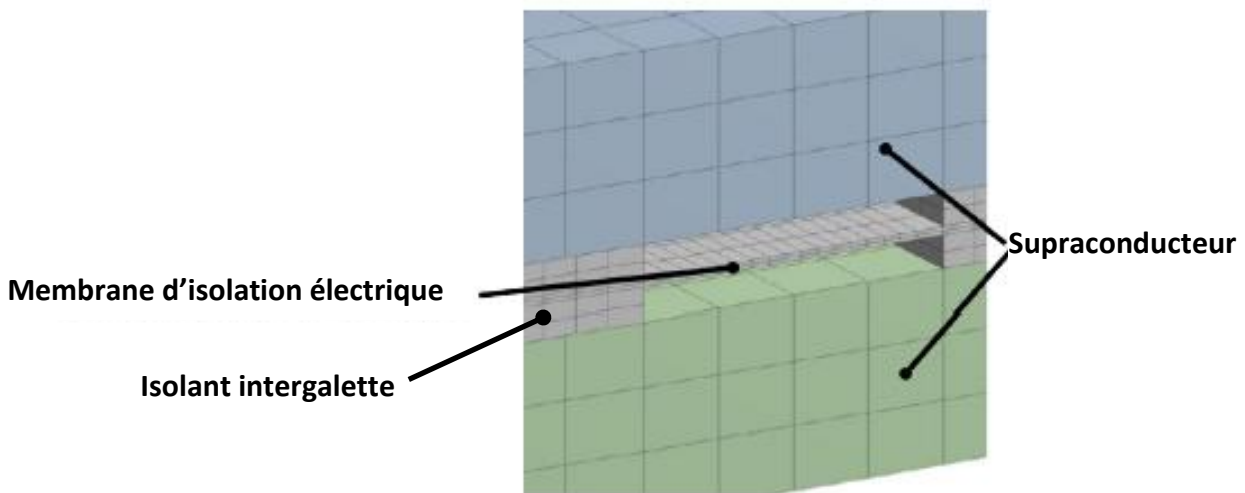


Figure 1.3 – Membrane d'isolation électrique séparant deux galettes de l'aimant Iseult

Lors de l'utilisation d'un supraconducteur, il peut se produire des transitions inopinées du conducteur de son état supraconducteur vers son état résistif. Ces transitions seront étudiées plus en détail dans la suite de ce chapitre. En cas de transition, la résistance de la bobine jusqu'alors extrêmement faible, prend des valeurs non négligeables, et l'énergie magnétique emmagasinée dans le conducteur est alors dissipée par effet Joule. La chaleur ainsi produite est évacuée dans l'hélium de refroidissement, ce qui peut entraîner son échauffement, voire sa vaporisation. Les changements d'état de l'hélium peuvent alors provoquer des montées de pression locales qui peuvent être dommageables pour l'appareil. En effet, une forte montée de pression locale qui se manifesterait uniquement dans un des

deux canaux séparant deux galettes de l'aimant pourrait créer un fort gradient de pression dans l'épaisseur de la membrane d'isolation électrique. Ceci pourrait alors dans un premier temps la détériorer mécaniquement puis dans un deuxième temps détériorer l'isolation électrique de l'aimant. C'est pour ces raisons qu'on s'est d'abord intéressé dans notre étude à la compréhension et à la modélisation des montées de pression localisées dans les canaux d'hélium chauffés. On notera ici que la littérature contient un certain nombre d'études réalisées sur les montées de pression locales induites par la transition d'un aimant supraconducteur dans des canaux d'hélium. En effet, certains auteurs ont développé des modèles analytiques [Miller 1980] [Dresner 1979] et numériques [Bottura 1989] [Bessette 2006] capables de prédire la montée de pression dans l'hélium lors de la transition d'un aimant de type CCIC. Cependant, malgré leur caractère prédictif, ces modèles ayant été conçus pour les CICC utilisent principalement l'hélium supercritique comme fluide réfrigérant et ne contiennent pas les propriétés de l'hélium superfluide. De plus, la géométrie des CICC étant très différente de celle des aimants bobinés en doubles galettes, ceci rend ces modèles très difficilement adaptables à la géométrie de l'aimant Iseult pour l'étude de la montée de pression globalisée. En effet, on peut noter par exemple que dans les cas des CCIC les canaux d'hélium longent les conducteurs et leur sont parallèles alors que dans le cas de l'aimant Iseult les canaux d'hélium sont perpendiculaires aux conducteurs. Pour répondre à la problématique de ces montées de pression locales on a conçu une maquette d'une portion de l'aimant Iseult sur laquelle ont été réalisées des expériences de thermohydraulique. Ces expériences et leurs résultats seront présentés dans le chapitre 2.

Ensuite, lors d'une transition de l'aimant, l'hélium des canaux peut s'échauffer jusqu'à se vaporiser et être expulsé des canaux vers le bain. L'hélium éjecté des canaux comprime l'hélium du bain entourant l'aimant et se mélange avec lui. Cela aura pour conséquence de provoquer une montée de pression généralisée dans tout le bain d'hélium. Cette montée de pression généralisée, si elle est trop élevée, peut engendrer la détérioration des enceintes hélium voire de l'ensemble de l'installation. Dans le cas de l'aimant Iseult, les soupapes de sécurité doivent permettre à la pression de l'hélium dans l'installation de rester inférieure à la valeur limite de 3,9 bars. C'est pour ces raisons qu'on s'est ensuite intéressé dans notre étude à la compréhension et à la modélisation de la montée de pression généralisée dans le bain d'hélium superfluide. On notera ici que les conceptions des aimants de Tore Supra [Aymar 1979] [Turck 1989] et du LHC [Evans 2004] ont soulevé des problématiques similaires à la notre. Des essais de montées de pression induites par la transition des bobines ont alors été réalisés sur une bobine modèle [Aymar 1980] de Tore Supra, deux des bobines finales de l'aimant [Duchateau 1986] [Ciazynski 1987] et sur des dipôles du LHC [Chorowski 1998]. Ces essais ont permis d'identifier les mécanismes physiques responsables de la montée de pression dans ces deux cas. Par la suite, des modèles de montée en pression de l'hélium ont été développés aussi bien pour les aimants de Tore Supra [Ciazynski 1987] que pour ceux du LHC [Chorowski 2006]. Cependant, ces modèles utilisent par exemple comme paramètre d'entrée le volume de bobine transité à l'instant initial. Ceci rend donc tout d'abord ces modèles non prédictifs. De plus, dans notre cas, on verra dans la suite de l'étude qu'il existe un fort couplage entre la cinétique de transition de l'aimant et la montée de pression globale. Les modèles précédents ne prenant pas en compte cette cinétique de transition, ils sont très peu adaptés à notre cas. Pour répondre à la problématique de ces montées de pression globales, des campagnes d'essais ont été réalisées sur un aimant nommé Seht. Cet aimant a pour avantage d'être du même type que l'aimant Iseult. En effet, il est bobiné en doubles galettes de supraconducteur en niobium titane, il est constitué de

canaux internes au bobinage et il est refroidi dans un bain statique d'hélium superfluide pressurisé. Les résultats de ces campagnes d'essais seront présentés et analysés dans les chapitres 3, 4 et 5. Pour récapituler, la problématique de notre étude s'articule principalement autour de deux axes :

- La montée de pression localisée dans un canal d'hélium chauffé lors de la transition de l'aimant supraconducteur
- La montée de pression généralisée à tout le bain d'hélium entourant l'aimant lors de la transition de celui-ci

## 1.2. Quench d'un aimant supraconducteur

Le matériau supraconducteur constitutif du conducteur des aimants Seht et Iseult étant le niobium titane (NbTi), on s'intéressa ici uniquement aux propriétés supraconductrices de ce matériau.

### 1.2.1. Propriétés critiques du niobium titane

La principale caractéristique des matériaux supraconducteurs est que leur résistivité devient identiquement nulle en dessous d'une certaine température appelée température critique  $T_c$ . Une fois que le matériau supraconducteur est amené à une température inférieure à  $T_c$ , il peut alors transporter toute densité de courant inférieure à sa valeur de densité de courant critique  $j_c$  sans s'échauffer. La valeur de cette densité de courant critique dépend de la température du conducteur  $T$  et du champ magnétique  $B$  dans lequel il se trouve. Dans toute notre étude la valeur de  $j_c$  sera déterminée à l'aide des corrélations de Lubell et Bottura pour le NbTi [Lubell 1983] [Bottura 2000] :

$$\left\{ \begin{array}{l} j_c(T, B) = j_{cref} \frac{31,4}{B} \left( \frac{B}{B_{c2}(T)} \right)^{0,63} \left( 1 - \frac{B}{B_{c2}(T)} \right) \left( 1 - \left( \frac{T}{T_{c0}} \right)^{1,7} \right)^{2,3} \\ \text{avec } B_{c2}(T) = 14,5 \left( 1 - \left( \frac{T}{T_{c0}} \right)^{1,7} \right) \end{array} \right. \quad (1.1)$$

$T_{c0}$  représente ici la température critique du niobium titane à champ nul et vaut 9,2 K. Le coefficient multiplicatif  $j_{cref}$  est un coefficient d'ajustement que l'on détermine expérimentalement à l'aide d'une mesure du courant critique  $I_c$  sur le conducteur. Dans le cas de l'aimant Seht, la mesure de courant critique dans le conducteur a donné  $I_c(4,2 K, 8 T) = 550 A$ . On en déduit alors  $j_{cref} = 1132 \cdot 10^6 A \cdot m^{-2}$ . **On notera ici que toutes les valeurs numériques de grandeurs physiques présentées dans ce chapitre seront calculées à partir des dimensions et des caractéristiques de l'aimant Seht qui seront présentées dans le chapitre 3.** Ceci uniquement dans l'objectif de donner au lecteur des exemples de valeurs numériques, d'illustrer ces valeurs à l'aide de graphes et de montrer les tendances de ces grandeurs physiques.

La figure 1.4 représente la variation du courant critique en fonction du champ pour différentes températures.

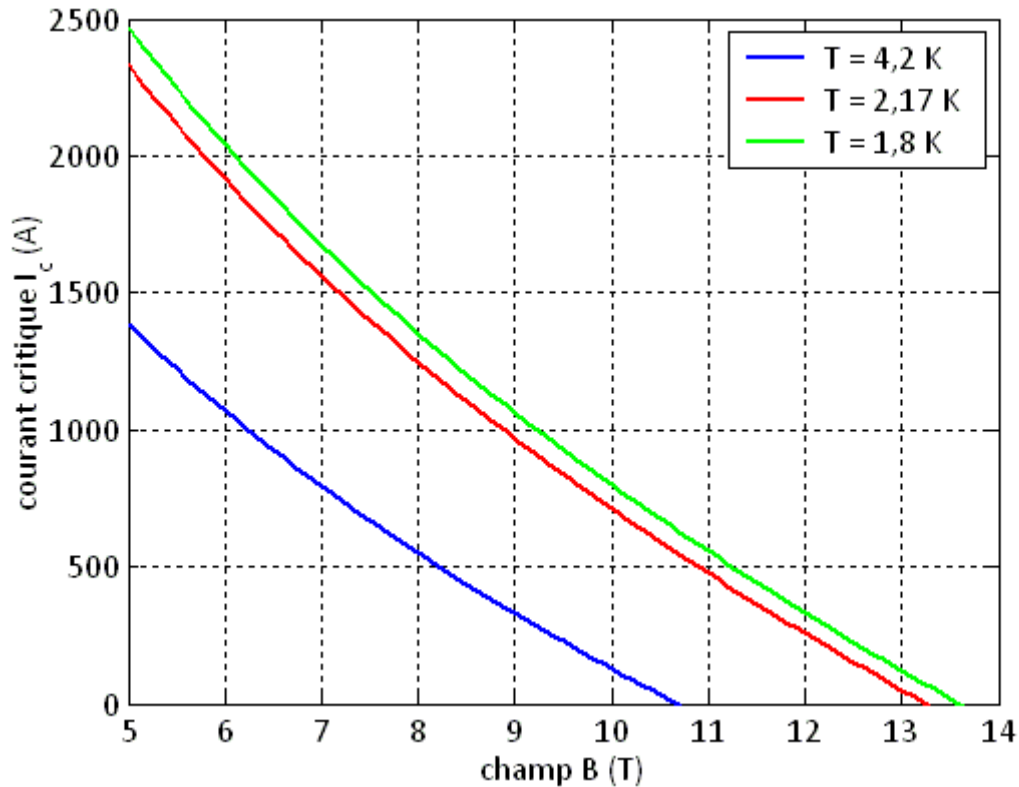


Figure 1.4 – Courbes de courant critique en fonction du champ magnétique pour différentes températures du conducteur de l'aimant Seht

La figure 1.4 montre que la valeur du courant critique  $I_c$  diminue lorsque le champ magnétique augmente ou lorsque la température du conducteur augmente. Cela signifie qu'il existe trois manières de faire passer un conducteur de son état supraconducteur à son état normal :

- Augmenter la valeur du courant à champ magnétique constant jusqu'à dépasser la valeur du courant critique
- Augmenter le champ magnétique à courant constant jusqu'à ce que la valeur du champ devienne supérieure au champ critique
- Augmenter la température du conducteur jusqu'à dépasser la valeur de la température critique pour le champ et le courant de fonctionnement

Dans notre étude on s'intéressera uniquement au troisième cas. En effet, les aimants que nous étudierons fonctionnent à un courant nominal constant et avec une carte de champ magnétique également figée par la valeur du courant.

La troisième manière de faire transiter l'aimant de son état supraconducteur vers son état normal nous conduit alors à introduire deux températures caractéristiques des propriétés critiques du conducteur. La première est la température à laquelle la valeur du courant critique est égale au courant nominal. Cette température est appelée « température de partage du courant » ou encore « current sharing temperature » en anglais et notée  $T_{cs}$ . Elle est ainsi nommée car c'est à partir de cette valeur de température que le courant qui jusqu'à présent passait entièrement dans la section de niobium titane du conducteur commence à

se partager entre le niobium titane et le cuivre. La deuxième température est la température à laquelle la valeur du courant critique est égale à zéro. Cette température est appelée « température critique » et notée  $T_c$ . À partir de cette valeur de température, le courant passe entièrement dans le cuivre. On notera ici que les températures  $T_{cs}$  et  $T_c$  suivent des évolutions identiques à celles de la densité de courant critique  $j_c$  en fonction du champ puisqu'elles diminuent également lorsque le champ magnétique augmente. En ce qui concerne leurs évolutions en fonction du courant,  $T_{cs}$  et  $T_c$  diminuent lorsque le courant de fonctionnement augmente.

Ainsi, une perturbation thermique locale du conducteur d'un aimant peut faire passer celui-ci de son état supraconducteur vers son état normal en provoquant une augmentation locale de température dans le conducteur. Dans ce cas on parle de « transition » du conducteur de son état supraconducteur vers son état normal. Dans le cas où cette transition locale se propage de proche en proche dans le conducteur et s'emballa dans celui-ci, on parle alors de « quench » du conducteur. Or comme cela a été expliqué plus haut, une fois que la température du conducteur dépasse  $T_c$  le courant qui traverse le conducteur ne passe plus dans le niobium titane mais passe entièrement dans la section de cuivre. Ceci signifie que le quench du conducteur va provoquer un échauffement de celui-ci par effet Joule dans le cuivre. Une des problématiques liées au dimensionnement d'un aimant supraconducteur consiste donc à limiter les dilatations différentielles entre les différents matériaux constituant le bobinage dues à l'élévation de température de ces matériaux en cas de quench accidentel. On doit également s'assurer que le quench ne provoquera pas un échauffement trop élevé du conducteur qui conduirait à une détérioration irréversible de celui-ci. Pour valider ce point du dimensionnement on effectue alors des calculs pessimistes dits de « point chaud adiabatique ». Ces calculs sont présentés dans la partie 1.2.2.

### 1.2.2. Échauffement du conducteur en cas de quench et point chaud adiabatique

La plupart des aimants supraconducteurs sont équipés de mesures de tension servant à la protection de l'aimant en cas de quench. En effet, lorsqu'un quench se déclenche, une tension électrique se développe dans l'aimant à cause de la résistivité électrique non nulle du cuivre. Les prises de tension servant à la protection de l'aimant sont donc placées et calibrées de telle manière à pouvoir mesurer et détecter le déclenchement d'un quench le plus rapidement possible. On appellera ici  $t_0$  le temps au bout duquel est détecté le quench. Une fois que le quench est détecté par le système de sécurité, celui-ci provoque une décharge rapide du courant de l'aimant sur une résistance externe afin de protéger l'aimant.

Le calcul du point chaud adiabatique de l'aimant consiste tout d'abord à faire l'hypothèse que seul un point de l'aimant s'échauffe. On suppose ensuite que l'énergie magnétique stockée dans l'aimant se décharge sur une résistance extérieure constante  $R_d$ . La première hypothèse signifie donc qu'on néglige la résistance interne de l'aimant devant  $R_d$  autrement dit qu'on néglige l'effet de la propagation de la zone normale (voir 1.2.3). Ceci revient donc à faire un calcul pessimiste d'échauffement d'un point du conducteur en négligeant tout refroidissement de celui par l'intermédiaire de l'hélium. L'équation de la chaleur sous l'hypothèse adiabatique appliquée au conducteur conduit alors à l'expression 1.2 de la température maximale  $T_{max}$  atteinte par le conducteur en fin de décharge. Cette valeur de température est appelée point chaud adiabatique :

$$T_{max} = T_0 + \int_{t=0}^{t=t_0} \frac{\rho_{cu}(T, B) I_0^2}{C_{cond}(T) S_{cu} S} dt + \int_{t=t_0}^{t=\infty} \frac{\rho_{cu}(T, B) I(t)^2}{C_{cond}(T) S_{cu} S} dt \quad (1.2)$$

$T_0$  : température initiale du cuivre (1,8 K dans notre cas) [K]

$\rho_{cu}$  : résistivité du cuivre [ $\Omega.m$ ]

$I$  : courant traversant le conducteur [A]

$S$  et  $S_{cu}$  : respectivement section du conducteur et section de cuivre dans le conducteur [ $m^2$ ]

$C_{cond}$  est ici la capacité thermique volumique du conducteur moyennée en fonction des sections respectives de chacun de ses matériaux constitutifs.

Dans notre cas, la décroissance du courant durant la décharge de l'aimant est supposée exponentielle. On peut alors écrire l'équation vérifiée par le point chaud également de la manière suivante :

$$\int_{T_0}^{T_{max}} \frac{C_{cond}(T)}{\rho_{cu}(T, B)} dT = I_0^2 t_0 + \frac{I_0^2 \tau}{S_{cu} S 2} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{L}{R_d} \quad (1.3)$$

$I_0$  et  $L$  sont respectivement le courant initial dans l'aimant et l'inductance propre de l'aimant.  $\tau$  représente donc la constante de temps de décharge de l'aimant sur la résistance de décharge externe  $R_d$ . On notera ici que le champ magnétique dans le conducteur étant proportionnel au courant, il décroît également de manière exponentielle avec la même constante de temps  $\tau$ . Les équations 1.2 et 1.3 montrent tout d'abord que la valeur du point chaud ne se calcule pas à l'aide de propriétés constantes mais qu'elle dépend de l'évolution des propriétés du conducteur en fonction de la température. La figure 1.5 représente l'évolution en fonction de la température des deux principales propriétés du conducteur intervenant dans le calcul du point chaud à savoir  $\rho_{cu}$  et  $C_{cond}$ . Ces propriétés ont été calculées pour un champ constant égal à 8,94 T. La figure 1.5 montre tout d'abord que la valeur de  $C_{cond}$  varie fortement entre 1,8 K et 200 K. En effet, elle passe de 264  $J.K^{-1}.m^{-3}$  à 1,8 K à 3,01  $10^6 J.K^{-1}.m^{-3}$  à 200 K. En ce qui concerne la valeur de  $\rho_{cu}$  on remarque qu'elle reste quasiment constante jusqu'à environ 20 K. Ensuite son évolution devient linéaire à partir de 60 K. Ensuite, l'équation 1.3 indique que la valeur du point chaud dépend fortement de la valeur de  $\tau$ . Dans notre cas on a pris  $\tau = 21,4$  s pour l'application numérique. Pour finir, l'équation 1.3 montre également que pour limiter la valeur du point chaud il suffirait de diminuer la valeur de  $\tau$  ou autrement dit d'augmenter la valeur  $R_d$ . On notera ici qu'on ne peut pas non plus choisir une valeur de  $R_d$  trop élevée qui rendrait la tension aux bornes de l'aimant supérieure à la valeur limite fixée par les contraintes d'isolation électrique de l'aimant.

La figure 1.6 représente l'évolution de la température du conducteur calculée selon les équations 1.2 et 1.3 en fonction du temps pour différents  $t_0$ . Cette figure montre que la valeur du point chaud adiabatique correspond graphiquement à l'asymptote horizontale vers laquelle tend l'évolution de température lorsque la valeur du courant dans le conducteur tend vers zéro. On en déduit que la valeur du point chaud adiabatique dans notre cas vaut environ 171 K lorsque  $t_0 = 0$  s. Cependant la figure 1.6 montre que cette



valeur de point chaud adiabatique varie fortement en fonction du temps  $t_0$  au bout duquel se déclenche la décharge rapide. En effet, la valeur du point chaud passe de 171 K à 257 K lorsque  $t_0$  passe de 0 s à 3 s. Ce constat signifie donc que pour effectuer un calcul de point chaud réaliste, il est nécessaire de connaître l'ordre de grandeur du temps  $t_0$  de détection du quench. Or, une fois le seuil de détection des prises de tensions fixé, ce temps dépend uniquement de la cinétique d'évolution de la tension résistive de l'aimant. Il est donc important de bien connaître et de comprendre cette cinétique d'évolution de la tension résistive de l'aimant. Pour ce faire, on introduira dans la partie 1.2.3 de ce chapitre les notions de « quench » et de « vitesse de propagation de la zone normale ».

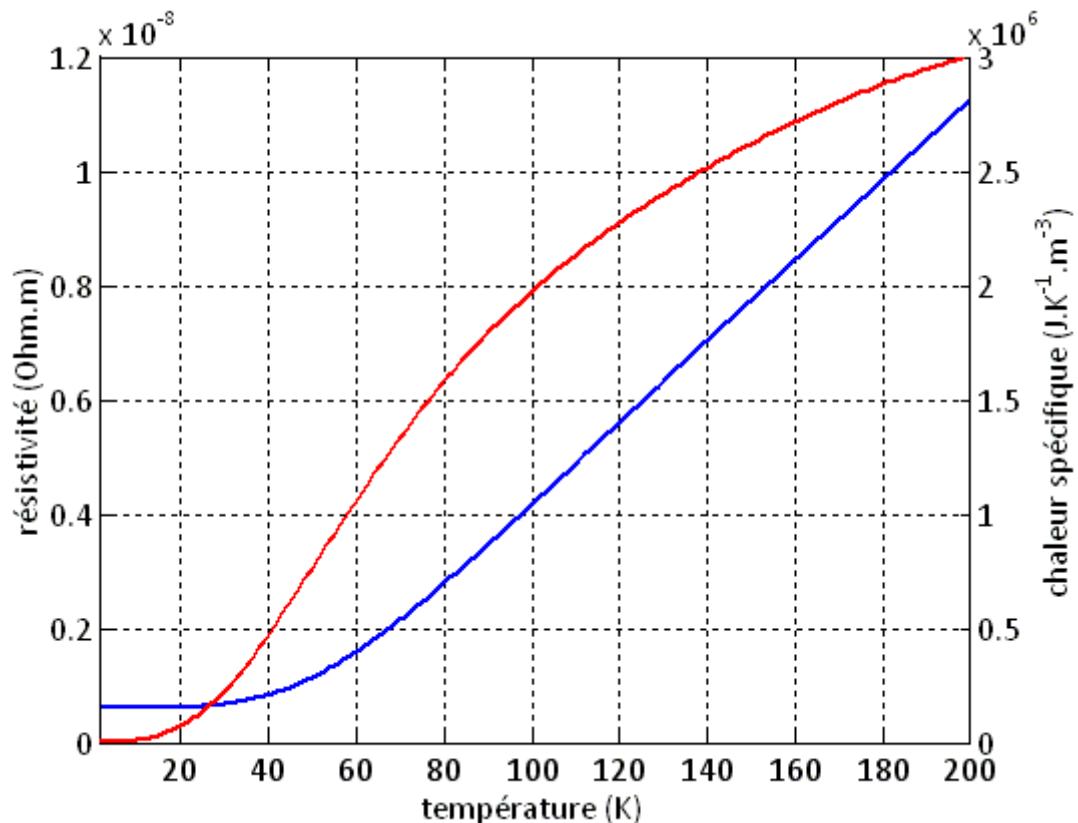


Figure 1.5 – Évolution en fonction de la température de la chaleur spécifique du conducteur de l'aimant Seht (rouge) et de la résistivité du cuivre (bleu) pour un champ de 8,94 T

Les calculs de la figure 1.6 ont été réalisés avec la capacité thermique volumique du conducteur  $C_{cond}$  moyennée en fonction des sections respectives de chacun de ses matériaux constitutifs. Cependant, lors d'un quench réel, une partie de l'effet Joule dissipé dans le conducteur diffuse dans l'isolant intergalette qui se trouve au contact du conducteur (figure 1.2). Une partie de l'effet Joule est également transmise par conducto-convection à l'hélium des canaux qui se trouve au contact du conducteur. Ceci aura alors pour effet de diminuer la température du conducteur et donc sa valeur de point chaud. Afin de quantifier cette diminution on fait deux calculs supplémentaires de point chaud. Dans le premier  $C_{cond}$  est la capacité thermique volumique moyenne de l'ensemble conducteur + isolant intergalette. Dans le deuxième  $C_{cond}$  est la capacité thermique volumique moyenne de l'ensemble conducteur + hélium. Ces deux calculs ont été faits pour le cas  $t_0 = 0$  s et sont présentés sur la figure 1.7. On note alors que la prise en compte de la diffusion dans l'isolant diminue la valeur du point chaud d'environ 14 K. Pour ce qui est de la prise en compte de la capacité thermique de l'hélium, elle diminue la valeur du point chaud d'environ 3 K.

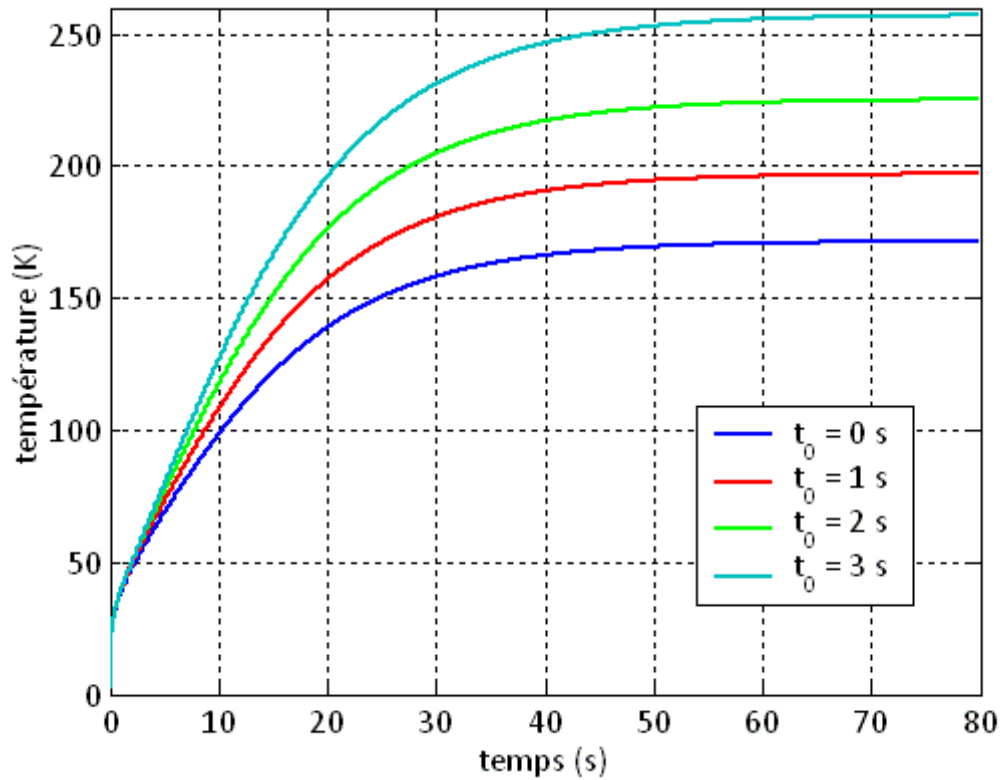


Figure 1.6 – Calculs du point chaud du conducteur de l'aimant Seht pour différents temps de détection du quench pour une constante de temps de décharge  $\tau = 21,4$  s

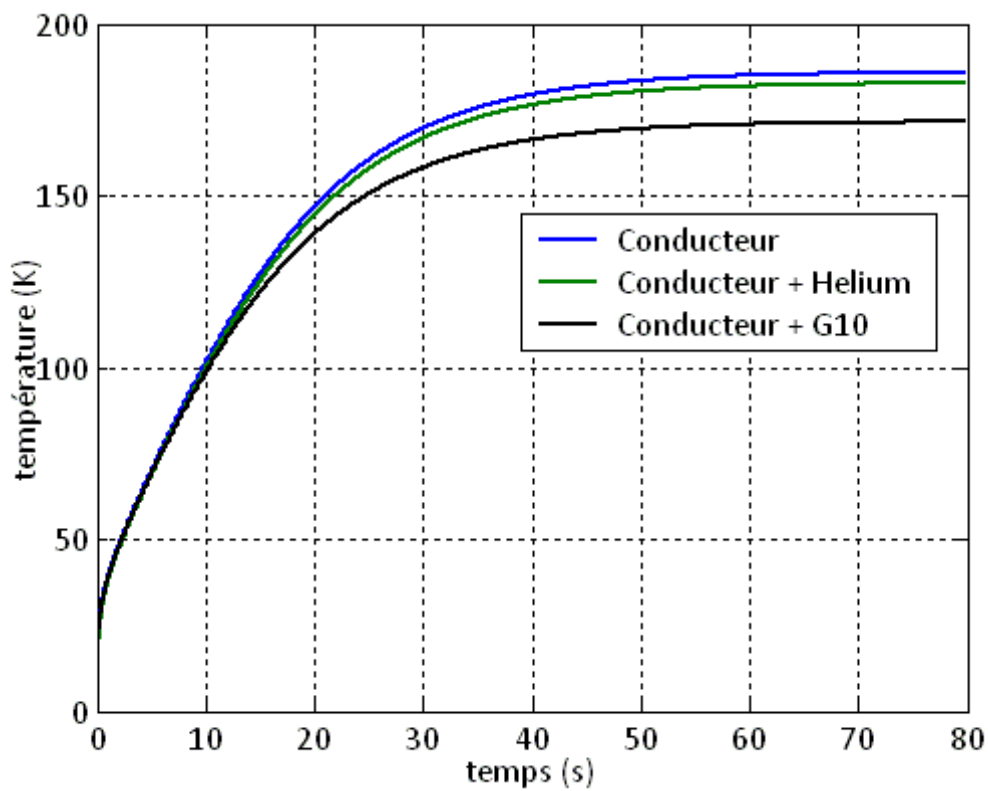


Figure 1.7 – Calculs de point chaud du conducteur de l'aimant Seht pour  $t_0 = 0$  s en prenant en compte l'influence des capacités thermiques de l'isolant intergalette et de l'hélium sur la diminution du point chaud

### 1.2.3. Propagation du quench et vitesse de propagation de la zone normale

#### a) Propagation longitudinale adiabatique

Lorsque le conducteur d'un aimant supraconducteur transite localement il se divise alors géométriquement en deux zones :

- Une zone normale qui s'échauffe par effet Joule
- Une zone toujours supraconductrice dans laquelle il n'y pas d'effet Joule

Dans ce cas, les équations de la chaleur qui régissent le comportement du conducteur s'écrivent de la manière suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{cond} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda_{cond} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \rho_{Cu} \frac{I^2}{S_{Cu} S} \quad \text{dans la zone normale} \\ C_{cond} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda_{cond} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} \quad \text{dans la zone supra} \end{array} \right. \quad (1.4)$$

avec  $\lambda_{cond}$  la conductivité thermique moyenne du conducteur

Ces équations sont écrites dans l'hypothèse que le conducteur n'admet pas de zone de température (entre  $T_c$  et  $T_{cs}$ ) dans laquelle le courant se partage entre le niobium titane et le cuivre. En effet, on suppose ici que pour  $T < T_t$  le courant passe entièrement dans le niobium titane et que pour  $T \geq T_t$  le courant passe entièrement dans le cuivre. La température  $T_t$  est appelée « température de transition ». Ensuite, toutes les équations de cette partie sont écrites dans l'hypothèse où les propriétés des matériaux constitutifs du conducteur sont constantes en fonction de la température. Cette hypothèse vient du fait que le phénomène de propagation de la zone normale dépend principalement de ce qui se passe autour du front à  $T_t$ . On peut alors montrer [Cherry 1960] que le système d'équation 1.4 admet une solution de type « onde progressive ». On pose alors le changement de variables suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} T(x, t) = T(\xi) \\ \text{avec} \\ \xi = x - v_l t \end{array} \right. \quad (1.5)$$

Le système d'équations 1.4 s'écrit alors

$$\left\{ \begin{array}{l} -v_l C_{cond} \frac{dT(\xi)}{d\xi} = \lambda_{cond} \frac{d^2 T(\xi)}{d\xi^2} + \rho_{Cu} \frac{I^2}{S_{Cu} S} \quad \text{dans la zone normale} \\ -v_l C_{cond} \frac{dT(\xi)}{d\xi} = \lambda_{cond} \frac{d^2 T(\xi)}{d\xi^2} + \rho_{Cu} \frac{I^2}{S_{Cu} S} \quad \text{dans la zone supra} \end{array} \right. \quad (1.6)$$

L'existence d'une solution de type « onde progressive » au système d'équation 1.4 signifie

donc que l'évolution de la zone normale dans le conducteur peut être considérée comme étant un phénomène parfaitement propagatif. Le paramètre  $v_l$  représente la vitesse de propagation de la zone normale. En prenant comme conditions limites une température égale à  $T_0$  à lorsque  $\xi$  tend vers  $+\infty$  et  $d^2T(\xi)/d\xi^2 = 0$  lorsqu'il tend vers  $-\infty$ , la résolution du système d'équations 1.6 dans le conducteur permet de déterminer une expression analytique de la vitesse de propagation de la zone normale le long du conducteur  $v_l$  :

$$v_l = \frac{j}{C_{cond}} \left( \frac{\rho_{eq} \lambda_{cond}}{T_t - T_0} \right)^{1/2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} j = \frac{I}{S} \\ T_t = \frac{T_{cs} + T_c}{2} \\ \rho_{eq} = \rho_{cu} \frac{S}{S_{cu}} \end{cases} \quad (1.7)$$

Pour finir, les propriétés des matériaux intervenant dans le calcul de  $v_l$  sont toutes prises constantes à la température  $T_t$ . La figure 1.8 donne l'ordre de grandeur de la vitesse  $v_l$  dans le conducteur de l'aimant Seht pour des valeurs de champ magnétique comprises entre 1 T et 9 T.

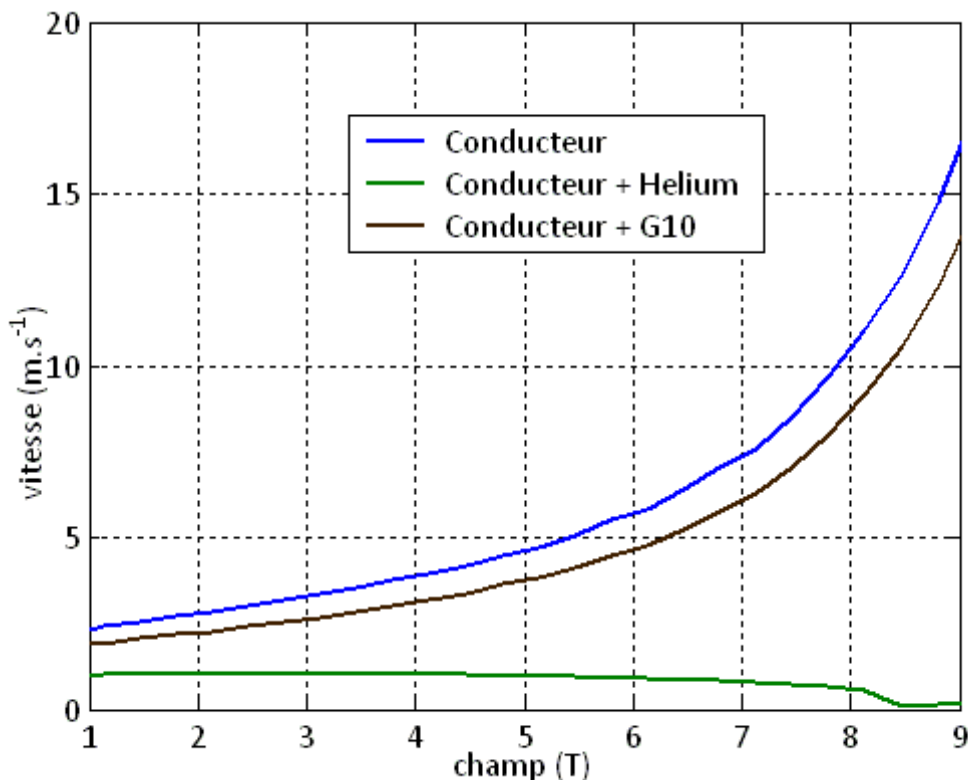


Figure 1.8 – Évolution de la vitesse adiabatique de propagation de la zone normale dans le conducteur de l'aimant Seht en fonction du champ magnétique avec et sans prise en compte des capacités thermiques du G10 et de l'hélium

La figure 1.8 montre que la vitesse de propagation de la zone normale augmente avec le champ magnétique. Ceci est dû au fait que la température de transition du conducteur diminue lorsque le champ augmente. En effet dans le cas du conducteur de l'aimant Seht, lorsque le champ passe de 1 T à 9 T la température de transition passe de 8,10 K à 3,84 K. On notera ici que les calculs de la figure 1.8 ont été faits avec et sans prise en compte

l'épaisseur de l'isolant intergalette en G10 dans le calcul de la capacité thermique moyenne du conducteur. Afin de savoir si le calcul le plus proche de la réalité est celui avec ou sans G10 on s'appuie sur la comparaison des temps caractéristiques des phénomènes de propagation de la zone normale et de diffusion dans l'épaisseur de G10. Pour faire cette comparaison, on utilise les valeurs caractéristiques de temps  $\tau_q$  et de longueur  $l_q$  de la propagation de la zone normale. Ces deux grandeurs sont définies comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} l_q = \frac{\lambda_{cond}}{C_{cond}v_l} \\ \tau_q = \frac{l_q}{v_l} = \frac{\lambda_{cond}}{C_{cond}v_l^2} \end{array} \right. \quad (1.8)$$

Pour le conducteur de l'aimant Seht se trouvant au champ maximal (8,94 T) le temps caractéristique de propagation de la zone normale vaut 0,50 ms alors que le temps caractéristique de diffusion dans l'épaisseur de G10 vaut environ 3 ms. Le temps caractéristique de diffusion dans l'épaisseur de G10 étant bien supérieur au temps caractéristique de propagation de la zone normale, on peut négliger dans un premier temps l'effet de la diffusion sur la propagation du quench pour les conducteurs se trouvant au champ maximal. On notera ici que cette hypothèse n'est pas valable lorsque la valeur du champ diminue et que  $\tau_q$  se rapproche de 3 ms.

#### b) Propagation transversale adiabatique

Les conducteurs des aimants que nous étudions sont séparés les uns des autres par une épaisseur d'isolant interspire. Ainsi, si on suppose que le premier conducteur d'une galette a transité, celui-ci va s'échauffer comme cela a été expliqué plus haut. Cet échauffement du conducteur n°1 va alors induire l'échauffement du conducteur n°2 par diffusion de la chaleur à travers l'épaisseur d'isolant. Une fois que la température du conducteur n°2 dépasse sa température de transition, celui-ci transite à son tour. Le scénario décrit ici se répète alors entre les conducteurs n° 2 et 3 et ainsi de suite. Ceci signifie donc qu'il existe en réalité deux types de propagation de la zone normale dans une même galette : une première de proche en proche le long du conducteur transité et une deuxième d'un conducteur à l'autre par diffusion de la chaleur à travers l'isolant interspire. On nommera cette deuxième propagation la « propagation transversale » de la zone normale. On note  $e_{isolant}$  l'épaisseur de l'isolant interspire et  $e_{cond}$  l'épaisseur du conducteur. Dans le cas où  $e_{isolant} \ll e_{cond}$  on calcule habituellement la vitesse de propagation transversale  $v_t$  de la zone normale de la manière suivante :

$$v_t = \sqrt{\frac{\lambda_t}{\lambda_{cond}}} v_l \quad \text{avec} \quad \lambda_t = \frac{e_{cond} + e_{isolant}}{e_{isolant}} \lambda_{isolant} \approx \frac{e_{cond}}{e_{isolant}} \lambda_{isolant} \quad (1.9)$$

$\lambda_{isolant}$  est la conductivité thermique de l'isolant interspire [W.K<sup>-1</sup>.m<sup>-1</sup>].

Dans le cas du conducteur au champ maximal de l'aimant Seht on obtient alors  $v_l = 15,8 \text{ m.s}^{-1}$  et  $v_t = 0,51 \text{ m.s}^{-1}$ . On notera que la formule de l'équation 1.9 suppose qu'il

existe une analogie entre la propagation longitudinale de la zone normale et la propagation transversale de celle-ci. Cette formule est souvent utilisée mais sans justification théorique précise puisque les phénomènes physiques responsables de chacune de ces deux propagations sont en réalité totalement différents. En effet, la propagation transversale possède un caractère discret et se manifeste par un retard séparant les transitions de deux conducteurs adjacents alors que la propagation longitudinale est une véritable propagation dans un milieu homogène. Certains auteurs [Ciazynski 1983] utilisent d'ailleurs une variante de la formule 1.8 :

$$v_t = \sqrt{\frac{\lambda_t}{2\lambda_{cond}}} v_l \quad (1.10)$$

Dans ce cas on obtient une valeur de vitesse transversale  $v_t = 0,36 \text{ m.s}^{-1}$ .

Les différentes formules introduites dans cette partie nous permettent de calculer les ordres de grandeur des vitesses de propagation longitudinale et transversale de la zone normale dans un conducteur s'échauffant de manière adiabatique. Cependant, le premier inconvénient de ces expressions est qu'elles ne sont pas précises. En effet, elles négligent l'influence de la variation des propriétés du conducteur en fonction de la température ainsi que l'influence de la zone de partage de courant. Or, ces deux phénomènes peuvent avoir une grande influence sur la valeur de la vitesse dans certains cas comme par exemple lorsque  $T_{cs}$  et  $T_c$  ont des valeurs très éloignées [Ciazynski 1983]. Dans ces cas, la simulation numérique est la meilleure manière de déterminer une vitesse de propagation de la zone normale en adiabatique. Ensuite, le caractère adiabatique de ces expressions les rend inutilisables dans un cas réel où le conducteur est mouillé sur une partie de sa longueur. On notera ici que ce cas surestime la vitesse de propagation de la zone normale. En effet, un conducteur qui échange avec de l'hélium aura une vitesse de propagation de la zone normale plus faible qu'un conducteur qui s'échauffe de manière adiabatique. On étudiera dans la suite de cette partie l'effet du refroidissement du conducteur sur l'expression analytique de la vitesse de propagation de la zone normale.

### c) Propagation longitudinale dans un conducteur mouillé

Dans le cas d'un conducteur refroidi en contact direct par de l'hélium, les équations qui régissent le comportement du conducteur en cas de transition deviennent :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{cond} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda_{cond} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} + \rho_{Cu} \frac{I^2}{S_{Cu} S} - \frac{hP_m}{S} (T(x, t) - T_{he}) \\ \text{dans la zone normale} \\ \\ C_{cond} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = \lambda_{cond} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{hP_m}{S} (T(x, t) - T_{he}) \\ \text{dans la zone supra} \end{array} \right. \quad (1.11)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$h$  : coefficient d'échange thermique entre le conducteur et l'hélium [ $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ ]

$P_m$  : périmètre mouillé du conducteur [m]

$T_{he}$  : température de l'hélium [K]

Dans la suite de cette partie on supposera que le coefficient d'échange  $h$  est constant ainsi que la température  $T_{he}$  de l'hélium. Ces hypothèses permettent de résoudre le système d'équation 1.11 à l'aide du même changement de variable que pour le système d'équations 1.4. On obtient alors une nouvelle expression de la vitesse longitudinale de propagation de la zone normale en fonction du coefficient d'échange  $h$  :

$$v_l = \frac{(\rho_{eq}j^2 - 2\frac{hP_m}{S}\Delta T)}{C_{cond}} \left( \frac{\lambda_{cond}}{(\rho_{eq}j^2 - \frac{hP_m}{S}\Delta T)\Delta T} \right)^{1/2} \quad (1.12)$$

La température  $T_{he}$  de l'hélium étant considérée ici comme constante on pose  $\Delta T = T_t - T_{he} = T_t - T_0$ .

On notera tout d'abord que l'on retrouve facilement à partir de l'équation 1.12 l'expression de  $v_l$  dans le régime adiabatique en posant  $h = 0$ . Ensuite, l'équation 1.12 met en évidence l'existence de différents régimes de propagation de la zone normale en fonction de la valeur du coefficient d'échange  $h$  :

- $(\rho_{eq}j^2S)/(P_m\Delta T) \leq h$  : La vitesse de propagation n'existe pas ou n'est pas définie. En effet dans ce cas, la seule solution possible à l'équation 1.11 est la solution triviale  $T(x, t) = T_0$ . On ne peut donc effectivement pas définir une vitesse de propagation dans ce cas
- $(\rho_{eq}j^2S)/(2P_m\Delta T) \leq h < (\rho_{eq}j^2S)/(P_m\Delta T)$  : La vitesse de propagation de la zone normale est définie mais est négative. Ceci signifie que l'on peut par exemple transiter localement le conducteur à l'aide d'une impulsion de puissance extérieure. Cependant dès que l'impulsion est terminée, la vitesse de propagation étant négative, la zone normale va rétrécir jusqu'à se résorber complètement. Le conducteur récupère donc son état supraconducteur après avoir commencé à transiter. On notera ici que dans le cas où  $h = (\rho_{eq}j^2S)/(2P_m\Delta T)$ , on retrouve à l'aide de la formule 1.11 le critère de stabilité thermique communément appelé « critère des aires égales » [Maddock 1969].
- $0 \leq h < (\rho_{eq}j^2S)/(2P_m\Delta T)$  : La vitesse de propagation de la zone normale est définie et est strictement positive. Ceci signifie qu'une fois le conducteur transité, la zone normale s'agrandit en se propageant à la vitesse  $v_l$ . Dans ce cas, le seul moyen de stopper la propagation du quench est de décharger l'aimant de son courant. L'équation 1.12 montre que cette procédure va tout d'abord ralentir la vitesse de propagation de la zone normale. Puis lorsque le courant sera assez faible, on se retrouvera dans le régime 2 ce qui stoppera la propagation de la zone normale voire, permettra à une partie de l'aimant de récupérer son état supraconducteur.

La figure 1.9 représente la vitesse de propagation de la zone normale en fonction de la valeur du coefficient d'échange  $h$  pour le conducteur à plus haut champ (8,94 T) de l'aimant Seht et au courant nominal de 886 A.

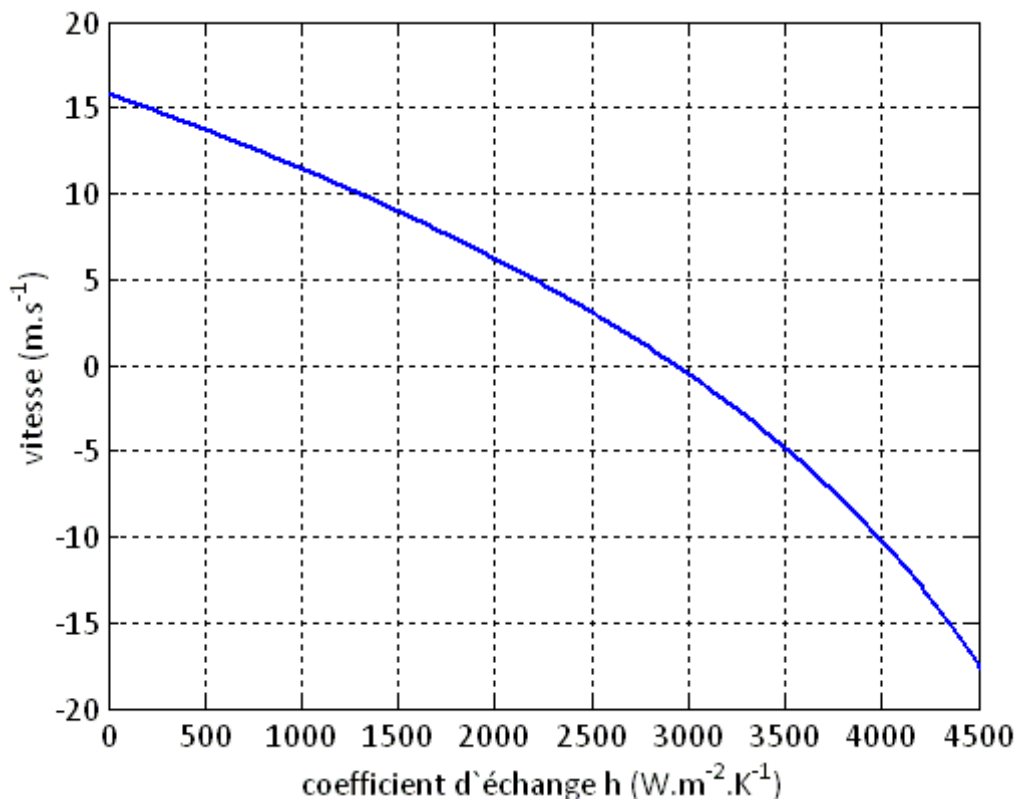


Figure 1.9 – évolution de la vitesse de propagation de la zone normale en fonction du coefficient d'échange pour le conducteur de plus haut champ de l'aimant Seht

La figure 1.9 montre que la vitesse de propagation de la zone normale varie fortement en fonction de la valeur du coefficient d'échange  $h$ . En effet, elle passe de  $15,8 m.s^{-1}$  pour  $h = 0 W.m^{-2}.K^{-1}$  à des valeurs de vitesse négatives à partir de  $h = 2940 W.m^{-2}.K^{-1}$ . L'expression analytique de la vitesse  $v_l$  dans le cas d'un conducteur mouillé nous a donc permis d'étudier ici l'influence du coefficient d'échange  $h$  sur la cinétique de propagation du quench. Cependant, la réalité est plus complexe que le cas étudié dans cette partie pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les calculs analytiques faits dans cette partie supposent que la température de l'hélium reste constante égale à la température de fonctionnement de l'aimant  $T_0$ . Or dans la réalité, une fois que le conducteur transite il échange avec l'hélium et induit donc l'échauffement de celui-ci. L'hélium chauffé passe alors de l'état superfluide à l'état d'hélium liquide I puis à l'état d'hélium diphasique pour finir en hélium tout gazeux. Il est donc important de prendre en compte l'influence de cet aspect de la thermodynamique de l'hélium sur la propagation du quench. Ensuite, les calculs analytiques faits dans cette partie supposent également que le coefficient d'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux est une constante. Or, on sait que le coefficient d'échange peut prendre des valeurs très différentes en fonction de l'état thermodynamique dans lequel se trouve l'hélium. Ainsi pour effectuer un calcul de quench dans le cas de l'aimant Seht, la meilleure solution reste de réaliser un calcul numérique prenant en compte à la fois la propagation de la zone normale dans le conducteur, le couplage de celui-ci avec l'hélium des canaux et pour finir la thermodynamique de l'hélium chauffé. C'est ce qui sera fait dans le chapitre 5. Cependant avant de pouvoir réaliser ce calcul, il est important de connaître les propriétés et les



spécificités du refroidissement à l'hélium superfluide. On introduit dans la suite de ce chapitre les notions importantes relatives au refroidissement du conducteur à l'hélium superfluide et nécessaires à la compréhension de la thermohydraulique de l'hélium lors des quenches.

### 1.3. Refroidissement d'un aimant supraconducteur à l'hélium superfluide

#### 1.3.1. Principales propriétés de l'hélium superfluide

##### a) Diagramme de phases de l'hélium

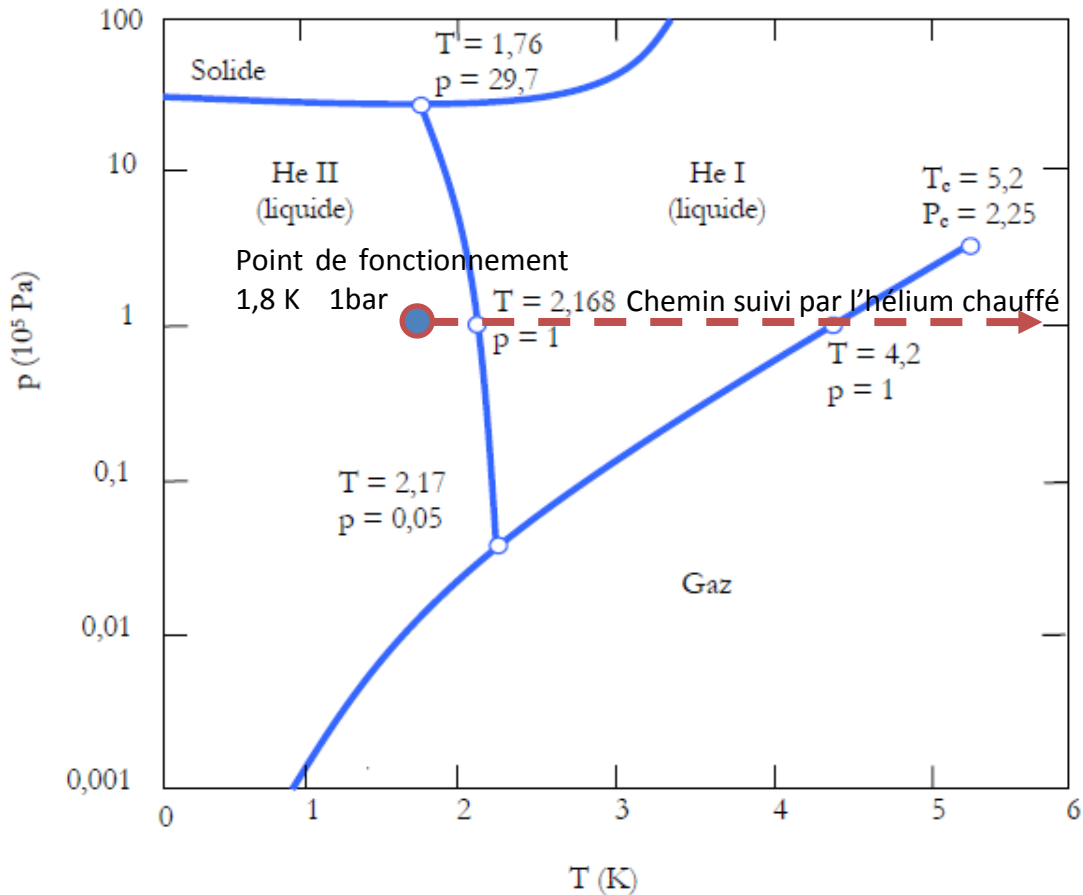


Figure 1.10 – diagramme des phases de l'hélium dans le plan p-T

La figure 1.10 représente le diagramme des phases de l'hélium dans le plan p-T [Arp 1993]. On peut alors y suivre le chemin thermodynamique que prend l'hélium lorsqu'il est chauffé de façon isobare :

- On commence au point de fonctionnement de l'aimant qui se trouve à environ 1,8 K et 1 bar,
- L'hélium chauffé reste superfluide (He II) jusque atteindre la température de 2,168 K. Cette température est notée  $T_\lambda$ ,
- Entre 2,168 K et 4,2 K l'hélium est à l'état He I liquide,
- Une fois à 4,2 K l'hélium est sur sa courbe de saturation. Il est donc dans un état de mélange diphasique contenant à la fois de l'hélium liquide et gazeux,

- Lorsque le titre massique en hélium liquide devient nul dans le mélange diphasique l'hélium passe dans un état entièrement gazeux. Il quitte alors sa courbe de saturation et sa température peut prendre des valeurs supérieures à 4,2 K.

b) Masse volumique de l'hélium

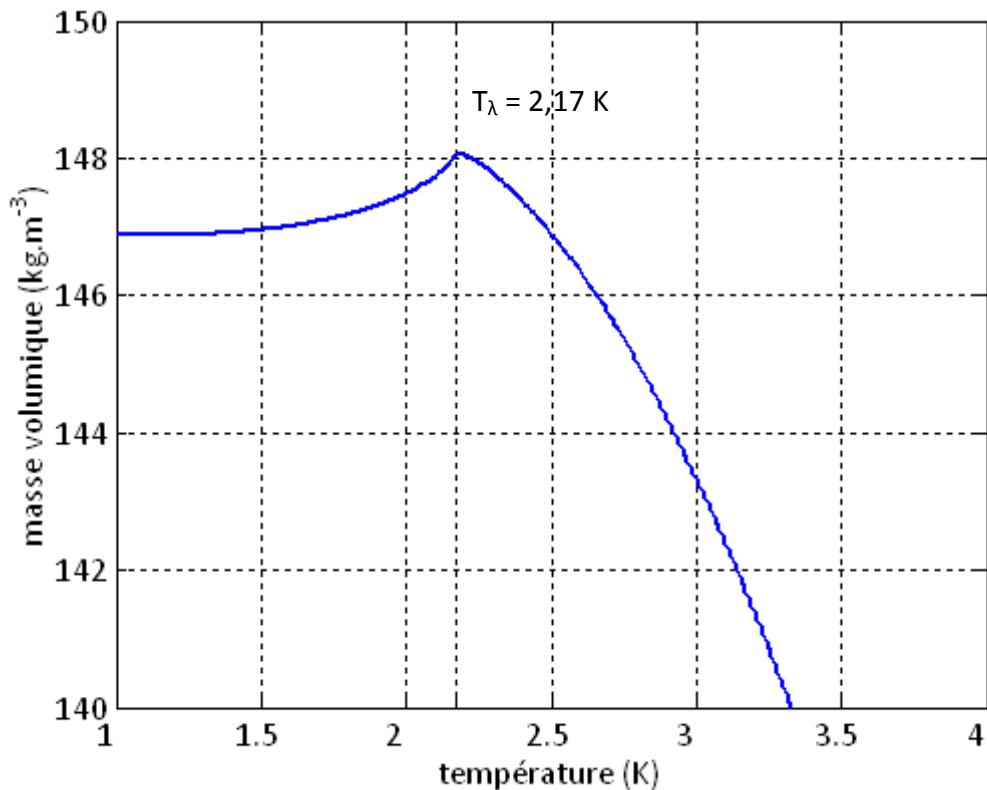


Figure 1.11 – évolution de la masse volumique de l'hélium en fonction de la température

La figure 1.11 montre une première particularité de l'hélium superfluide. En effet, on constate que la masse volumique de l'hélium augmente avec la température entre 1 K et 2,17 K. Cette particularité peut avoir des effets sur la thermohydraulique de l'hélium si l'on considère par exemple des mouvements de convection naturelle. Dans ce cas, l'hélium superfluide aura un comportement différent de celui des fluides classiques. En effet, dans le cas d'un fluide classique, la convection naturelle implique que le fluide chaud monte vers le haut tandis que le fluide froid descend vers le bas. Or dans le cas de l'hélium superfluide, l'hélium à 2,17 K est plus lourd que l'hélium à 1 K. C'est donc l'hélium froid qui montera vers le haut tandis que l'hélium chaud descendra vers le bas. Ensuite, au dessus 2,17 K la figure 1.11 montre que l'hélium I a un comportement identique à celui des fluides classiques puisque sa masse volumique diminue avec la température. Le tableau 1.1 donne quelques valeurs utiles de la masse volumique de l'hélium.

Tableau 1.1 – masse volumique de l'hélium pour différentes valeurs de température

Température [K]	Masse volumique [kg.m <sup>-3</sup> ]
1,8 K	147,2
2,17 K	148,1
4,208 K liquide	125,2
4,208 K gaz	16,62

c) Capacité thermique de l'hélium

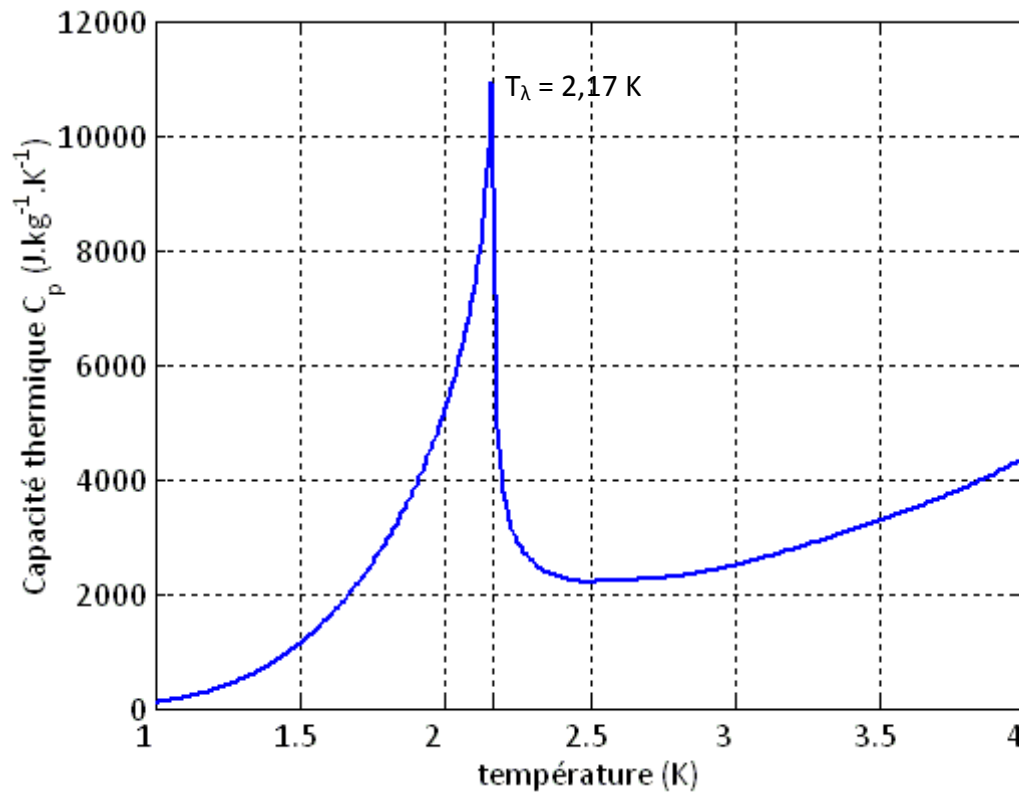


Figure 1.12 – évolution de la capacité thermique à pression constante de l'hélium en fonction de la température

La figure 1.12 montre que l'hélium admet un pic très élevé de capacité thermique autour de 2,17 K. En effet, la valeur du  $C_p$  de l'hélium passe de  $102 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  à  $10920 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$  lorsque la température passe de 1 K à 2,16 K. On notera que cette propriété de l'hélium superfluide est utile en cas de quench. En effet, l'hélium ayant un très grand  $C_p$  autour de 2,17 K il peut emmagasiner beaucoup d'énergie sans subir de grande élévation de température. Ceci a donc pour effet de diminuer localement le pourcentage de puissance qui se dissipe dans le conducteur, de diminuer sa température et donc ralentir la propagation du quench. On pourra vérifier de manière quantitative cet effet de la capacité thermique de l'hélium sur la vitesse de propagation transversale des quenches de l'aimant Seht dans le chapitre 5.

d) Chauffage isochore d'un volume d'hélium superfluide

Une autre particularité de l'hélium superfluide est le sens d'évolution de sa pression lorsqu'il est chauffé à masse volumique constante. Pour quantifier cet effet on utilisera le paramètre de Grüneisen défini par  $\Phi = 1/\rho (\partial p/\partial u)_V$ . La figure 1.13 montre que le paramètre de Grüneisen est négatif lorsque la température de l'hélium est comprise entre 1,08 K et 2,18 K. Ceci signifie que le fait de chauffer un volume d'hélium superfluide à 1,8 K de manière isochore aura pour effet de diminuer sa pression et non pas de l'augmenter comme pour un fluide classique. Cette spécificité de l'hélium superfluide est également très utile en cas de quench. En effet, lors d'un quench, l'aimant transfère de la chaleur à l'hélium qui l'entoure. Grâce à l'hélium superfluide, cet apport de chaleur aura donc pour effet d'amortir la montée de pression induite par le quench tant que l'hélium qui entoure l'aimant est superfluide. On pourra également vérifier de manière quantitative cet avantage de l'hélium superfluide en cas de quench dans le chapitre 5. Ensuite, la figure 1.13 montre qu'une fois que l'hélium se

trouve en hélium I son comportement devient rapidement identique à celui d'un fluide classique.

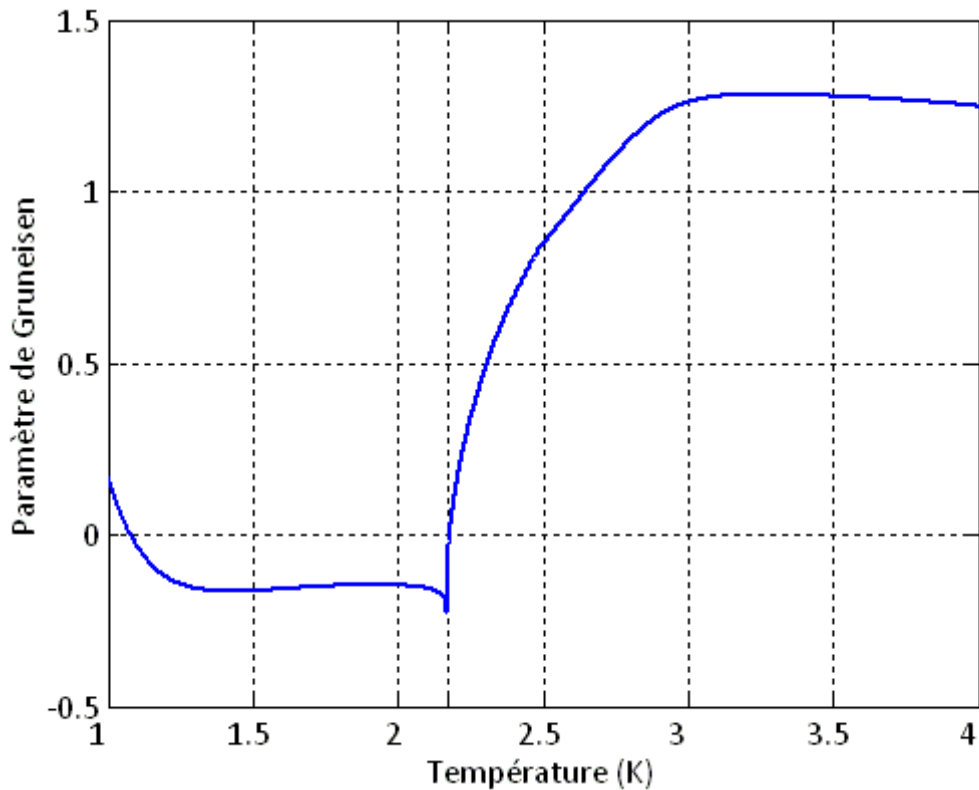


Figure 1.13 – Évolution du paramètre de Grüneisen en fonction de la température

### 1.3.2. Transport de chaleur dans l'hélium superfluide

Une autre particularité de l'hélium superfluide est qu'il est un très bon conducteur de chaleur. Cette caractéristique de l'hélium superfluide est également très utile en cas de quench. En effet, elle permet à l'hélium d'évacuer de manière efficace une grande partie de la puissance thermique dissipée localement par effet Joule vers le bain d'hélium froid qui se trouve aux extrémités des canaux. Ceci crée donc un bon lien thermique entre le conducteur transité et le bain d'hélium superfluide entourant l'aimant ce qui a pour effet de ralentir la propagation du quench. Pour quantifier cette spécificité de l'hélium superfluide, on exprime en monodimensionnel la densité de flux de chaleur  $q$  en fonction du gradient de température dans le fluide de la manière suivante [Gorter 1949]:

$$q^3 = -f(T) \frac{dT}{dx} \quad (1.13)$$

Avec  $f(T)$  la fonction caractéristique de conductivité thermique de l'hélium superfluide calculée en fonction de la température et exprimée en  $W^3 \cdot m^{-5} \cdot K^{-1}$ . Ce régime de transfert de chaleur est le régime de Gorter-Mellink. La figure 1.14 représente l'évolution de la fonction  $f(T)$  en fonction de la température entre 1,5 K et 2,17 K. Afin de quantifier la bonne conductivité de l'hélium superfluide à 1,8 K on peut calculer dans un premier temps la conductivité équivalente de l'hélium par analogie avec la loi de Fourier. Cette conductivité équivalente a donc pour expression :

$$\lambda_{eq}^{he} = \frac{f(T)}{q^2} \quad (1.14)$$

Pour une densité de flux thermique de  $1,81 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2}$ , correspondant à l'effet Joule dissipé par un conducteur de l'aimant Seht au champ fort, on obtient une conductivité équivalente  $\lambda_{eq}^{he}$  à 1,8 K de  $3,38 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . Cette valeur de conductivité thermique équivalente de l'hélium superfluide est 150 fois supérieure à la conductivité thermique du cuivre à 1,8 K.

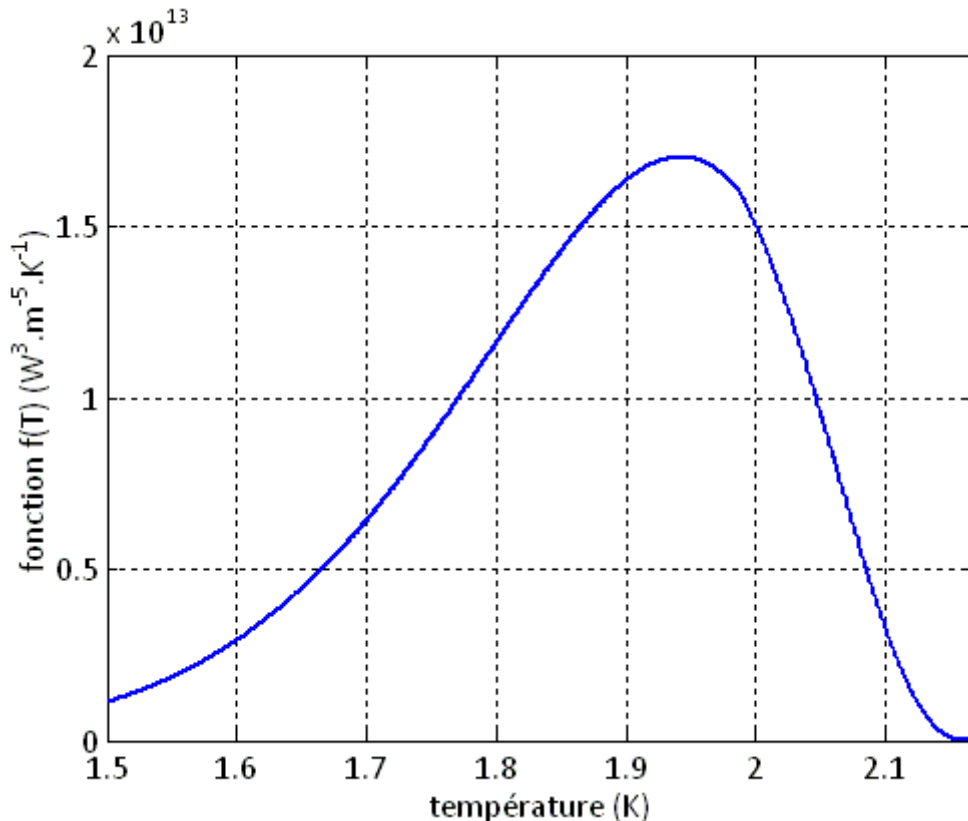


Figure 1.14 – évolution de la fonction  $f(T)$  en fonction de la température

On peut ensuite quantifier le transport de chaleur dans l'hélium superfluide en calculant le flux thermique transporté en régime permanent de Gorter Mellink le long d'un canal dont une extrémité est à 2,17 K et l'autre à  $T_0$ . Ce flux correspond à la valeur maximale de flux qu'un canal d'hélium peut évacuer par Gorter Mellink à partir de la zone chauffée par le conducteur transité vers le bain d'hélium froid à  $T_0$ . Ce flux  $q_{max}$  s'écrit alors de la manière suivante :

$$q_{max} = \frac{1}{L^{1/3}} \left( \int_{T_0}^{2,17} f(T) dT \right)^{1/3}, \text{ on pose } f_{int}(T_0) = \left( \int_{T_0}^{2,17} f(T) dT \right)^{1/3} \quad (1.15)$$

Avec  $L$  la longueur du canal d'hélium. Pour  $T_0 = 1,8 \text{ K}$ , un canal de l'aimant Seht ( $L = 0,17 \text{ m}$ ) peut donc évacuer un flux maximal de  $2,87 \cdot 10^4 \text{ W.m}^{-2}$ . Pour finir, la figure 1.15 donne les valeurs de la fonction  $f_{int}(T_0)$  pour  $T_0$  allant de 1,5 K à 2,17 K et une pression de 1 bar.

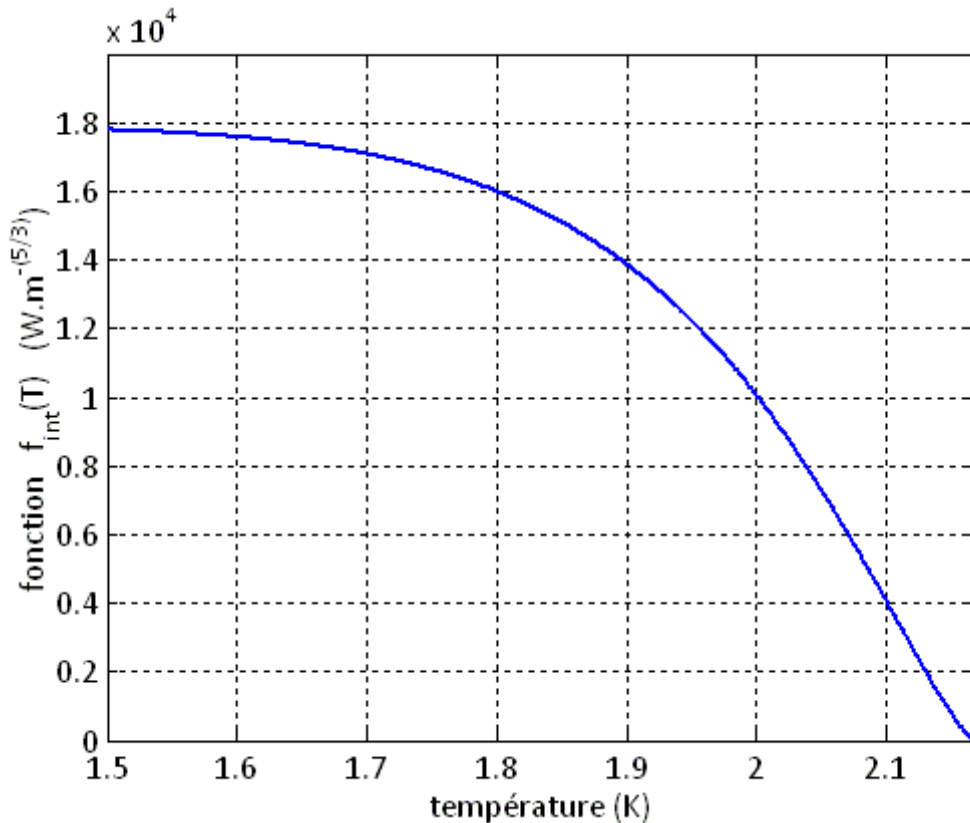


Figure 1.15 – évolution de l'intégrale de  $f(T)$  entre  $T$  et  $2,17$  K en fonction de la température

### 1.3.3. Échange thermique entre une paroi et de l'hélium superfluide

La dernière particularité de l'hélium superfluide réside dans la nature de l'échange thermique qui peut exister entre lui et une paroi solide. Kapitza est le premier physicien à avoir identifié la nature de l'échange liquide-paroi pour l'hélium superfluide [Kapitza 1941]. Il a alors mis en évidence l'existence d'une résistance thermique à l'interface solide-liquide nommée « résistance de Kapitza ». Le transfert thermique de type Kapitza est alors défini par :

$$q = \alpha(T_p^n - T_f^n) \quad (1.16)$$

où  $T_p$  et  $T_f$  sont respectivement la température de la paroi solide et la température du fluide.  $\alpha$  et  $n$  sont des coefficients caractéristiques du flux thermique de type Kapitza. Ces coefficients dépendent de la nature du matériau, de son état de surface et de sa géométrie. C'est pour cette raison qu'il est difficile de déterminer ces coefficients théoriquement et qu'ils sont alors déterminés expérimentalement. Les valeurs communément utilisées à  $1,8$  K pour du cuivre recuit [Kashani 1985] sont  $\alpha = 200 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-n}$  et  $n = 3,8$ . D'autres valeurs de ces coefficients seront données et comparées entre elles dans le chapitre 5. À partir de l'équation 1.16 on peut alors définir un coefficient d'échange « classique »  $h_K$  correspondant à l'échange de type Kapitza de la manière suivante :

$$h_K = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \left( \frac{q}{\Delta T} \right) \text{ avec } \Delta T = T_p - T_f \quad (1.17)$$

On obtient alors l'expression analytique du coefficient d'échange  $h_K$  suivante :

$$h_K = n\alpha T_f^{n-1} \quad (1.18)$$

Dans notre cas, l'application numérique de l'équation 1.18 donne  $h_K = 3941 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . On constate alors que le coefficient d'échange entre une paroi solide et de l'hélium superfluide stagnant c'est à-dire en l'absence de phénomène de convection ou d'ébullition est beaucoup plus élevé que pour un fluide classique. En effet, en l'absence de convection et d'ébullition l'ordre de grandeur du coefficient d'échange pour un fluide classique est de  $10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . On notera tout de même ici que les expressions de transfert thermique présentées dans cette partie ont été déterminées dans des conditions expérimentales où le cuivre est refroidi par un bain d'hélium et où les températures de cuivre et d'hélium ont atteint un régime permanent dans lequel elles sont constantes. En effet, il est très difficile de déterminer dans notre configuration un coefficient d'échange en prenant en compte à la fois le fait que l'hélium des canaux s'échauffe et se vaporise et le fait que le conducteur s'échauffe et que le quench se propage. Cette difficulté sera soulevée de manière plus détaillée dans le chapitre 5.

#### 1.3.4. Mise en œuvre d'un bain d'hélium superfluide pressurisé

Afin de pouvoir refroidir chacun de nos aimants, on met en œuvre un bain d'hélium superfluide pressurisé selon le principe dit du « double bain » ou du « bain Claudet » [Bon Mardion 1977]. Le principe de ce bain est d'utiliser deux autres bains afin d'atteindre les conditions de température et de pression souhaitées dans le bain principal. Pour un point de fonctionnement à 1 bar et 1,8 K on disposera alors de trois bains différents (figure 1.16 à partir de [Bon Mardion 1976]) ayant les caractéristiques suivantes :

- Un premier bain d'hélium liquide pressurisé à saturation (à 4,2 K) : ce bain est connecté au bain principal par une légère fuite à travers la plaque  $T_\lambda$ . Cette plaque étant une plaque isolante séparant ce premier bain saturé du bain principal. La fuite reliant les deux bains permet alors de garder un équilibre mécanique entre ces deux bains. Cet équilibre nous garantit que la pression du bain principal est égale à la pression atmosphérique (c'est-à-dire à la pression du bain saturé) en régime établi
- Un deuxième bain d'hélium superfluide à saturation (à 16 mbar) : ce bain échange thermiquement avec le bain principal à travers un échangeur. Il permet alors de maintenir le bain principal à une température proche de 1,8 K.
- Le bain d'hélium principal superfluide pressurisé (à 1 bar et 1,8 K) : l'aimant est plongé dans ce bain pour être refroidi.

On notera ici que le bain superfluide à saturation (16 mbar) étant un bain pompé, il a besoin d'être alimenté en hélium superfluide afin de garder un niveau d'hélium suffisant. On voit sur la figure 1.16 qu'il est directement alimenté par le bain 4,2 K à travers une vanne Joule Thomson qui détend l'hélium liquide de 1 bar à 16 mbar. Afin d'améliorer le rendement de cette détente on refroidit l'hélium liquide à 4,2 K avant la détente par un échangeur à contre courant dans lequel remontent les vapeurs d'hélium froid produites par l'évaporation de l'hélium dans le bain superfluide pompé.

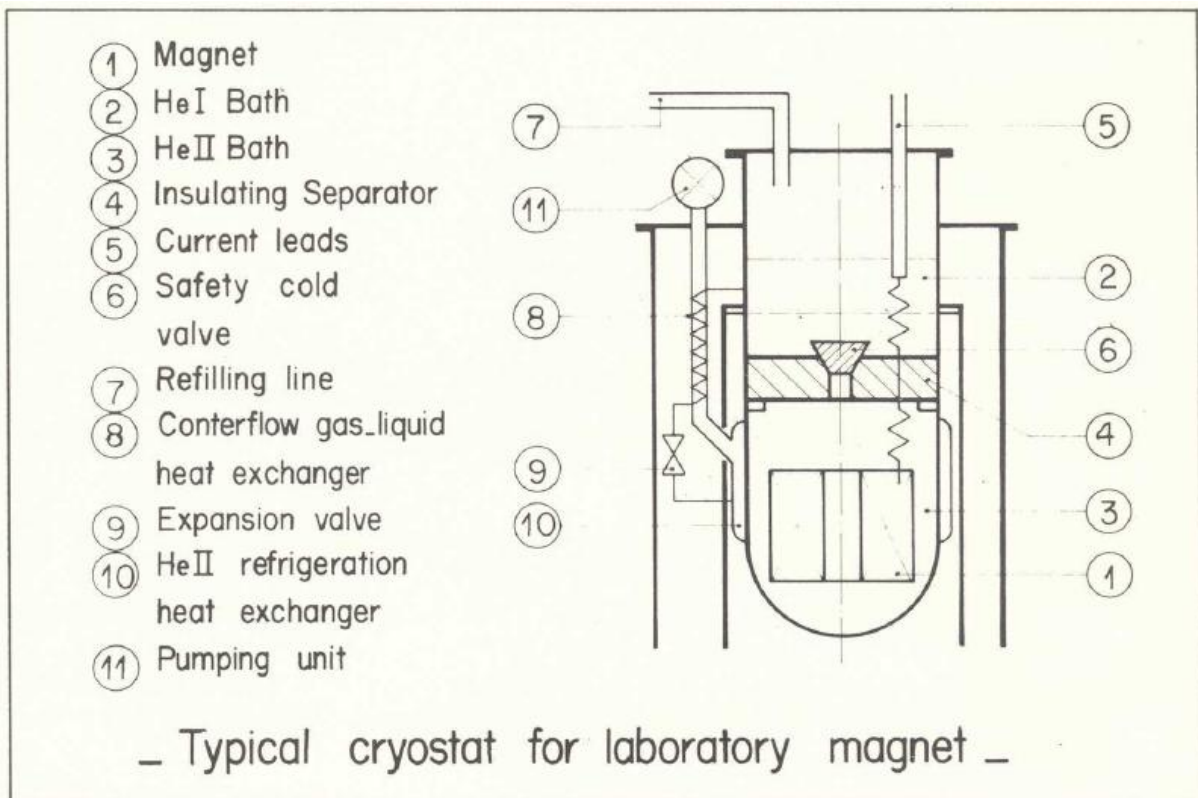


Figure 1.16 – Schéma du principe d'un cryostat à double bain (ou bain Claudet)

## Conclusion

Ce premier chapitre nous a permis d'introduire plusieurs notions caractéristiques du quench d'un aimant supraconducteur telles que le point chaud et la vitesse de propagation de la zone normale. On a ensuite mis en évidence les principales caractéristiques et particularités de l'hélium superfluide en tant que fluide de refroidissement. On s'appuiera dans la suite de ce mémoire sur l'ensemble de ces notions afin d'étudier de manière détaillée le quench d'un aimant supraconducteur refroidi par un bain d'hélium superfluide. Ces notions nous seront également très utiles dans la compréhension et l'analyse des montées de pression locales et globales induites par ce quench.



## Chapitre 2 Comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé

### Objectifs du chapitre 2

- Mettre en évidence les phénomènes physiques prépondérants responsables du pic de pression local dans un canal d'hélium chauffé
- Étudier la différence de comportement entre un canal d'hélium sous-refroidi et un canal d'hélium à saturation
- Analyser le pic de pression local à l'aide de modèles analytiques simples
- Développer un modèle numérique permettant de simuler le comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé

### 2.1. Description de la station d'essai Th0

Afin de répondre aux objectifs cités ci-dessus un banc d'essais thermohydrauliques a été conçu et réalisé durant la thèse. Des campagnes de tests de montées de pression locales ont été réalisées. En plus des objectifs cités en début de chapitre, les essais sur Th0 devaient permettre après démontage de la maquette de vérifier si l'intercalaire de G10 de 0,2 mm (figure 2.1) avait été endommagé ou pas suite à une différence de pression de part et d'autre de la feuille intercalaire. Ce dernier objectif étant directement lié aux problématiques de dimensionnement de l'aimant Iseult (chapitre 1), c'est pour cette raison que la maquette a été dimensionnée en adéquation avec les dimensions des galettes et des canaux de l'aimant Iseult [Vedrine 2008].

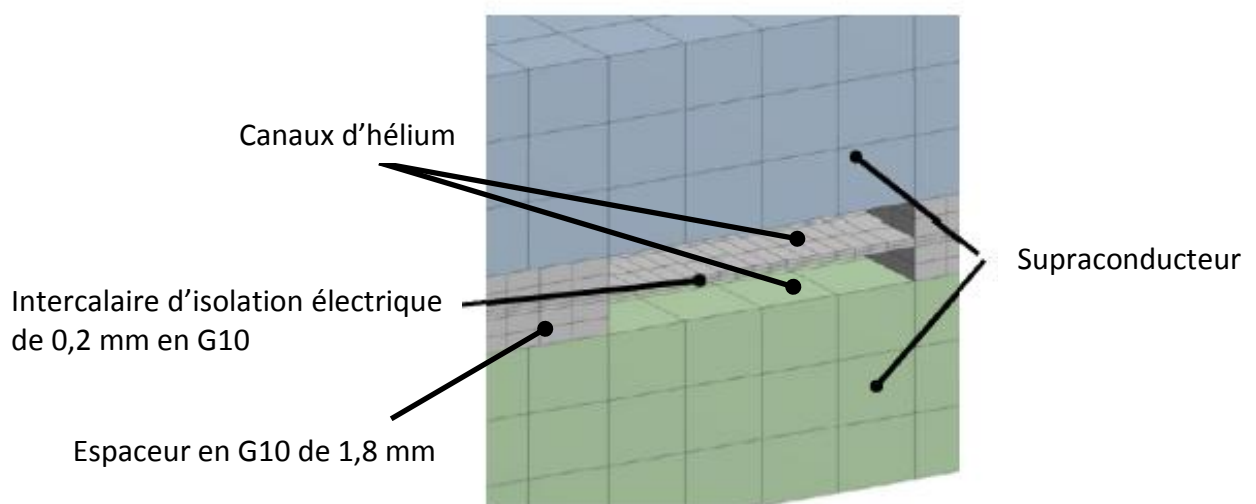


Figure 2.1 – Intercalaires de 0,2 mm d'épaisseur séparant deux canaux d'hélium de l'aimant Iseult

### 2.1.1. Description de la maquette

#### a) Principales caractéristiques de la maquette

La maquette Th0 représente une portion angulaire de galette de l'aimant Iseult contenant 7 canaux d'hélium. Ces canaux formés par des espaceurs en G10 sont en contact direct avec des plaques de cuivre ayant l'épaisseur du conducteur de l'aimant Iseult. Chaque plaque de cuivre est donc mouillée par 14 canaux d'hélium (7 à gauche et 7 à droite). Ces canaux sont verticaux et ouverts à leurs deux extrémités. Leur forme trapézoïdale s'évase du bas vers le haut. Pour finir, ce motif élémentaire a été répété dans la maquette de telle façon à obtenir au total 10 plaques de cuivre. Les principales caractéristiques géométriques de la maquette Th0 sont reportées dans le tableau 2.1. Les figures 2.2 et 2.3 montrent des plans de la maquette ainsi que des vues d'ensemble de celle-ci.

Tableau 2.1 – Caractéristiques géométriques de la maquette Th0

Longueur d'un canal, L	0,422 m
Section d'un canal (2 x 0,8 mm), A	$8,24 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$
Diamètre hydraulique, $D_H$	$1,05 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Surface d'échange entre le cuivre et un canal, $S_e$	$4,60 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$
Épaisseur des plaques de cuivre	$9,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Largeur des plaques de cuivre	0,141
Épaisseur des plaques de G10	$1,8 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
Volume d'hélium dans une galette	$2,58 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3$
Nombre de canaux par plaque	7
Nombre de plaques de cuivre	10
Nombre de plaques de G10	11

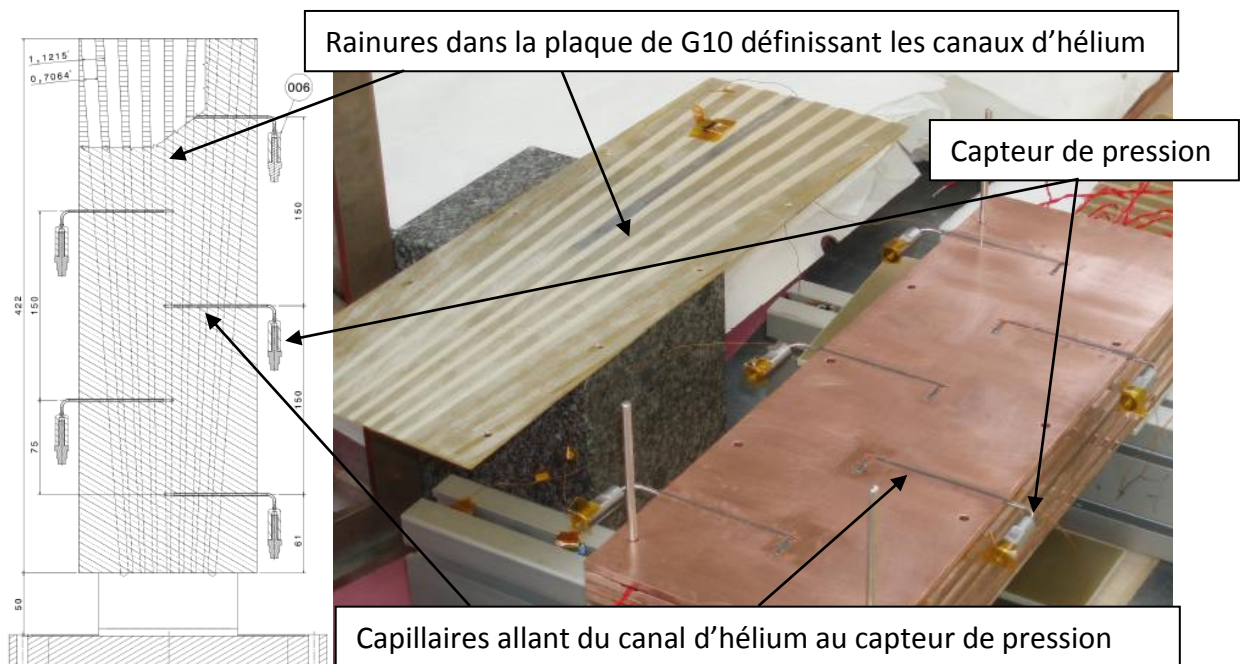


Figure 2.2 – Vue de coupe de la maquette (gauche) et photo de l'empilement des plaques de cuivre et de G10 durant le montage (droite)

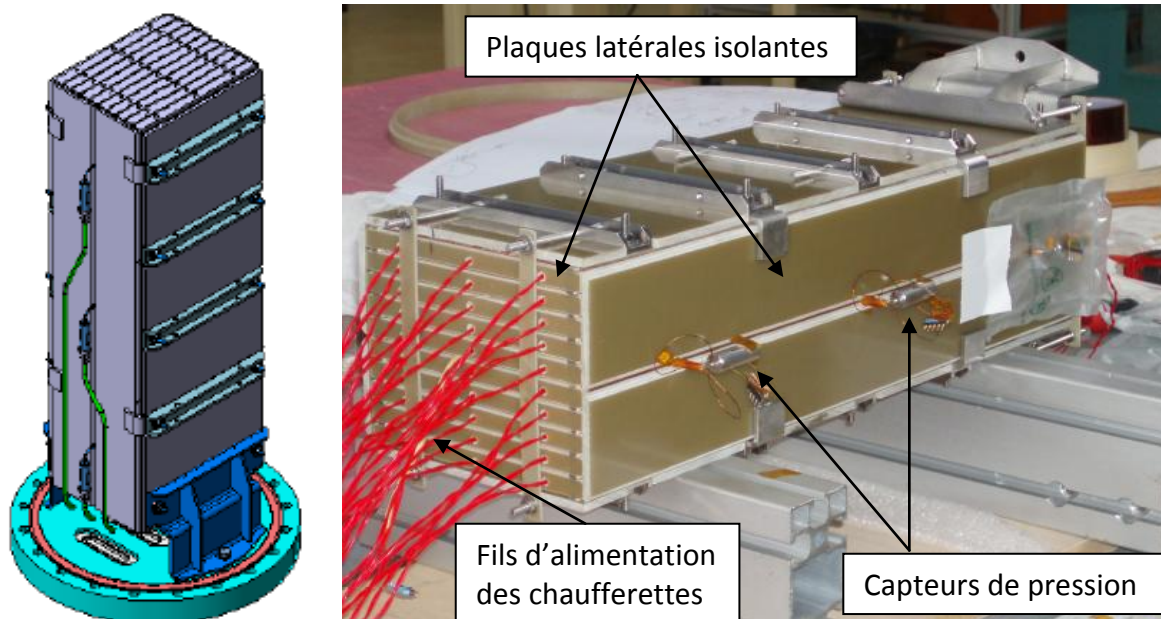


Figure 2.3 – Vue 3D de l'ensemble de la maquette (gauche) et photo de la maquette après montage (droite)

#### b) Instrumentation de l'échantillon

##### Les éléments chauffants

Chaque plaque de cuivre de la maquette a été équipée d'un système d'éléments chauffants permettant de déposer de la puissance thermique dans le cuivre. Ces éléments sont des films en polyimide (Kapton®) contenant un fil résistif chauffant. La puissance moyenne dissipée dans une galette de l'aimant Iseult lors d'une transition résistive vaut environ  $7,09 \cdot 10^5 \text{ W.m}^{-3}$  par unité de volume de conducteur ou  $11,01 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$  par unité de volume d'hélium. Soit l'équivalent de 284 W pour une plaque de Th0. Cette puissance est délivrée à l'aide de six éléments chauffants alimentés en parallèle dans chaque plaque de cuivre. Les fils qui amènent le courant aux éléments chauffants sont communs à trois chaufferettes et ont une longueur d'environ 1 m. Chaque groupe de trois éléments chauffants a une résistance d'environ  $1 \Omega$  à froid. Ces éléments chauffants sont alimentés par un générateur de puissance pouvant délivrer jusque 6 kW pour 150 A. On peut voir sur la photo de la figure 2.3 les fils d'alimentation des chaufferettes qui sortent de la maquette.

##### Les capteurs de pression et de température

Afin d'étudier le comportement thermohydraulique d'un canal soumis à un apport de chaleur, un des canaux de la maquette Th0 a été équipé de 5 capteurs de pression et de 5 capteurs de température. Les capteurs utilisés ici sont des capteurs cryogéniques dont on pourra trouver les caractéristiques en Annexe B. Ces capteurs ont été insérés dans la plaque de cuivre mais débouchent de manière tangente sur le canal d'hélium chauffé. Le bain d'hélium entourant la maquette a également été instrumenté avec des capteurs de pression et de température. La figure 2.7 montre un schéma récapitulatif de la disposition des principaux capteurs de pression et de température dans la station d'essai. Les capteurs PE11 à PE15 et TE11 à TE15 sont respectivement les capteurs de pression et de température disposés dans le canal d'hélium étudié. TE13a est un capteur de température inséré à l'interface entre une cale de G10 et le cuivre de la plaque chauffée. Il a ensuite été recouvert

d'une colle de conductivité thermique proche de celle du cuivre afin qu'il mesure une température proche de celle de la plaque de cuivre.

Les capteurs de pression utilisés ici sont des « capteurs froids » KULITE. On trouvera le détail de leurs caractéristiques techniques en annexe. Le temps de réponse de ces capteurs est inférieur à la milliseconde. Dans notre cas, ces capteurs sont connectés au canal étudié par l'intermédiaire d'un capillaire d'environ 7 cm de long. La propagation de l'onde de pression dans le capillaire induira donc un retard à l'arrivée de l'information. Pour une gamme de température allant de 1,8 K à 4,2 K, ce retard sera compris entre 0,3 ms et 3 ms. En ce qui concerne les sondes de températures, elles sont de type Cernox BC. Les données constructeur indiquent un temps de réponse pour ces sondes de 1,5 ms à 4,2 K. Dans notre cas, ces sondes ont été placées « nues » en vis-à-vis du canal d'hélium pour être directement au contact du fluide (figure 2.4). Le temps de réponse indiqué par le constructeur ne devrait donc pas être influencé ou modifié par le montage. On trouvera les caractéristiques détaillées de ces sondes en annexe.

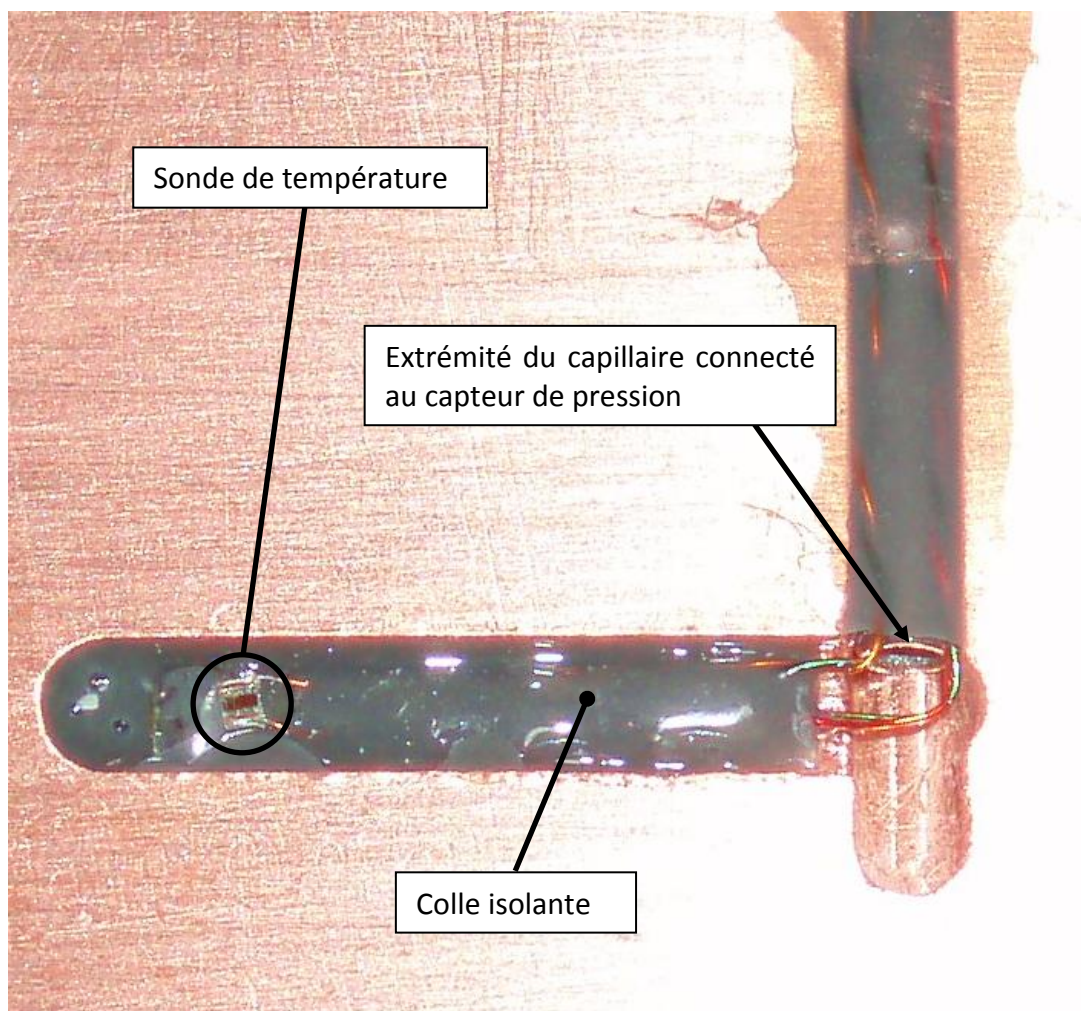


Figure 2.4 – Photo de l'instrumentation du milieu du canal d'hélium

La figure 2.5 montre une vue de dessus des canaux de la maquette Th0 et plus particulièrement du canal instrumenté.

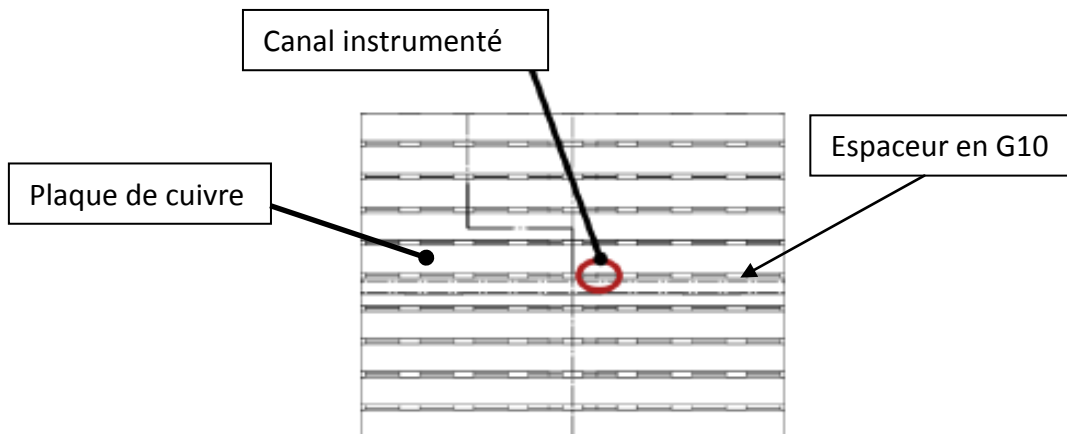


Figure 2.5 – Vue de dessus des canaux d’hélium de la maquette Th0

### 2.1.2. Description du cryostat

L’objectif du cryostat de la station Th0 est de nous permettre de tester la maquette dans un bain d’hélium pressurisé à 1 bar et ayant une température de fonctionnement pouvant aller de 1,8 K (hélium superfluide) à 4,2 K. C’est pour cette raison que l’insert a été dimensionné et construit suivant le principe du « double bain » ou « bain Claudet » (Chapitre 1). La figure 2.6 montre une vue 3D de l’insert du cryostat ainsi qu’une photo de l’insert après montage de celui. On retrouve sur cette figure les différents bains cités ci-dessus dans la description du principe de fonctionnement du « bain Claudet ».

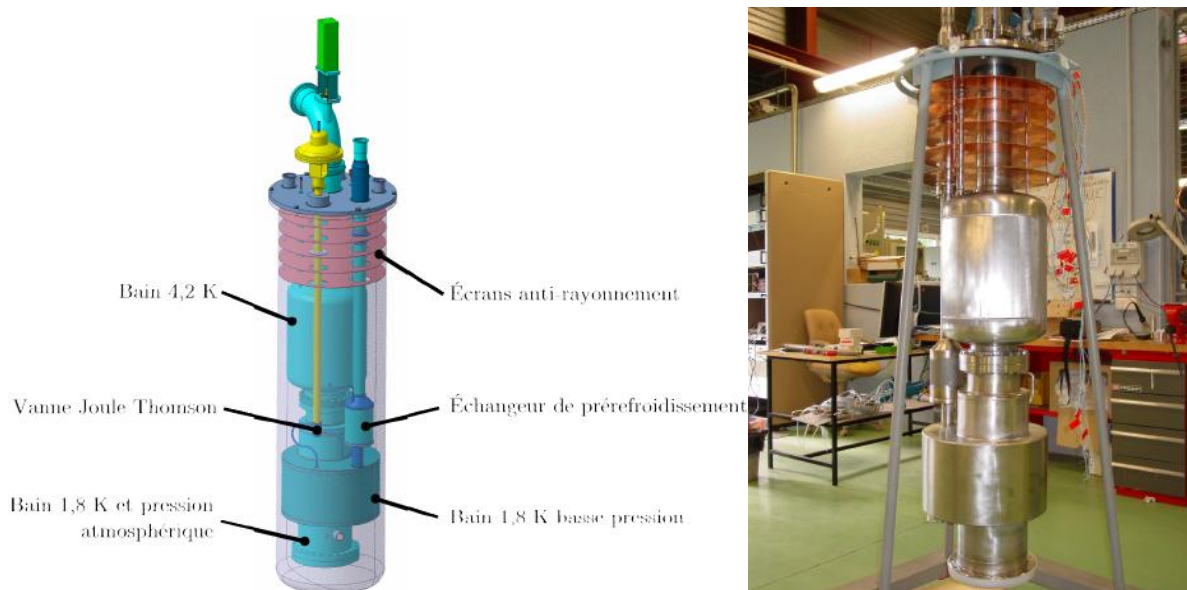


Figure 2.6 – Vue 3D de l’insert du cryostat (gauche) et photo de l’insert après montage

Comme on peut le voir sur la figure 2.7, les capteurs TE5 à TE8 mesurent la température du bain entourant la maquette et PE8 sa pression. PE9 et TE9 sont la pression et la température du bain d’hélium superfluide saturé à 1,8 K permettant de maintenir le bain principal à 1,8 K par échange thermique. PE4 et TE4 sont les pression et température du bain d’hélium saturé à 1 bar permettant de maintenir le bain principal à 1 bar grâce à la fuite mécanique existant à travers le bouchon conique (ou plaque  $T_\lambda$ ). Pour finir, LE4 et LE8 sont des jauges de niveau placées respectivement dans le bain saturé à 1 bar et dans le bain principal pressurisé à 1,8 K.

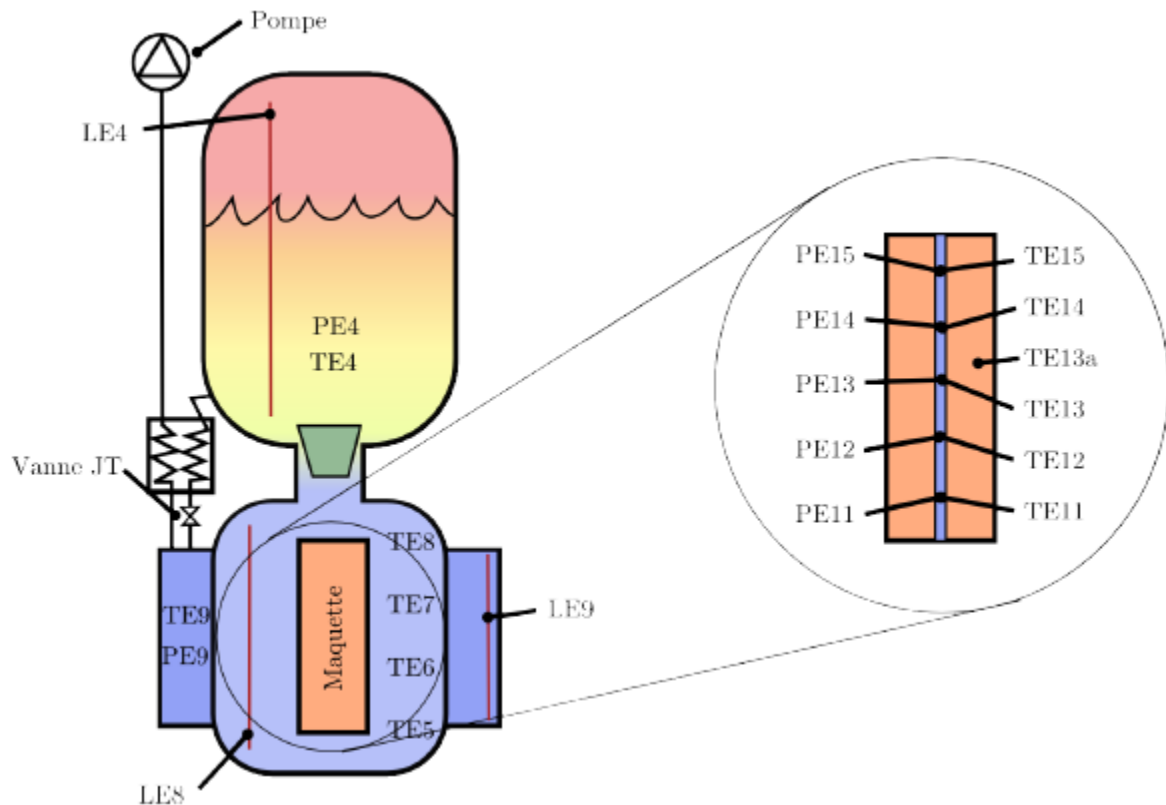


Figure 2.7 – Schéma simplifié du cryostatTh0 et de son instrumentation

## 2.2. Expériences de montées de pression locales dans les canaux d'hélium : Analyse et interprétation physique

### 2.2.1. Résultats typiques des expériences de montées en pression locales dans un canal d'hélium chauffé

Pour chacune des campagnes d'essais réalisées le protocole expérimental suivi a été le suivant :

- Mettre en froid le cryostat et l'échantillon à l'azote puis à l'hélium.
- Descendre en température jusque atteindre la température souhaitée. La température était ensuite maintenue constante à l'aide d'une chaufferette de régulation.
- Régler le courant délivré par l'alimentation pour disposer de la puissance souhaitée.
- Lancer l'impulsion de puissance. Cette impulsion était pilotée par un programme LabView
- Exploiter les mesures acquises par LabView et échantillonnées à 10 kHz.

**On notera ici que suite à des problèmes techniques sur la station, nous n'avons pas pu effectuer de mesures de montées de pression locale en hélium superfluide. Les résultats présentés dans ce chapitre ont donc tous été obtenus en hélium I.**

On commencera par présenter ici les évolutions typiques de pression et de température obtenues lors d'une des expériences effectuées. Les mesures (figures 2.9 et 2.10) présentées dans cette partie ont été obtenues dans les conditions suivantes :

- Le bain principal d'hélium est maintenu à une température  $T_0 \approx 3,17$  K et une pression homogène de 1 bar.
- Le bouchon conique de la plaque  $T_\lambda$  (figure 2.7) est ouvert durant toute la période de l'expérience. On peut alors considéré que les canaux chauffés communiquent avec un bain quasi infini de pression constante égale à 1 bar.
- Seule la galette du milieu qui est en contact avec le canal instrumenté (voir figure 2.5) est chauffée.
- On dépose à l'aide du générateur de puissance environ 179 W dans la plaque de cuivre pendant 1,5 s.

a) *Discussion préalable sur la puissance déposée dans une plaque de cuivre*

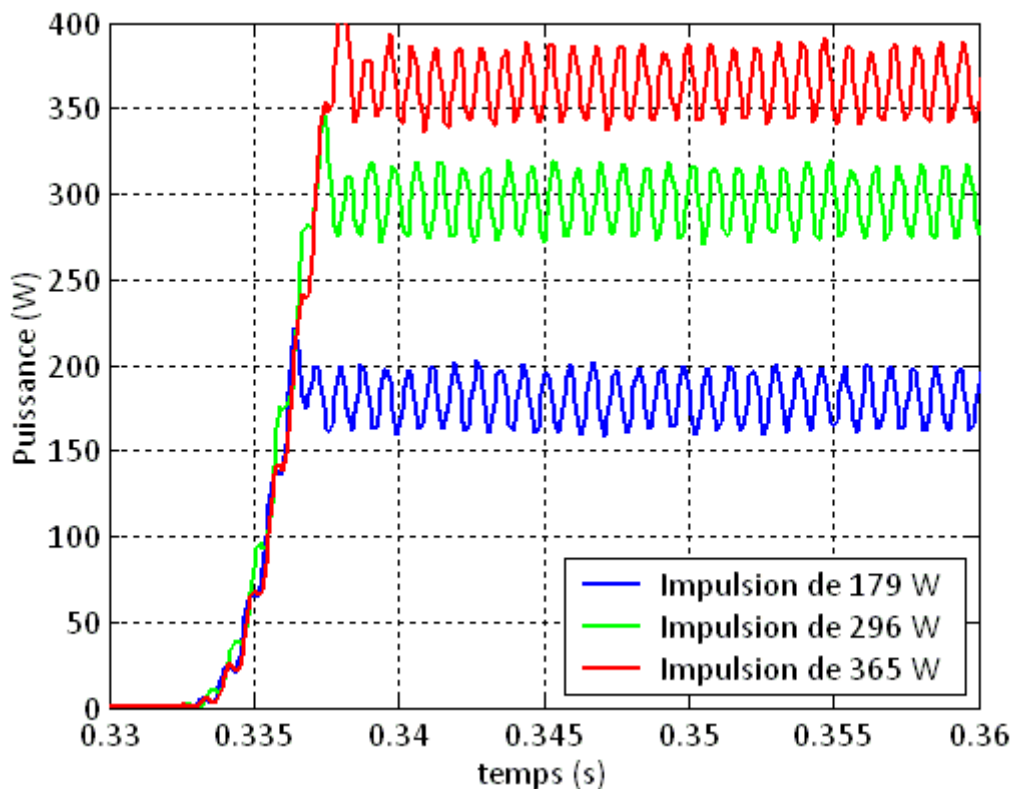


Figure 2.8 – Évolution de la puissance déposée par l'alimentation en fonction du temps

On verra dans la suite de ce chapitre que la puissance effective déposée dans le canal d'hélium est un des paramètres les plus importants dans la compréhension et l'analyse de la montée de pression locale dans un canal d'hélium chauffé. C'est pour cette raison qu'il est important de caractériser à priori l'alimentation utilisée dans l'expérience afin de connaître l'allure réelle en fonction du temps de l'impulsion de puissance induite par cette alimentation dans les éléments chauffants de notre montage. La figure 2.8 montre alors que

pour des puissances comprises entre 179 W et 365 W, il faut entre 3 ms et 5 ms à l'alimentation utilisée ici pour atteindre la valeur de puissance nominale fixée par l'utilisateur. Ce temps de montée de l'alimentation sera donc pris en compte dans la suite du chapitre pour l'interprétation physique des résultats expérimentaux. En effet, en fonction du temps caractéristique des phénomènes physiques qui seront analysés dans ce chapitre, le temps de montée de l'alimentation pourra avoir une influence sur les résultats expérimentaux.

#### *b) Pics de pression dans un canal d'hélium sous-refroidi*

La figure 2.9 montre l'évolution de la pression locale dans le canal d'hélium instrumenté pour une température initiale de 3,17 K pour une impulsion de 179 W. Pour commencer, on note que le début de la montée de pression est décalé d'environ 20 ms par rapport au début de l'impulsion de puissance. Ce décalage ne peut pas être dû à un phénomène de diffusion de la chaleur dans l'élément chauffant ou dans le cuivre et ceci pour deux raisons principales. Tout d'abord, un zoom de la figure 2.10 montre que la température du cuivre TE13a commence à s'échauffer de manière progressive environ 3 ms après le début de l'impulsion. La sonde TE13a étant à l'interface entre le cuivre et la cale en G10, on en déduit que le flux thermique arrive également au niveau de l'hélium en 3 ms. Ce temps peut être interprété ici comme résultant de la diffusion dans l'épaisseur de l'élément chauffant (0,2 mm). En effet, le temps caractéristique de diffusion thermique dans 0,2 mm de Kapton à 3,17 K vaut 4,0 ms. Ensuite, la discontinuité de pente observée lors du départ de la montée de pression (figure 2.9) 20 ms après le début du chauffage indique également que ce retard ne vient pas là d'un phénomène de diffusion (qui aurait rendu la montée progressive) mais d'un simple retard dans l'arrivée de l'information au capteur de pression ou à l'acquisition. Cependant, la raison exacte de ce retard reste pour l'instant mal comprise. En effet, comme cela a été précisé plus haut, le retard dû à la présence capillaire liant le canal d'hélium au capteur de pression est inférieur à 3 ms. De plus, si ce retard était dû uniquement à la propagation de l'onde de pression dans le capillaire, il aurait été plus faible en hélium sous-refroidi qu'en hélium saturé. Or, la figure 2.14 indique un retard inférieur à 10 ms dans le cas saturé alors qu'il vaut 20 ms dans le cas sous-refroidi. Le retard vient donc peut être d'un problème dans le programme d'acquisition des données ou d'un phénomène physique non identifié. En effet, l'analyse de toutes les courbes de pression montre que ce retard diminue lorsqu'on augmente la puissance de chauffage ce qui peut laisser penser qu'il existe une explication physique à ce retard. Dans la suite du chapitre on considèrera que le début de la montée de pression peut être recalé dans le temps avec le début de l'impulsion de puissance. La figure 2.12 représente l'évolution de la pression locale dans le cas d'une impulsion de 365 W.

La figure 2.9 montre alors que la pression atteint un premier pic et maximum de pression (de 1,064 bar) en environ 2 ms avant de retourner à la pression atmosphérique environ 60 ms après le début du chauffage. Le temps de montée du premier pic de pression étant ici inférieur au temps de montée de la puissance, on en déduit que seule fraction des 179 W sera réellement déposée dans les canaux d'hélium durant la montée de pression. Ce pourcentage réel de puissance qui sert à chauffer l'hélium sera déterminé dans la partie 2.2.2.b) à l'aide du modèle de l'onde de pression. Ensuite, on note que les courbes de pression semblent avoir une fréquence caractéristique à laquelle elles oscillent toutes. Ces oscillations seront également interprétées et analysées dans la partie 2.2.2 à l'aide du modèle de l'onde de pression. En ce qui concerne les températures du canal (figure 2.10),



elles passent toutes à saturation les unes après les autres pendant les premières 150 ms suivant le début du chauffage. Ensuite, elles restent à saturation entre 100 ms et 300 ms chacune. Pour finir, les différentes températures décrochent de la courbe de saturation les unes après les autres et indiquent donc le passage de l'hélium de l'état diphasique à un état tout gazeux. Ainsi, pour une impulsion de 179 W, il aura fallu environ 450 ms pour « vider » le canal de tout son hélium liquide et qu'il n'y reste plus que de l'hélium gazeux. Dans le cas à 365 W, ce même processus prend moins de 300 ms (figure 2.13). On notera ici que l'élévation de température indiquée par les sondes du canal TE11 à TE15 semble également être décalée par rapport au début de l'impulsion. En fonction des sondes, la température ne commence réellement à augmenter qu'entre 50 ms et 100 ms après le début de l'impulsion. Certaines températures (TE11 et TE12) commencent même par diminuer avant d'augmenter (figure 2.11). Seule la sonde TE13a réagit sans retard. Cet effet de retard dans l'élévation de température du canal semble être dû à la présence d'une « source de froid » qui serait capable de ralentir l'élévation de température dans les premiers instants. De plus, la différence de comportement entre les sondes supérieures et inférieures indique une influence de la gravité sur le phénomène observé. Pour expliquer ce comportement des sondes de températures on peut alors imaginer le scénario suivant : le bain extérieur d'hélium I entourant la maquette est naturellement stratifié en température. Ceci signifie que l'hélium du bain se trouvant sous la maquette est à une température inférieure à celle de l'hélium des canaux. Dans les premiers instants de l'expérience, le chauffage des canaux entraîne un phénomène de convection naturelle qui fait circuler l'hélium dans les canaux. Cette circulation alimente le bas des canaux en hélium « plus froid » venant du bain ce qui a pour effet de ralentir l'élévation de température de l'hélium voire de la faire diminuer. On notera ici que ce scénario n'a pas été confirmé et reste donc hypothétique.

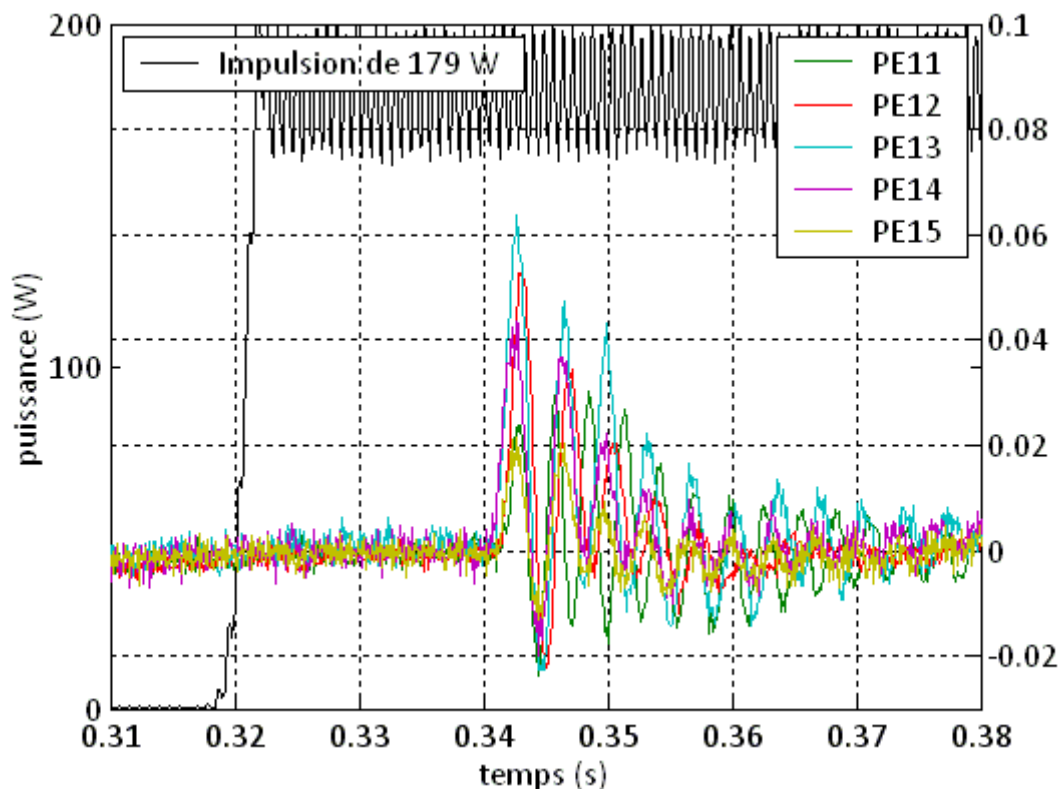


Figure 2.9 – Évolution de la pression locale dans un canal d'hélium sous-refroidi à 3,17 K pour une impulsion de 179 W

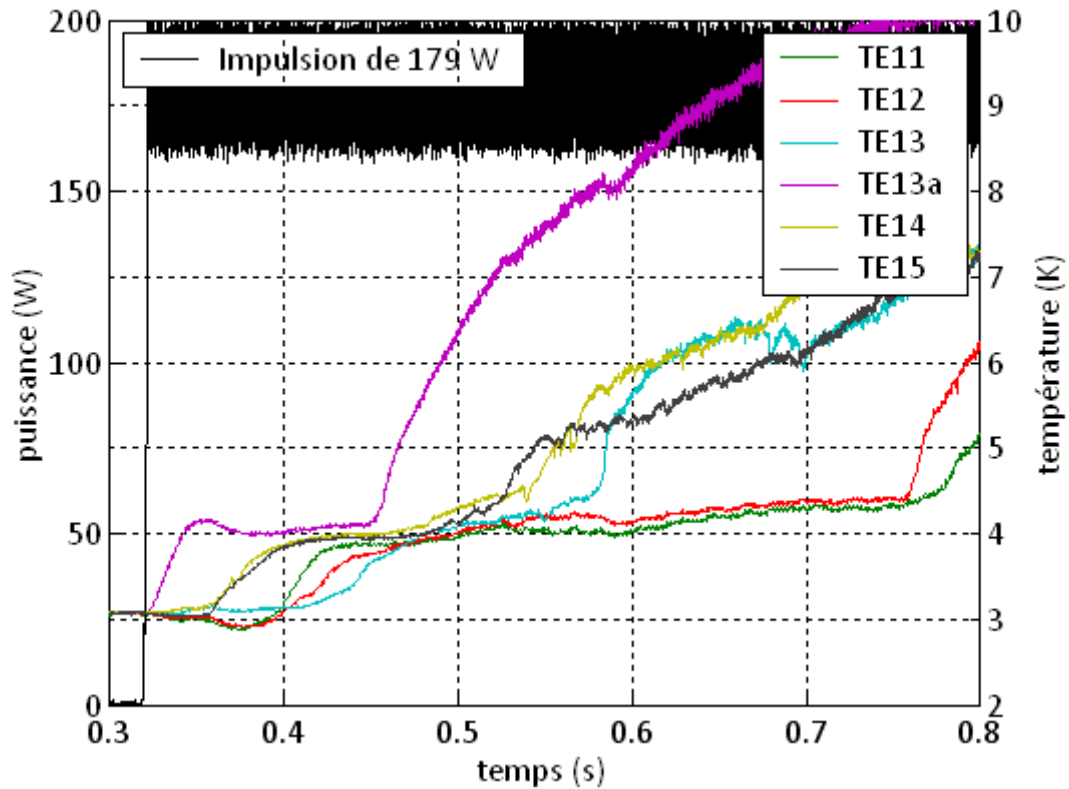


Figure 2.10 – Évolution de la température dans un canal d'hélium sous-refroidi à 3,17 K pour une impulsion de 179 W

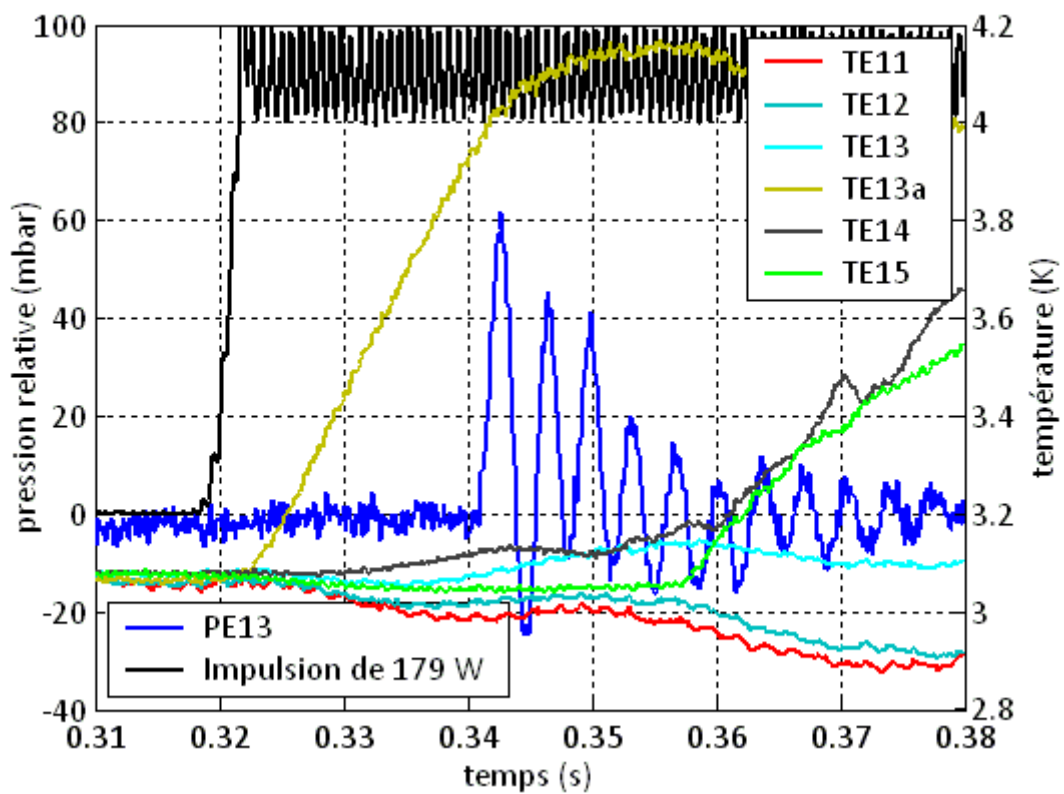


Figure 2.11 – Superposition des évolutions de pression et de température entre 0,31 s et 0,38 s pour un canal sous-refroidi à 3,17 K et une impulsion de 179 W

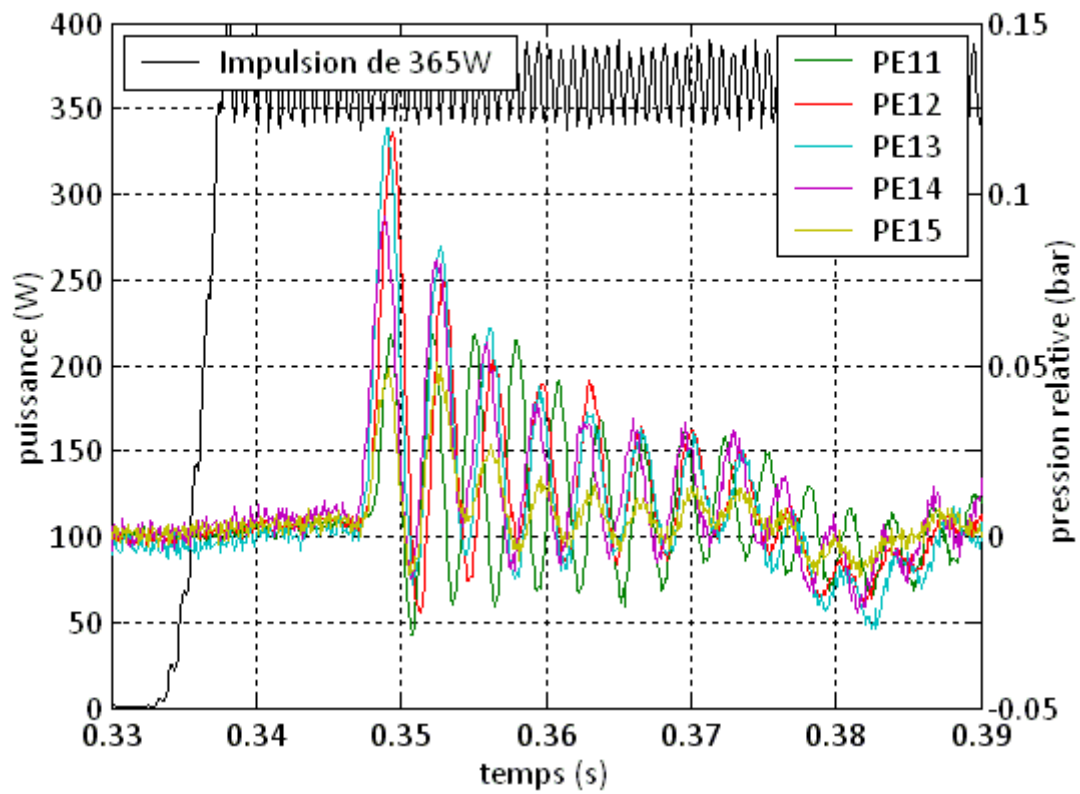


Figure 2.12 – Évolution de la pression locale dans un canal d'hélium sous-refroidi à 3,17 K pour une impulsion de 365 W

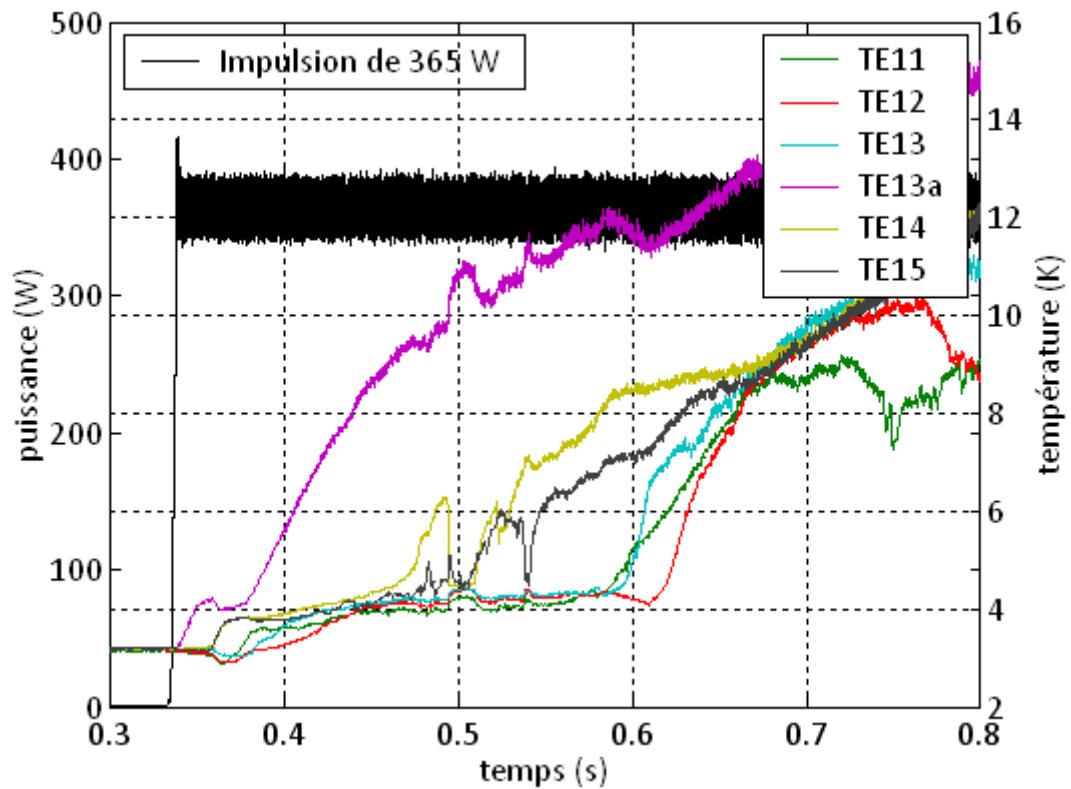


Figure 2.13 – Évolution de la température dans un canal d'hélium sous-refroidi à 3,17 K pour une impulsion de 365 W

c) *Pics de pression dans un canal d'hélium à saturation*

La figure 2.14 montre l'évolution de la pression dans un canal d'hélium saturé à 1 bar et 4,21 K pour une impulsion de 179 W. À la différence des pics observés en sous refroidi, les pics de la figure 2.14 ont une pente de montée de pression plus faible et une fréquence d'oscillation très inférieure à celles observées sur la figure 2.9. Ces différences seront également interprétées à l'aide du modèle de l'onde de pression en 2.2.2. En ce qui concerne les mesures de températures, la figure 2.15 montre qu'elles se comportent globalement de la même manière que celles de la figure 2.10 à la différence près que celles-ci se trouvent déjà à saturation à 4,2 K dès le début de l'expérience. La figure 2.16 montre l'évolution de la pression dans un canal d'hélium saturé à 1 bar et 4,21 K pour une impulsion de 365 W.

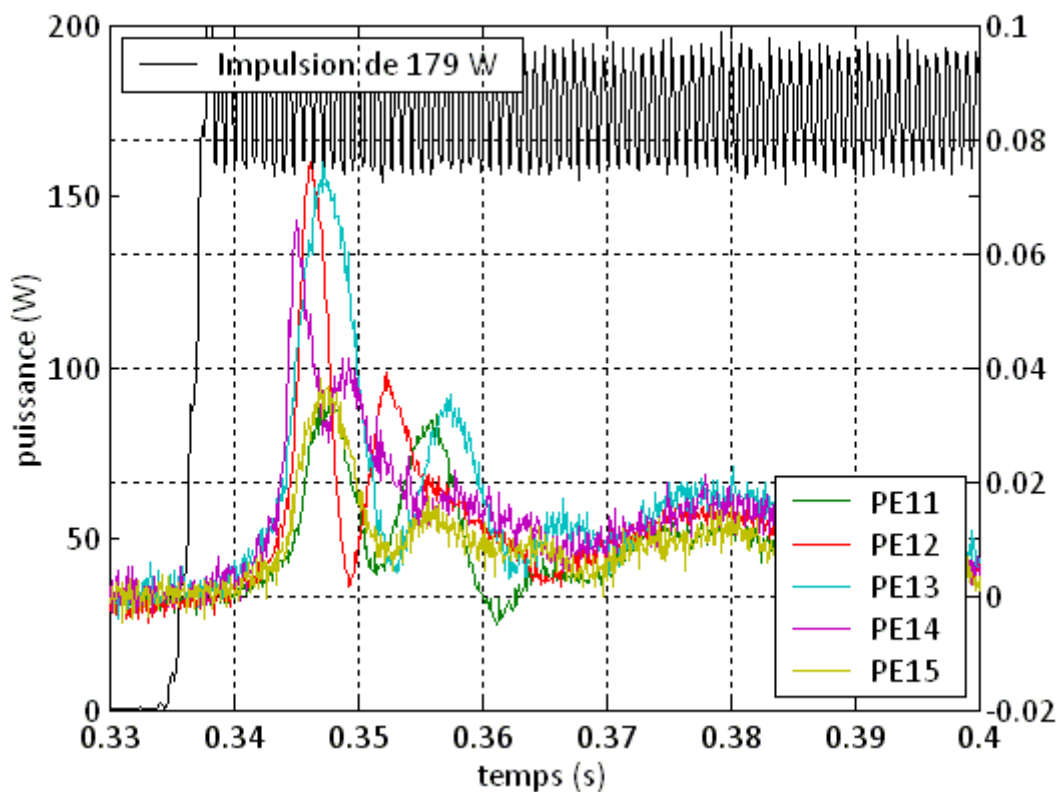


Figure 2.14 – Évolution de la pression locale dans un canal d'hélium à saturation à 4,21 K pour une impulsion de 179 W

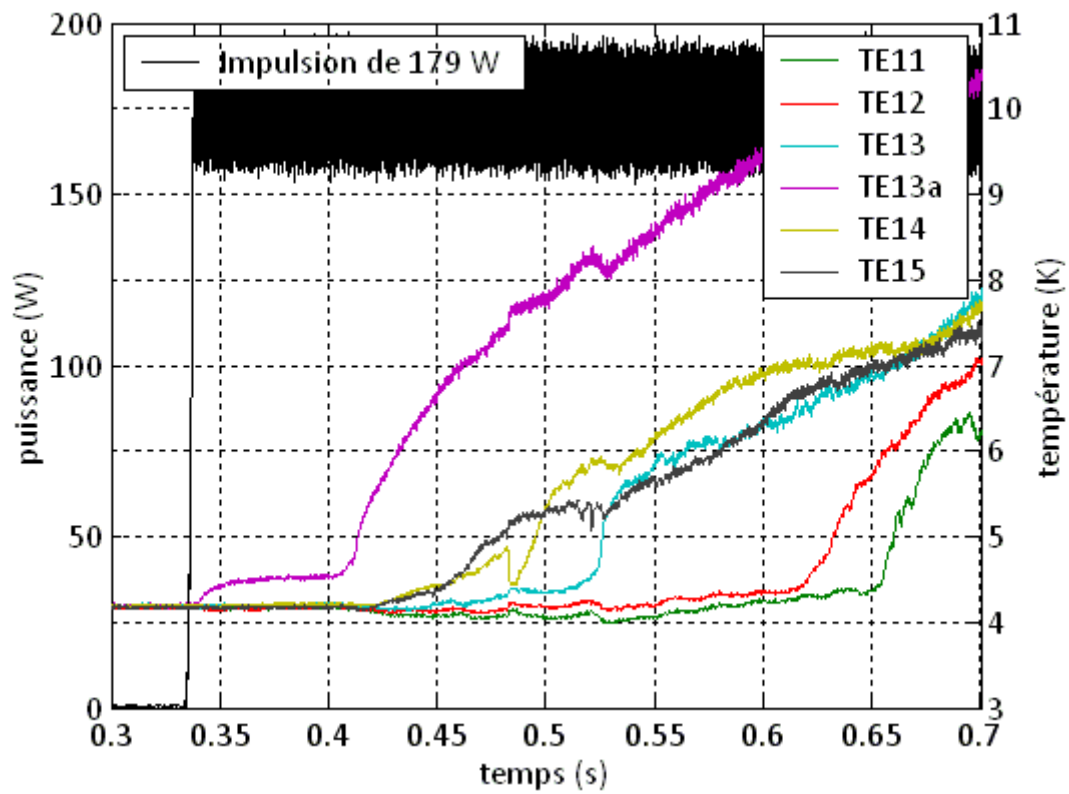


Figure 2.15 - Évolution de la température dans un canal d'hélium à saturation à 4,21 K pour une impulsion de 179 W

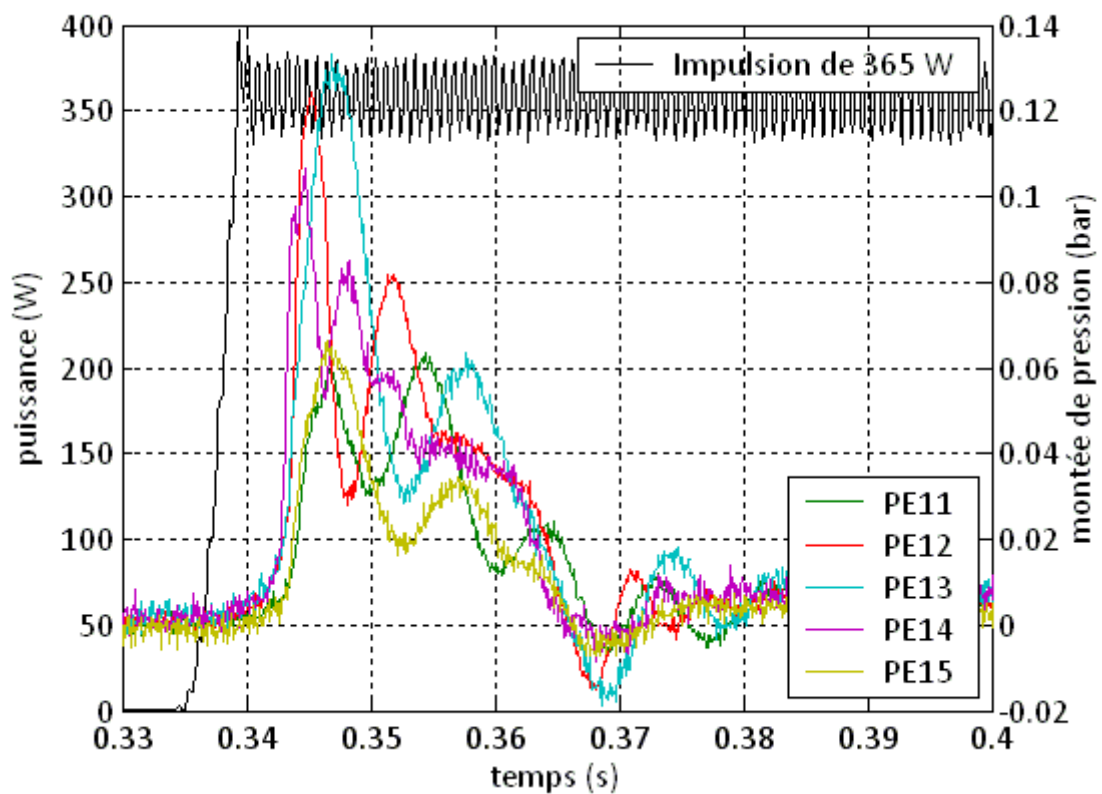


Figure 2.16 – Évolution de la pression locale dans un canal d'hélium à saturation à 4,21 K pour une impulsion de 365 W

d) *Évolution du maximum de pression et de la fréquence des oscillations en fonction de la puissance déposée*

Les deux principales caractéristiques des pics de pression étudiés dans ce chapitre sont le maximum de pression et la fréquence des oscillations de pression. Il donc est intéressant de tracer l'évolution de ces deux grandeurs en fonction de la puissance déposée dans le cuivre (figures 2.17 et 2.18).

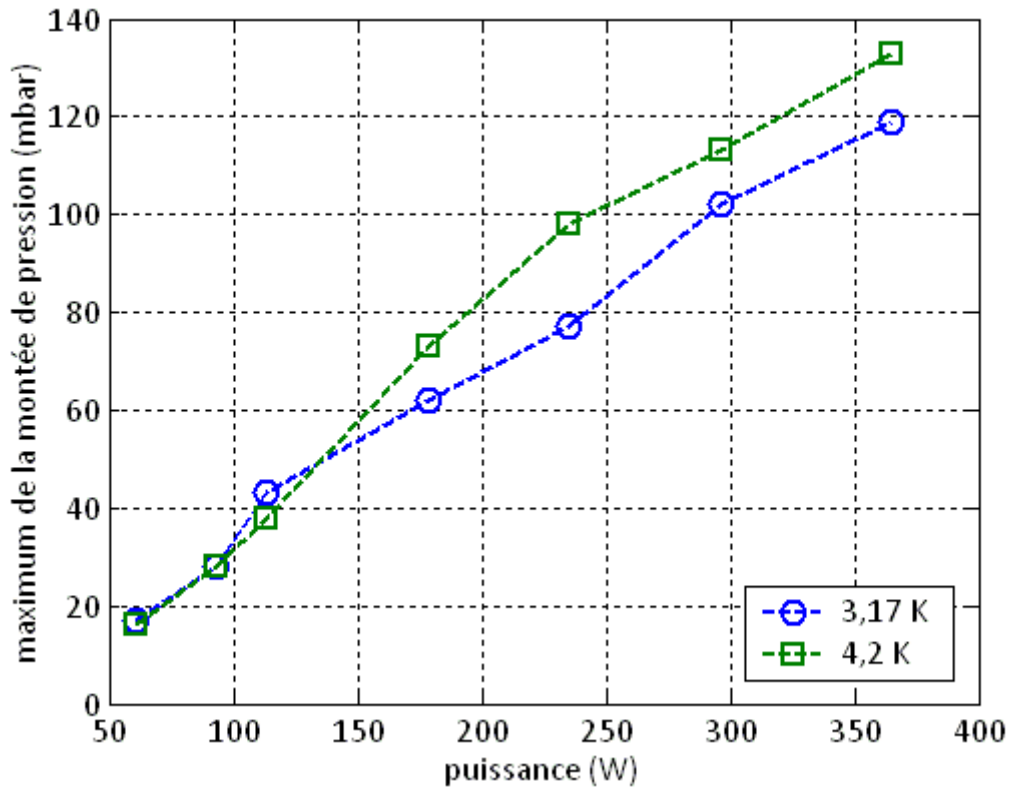


Figure 2.17 – Évolution du maximum de pression en fonction de la puissance déposée dans le cuivre

La figure 2.17 montre que l'évolution du maximum de pression dans les deux cas (3,17 K et 4,2 K) en fonction de la puissance déposée semble être proche d'une évolution linéaire. On note également que les deux courbes sont assez proches l'une de l'autre. En effet, le maximum de différence entre les deux courbes est de l'ordre de 20 %. Ces deux observations seront interprétées dans la partie 2.2.2 à l'aide du modèle de l'onde de pression.

Ensuite, la figure 2.18 montre que la fréquence des oscillations de pression évolue peu en fonction de la puissance déposée. En effet, dans le cas sous-refroidi par exemple, l'écart relatif maximal entre les valeurs de fréquence et la valeur moyenne de fréquence vaut 4,7 %. La figure 2.18 montre également une nette différence entre les fréquences d'oscillation en sous-refroidi et en saturé. Ces résultats seront également interprétés à l'aide du modèle de l'onde de pression dans la partie 2.2.2.

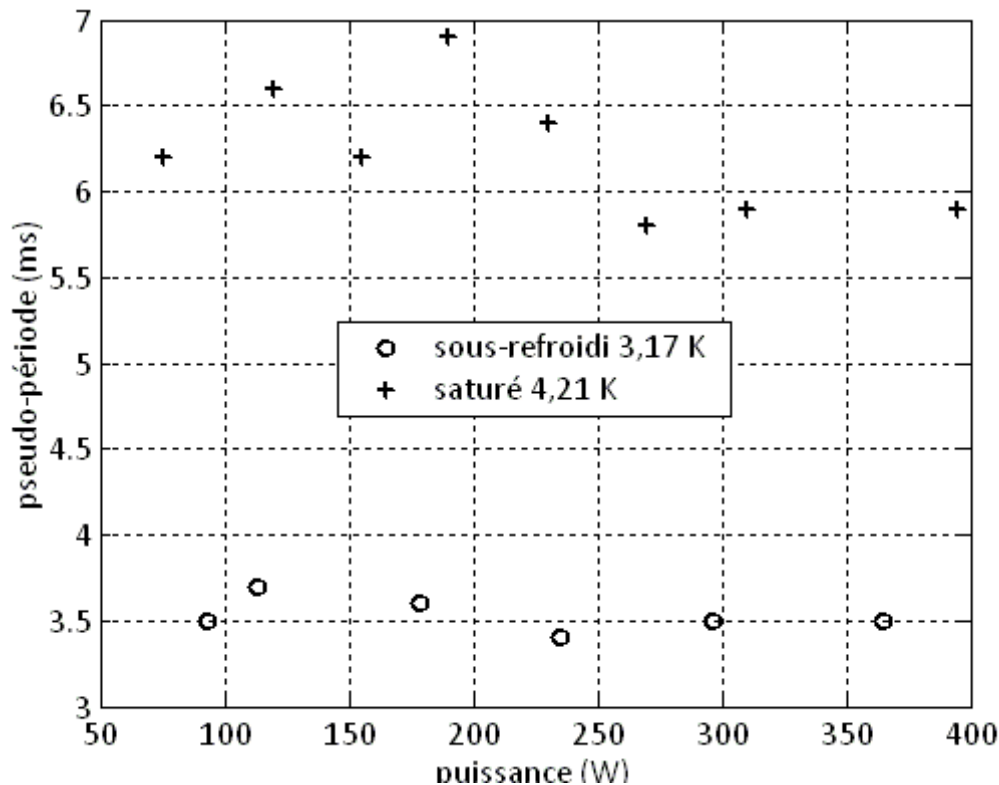


Figure 2.18 – Évolution de la fréquence des oscillations de pression en fonction de la puissance déposée dans le cuivre

## 2.2.2. Interprétation des résultats à l'aide du modèle de l'onde de pression

### a) Principe du modèle de l'onde de pression

Comme on peut le voir sur le schéma de la figure 2.7 et sur la photo 2.2, les canaux d'hélium sont ouverts à leurs deux extrémités et sont donc tous connectés mécaniquement au bain principal. Cela signifie que chaque canal est en équilibre mécanique avec le bain principal qui dans les expériences est considéré comme infini et à pression constante  $p_0 = 1$  bar. Cet équilibre implique alors que lorsqu'un canal d'hélium est chauffé, sa pression devrait rester constante égale à  $p_0$ . Cependant, la mise en place de cet équilibre n'est pas instantanée. En effet, pour que l'équilibre mécanique entre le bain et un point du canal puisse se mettre en place il faut qu'une onde de pression puisse se propager du bain vers ce point jusque l'atteindre. La figure 2.19 montre une illustration du principe du modèle de l'onde de pression comportant les quatre phases suivantes :

- Le canal est à saturation et à l'équilibre avec le bain à la pression atmosphérique.
- Une fois le canal chauffé, la pression commence à y monter de façon isochore. Une onde de pression commence à se propager des extrémités du canal vers l'intérieur de celui-ci.
- Le fluide des zones atteintes par l'onde de pression commence à être éjecté vers l'extérieur du canal. La pression commence alors à diminuer dans ces zones.
- Quasiment tout le canal est revenu à la pression atmosphérique. Seule une petite zone au milieu du canal pas encore atteinte par l'onde de pression continue de monter en pression de manière isochore.

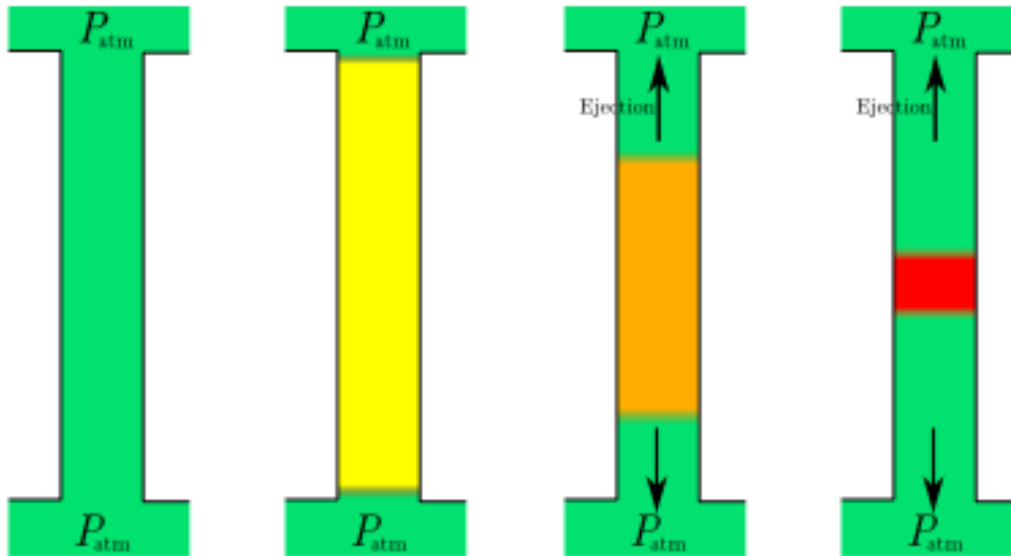


Figure 2.19 – Illustration schématique du principe du modèle de l'onde de pression

Ainsi, tant que l'onde de pression en provenance du bain n'a pas atteint un point du canal, ce point s'échauffe et monte en pression de manière isochore. Une fois que le point considéré est atteint par l'onde de pression, sa pression diminue pour tendre vers l'équilibre mécanique avec la pression du bain. Dans ce modèle, le temps mis pour atteindre le maximum de pression est donc égal au temps mis par l'onde de pression pour se propager du bain vers le point du canal considéré. Ce temps peut être calculé à l'aide de la vitesse de propagation de l'onde de pression c'est-à-dire de la célérité du son dans l'hélium. La figure 2.20 représente la célérité du son dans l'hélium liquide à 1 bar et ayant une température variant de 1,8 K à 4,2 K.

On rappellera tout de même ici que ce modèle de propagation d'onde s'appuie sur la théorie des ondes acoustiques. En effet, on peut montrer dans les hypothèses de l'approximation linéaire de l'acoustique, que les variations de pression et de vitesse du fluide dans une cavité acoustique vérifient l'équation d'Alembert monodimensionnelle suivante :

$$\frac{\partial^2 X(x, t)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 X(x, t)}{\partial x^2} \quad (2.1)$$

Dans notre cas, la variable  $X$  peut être remplacée par les champs de variation de pression ou de vitesse par rapport à leurs valeurs moyennes respectives. Les autres grandeurs physiques de l'équation sont :

$c$  : la vitesse du son dans le fluide [ $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ ]

$x$  : la variable d'espace le long de la cavité acoustique [m]

$t$  : le temps [s]



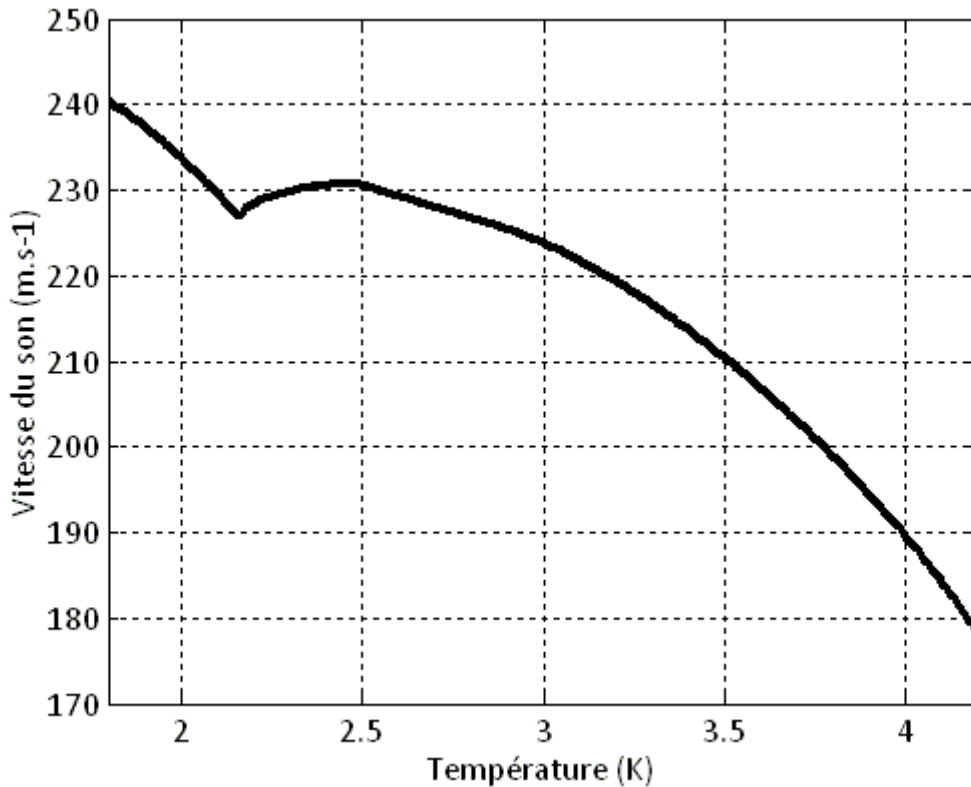


Figure 2.20 – Vitesse du son dans l’hélium sous-refroidi en fonction de la température entre 1,8 K et 4,2 K à 1 bar

*b) Interprétation physique des pics de pression en hélium sous-refroidi à l’aide du modèle acoustique de l’onde de pression*

Évolution de l’allure du pic en fonction de la puissance déposée

D’après le modèle de l’onde de pression, le temps durant lequel le point milieu du canal évolue de manière isochore vaut :  $t = L/2c$ . Ce temps dépend donc uniquement de la vitesse du son et non pas de la puissance déposée. Ceci explique ce que l’on peut observer qualitativement sur la figure 2.21. En effet, les courbes expérimentales présentées sur la figure 2.21 montrent que la pente de la montée de pression varie bien en fonction de la puissance déposée mais que le temps mis pour atteindre le maximum reste le même quelque soit la puissance. Cependant le modèle de l’onde de pression ne permet pas de calculer ce temps de manière exacte. En effet, le temps d’évolution isochore expérimental vaut environ 2 ms alors que sa valeur théorique donnée par le modèle de l’onde de pression vaut 0,96 ms. Cette différence peut être due au fait que la montée de pression réelle est influencée par plusieurs phénomènes physiques non pris en compte dans le modèle de l’onde de pression comme le frottement, l’échauffement et la dilatation de l’hélium, l’échange entre le cuivre et l’hélium, la gravité, etc.

Durant cette période d’évolution isochore, la pression vérifie l’équation suivante :

$$dp = \Phi \dot{Q}_v dt \tag{2.2}$$

Avec la nomenclature suivante :

$\Phi$  : paramètre de Grüneisen [sans dimension] avec  $\Phi = 1/\rho \left( \frac{\partial p}{\partial u} \right)_v$

$p$  : pression [Pa]

$\dot{Q}_v$  : puissance de chauffage par unité de volume d'hélium chauffé [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-3}$ ]

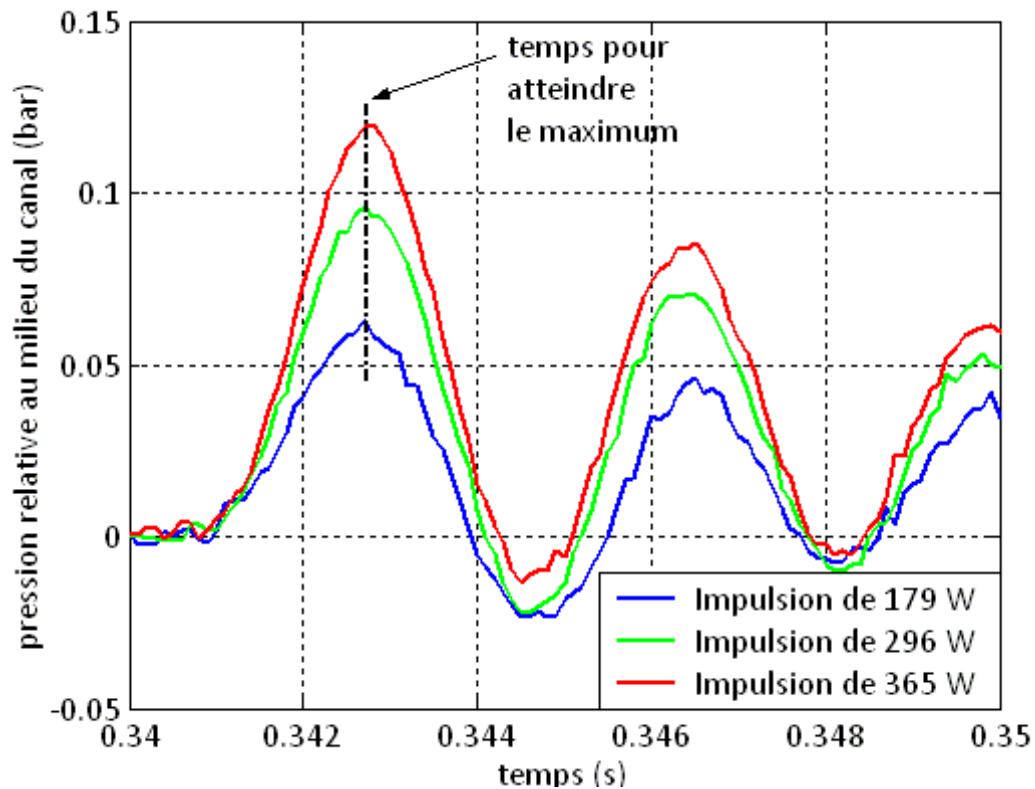


Figure 2.21 – Évolution du pic de pression pour différentes puissances déposées à une température de 3,17 K

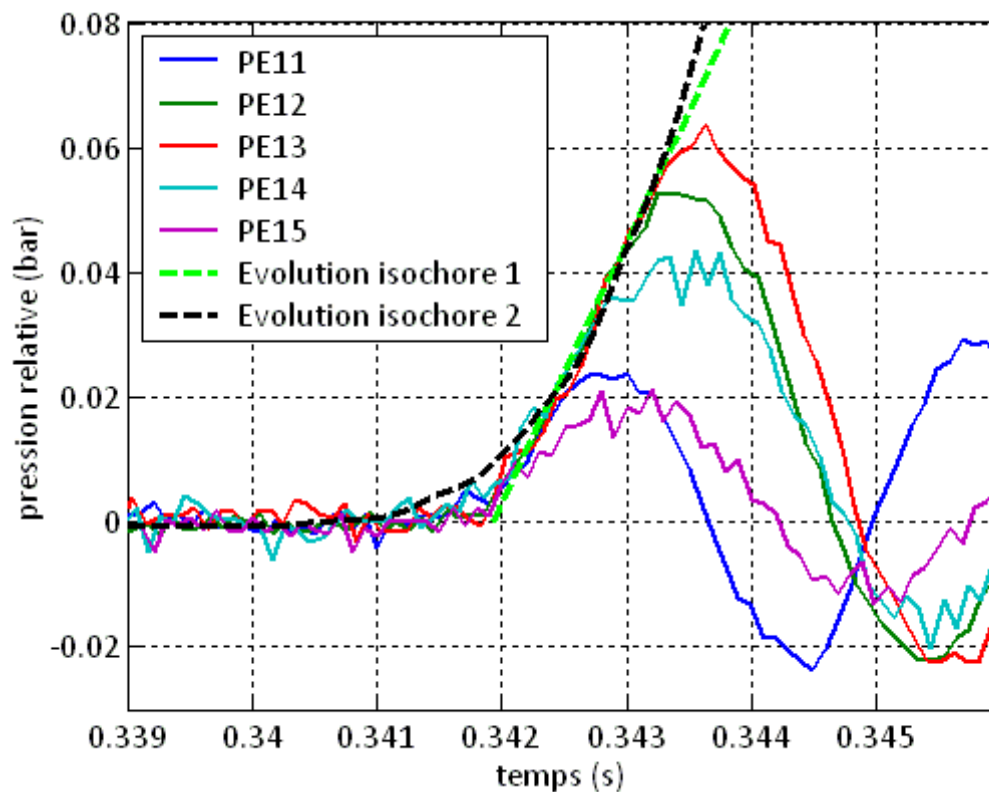


Figure 2.22 – Comparaison de l'évolution expérimentale de la pression à une évolution isochore pour une impulsion de 179 W et une température de 3,17 K. Isochore 1 est calculée avec une puissance constante  $\dot{Q}_v = 3,25 \cdot 10^6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ . Isochore 2 est calculée à l'aide de l'évolution expérimentale de la puissance déposée dans les chaufferettes en fonction du temps qui varie de 0 à  $6,84 \cdot 10^6 \text{ W}\cdot\text{m}^{-3}$ .

Grâce à l'équation 2.2 on peut alors déduire des courbes expérimentales la valeur de la puissance volumique réelle qui tombe sur l'hélium durant les premières millisecondes. Dans le cas à 179 W et 3,17 K on obtient  $\dot{Q}_v = 3,25 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$  en calculant la pente de la montée de pression sur une portion de courbe et en ajustant la pente avec  $\phi = 1,281$ . Ceci correspond à environ 48 % de la puissance maximale fixée pour cet essai. Comme cela a été précisé dans le début de cette partie, cette valeur de la fraction de puissance déposée dans les canaux s'explique par les caractéristiques de l'alimentation utilisée lors de cette campagne d'essais (figure 2.8). En effet, le pic de pression étant atteint en 2 ms, il est atteint avant que l'impulsion de puissance n'atteigne sa valeur maximale (au bout de 3 ms). La valeur de  $\dot{Q}_v$  ayant été calculée sur une portion de la montée de pression, il est important de vérifier que l'évolution de la pression est bien isochore sur toute sa durée de montée pour confirmer la cohérence du modèle de l'onde de pression avec les mesures expérimentales. On peut alors comparer le début de la montée de pression expérimentale à deux montées de pression parfaitement isochores. La première est calculée avec une puissance volumique constante vérifiant  $\dot{Q}_v = 3,25 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$  (figure 2.22). La deuxième est calculée à l'aide de l'évolution expérimentale de la puissance déposée dans les chaufferettes en fonction du temps (figure 2.8) qui varie de 0 à  $6,84 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$ . Dans ce deuxième cas, on suppose alors que toute la puissance déposée dans les chaufferettes va dans l'hélium. Ceci revient à faire l'hypothèse que le coefficient d'échange entre les plaques de cuivre et l'hélium est très bon. On note alors que l'évolution de la pression dans les premiers instants coïncide bien avec les deux évolutions isochores. De plus, ceci est vrai pour toutes les pressions qui montent avec la même pente au démarrage. Ce résultat concorde donc bien avec la théorie de l'onde de pression. De plus, la bonne concordance des courbes expérimentales avec l'évolution isochore n° 2 confirme l'hypothèse du très bon coefficient d'échange et donc le fait que la quasi-totalité de la puissance déposée dans le cuivre est transférée par convection à l'hélium des canaux.

L'équation 2.2 nous permet également de comprendre qualitativement l'évolution du maximum de pression en fonction de la puissance déposée présentée sur la figure 2.21. Selon le modèle de l'onde de pression, la montée de pression est proportionnelle à  $\dot{Q}_v$  durant la phase isochore. Ceci explique donc que l'évolution du maximum en fonction de la puissance déposée soit proche d'une évolution linéaire. Ensuite, à même  $\dot{Q}_v$ , la différence relative théorique de montée de pression entre les cas à 3,17 K et 4,2 K saturé dépend uniquement du terme  $\Phi/c$ . Or ce terme vaut  $5,8 \cdot 10^{-3} \text{ s.m}^{-1}$  à 3,17 K et  $7,6 \cdot 10^{-3} \text{ s.m}^{-1}$  en hélium saturé à 4,2 K. La montée de pression théorique à 4,2 K devrait être 24 % plus élevée qu'à 3,17 K. Ceci est cohérent avec ce que l'on observe expérimentalement sur la figure 2.21. En ce qui concerne les faibles puissances, la figure 2.21 montre que les montées de pression à 4,2 K et à 3,17 sont quasiment identiques. Ceci peut être dû à un léger sous-refroidissement du canal d'hélium. Pour les faibles puissances il est alors possible que le pic de pression apparaisse avant que le chauffage n'amène le canal à saturation. Dans ce cas, les maximums observés sont naturellement plus proches de ceux à 3,17 K puisqu'ils sont obtenus en hélium sous-refroidi.

### Interprétation des oscillations de pression

Les oscillations que l'on observe sur l'évolution de la pression peuvent également être interprétées par l'intermédiaire du modèle acoustique. En effet, les solutions « classiques »

de l'équation d'Alembert oscillent toutes à une pulsation propre qui dépend du vecteur d'onde  $k$  [ $m^{-1}$ ] et de la vitesse du son  $c$  [ $m.s^{-1}$ ]. Cette pulsation est définie par l'équation de dispersion suivante :

$$c = \frac{\omega}{k} \quad (2.3)$$

De plus, si l'on considère le mode fondamental d'oscillation d'une cavité acoustique on obtient une expression explicite du vecteur d'onde  $k$  en fonction de la longueur de la cavité. En faisant l'analogie avec notre canal on obtient une expression de la vitesse du son  $c$  en fonction de la longueur de canal  $L$  [m] et de la période des oscillations  $T$  [s] :

$$c = \frac{2L}{T} \quad (2.4)$$

Ainsi, la vitesse du son variant en fonction de la température (figure 2.20), la période des oscillations de pression doit également varier d'après l'équation 2.4. Cette évolution qualitative de la période des oscillations entre deux températures différentes peut être vérifiée sur la figure 2.23.

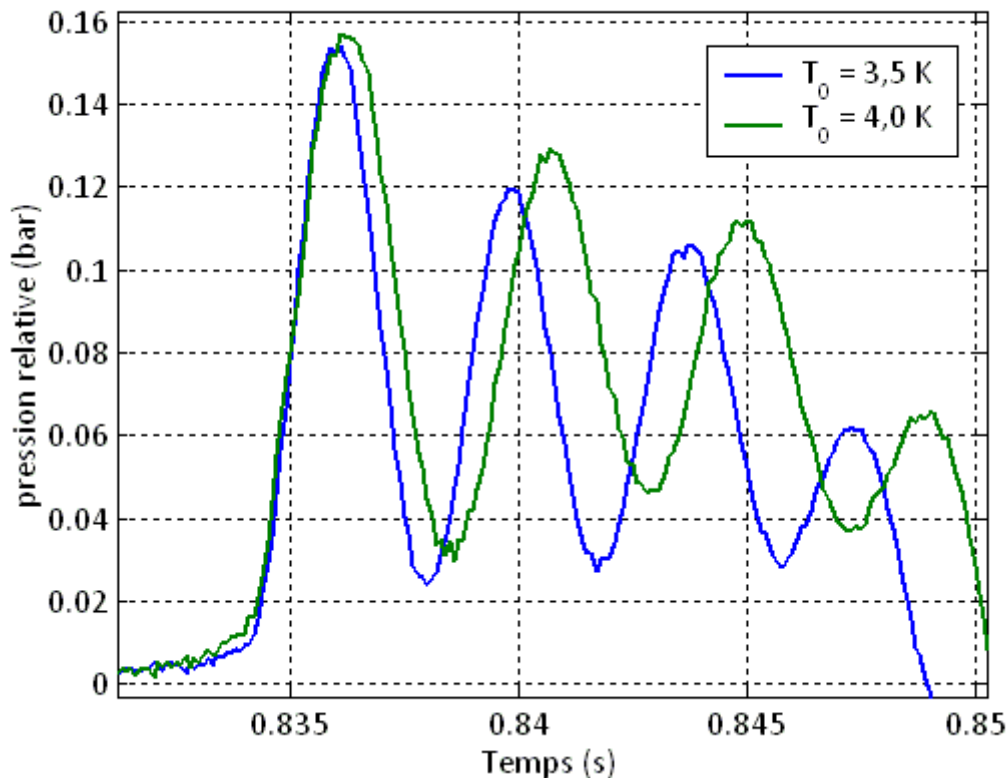


Figure 2.23 – Influence de la température sur la fréquence d'oscillation des courbes de pression. Courbes obtenues pour une puissance totale de 1000 W mais un temps de montée de l'alimentation de 40 ms (au lieu de 3 ms). La puissance volumique effective déposée dans le cuivre durant les premières millisecondes vaut  $\dot{Q}_v = 1,09 \cdot 10^7 \text{ W.m}^{-3}$

Comme le montre la figure 2.20, la vitesse du son dans l'hélium liquide diminue entre 2,5 K et 4 K. C'est donc pour cette raison que la fréquence des oscillations de pression augmente lorsque la température passe par exemple de 3,5 K à 4,0 K. En effet, la figure 2.23 montre que la période des oscillations diminue de manière significative entre 3,5 K et 4,0 K. Pour

vérifier la cohérence du modèle de la cavité acoustique, on peut calculer les vitesses du son « expérimentales » estimées à l'aide des oscillations dans ces deux cas et les comparer aux valeurs théoriques.

Ainsi, en calculant la pseudo-période (moyennée sur trois oscillations) de ces deux courbes on obtient les résultats suivants :

Période de l'oscillation	Vitesse du son expérimentale	Vitesse du son théorique
$T_{3,5\text{ K}} = 3,9 \text{ ms} \pm 0,1 \text{ ms}$	$211 \text{ m.s}^{-1} \leq c_{\text{exp}} \leq 222 \text{ m.s}^{-1}$	$c_{\text{théorique}} = 210,5 \text{ m.s}^{-1}$
$T_{4,0\text{ K}} = 4,4 \text{ ms} \pm 0,1 \text{ ms}$	$188 \text{ m.s}^{-1} \leq c_{\text{exp}} \leq 196 \text{ m.s}^{-1}$	$c_{\text{théorique}} = 189,6 \text{ m.s}^{-1}$

Les vitesses du son calculées expérimentalement sont donc proches des vitesses théoriques et évoluent de la bonne manière lorsque la température du canal d'hélium augmente. L'incertitude de 0,1 ms imposée sur la valeur de la période des oscillations est due au fait que les mesures de pression ont été acquises à 10 kHz.

Pour finir, on notera que malgré le changement de température du canal la pente de la montée de pression semble être la même à 3,5 K et à 4,0 K. Ceci peut également être expliqué à l'aide de l'équation 2.2. En effet, le modèle de l'onde de pression indique qu'à puissances volumiques égales la pente de la montée de pression varie uniquement en fonction du paramètre de Grüneisen. Or celui varie très peu de 3,5 K à 4,0 K (figure 2.24), il passe respectivement de 1,277 à 1,248. Cette variation du paramètre de Grüneisen implique alors une variation de la pente de la montée de pression inférieure à 2,3 %. Cette très faible variation du paramètre de Grüneisen entre 3,5 K et 4,0 K explique donc pourquoi les deux montées de pression de la figure 2.23 sont quasiment superposées avant d'atteindre leur premier pic.

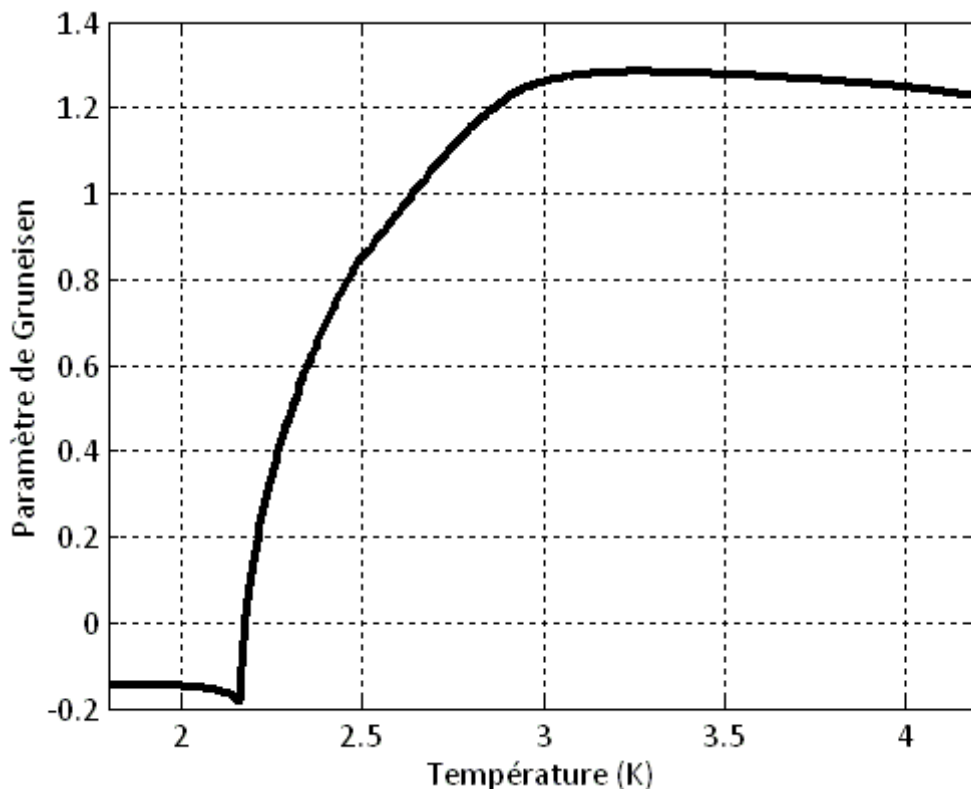


Figure 2.24 – Paramètre de Grüneisen en fonction de la température entre 1,8 K et 4,2 K à 1 bar

c) *Interprétation physique des pics de pression en hélium saturé à l'aide du modèle acoustique de l'onde de pression*

Évolution de la fréquence des oscillations

La première différence significative que l'on observe entre les mesures faites en hélium sous-refroidi et celles faites en hélium saturé est le fort changement de la fréquence des oscillations. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.25, la fréquence des oscillations de pression est beaucoup plus faible dans le cas du canal en hélium saturé.

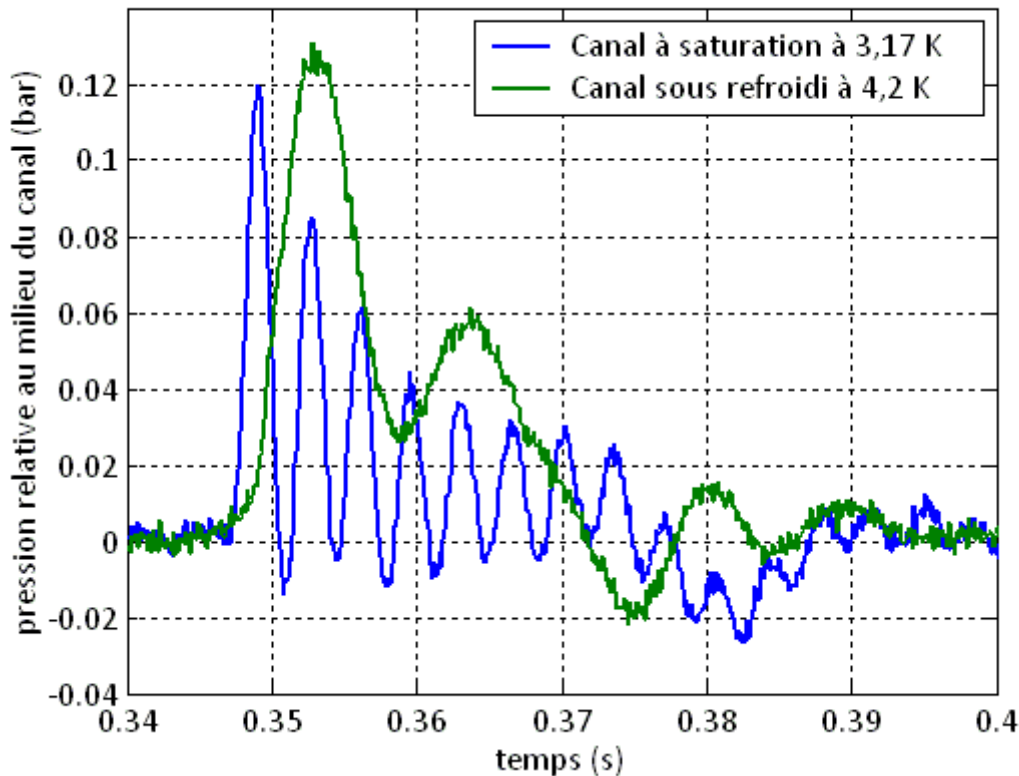


Figure 2.25 – Comparaison des évolutions expérimentales de pression entre hélium sous-refroidi et hélium saturé pour une impulsion de 365 W

Ceci s'explique dans le modèle acoustique par la forte variation de la vitesse du son dans le fluide lorsque celui-ci passe en diphasique. En effet, la vitesse du son dans un mélange diphasique peut être calculée en faisant l'hypothèse d'un mélange homogène. Cette hypothèse signifie que le mélange diphasique est considéré comme étant un seul fluide aux propriétés physiques moyennées et pondérées en fonction du titre massique en vapeur. Dans ce cas, on peut calculer la vitesse du son dans l'hélium diphasique directement à l'aide de l'expression classique de la vitesse du son (équation 2.5). La dérivée partielle de l'équation 2.5 est alors calculée numériquement à l'aide des propriétés physiques moyennées du mélange homogène.

$$\frac{1}{c^2} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_s \quad (2.5)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$c$  : la célérité du son [ $\text{m.s}^{-1}$ ]

$\rho$  : masse volumique du mélange homogène [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$p$  : la pression [Pa]

$s$  : l'entropie massique du mélange homogène [ $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ]

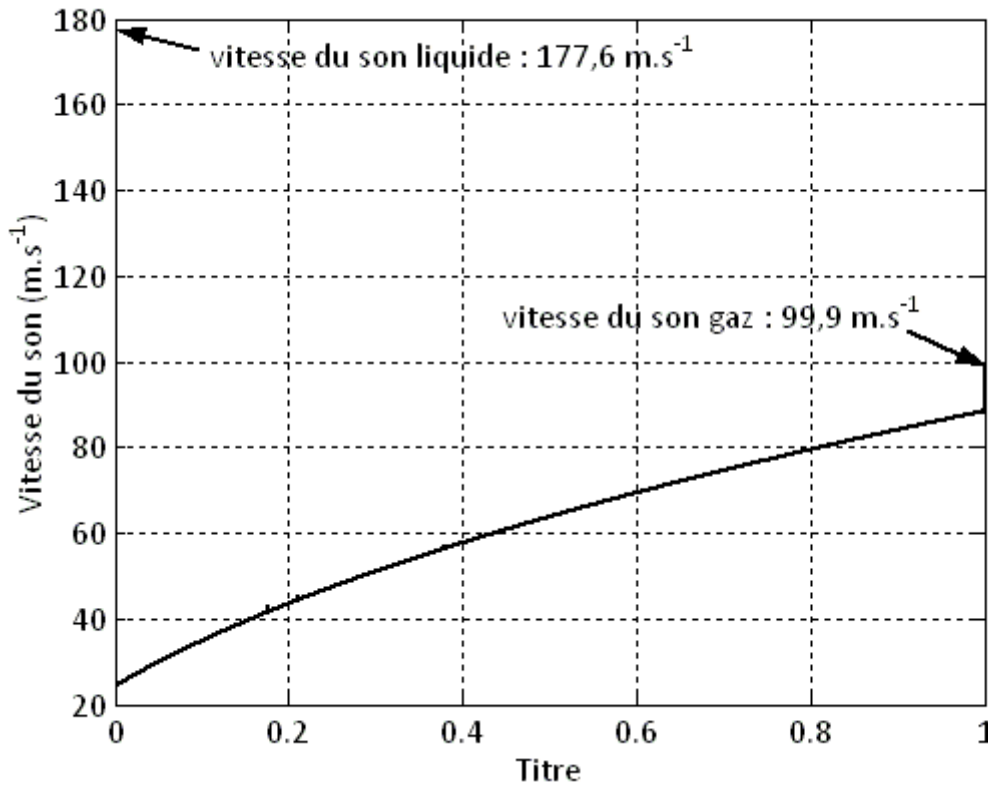


Figure 2.26 – Vitesse du son dans un mélange diphasique d'hélium en fonction du titre en vapeur à 1 bar

La figure 2.26 montre qu'il existe bien une forte discontinuité dans la valeur de la vitesse du son entre l'hélium liquide et l'hélium diphasique. En effet, la vitesse du son passe de  $177,6 \text{ m.s}^{-1}$  à 1 bar et  $4,208 \text{ K}$  pour un titre massique en gaz nul à  $24,3 \text{ m.s}^{-1}$  pour un titre de  $10^{-4}$ . Cette forte diminution de la vitesse du son explique donc dans le modèle acoustique la forte diminution de la fréquence des oscillations de pression pour un canal saturé par rapport à un canal sous-refroidi. On notera ici que, contrairement au cas sous-refroidi, il est difficile de déterminer la vitesse du son dans l'hélium diphasique à l'aide des courbes expérimentales. En effet, les oscillations de pression sont non seulement très différentes d'un capteur à un autre mais la fréquence évolue également fortement en fonction du temps. Ceci est dû au fait que le titre massique en gaz n'est pas homogène le long du canal et également au fait qu'une fois le canal chauffé, le titre varie rapidement en fonction du temps. On peut aussi se poser ici la question de la validité du modèle homogène pour le calcul de la vitesse du son en diphasique. En effet, rien ne nous assure que l'hélium diphasique soit parfaitement homogène et à l'équilibre thermodynamique dès les premières millisecondes. On pourrait très bien imaginer la présence de bulles ou même d'un film de gaz qui rendraient le mélange inhomogène.

## Évolution de la pente de la montée de pression en fonction du titre

Le modèle acoustique de l'onde de pression nous permet également d'expliquer la différence significative de pente que l'on observe entre les deux courbes de la figure 2.25. En effet, comme le montre l'équation 2.2, à puissances volumiques égales, la pente de la montée de pression isochore dépend uniquement du paramètre de Grüneisen. Or, comme cela a été fait pour la vitesse, le paramètre de Grüneisen peut également être calculé numériquement en diphasique dans l'hypothèse du modèle homogène à partir de sa définition :

$$\Phi = \frac{V}{c_v} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_v \quad (2.6)$$

Avec  $c_v$  la capacité thermique de l'hélium à volume constant [ $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ].

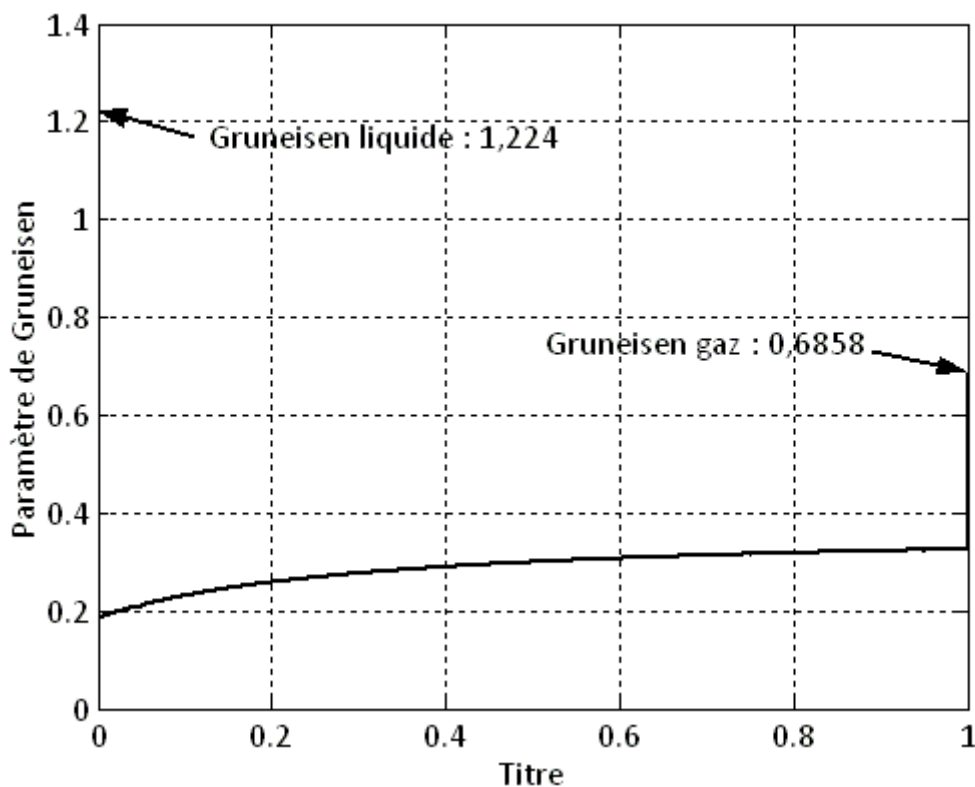


Figure 2.27 – Paramètre de Grüneisen dans un mélange diphasique d'hélium en fonction du titre en vapeur à 1 bar

On voit alors sur la figure 2.27 que, tout comme la vitesse, le paramètre de Grüneisen diminue fortement lorsque l'hélium passe en diphasique. En effet, il passe de 1,224 pour un titre nul à 0,185 pour un titre de  $10^{-4}$ . Cette variation du paramètre de Grüneisen implique donc une diminution d'environ 86 % de la pente de la montée de pression entre un cas sous-refroidi à 3,17 K et un cas saturé à 4,208 K et 1 bar. Ceci explique donc bien la différence de pente d'environ 63 % observée entre les deux courbes de montées de pression représentées sur la figure 2.25. Le fait que la différence expérimentale soit inférieure à la différence théorique peut être dû au caractère inhomogène et instationnaire du canal saturé en température et en titre.



#### *d) Discussion autour du modèle acoustique de l'onde de pression*

Comme nous avons pu le montrer dans les précédentes parties, le modèle de l'onde de pression permet d'expliquer qualitativement plusieurs phénomènes physiques observés lors des expériences de montée de pression réalisées. En effet, ce modèle nous a permis d'expliquer :

- l'existence d'oscillations dans les mesures de pressions,
- l'évolution de la pente de la première montée de pression en fonction de la puissance déposée,
- l'invariance du temps mis pour atteindre le maximum de pression avec la puissance déposée,
- l'évolution de la fréquence des oscillations en fonction de la température,
- la corrélation entre la fréquence des oscillations et la vitesse du son dans le fluide,
- l'évolution de la fréquence des oscillations en fonction du titre en vapeur du fluide,
- l'évolution de la pente de la montée de pression en fonction du caractère saturé ou sous-refroidi du fluide.

Cependant, certains phénomènes restent pour l'instant inexpliqués par le modèle et mal compris :

Tout d'abord, dans le modèle de la cavité acoustique, la pression oscille autour de sa valeur d'équilibre qui serait ici la pression du bain c'est-à-dire 1 bar. Or comme on peut le voir sur les figures 2.9 et 2.25, la pression oscille d'abord autour d'une valeur supérieure à 1 bar puis autour d'une valeur inférieure à 1 bar avant de retourner à l'équilibre à 1 bar. Tout se passe comme si les oscillations rapides de pression analysées dans ce chapitre étaient modulées par d'autres oscillations plus lentes. Cependant, il est difficile ici de savoir si cette différence entre le modèle acoustique et l'expérience vient d'un problème de retard des capteurs de pression ou s'il existe une explication physique à ce phénomène.

Ensuite, dans le modèle de la cavité acoustique, les oscillations sont des oscillations harmoniques sans atténuation. Or comme on peut également le voir sur les figures 2.9 et 2.25, les oscillations de pression s'atténuent fortement avec le temps. Ceci peut éventuellement s'expliquer par le fait que les hypothèses de l'approximation linéaire de l'acoustique sont loin d'être réellement vérifiées dans nos expériences. En effet, pour que la pression vérifie l'équation d'Alembert il faut que la variation de pression soit négligeable par rapport à la valeur de la pression absolue. De même, l'approximation linéaire qui conduit à l'équation d'Alembert suppose que la variation de vitesse du fluide est très faible par rapport à la valeur moyenne de la vitesse. Dans notre cas, la variation de pression maximale mesurée vaut environ 13 % de la pression absolue. Ainsi, l'approximation linéaire n'étant pas parfaitement vérifiée, l'équation d'Alembert devrait être modifiée par le rajout d'autres termes. Ces termes peuvent être des termes d'accélération de la vitesse, de gradients de

pression et de vitesse ou encore de frottement. La présence de ces termes peut alors expliquer que les oscillations ne soient plus harmoniques mais atténuées.

Enfin, le fait que la vitesse du fluide reste faible en liquide (à cause de sa faible dilatation) nous conforte dans la validité du modèle isochore pour les montées de pression en liquide. Par contre, les montées de pression dans le canal saturé se produisent alors que la masse volumique de l'hélium diminue fortement à cause du chauffage. La forte perte de masse implique alors que l'hélium est expulsé du canal à grande vitesse. **Dans ce cas, la montée de pression totale est le résultat d'une phase isochore mais aussi de l'accélération du fluide et du frottement de celui-ci avec la paroi.** La compétition entre ces différents moteurs de la montée de pression dépendra des dimensions du canal et de la puissance déposée. C'est pour cette raison qu'il convient ici de pousser plus loin l'analyse de la montée de pression dans un canal chauffé lors du passage du fluide en diphasique. Pour ce faire, un modèle numérique de thermohydraulique a été développé. Ce modèle, ainsi que les résultats qu'il donne sont présentés dans la partie 2.3.

### 2.3. Modélisation numérique de la thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé

#### 2.3.1. Équations du modèle

Le modèle numérique qui a été développé résout les trois équations monodimensionnelles de la mécanique des fluides. Ces équations ont été écrites en négligeant les termes de gravité devant les termes de gradient de pression, d'accélération et de frottement. De plus, les canaux étant chauffés sur toute leur longueur dans notre cas, on a également négligé l'influence du terme de Gorter Mellink sur la montée de pression dans le cas superfluide.

#### L'équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = 0 \quad (2.7)$$

#### L'équation de conservation de la quantité de mouvement combinée à l'équation de la masse

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_f \quad (2.8)$$

Avec le terme de frottement exprimé dans l'approximation unidimensionnelle par :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_f = \frac{f}{2D_H} \rho v^2 \quad (2.9)$$

#### Et l'équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v u)}{\partial x} = \dot{Q}_v - p \frac{\partial v}{\partial x} \quad (2.10)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\rho$  : masse volumique [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$v$  : vitesse du fluide [ $\text{m.s}^{-1}$ ]

$p$  : pression [Pa]

$f$  : coefficient de frottement dépendant de l'état de surface du canal [sans dimension]

$D_H$  : diamètre hydraulique [m]

$u$  : énergie interne massique [ $\text{J.kg}^{-1}$ ]

$\dot{Q}_v$  : puissance volumique transférée à l'hélium [ $\text{W.m}^{-3}$ ]

$x$  : coordonnée le long du canal [m]

Ces équations ont ensuite été discrétisées en différences finies et résolues selon un schéma explicite centré. Les équations de conservation de quantité de mouvement et de conservation de l'énergie seront alors écrites sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_i^n \frac{v_i^{n+1} - v_i^n}{dt} + \rho_i^n v_i^n \frac{v_{i+1}^n - v_{i-1}^n}{2dx} = - \frac{p_{i+1}^n - p_{i-1}^n}{2dx} - \frac{f}{2D_H} \rho_i^n (v_i^n)^2 \\ \frac{\rho_i^{n+1} u_i^{n+1} - \rho_i^n u_i^n}{dt} + \frac{\rho_{i+1}^n v_{i+1}^n u_{i+1}^n - \rho_{i-1}^n v_{i-1}^n u_{i-1}^n}{2dx} = \dot{Q}_v - p_i^n \frac{v_{i+1}^n - v_i^n}{2dx} \end{array} \right. \quad (2.11)$$

Ce qui nous donne alors des expressions explicites de la vitesse et de l'énergie dans une maille à un pas de temps donné en fonction des profils de vitesse, de pression, de masse volumique et d'énergie dans le canal au pas de temps précédent :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_i^{n+1} = v_i^n - \frac{(p_{i+1}^n - p_{i-1}^n) dt}{2dx} \frac{1}{\rho_i^n} - \frac{f}{2D_H} (v_i^n)^2 dt - v_i^n \frac{(v_{i+1}^n - v_{i-1}^n) dt}{2dx} \\ u_i^{n+1} = \frac{\rho_i^n}{\rho_i^{n+1}} u_i^n - \frac{(\rho_{i+1}^n v_{i+1}^n u_{i+1}^n - \rho_{i-1}^n v_{i-1}^n u_{i-1}^n) dt}{2dx} \frac{1}{\rho_i^{n+1}} + \dot{Q}_v \frac{dt}{\rho_i^{n+1}} - p_i^n \frac{(v_{i+1}^n - v_i^n) dt}{2dx} \frac{1}{\rho_i^{n+1}} \end{array} \right. \quad (2.12)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$i$  : indice de maille considérée

$n$  : indice du pas de temps considéré

$dx$  : pas d'espace [m] (taille d'une maille)

$dt$  : pas de temps [s]

Ainsi, à chaque pas de temps, le code résout les trois équations de la mécanique des fluides pour obtenir les profils de masse volumique, de vitesse et d'énergie interne à ce pas de temps. Ensuite, on utilise le code HEPAK à chaque pas de temps pour obtenir la valeur de la pression dans chaque maille en fonction de la masse volumique et de l'énergie interne. HEPAK traite l'équation d'état de l'hélium qui permet d'accéder à toutes les grandeurs physiques caractéristiques du canal (pression, température, titre, etc.) en fonction de la masse volumique et de l'énergie interne.

Pour des raisons de simplification, le code ne modélise pas un canal ouvert à ses deux extrémités mais un demi-canal borgne à une extrémité et ouvert à l'autre. On se restreint donc ici à modélisation des situations symétriques par rapport au milieu du canal. De plus, le canal modélisé est droit (de section constante) et non pas évasé comme dans la réalité. Les deux principales conditions limites imposées dans le code sont donc :

- La pression est égale à  $p_0 = 1$  bar à l'extrémité ouverte du canal.
- La vitesse est nulle à l'extrémité du demi-canal.

### 2.3.2. Application du modèle aux canaux de la maquette Th0

#### a) Résultats numériques pour un canal d'hélium à saturation

Tableau 2.2 – Paramètres d'entrée des simulations numériques réalisées

<b>Demi-longueur L/2 d'un canal</b>	0,211 m
<b>Diamètre hydraulique</b>	$1,4 \cdot 10^{-3}$ m
<b>Section d'un canal</b>	$4,12 \cdot 10^{-6}$ m <sup>2</sup>
<b>Coefficient de frottement</b>	0,02
<b>Titre en vapeur initial</b>	0,01
<b>Vitesse initiale</b>	0 m.s <sup>-1</sup>
<b>Puissance nominale de l'impulsion du cas simulé (équivalent à 365 W dans une plaque de Th0)</b>	$1,41 \cdot 10^7$ W.m <sup>-3</sup>

Les paramètres utilisés pour le calcul représenté sur la figure 2.28 sont reportés dans le tableau 2.2. Ce calcul à été fait en prenant comme entrée du programme la courbe expérimentale de l'impulsion de puissance à 365 W (figure 2.8) et en supposant que toute la puissance déposée par l'impulsion va dans l'hélium. La valeur du coefficient de frottement imposée ici correspond à l'ordre de grandeur utilisé de manière classique pour ce genre de géométrie. Pour finir, le titre en vapeur initial a été imposé arbitrairement à une valeur assez grande pour avoir un canal à saturation durant toute la période du pic de pression et assez faible pour être proche de la réalité. On notera ici que l'on a vérifié à l'aide de simulations numériques que ces deux paramètres avaient très peu d'influence sur les calculs présentés dans cette partie.

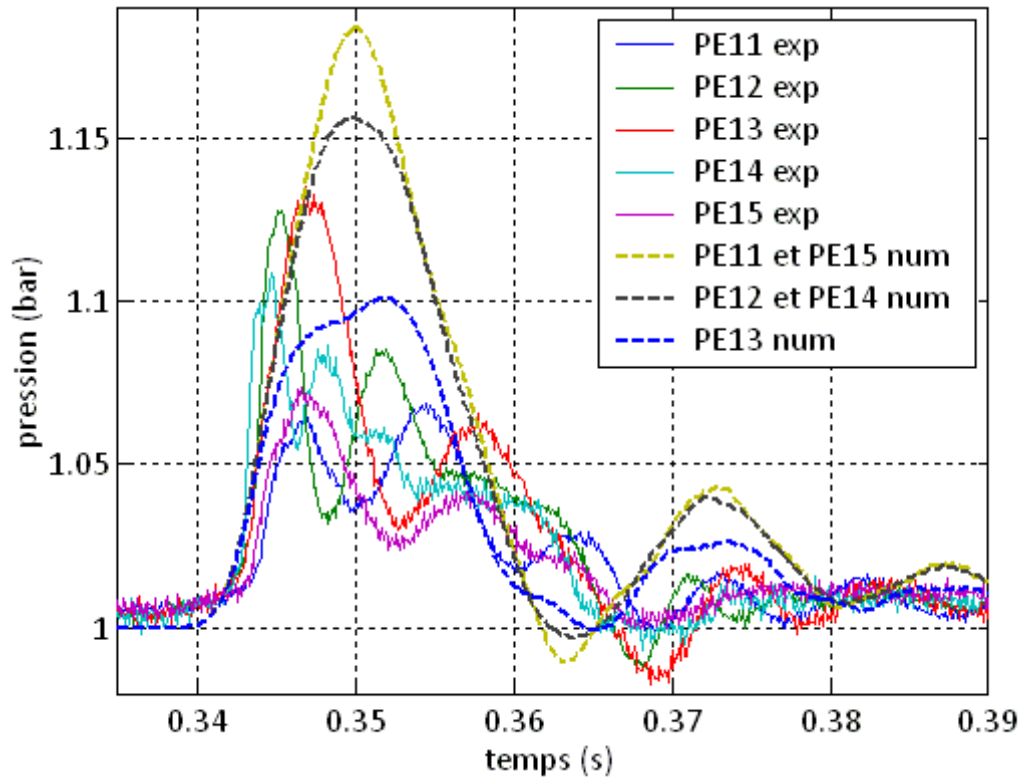


Figure 2.28 – Simulation numérique de la montée de pression pour un canal d'hélium à saturation chauffé par une impulsion de 365 W

Comme on peut le voir sur la figure 2.28 le modèle numérique reproduit bien les principales caractéristiques du pic de pression expérimental. En effet, on retrouve tout d'abord l'ordre de grandeur du pic de pression. Cependant, le code surestime la montée de pression pour tous les capteurs. Cette erreur peut être due au fait que, dans ce cas, une faible partie de la puissance expérimentale va dans les autres éléments du montage qui sont les chaufferettes, le cuivre et les cales en G10. Cette erreur peut également être due au fait que le titre de vapeur dans le canal n'est pas homogène et qu'il varie en fonction du temps. En effet, le début des montées de pression de PE12 et PE13 semblent avoir un comportement de type liquide durant le début du premier pic et de type diphasique dans la suite.

Ensuite, on retrouve également les ordres de grandeurs des temps de montée et de redescente de la pression. Ces temps sont également surestimés par rapport à l'expérience. Pour PE13 on a par exemple un temps de montée numérique d'environ 8 ms alors que ce temps vaut 5 ms dans l'expérience. Les résultats de la simulation étant satisfaisants quant aux ordres de grandeurs attendus, on peut maintenant à l'aide du modèle étudier plus en détail les différents phénomènes physiques responsables de l'évolution de la pression.

L'intégration de l'équation 2.8 nous permet de séparer à chaque instant la contribution de l'accélération de celle du frottement sur la montée de pression. L'équation 2.8 intégrée entre le milieu du canal et son ouverture s'écrit alors :

$$p_{x=L/2} - p_0 = \int_{x=0}^{x=L/2} \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) dx + \int_{x=0}^{x=L/2} \frac{f}{2D_H} \rho v^2 dx \quad (2.13)$$

Le premier terme du membre de droite est ce qu'on appelle ici « la contribution de l'accélération » et le second terme « la contribution du frottement ». La figure 2.29 représente la compétition entre les deux principaux termes responsables de la montée de pression au milieu du canal.

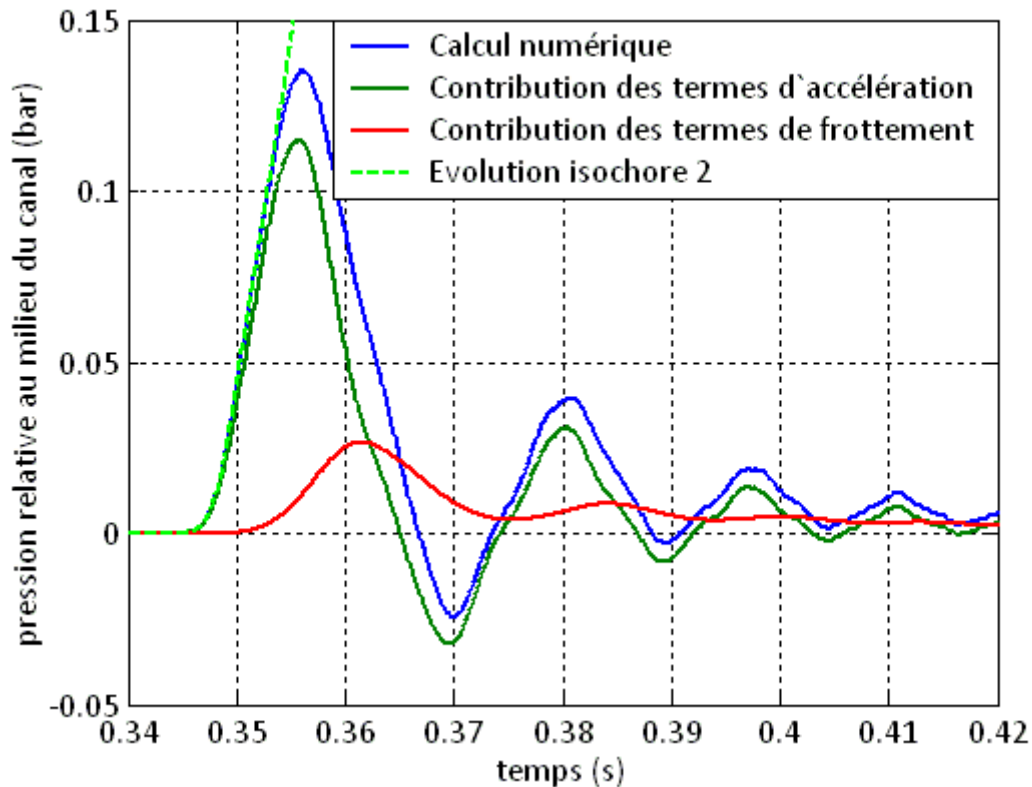


Figure 2.29 – Comparaison des différentes contributions (accélération et frottement) dans la montée de pression totale pour une puissance déposée de 267 W dans les canaux de Th0

Tout d'abord, ce calcul montre que dans la configuration de Th0, et pour cette valeur de la puissance, le terme d'accélération prédomine sur le terme de frottement. En effet, la contribution du frottement au maximum de pression est d'environ 11,5 mbar sur 135 mbar ce qui fait moins de 9 % de contribution.

Ensuite, on constate que la pression évolue ici de manière isochore pendant environ 8 ms. Comme cela a été expliqué plus haut, ce temps correspond donc d'après le modèle de l'onde de pression au temps mis par l'onde de pression pour parcourir la distance séparant le milieu du canal de son extrémité. Dans le cas présenté figure 2.29 ce temps vaut théoriquement 8,3 ms. Ce temps est également le temps que met le profil de vitesse à s'établir dans le canal (figure 2.30). Une fois le profil de vitesse établi dans tout le canal, la perte de masse induite par le mouvement du fluide fait diminuer la pression. C'est pour cette raison que le maximum de pression est atteint vers 8 ms. Cependant, on notera ici que ce scénario n'est valable que lorsque les termes de frottement sont négligeables par rapport aux termes d'accélération. En effet, en fonction de la puissance déposée et des dimensions du canal, on peut se retrouver dans un cas où la pression continue de monter après la mise en vitesse du canal et la phase isochore. Dans ce cas la deuxième phase de la montée de pression sera principalement due aux pertes de charge par frottement existant entre un point du canal et son extrémité. Ce cas sera traité dans la partie 2.3.3.

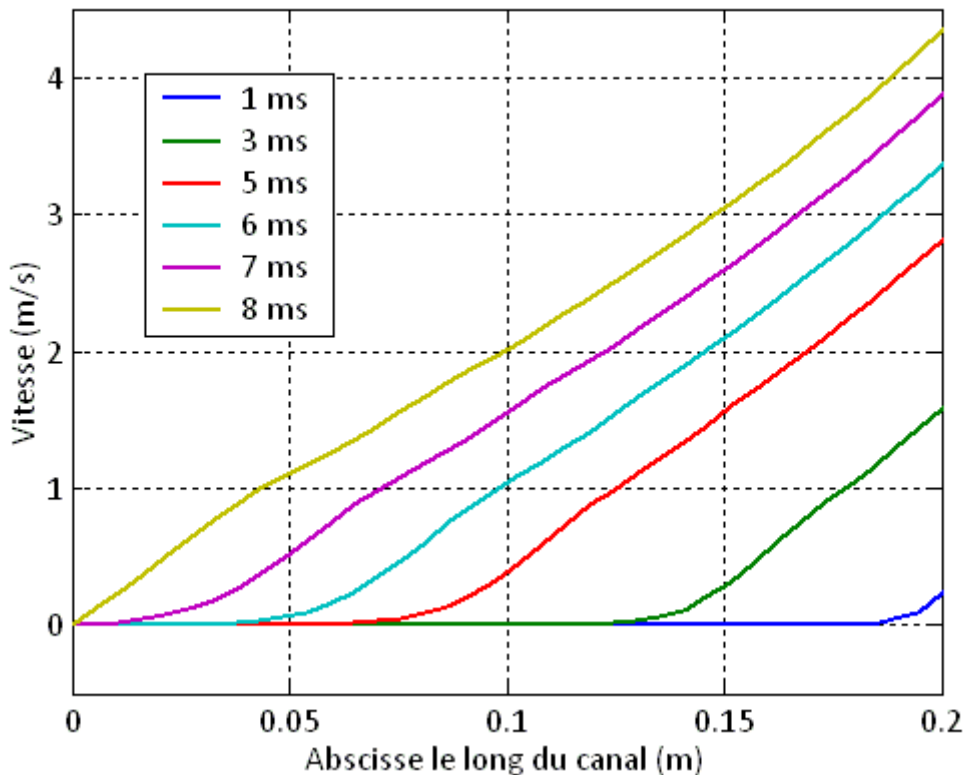


Figure 2.30 – Évolution du profil de vitesse dans le canal en fonction du temps après le début du chauffage pour une puissance de 267 W déposée dans les canaux de Th0. Par symétrie, le profil de vitesse dans la 2<sup>ème</sup> moitié du canal (non modélisée) est opposé à celui-ci

Comme on peut le voir sur la figure 2.30, chaque point du canal se comporte de manière isochore tant qu'il n'a pas été atteint par l'onde de pression et donc tant que le gradient de vitesse à son voisinage est nul. Une fois que le fluide à proximité de ce point se met en mouvement, sa pression commence alors à diminuer. On notera ici que le code nous permet d'accéder à l'ordre de grandeur de la vitesse maximale atteinte par l'hélium en bout de canal. Celle-ci est de l'ordre de  $4,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  dans le cas présenté ci-dessus. De plus, les calculs numériques montrent qu'une fois que le profil de vitesse est établi dans tout le canal, il est linéaire. Ce résultat est rigoureux dans le cas où le coefficient de frottement est nul comme cela a été démontré par Dresner [Dresner 1979].

#### b) Résultats numériques pour un canal d'hélium sous-refroidi

Comme pour le canal d'hélium à saturation, on commence ici par simuler numériquement un des cas expérimentaux de montée de pression sur Th0. La figure 2.31 compare les résultats de la simulation aux courbes expérimentales sur le cas du canal sous refroidi à 3,17 K et chauffé par une impulsion de 179 W. La figure 2.31 montre tout d'abord que le code reproduit bien l'ordre de grandeur de la montée de pression dans le canal. Cependant, on remarque que le premier pic numérique est sous-estimé par rapport à la réalité. Ceci est dû au fait que la pression numérique oscille autour de  $p_0$  (ce qui est cohérent avec la théorie de l'onde de pression) alors que la pression expérimentale oscille plutôt autour d'une valeur de pression légèrement supérieure à  $p_0$ . Ce phénomène reste toujours inexpiqué. On notera cependant que ce phénomène n'est pas commun à tous les capteurs. En effet, la pression PE11 a un comportement plus proche de la théorie et oscille autour d'une valeur proche de  $p_0$ . Ensuite, la figure 2.31 montre que le code reproduit également de manière satisfaisante

la fréquence des oscillations de pression. Pour finir, on peut noter sur la figure 2.31 que (mis à part pour le premier pic), la pente de montée et de descente de la pression est très bien reproduit par le modèle. Cette pente étant principale liée à la puissance volumique déposée dans le canal on en déduit que la puissance déposée dans le calcul numérique est proche de celle déposée dans le vrai canal. Ceci signifie que l'hypothèse selon laquelle toute la puissance déposée dans le cuivre va dans l'hélium est proche de la réalité. On peut donc supposer que le coefficient d'échange entre le cuivre et l'hélium est très bon durant les premières millisecondes.

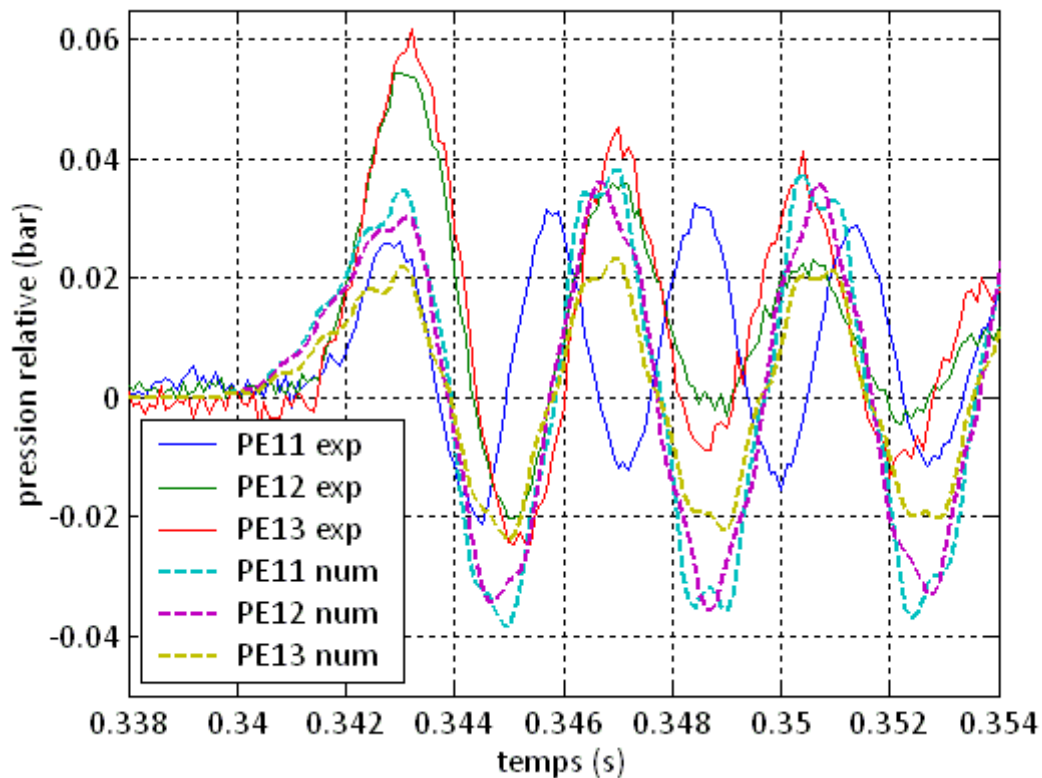


Figure 2.31 - Simulation numérique de la montée de pression pour un canal d'hélium sous-refroidi à 3,17 K chauffé par une impulsion de 179 W

Les pics de pression expérimentaux observés dans un canal d'hélium sous-refroidi de Th0 ont été analysés dans la partie 2.2.2 à l'aide du modèle acoustique de l'onde de pression. On vérifiera ici la cohérence des résultats de notre modèle numérique avec ceux du modèle acoustique de l'onde de pression. On précise au lecteur qu'à partir d'ici tous les calculs numériques présentés ont été faits avec en entrée des impulsions de puissance sous forme de créneaux « quasi-parfaits » ayant un temps de montée de la puissance de  $1 \mu\text{s}$ . Ceci dans le but de faciliter l'interprétation physique des différents résultats numériques.

La figure 2.32 présente deux calculs de montée de pression à deux puissances différentes pour un canal sous refroidi à 3,5 K et avec un coefficient de frottement de 0,02. On retrouve alors le résultat qualitatif déjà observé expérimentalement sur la figure 2.21. À savoir que le temps au bout duquel le maximum de pression est atteint ne dépend pas de la puissance déposée. Ce temps dépend uniquement de la vitesse du son dans l'hélium. Dans notre cas la vitesse du son à 3,5 K étant de  $210,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  il faut 1,0 ms au son pour parcourir les 0,211 m qui séparent le milieu du canal de son extrémité. On retrouve ici numériquement ce temps qui est donc en accord avec la théorie de l'onde de pression.



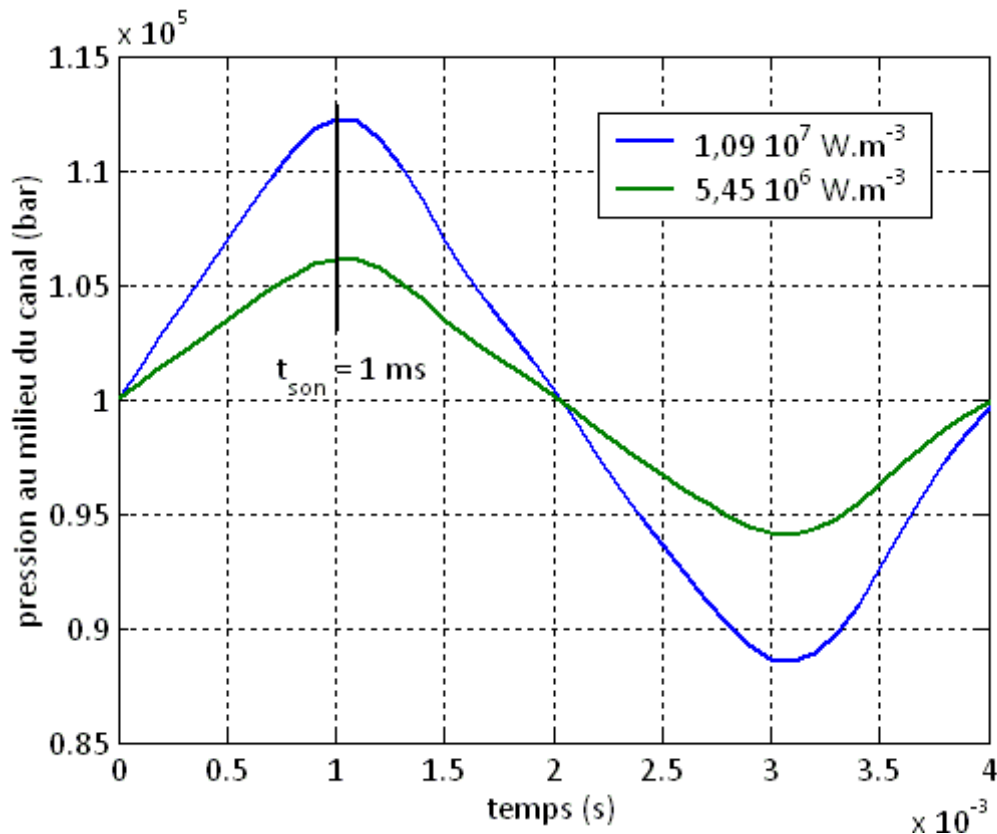


Figure 2.32 – Évolution numérique du pic de pression en fonction de la puissance déposée à 3,5 K

On notera ici que l'expérience réalisée à 3,5 K a un temps d'évolution isochore d'environ 2 ms au lieu de 1,0 ms dans la théorie. La valeur du pic que l'on pourrait calculer à l'aide de l'équation 2.2 serait donc sous-estimée par rapport à la réalité. Cette différence entre la théorie et l'expérience reste pour l'instant mal comprise.

Afin de comparer encore une fois le comportement physique du modèle numérique à celui du modèle acoustique de l'onde de pression, on peut analyser l'évolution des fréquences d'oscillation en fonction de la température initiale du canal. La figure 2.33 présente deux calculs de montée de pression réalisés à 3,5 K et 4,0 K pour une même puissance volumique de  $1,09 \text{ W.m}^{-3}$ . Ces calculs montrent tout d'abord que la pente de la montée de pression isochore est la même dans les deux cas. Ce phénomène a déjà été mis en évidence expérimentalement sur la figure 2.34. Il s'explique par le fait que le paramètre de Grüneisen qui intervient dans le calcul de cette pente (équation 2.2) varie très peu entre 3,5 K et 4,0 K.

Ensuite, on voit que la pseudo-période des oscillations de pression augmente lorsque la température passe de 3,5 K à 4,0 K. Le modèle numérique reproduit donc bien l'évolution de la fréquence des oscillations en fonction de la température. En effet, si l'on considère que le canal d'hélium se comporte comme une cavité acoustique ouverte à ses deux extrémités, la fréquence du mode fondamental des oscillations de pression est déterminée par l'équation 2.4. Celle-ci montre alors que lorsque la température augmente, la vitesse du son diminue et la fréquence des oscillations diminue également.

Pour finir, on remarque que les pressions calculées numériquement oscillent autour de la valeur d'équilibre  $p_0 = 1 \text{ bar}$ . Ceci est encore une fois en accord avec le modèle de l'onde de pression. Par contre, le fait que la pression expérimentale oscille d'abord autour d'une

valeur supérieure à  $p_0$  (figure 2.25) puis autour d'une valeur inférieure à  $p_0$  reste donc toujours inexpliqué.

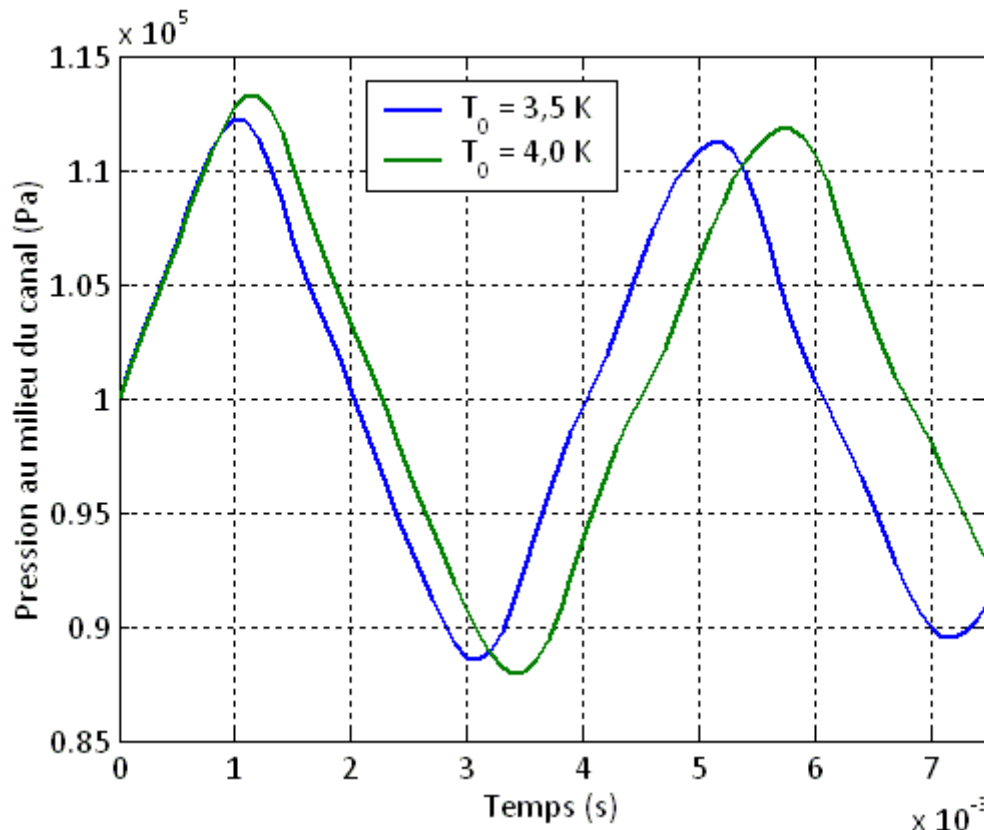


Figure 2.33 – Évolution numérique de la fréquence des oscillations de pression en fonction de la température

### 2.3.3. Influence des différents paramètres du calcul sur la montée de pression

Comme on a pu le voir précédemment, les calculs numériques montrent que les termes d'accélération sont prépondérants sur les termes de frottement dans les cas étudiés sur ThO. Dans ce cas, la valeur maximale de la pression en un point est donc très proche de la valeur atteinte à la fin de sa phase d'évolution isochore. Cependant, ceci n'est pas toujours le cas. On étudie ici l'évolution de cette compétition entre accélération et frottement en fonction de la longueur du canal et de la puissance déposée dans celui-ci.

#### a) Influence de la longueur du canal sur la montée de pression

Afin d'étudier l'influence de la longueur du canal sur la montée de pression on compare (figure 2.34) les évolutions de pression dans des canaux de longueurs différentes tous chauffés par une puissance volumique de  $1,09 \text{ W.m}^{-3}$ . Les autres paramètres du calcul sont les mêmes que ceux présentés dans le tableau 2.2.

On constate tout d'abord que la phase isochore de la montée de pression garde la même pente quelque soit la longueur du canal. Ceci est dû au fait que la puissance volumique déposée est la même dans tous les cas (équation 2.2). On voit ensuite que lorsque la longueur du canal augmente, l'allure de la courbe change après la phase isochore. En effet, lorsque  $L$  augmente, au lieu de voir la pression redescendre après la phase isochore, on voit se développer une deuxième phase dans la montée de pression. Afin de mieux comprendre cette évolution, on trace les deux contributions (accélération et frottement) de la montée de pression sur la figure 2.35 pour chacun des cas de la figure 2.34.

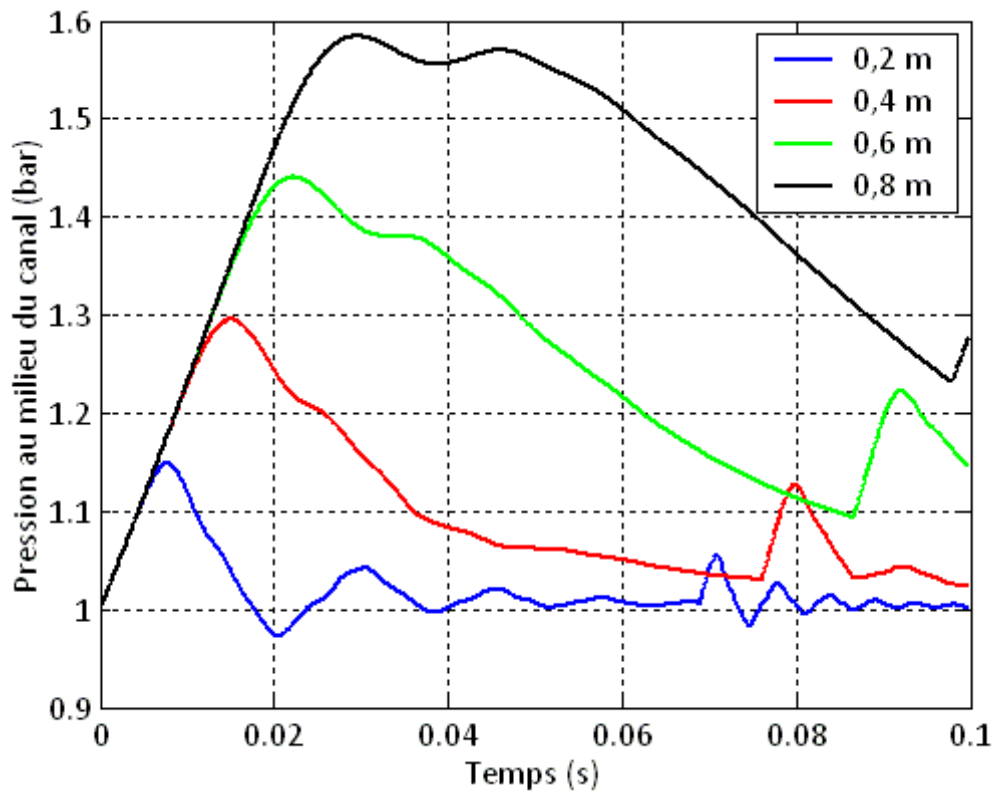


Figure 2.34 – Évolution numérique de la pression en fonction de la longueur du canal pour une puissance volumique de  $1,09 \text{ W.m}^{-3}$

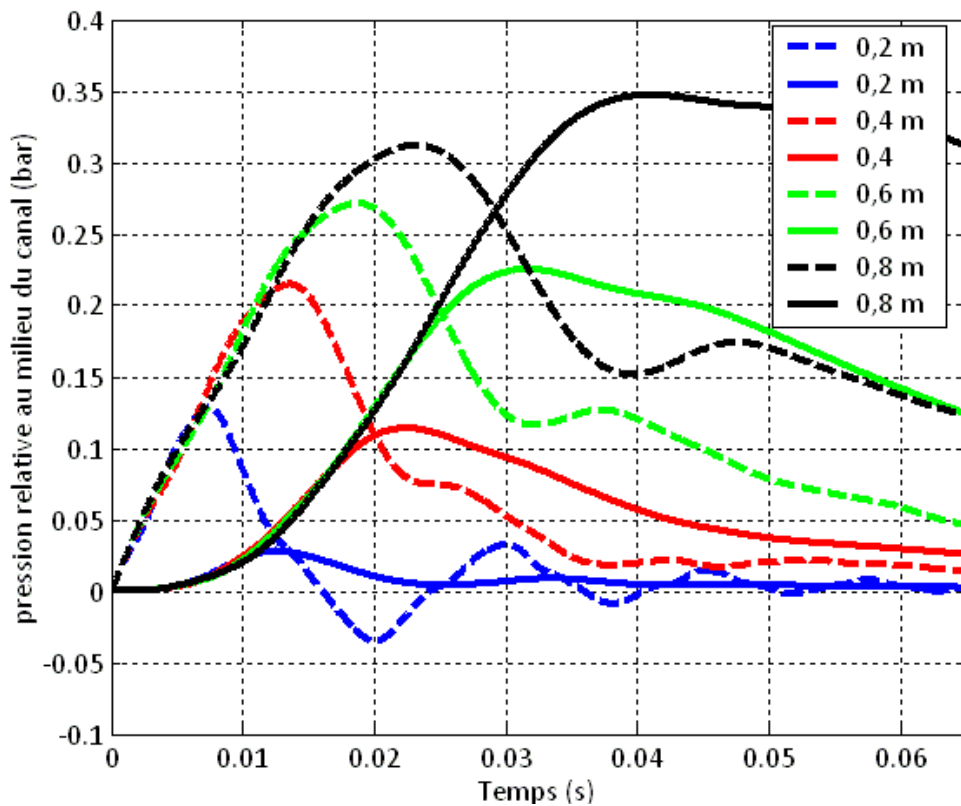


Figure 2.35 – Contributions relatives de l'accélération (pointillés) et du frottement (traits pleins) dans la montée de pression en fonction de la longueur du canal pour une puissance volumique de  $1,09 \text{ W.m}^{-3}$ .

Ainsi, la figure 2.35 montre que la deuxième phase de la montée de pression est due principalement à la contribution des forces de frottement. On constate alors que cette

contribution qui était négligeable pour un canal de 0,4 m devient prépondérante en deuxième phase pour un canal de 1,6 m. Ces calculs montrent donc que la prise en compte du frottement peut être importante dans la montée de pression si la longueur du canal est « assez grande ». La contribution de l'accélération peut même être négligeable dans certains cas comme par exemple dans les câbles en conduit. Dans ce cas, on peut alors trouver une formule analytique simple du maximum de montée de pression en fonction de la puissance déposée et de la longueur du canal [Miller 1980] [Meuris 2010]. Par contre, si l'accélération et le frottement ont tous les deux des contributions non négligeables, il est difficile d'aboutir à une expression analytique du maximum de montée de pression. La simulation numérique reste donc le meilleur moyen ici de prédire le comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé localement.

*b) Influence de la puissance déposée sur la montée de pression*

Tout comme pour la longueur du canal, la variation de la puissance déposée peut modifier l'allure de la montée de pression ainsi que les contributions relatives des termes d'accélération et de frottement. La figure 2.36 représente la montée de pression pour un canal de 1,6 m de long et différentes puissances déposées. Les autres paramètres restent les mêmes que ceux du tableau 2.2.

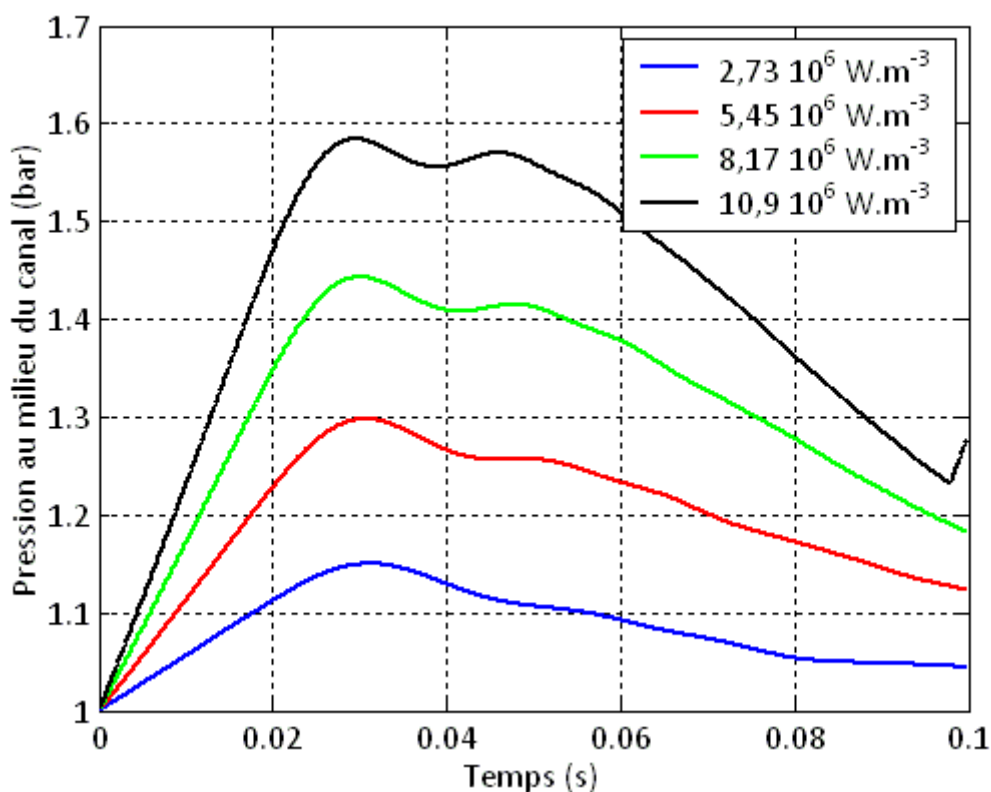


Figure 2.36 – Évolution numérique de la pression en fonction de la puissance déposée pour un canal d'hélium saturé de 1,6 m de long

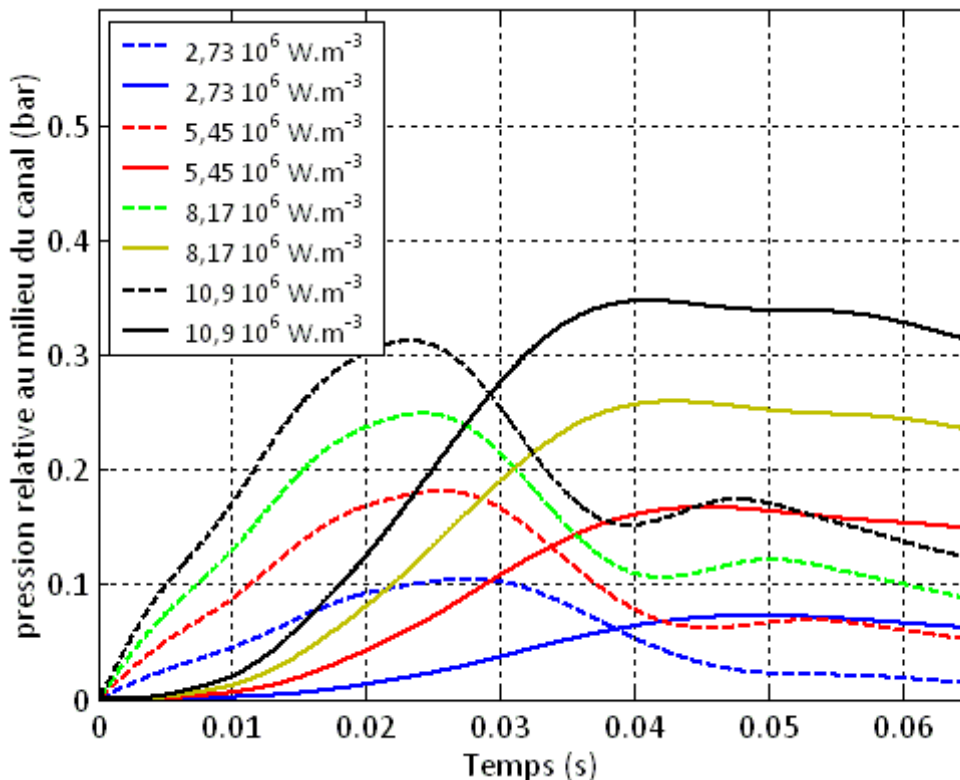


Figure 2.37 – Contributions relatives de l'accélération (pointillés) et du frottement (traits pleins) dans la montée de pression en fonction de la puissance déposée pour un canal d'hélium saturé de 1,6 m de long

La figure 2.36 montre que la pente de la montée de pression est dans la première phase proportionnelle à la puissance déposée. Ceci s'explique par l'équation 2.2 selon laquelle la montée de pression est proportionnelle à l'énergie déposée durant la phase isochore. En ce qui concerne la deuxième phase, on constate qu'elle devient de plus en plus remarquable lorsque la puissance augmente. L'évolution de chacune des contributions de la montée de pression (accélération et frottement) est représentée sur la figure 2.37.

Ainsi on constate sur la figure 2.37, qu'en fonction de la valeur de la puissance déposée, la contribution du frottement dans la montée de pression peut être inférieure ou supérieure à celle de l'accélération. De plus, la figure 2.37 montre que les temps caractéristiques des deux phénomènes sont différents. En effet, le maximum de la « partie accélération » est atteint vers 25 ms alors que celui de la « partie frottement » est atteint après 40 ms, pour un canal de 1,6 m. Pour finir, ces résultats montrent encore une fois qu'il est assez difficile ici de déterminer de manière analytique l'expression de la montée de pression comme cela a été fait par Miller [Miller 1980] dans le cas où la contribution du frottement est prépondérante par rapport à celle de l'accélération. En effet, on ne peut pas négliger ici une des deux contributions de la montée de pression par rapport à l'autre. De plus, le profil de vitesse dépend à la fois de la simple mise en vitesse du fluide et de la perte de charge que va subir ce fluide le long du canal. Les deux contributions de la montée de pression sont donc également corrélées l'une avec l'autre. La simulation numérique reste donc dans notre cas le meilleur moyen de connaître l'ordre de grandeur de la montée de pression dans un canal d'hélium chauffé. Elle permet également de connaître les ordres de grandeur des temps caractéristiques de la montée de pression. Pour finir, elle permet aussi de séparer les contributions des différents phénomènes physiques responsables de la montée de pression pour les comparer plus en détail.

## Conclusion

Les expériences de thermohydraulique réalisées sur la station d'essai Th0 nous ont permis d'affiner notre compréhension des mécanismes physiques responsables de la montée de pression locale dans un canal d'hélium chauffé. Tout d'abord, nous avons mis en évidence le fait que la montée de pression locale commence toujours par une phase d'évolution isochore. L'existence de cette première phase de la montée de pression a ensuite été expliquée par l'intermédiaire du modèle acoustique de l'onde de pression pour les mesures faites en hélium sous-refroidi. Ce modèle nous a également permis d'interpréter les oscillations observées sur les mesures de pression. En ce qui concerne les mesures faites en hélium saturé, le modèle de l'onde de pression nous a permis d'expliquer les principales caractéristiques de l'allure de la montée de pression. Comme par exemple l'évolution de la pente ou encore de la fréquence des oscillations lorsqu'on passe d'un cas sous-refroidi à un cas saturé.

Cependant, la montée de pression du canal d'hélium à saturation se produit en même temps que la vidange rapide du canal. Ceci nous a alors conduit à modéliser plus en détail le comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé. Un modèle numérique prenant en compte les trois équations de la dynamique des fluides a été développé. Ce modèle nous a permis de simuler dans un premier temps la montée de pression dans les canaux de Th0. On a alors obtenu des résultats numériques en bon accord avec les résultats expérimentaux ainsi qu'avec le modèle de l'onde de pression. Le modèle numérique nous a ensuite permis d'étudier l'évolution de la montée de pression en fonction de la longueur du canal ou encore de la puissance déposée. Ces calculs ont alors montré qu'en fonction des cas, les contributions relatives du frottement et de l'accélération dans la montée de pression totale peuvent être très différentes. On peut se retrouver dans des cas où l'une des contributions est négligeable par rapport à l'autre mais aussi dans des cas où les deux contributions sont du même ordre de grandeur. La simulation numérique reste donc le meilleur moyen de calculer la montée de pression dans un canal d'hélium chauffé brusquement lors du quench d'un aimant supraconducteur.

Cependant, la montée de pression lors d'un quench est plus complexe que celle étudiée dans ce chapitre. En effet, il existe deux différences majeures avec les cas présentés précédemment. Tout d'abord, le bain d'hélium entourant un aimant refroidi à l'hélium superfluide n'est pas un bain infini. Ainsi, dans le cas d'un aimant, le chauffage et la montée de pression locale vont induire (comme pour Th0) la vidange des canaux d'hélium. Cette vidange des canaux va avoir pour effet d'augmenter la masse du bain principal et donc d'augmenter également sa pression. Cette montée de pression sera alors faible ou élevée en fonction du gain de masse du bain principal. Ensuite, la deuxième grande différence entre les montées de pression dans Th0 et dans un aimant qui transite réside dans l'évolution de la zone chauffée. En effet, lors du quench d'un aimant supraconducteur, la taille de la zone normale de celui-ci évolue en fonction du temps. Ainsi, le nombre de canaux chauffés et vidangés à chaque instant sera fortement couplé à la manière dont se propage la zone normale dans l'aimant supraconducteur. Or, dans les cas présentés dans ce chapitre, la zone chauffée garde une taille constante égale à la taille des plaques de cuivre et la pression du bain reste constante égale à  $p_0$ .

Ainsi, il est impossible d'étudier la montée de pression provoquée par le quench d'un aimant supraconducteur sans prendre en compte la montée de pression du bain principal ou encore la propagation de la zone normale. C'est pour cette raison que des essais de quench sur un aimant supraconducteur refroidi en bain à l'hélium superfluide ont été réalisés sur une station d'essais nommée Seht (Station d'essais huit teslas). On commencera par présenter dans le chapitre 3 les principales caractéristiques de la station d'essais Seht ainsi que toute l'instrumentation qui y a été mise en place et le protocole expérimental utilisé pour la réalisation des essais de quenches.

## Chapitre 3 Description des essais de thermohydraulique sur la station Seht

### Objectifs du chapitre 3

- Décrire la station d'essai Seht avec son système cryogénique et son aimant
- Décrire l'instrumentation mise en place pour l'étude de la propagation de la zone normale et de la thermohydraulique de l'hélium lors des quenches
- Préciser le protocole expérimental mis en place pour le déclenchement et la détection des quenches réalisés

### 3.1. La station d'essai Seht

#### 3.1.1. L'aimant 8 T et ses principales caractéristiques

L'aimant utilisé pour les essais de quenches est un aimant supraconducteur de 8 T bobiné en doubles galettes et refroidi par un bain d'hélium superfluide pressurisé. Le matériau supraconducteur de l'aimant est le niobium titane et sa température de fonctionnement est de 1,8 K. Cet aimant qui a été récupéré de l'aimant hybride 35 T du SNCI (Service National des Champs Intenses, Grenoble) [Schneider-Muntau 1988] a été utilisé ici pour sa similitude avec l'aimant final 11,7 T du projet Iseult (voir chapitre 1). En effet, l'aimant Iseult est également bobiné en doubles galettes de NbTi et refroidi par un bain d'hélium superfluide avec un point de fonctionnement à 1,8 K et 1,2 bar [Vedrine 2008]. De plus, ces aimants contiennent tous les deux des canaux d'hélium entre chaque galette. La figure 3.1 représente la géométrie locale d'une galette de l'aimant Seht. Les principales caractéristiques de l'aimant Seht sont reportées dans le tableau 3.1.

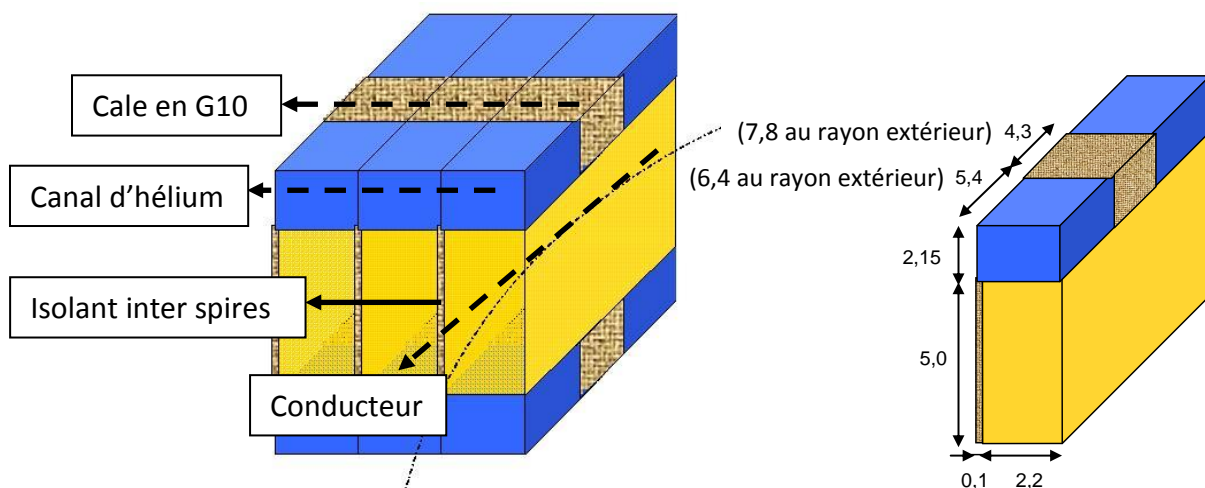


Figure 3.1 – Géométrie locale d'une galette de l'aimant Seht



Les galettes de l'aimant Seht sont séparées les unes des autres par des cales en G10 de 2,15 mm d'épaisseur. L'intervalle entre ces cales de G10 crée des canaux dans lesquels l'hélium superfluide peut s'introduire. Dans ce cas, le conducteur de l'aimant est refroidi par contact direct avec l'hélium superfluide sur toute sa longueur mouillée. Le conducteur de l'aimant Seht a un taux de mouillage moyen d'environ 50,5 %.

Tableau 3.1 – Principales caractéristiques de l'aimant Seht

Champ magnétique nominal au centre de l'aimant	<b>8,0 T</b>
Champ magnétique maximal	<b>8,93 T</b>
Courant nominal	<b>886 A</b>
Inductance propre	<b>44 H</b>
Puissance joule au champ maximal	<b>5,27 10<sup>6</sup> W.m<sup>-3</sup></b>
Température de partage du courant au champ maximal	<b>2,52 K</b>
Température critique au champ maximal	<b>5,23 K</b>
Température du point chaud (temps de détection nul)	<b>171 K</b>
Énergie stockée	<b>17,3 MJ</b>
Courant critique (8,93 T; 1,8 K)	<b>1082 A</b>
Dimensions du conducteur (NbTi + Cu + CuNi)	<b>5,0 mm × 2,2 mm</b>
Section de niobium titane dans le conducteur	<b>1,197 mm<sup>2</sup></b>
Section de cuivre dans le conducteur	<b>8,978 mm<sup>2</sup></b>
Section de cupro-nickel dans le conducteur	<b>0,598 mm<sup>2</sup></b>
Nombre de galettes	<b>120</b>
Nombre de spires par galette	<b>75</b>
Rayon interne d'une galette	<b>0,742 m</b>
Rayon externe d'une galette	<b>1,087 m</b>
Épaisseur d'isolant entre les galettes	<b>2,15 mm</b>
Nombre de canaux par galette	<b>240</b>
Section des canaux d'hélium entre les galettes	<b>5,9 mm × 2,15 mm</b>
Hauteur du bobinage	<b>0,856 m</b>
Volume d'hélium entre deux galettes	<b>0,53 l</b>
Volume d'hélium autour de l'aimant (canaux inclus)	<b>542 l</b>
Volume d'hélium dans le caloduc	<b>48 l</b>
Volume d'hélium dans la partie du bain 1,8 K pressurisé qui se trouve côté satellite en dessous de la plaque T <sub>λ</sub>	<b>43 l</b>

### 3.1.2. Le système cryogénique de la station d'essai Seht

Afin de pouvoir faire fonctionner l'aimant Seht à une température de 1,8 K et une pression de 1,2 bar, un système cryogénique complexe a été mis en place [Brédy 2010]. La figure 3.2 montre une vue 3-D de la station d'essai dans son ensemble. L'aimant est placé dans un tank hélium connecté à la source de froid, situé dans le satellite, par l'intermédiaire d'un caloduc de 5,3 m de long. Le satellite contenant l'hélium à 1,2 bar et 1,8 K a été conçu selon le principe du double bain (chapitre 1). L'hélium superfluide étant un très bon conducteur de la chaleur, le caloduc permet de créer un bon lien thermique entre le tank hélium contenant l'aimant à refroidir et la source de froid se trouvant dans le satellite. Comme on a pu le cité plus haut, l'aimant Seht est bobiné en doubles galettes et refroidi en bain.

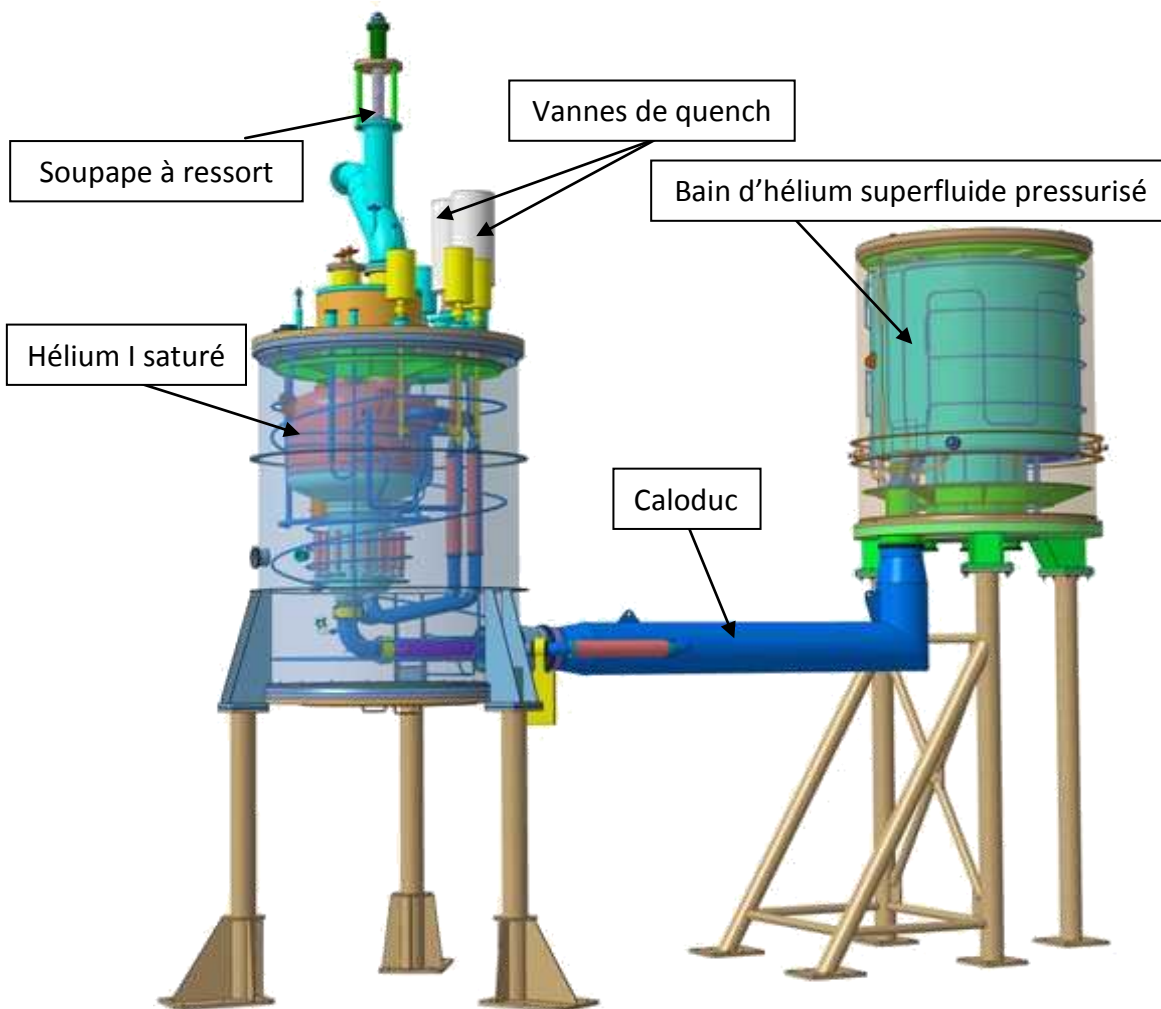


Figure 3.2 – Image 3D de la station d'essai Seht

L'installation cryogénique de la station d'essai Seht est équipée de plusieurs soupapes de sécurité. En effet en cas de quench, la pression de l'hélium peut monter très rapidement dans l'ensemble du système et détériorer l'installation. Les soupapes de sécurité servent à évacuer l'hélium en cas de montée de pression trop importante pour maintenir le système à une pression qui garantit la sûreté de l'installation. Ainsi, le système cryogénique contient :

- Deux vannes de quench connectées au bain principal à 1,2 bar et 1,8 K (côté satellite) et déversant dans le bain saturé à 4,5 K du satellite. Ces soupapes sont programmées pour s'ouvrir à 100% si la pression absolue du bain principal dépasse 2 bars. Les données constructeur indiquent que ces vannes ont un  $K_v$  supérieur à 30 pour un fonctionnement à froid dans de l'hélium superfluide.
- Une soupape de sécurité au dessus du bain saturé à 4,5 K du satellite et déversant dans l'atmosphère. Cette soupape est tarée par un ressort pour commencer à s'ouvrir lorsque la pression absolue du satellite dépasse 2 bars. Cependant, contrairement aux deux vannes de quench qui sont pilotées pour s'ouvrir à 100%, cette soupape de sécurité n'est pas pilotée en ouverture. Ainsi, le pourcentage d'ouverture de la soupape dépendra principalement de la force exercée par le fluide expulsé sur le ressort.

Tous ces composants de l'installation cryogénique sont représentés sur le schéma de la figure 3.17.

## 3.2. L'instrumentation de la station d'essai Seht

### 3.2.1. Instrumentation interne de l'aimant

#### a) Les chaufferettes

Dans le but de pouvoir chauffer et faire transiter localement le conducteur de l'aimant Seht des chaufferettes ont été fabriquées puis insérées à l'intérieur de certains canaux d'hélium. Ces éléments chauffants sont des baguettes de G10 contenant une zone chauffante. La zone chauffante est constituée de fil de cuivre résistif qui une fois alimenté en courant joue le rôle de chaufferette (figure 3.3). La résistance mesurée de chacune des chaufferettes fabriquées est d'environ 36 ohms. L'alimentation utilisée pour alimenter les chaufferettes avait pour caractéristiques maximales 40 V et 2 A. Dans notre cas elle était pilotée en tension.

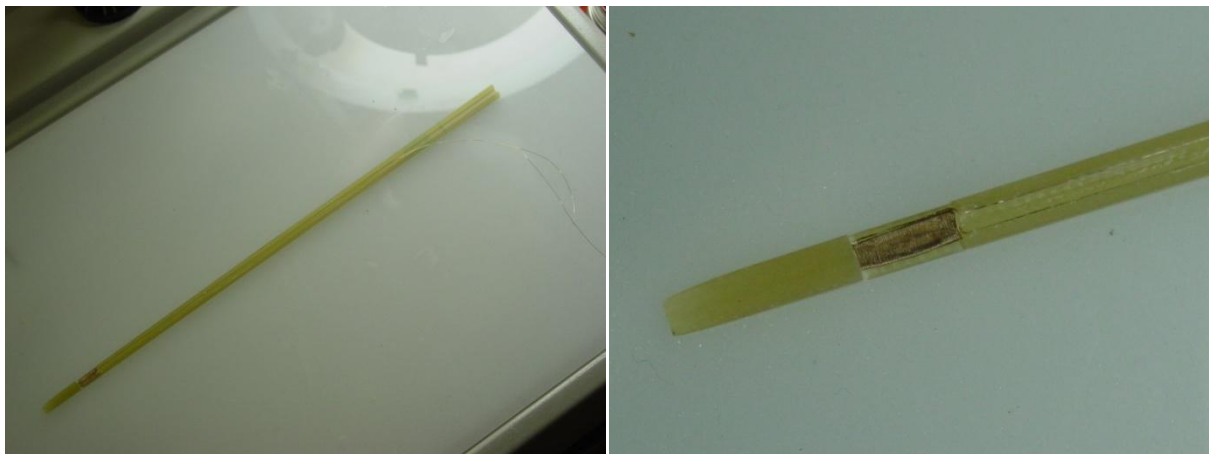


Figure 3.3 – Photos du montage des chaufferettes avant insertion dans l'aimant Seht

Ces baguettes ont été enfoncées jusqu'au bout des canaux pour que l'élément chauffant soit le plus proche possible du centre de l'aimant (figure 3.5). En effet, les premières spires sont les plus faciles à faire transiter car c'est au rayon interne de l'aimant que se trouve le champ magnétique maximum. La longueur de la zone chauffante de chaque baguette est d'environ 8 mm. Chaque baguette permet donc de chauffer en théorie les trois premières spires de la galette en dessous de laquelle elle se trouve. Cependant, le montage n'étant pas précis au millimètre près, si une baguette est légèrement décalée par rapport aux spires, il est possible que sa zone chauffante chauffe uniquement deux spires sur trois entièrement et déborde partiellement de part et d'autre sur les spires voisines. On note sur la figure 3.4 que de la colle a été rajoutée par-dessus l'élément chauffant avant d'insérer la baguette dans le canal. Ceci a été fait dans le but d'améliorer le contact entre l'élément chauffant et le conducteur de l'aimant. En effet, on souhaite que la puissance déposée aille majoritairement dans le conducteur et non pas dans l'hélium. Cette couche de colle évite qu'il y ait une large épaisseur d'hélium qui séparerait l'élément chauffant du conducteur.



Figure 3.4 – Photo d'une chaufferette après avoir été recouverte de colle

Comme on peut le voir sur la figure 3.5, les éléments chauffants ont été placés à trois emplacements différents :

- Une chaufferette entre les galettes 2 et 3 orientée vers le haut et chauffant donc majoritairement la galette n° 3
- Deux chaufferettes entre les galettes 60 et 61 orientées vers le haut et chauffant donc majoritairement la galette n° 61
- Une chaufferette entre les galettes 118 et 119 orientée vers le haut et chauffant donc majoritairement la galette n° 119

On notera ici que l'orientation de la première chaufferette est une erreur de montage. En effet, il était prévu de chauffer majoritairement la galette n° 2 et non pas la galette n° 3. Pour finir, on trouvera sur la photo de la figure 3.16 une vue d'ensemble de toute l'instrumentation interne de l'aimant Seht. Seules les prises de potentiel n'y sont pas visibles.

#### *b) Les mesures de pression*

L'objectif principal des campagnes d'essais thermohydrauliques qui ont été réalisés sur la station Seht était d'étudier la montée en pression du système lors d'un quench de l'aimant supraconducteur. Le quench se déclenchant au niveau du conducteur chauffé, il était donc important de placer des capteurs de pression à proximité du bobinage de l'aimant supraconducteur. Ainsi, quatre capteurs de pression ont été placés dans les canaux d'hélium voisins des galettes où allaient être déclenchés les quenches (figure 3.5).

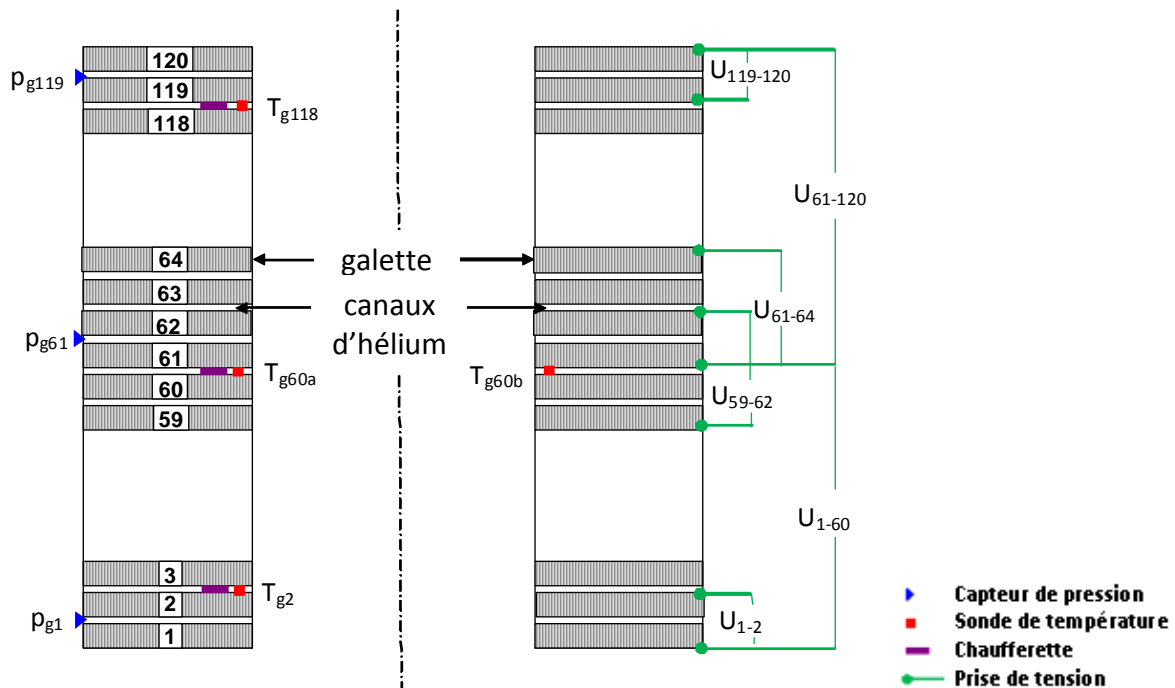


Figure 3.5 – Instrumentation interne de l'aimant Seht : capteurs de pression, sondes de température, prises de tension et chaufferettes

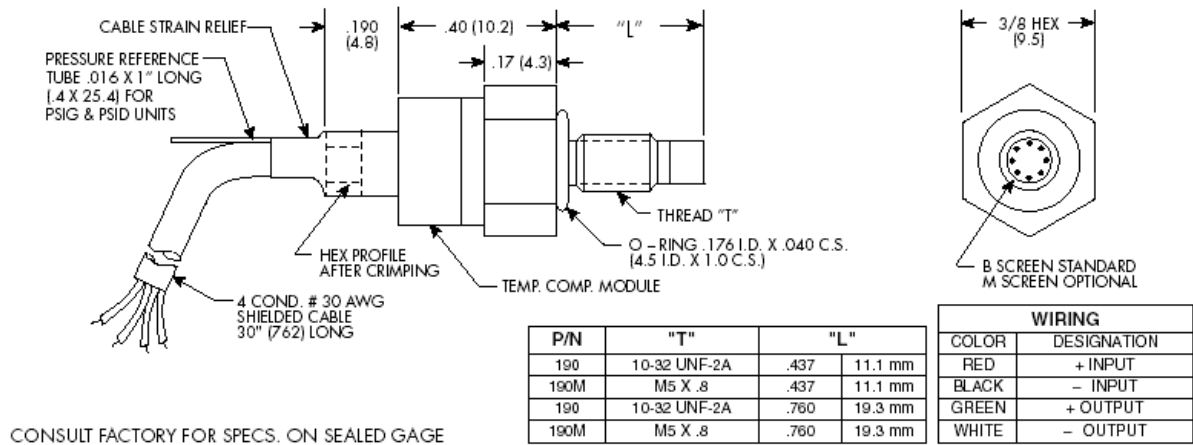
Comme on peut le voir sur la figure 3.5, les capteurs de pression sont nommés à l'aide de la lettre 'p' avec en indice la lettre 'g' suivie du numéro de la galette au dessus de laquelle se trouve le capteur. Les quatre capteurs de pressions « internes » ont été placés comme suit :

- Un capteur au niveau de la première galette  $p_{g1}$
- Deux capteurs au niveau de la galette du milieu  $p_{g61a}$  et  $p_{g61b}$
- Un capteur au niveau de la dernière galette  $p_{g119}$

Les capteurs utilisés ici sont des capteurs cryogéniques KULITE (figure 3.6). Ils ont été choisis pour leur temps de réponse court à froid (inférieur à la milliseconde) et leur faible sensibilité au champ magnétique. Ce sont des capteurs 4 fils avec une impédance d'entrée et de sortie de 1000 ohms. Leur gamme de fonctionnement s'étend de 0 à 7 bars. On trouvera plus de détails sur les caractéristiques de ces capteurs en annexe.



Figure 3.6 – Capteur de pression KULITE PRESSURE TRANSDUCER CT-190M-7-BAR-D



Les dimensions des capteurs de pression (figure 3.7) sont beaucoup plus grandes que les 2,15 mm d'épaisseur des canaux d'hélium intergalettes. Les capteurs de pression n'ont donc pas été directement introduits dans les canaux d'hélium. Ils ont été placés sur des supports en époxy dans le bain d'hélium à l'extérieur des canaux et ont ensuite été connectés aux canaux par l'intermédiaire de capillaires d'environ 3 cm de long. Le retard à l'information que peut induire la présence d'un capillaire entre le capteur et le lieu de la mesure est égal au temps que mettrait une onde de pression à parcourir la longueur du capillaire. Or, la plus petite vitesse que le son peut atteindre dans la gamme de pressions et de températures dans laquelle nous travaillons est de  $24,3 \text{ m.s}^{-1}$ . Cette vitesse est celle du son dans un mélange diphasique d'hélium ayant une pression de 1 bar et un titre massique en vapeur proche de zéro. Dans ce cas le retard à l'arrivée de l'information est inférieur à 1 ms. Ce retard sera donc négligé dans l'exploitation des mesures de pression.

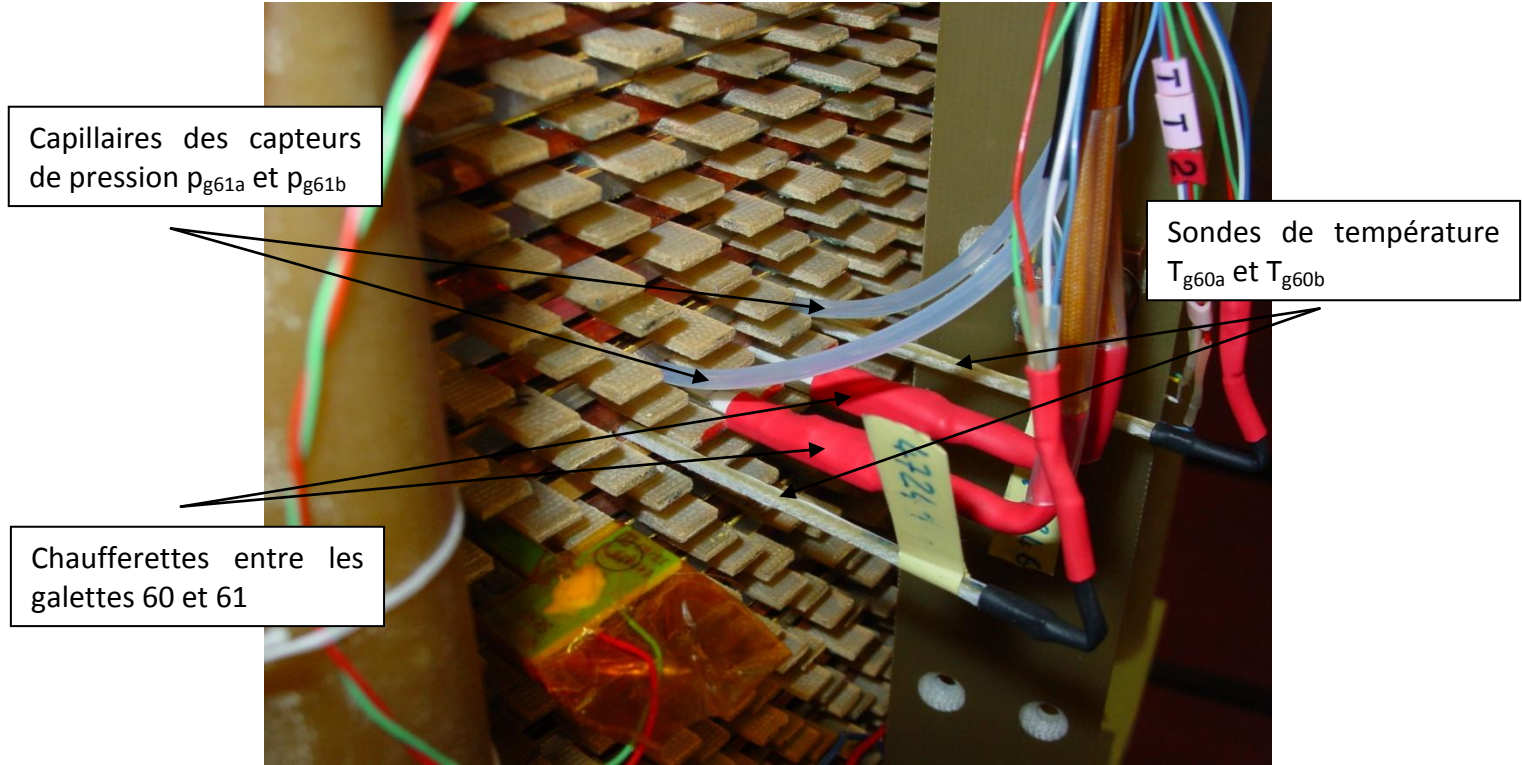


Figure 3.8 – Photo de l'instrumentation des galettes 60 et 61 de l'aimant Seht

Les capteurs de pression utilisés ici (figures 3.6 et 3.7) mesurent la pression à l'aide de jauges de contraintes. La différence de pression entre le capteur et sa référence provoque une déformation de la membrane du capteur. Cette déformation induit une variation de la résistance du circuit que l'on mesure à l'aide d'un pont de Wheatstone. Une fois la mesure de cette résistance effectuée, il faut pouvoir remonter à la valeur de la pression. C'est pour cette raison que les capteurs doivent être étalonnés avant utilisation.

Pour étalonner ces capteurs de pression, on doit déterminer la correspondance entre la tension du capteur et la pression physique. Pour ceci, on utilise un capteur de pression de référence déjà étalonné. On place le capteur de référence et les capteurs à étalonner dans un même milieu puis on fait varier la pression. On obtient alors une courbe d'étalonnage qui représente la pression (celle du capteur de référence) en fonction de la tension du capteur à étalonner. Les caractéristiques des capteurs étant légèrement dépendantes de la température, l'étalonnage a été fait à trois températures différentes : 4 K (dans l'hélium), 80 K (dans l'azote) et 300 K (dans l'air). La figure 3.9 représente par exemple les courbes d'étalonnage des capteurs de pression internes à 4 K. On pourra trouver le reste des courbes d'étalonnage aux autres températures en annexe.

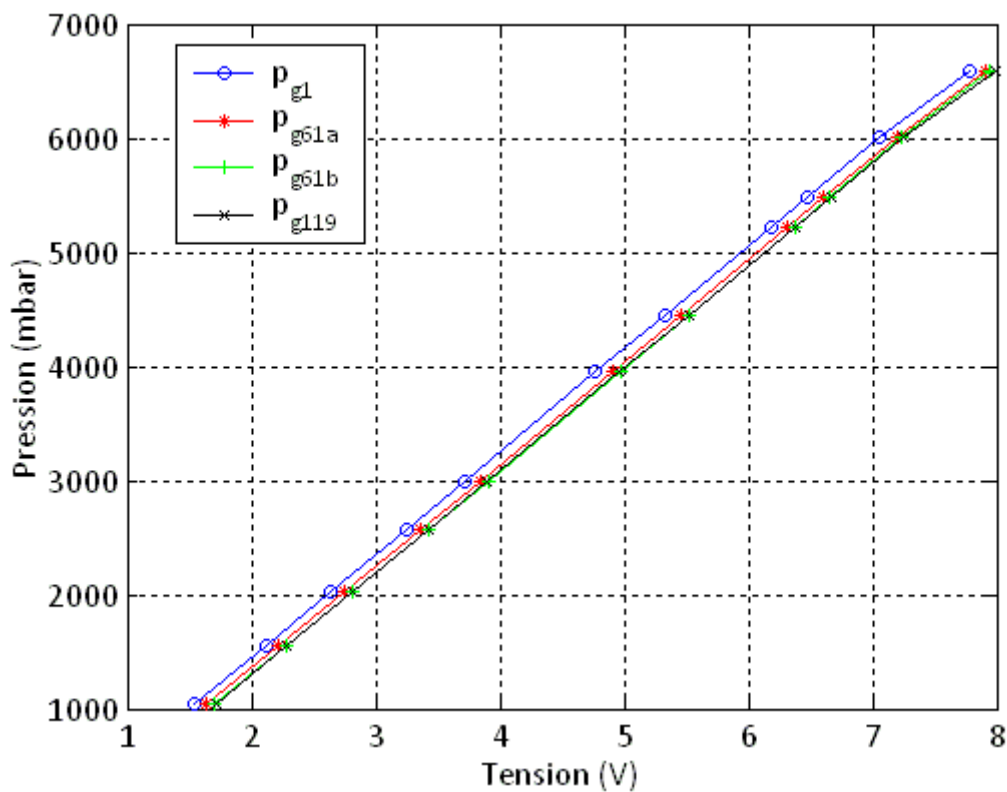


Figure 3.9 – Courbes d'étalonnage des capteurs de pression internes à l'aimant Seht

Les lois de calibration des capteurs de pression sont des lois linéaires. Ainsi, pour programmer la calibration des capteurs dans le système d'acquisition, une loi linéaire a été rentrée pour chaque capteur. Cette loi a été construite à partir d'un point bas (vers 500 mbar) et d'un point haut (vers 6 bar) de sa courbe d'étalonnage. Cependant il est fréquent que les capteurs de pression cryogéniques dérivent petit à petit de leur courbe d'étalonnage en fonction du temps. C'est pour cette raison que tous les capteurs de pression cryogéniques de la station ont été recalés en offset *in situ* à l'aide du capteur chaud  $p_0$  en

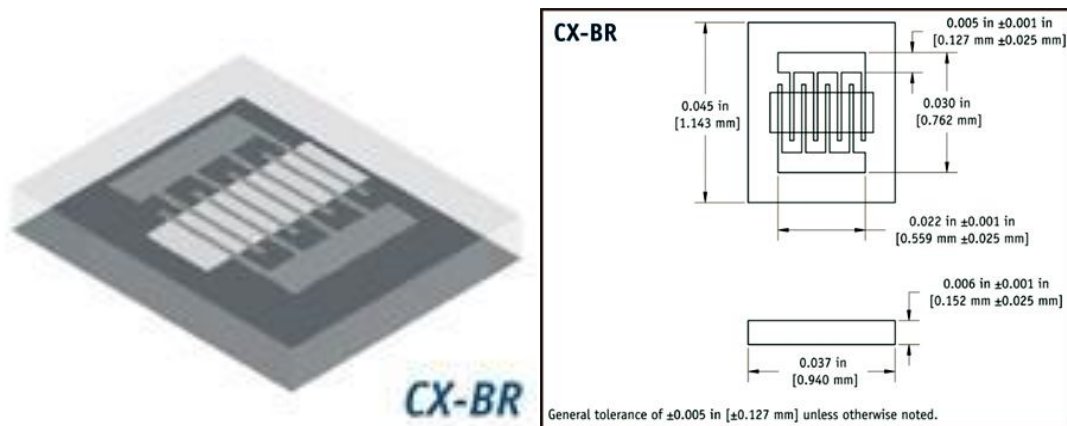
supposant que la pente de leurs courbes d'étalonnage étaient conservées. Lors de ce recalage on a également pris en compte le terme de gravité «  $\rho gh$  » pour chaque capteur.

### c) Les mesures de température

L'aimant Seht a été instrumenté avec quatre sondes de température insérées à l'intérieur des canaux d'hélium, au niveau du rayon interne de l'aimant. Sur la figure 3.5 ces sondes sont nommées 'T' avec pour indice la lettre 'g' suivie du numéro de la galette au dessus de laquelle se trouvent ces sondes. Ainsi, les quatre sondes de température « internes » ont été réparties comme suit :

- Une sonde au niveau de la deuxième galette  $T_{g2}$
- Deux sondes au niveau de la galette du milieu  $T_{g60a}$  et  $T_{g60b}$
- Une sonde au niveau de l'avant dernière galette  $T_{g118}$

Ces sondes sont des « Cernox Bare Chip » (de la marque LakeShore). « Bare Chip » signifie que ces sondes ont la particularité de pouvoir être mise « nues » en contact direct avec le fluide. Elles ont été choisies pour leur caractère cryogénique. En effet, elles sont fonctionnelles entre 100 mK et 420 K. De plus, ces sondes ont une grande sensibilité à faible température. Elles ont également un temps de réponse faible (1,5 ms à 4,2 K d'après les données constructeur). Pour finir, elles sont peu sensibles au champ magnétique. On trouvera plus de détails sur les caractéristiques de ces sondes de températures en annexe.



Contrairement aux capteurs de pression, on peut voir sur la figure 3.10 que les sondes de température ont une épaisseur beaucoup plus faible que celle des canaux d'hélium. En effet, la sonde CX-BR a une épaisseur d'environ 0,152 mm pour une épaisseur de canal de 2,15 mm. Mettre ces sondes sans support dans les canaux d'hélium nous aurait donc fait prendre le risque de les détériorer. En effet, en cas de quench, elles seraient très facilement emportées par le débit d'hélium et expulsées à l'extérieur des canaux. C'est pour cette raison que ces sondes ont été posées sur des baguettes (figure 3.11) de support en G10 (environ 1 mm d'épaisseur) puis recouvertes de colle ECOBOND 286 (environ 1 mm). On notera ici que le G10 et l'ECOBOND entourant la sonde vont créer un retard à l'arrivée de l'information à la sonde dû au temps de diffusion nécessaire à la chaleur pour traverser une épaisseur d'isolant. Dans notre cas, ce temps de diffusion est inférieur à 5 ms à 1,8 K et



inférieur à 500 ms à 10 K. Pour finir, on notera que la sonde  $T_{g2}$ , remplacée au dernier moment en raison d'un problème technique, a été placée libre dans un tube en téflon de 2 mm de diamètre et de 0,5 mm d'épaisseur (figure 3.11). Une fois posées sur le support en G10 et recouvertes de colle, les sondes de température ont été insérées dans les canaux d'hélium comme on peut le voir sur la figure 3.8. Ces sondes ont été enfoncées jusqu'au bout des canaux pour être à proximité du rayon intérieur du bobinage où sera déclenché le quench.

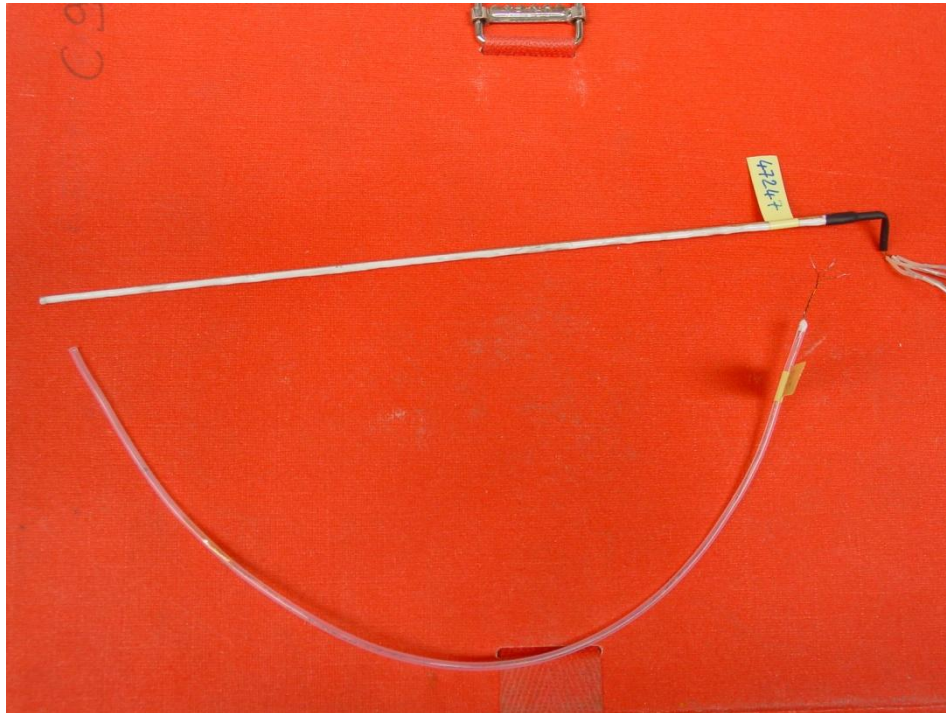


Figure 3.11 – Photo du montage des sondes de température internes avant insertion dans l'aimant Seht

Tout comme pour les capteurs de pression, pour être fonctionnelles, les sondes de température doivent être étalonnées au préalable. Pour étalonner ces sondes il faut déterminer la relation entre la température physique du milieu et la résistance de la sonde qui est la grandeur mesurée. Pour ce faire, on utilise une sonde de référence étalonnée au préalable qui va nous donner la température du milieu. On mesure ensuite la résistance des sondes à étalonner en faisant varier la température de référence. Ceci nous donne alors une correspondance entre des valeurs de température et des valeurs de résistance. Pour finir, on détermine les coefficients  $a_i$  (sans dimension) de telle façon à ce que la loi d'étalonnage de la sonde soit une loi du type :

$$\ln(T) = \sum_{i=0}^n a_i \ln(R)^i \quad (3.1)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$T$  : température du milieu [K]

$R$  : résistance de la sonde [R]

Cette interpolation est faite par une méthode des moindres carrés qui permet de minimiser l'erreur entre les points expérimentaux et la loi ci-dessus. On obtient les courbes d'étalonnage suivantes pour les sondes internes à l'aimant Seht (figures 3.12 et 3.13) :

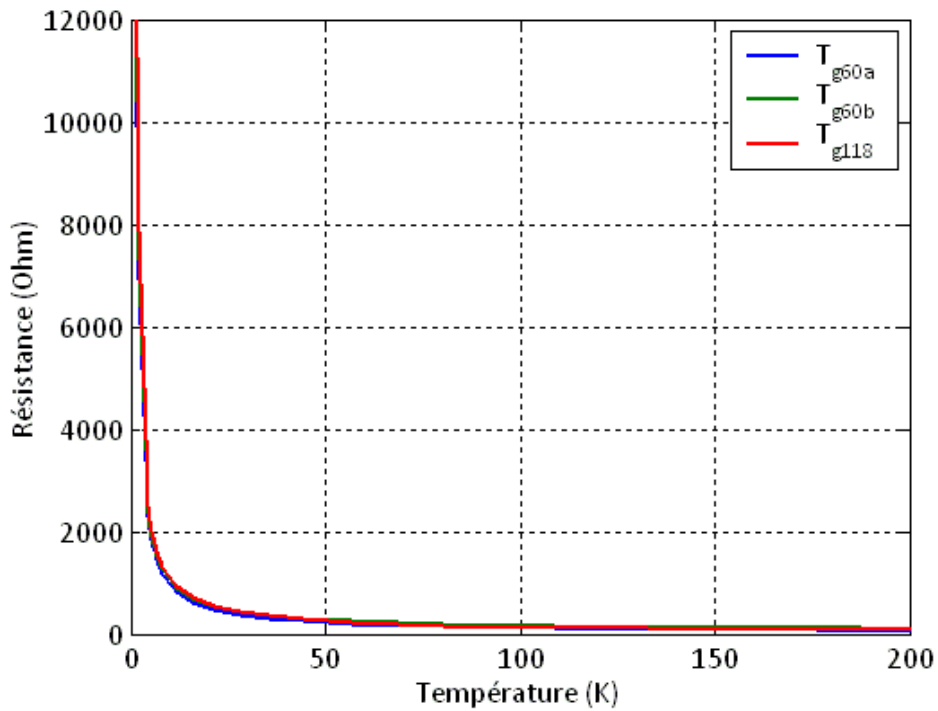


Figure 3.12 – Courbes d'étalonnage des sondes de températures internes à l'aimant Seht

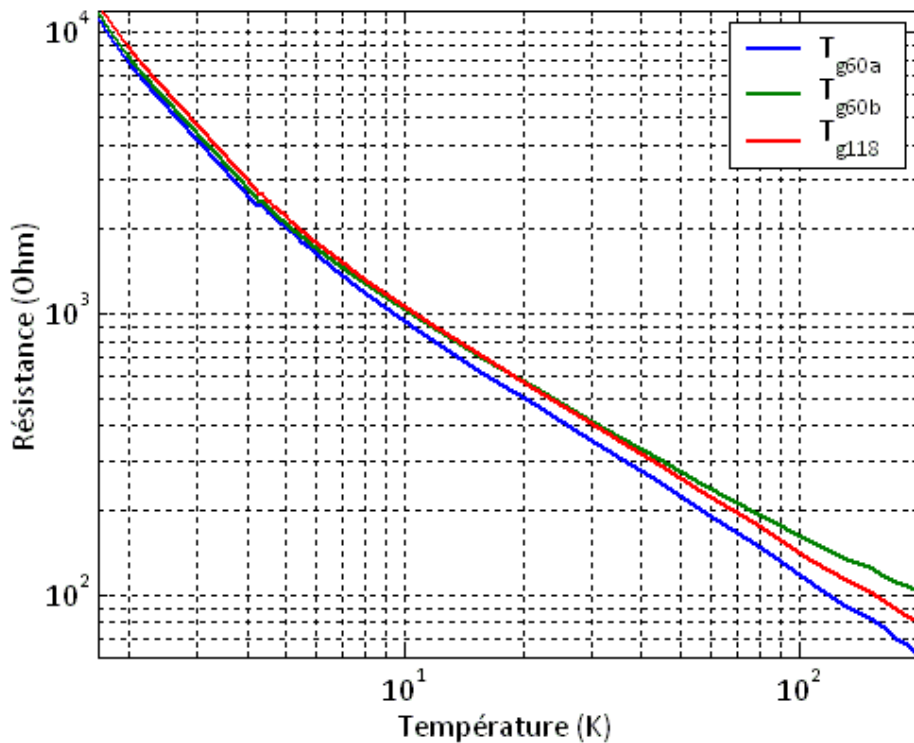


Figure 3.13 – Courbes d'étalonnage des sondes de températures internes à l'aimant Seht en échelle logarithmique

Comme on peut le voir sur la figure 3.12 la pente de la courbe  $R = f(T)$  est très grande pour de faibles valeurs de la température. Une faible variation de température induira donc dans

cette gamme de températures une grande variation de résistance. Ceci confirme le fait que ces sondes sont très sensibles à faibles températures. Afin de faciliter la lecture de ces courbes, elles sont représentées en échelle logarithmique sur la figure 3.13. On notera ici que la sonde  $T_{g2}$  qui n'a pas été placée sur une baguette en G10 n'a pas non plus été étalonnée avant d'être insérée dans l'aimant. Elle a été étalonnée plus tard *in situ*.

D'après les données constructeur, la précision de ces capteurs de température est de l'ordre de  $\pm 5$  mK entre 1,4 K et 4,2 K. Cependant, l'incertitude sur les mesures que nous avons effectuées est en réalité plus élevée que 5 mK et ceci pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il faut ajouter à l'incertitude donnée par le constructeur les incertitudes induites par : la calibration des capteurs ( $\pm 1$  mK), la programmation des lois d'étalonnage dans le système d'acquisition ( $\pm 3$  mK), la résolution des cartes d'acquisition ( $\pm 4,5$  mK), etc. Ensuite, malgré la « faible » sensibilité de ces sondes de température au champ magnétique, cette sensibilité reste non négligeable dans notre cas. En effet d'après la figure 3.14, pour un champ de 8,93 T et une température 2,03 K, il existe une erreur relative de 3,25 % sur la température mesurée c.à.d. une erreur absolue de 70 mK dans notre cas. Cette erreur étant inacceptable dans le domaine de l'hélium superfluide, les mesures de températures ont été traitées à posteriori pour compenser l'effet de la magnétorésistance sur les mesures. Pour ce faire, on a mesuré le décalage en température que subissait chaque sonde entre le moment où le courant dans l'aimant est nul et le moment où il est chargé au courant nominal. On a ensuite supposé que ce décalage était linéaire en fonction du courant. Pour finir, on a soustrait ce décalage à chaque sonde en fonction du temps (et donc du courant). Le cumul de toutes ces incertitudes et corrections apportées aux mesures de température induit une incertitude finale de l'ordre de  $\pm 10$  mK.

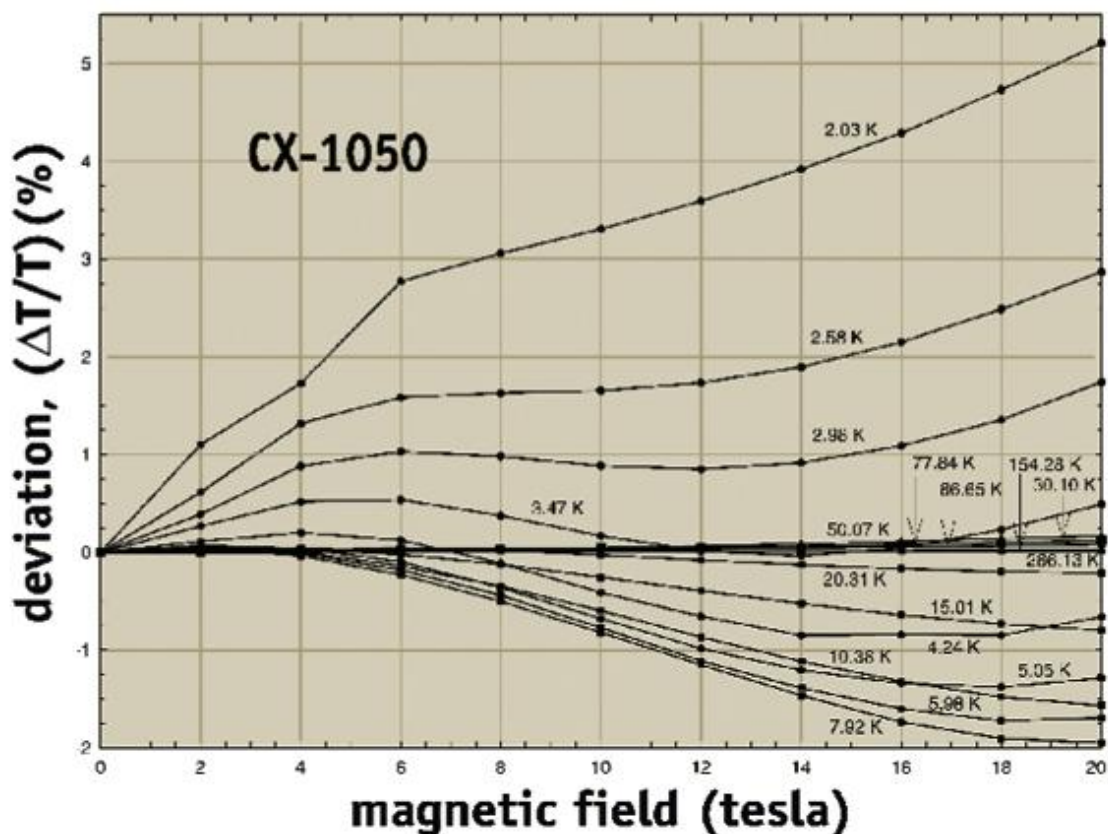


Figure 3.14 – Effet du champ magnétique sur les sondes de températures

#### d) Les mesures de tensions

L'aimant Seht a également été instrumenté avec plusieurs prises de tensions. Ces mesures de tensions sont nécessaires pour l'étude de la propagation du quench. La tension totale de l'aimant est la somme d'une composante inductive et d'une composante résistive (équation 3.2). Puisque la zone supra de l'aimant a une résistance nulle, la composante résistive de la tension représente la résistance de la zone normale de l'aimant. C'est donc l'étude de cette composante résistive de la tension totale qui nous permettra d'analyser la propagation de la zone normale lors d'un quench de l'aimant Seht.

$$U(t) = L \frac{dI(t)}{dt} + R(t)I(t) \quad (3.2)$$

Avec la nomenclature partielle suivante:

$U$  : tension de l'aimant [V]

$I$  : courant traversant l'aimant [A]

$R$  : résistance de l'aimant [ $\Omega$ ]

$L$  : inductance propre de l'aimant [H]

$t$  : temps [s]

Les mesures de tension qui seront utilisées tout au long de cette étude sont les mesures représentées sur la figure 3.5. Ces prises de tensions sont nommées 'U' avec pour indice le numéro de la première galette incluse dans la prise de tension suivi du numéro de la dernière galette incluse dans la prise de tension. Ces mesures de tensions ont alors été réparties comme suit :

- Des mesures de tension autour des doubles galettes du bas, du milieu et du haut de l'aimant :  $U_{1-2}$ ,  $U_{59-62}$ ,  $U_{61-64}$ ,  $U_{119-120}$
- Des mesures des tensions de demi-aimant :  $U_{1-60}$  et  $U_{61-120}$
- Une mesure de la tension de l'aimant entier :  $U_{1-120}$

On notera que l'étude de la composante résistive de chacune de ces tensions suppose que l'on soit capable de retrancher la composante inductive à la valeur de la tension totale. En théorie, il suffit de connaître l'inductance propre correspondant à chaque prise de tension ainsi que le terme  $dI/dt$  pour pouvoir retrancher la partie inductive de la tension à sa valeur totale. Cependant, le terme  $dI/dt$  calculé à partir de la mesure expérimentale du courant était trop bruité pour donner des valeurs exploitables de tension résistive. Nous avons alors décidé de ne pas calculer  $dI/dt$  mais d'utiliser une mesure de tension qui lui serait directement proportionnelle durant tous les quenches. C'est la tension  $U_{1-2}$  qui a joué ce rôle. En effet, l'analyse des quenches a montré que les galettes n° 1 et 2 n'ont jamais transitées lors des quenches réalisés sauf une fois lorsque le quench a été initié au niveau de la galette n° 2. On peut alors supposer que durant tout ces quenches la tension  $U_{1-2}$  est restée proportionnelle à la dérivée de l'intensité par rapport au temps sous la forme :

$$U_{1-2}(t) = L_{1-2} \frac{dI(t)}{dt} \quad (3.3)$$

Pour déterminer le coefficient de proportionnalité entre chaque tension et  $U_{1-2}$  on a alors utilisé l'évolution de chacune de ces tensions durant une décharge rapide manuelle (sans quench). Cependant l'étude du rapport de chaque tension avec  $U_{1-2}$  durant la décharge rapide a montré que ce coefficient n'était pas constant dans la pratique comme cela aurait dû être le cas théoriquement. La figure 3.15 représente l'évolution du rapport  $U_{61-64}/U_{1-2}$  durant la décharge rapide.

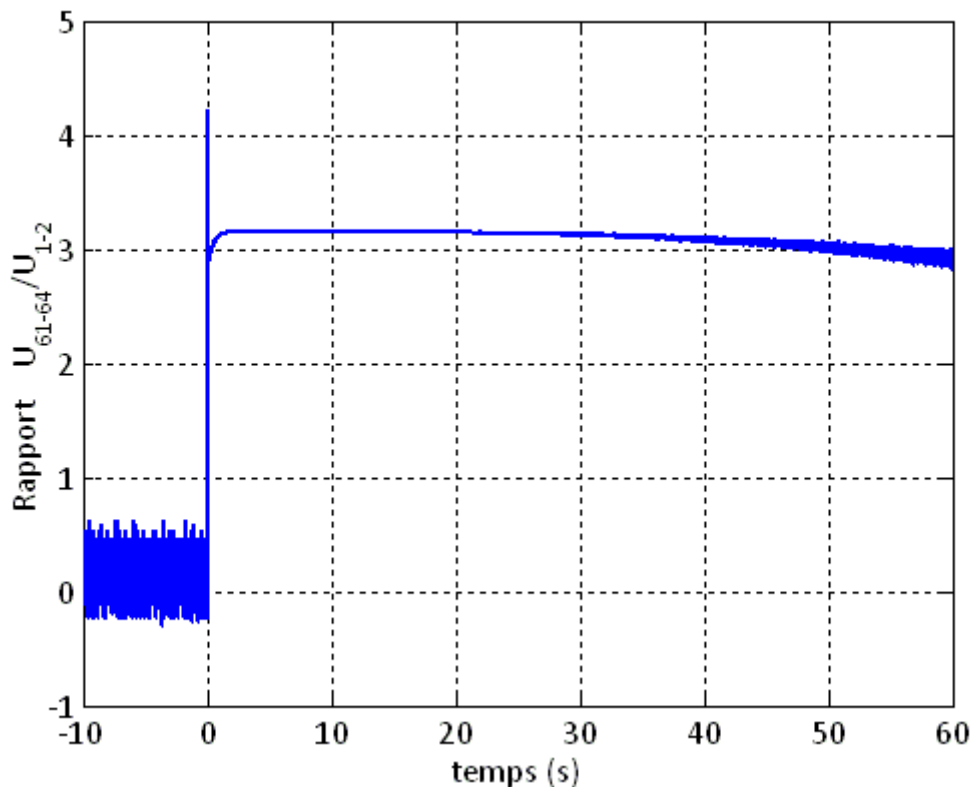


Figure 3.15 – Évolution du rapport  $U_{61-64}/U_{1-2}$  en fonction du temps durant la décharge rapide (DR) manuelle

On distingue alors quatre phases sur l'évolution du rapport  $U_{61-64}/U_{1-2}$  durant la décharge rapide :

- $t \leq 0$  s (avant la décharge) : les deux tensions étant quasiment nulles on mesure le rapport des bruits de chacune d'entre elle,
- $t = 0$  s : l'ouverture des contacteurs induit une forte discontinuité dans l'évolution des tensions,
- $0 \text{ s} \leq t \leq 2,5 \text{ s}$  : les deux tensions ne sont pas proportionnelles. La création de courants induits dans les fils d'instrumentation suite à l'ouverture des contacteurs pourrait être la raison de cette non proportionnalité. Cependant la raison exacte de ce phénomène reste mal comprise,
- $2,5 \text{ s} \leq t \leq 20 \text{ s}$  : on est dans la phase correspondant à la théorie. Le rapport des

tensions est constant égal à au rapport des inductances  $L_{61-64}/L_{1-2}$ ,

- $20 \text{ s} \leq t$  : les deux tensions redeviennent proches de zéro. On tend vers une phase proche de la première phase où l'on ne mesurera plus que le rapport des bruits des deux tensions.

Afin de pallier le fait que les tensions ne sont pas parfaitement proportionnelles les unes avec les autres on a décidé de calculer la partie résistive de chaque tension durant les quenches à l'aide un coefficient de proportionnalité variable au cours du temps selon l'équation 3.4.

$$R_{i-j}(t)I(t) = U_{i-j}(t) - \frac{U_{i-j}^{DR}(t)}{U_{1-2}^{DR}(t)} U_{1-2}(t) \quad (3.4)$$

Les tensions résistives calculées par cette méthode seront présentées et analysées dans les chapitres suivants. La figure 3.16 présente l'ensemble de l'instrumentation interne de l'aimant Seht.

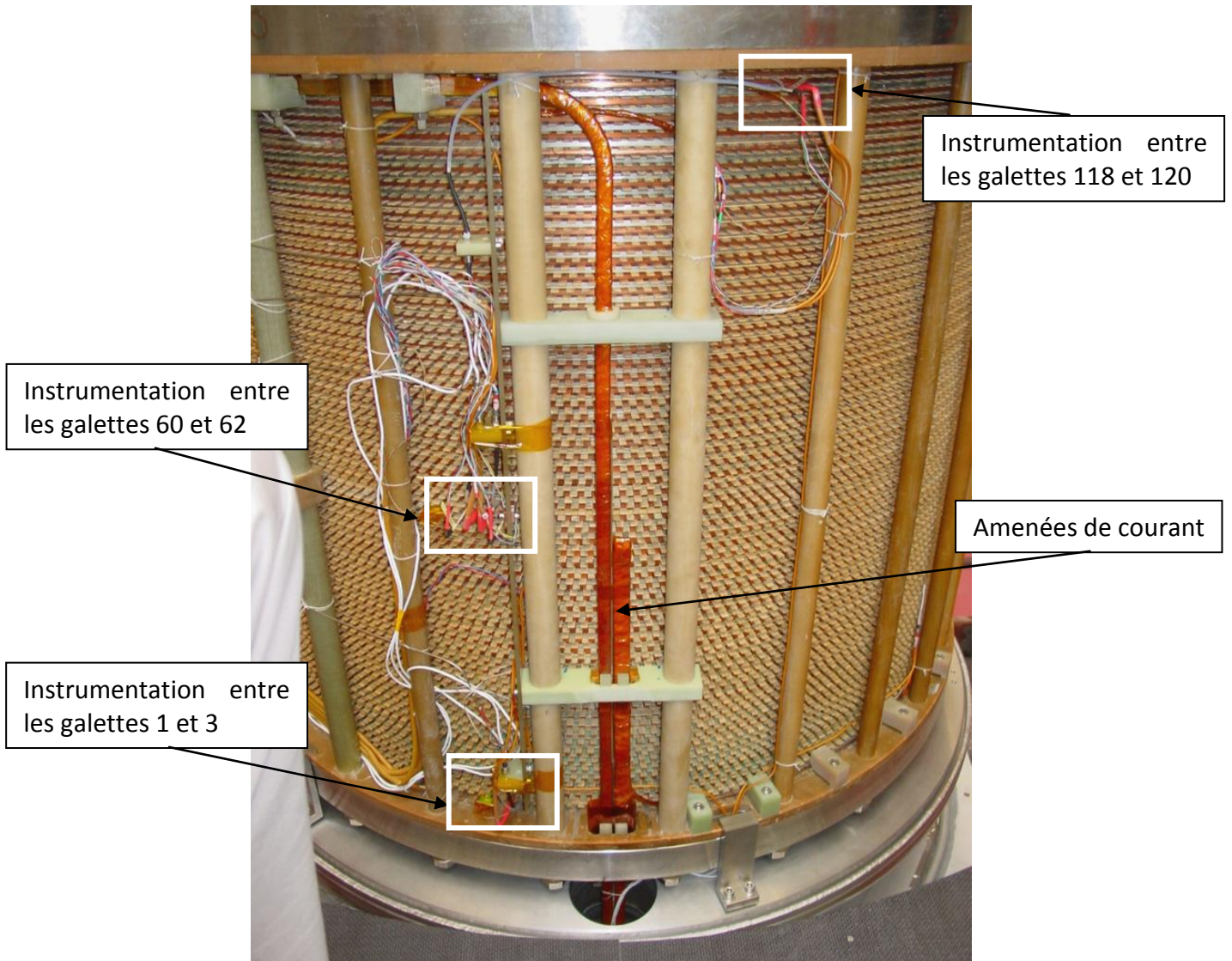


Figure 3.16 – Photo de l'instrumentation de l'aimant Seht sur toute sa hauteur

### 3.2.2. Instrumentation externe de la station Seht

#### a) Mesures de pression

C'est toujours dans le but d'étudier la thermohydraulique de l'hélium lors du quench de l'aimant Seht que les parties externes à l'aimant ont été instrumentées. Les mesures de pression externes auxquelles nous nous intéresseront tout au long de cette étude sont celles représentées sur la figure 3.17.

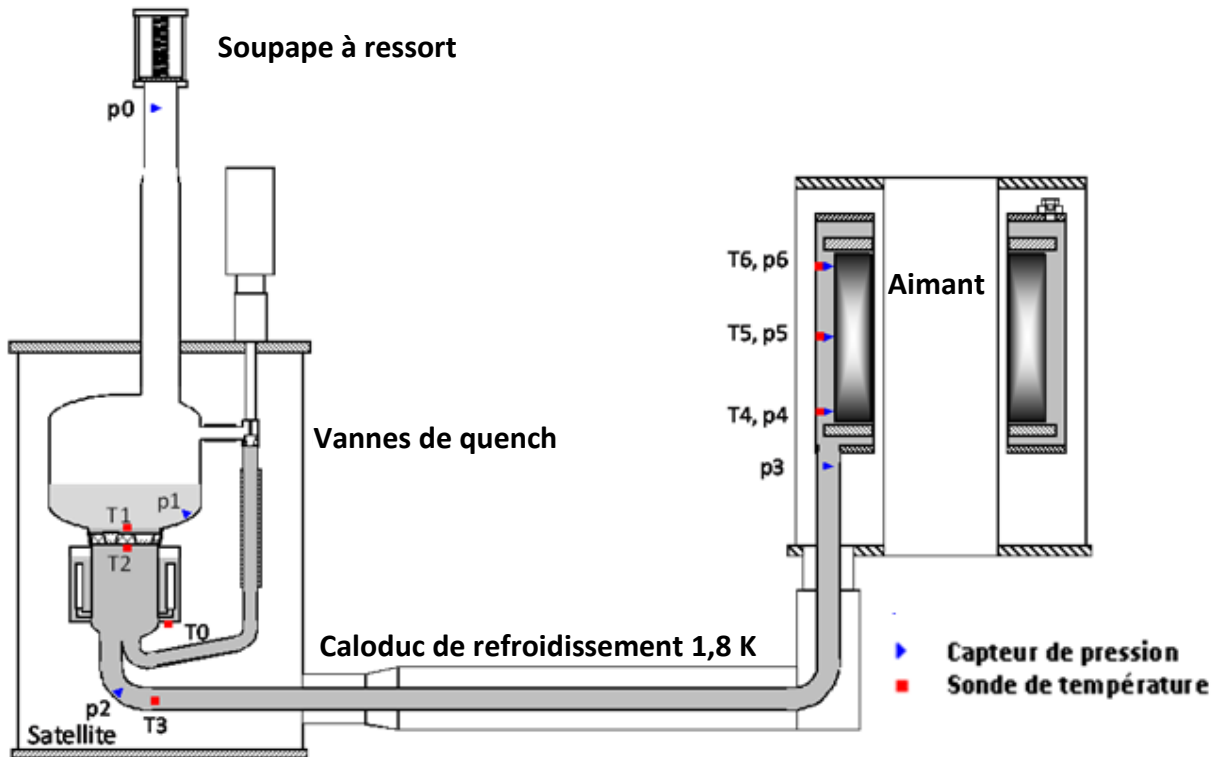


Figure 3.17 – Schéma de l'instrumentation externe de la station d'essai Seht

Les capteurs de pression, qui sont du même type que ceux présentés en 3.2.1.b), ont été répartis comme suit :

- Un capteur chaud de référence :  $p_0$
- Un capteur dans le bain saturé à 4,5 K :  $p_1$
- Deux capteurs à l'entrée et à la sortie du caloduc :  $p_2$  et  $p_3$
- Trois capteurs dans le bain d'hélium superfluide entourant l'aimant :  $p_4$ ,  $p_5$  et  $p_6$

Ces cinq capteurs ont tous été montés avec leur zone de mesure étant directement dans l'hélium (ou prolongée par un capillaire) et leur référence connectée au vide. On peut voir par exemple sur la figure 3.18 que les capteurs  $p_4$ ,  $p_5$  et  $p_6$  ont été montés directement sur l'enceinte à vide du tank hélium. Pour finir, ces capteurs ont été étalonnés au CEA Saclay avec ceux présentés en 3.2.1.a). Étant du même type que les capteurs internes, ils ont des courbes d'étalonnage similaires à celles présentées sur la figure 3.9.



Figure 3.18 – Photo des capteurs de pression externes soudés sur l'enceinte à vide du tank hélium de l'aimant Seht

#### *b) Mesures de température*

Comme on peut le voir sur la figure 3.17, l'extérieur de l'aimant a également été instrumenté avec des sondes de températures. Ces sondes ont été réparties comme suit :

- Une sonde montée du côté vide de la paroi inox du bain saturé à 1,8 K :  $T_0$ . Il y a ici environ 8 mm d'inox entre la sonde et l'hélium
- Une sonde collée au dessus de la plaque  $T_\lambda$  dans le bain saturé à 4,5 K :  $T_1$
- Une sonde collée en dessous de la plaque  $T_\lambda$  dans le bain pressurisé à 1,8 K :  $T_2$
- Une sonde à l'entrée du caloduc coté satellite :  $T_3$ . La partie inférieure de cette sonde à été collée au caloduc et la partie supérieure laissée libre à l'hélium sans interface
- Trois sondes dans le bain pressurisé superfluide entourant l'aimant placées sur des supports en époxy ou en cuivre (figure 3.20) :  $T_4$ ,  $T_5$  et  $T_6$ .



Contrairement aux sondes insérées dans les canaux de l'aimant, seule  $T_3$  est de type Cernox BC. Le reste des sondes utilisées pour l'instrumentation externe de la station sont des sondes de type Cernox SD. Ces sondes ont des caractéristiques (température de fonctionnement, sensibilité au champ magnétique, etc.) très proches des Cernox BC à la différence près qu'elles sont encapsulées (figure 3.19) et non pas « nues » au contact du fluide. Le fait qu'elles soient encapsulées affecte principalement leurs temps de réponses. En effet une Cernox SD aura un temps de réponse à 4,2 K de 15 ms au lieu de 1,5 ms pour une Cernox BC (données constructeur). On notera ici que le fait que les sondes encapsulées soient recouvertes de colle augmentera leurs temps de réponse d'environ 4 ms à 4,2 K.

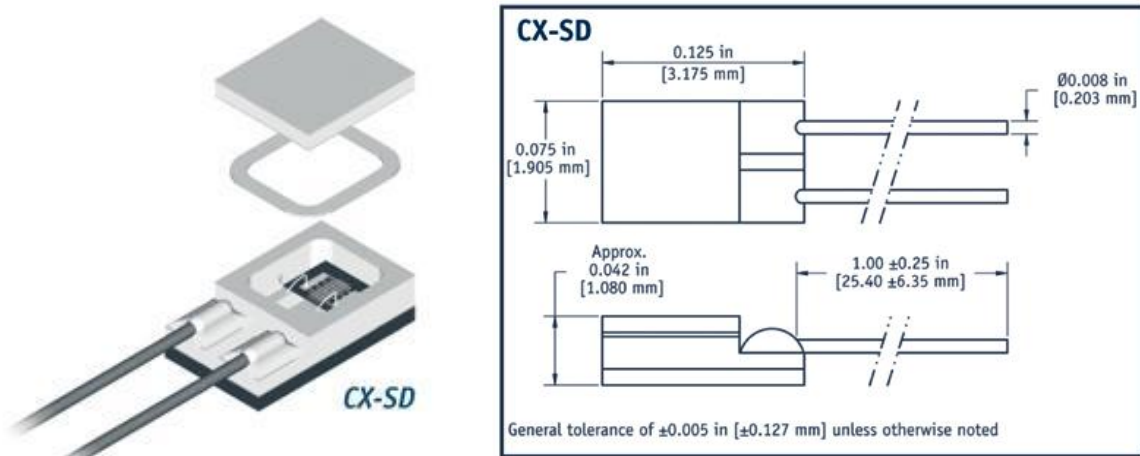


Figure 3.19 – Caractéristiques des sondes de température Cernox SD de LakeShore

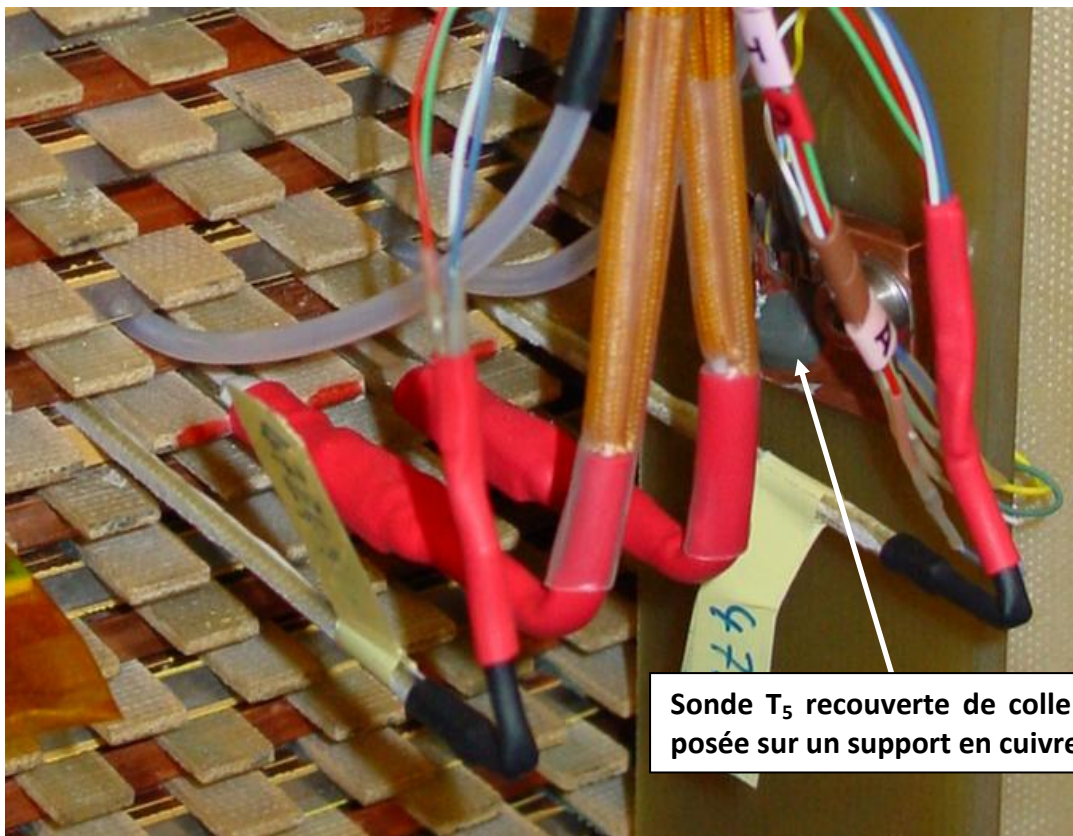


Figure 3.20 – Photo de la sonde  $T_5$  placée face à l'instrumentation interne des galettes 60 et 61

### 3.3. Protocole expérimental d'un quench provoqué de l'aimant Seht

#### 3.3.1. Charge de l'aimant

La 1<sup>ère</sup> étape du protocole expérimental mis en place pour les essais de quench de l'aimant Seht est d'atteindre un état d'équilibre du système cryogénique aux pression et température souhaitées. Une fois cet équilibre atteint, le courant est monté dans l'aimant jusqu'à atteindre sa valeur nominale. Dans notre cas le courant est monté à la vitesse de  $0,2 \text{ A}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cela prend donc environ 1 h 13 min pour charger l'aimant au courant nominal de 886 A. L'aimant est chargé à l'aide d'une alimentation extérieure de 1000 A / 10 V. La figure 3.21 montre l'évolution du courant lors de la charge de l'aimant. On peut également voir sur la figure 3.21 la présence d'un plateau de courant à la valeur nominale de celui-ci. Ce plateau de courant correspond au temps attendu pour atteindre de nouveau l'équilibre thermique dans le bain d'hélium. En effet, la montée du courant engendre des pertes thermiques dans le conducteur ou encore au niveau des jonctions résistives entre les galettes.

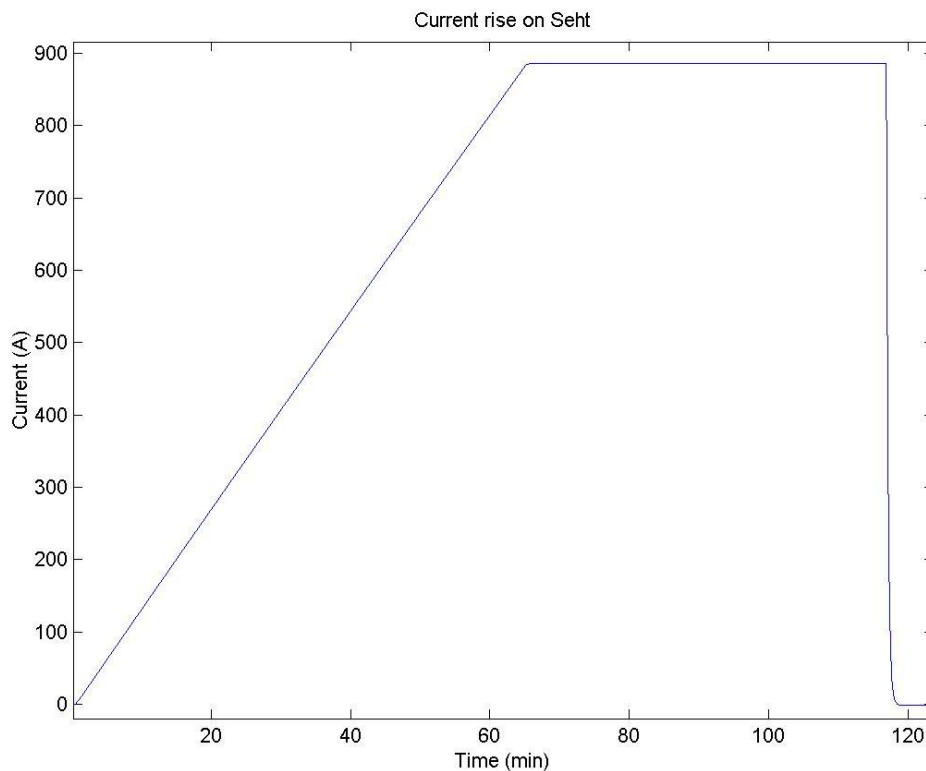


Figure 3.21 – Montée de courant sur l'aimant Seht

#### 3.3.2. Impulsions induites par les chaufferettes

Une fois l'aimant chargé au courant nominal, il faut pouvoir induire une perturbation thermique locale dans l'aimant pour déclencher un quench. C'est pour cette raison que les éléments chauffants présentés en 3.2.1.a) ont été insérés dans certains canaux de l'aimant. Le protocole expérimental pour faire transiter le conducteur de l'aimant Seht a été le suivant :

- Connecter la chaufferette souhaitée à une alimentation extérieure de 25 W
- Réaliser une première impulsion de 0,1 s pour une puissance de 25 W

- Augmenter la durée d'impulsion par pas de 0,1 s jusqu'à faire transiter l'aimant

La figure 3.22 montre l'évolution de la tension résistive de l'aimant pour différentes durées d'impulsion. Cette figure représente l'initiation d'un quench fait à une température de 1,78 K, un courant de 886 A et un champ magnétique de 8,93 T au niveau du conducteur chauffé.

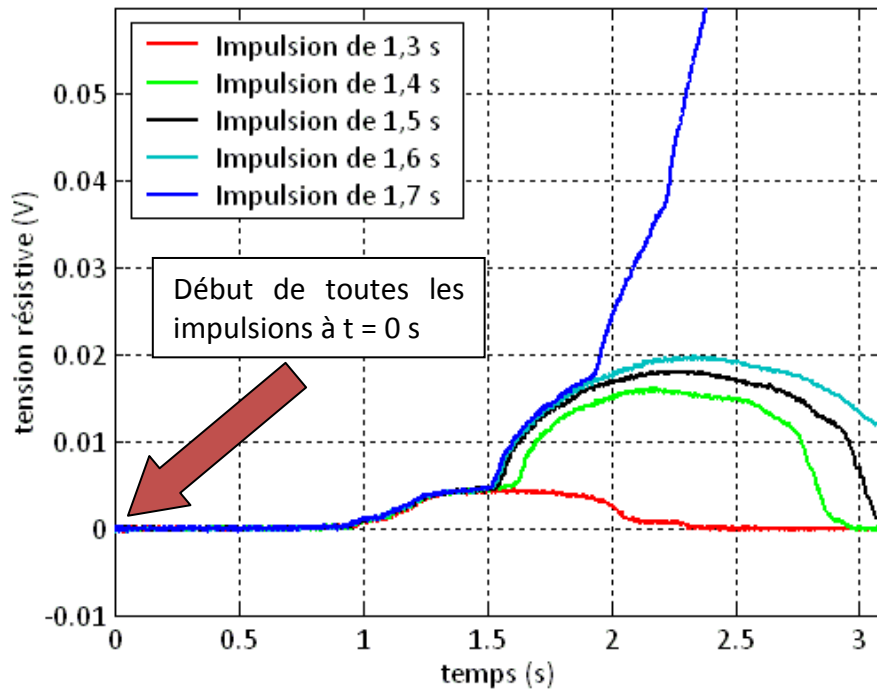


Figure 3.22 – Évolution de la résistance de l'aimant en fonction de la durée des impulsions de chaufferettes

On voit sur la figure 3.22 que pour des impulsions d'une durée inférieure ou égale à 1,6 s le conducteur commence une transition résistive puis récupère son état supraconducteur en moins d'une seconde. Ceci est dû à la bonne stabilité thermique de l'aimant Seht. Ainsi, pour des durées d'impulsion inférieures à 1,6 s, le flux thermique évacué par les canaux d'hélium est supérieur à la puissance dissipée lors de la transition de l'aimant. Pour l'impulsion de 1,7 s, le flux évacué par l'hélium n'est plus suffisant pour refroidir la zone transitée de l'aimant et la faire retourner à son état supraconducteur. Dans ce cas la transition amorcée se propage et ne peut plus être arrêtée par le simple refroidissement des canaux d'hélium. Ces observations qualitatives peuvent également s'expliquer de manière quantitative par la comparaison des différentes puissances.

La puissance volumique dissipée par un conducteur transité s'écrit :

$$\dot{Q}_v = \rho J^2 \quad (3.5)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

- $\rho$  : résistivité du conducteur [ $\Omega \cdot m$ ]
- $J$  : densité de courant dans le conducteur [ $A \cdot m^{-2}$ ]

En ce qui concerne le flux maximal transporté par Gorter Mellink dans un canal d'hélium superfluide en stationnaire (chapitre 1), il s'écrit :

$$\dot{Q}_\lambda = \frac{1}{L^{1/3}} \cdot \left( \int_{T_0}^{T_\lambda} f(T) dT \right)^{1/3} \cdot S \quad (3.6)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$L$  : longueur du canal d'hélium [m]

$T_0$  : température du bain (extrémité du canal) [K]

$T_\lambda = 2,17$  K : la température de transition entre l'hélium II (superfluide) et l'hélium I (normal)

$f(T)$  : la fonction de conductivité thermique de l'hélium superfluide [ $W^3 \cdot m^{-5} \cdot K^{-1}$ ]

$S$  : la section transverse du canal d'hélium [ $m^2$ ]

Pour faire l'application numérique des équations 3.5 et 3.6 on considère un motif élémentaire d'une galette de l'aimant Seht. Ce motif est constitué d'une longueur élémentaire de conducteur prise « en sandwich » entre deux canaux d'hélium et deux espaceurs en G10 (figure 3.23).

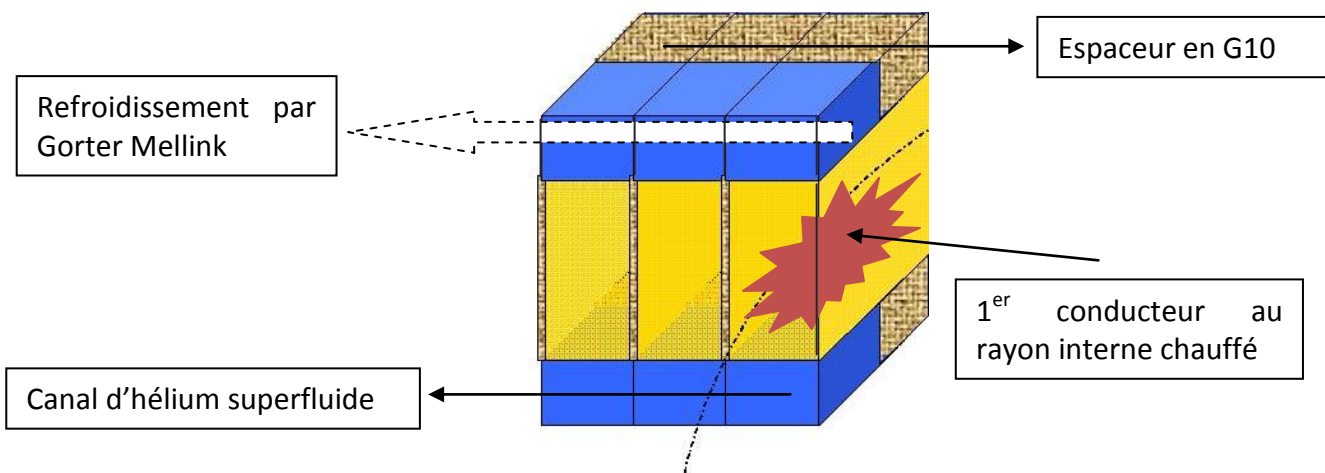


Figure 3.23 – Schéma d'un motif élémentaire du bobinage de l'aimant Seht

Si on prend le cas où l'on chauffe le conducteur au champ maximal de l'aimant (8,93 T), on obtient une puissance volumique dissipée par effet joule dans le conducteur de ce motif élémentaire (9,7 mm) de 0,46 W. De même, si l'on considère un canal d'hélium liant thermiquement ce conducteur du rayon interne avec le bain au rayon externe de l'aimant on obtient une puissance maximale évacuée de 0,33 W par canal d'hélium. Le conducteur étant entouré par deux canaux d'hélium, la puissance maximale évacuée vaut en réalité 0,66 W. On constate donc ici que la puissance « évacuée » par un canal d'hélium est supérieure à la puissance dissipée dans la longueur de conducteur qui lui correspond. Ceci explique que l'aimant puisse récupérer son état supraconducteur après avoir commencé à transiter comme on peut le voir sur la figure 3.22. De plus, on notera ici que la conduction le long du

conducteur et l'évacuation d'une partie du flux vers l'intérieur du bobinage par Gorter Mellink participent également au refroidissement du conducteur et donc à sa récupération de l'état supraconducteur. Notre calcul précédent montre donc qu'il faudra transiter au moins deux conducteurs pour pouvoir initier un quench et éviter que le conducteur ne récupère son état supraconducteur. Ceci est cohérent avec ce que l'on observe expérimentalement. Durant l'impulsion, la transition se propage par diffusion aux spires voisines de la spire où a été initiée la transition par chaufferette. Une fois que trois (ou quatre) spires sont transitées, la puissance de refroidissement n'est plus suffisante pour retenir le quench. Le quench se propage alors au reste de l'aimant et ne reste plus localisé à une petite portion de conducteur. On étudiera plus en détail la propagation de la zone normale lors des quenchs provoqués dans les chapitres 4 et 5.

### 3.3.3. Détection du quench et protection de l'aimant

Afin d'éviter que le quench ne détériore l'aimant, une procédure de sécurité a été mise en place pour que le quench soit détecté rapidement et que l'aimant soit ensuite déchargé de tout son courant. La figure 3.24 représente le schéma électrique de fonctionnement de l'aimant Seht. DUP1 et DUP2 sont ici des mesures utilisant les prises de tension nommées A, B, C et D qui permettent d'assurer la détection des quenchs et donc la protection de l'aimant. On notera ici que ces prises sont différentes de celles présentées en 3.2.1.d) et qui elles sont dédiées à l'étude du quench et non pas à la protection de l'aimant.

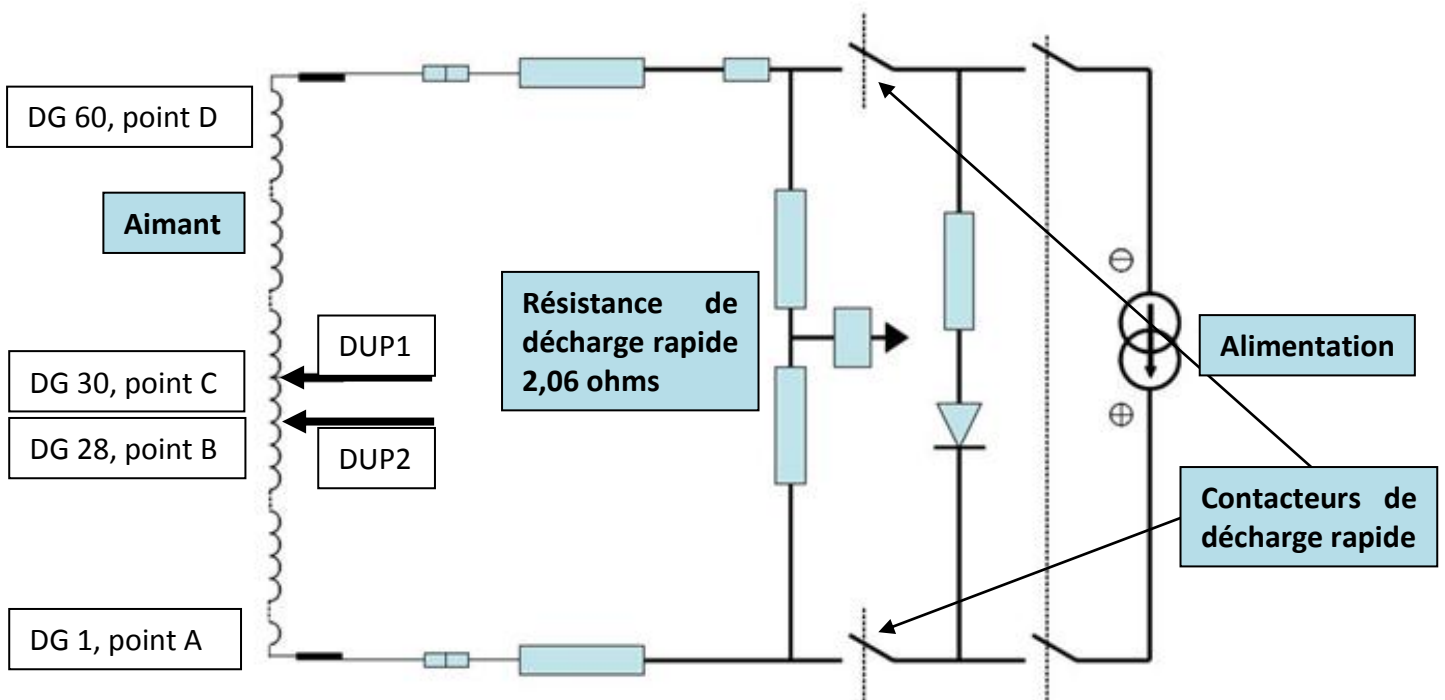


Figure 3.24 – Schéma du circuit électrique de l'installation Seht

Les prises de tension A, C et D sont placées respectivement tout en bas (double galette n° 1), au milieu (double galette n° 30) et tout en haut de l'aimant (double galette n° 60). En ce qui concerne la prise de tension B, elle se trouve légèrement en dessous du milieu de l'aimant (double galette n° 28). Les mesures DUP1 et DUP2 sont alors paramétrées pour vérifier les équations suivantes :

$$DUP1 = U_{CD} - U_{AC} = L_{CD} \frac{dI}{dt} - L_{AC} \frac{dI}{dt} + R_{CD}I - R_{AC}I = R_{CD}I - R_{AC}I \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} DUP2 = U_{BD} - \alpha U_{AB} &= L_{BD} \frac{dI}{dt} - \alpha L_{AB} \frac{dI}{dt} + R_{BD}I - \alpha R_{AB}I \\ &= R_{BD}I - \alpha R_{AB}I \end{aligned} \quad (3.8)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$U$  : tensions [V]

$R$  : résistances [ $\Omega$ ]

$I$  : courant [A]

$\alpha$  : paramètre de compensation vérifiant  $L_{BD} - \alpha L_{AB} = 0$  [sans dimension]

On voit alors sur les équations 3.7 et 3.8 que les mesures DUP1 et DUP2 permettent de détecter la présence d'une transition résistive dans l'aimant. En effet, si une transition résistive se déclenche uniquement dans la partie supérieure ou inférieure de l'aimant, DUP1 et DUP2 deviendront non nulles.. La deuxième mesure DUP2 est nécessaire pour détecter un quench qui se déclencherait au milieu de l'aimant (double galette 30) et qui se propagerait à la fois vers le haut et le bas de l'aimant de manière parfaitement symétrique. Dans ce cas on aurait  $R_{CD} = R_{AC}$  et la mesure DUP1 resterait identiquement nulle malgré la présence d'une transition résistive. C'est dans ce cas que la mesure DUP2 est nécessaire puisqu'elle est la seule à détecter le quench.

La procédure de sécurité mise en place sur la station Seht à l'aide de ces mesures est la suivante :

- Si la mesure DUP1 dépasse  $\pm 100$  mV pendant plus de 300 ms **OU**
- Si la mesure DUP2 dépasse  $\pm 100$  mV pendant plus de 200 ms **ALORS**
- On ouvre les contacteurs du circuit électrique de l'installation (figure 3.24)

L'ouverture du contacteur provoque une décharge rapide du courant de l'aimant sur une résistance externe de 2,06  $\Omega$ .

Le temps caractéristique  $\tau_d$  de la décharge rapide vérifie l'équation 3.9 :

$$\tau_d = \frac{L}{R_d} \quad (3.9)$$

Avec  $L$  l'inductance totale de l'aimant (environ 44 H) et  $R_d$  la résistance de décharge. On

obtient alors un temps caractéristique de décharge de 21,4 s. On notera ici que ce temps est une valeur théorique dans le cas où la résistance du système reste constante. Cependant l'échauffement de la résistance de décharge et la propagation d'une transition résistive dans l'aimant sont deux phénomènes qui ont tendance à augmenter la résistance totale du système. À cause de ces deux phénomènes, la décharge sera toujours légèrement plus rapide que dans le cas théorique. La figure 3.25 montre l'allure d'une décharge rapide provoquée manuellement sans présence de quench. On constate que l'aimant est quasi totalement déchargé en environ 60 s.

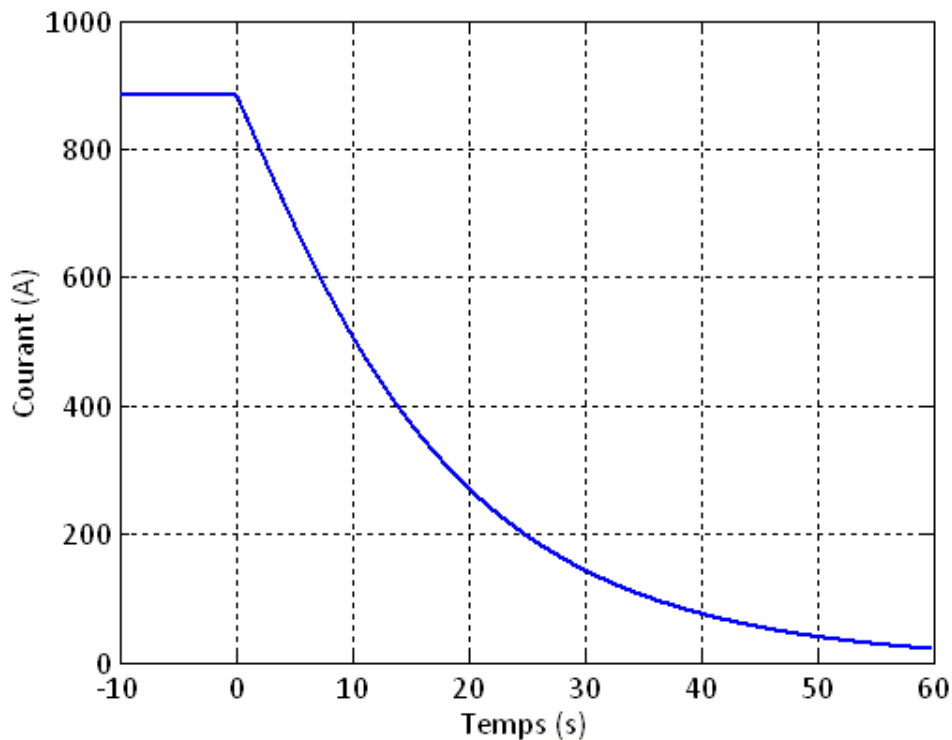


Figure 3.25 – Décharge rapide du courant sur la station d'essai Seht

### Conclusion

Ce chapitre a permis de décrire les principales caractéristiques magnétiques et cryogéniques de la station d'essai Seht. On y a également décrit l'instrumentation qui a été mise en place pour l'étude détaillée des quenches et de la thermohydraulique de l'hélium durant le quench. Pour finir, le protocole expérimental de déclenchement d'un quench et la procédure de sécurité pour la protection de l'aimant ont également été décrits dans ce chapitre. Toutes ces descriptions ayant été faites, le chapitre 4 présentera les résultats expérimentaux obtenus lors des essais de quench. Ces résultats seront interprétés physiquement et analysés tout au long du chapitre 4.

## Chapitre 4 Analyse des résultats expérimentaux des essais de quenches de l'aimant Seht

### Objectifs du chapitre 4

- Présenter les résultats expérimentaux des essais de quenches de l'aimant Seht
- Mettre en évidence les phénomènes physiques intervenants dans la propagation de la zone normale lors du quench
- Mettre en évidence les mécanismes physiques responsables de la montée de pression dans le système lors du quench
- Étudier la corrélation qui existe entre la propagation de la zone normale lors du quench et la montée de pression induite

### 4.1. Résultats expérimentaux

#### 4.1.1. Un quench typique

##### a) Description du déroulement d'un quench

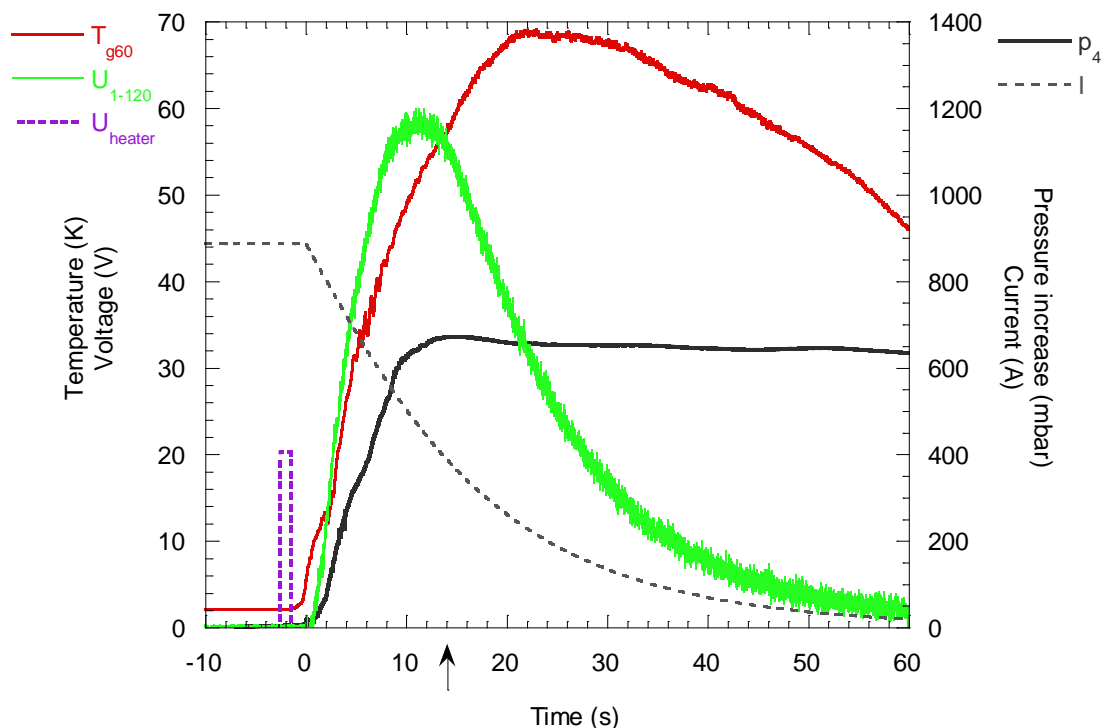


Figure 4.1 – Évolution des principales grandeurs physiques lors d'un quench typique.  $t = 0$  s correspond au moment où la décharge rapide de l'aimant se déclenche.



La figure 4.1 présente l'évolution typique des principales grandeurs physiques durant un quench réalisé à une température initiale de 1,98 K et un courant de 886 A. La chaufferette utilisée ici chauffe les deux premiers conducteurs du rayon interne de la galette n° 61 de l'aimant Seht. Pour initier ce quench, on a déposé dans la chaufferette une puissance de 25 W durant 1,15 s. On peut alors distinguer sur la figure 4.1 trois phases principales dans la propagation du quench :

#### Phase 1 (figure 4.2)

Une impulsion de 25 W durant 1,15 s est commandée entre  $t = -2,55$  s et  $t = -1,4$  s. Cette impulsion induit une transition locale du conducteur. L'énergie déposée dans le conducteur étant ici suffisante pour provoquer un quench, la zone normale du conducteur continue de se propager après la fin de l'impulsion. Entre  $t = -1,4$  s et  $t = 0$  s la zone normale se propage à courant constant égal à 886 A. Le courant reste constant jusqu'à ce que la tension résistive de l'aimant dépasse le seuil de sécurité fixé dans la procédure de protection de l'aimant en cas de quench (0,1 V pendant plus de 0,3 s). La décharge rapide de l'aimant se déclenche lorsque la tension résistive de l'aimant a atteint 0,62 V. Les températures  $T_{g60a}$  et  $T_{g60b}$  étant inférieures à 7 K jusqu'à  $t = 0$  s (figure 4.2), on supposera ici que le conducteur transité a une température moyenne inférieure à 15 K durant la phase 1. Dans ce cas, on peut estimer l'ordre de grandeur de la longueur de la zone normale développée. La résistance mesurée de  $7,0 \cdot 10^{-4} \Omega$  avant la décharge du courant correspond à une longueur de conducteur transitée d'environ 11,6 m.

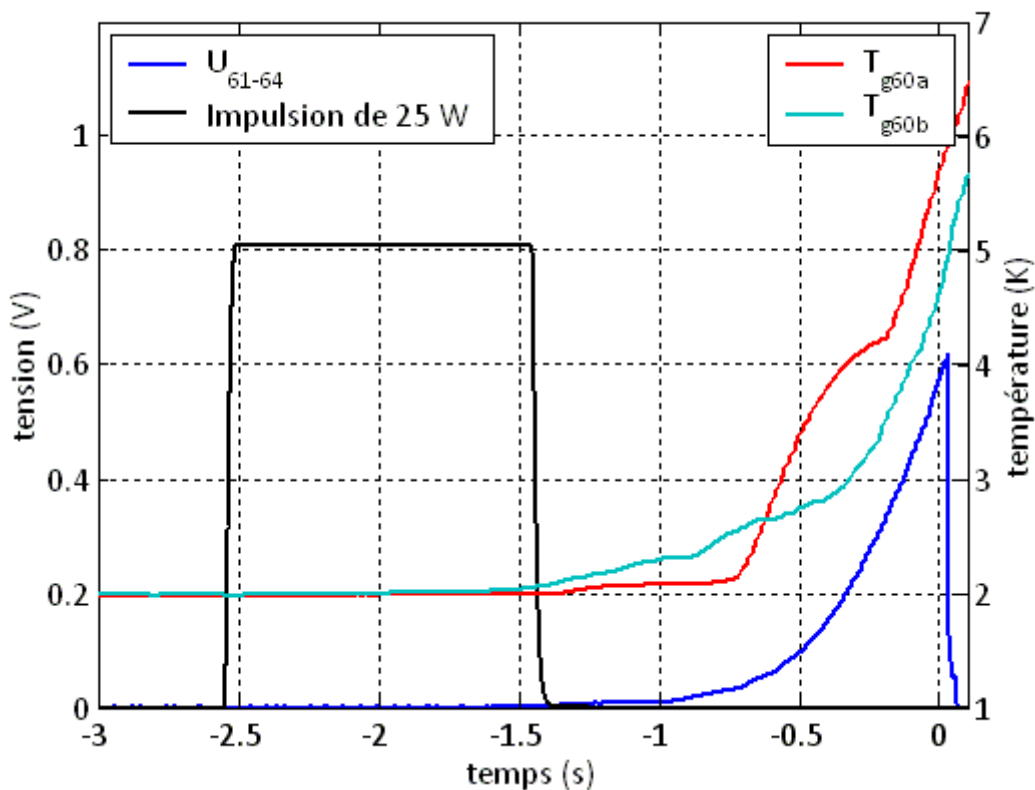


Figure 4.2 – Évolution de la tension et des températures  $T_{g60a}$  et  $T_{g60b}$  avant le début de la décharge rapide

## Phase 2

À partir de  $t = 0$  s le courant se décharge conformément à la procédure de sécurité dans une résistance externe de  $2,06 \Omega$ . Entre  $t = 0$  s et  $t = 10$  s, l'évolution de la tension résistive totale de l'aimant indique que la zone normale continue de se propager malgré la décharge de l'aimant. En parallèle de l'évolution de la tension résistive de l'aimant, la figure 4.1 nous montre l'évolution de la pression  $p_4$  et de la température  $T_{g60}$  insérée dans un canal d'hélium à proximité du conducteur chauffé. On constate tout d'abord que la température de l'hélium s'élève rapidement jusqu'à atteindre environ 50 K au bout de 10 s. Cette évolution de la température est tout simplement due au fait qu'une fois le conducteur transité, celui-ci passe à l'état résistif et dissipe alors de la puissance par effet joule. Le conducteur étant en contact direct avec l'hélium de ses canaux voisins, une partie de cette puissance dissipée va être transférée à l'hélium par transfert thermique conducto-convectif et donc chauffer celui-ci à son tour. Ensuite, on constate que la pression  $p_4$  augmente également en parallèle avec l'augmentation de la tension résistive totale mesurée. La pression monte alors d'environ 650 mbar en 10 s. En ce qui concerne les mécanismes responsables de cette montée de pression, ils seront analysés dans la partie 4.3.

## Phase 3

Vers  $t = 10$  s la tension résistive totale de l'aimant atteint un maximum puis diminue jusqu'à devenir presque nulle après  $t = 60$  s. Ceci est principalement dû à la décroissance rapide du courant. En effet, lorsque le courant diminue, deux phénomènes physiques participent au ralentissement puis à l'extinction du quench. Tout d'abord, le champ magnétique de chaque conducteur étant proportionnel au courant, la diminution rapide du courant induit une diminution aussi rapide du champ magnétique. Cette décroissance du champ magnétique induit à son tour une augmentation de la température de partage du courant et de la température critique du conducteur. Ainsi, la décroissance du courant rend la transition du conducteur de plus en plus difficile puisque l'énergie à fournir pour le transiter devient de plus en plus grande. Ensuite, la puissance dissipée par effet joule étant proportionnelle au carré du courant, la diminution rapide du courant induit une diminution encore plus rapide de la puissance dissipée par effet joule dans l'aimant. Or, la puissance dissipée par effet joule est le principal moteur de la propagation de la zone normale. En effet, lorsqu'une zone d'un conducteur est transitée, c'est la puissance dissipée par effet joule dans cette zone qui une fois transmise par conduction aux zones voisines leur permet de transiter à leur tour (chapitre 1). C'est donc l'effet joule qui permet à une transition locale de s'emballer, de se propager et donc de devenir un quench. Ainsi, ces deux phénomènes physiques participent ici au ralentissement de la propagation du quench. Ceci signifie donc qu'entre  $t = 0$  s et  $t = 10$  s la zone normale a continué de se propager mais de moins en moins vite jusqu'à ne plus se propager vers  $t = 10$  s. C'est ce qui explique que la tension résistive de l'aimant passe par un maximum vers  $t = 10$  s pour diminuer jusqu'à devenir quasi-nulle vers 60 s.

On constate ensuite que l'arrêt de la propagation du quench vers 10 s s'accompagne également d'un arrêt de la montée de pression vers 10 s. Celle-ci atteint alors un plateau puis diminue très légèrement après  $t = 12$  s. En ce qui concerne la température de l'hélium au voisinage du point d'amorçage du quench on constate que celle-ci continue de monter après 10 s et n'atteint un maximum que vers  $t = 25$  s. Ce décalage dans le temps est dû au

fait que l'augmentation locale de la température de l'hélium dans un canal n'est pas corrélée à la propagation de la zone normale mais à la puissance joule locale dissipée par le conducteur. Ainsi, le courant n'étant pas nul, même si le quench ne se propage plus, la zone transitée entre  $t = 0$  s et  $t = 10$  s est toujours résistive et dissipe donc toujours de la puissance par effet joule. Ceci explique donc que la température  $T_{g60}$  continue de monter après 10 s. Cependant, la puissance dissipée par effet joule n'est pas le seul phénomène physique à prendre en compte pour comprendre l'évolution de la température dans les canaux d'hélium au contact de la zone transitée. En réalité, le bilan thermique de l'hélium des canaux fait intervenir non seulement la puissance apportée au canal par l'effet joule du conducteur mais aussi la puissance évacuée du canal par le lien thermique qui existe entre celui-ci et le bain. En effet, tant qu'il reste de l'hélium superfluide dans une partie d'un canal, ce volume d'hélium échange par conduction à travers la longueur du canal avec le bain d'hélium qui se trouve à ses extrémités. Le transfert de chaleur en hélium superfluide sous le régime de Gorter Mellink étant très bon, le bain d'hélium joue alors ici le rôle d'une source froide connectée à l'hélium des canaux et en constante compétition avec la source chaude représentée par le conducteur transité. C'est donc au moment où la puissance apportée par la source chaude devient inférieure à la puissance évacuée par la source froide que la température de l'hélium chauffé commence à diminuer. L'hélium du canal se refroidit alors jusqu'à retrouver sa température initiale vers  $t = 100$  s.

b) Premières observations générales

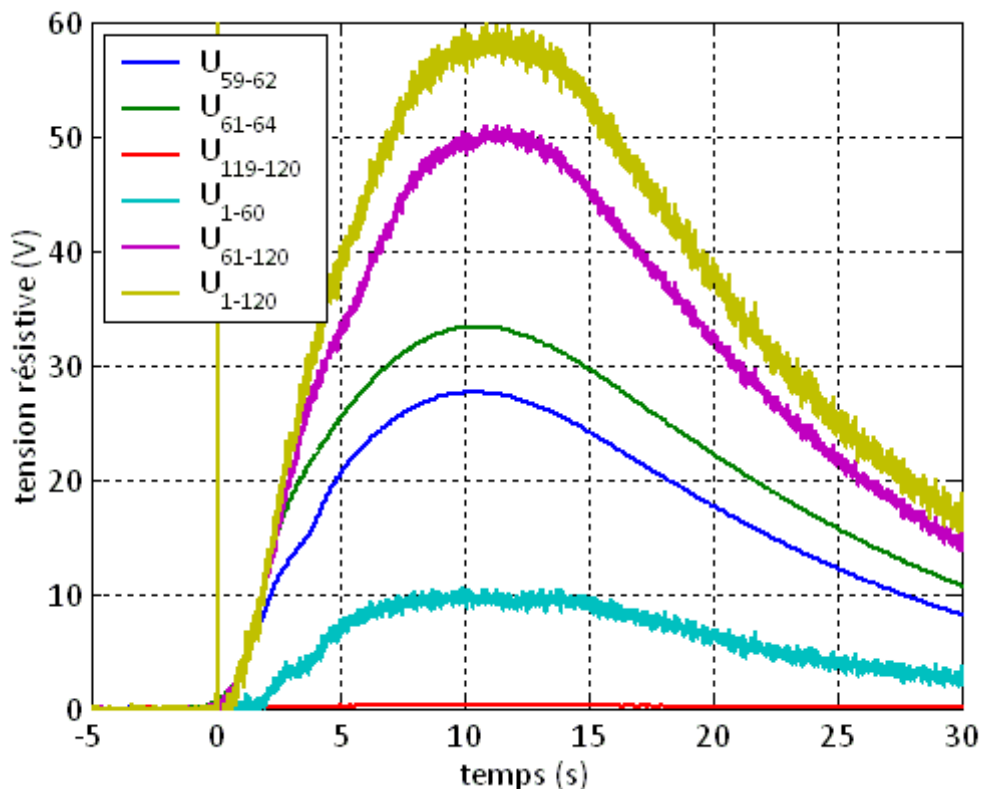


Figure 4.3 – Évolution des différentes tensions mesurées en fonction du temps durant le quench Q6

La figure 4.3 présente l'évolution de toutes les mesures de tension avec lesquelles a été instrumenté l'aimant Seht (chapitre 3). On constate alors une nette différence entre les tensions  $U_{1-60}$  et  $U_{61-120}$  qui atteignent leurs maximums respectifs à environ 10 V et 50 V. Ceci signifie que la propagation verticale du quench se fait de manière très dissymétrique. On

tentera d'expliquer physiquement l'existence de cette dissymétrie très marquée dans la suite du mémoire.

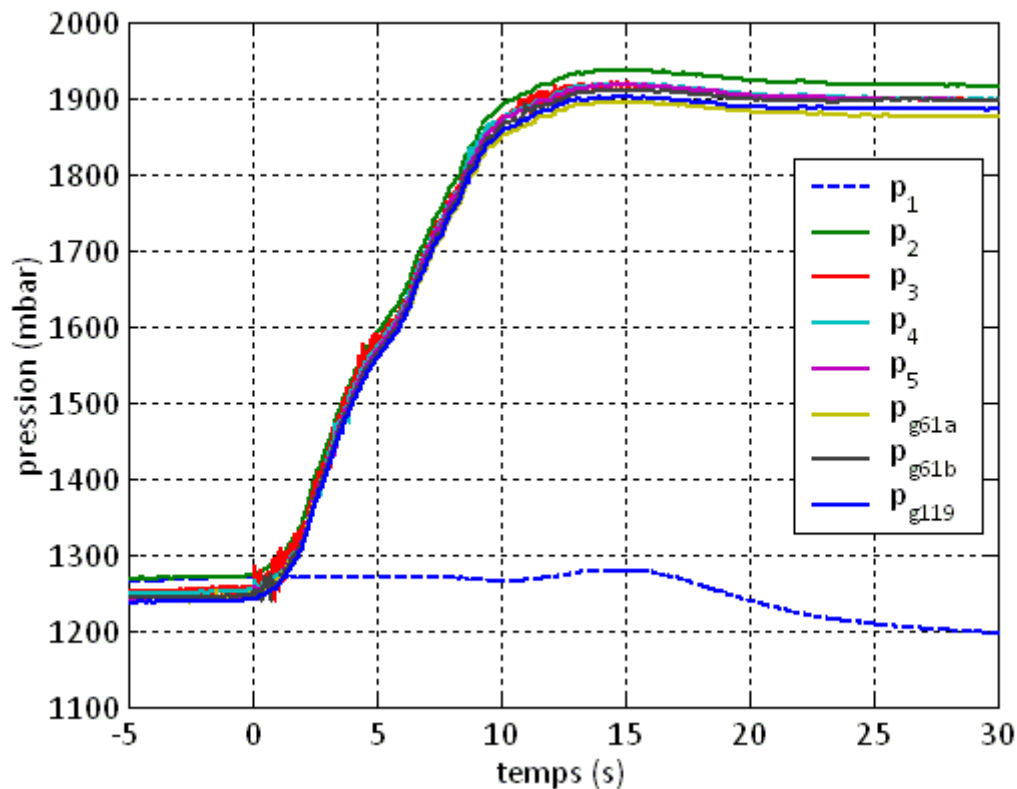


Figure 4.4 – Évolution des différentes mesures de pression en fonction du temps durant le quench Q6

La figure 4.4 montre que la pression évolue de manière homogène dans l'ensemble du bain superfluide pressurisé. Ceci signifie dans un premier temps que la montée de pression locale (chapitre 2) qui se produit dans les canaux d'hélium est négligeable dans ces expériences de quench. Ensuite, ceci signifie que la perte de charge qui existe entre le début et la fin du caloduc est également négligeable dans ces expériences. La pression étant homogène dans le bain, dans la suite de ce chapitre on n'utilisera systématiquement qu'une seule mesure de pression dans le but d'étudier la montée de pression. En ce qui concerne la pression  $p_1$  on constate qu'elle diminue de manière significative à partir de  $t = 16$  s. Ce comportement sera expliqué physiquement dans la suite de ce chapitre.

La figure 4.5 présente l'évolution des différentes températures mesurées en fonction du temps durant le quench. On constate alors que la sonde de température  $T_{g118}$  voit de l'hélium chaud à partir d'environ  $t = 4$  s. Ceci signifie dans un premier temps qu'une partie de l'hélium chauffé entre les galettes 61 et 62 est expulsé à l'extérieur des canaux. On notera ici que cette observation est tout à fait cohérente avec l'analyse faite au chapitre 1 du comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé. Ceci signifie dans un second temps que l'hélium chaud expulsé des canaux remonte verticalement sous l'effet de la gravité le long de l'espace annulaire séparant le bobinage de l'enceinte hélium. Ensuite, les températures  $T_4$ ,  $T_5$  et  $T_6$  montrent que le bain d'hélium se stratifie petit à petit de haut en bas au cours du temps. Ainsi, à la fin de ce quench, moins de la moitié de l'aimant est toujours plongée dans de l'hélium superfluide. En effet, la moitié supérieure de l'aimant est entièrement entourée d'hélium I liquide voire gazeux.

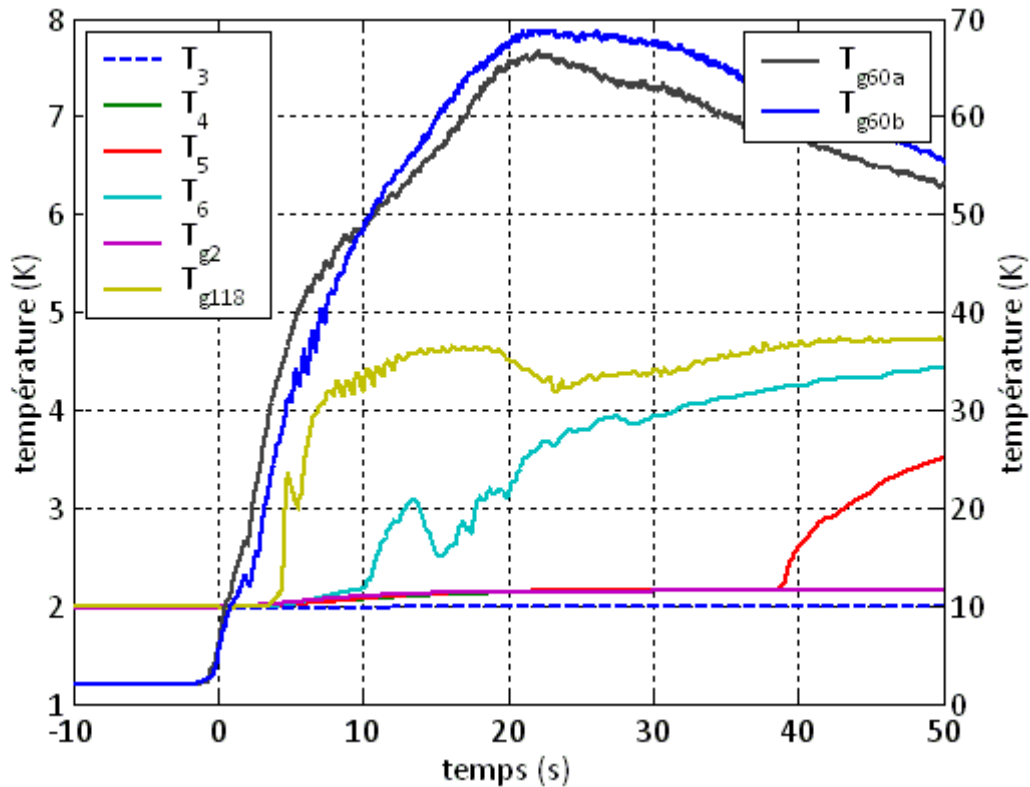


Figure 4.5 – Évolution des différentes mesures de température en fonction du temps durant le quench Q6

#### 4.1.2. Résultats expérimentaux de l'ensemble des quenches

C'est dans le but de mieux comprendre les mécanismes de la montée de pression lors du quench que certains paramètres ont été variés lors des différentes campagnes d'essai. Ainsi, seize quenches en tout ont été réalisés et les principaux paramètres qui ont été variés sont les suivants :

- La température du bain : de 1,78 K à 2,16 K
- Le courant de fonctionnement : 686 A, 786 A et 886 A
- La galette chauffée (et donc le champ magnétique) : n° 3, n° 61 et n° 119

Le tableau 4.1 présente les caractéristiques de tous les quenches effectués.

Tableau 4.1 – Tableau récapitulatif de tous les quenches réalisés

Numéro du quench	$T_0$ (K)	$I_0$ (A)	Galette chauffée	$B_0$ (T)
1	1,78	886	61 (milieu)	8,8
2	1,98	886	61	8,8
3	2,08	886	61	8,8
4	1,90	886	61	8,8
5 <sup>a</sup>	1,98	886	61	8,8
6	1,98	886	61	8,8
7	1,98	886	119 (haut)	6,7

8	1,98	886	3 (bas)	6,8
9	1,98	786	61	7,8
10	1,98	686	61	6,8
11	1,98	586	61	5,8
12	1,78	886	61	8,8
13	2,08	686	61	6,8
14	2,16	686	61	6,8
15	1,98	686	61	6,8
16 <sup>b</sup>	1,98	686	61	6,8

<sup>a</sup> Les soupapes de sécurité ont été ouvertes manuellement avant l'initiation du quench

<sup>b</sup> La résistance de décharge a été fixée à 1,04  $\Omega$  au lieu de 2,06  $\Omega$

Les figures allant de 4.6 à 4.10 présentent les évolutions des grandeurs physiques les plus pertinentes pour notre étude pour tous les quenches réalisés. Ces grandeurs sont :

- La résistance développée dans l'aimant
- La puissance dissipée par effet joule dans l'ensemble du bobinage
- L'énergie dissipée par effet joule dans l'ensemble du bobinage
- La pression dans le bain d'hélium
- La température de l'hélium à l'endroit où a été initié le quench

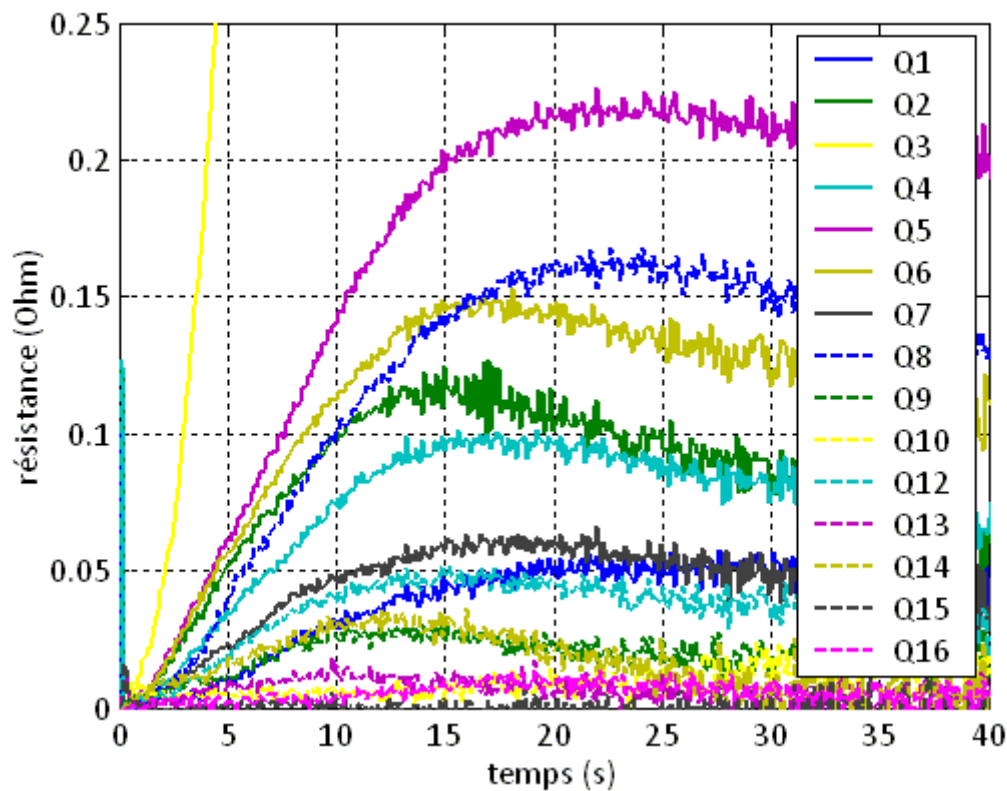


Figure 4.6 – Évolution de résistance totale développée dans le bobinage au cours du temps pour tous les quenches

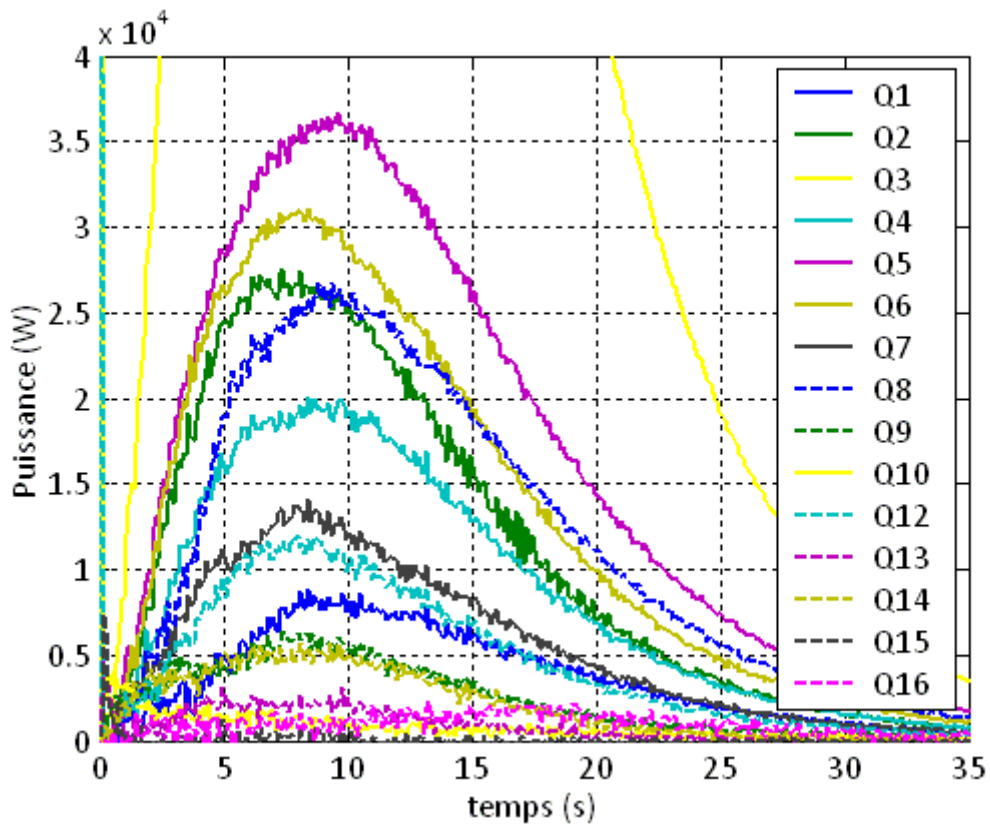


Figure 4.7 – Évolution de la puissance dissipée dans le bobinage en fonction du temps pour tous les quenchs

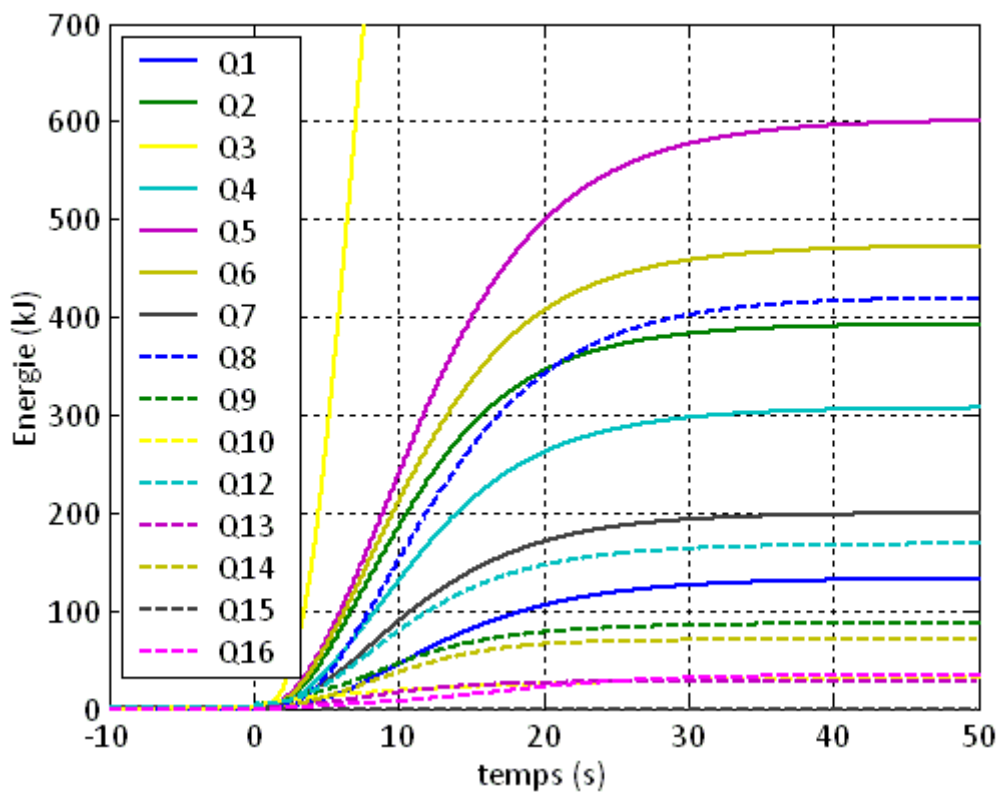


Figure 4.8 – Évolution de l'énergie dissipée dans le bobinage en fonction du temps pour tous les quenchs

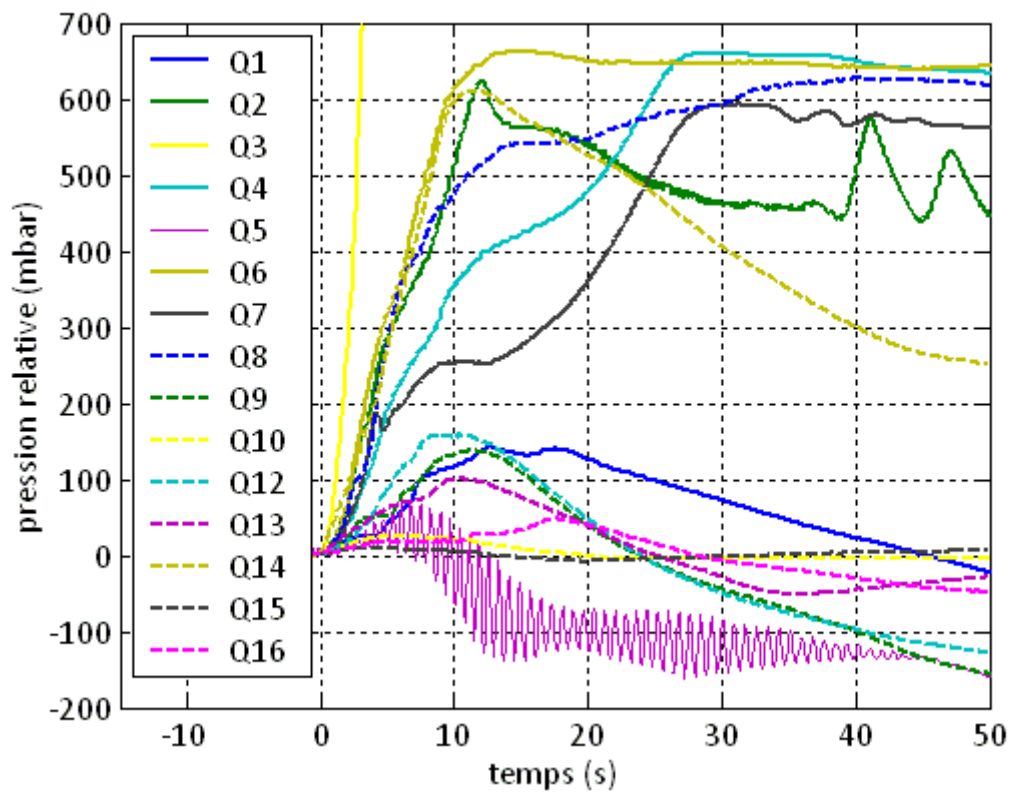


Figure 4.9 – Évolution de la pression dans le bain en fonction du temps pour tous les quenches

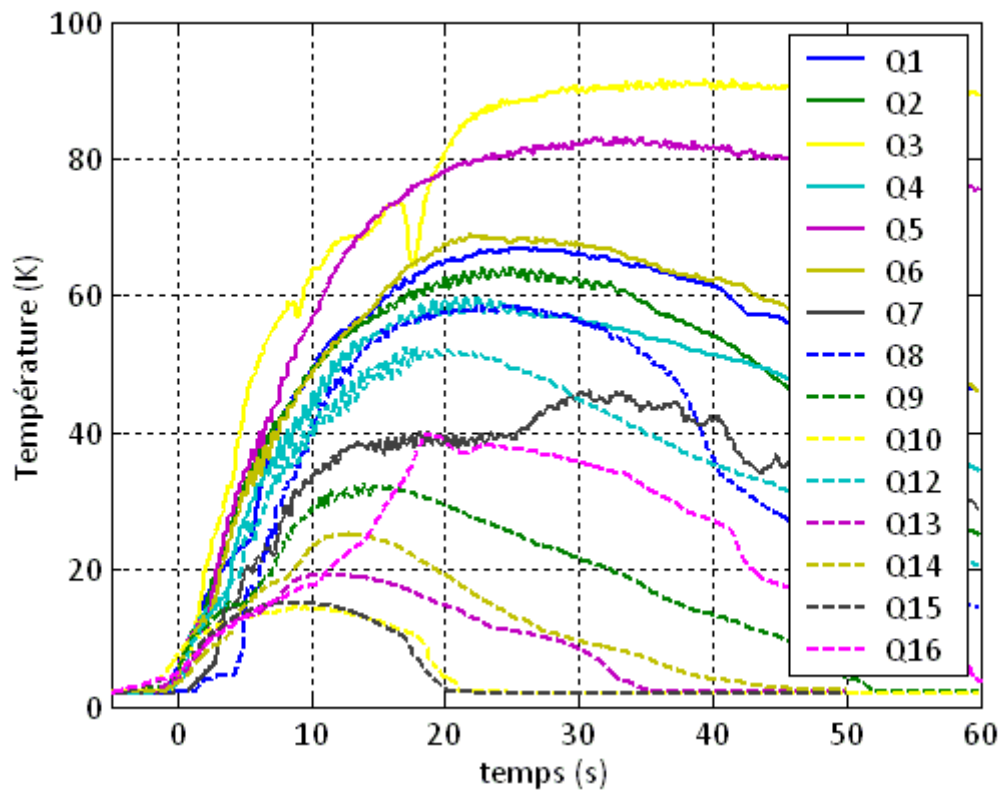


Figure 4.10 – Évolution de la température de l'hélium en vis-à-vis du conducteur où a été initié le quench en fonction du temps pour tous les quenches



Avant de passer à une analyse détaillée de la propagation du quench et de la montée de pression dans les prochaines parties, on commencera ici par une première analyse simple des valeurs de  $\Delta p_{\max}$ ,  $R_{\max}$ , et  $T_{\max}$  reportées dans le tableau 4.2 en fonction des paramètres variés. La puissance dissipée par effet joule étant directement proportionnelle à la résistance du conducteur, toutes les interprétations faites pour  $R_{\max}$  pourront être reprises à l'identique pour  $E_{\max}$ .

Tableau 4.2 – Tableau récapitulatif des principaux résultats obtenus pour l'ensemble des quenches réalisés

Numéro du quench	$T_{\max}$ (K)	$R_{\max}$ ( $\Omega$ )	$\Delta p_{\max}$ (mbar)	$E_{\max}$ (kJ)
1	67	0,05	143	133
2	64	0,12	626	393
3	92	1,1	2152	2482
4	60	0,10	658	308
5	84	0,22	67	602
6	70	0,15	660	473
7	46	0,06	590	200
8	60	0,16	624	420
9	33	0,03	136	88
10	14	0,0025	12	6
11	No quench			
12	53	0,05	157	169
13	19	0,015	98	30
14	25	0,034	610	70
15	15	0,002	9	4
16	40	0,01	32	33

### Évolutions en fonction de la valeur du courant

Tout d'abord, on constate que pour une même température de bain, lorsque le courant de fonctionnement est diminué alors la résistance maximale développée est plus faible. En effet, pour les quenches Q2, Q9 et Q10,  $R_{\max}$  passe de 0,12  $\Omega$  à 0,03  $\Omega$  puis à 0,0025  $\Omega$  lorsque le courant passe respectivement de 886 A à 786 A puis à 686 A. Cette évolution s'explique par le fait que, comme nous l'avons dit plus haut, le principal moteur de la propagation de la zone normale est la puissance dissipée par effet joule dans le conducteur. Ainsi, plus l'effet joule est important, plus la vitesse de propagation de la zone normale sera élevée. C'est d'ailleurs ce que l'on constate facilement dans l'expression analytique de la vitesse de propagation de la zone normale en adiabatique selon laquelle cette vitesse est proportionnelle à la densité de courant dans le conducteur (chapitre 1). Ainsi, lorsque le courant est plus élevé, la résistance développée lors du quench est alors plus grande.

En ce qui concerne  $\Delta p_{\max}$ , on constate que son évolution est identique à celle de la résistance. En effet,  $\Delta p_{\max}$  passe de 626 mbar à 136 mbar puis à 12 mbar lorsque le courant passe de 886 A à 786 A puis à 686 A. Cette similitude dans l'évolution peut laisser supposer qu'il existe une corrélation entre la montée de pression et la résistance développée lors du quench. On étudiera de plus près ce phénomène dans la partie 4.3.

Pour finir, la température  $T_{\max}$  suit également la même évolution en fonction du courant. Ceci s'explique encore par le fait que la puissance dissipée par effet joule est la principale responsable de l'élévation de température dans l'hélium voisin du conducteur transité. En effet, plus l'effet joule est important (c'est-à-dire plus le courant est élevé), plus la température du conducteur est élevée et par conséquent, plus la température de l'hélium en contact est également élevée.

### Évolutions en fonction de la valeur de la température du bain

Le tableau 4.2 montre qu'à courant de fonctionnement constant, lorsque la température du bain augmente alors  $R_{\max}$  augmente aussi. En effet, pour des températures de bain de 1,78K, 1,9 K, 1,98 K et 2,08 K, les valeurs de  $R_{\max}$  mesurées sont respectivement 0,05  $\Omega$ , 0,1  $\Omega$ , 0,15  $\Omega$  et 1,1  $\Omega$  (quenches Q12, Q4, Q6 et Q3). Ceci s'explique par le fait que plus la température du bain est proche de la température de partage du courant (2,52 K dans ce cas) et plus il est « facile » de transiter un conducteur. En effet, pour que le quench se propage de proche en proche, il faut que la zone transitée fasse passer la température de la zone non transitée au dessus de la température de partage du courant. C'est alors grâce à la puissance dissipée par effet joule dans la zone transitée, et la conduction entre la zone transitée et une zone voisine supraconductrice que le quench se propage. Ainsi, pour un même effet joule (c'est-à-dire un même courant), si l'écart de température à vaincre pour que le quench se propage est plus faible alors le quench se propagera plus « facilement » c'est-à-dire plus rapidement. De plus, lorsque la température du bain augmente le flux évacuable par Gorter Mellink le long des canaux est plus faible (chapitre 1). Le refroidissement étant moins efficace, ceci aura également pour effet d'augmenter la vitesse de propagation du quench. Ces observations sont encore une fois cohérentes avec l'expression analytique de la vitesse de propagation de la zone normale dans un conducteur mouillé (chapitre 1). C'est donc pour ces raisons que plus la température du bain est proche de la température de partage du courant et plus la valeur de  $R_{\max}$  est élevée.

Ensuite, comme pour l'évolution en fonction du courant, la pression suit la même évolution que la résistance en fonction de la température du bain :  $\Delta p_{\max}$  augmente lorsque la température du bain augmente, pour un courant donné. En ce qui concerne  $T_{\max}$ , on constate une légère évolution malgré que la puissance dissipée par effet joule dans le conducteur soit la même dans les quatre cas Q12, Q4, Q6 et Q3. Ainsi, les valeurs de  $T_{\max}$  dans ces cas sont 53 K, 60 K, 70 K et 92 K pour des températures de bain respectives de 1,78K, 1,90 K, 1,98 K et 2,08 K. Comme cela a été dit précédemment, pour expliquer l'évolution de la température lors d'un quench, il faut prendre en compte la puissance transmise par le conducteur chaud à l'hélium qui lui est voisin, et également le refroidissement de cet hélium chauffé par échange thermique conducto-convectif entre lui et le bain. Or, plus le volume d'hélium chauffé par la zone normale sera grand plus le volume de la source froide sera petit. Dans ce cas, il sera de plus en plus difficile à la source froide de

refroidir efficacement l'hélium chauffé dans les canaux. C'est ce qui explique que pour les quenchs présentés ici la température maximale  $T_{\max}$  atteinte par l'hélium chauffé avant de se refroidir est de plus en plus élevée lorsque la température initiale du bain augmente.

#### Effet de l'ouverture des soupapes dès le début du quench

Le cas Q5 montre que le principal effet d'une ouverture anticipée des vannes de quench est de limiter fortement la montée de pression. En effet, dans le cas Q5  $\Delta p_{\max}$  ne vaut que 67 mbar alors qu'il dépasse les 600 mbar dans les cas Q2 et Q6 qui ont été réalisés dans les mêmes conditions que Q5 mis à part l'ouverture anticipée des vannes de quench. Le deuxième effet de cette ouverture anticipée des vannes de quench est de vider plus rapidement le bain d'hélium superfluide et donc de rendre le refroidissement de l'aimant moins efficace. Ceci a pour conséquence d'augmenter les valeurs de  $T_{\max}$  et  $R_{\max}$ .

#### Effet de la position d'initiation du quench

Les cas Q7 et Q8 ont été initiés dans des conditions similaires de température, de courant et de champ. En effet, les galettes où ont été initiés ces deux quenchs étant symétriques par rapport à l'axe médian de l'aimant, elles ont des cartes de champ identiques. Cependant, dans le cas Q7 on obtient un  $R_{\max}$  de 0,06  $\Omega$  alors qu'on a 0,16  $\Omega$  dans cas Q8. Ceci confirme l'observation faite plus haut selon laquelle il existe un effet de gravité grâce auquel les quenchs se propagent plus facilement vers le haut que vers le bas.

#### Influence de la résistance de décharge

Q16 a été réalisé dans les mêmes conditions de température, de courant et de champ que les cas Q10 et Q15 mais avec une résistance de décharge de 1,04  $\Omega$  au lieu de 2,06  $\Omega$ . Ceci fait passer le temps caractéristique de décharge de l'aimant de 21,4 s à 42,3 s. La décroissance du courant étant plus lente dans le cas Q16, le quench s'y propagera plus rapidement et plus longtemps. C'est ce qui explique que les valeurs de  $T_{\max}$ ,  $R_{\max}$  et  $\Delta p_{\max}$  soit plus élevées dans le cas Q16 que dans les cas Q10 et Q15.

#### Corrélation entre la résistance développée et la montée de pression

Les interprétations physiques faites dans cette partie montrent que  $R_{\max}$  et  $p_{\max}$  ont les mêmes types d'évolution lorsque le courant varie ou lorsque la température de bain varie. Cela pourrait indiquer qu'il existe une corrélation simple entre la résistance développée et la montée de pression. Ceci signifierait également qu'il y a une corrélation simple entre la puissance dissipée dans l'aimant et la montée de pression. C'est ce qui a été observé par Anghel et al dans l'analyse de certains essais de quench réalisé sur la station QUELL [Anghel 2000]. Cependant les premiers résultats reportés dans le tableau 4.2 montrent qu'il n'existe pas de corrélation simple entre la valeur de  $R_{\max}$  (ou  $E_{\max}$ ) et  $p_{\max}$  dans notre cas. Pour montrer cela on peut comparer par exemple les résultats de Q2 et Q14. En effet, cette comparaison (figure 4.11) montre que l'on peut avoir deux cas où les montées de pression sont très proches mais où les résistances développées (ou les énergies dissipées) sont très différentes. Ce constat exclut dans notre cas l'existence d'une corrélation simple entre la

résistance développée (ou l'énergie dissipée) et la montée de pression. On reviendra sur ce point pour l'expliquer physiquement plus en détail dans la partie 4.3.

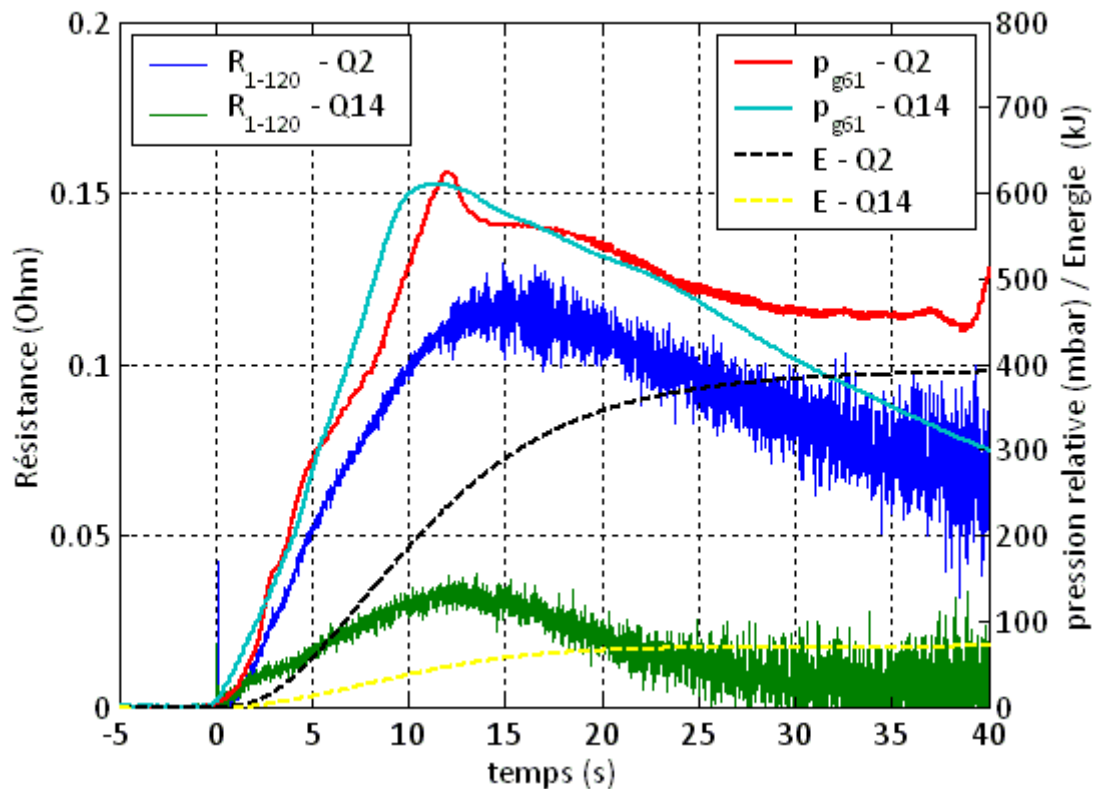


Figure 4.11 – Comparaison des cas Q2 et Q14

#### 4.1.3. Classification des différents quenches en fonction de la montée de pression

Les analyses faites dans la partie 4.1.1 de l'évolution de la tension résistive de l'aimant et de la température de l'hélium dans le canal chauffé en fonction du temps sont les mêmes quelque soit le quench réalisé (de Q1 à Q16). Cependant, à la différence de ces deux premières grandeurs, on note que la pression a un comportement différent durant la phase 3 du quench en fonction du quench effectué. L'analyse de la figure 4.9 nous permettra ici d'établir une classification des différents quenches réalisés en fonction de l'allure de la montée pression observée. On classera les quenches dans une des trois catégories suivantes :

##### 1<sup>re</sup> catégorie : les « petits » quenches

Les principales caractéristiques de cette première catégorie de quenches sont les suivantes :

- La montée de pression maximale est inférieure à 200 mbar
- Les soupapes de sécurité ne s'ouvrent pas. Le bain d'hélium principal d'hélium superfluide pressurisé reste donc fermé
- La température du bain principal reste inférieure à 2,17 K. On peut alors considérer qu'il reste isotherme sur toute la durée du quench (figure 4.12)

- La pression redescend de manière significative après avoir atteint son maximum. À la fin de sa redescente la pression mesurée prend même des valeurs inférieures à sa valeur initiale. Ce phénomène est dû aux propriétés thermodynamiques de l'hélium superfluide et sera expliqué en détail dans la suite de ce chapitre.

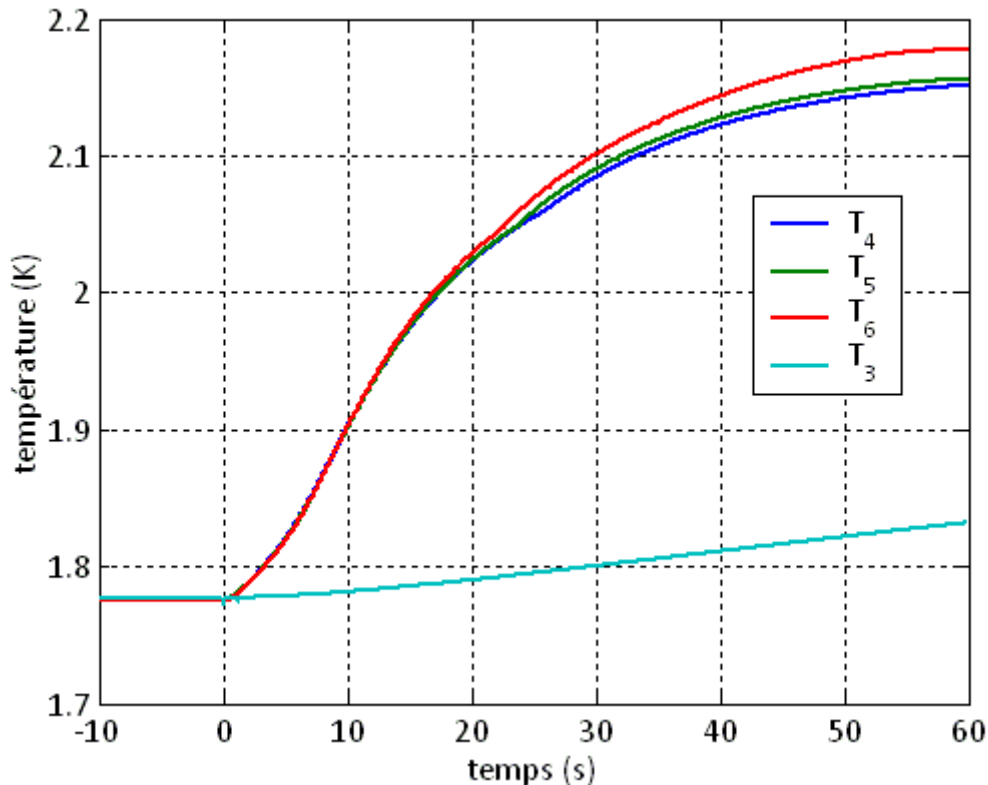


Figure 4.12 – Évolution de la température du bain d'hélium superfluide pour le quench Q12

Sur la figure 4.9 cette première catégorie est illustrée par les quenches Q1, Q9, Q10, Q12, Q13, Q15 et Q16. On notera que la redescente de la pression après son maximum est due à l'évacuation d'énergie par Gorter Mellink à travers les canaux d'hélium vers le bain. En effet, comme cela a été expliqué précédemment, tant qu'une partie de l'hélium contenu dans les canaux est chaud il échange par conducto-convection le long du canal avec le bain qui se trouve à ses extrémités. Cet échange conducto-convectif par Gorter Mellink est donc un transfert d'énergie isochore vers le bain d'hélium superfluide. Or, une des caractéristiques de l'hélium superfluide est que lorsqu'il est chauffé de manière isochore, sa pression diminue (chapitre 1). Cette particularité de l'hélium superfluide explique alors pourquoi la pression présente un maximum. Ceci explique également le fait que l'hélium voisin des conducteurs étant toujours chaud (figure 4.10), la température du bain continue à augmenter et la pression du bain continue de diminuer même si le quench ne se propage plus.

## 2<sup>e</sup> catégorie : les quenches « moyens »

Les principales caractéristiques de cette deuxième catégorie de quenches sont les suivantes :

- La montée de pression du bain est comprise entre 500 mbar et 700 mbar.

- Les vannes de quench ne s'ouvrent pas par ordre de la procédure de sécurité puisque la pression absolue ne dépasse pas 2 bars. Cependant, il arrive que les soupapes se soulèvent très légèrement vers 600 mbar à cause de la différence de pression qu'elles subissent à leurs bornes. Elles « fuillent » légèrement pour laisser passer un certain volume d'hélium dans le bain supérieur du satellite (figure 4.13). Dans ce cas, le bain principal d'hélium ne peut plus être considéré comme un volume fermé.
- La température du bain se stratifie pour diviser le bain en deux zones : un volume toujours superfluide et un volume d'hélium I sous forme liquide ou gazeuse (figure 4.5).
- Une fois que le quench ne se propage plus la pression atteint un plateau à la valeur de la pression maximale

Cette deuxième catégorie de quenchs est illustrée par Q2, Q4, Q6, Q7, Q8 et Q14.

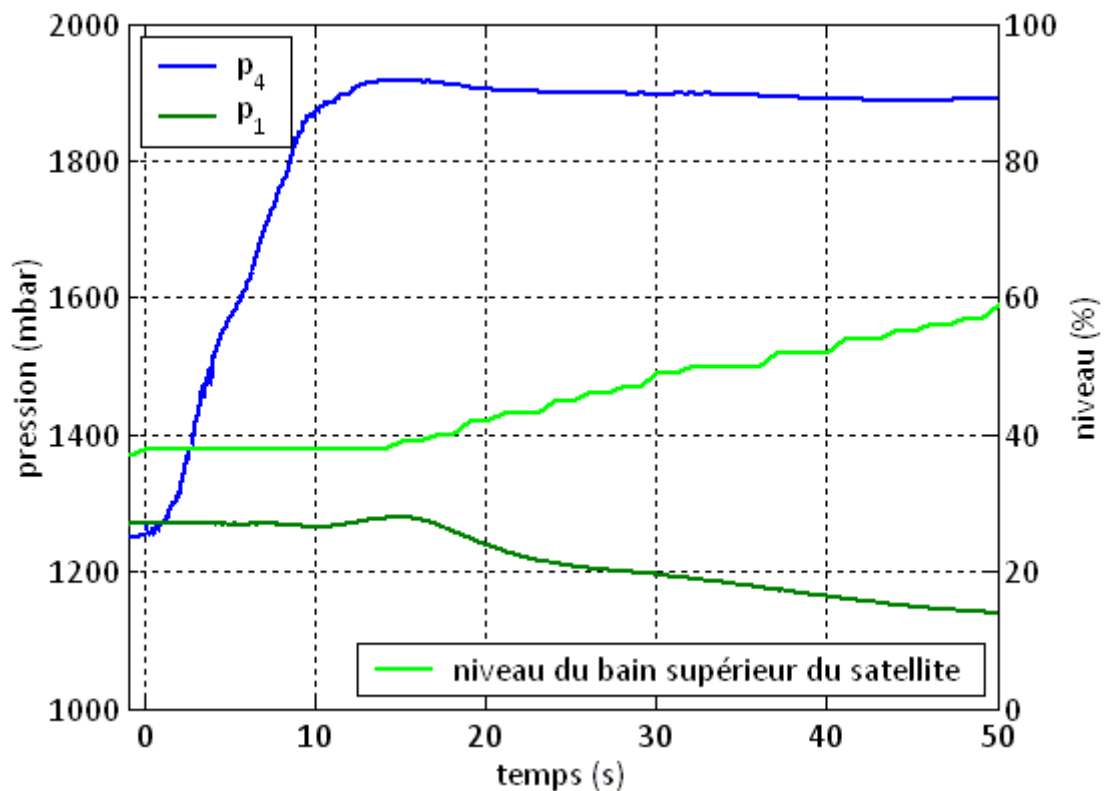


Figure 4.13 – Évolution des pressions du bain, du bain supérieur du satellite et de son niveau d'hélium dans le cas Q6

### 3<sup>e</sup> catégorie : les « gros quenchs »

Les principales caractéristiques de cette dernière catégorie de quenchs sont les suivantes :

- La montée de pression est supérieure à 2 bars
- Les vannes de quench s'ouvrent par ordre de la procédure de sécurité. Ces soupapes s'ouvrent lorsque la pression absolue du bain dépasse 2 bars pendant plus de 0,5 s

- Un fort débit d'hélium se crée dans le caloduc et vide le bain principal de tout son hélium liquide
- La pression  $p_1$  du bain supérieur d'hélium normal dans le satellite monte également à cause du fait que sa masse d'hélium ait fortement augmenté (figure 4.14)
- Lorsque la pression du satellite dépasse la pression de tarage (2 bar) de la soupape à ressort qui lui est connectée, cette soupape s'ouvre à son tour pour évacuer l'hélium dans l'atmosphère (figure 4.15)

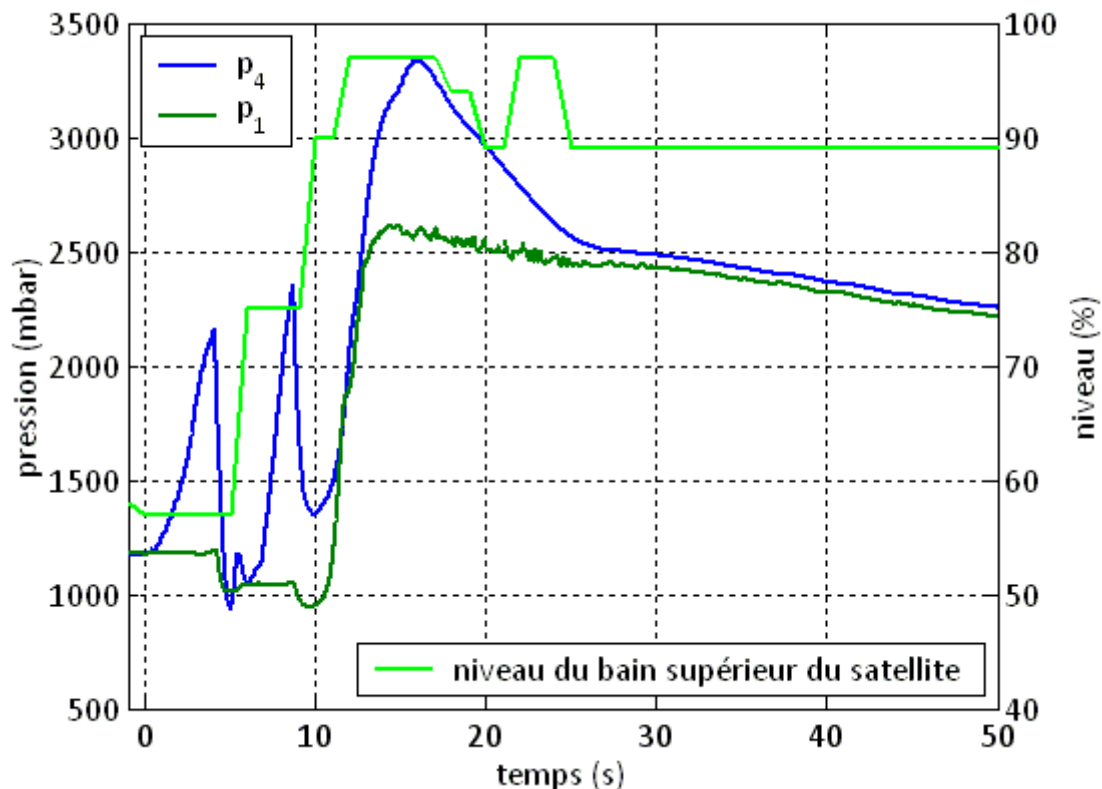


Figure 4.14 – Évolution des pressions du bain, du bain supérieur du satellite et de son niveau d'hélium dans le cas Q3

La figure 4.14 nous permet ici de distinguer deux phases dans la montée de pression du bain lors du quench Q3. Dans les premiers instants du quench, la pression monte fortement jusqu'à dépasser la consigne d'ouverture des soupapes de sécurité. Les soupapes s'ouvrent alors à 100 % et font redescendre la pression très rapidement par évacuation de masse dans le satellite. Le satellite étant à saturation à 4,5 K, ce gain de masse plus froide (2,08 K) diminue sa température et induit alors une légère diminution de pression caractéristique de la courbe de saturation de l'hélium. Lorsque la pression du bain passe en dessous de 1500 mbar pendant plus de 2,5 s les soupapes se referment alors complètement. Cependant, le quench se propageant toujours (figure 4.6) et l'aimant étant chaud, la pression recommence alors à monter ce qui provoque une deuxième ouverture des soupapes identique à la première. De même que précédemment, la pression du satellite subit une deuxième légère diminution.

Cependant, à partir de  $t = 10$  s, on constate que la pression du satellite commence à monter. C'est ici le début de la deuxième phase. En effet, une fois que l'hélium transvasé dans le

satellite rempli entièrement celui-ci, son comportement thermodynamique va être modifié. Dans ce cas, continuer de transférer de l'hélium dans le satellite va augmenter sa masse à volume constant. L'hélium du satellite ne sera donc plus à saturation et va voir sa pression augmenter à cause de son augmentation de masse volumique. C'est alors uniquement quand la soupape à ressort du satellite s'ouvre que la pression redescend. L'hélium est alors éjecté dans l'atmosphère

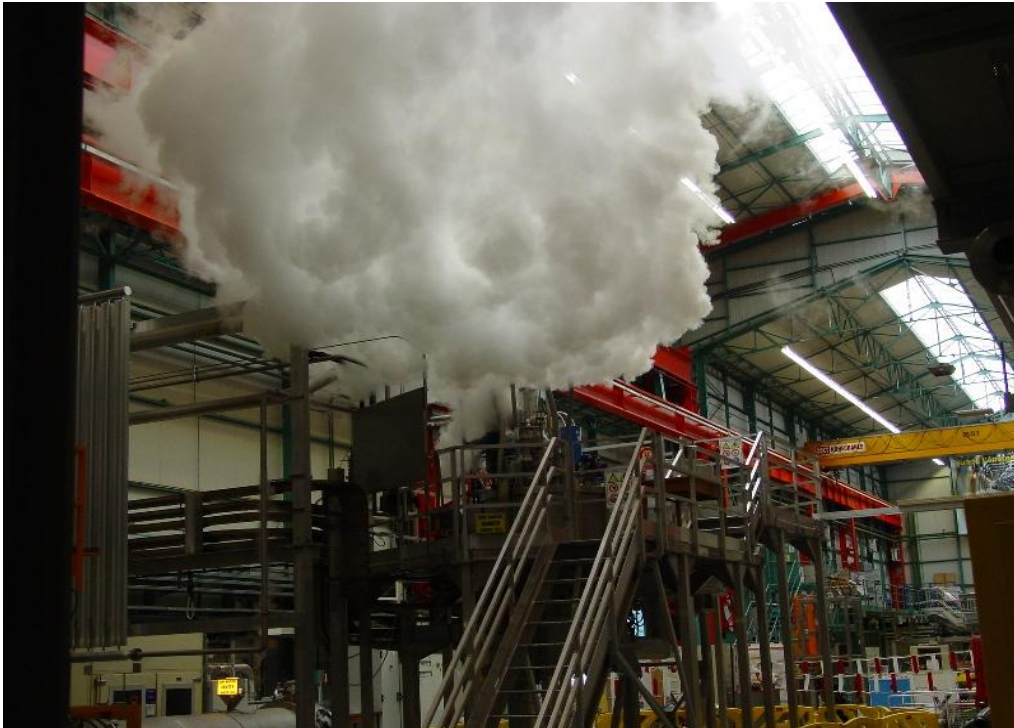


Figure 4.15 – Photographie de l'évacuation d'hélium dans l'atmosphère durant le quench Q3

On notera ici que pour des raisons de protection de l'aimant, de sécurité et de consommation d'hélium, ce type de quench n'a été réalisé qu'une seule fois. Ainsi, le seul quench illustrant cette troisième catégorie est le quench Q3.

#### **4.2. Analyse de la propagation de la zone normale à partir des résultats expérimentaux**

Comme on a pu le voir dans la partie 4.1, la montée de pression semble évoluer de la même manière que la résistance lorsqu'on fait varier le courant ou la température du bain. De plus, on a également pu classer les différentes montées de pression en fonction de la « grosseur » du quench. Ainsi, il semble y avoir une corrélation entre la propagation de la zone normale et la montée de pression. Afin de mieux comprendre par quels mécanismes le quench induit une montée de pression, on commence par étudier uniquement la propagation de la zone normale lors du quench. Une fois que l'on aura identifié les différents types de propagation de zone normale qui interviennent dans les quenches de l'aimant Seht, on proposera alors une explication de la corrélation entre la propagation de la zone normale et la montée de pression dans la partie 4.3.



#### 4.2.1. Identification des différents types de propagation de la zone normale

##### a) Propagation de la zone normale avant la décharge du courant

La figure 4.16 représente l'évolution de la tension résistive mesurée lors du quench n°12 avant le début de la décharge rapide.

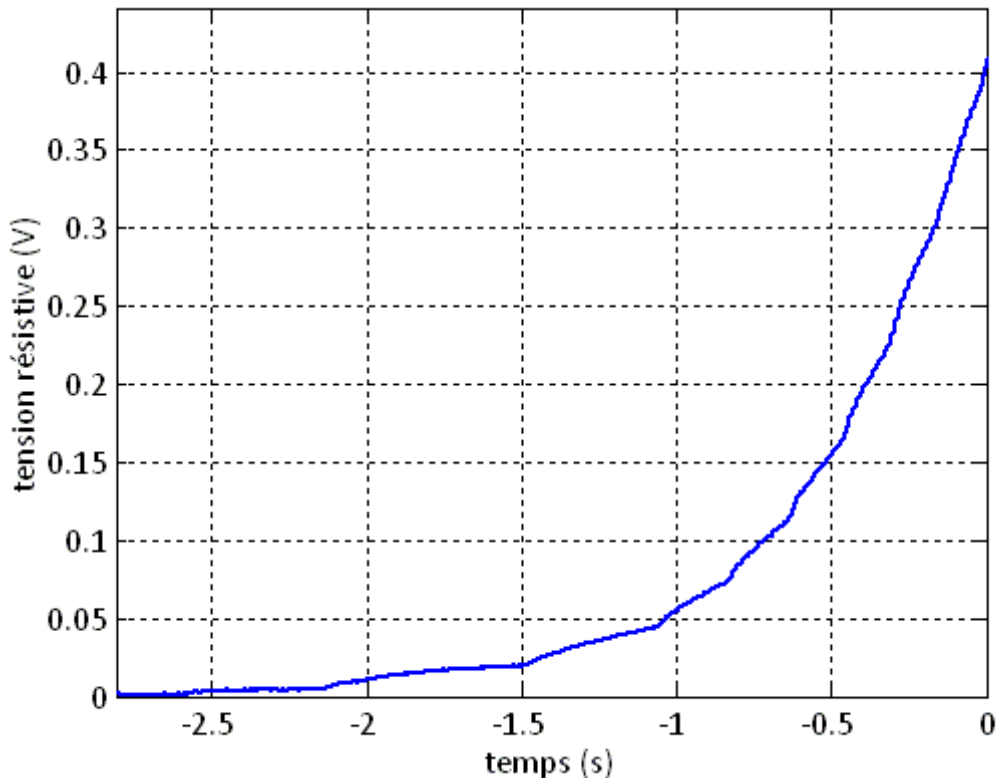


Figure 4.16 – Évolution de la tension résistive développée dans l'aimant avant la décharge dans le cas du quench Q12

Tout d'abord, on constate que l'évolution de la tension résistive présente ici des discontinuités de pente ou des « sauts » de manière assez régulière. La présence de ces sauts peut avoir deux explications possibles :

##### 1<sup>re</sup> hypothèse : sauts de cale en cale le long du conducteur

La première explication possible est qu'une discontinuité représente une accélération de la zone normale lorsqu'elle traverse une cale. En effet, le refroidissement du conducteur sur sa longueur ne se fait pas de manière uniforme. Le long du conducteur, on trouve périodiquement un canal d'hélium puis une cale en G10 (figure 4.17). Le refroidissement du conducteur est meilleur sur une zone où il est en contact direct avec l'hélium que sur une zone où il est en contact avec une cale de G10. La zone normale se propage alors plus rapidement lorsqu'elle passe au dessus d'une cale que lorsqu'elle passe au dessus d'un canal. Ceci pourrait alors expliquer les sauts de tension qui représenteraient des accélérations et ralentissements périodiques de la zone normale. Cependant, des calculs simples de vitesses longitudinale et transversale de propagation de la zone normale (à partir des valeurs expérimentales de la résistance) montrent que cette première hypothèse est absurde. Ceci à cause des ordres de grandeur des vitesses trouvés mais aussi à cause de l'incohérence des résultats obtenus avec la carte de champ de l'aimant Seht et avec les mesures de températures.

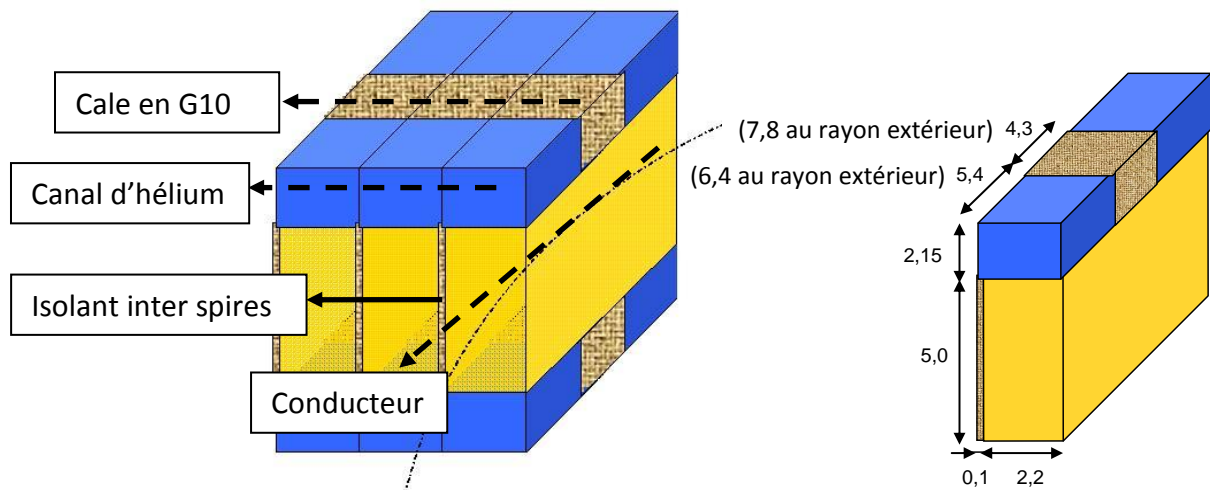


Figure 4.17 – géométrie locale d'une galette de l'aimant Seht

## 2<sup>e</sup> hypothèse : sauts de spire en spire

La deuxième explication possible est que les sauts de tension représentent des sauts de la zone normale lorsqu'elle se propage d'une spire à l'autre. En effet, une fois qu'un conducteur est transité il s'échauffe à cause de la puissance qu'il dissipe par effet joule. Or, les conducteurs de l'aimant Seht sont séparés par 0,1 mm d'isolant. Ainsi, lorsque le conducteur n° 1 est transité, il va non seulement s'échauffer mais chauffer son conducteur voisin (le n° 2) par diffusion à travers l'isolant. Une fois que la température du conducteur n° 2 dépasse sa température de partage du courant, il transite à son tour. De plus, une fois que le point le plus chaud du conducteur n° 2 a transité, son front de propagation de la zone normale rattrape très rapidement celui du conducteur n° 1. En effet, le point le plus chaud du conducteur n° 2 n'est pas le seul à avoir été chauffé par diffusion : le conducteur n° 1 chauffe le conducteur n° 2 sur toute la longueur de sa zone normale. C'est pour cette raison qu'une fois que le conducteur n° 2 transite, il transite très rapidement sur toute la longueur de la zone normale du conducteur n° 1. C'est ce qui explique que lorsqu'un nouveau conducteur transite, cela crée un saut dans la résistance de l'aimant. Une fois que les deux fronts sont au même niveau ils avancent en parallèle à des vitesses très proches. On notera que le fait que le front longitudinal de la zone normale avance en même temps que le front transversal explique que les sauts observés sur la tension soient de plus en plus élevés. En effet, entre deux sauts, la taille longitudinale de la zone normale augmente. La longueur transitée dans le nouveau conducteur sera alors plus grande et le saut plus grand également. On appliquera ici la même méthode que précédemment pour vérifier la cohérence de cette hypothèse.

On suppose que les 9 sauts de tension observés expérimentalement correspondent à 9 sauts de spire en spire durant la propagation de la zone normale. Sachant que le champ moyen sur les 9 premières spires de la galette n°61 vaut 8,44 T, on obtient les résultats numériques suivants :

- La longueur totale transitée correspondant aux 0,4 V mesurés vaut 7,8 m, soit 9 longueurs de 0,87 m. Le quench se serait donc propagé sur 9 spires de la galette chauffée et sur 0,87 m de longueur par spire en 2,5 s

- Ceci correspond à une vitesse de propagation longitudinale de la zone normale de  $17,5 \text{ cm.s}^{-1}$ . On notera ici que la propagation longitudinale de la zone normale se fait de manière symétrique dans les deux sens de propagation possibles. La vitesse réelle à laquelle se développe la zone normale dans le conducteur est donc plutôt  $35 \text{ cm.s}^{-1}$ . On attire l'attention du lecteur sur le fait que dans la suite du mémoire, lorsqu'on parlera de vitesse de propagation longitudinale ce sera pour faire référence à cette vitesse totale multipliée par deux. Ensuite, on obtient une vitesse de propagation transversale de la zone normale de  $0,74 \text{ cm.s}^{-1}$ . On notera que ces vitesses sont des vitesses moyennées sur l'intervalle de temps  $[-2,5 \text{ s} ; 0 \text{ s}]$ . Or on voit que dans les premiers instants le quench accélère pour atteindre ensuite une vitesse asymptotique de propagation. Dans le cas du quench Q12, les vitesses asymptotiques longitudinales et transversales valent respectivement environ  $80 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $1 \text{ cm.s}^{-1}$ .

On notera ici qu'on trouve une vitesse de propagation longitudinale très supérieure à la vitesse de propagation transversale. Ce résultat est cohérent avec le fait que la conductivité thermique de l'isolant interspire est très faible par rapport à celle du conducteur. Ensuite, le nombre de spires transitées (9 sur 75) est cohérent avec la carte de champ de la galette n°61. En effet, la carte de champ magnétique dans la galette 61 de l'aimant Seht montre que le champ diminue fortement lorsqu'on avance du rayon intérieur vers le rayon extérieur. Le champ devient même quasi nul vers la spire n°64. Ainsi, plus le quench avancera vers le rayon extérieur et plus il sera difficile de transiter les spires. On devrait observer un fort ralentissement du quench puis un arrêt de celui-ci dans la zone de champ nul. Ces résultats numériques permettent donc ici de confirmer l'hypothèse n°2 pour analyser la propagation du quench avant la décharge rapide.

Ainsi, l'analyse de la tension résistive avant la décharge a permis de mettre en évidence l'existence de deux mécanismes de propagation de la zone normale et la compétition entre eux : la propagation longitudinale le long du conducteur et la propagation transversale de spire en spire par diffusion thermique à travers l'isolant interspire de  $0,1 \text{ mm}$ . On reviendra plus en détail sur l'étude de la propagation de la zone normale à l'aide de simulations numériques dans le chapitre 5.

#### *b) Propagation de la zone normale après la décharge du courant*

Les deux mécanismes identifiés dans la partie 4.2.1.a) continuent bien évidemment d'être présents après le début de la décharge. Cependant, l'étude de la résistance développée indique qu'un troisième mécanisme vient se rajouter à ces deux premiers après le début de la décharge. La figure 4.18 présente l'évolution des composantes résistives des deux tensions  $U_{59-62}$  et  $U_{61-64}$  durant le quench Q1.

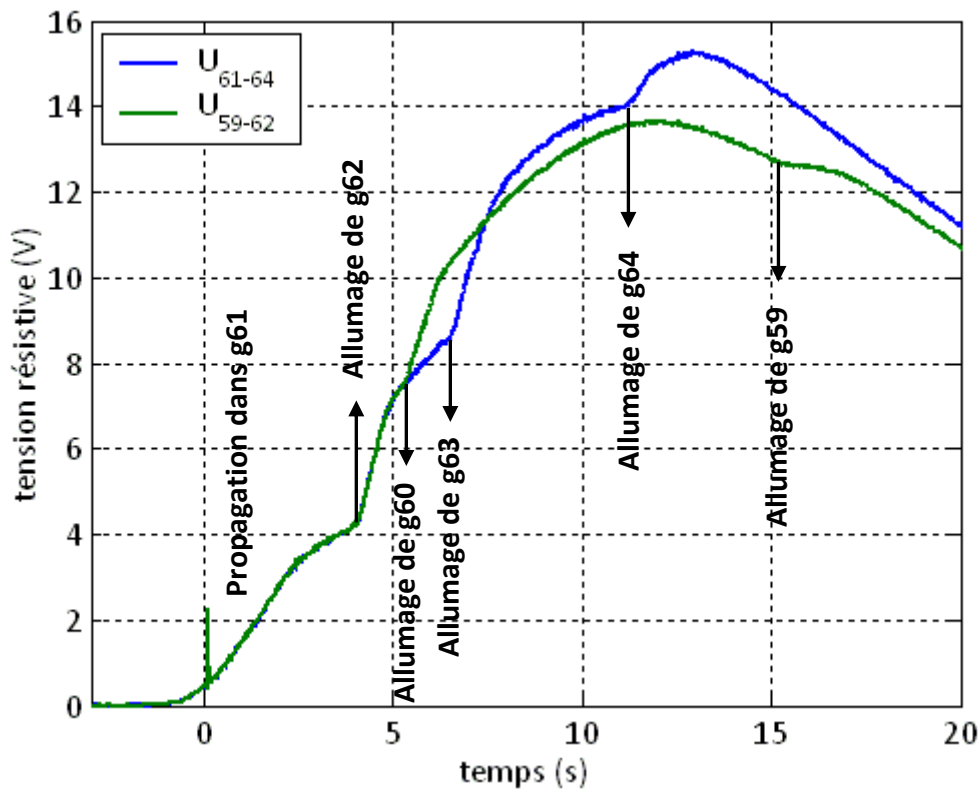


Figure 4.18 – Évolution des tensions résistives  $U_{61-64}$  et  $U_{59-62}$  durant le quench Q1

Tout comme pour l'évolution de la tension résistive avant la décharge rapide, la figure 4.18 montre la présence de sauts de tension après le début de la décharge. Cependant, ces sauts ont une amplitude beaucoup plus élevée que celle des premiers et sont séparés par une durée également plus élevée que celle séparant les sauts de spire en spire. La présence des différentes prises de tension dans l'aimant Seht permet d'identifier avec certitude ces sauts de tensions comme étant dus à la propagation du quench de galette en galette. On peut alors suivre sur la figure 4.18 la propagation du quench Q1 d'une galette à l'autre. On voit que durant les 4 premières secondes suivant le début de la décharge, le quench se propage uniquement dans la galette 61 où il a été initié. Il se propage ensuite dans l'ordre aux galettes 62, 60, 63, 64 et 59. On constate une forte dissymétrie de la zone normale par rapport à la galette initialement transitée avec en final une seule galette transitée en-dessous et 4 galettes transitées au-dessus.

Comme on peut le voir sur la figure 4.18, la durée séparant l'allumage du quench dans deux galettes successives est compris entre 3 s et 5 s alors que le temps séparant deux sauts de spire en spire est plutôt d'environ 200 ms (figure 4.16). Ceci est dû à la grande différence d'épaisseur d'isolant séparant les spires entre elles et les galettes entre elles. En effet, on a une épaisseur d'isolant de 2,15 mm entre deux galettes au lieu de 0,1 mm entre deux spires. De plus, on constate également que l'amplitude des premiers sauts de galette en galette (environ 4 V) est nettement supérieure à celle des sauts de spire en spire (environ 0,2 V à  $t = 0$  s). Ceci est dû au fait que durant le temps précédent sa transition, une galette est préchauffée sur une grande longueur. Par exemple, durant les 4 s après le début de la décharge rapide, le quench s'est non seulement fortement propagé dans la galette 61 mais il a également chauffé la galette 62 sur toute la longueur de conducteur en regard du

conducteur transité de la galette 61. Ainsi, une fois que le quench se déclenche au point le plus chaud de la galette 62, il se propage très rapidement à toute la zone préchauffée de cette galette. La taille de la nouvelle zone transitée dans la galette 62 est alors très rapidement aussi grande que celle transitée dans la galette 61. C'est pour cette raison que la valeur de la tension double en passant de 4 V à 8 V lors de cette transition.

Pour finir, l'analyse des tensions  $U_{59-62}$  et  $U_{61-64}$  nous donne une autre information importante sur la propagation de la zone normale dans l'aimant. En effet, on constate un net changement de pente dans l'évolution de la tension vers  $t = 2,5$  s. Ce changement de pente est dû à la disparition de l'un des mécanismes identifiés précédemment de propagation de la zone normale ; il correspond au fait que la zone normale s'est propagée sur toute la longueur d'une spire. À partir de ce moment, dans la galette 61, le quench ne se propage plus longitudinalement mais uniquement de spire en spire. La vitesse totale de propagation du quench est donc fortement réduite. Pour vérifier la cohérence de cette interprétation, on peut calculer le temps nécessaire au quench pour parcourir le reste de la longueur du conducteur après  $t = 0$  s. Si on suppose qu'il se propage longitudinalement à  $0,80 \text{ cm.s}^{-1}$  (voir 4.2.1.a), la longueur du conducteur au rayon intérieur étant de 2,33 m, ce temps vaut 1,83 s. On retrouve une valeur cohérente avec les 2,5 s observées expérimentalement. La différence entre les deux valeurs est due au fait que le courant diminue à partir de  $t = 0$  s et que la vitesse de propagation longitudinale diminue donc également.

Ainsi, grâce à l'analyse des courbes expérimentales effectuée dans les parties 4.2.1 et 4.2.2 on a pu identifier séparément les trois directions de propagation de la zone normale :

- La propagation longitudinale le long d'un conducteur
- La propagation transversale de spire en spire à travers l'isolant de 0,1 mm
- La propagation transversale de galette en galette à travers la cale de 2,15 mm ou le canal d'hélium de 2,15 mm de hauteur également

L'analyse des résultats expérimentaux montre également qu'aucune de ces trois propagations n'est négligeable par rapport à l'autre. Ainsi, tout modèle numérique développé dans le but de simuler ce type de quench en détail devra prendre en compte chacune de ces trois directions. Ce point sera traité plus en détail dans le chapitre 5.

#### 4.2.2. Estimation de la longueur totale de conducteur transité à l'aide du volume d'hélium chauffé dans les canaux

La partie 4.2.1 nous a permis de faire une première analyse de l'évolution de la zone normale lors du quench à l'aide de l'évolution de la tension résistive aux bornes de l'aimant. Un autre moyen de quantifier la taille de la zone normale développée lors du quench est d'estimer le volume d'hélium chauffé dans les canaux puis de le corrélérer à la taille de la zone normale. C'est ce que l'on a fait dans cette partie.

Afin d'estimer le volume d'hélium chauffé durant le quench on fait tout d'abord les hypothèses suivantes :

- L'hélium des canaux en contact avec un conducteur transité est suffisamment chauffé pour passer à l'état gazeux (1). Cette hypothèse peut être simplement justifiée par le fait que la température critique du conducteur au champ maximal de l'aimant Seht vaut 5,23 K (à 886 A). On peut donc supposer qu'une fois un conducteur transité, l'hélium qui est à son contact passera rapidement au dessus de sa température de saturation à 1,2 bar à savoir 4,407 K.
- La masse de gaz formé dans les canaux est négligeable devant la masse du bain d'hélium superfluide (2)
- Le bain et les canaux non chauffés sont uniformes en température et en pression (3)
- Les soupapes de sécurité restent fermées (4)

Dans ce cas, l'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\rho_g V_g + \rho_b (V_0 - V_g) = \rho_0 V_0 \quad (4.1)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\rho_g$  : masse volumique du gaz créé dans les canaux d'hélium chauffés [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$V_g$  : volume de gaz créé dans les canaux d'hélium chauffés [ $\text{m}^3$ ]

$\rho_b$  : masse volumique du bain d'hélium superfluide isotherme au cours du temps [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$\rho_0$  : masse volumique du bain d'hélium superfluide à l'instant initial [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$V_0$  : volume total (bain + canaux) d'hélium superfluide à l'instant initial [ $\text{m}^3$ ]

On notera ici que dans la réalité, entre le gaz et le superfluide contenus dans un même canal d'hélium il existe un très faible volume d'hélium liquide. Ce volume étant très faible et sa masse volumique étant proche de  $\rho_b$ , sa masse sera comptabilisée dans l'équation 4.1 dans le terme  $\rho_b (V_0 - V_g)$ . Cette approximation reste ici très proche de la réalité. Ensuite, on note également que les volumes du caloduc et du bain inférieur du satellite non pas été pris en compte dans le terme  $V_0$ . Ceci est dû au fait que ces deux volumes sont quasi-totalement décorrélés thermiquement du bain d'hélium superfluide. En effet, la constante de temps de conduction par Gorter Mellink le long du caloduc vaut environ 87 s alors que la montée de pression ne dure que 10 s. C'est ce qui explique que la température du caloduc durant les quenches (figure 4.5) varie très peu alors que le bain est stratifié. Dans le cas de l'équation 4.1, le bain isobare et isotherme sur lequel est fait le bilan est donc bien uniquement le bain principal d'hélium superfluide auquel on ajoute les canaux non chauffés.

En faisant l'hypothèse (2), c'est-à-dire  $\rho_g V_g \ll \rho_b (V_0 - V_g)$ , on obtient une expression explicite du volume d'hélium chauffé, supposé égal au volume de gaz, en fonction de la masse volumique du bain d'hélium superfluide au cours du temps :

$$V_g = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_b}\right) V_0 \quad (4.2)$$

Ainsi, pour déterminer le volume d'hélium chauffé au cours d'un quench, il suffit de pouvoir déterminer la masse volumique du bain d'hélium superfluide à chaque instant. Pour ce faire, on utilise le code HEPAK. À l'aide de ce logiciel, on peut alors déterminer la masse volumique du bain à partir des valeurs expérimentales de la température et de la pression du bain. La figure 4.19 présente l'évolution du volume chauffé au cours du temps pour les différents quenches effectués.

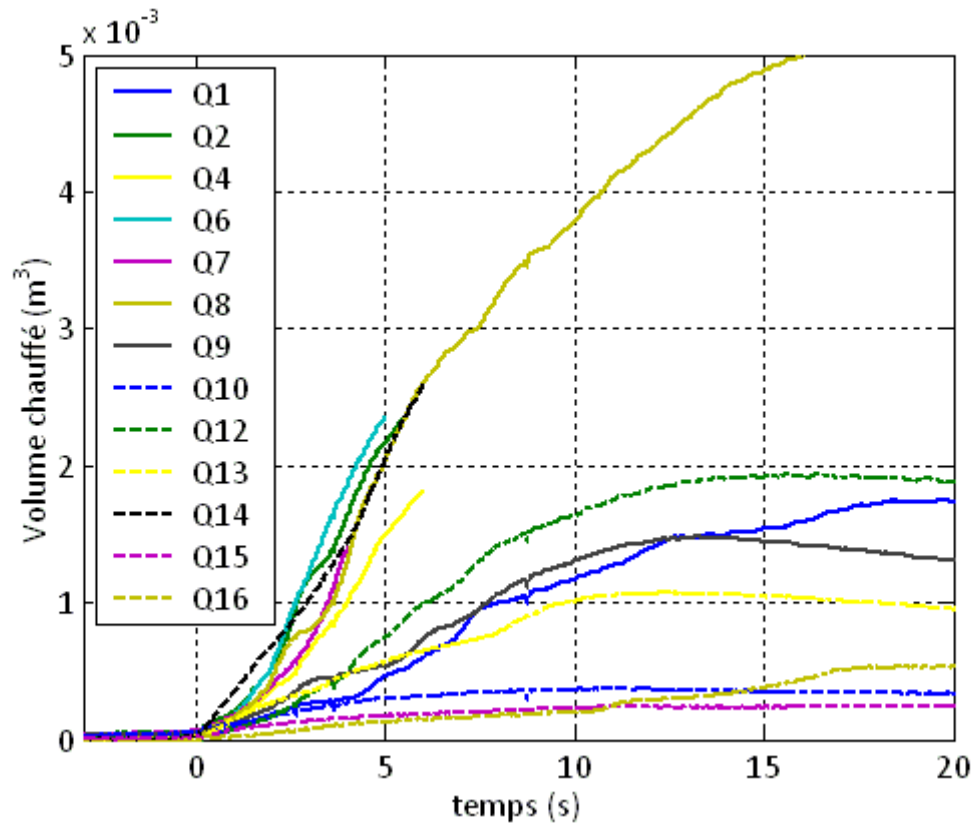


Figure 4.19 – Évolution du volume chauffé au cours du temps pour les différents quenches réalisés

Le modèle présenté ici permet donc d'accéder dans un premier temps au volume d'hélium chauffé lors des différents quenches. On note par exemple que le volume d'hélium chauffé pour Q12 vaut environ 1,9 litres d'hélium. Sachant que le volume total d'hélium contenu dans les canaux des 120 galettes de l'aimant vaut 64 litres, le volume chauffé représente donc ici 3,6 galettes transitées entièrement lors de Q12. On peut vérifier dans ce cas que le volume d'hélium chauffé est bien négligeable par rapport au volume d'hélium contenu dans le bain (542 litres) ce qui permet de justifier l'hypothèse n°2 du modèle. En ce qui concerne l'hypothèse d'isothermie du bain d'hélium superfluide, elle n'est pas toujours vérifiée. Une fois que le bain commence à se stratifier, le modèle n'est donc plus applicable. C'est pour cette raison que les courbes de volumes chauffés calculés pour Q2, Q4, Q6, Q7 et Q14 s'arrêtent au moment où le bain n'est plus uniforme en température.

Comme cela a été dit précédemment, le volume d'hélium chauffé est proportionnel à la longueur de conducteur transitée durant le quench. En effet, le motif de conducteur représenté figure 4.17 est un motif élémentaire répété de manière périodique pour ainsi constitué une galette entière puis tout l'aimant. On voit alors sur ce motif que l'on peut associer à chaque longueur élémentaire de conducteur un volume élémentaire d'hélium qui lui est en vis-à-vis. Au rayon intérieur de l'aimant, une longueur de 9,7 mm de conducteur transitée correspond à un volume de 26,7 mm<sup>3</sup> d'hélium chauffé. Ainsi, on peut facilement

déduire des courbes de volume d'hélium chauffé calculées précédemment des valeurs de longueurs de conducteur transitées au cours des différents quenchs. Pour le quench n° 12, on obtient alors que 1,9 litres d'hélium chauffés correspondent à environ 735 m de conducteur transités.

En combinant cette valeur de la longueur de conducteur transitée en fin de quench avec les analyses faites dans la partie 4.2.1 on peut estimer la taille totale de la zone normale en fin de quench en trois dimensions. En effet, pour Q12 par exemple, on sait tout d'abord que le conducteur est transité sur toute sa longueur (2,6 m en moyenne) au bout de 2,5 s après le début de la décharge rapide. Ensuite, l'étude des sauts de galette en galette après  $t = 0$  s indique que la zone normale s'est propagée à 6 galettes en tout. Pour finir, la longueur finale totale de la zone normale étant de 735 m, cela indique que le nombre total de spires transitées par galette est d'environ 47 spires. La zone normale a donc une taille maximale en 3D de : **2,6 m de conducteur (une spire moyenne entière) x 47 spires x 6 galettes.**

Cette partie nous a permis d'estimer les volumes d'hélium chauffé pour les différents quenchs. On a également montré dans cette partie qu'il était possible d'estimer la taille de la zone normale développée lors du quench à l'aide du volume d'hélium chauffé.

### **4.3. Modélisation expérimentale de l'évolution de la pression du bain lors d'un quench**

#### 4.3.1. Observations préliminaires : corrélation entre la propagation de la zone normale et la montée de pression

Un des objectifs de cette étude est de mettre en évidence les mécanismes par lesquels le quench de l'aimant induit une montée de pression de l'hélium. Or, comme on a pu le voir dans la partie 4.1, le maximum de pression et le maximum de résistance développée lors du quench évoluent avec les mêmes tendances lorsqu'on fait varier le courant ou la température de fonctionnement. Ce premier constat semble indiquer qu'il existe une corrélation entre la résistance développée lors du quench et la montée de pression. Superposons alors dans un premier temps ces deux grandeurs afin de comparer leurs évolutions durant le quench (figure 4.20).



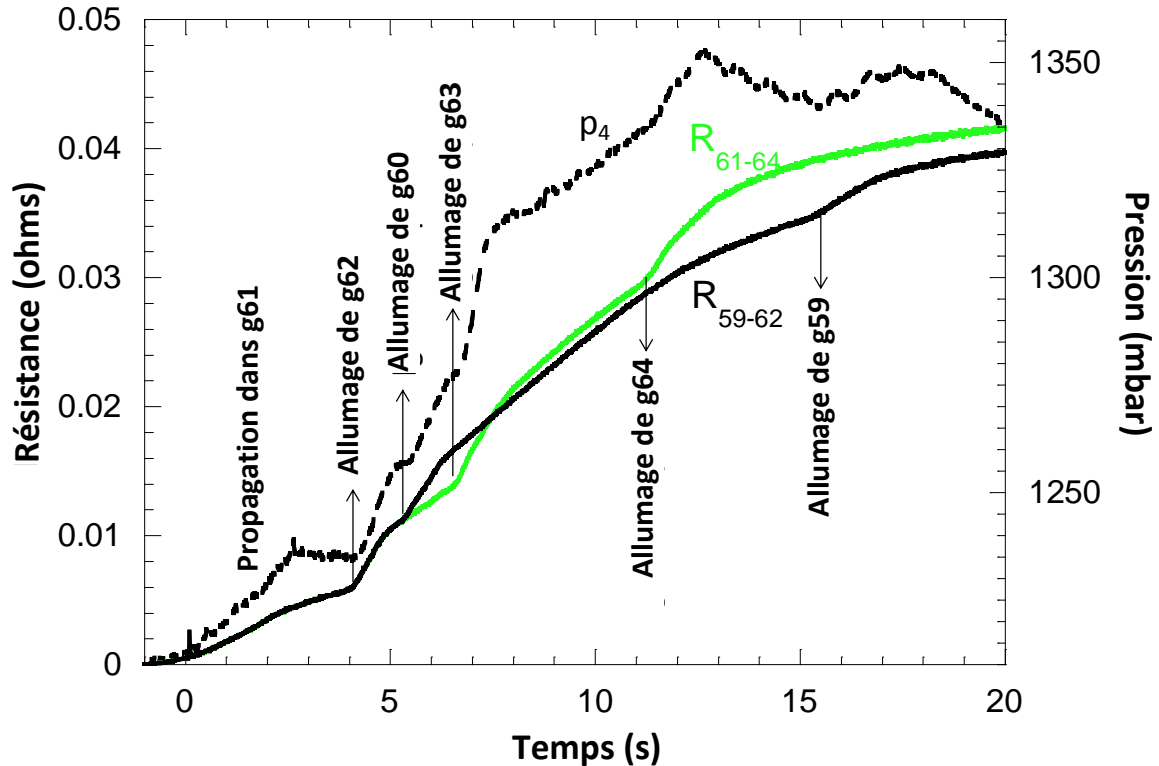


Figure 4.20 – Effet de la propagation de la zone normale de galette en galette sur la montée de pression dans le cas Q1

La figure 4.20 montre une nette corrélation entre les sauts de résistance correspondant à la propagation de la zone normale de galette en galette et la montée de pression. En effet, à chaque saut de résistance correspond un saut de pression synchrone. Or, le seul lien thermohydraulique existant entre la propagation de la zone normale lors d'un saut de galette en galette et la pression du bain est l'hélium chauffé des canaux. On comprend alors que le principal mécanisme physique responsable de la montée de pression est l'expulsion de l'hélium chauffé (initialement dans les canaux) vers le bain. Les étapes du scénario conduisant à la montée de pression sont alors les suivantes :

- Le conducteur transité chauffe l'hélium des canaux qui est à son contact par transfert de chaleur conducto-convectif
- L'hélium chauffé monte en température jusqu'à se vaporiser
- L'échauffement et la vaporisation de l'hélium des canaux conduisent celui-ci à se dilater et à être expulsé dans le bain
- L'expulsion de l'hélium chauffé dans le bain augmente la masse du bain alors que son volume reste constant
- Cette augmentation de la masse volumique du bain induit une montée de pression globale du bain d'hélium

Ainsi, la montée de pression est principalement corrélée à l'évolution du volume d'hélium chauffé qui lui-même est proportionnel à la longueur de conducteur transitée. Ceci explique

donc pourquoi le maximum de pression évolue de la même manière que le maximum de résistance développée durant le quench en fonction de la température et du courant. En effet, plus le courant ou la température est élevé, plus la vitesse de propagation du quench est élevée et par conséquent plus la longueur de conducteur transitée est grande. De plus, cette mise en évidence du principal mécanisme responsable de la montée de pression nous permet ici de lever l'incohérence remarquée dans la partie 4.1 sur la corrélation entre la résistance et la montée de pression. En effet, la comparaison des cas Q2 et Q14 nous a conduit à rejeter l'hypothèse selon laquelle la montée de pression était directement corrélée à la valeur de la résistance développée ou à la valeur de l'énergie dissipée dans le bobinage. Ceci car ces deux cas ont des maximums de pression proches (626 mbar et 610 mbar) alors que leurs valeurs de maximum de résistance développée sont très différentes (0,12  $\Omega$  et 0,034  $\Omega$ ) ainsi que leurs valeurs d'énergie dissipée (393 kJ et 70 kJ).

Le paramètre à prendre en compte qui explique cette « fausse incohérence » est le courant. Les courants de Q2 (886 A) et de Q14 (686 A) étant différents, les puissances dissipées par effet joule dans le bobinage pour ces deux cas sont très différentes. En effet, la différence de courant et de résistivité du cuivre dans ces deux cas implique une valeur de puissance joule deux fois plus faible pour Q14 que pour Q2. Ainsi, la température du cuivre dans le conducteur sera plus faible dans Q14 que dans Q2. C'est ce qu'on peut d'ailleurs constater en comparant les températures de l'hélium dans ces deux cas. L'hélium des canaux monte seulement à 25 K dans Q14 au lieu de 64 K dans Q2. Or, la résistance du conducteur dépend fortement de la température lorsque celle-ci dépasse 15 K. En effet, la résistivité du cuivre augmente quasi-linéairement avec la température lorsque celle-ci dépasse 60 K (chapitre 1). Ceci signifie donc que les longueurs de conducteur transitées dans Q2 et Q14 peuvent être proche mais que leurs valeurs de résistances sont très différentes à cause de leur différence de température du conducteur. Ainsi, le fait que les montées de pression dans les cas Q2 et Q14 soient proches signifie uniquement que les volumes d'hélium chauffé dans ces deux cas sont proches et non pas que leurs valeurs de résistances développées sont proches. C'est d'ailleurs ce que l'on peut vérifier sur la figure 4.19 où sont reportées les évolutions de volume chauffé des cas Q2 et Q14.

On notera que le mécanisme responsable de la montée de pression identifié ici pour un aimant de type Seht (bobiné en galettes) est très différent de celui d'un aimant de type CCIC où l'augmentation de pression est principalement due à la perte de charge le long du câble.

Ainsi, on a pu mettre en évidence dans cette partie que l'un des principaux paramètres qui pilotent la montée de pression dans le bain durant le quench est le volume d'hélium chauffé dans les canaux. On introduira dans la suite de cette partie un modèle de montée en pression du bain s'appuyant sur ce qui a été observé dans cette partie ainsi que dans les parties précédentes.

#### 4.3.2. Hypothèses et équations du modèle

Tout d'abord, comme pour le modèle du volume d'hélium chauffé, on suppose que le bain d'hélium superfluide est homogène en pression et en température. Dans ce cas, il suffit alors de deux équations pour calculer l'évolution des grandeurs thermodynamiques (pression et température) du bain en fonction du temps. Ces deux équations sont l'équation de

conservation de la masse et l'équation de conservation de l'énergie. Cependant, mettre en œuvre l'équation de conservation de la masse du bain de manière prédictive sans avoir recours aux mesures expérimentales n'est pas facile à faire ici. En effet, cette équation fait intervenir la quantité d'hélium expulsé des canaux à chaque instant. Or comme cela a été expliqué auparavant, la masse d'hélium chassé des canaux dépend principalement de la longueur de la zone normale et donc de la cinétique du quench. Afin de pallier cette difficulté, on utilise ici tout comme pour le modèle du volume chauffé, la masse volumique expérimentale du bain déterminée à partir des mesures de la température et de la pression du bain. Ceci revient donc à considérer le volume d'hélium chauffé (ou la masse d'hélium expulsé des canaux) comme étant une entrée du modèle.

En ce qui concerne l'équation de conservation de l'énergie du bain, on suppose que l'hélium chauffé éjecté des canaux se mélange avec le bain à sa sortie du canal. On obtient alors l'équation de conservation de l'énergie interne du bain suivante :

$$\frac{d(m_b u_b)}{dt} = \frac{dm_b}{dt} h_{tr} \quad (4.3)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$m_b$  : masse du bain (+ canaux non chauffés) d'hélium superfluide à chaque instant [kg]

$u_b$  : énergie interne massique du bain d'hélium superfluide à chaque instant [J.kg<sup>-1</sup>]

$dm_b$  : variation de masse du bain (+ canaux non chauffés) d'hélium superfluide durant dt [kg]

$h_{tr}$  : enthalpie massique transportée par l'hélium expulsé des canaux vers le bain [J.kg<sup>-1</sup>]

Cette équation signifie que l'énergie interne du bain d'hélium superfluide varie uniquement à cause de l'enthalpie transportée par la masse d'hélium chaud chassé des canaux vers le bain. Comme cela a été dit précédemment, la masse du bain peut être déterminée à chaque instant à l'aide des données expérimentales mesurées lors des quenches. Afin de calculer l'évolution de la pression, il reste à estimer l'enthalpie massique transportée par unité de masse d'hélium chassée des canaux vers le bain.

Comme on a pu le voir dans la partie 4.3.1 sur la figure 4.20, les sauts observés sur la montée de pression sont tout à fait synchrones avec les sauts de tension résistive. Ceci signifie que l'arrivée du quench à une nouvelle galette induit le chauffage et l'expulsion de l'hélium contenu dans la zone transitée de cette galette de manière quasi instantanée. Autrement dit, le temps caractéristique d'expulsion de l'hélium nouvellement chauffé (jusqu'à la vaporisation) est très faible par rapport à l'échelle de temps caractéristique de la propagation de la zone normale d'une galette à l'autre. Dans le cas contraire, on aurait constaté un retard temporel entre le moment où le quench passe à une autre galette et le moment où cette nouvelle transition induit un saut sur la pression. Partant de cette observation, on suppose dans notre modèle que chaque unité de volume d'hélium chauffé est chassée entièrement vers le bain de manière quasi instantanée. Une unité de volume représentant ici le volume d'hélium dans la zone du canal qui se retrouve au contact d'un conducteur qui vient de transiter. Au rayon interne de l'aimant, ce volume élémentaire vaut par exemple 26,7 mm<sup>3</sup>. Dans ce cas, l'enthalpie totale transportée par cette unité de volume est égale à l'intégrale de l'enthalpie massique de l'hélium, intégrée entre le moment où

l'unité de volume commence à être chauffée et le moment où la masse de cette unité de volume a été entièrement chassée vers le bain. On notera ici que dans la réalité l'hélium n'est jamais « entièrement chassé » et sa masse volumique ne devient jamais identiquement nulle. Cela étant dit, les courbes de températures expérimentales montrent qu'une fois gazeux, l'hélium chauffé dans les canaux passe rapidement au dessus de 10 K pour tous les quenchs réalisés. Or, la masse volumique de l'hélium au dessus de cette température est inférieure à  $6 \text{ kg.m}^{-3}$ . L'erreur engendrée par le fait de faire tendre (dans l'intégrale) la masse volumique finale de l'hélium vers zéro sera donc inférieure à 4 % en fonction du quench étudié. Ainsi, on calculera l'enthalpie moyenne transportée par une unité de masse d'hélium chassée à l'aide de l'équation suivante :

$$h_{tr} = \frac{1}{(\rho_f - \rho_i)} \int_{\rho_i}^{\rho_f} h \, d\rho \quad (4.4)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\rho_f$  et  $\rho_i$  : les masses volumiques initiales et finales du volume d'hélium chauffé [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$h$  : enthalpie massique transportée dans un volume d'hélium chassé [ $\text{J.kg}^{-1}$ ]

La valeur de  $h_{tr}$  dépend donc de la masse volumique initiale de l'hélium ( $147,5 \text{ kg.m}^{-3}$  à 1,8 K et 1,2 bar) et de sa masse volumique finale une fois chauffé que l'on a fait tendre ici vers zéro. La valeur de  $h_{tr}$  dépend également de la pression à laquelle est chauffé l'hélium. Pour une pression de 1,2 bar on obtient  $h_{tr} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ J.kg}^{-1}$ .

La valeur de  $h_{tr}$  étant déterminée, l'équation 4.3 est discrétisée dans le temps et résolue de la manière suivante :

$$u_b^{n+1} = \frac{1}{\rho_b^{n+1}(V_0 - V_g^{n+1})} (\rho_b^n (V_0 - V_g^n) u_b^n + (\rho_b^{n+1} - \rho_b^n) (V_0 - V_g^n) h_{tr}) \quad (4.5)$$

$n$  représente ici le pas de temps du calcul. La masse volumique expérimentale faisant partie du calcul, le pas de temps du modèle a été choisi égal au temps séparant deux points d'acquisitions des courbes expérimentales. Une l'équation 4.5 résolue, on utilise les routines du logiciel HEPAK pour obtenir une pression de bain à partir de la valeur de l'énergie massique calculée et de la masse volumique expérimentale connue.

#### 4.3.3. Premiers résultats du modèle

Pour commencer, on applique ce modèle à des cas faisant partie de la catégorie des « petits quenchs ». Ce choix nous assure dans un premier temps de bien travailler dans les hypothèses de bain fermé et isotherme. La figure 4.21 présente les résultats obtenus pour deux quenchs (Q12 et Q13) effectués à des températures différentes. La comparaison des évolutions de pression expérimentales avec celles calculées à l'aide du modèle met alors en évidence plusieurs différences. Tout d'abord la montée de pression calculée est dans les deux cas surestimée par rapport à la montée de pression expérimentale. On notera ici que

ce décalage est nettement plus élevé dans le cas Q12 que dans le cas Q13. De plus, ce décalage semble également évoluer en augmentant au cours du temps. Ensuite, on remarque que les maximums de pression calculés sont également décalés dans le temps par rapport aux maximums expérimentaux. En effet, ils apparaissent quelques secondes plus tard qu'ils ne devraient. Pour finir, on observe ici une dernière différence de comportement entre le modèle et l'expérience après l'apparition du maximum de pression. En effet, les courbes expérimentales de montée de pression redescendent nettement après avoir atteint leurs maximums alors que les courbes calculées semblent redescendre beaucoup plus lentement voire stagner une fois qu'elles ont atteint leur maximum. Afin d'expliquer ces multitudes de différences entre le calcul et l'expérience on compare sur la figure 4.22 l'évolution de la température mesurée avec celle de la température calculée

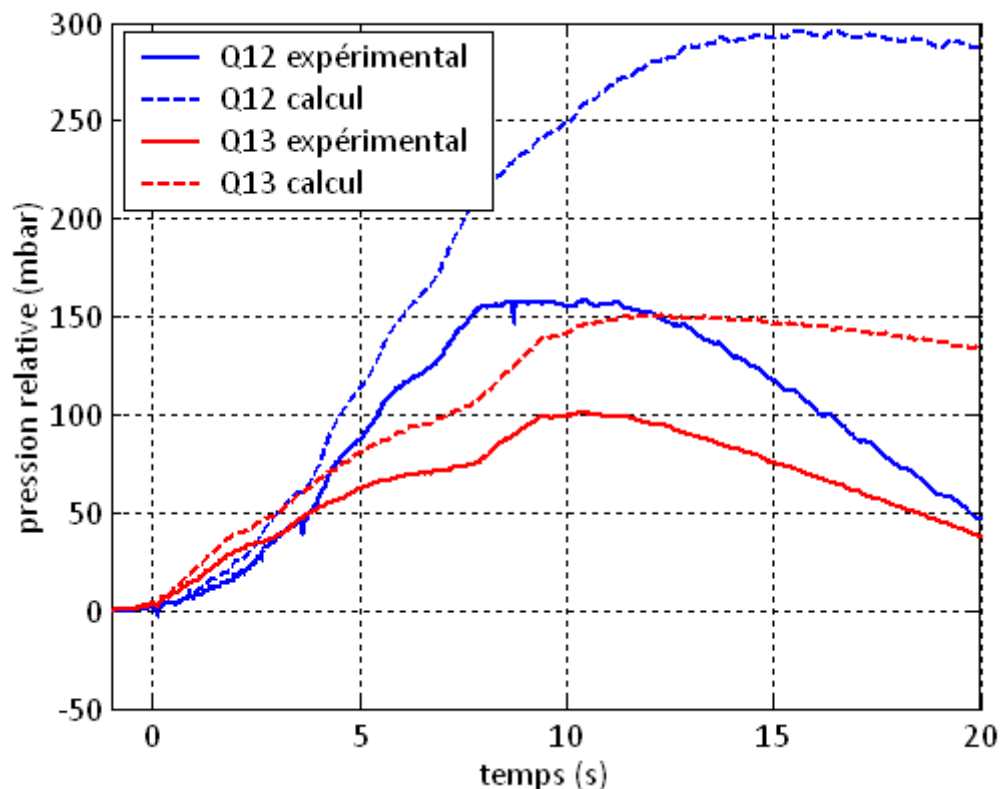


Figure 4.21 – Comparaison des montées de pression calculée et expérimentale dans les cas Q12 et Q13

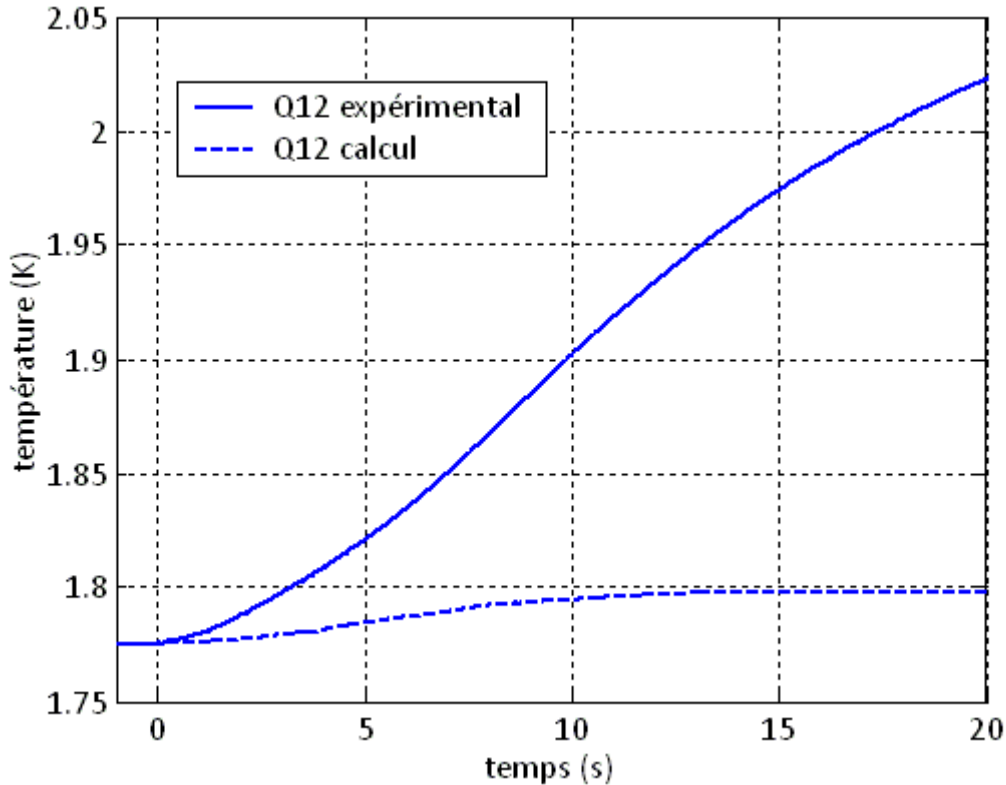


Figure 4.22 – Comparaison des températures du bain calculée et expérimentale dans le cas Q12

On constate que la température du bain calculée par le modèle augmente nettement moins que la température du bain expérimentale. Cette différence s'explique par le fait que le modèle ne prend pas en compte le flux de chaleur apporté au bain par transport dans les canaux. Ce flux qui dans un cas classique peut être considéré comme négligeable semble être important dans notre cas à cause de la très bonne conduction dans les canaux d'hélium superfluide par Gorter Mellink.

Ce mécanisme physique permettrait d'expliquer ici les différences entre le modèle et l'expérience pour l'évolution de la température et également pour l'évolution de la pression. En effet un apport de chaleur supplémentaire au bain d'hélium superfluide a tendance à faire diminuer la pression de ce bain. Le flux apporté par les canaux pourrait donc expliquer le fait que les pressions calculées par le modèle soient surestimées par rapport aux pressions expérimentales. De plus, ce mécanisme physique est également cohérent avec le fait que le décalage entre le modèle et l'expérience soit plus élevé dans le cas Q12 que dans le cas Q13. En effet, la conductivité thermique équivalente d'un canal d'hélium superfluide varie fortement en fonction de la température. L'intégrale de cette conductivité équivalente entre 1,8 K et  $T_\lambda$  est d'ailleurs deux fois plus élevée que celle entre 2,0 K et  $T_\lambda$  (chapitre 1). Cette différence dans la conductivité signifie que le flux transporté par Gorter Mellink dans le cas Q13 sera plus faible que celui transporté dans le cas Q12.

Afin de vérifier si ce mécanisme est réellement un mécanisme prépondérant dans l'évolution de la pression lors d'un quench on essaie dans la suite d'estimer la puissance thermique déposée dans le bain par Gorter Mellink et de quantifier l'influence de ce dépôt de puissance sur l'évolution de la pression durant le quench.

#### 4.3.4. Évolution du modèle : prise en compte de l'effet Gorter Mellink dans le calcul de la montée de pression

##### a) Estimation du flux de chaleur transporté dans les canaux par Gorter Mellink

On rappelle tout d'abord l'expression du flux de chaleur maximal transporté par un canal d'hélium superfluide sur sa longueur (équation 4.6).

$$\dot{Q}_\lambda = \frac{1}{L^{1/3}} \cdot \left( \int_{T_0}^{T_\lambda} f(T) dT \right)^{1/3} \cdot S \quad (4.6)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$L$  : longueur du canal d'hélium [m]

$T_0$  : température du bain [K]

$T_\lambda = 2,17$  K : température de transition entre l'hélium II (superfluide) et l'hélium I (normal)

$f(T)$  : fonction de conductivité thermique de l'hélium superfluide [ $W^3 \cdot m^{-5} \cdot K^{-1}$ ]

$S$  : section transversale du canal d'hélium [ $m^2$ ]

Pour estimer le flux de chaleur transporté par les canaux vers le bain d'hélium superfluide, il est nécessaire de connaître l'ordre de grandeur du nombre de canaux dont la température est localement supérieure à 2,17 K ainsi que la longueur de canal à l'état superfluide. Tout d'abord, on pourrait penser que ce nombre de canaux est égal au nombre de canaux chauffés au contact d'une portion de conducteur transitée. Cependant, le nombre de canaux dont la température est localement supérieure à 2,17 K est en réalité plus grand que celui des canaux chauffés à cause d'une transition de conducteur. En effet, comme on a pu l'expliquer auparavant, lorsqu'un canal d'hélium est atteint par le quench, l'hélium contenu dans ce canal est chauffé puis expulsé à l'extérieur du canal. Dans notre cas, la transition étant assez proche du rayon interne de l'aimant, l'hélium chaud sera expulsé préférentiellement par l'extrémité interne du canal. Cette extrémité est connectée à un espace annulaire d'hélium dans lequel est chassé l'hélium chaud. Une fois chassé du canal, l'hélium chaud remonte verticalement le long de cet espace par convection naturelle (figure 4.23). Ceci signifie donc que les canaux qui verront à leur extrémité interne de l'hélium chaud à cause de cette convection naturelle, participeront également à l'évacuation du flux par Gorter Mellink vers le bain se trouvant à leur extrémité externe. Ainsi, pour estimer le flux évacué par Gorter Mellink à travers les canaux d'hélium, il nous faut avoir une idée de la distribution d'hélium chaud dans l'espace annulaire d'hélium présent au rayon interne de l'aimant. Pour ce faire, on analyse l'évolution de la température  $T_{g118}$  au cours du temps (figure 4.24). La zone utile de cette sonde se trouve dans l'espace annulaire d'hélium interne de l'aimant à la hauteur de la galette 118 et verticalement quasiment au dessus du canal où se trouve la chaufferette placée entre les galettes 60 et 61 (voir figure 3.5).

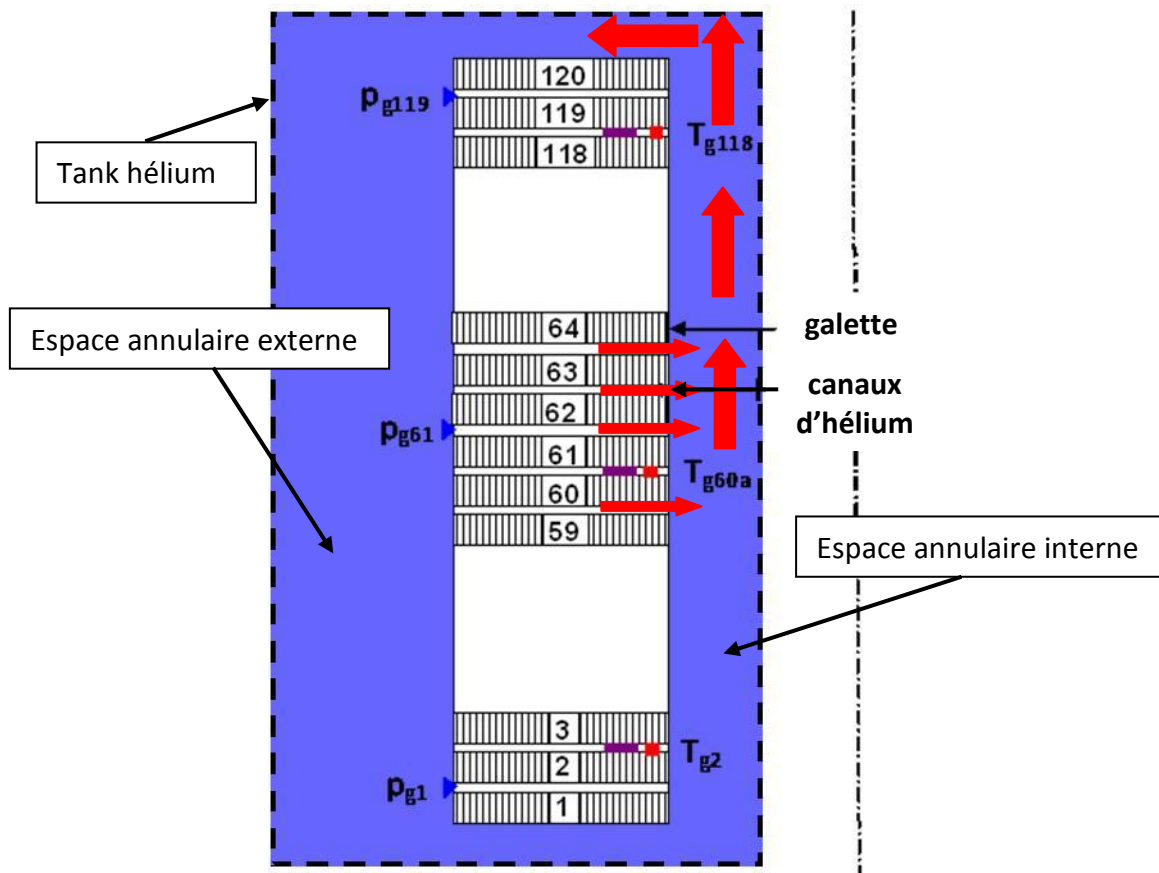


Figure 4.23 – Illustration du chemin (flèches rouges) suivi par l'hélium chaud expulsé par l'extrémité des canaux qui se trouve au rayon interne de l'aimant.

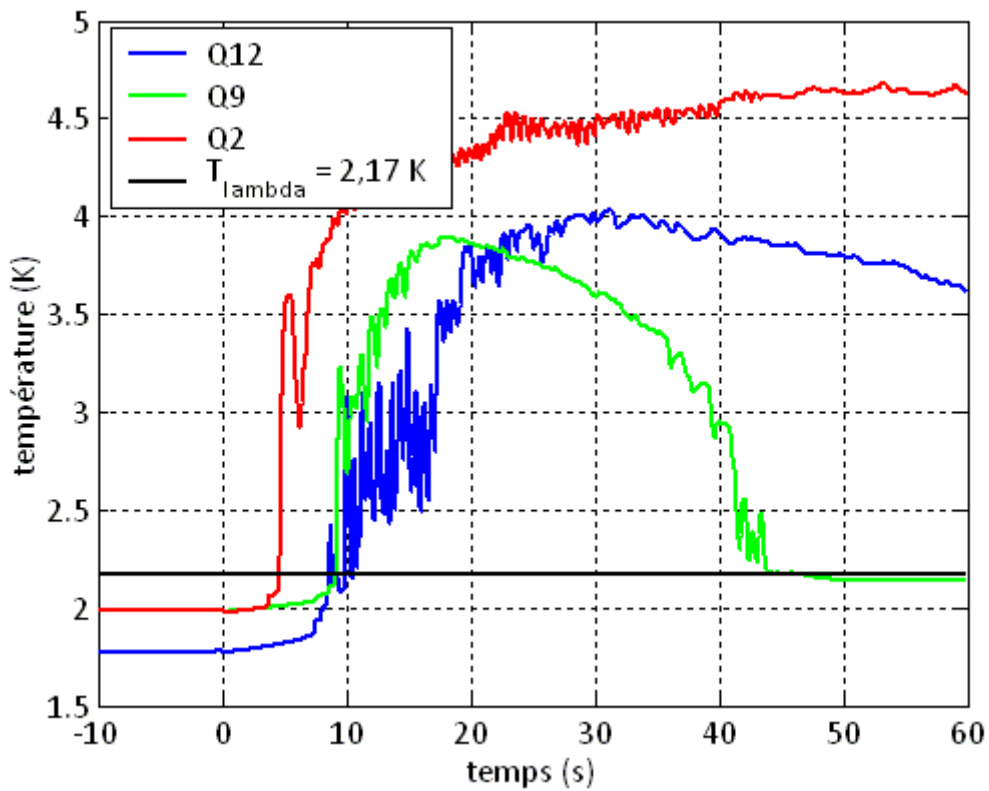


Figure 4.24 – Migration de l'hélium chaud des canaux vers le haut de l'aimant (sonde  $T_{g118}$ )



On constate que pour les différents quenches étudiés, la température  $T_{g118}$  nous permet d'évaluer la « vitesse » à laquelle l'hélium chaud migre de la galette du milieu de l'aimant vers la dernière galette du haut de l'aimant. On note que dans tous les cas où le quench a été déclenché au milieu de l'aimant, la température  $T_{g2}$  (qui est symétrique à  $T_{g118}$  par rapport au milieu de l'aimant) n'a jamais vu l'arrivée d'hélium I chaud comme on peut l'observer pour la température  $T_{g118}$ . Dans le cas Q12 par exemple, l'évolution de  $T_{g2}$  se superpose à l'évolution des températures  $T_4$ ,  $T_5$  et  $T_6$  (figure 4.12). Ceci confirme bien que l'évolution de  $T_{g118}$  est due au mouvement de l'hélium chaud par convection naturelle dans le sens inverse à la gravité. Pour Q12,  $T_{g118}$  voit de l'hélium I chaud à partir d'environ 9 s après le début de la décharge rapide. Si on suppose que la migration de l'hélium chaud se comporte comme un phénomène de propagation, ceci signifie que l'hélium chaud produit dans les canaux de la galette 61 à  $t = -1$  s a parcouru environ 60 galettes en 10 s c.à.d. environ 6 galettes par seconde. Dans la suite, on supposera alors pour Q12 que l'hélium I chaud créé dans chaque canal au contact d'un conducteur transité migre verticalement vers le haut à une « vitesse » de 6 galettes par seconde. Cette vitesse nous permettra alors d'évaluer le nombre de canaux participant à l'évacuation de flux par Gorter Mellink vers le bain externe durant le quench à chaque instant.

En ce qui concerne le nombre de canaux chauffés au contact d'un conducteur transité, on le déterminera à l'aide de l'identification des différents types de propagation faite dans la partie 4.2. On prendra ici le cas Q12 pour détailler le calcul effectué.

L'analyse de la propagation du quench Q12 nous a donné les informations suivantes :

- Le conducteur est transité sur toute sa longueur à  $t = 2,5$  s. Ceci correspond à environ 240 canaux d'hélium partiellement chauffés par galette transitée.
- 6 galettes ont été transitées au total durant le quench en environ 10 s.
- 47 spires par galette ont été transitées au total durant le quench en environ 10 s pour chacune de ces 6 galettes

L'analyse de la température  $T_{g118}$  nous donne l'information suivante :

- Une fois chauffé, l'hélium I de chacun des 240 canaux de la galette 61 migre verticalement vers le haut à la vitesse d'environ 6 galettes par seconde

La combinaison de ces informations nous permet d'estimer le nombre de canaux voyant de l'hélium I chaud à leurs extrémités à chaque instant du quench. On en déduit alors le flux total transporté par les canaux d'hélium superfluide vers le bain externe de l'aimant. La figure 4.25 donne l'évolution en fonction du temps du nombre de canaux voyant de l'hélium chaud à leurs extrémités à chaque instant et du terme  $\dot{Q}_\lambda$  qui en découle. On notera ici que pour les galettes transitées, le terme  $L^{1/3}$  de l'équation 4.6 est calculé en faisant l'hypothèse que le nombre de spires transitées évolue linéairement de 0 à 47 entre le début du quench et  $t = 10$  s.

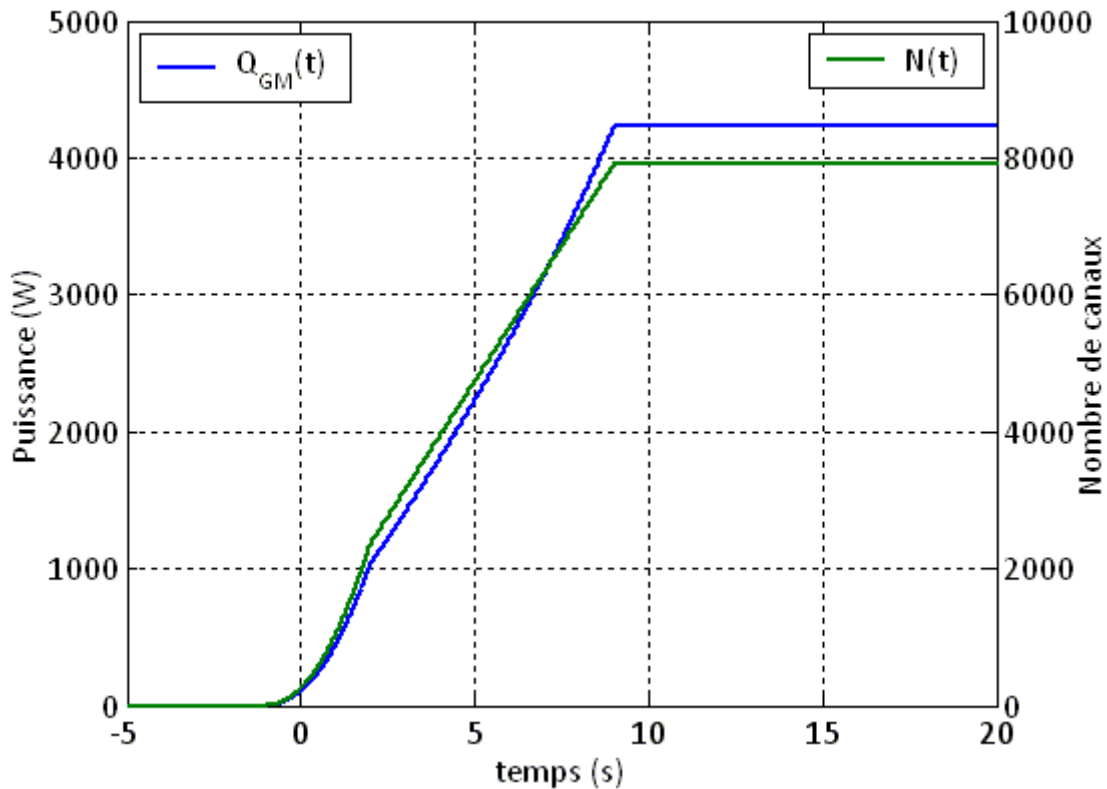


Figure 4.25 – Évolution en fonction du temps du nombre de canaux voyant de l'hélium à leurs extrémités et du terme  $\dot{Q}_\lambda$

b) Résultats du modèle modifié

Afin de prendre en compte dans le modèle l'effet du flux transporté dans les canaux par Gorter Mellink, l'équation 4.3 a été modifiée de la manière suivante :

$$\frac{d(m_b u_b)}{dt} = \frac{dm_b}{dt} h_{tr} + \dot{Q}_\lambda \quad (4.7)$$

Avec  $\dot{Q}_\lambda$  la puissance totale évacuée par tous les canaux d'hélium superfluide vers le bain. La figure 4.26 présente les nouveaux résultats du modèle. On constate alors que la prise en compte de l'effet Gorter Mellink durant le quench explique toutes les incohérences signalées sur la figure 4.21. Tout d'abord, on retrouve le bon ordre de grandeur du maximum de pression. Ensuite, ce maximum n'est plus décalé dans le temps par rapport aux mesures expérimentales. Pour finir, avec le nouveau modèle, on observe une nette diminution de la pression calculée après qu'elle ait atteint son maximum. De plus, la pente de la diminution de pression calculée par le modèle semble être identique à la pente expérimentale. Tout ceci nous rend confiant quant à l'estimation de l'ordre de grandeur du flux évacué par Gorter Mellink calculé précédemment. On peut également calculer la quantité d'énergie apportée au bain par chacun des termes de l'équation 4.6. La valeur de l'enthalpie transportée lors de l'expulsion de l'hélium chauffé durant les dix premières secondes vaut environ 4800 J alors que la valeur de l'énergie transportée par Gorter Mellink à travers les canaux pendant ce même temps vaut environ 22800 J. Le transport d'énergie par Gorter Mellink à travers les canaux est donc un des mécanismes prépondérant à prendre en compte dans la

compréhension de la montée de pression de l'hélium lors du quench d'un aimant de type Seht. Ainsi, tout modèle numérique développé dans le but de simuler ce type de quench en détail devra prendre en compte ce mécanisme physique.

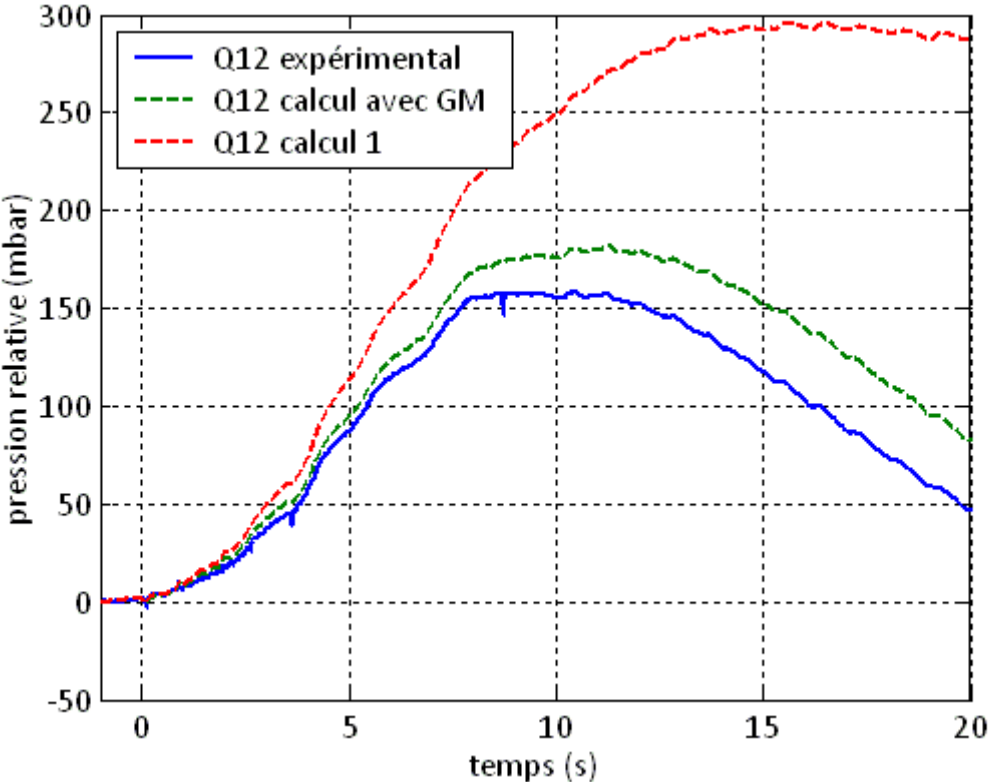


Figure 4.26 – Comparaison des montées de pression calculée et mesurée durant Q12 après modification du modèle

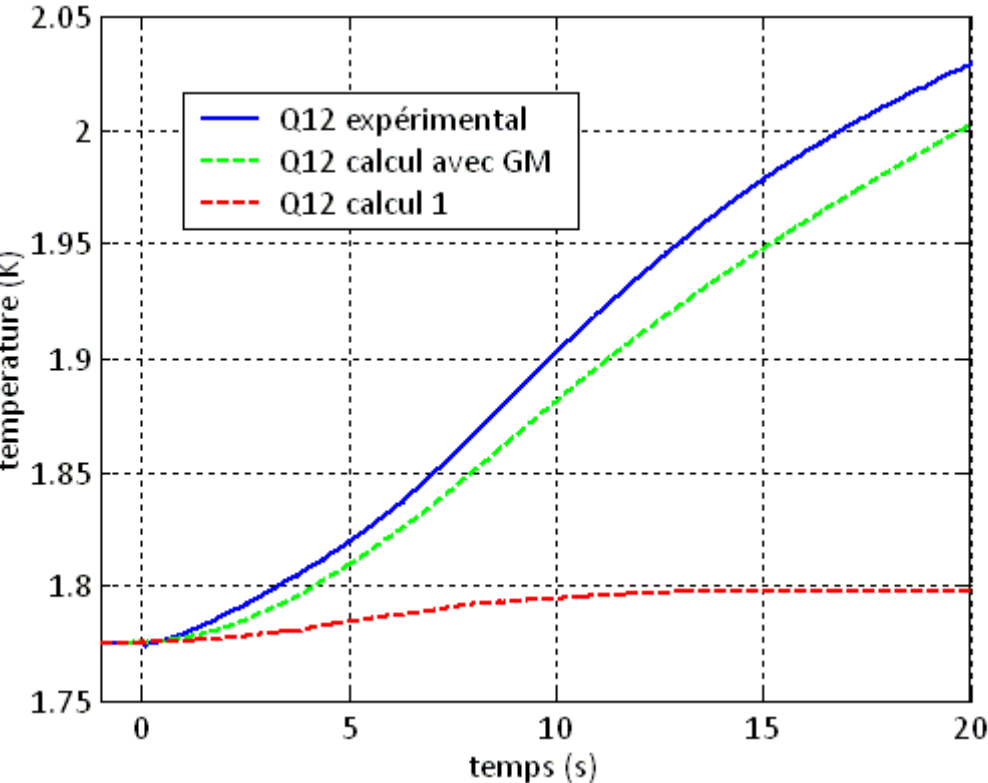


Figure 4.27 – Comparaison des températures calculées et mesurées après modification du modèle pour le cas Q12

Les résultats de la figure 4.27 confirment bien l'explication selon laquelle l'augmentation de température du bain par Gorter Mellink va de paire avec la diminution de la pression. On notera ici que l'erreur relative entre la température expérimentale et celle calculée par le modèle (avec Gorter Mellink) est inférieure à 1,25 %.

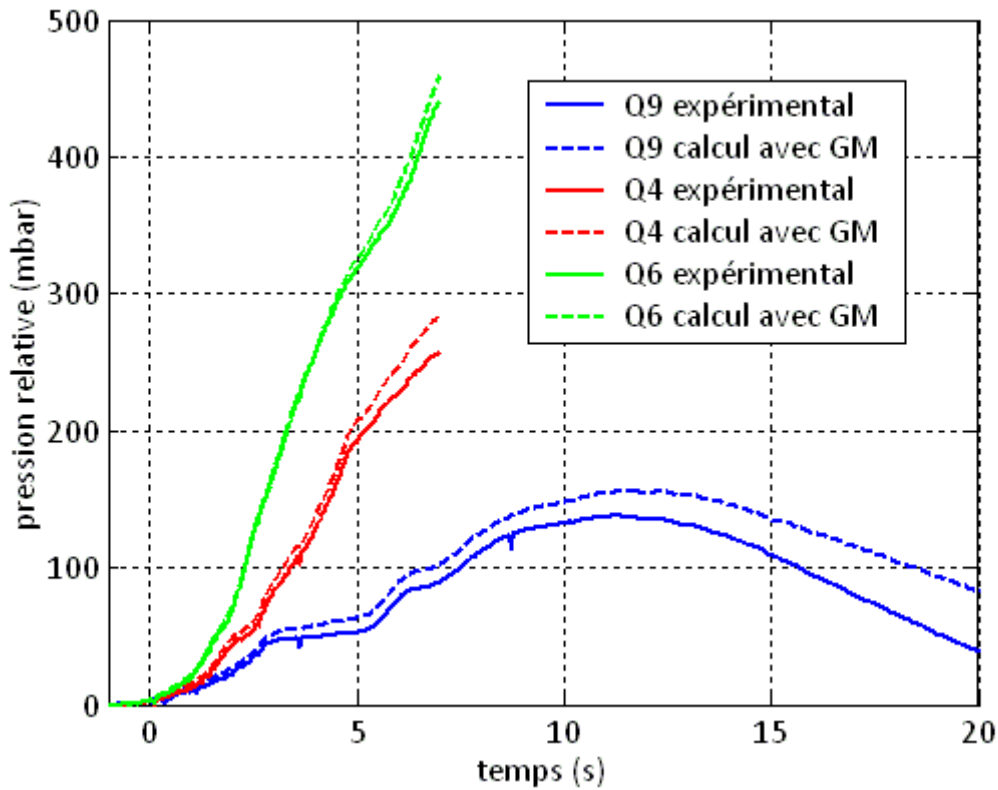


Figure 4.28 – Application du modèle de montée de pression à différents types de quenches (Q9, Q4 et Q6)

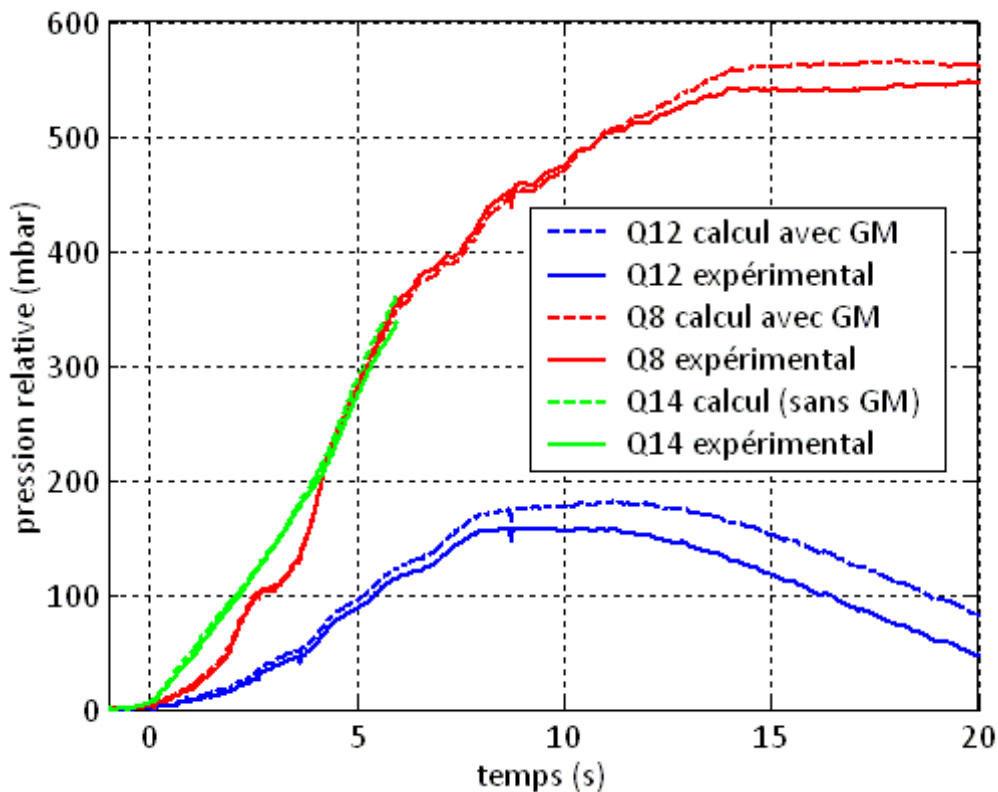


Figure 4.29 – Application du modèle de montée de pression à différents types de quenches (Q12, Q8, Q14)

Pour finir, les calculs montrent que ce modèle produit de bons résultats aussi bien pour les « petits » quenchs que pour les quenchs « moyens ». En effet, le modèle peut être appliqué au cas Q6, Q4, Q14 ou encore Q8 dans les premiers instants tant que le bain reste fermé et isotherme. On obtient alors les résultats présentés sur les figures 4.28 et 4.29. En ce qui concerne les valeurs de température calculées par le modèle, l'erreur relative par rapport aux courbes expérimentales est inférieure à 2 % dans tous les cas présentés ici. Ainsi, la bonne concordance entre les résultats du modèle et les courbes expérimentales montre que le modèle proposé dans cette partie reproduit correctement les mécanismes physiques responsables de la montée de pression durant le quench. Les deux principaux mécanismes physiques qui expliquent l'évolution de la pression lors d'un quench sont donc :

- L'augmentation de la masse du bain d'hélium due à l'éjection de l'hélium chauffé dans les canaux inter-galettes.
- Le transport de chaleur vers le bain par Gorter Mellink à travers les canaux d'hélium

Cependant une des limites importantes du modèle reste le fait qu'on ne sache pas modéliser précisément le comportement du bain lorsque celui-ci n'est plus entièrement superfluide et qu'il se stratifie. Ensuite, malgré que le modèle nous permette d'analyser plus en détail les « petits » et « moyens » quenchs, il reste totalement inefficace pour analyser le « gros » quench Q3. En effet, durant ce quench, les soupapes de sécurité s'ouvrent très rapidement après le début de la décharge rapide (figure 4.14). L'hypothèse du bain fermé n'est donc clairement pas vérifiée dans ce cas. Il sera donc impossible ici d'utiliser la masse volumique expérimentale pour calculer le volume chauffé ou la montée de pression à l'aide des modèles précédents. On tente dans la partie 4.4 de pallier ce problème en mettant en évidence une nouvelle corrélation entre la résistance développée durant le quench et le volume chauffé.

#### **4.4. Modélisation de la montée de pression lors de Q3 à l'aide de la résistance mesurée**

##### **4.4.1. Mise en évidence d'une corrélation entre le volume d'hélium chauffé et la résistance développée**

Comme cela a été expliqué dans la partie 4.2, le volume d'hélium chauffé est proportionnel à la longueur de conducteur transitée dans l'aimant durant le quench. Par ailleurs, la longueur de conducteur transitée est une des deux principales grandeurs physiques intervenant dans l'expression de la résistance développée (chapitre 1). On peut donc s'attendre à trouver une relation simple entre ces deux grandeurs physiques que sont la résistance développée et le volume chauffé. Afin de mettre en évidence une éventuelle corrélation utile à l'étude du quench Q3 on se limite à l'étude des quenchs faits au même courant et au même champ (c.à.d. à la même galette) que Q3. En effet, l'expression de la résistance en fonction de la longueur fait également intervenir la résistivité du conducteur qui dépend de la température et du champ. Pour espérer trouver une corrélation commune à plusieurs cas, il faut que ces cas aient une puissance locale dissipée par effet joule identique. La figure 4.30 représente le volume d'hélium chauffé en fonction de la résistance totale de l'aimant pour différents quenchs réalisés à 886 A et amorcés dans la galette n°61. Ces courbes ont été tracées sur l'intervalle de temps [0 s ; 10 s] c'est-à-dire avant que le volume chauffé ou la

résistance n'atteignent leurs maximums respectifs.

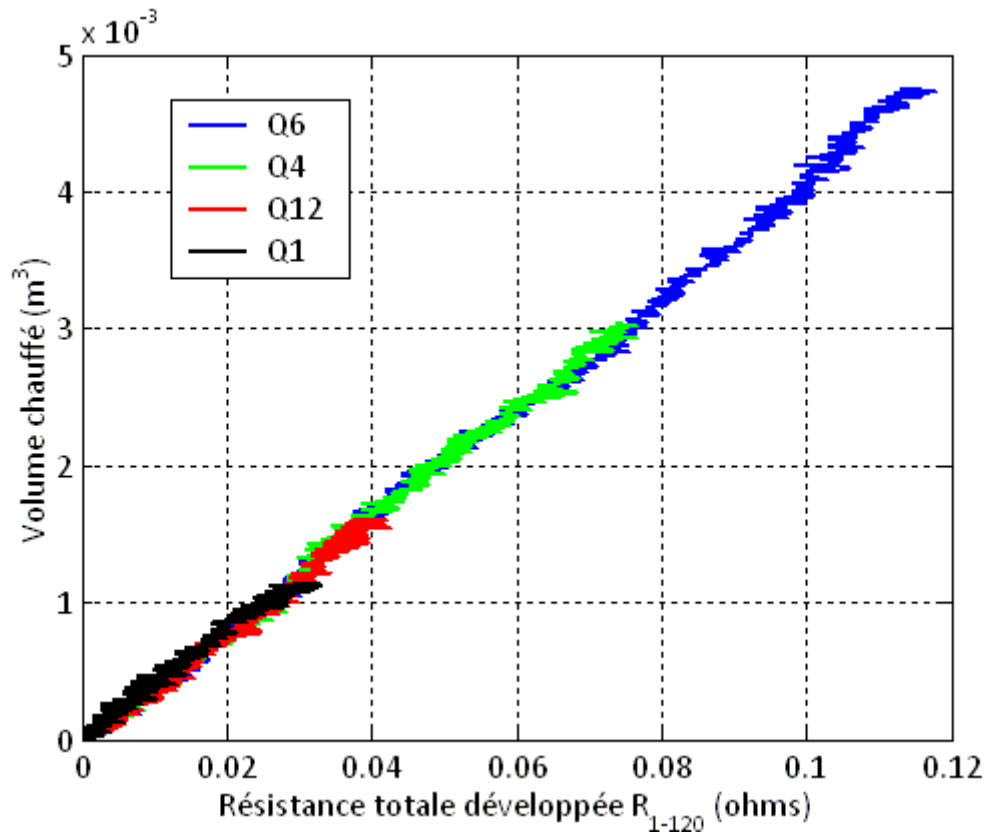


Figure 4.30 – Corrélation linéaire entre le volume chauffé et la résistance de l'aimant au cours des quenches amorcés sur la galette n° 61 à 886 A

La figure 4.30 met en évidence de manière claire une corrélation linéaire entre le volume chauffé et la résistance. . Pour les cas effectués à d'autres courants ou d'autres champs on pourra également trouver des corrélations mais différentes de celle représentée sur la figure 4.30. Dans le cas étudié ici, on détermine l'équation de cette droite par interpolation linéaire. On obtient :

$$V_g = 4 \cdot 10^{-2} R_{1-120} \quad (4.8)$$

avec  $V_g$  [m<sup>3</sup>] le volume d'hélium chauffé dans les canaux durant le quench et  $R_{1-120}$  [Ω] la résistance totale développée dans l'aimant.

Dans la suite, on suppose que l'équation 4.8 est également vérifiée par le quench Q3 durant les dix premières secondes suivant le début de la décharge rapide. Cette corrélation nous permet d'estimer le volume d'hélium chauffé dans les canaux sans passer par la température et la pression expérimentales du bain.

#### 4.4.2. Équations du modèle de montée en pression

L'estimation de  $V_g$  à l'aide de la résistance mesurée durant le quench Q3 permet de connaître l'évolution du volume  $V_b$  en posant  $V_b = V_0 - V_g$ . Ensuite, on calcule les masses volumes du bain et du bain supérieur du satellite en résolvant les équations de conservation de la masse suivantes :

$$\frac{d(\rho_b V_b)}{dt} = -\dot{m} \text{ et } \frac{d(\rho_s V_s)}{dt} = \dot{m} \quad (4.9)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\rho_b$  et  $\rho_s$  : masses volumiques moyennes respectives du bain principal et du bain supérieur du satellite [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$V_b$  et  $V_s$  : volumes respectifs du bain principal (+ canaux non chauffés) et du bain supérieur du satellite [ $\text{m}^3$ ]

$\dot{m}$  : le débit massique d'hélium passant à travers les soupapes de sécurité [ $\text{kg.s}^{-1}$ ]

Le débit massique d'hélium liquide est calculé à l'aide de la définition du coefficient de débit  $K_v$  d'une vanne (techniques de l'ingénieur) :

$$\dot{m} = \frac{0,86K_v}{0,1316} \sqrt{\rho_b(p_b - p_s)} / 1000 \quad (4.10)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$p_b$  et  $p_s$  : pressions respectives du bain d'hélium et du satellite [bar]

$K_v$  : constante caractéristique des soupapes [sans dimension]. Dans notre cas, on a  $K_v \approx 30$  d'après les données du constructeur

Pour l'équation de conservation de l'énergie du bain, on reprend l'équation 4.6 précédemment utilisée pour la modélisation des autres quenchs. Cependant, le bain étant très rapidement non homogène en température dans le cas Q3, les équations de conservation de la masse et de l'énergie ont été résolues pour une masse volumique moyenne et une énergie moyenne. En ce qui concerne le satellite, on suppose que le bain d'hélium I qu'il contient reste à saturation. Ceci nous dispense de devoir utiliser une deuxième équation pour l'hélium du satellite.

Pour finir, on a intégré dans le modèle la procédure de sécurité de la station qui est suivie en cas de quench. Cette procédure est la suivante :

- Si la pression absolue du bain dépasse 2 bar pendant plus de 0,5 s alors le système de sécurité commande instantanément l'ouverture des deux vannes de quench à 100 %
- Si la pression absolue du bain passe en dessous de 1,5 bar pendant plus de 2,5 s alors le système de sécurité commande instantanément la fermeture des deux vannes de quench à 0 %

Pour résumer la démarche suivie dans ce modèle, la corrélation 4.8 nous permet tout d'abord de calculer le volume d'hélium chauffé à partir de l'évolution expérimentale de la résistance  $R_{1-120}$ . Ensuite, on utilise ce volume pour résoudre les équations de conservation de la masse du bain et du bain supérieur du satellite ainsi que pour résoudre l'équation de conservation de l'énergie du bain. Une fois que l'on connaît  $\rho_b, \rho_s$  et  $u_b$  on utilise les routines du logiciel HEPAK pour calculer  $p_b$  et  $p_s$  (en supposant que le bain supérieur du satellite est à saturation).

#### 4.4.3. Résultats du modèle pour le cas du quench Q3

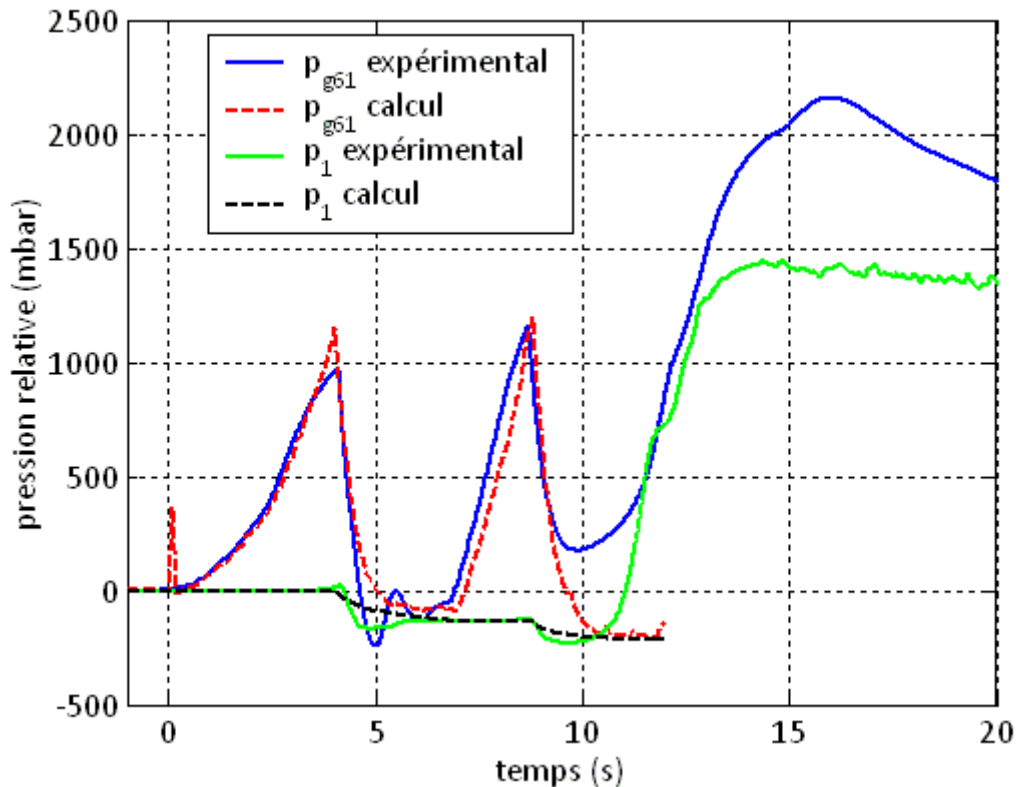


Figure 4.31 – Comparaison des pressions du bain et du satellite calculées avec les pressions mesurées dans le cas Q3

La figure 4.31 représente les résultats de la modélisation de l'évolution de pression durant le quench aussi bien dans le bain d'hélium principal que dans le bain supérieur du satellite. Comme précisé précédemment, les résultats du modèle ne sont valables que durant les dix premières secondes suivant le début de la décharge rapide. Ces résultats montrent une bonne concordance entre les mesures expérimentales et les pressions calculées à l'aide du modèle. Tout d'abord, l'évolution de la pression du bain principal avant la première ouverture des soupapes est très bien reproduite. Seule une légère différence est notable juste avant l'ouverture. Cette différence est due au fait que les vannes de quench commencent à fuir légèrement dès qu'elles voient une importante différence de pression à leurs extrémités. C'est pour cette raison que l'on peut constater une légère inflexion de la montée de pression expérimentale juste avant l'ouverture des soupapes. Ce phénomène n'étant pas pris en compte dans le modèle, la pression calculée continue de monter avec la même allure jusqu'à l'ouverture des vannes.

Ensuite, on constate que cette première ouverture des vannes de sécurité induit une diminution de pression dans l'hélium du satellite qui est à saturation à 1,2 bar. Ceci est dû au fait que l'ouverture des soupapes apporte dans le satellite de l'hélium plus froid (à 2,08 K). Cet hélium froid se mélange avec l'hélium du satellite qui lui est à 4,5 K et donc diminue légèrement sa température. L'hélium du satellite étant à saturation, cette diminution de température y induit une légère diminution de pression. Ce phénomène physique est bien reproduit par le modèle puisqu'après la première ouverture des vannes, la pression du satellite calculée diminue d'environ 140 mbar c'est-à-dire du même ordre de grandeur que



la pression expérimentale du satellite.

Vers  $t = 6,9$  s les vannes de quench se referment entièrement comme cela est prévu dans la procédure de sécurité. La pression du bain superfluide se remet alors à augmenter à cause du mécanisme d'expulsion de l'hélium des canaux vers le bain qui n'est toujours pas terminé. On constate que les pentes de remontée de la pression après la première fermeture des vannes sont identiques dans le calcul et dans l'expérience. Ce résultat nous rend donc confiant quant à l'utilisation de la corrélation mise en évidence précédemment entre la résistance développée dans le bobinage et le volume d'hélium chauffé. Le résultat nous rend également confiant quant à la modélisation des soupapes et au calcul du débit qui les traverse.

Après la deuxième fermeture des vannes de quench, on remarque que la pression du bain et du satellite adoptent un comportement différent de celui observé après la première fermeture. En effet, ces deux pressions se mettent à augmenter sans que l'ouverture des vannes de quench ne ralentisse leur évolution. Ceci peut s'expliquer par deux mécanismes :

- Le volume d'hélium qui a été transféré du bain principal au bain supérieur du satellite a rempli ce dernier. Le satellite n'ayant plus la capacité de stocker plus d'hélium, le débit de masse qui continue à travers les vannes augmente sa masse volumique. Sa pression augmente alors également à son tour.
- L'augmentation du niveau d'hélium dans le satellite oblige cet hélium à toucher des zones du satellite de plus en plus chaudes. Et ceci notamment à cause de la présence dans le satellite des amenées de courant qui servent à l'alimentation de l'aimant. Cet hélium au contact des zones chaudes du satellite va alors se vaporiser. Cette vaporisation brusque induit alors une augmentation de la pression dans le satellite.

Dans la réalité, il est fortement probable que ces deux mécanismes soient tous les deux présents. Pour finir, la pression du bain ne recommence à diminuer qu'après l'ouverture de la soupape à ressort montée en haut du satellite. Cette soupape éjecte alors une grande partie de l'hélium de l'installation dans l'atmosphère (figure 4.15).

## Conclusion

L'analyse des résultats expérimentaux des différents quenchs effectués sur la station Seht nous a permis d'affiner notre compréhension des mécanismes physiques intervenant dans la propagation de la zone normale et dans la montée de pression généralisée du bain d'hélium superfluide entourant l'aimant. On a tout d'abord mis en évidence les différents types de propagation de la zone normale qui interviennent lors des quenchs de l'aimant Seht. On a alors montré que cette propagation était à la fois longitudinale le long de chaque conducteur mais également transversale à travers l'isolation séparant deux spires ou encore deux galettes.

Ensuite, la corrélation entre les évolutions de la montée de pression et de la résistance nous a permis de mettre en évidence le principal mécanisme responsable de la montée globale de la pression du bain lors d'un quench. C'est l'expulsion de l'hélium chauffé dans les canaux vers le bain qui augmente la masse volumique de ce dernier et induit alors sa montée de pression. Le volume d'hélium chauffé au contact du conducteur étant proportionnel à la longueur de conducteur transité, l'évolution de la montée de pression est très corrélée à la propagation de la zone normale. On a ensuite mis en évidence un deuxième mécanisme important intervenant dans l'évolution de la pression. Ce mécanisme est le flux de chaleur transféré par l'hélium chauffé des canaux à l'hélium superfluide du bain en régime de Gorter Mellink. La présence de ce mécanisme induit un « amortissement » de la montée de pression dans les premiers instants et une diminution de la pression dans certains cas après la fin du quench.

Pour finir, plusieurs modèles analytiques simples ont été développés dans cette partie dans le but de faire une étude plus détaillée des quenchs et aussi dans le but de confirmer les mécanismes physiques mis en évidence précédemment. Un premier modèle a permis d'estimer le volume d'hélium chauffé durant les différents quenchs à partir des mesures des température et pression du bain. Ce modèle a également permis d'estimer la longueur totale de conducteur transité pour certains quenchs et d'en déduire une estimation du volume 3D de la zone normale en fin de quench. Ensuite, un deuxième modèle nous a permis de conforter de manière quantitative notre compréhension de la montée de pression. En effet, on a obtenu des courbes de montée de pression calculées (à partir de certaines données expérimentales) en bonne concordance avec les courbes expérimentales. Pour finir, un troisième modèle nous a permis d'étudier plus en détail le quench Q3 à l'aide de l'évolution expérimentale de sa résistance totale développée dans l'aimant. Ce dernier modèle a encore une fois donné des résultats satisfaisants quant à la montée de pression mais également quant au comportement des soupapes de sécurité durant le quench.

Cependant, tous les modèles développés dans ce chapitre sont des modèles « partiels » utilisant en partie certains résultats expérimentaux. Afin d'être capable de modéliser entièrement la montée de pression durant le quench on utilisera alors les enseignements du chapitre 4 pour développer dans le chapitre 5 un modèle complet de propagation de la zone normale et de montée de pression. Ce modèle nous permettra dans un premier temps d'affiner encore plus notre compréhension des différents quenches. Ensuite, ce modèle pourra être une première étape sur le chemin de la modélisation prédictive de la montée de pression lors du quench accidentel d'un aimant de type Iseult refroidi en bain à l'hélium superfluide.

## Chapitre 5 Modélisation numérique de la propagation de la zone normale et de la montée de pression de l'hélium lors d'un quench de l'aimant Seht

### Objectifs du chapitre 5

- Développer un modèle numérique de propagation de la zone normale et de la montée de pression lors d'un quench de l'aimant Seht.
- Valider ce code à l'aide des résultats expérimentaux.
- Analyser à l'aide des calculs numériques les phénomènes physiques responsables de la propagation de la zone normale et de la montée de pression.

### 5.1. Hypothèses et équations du modèle de propagation de la zone normale et de la montée de pression

#### 5.1.1. Modélisation d'une galette de l'aimant Seht

On commencera ici par rappeler au lecteur la structure géométrique d'une galette de l'aimant Seht (figure 5.1).

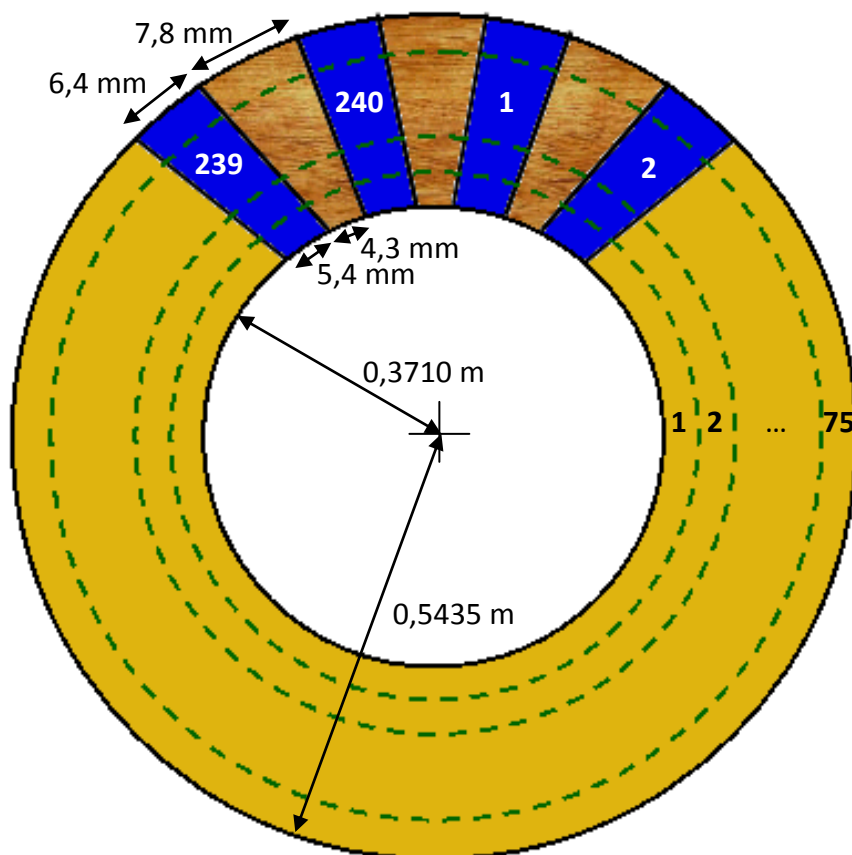


Figure 5.1 – Schéma d'une galette de l'aimant Seht

Une galette de l'aimant Seht est constituée de 75 spires de conducteurs séparés par 0,1 mm d'isolant. L'isolant interspire utilisé sur l'aimant Seht est le Mylar. Deux galettes de l'aimant sont séparées par des cales en G10 de 2,15 mm d'épaisseur. Ces cales étant disposées régulièrement sur la longueur du conducteur, chaque couple de cales est séparé par un canal d'hélium servant au refroidissement direct de l'aimant. Une galette entière de l'aimant Seht est alors constituée de 240 cales de G10 et donc autant de canaux d'hélium. Les canaux et les cales sont trapézoïdaux. Ils seront modélisés droits avec les dimensions correspondant à celles au rayon interne du bobinage.

a) *Modélisation du conducteur d'une spire*

Afin de prendre en compte la propagation de la zone normale le long de chaque spire dans une galette et d'une spire à l'autre, on résout l'équation de la chaleur monodimensionnelle le long de chaque conducteur.

$$C(T_{s,g}) \frac{\partial T_{s,g}}{\partial t} S = \lambda(T_{s,g}) \frac{\partial^2 T_{s,g}}{\partial x^2} S + \dot{Q}_{s,g}^{Joule} - \dot{Q}_{s,g}^{Conv} + \dot{Q}_{s,g}^{IntSpire} + \dot{Q}_{s,g}^{IntGalette} \quad (5.1)$$

Avec la nomenclature partielle suivante:

- $T_{s,g}$  : température du conducteur numéro 's' de la galette numéro 'g' [K]
- $S$  : section du conducteur [ $m^2$ ]
- $C$  : capacité thermique volumique moyenne du conducteur [ $J.K^{-1}.m^{-3}$ ]
- $\lambda$  : conductivité thermique moyenne du conducteur [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]
- $\dot{Q}_{s,g}^{Joule}$  : puissance dissipée par effet Joule par unité de longueur dans le conducteur [ $W.m^{-1}$ ]
- $\dot{Q}_{s,g}^{Conv}$  : puissance conducto-convective échangée par unité de longueur entre le conducteur et l'hélium des canaux avec lequel il est en contact direct [ $W.m^{-1}$ ]
- $\dot{Q}_{s,g}^{IntSpire}$  : puissance échangée par unité de longueur entre le conducteur 's,g' et les conducteurs de ses spires voisines 's+1' et 's-1' [ $W.m^{-1}$ ]
- $\dot{Q}_{s,g}^{IntGalette}$  : puissance échangée par unité de longueur entre le conducteur 's,g' et les conducteurs de ses galettes voisines 'g+1' et 'g-1' [ $W.m^{-1}$ ]

La capacité thermique volumique du conducteur et sa conductivité thermique sont calculées à partir des propriétés de chacun des matériaux constituant le conducteur selon l'équation suivante :

$$VC = V_{Cu}C_{Cu} + V_{NbTi}C_{NbTi} + V_{CuNi}C_{CuNi} + V_{G10}C_{G10} \quad (5.2)$$

$$S\lambda = S_{Cu}\lambda_{Cu} + S_{NbTi}\lambda_{NbTi} + S_{CuNi}\lambda_{CuNi} \quad (5.3)$$

Avec

$$S = S_{Cu} + S_{NbTi} + S_{CuNi} \quad \text{et} \quad V = V_{Cu} + V_{NbTi} + V_{CuNi} + V_{G10} \quad (5.4)$$

La capacité thermique moyenne calculée ci-dessus ne prend pas en compte uniquement les capacités des matériaux constitutifs du conducteur mais également celle des cales de G10.

Modéliser le conducteur de cette manière comme étant un matériau homogène fictif incluant le G10 nous permet ici de prendre en compte l'effet de la capacité de le G10 sur l'évolution de la température du conducteur sans avoir à résoudre une équation de la chaleur dans le G10. Ceci alourdirait énormément les calculs et rendrait les temps de calculs trop élevés pour que le modèle soit utilisable. En ce qui concerne la conductivité thermique du conducteur, tous les termes de l'équation 5.3 sont négligeables devant le terme représentant la conductivité thermique du cuivre.

Le tableau 5.1 récapitule les valeurs des sections des matériaux pris en compte dans l'équation du conducteur.

Tableau 5.1 – Sections des différents matériaux pris en compte dans l'équation du conducteur

Matériau	Section (mm <sup>2</sup> )
Cuivre (Cu)	8,978
Niobium Titane (NbTi)	1,197
Cupro-nickel (CuNi)	0,598

Le terme de puissance dissipée par effet Joule  $\dot{Q}_{s,g}^{Joule}$  est calculé à l'aide d'une modélisation linéaire de la zone de partage de courant (Chapitre 1). On obtient alors la formulation suivante pour ce terme :

$$\dot{Q}_{s,g}^{Joule} = \frac{\rho_{Cu} I^2}{S_{Cu}} g(T_{s,g}) \text{ avec } g(T_{s,g}) = \begin{cases} 0 & \text{si } T_{s,g} < T_{cs} \\ \frac{T_{s,g} - T_{cs}}{T_c - T_{cs}} & \text{si } T_{cs} < T_{s,g} < T_c \\ 1 & \text{si } T_{s,g} > T_c \end{cases} \quad (5.5)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

- $\rho_{Cu}$  : résistivité du cuivre [ $\Omega.m$ ]
- $I$  : courant traversant le conducteur [A]
- $T_{cs}$  : température de partage du courant [K]
- $T_c$  : température critique [K]
- $g$  : fonction de partage du courant

Les propriétés des matériaux sont calculées dans le modèle à chaque instant à l'aide de routines numériques qui calculent chaque propriété en fonction de la température et d'autres paramètres si nécessaire (champ magnétique, RRR). Il en est de même pour la température de partage du courant et la température critique. Le tableau 5.2 récapitule l'ensemble des références utilisées dans ces routines pour calculer les propriétés des matériaux.

Pour finir, l'équation 5.1 est résolue pour l'ensemble des spires d'une galette en imposant comme condition limite la continuité de la température entre les extrémités de deux spires consécutives.

Tableau 5.2 – Références utilisées pour calculer les propriétés des matériaux dans le modèle

Propriétés thermiques	Références
Conductivité du CuNi	HandBook... NBS Boulder 1977
Capacité CuNi	V.J. Johnson 1961
Résistivité Cu	Luehning 1989, F.R. Fickett 1972
Conductivité Cu	Luehning 1989 / METALPACK
Capacité Cu	V.J. Johnson 1961, F.R. Fickett 1972
Conductivité NbTi	E.W. Collings 1986
Capacité NbTi	V.D. Arp 1980
Température critique NbTi	M.S. Lubell 1983
Conductivité G10	G. Hartwing, HandBook... NBS Boulder 1977
Capacité G10	E.W. Collings

b) Modélisation de l'isolant interspire

Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{IntSpire}$  de l'équation 5.1 représente la puissance thermique échangée par conduction dans les 0,1 mm de mylar entre la spire 's' de la galette 'g' et ses spires voisines de la même galette. Cet échange par conduction dans le Mylar a été modélisé sous forme d'une simple résistance thermique. Ceci revient donc ici à faire l'hypothèse d'un régime de diffusion établi dans le Mylar. La validité de cette hypothèse peut être très simplement vérifiée par le calcul du temps caractéristique de diffusion dans 0,1 mm de Mylar. On obtient un temps caractéristique de 0,5 ms à 1,8 K et de 5,8 ms à 10 K. Or, on a pu voir dans le chapitre 4 que le temps séparant deux sauts de la zone normale d'une spire à l'autre était d'environ 200 ms. Ce temps étant très grand devant le temps caractéristique de diffusion dans le Mylar on peut raisonnablement faire l'hypothèse d'un régime de diffusion établi dans l'isolant interspire. Dans ce cas, le flux  $\dot{Q}_{s,g}^{IntSpire}$  arrivant par conduction sur la spire 's' de la galette 'g' s'écrit :

$$\dot{Q}_{s,g}^{IntSpire} = \lambda_{Mylar} \frac{(T_{s-1,g} - T_{s,g})}{e_{Mylar}} l_e + \lambda_{Mylar} \frac{(T_{s+1,g} - T_{s,g})}{e_{Mylar}} l_e \quad (5.6)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\lambda_{Mylar}$  : conductivité thermique du Mylar [ $W.m^{-1}.K^{-1}$ ]

$l_e$  : surface d'échange par unité de longueur de conducteur entre une spire et l'isolant en Mylar [m]

$e_{Mylar}$  : épaisseur de Mylar interspire [m]

Dans l'équation 5.6, la conductivité thermique du Mylar est prise à la valeur moyenne de la température entre les deux spires considérées. Pour le premier terme de l'équation 5.6, elle est donc calculée à la température  $\frac{(T_{s-1,g} + T_{s,g})}{2}$  et à  $\frac{(T_{s+1,g} + T_{s,g})}{2}$  pour le second terme. Cette approximation de la résistance thermique nous permet de modéliser le phénomène de propagation de la zone normale d'une spire à l'autre sans avoir à résoudre l'équation de la chaleur dans chaque épaisseur d'isolant. Tout comme pour le G10 intergalette, ceci rendrait les calculs trop lents pour être exploitables.

Contrairement aux matériaux énumérés dans le tableau 5.2, on ne disposait pas de routines numériques permettant de calculer la conductivité thermique du Mylar. La conductivité thermique du Mylar a été implémentée dans le modèle à l'aide d'un fit réalisé à partir des données du logiciel CRYOCOMP [Cryodata 1999] sur l'intervalle de température [1,5 K ; 200 K]. Le fit réalisé est une interpolation polynomiale de degré sept sous la forme ci-dessous. Les coefficients  $a_i$  sont les coefficients constants du polynôme.

$$\lambda_{Mylar}(T) = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 + a_6T^6 + a_7T^7 \quad (5.7)$$

Le tableau 5.3 donne les valeurs utilisées dans le modèle pour les coefficients  $a_i$  et la figure 5.2 représente graphiquement ce fit ainsi que les données sources.

Tableau 5.3 – Coefficients du fit polynomial de la conductivité du Mylar en fonction de la température

Coefficient	Pour 1,5 K < T < 30 K	Pour T > 30 K
$a_0$	$6,8498 \cdot 10^{-4}$	0,051
$a_1$	$2,5834 \cdot 10^{-4}$	$9,2322 \cdot 10^{-4}$
$a_2$	$3,3285 \cdot 10^{-4}$	$-4,4346 \cdot 10^{-6}$
$a_3$	$2,1386 \cdot 10^{-5}$	$7,8135 \cdot 10^{-9}$
$a_4$	$-5,2832 \cdot 10^{-6}$	0
$a_5$	$3,1899 \cdot 10^{-7}$	0
$a_6$	$-8,2989 \cdot 10^{-9}$	0
$a_7$	$8,0826 \cdot 10^{-11}$	0

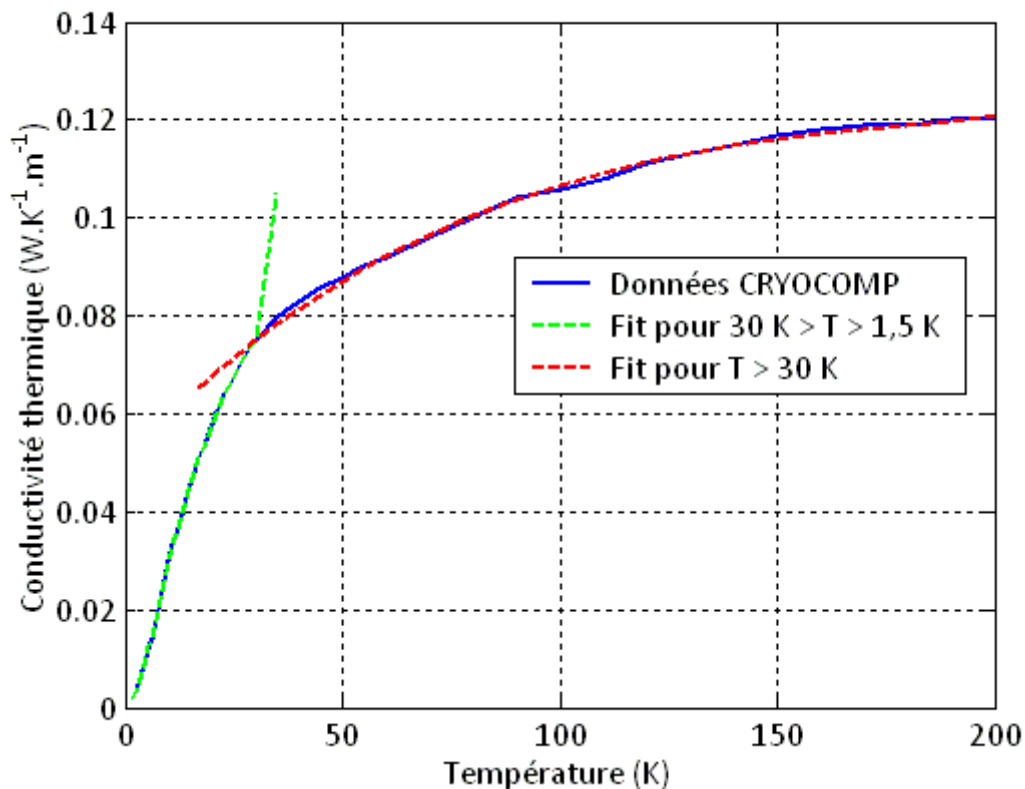


Figure 5.2 – Fit de la conductivité thermique du Mylar en fonction de la température



### c) Modélisation de l'hélium des canaux intergalettes

Afin de modéliser la propagation de la zone normale dans l'aimant Seht et la montée de pression induite, il est indispensable de prendre en compte le fort couplage thermohydraulique qui existe entre le conducteur et l'hélium des canaux. Pour ce faire, le modèle résout à chaque instant l'équation de l'énergie interne vérifiée par l'hélium de chaque canal. On considère qu'un canal d'hélium est divisé en autant de mailles (figure 5.3) qu'il y a de spires dans une galette. Les volumes d'hélium sont repérés à l'aide des mêmes indices (s,g) utilisés pour le conducteur auxquels on ajoute un troisième indice pour repérer le numéro du canal traité. On considère alors que toutes les grandeurs thermohydrauliques sont constantes dans une maille et qu'il n'y a pas d'échange entre les mailles d'un même canal. On considère ensuite que chacune de ces mailles échange thermiquement uniquement avec les conducteurs des deux spires qui se trouvent en vis-à-vis de la maille. Pour la maille 's' d'un des 240 canaux de la galette 'g', l'équation de l'énergie interne vérifiée par l'hélium s'écrit alors :

$$V^{he} \frac{\partial \rho_{s,g}^{he} u_{s,g}^{he}}{\partial t} = \dot{Q}_{s,g}^{Conv} l_{canal}^{he} + \dot{Q}_{s,g}^{GM} \quad (5.8)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\rho_{s,g}^{he}$  : masse volumique de l'hélium de la maille 's' [ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ]

$V^{he}$  : volume d'une maille d'hélium [ $\text{m}^3$ ]

$u_{s,g}^{he}$  : énergie interne massique de l'hélium de la maille 's' de la galette 'g' pour un canal donné (sur les 240) [ $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ]

$\dot{Q}_{s,g}^{GM}$  : puissance de refroidissement par Gorter Mellink évacuée de la maille 's' vers le bain externe d'hélium superfluide [W]

$l_{canal}^{he}$  : largeur d'un canal d'hélium [m]

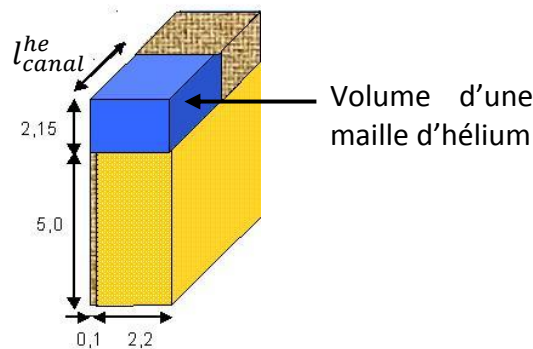


Figure 5.3 – Représentation d'une maille d'hélium dans le modèle numérique

On notera ici que dans notre choix de modélisation, le terme convectif de variation de l'énergie interne n'a pas été pris en compte dans l'équation 5.8. Ensuite, afin de déterminer complètement l'état thermodynamique de l'hélium des canaux lors du quench, il est indispensable de résoudre une deuxième équation vérifiée par une des variables d'état de l'hélium. Pour ce faire, on s'appuie sur l'analyse de la montée de pression effectuée dans le chapitre 2. En effet, on a pu y voir que les pics locaux de pression étaient des phénomènes transitoires brefs ayant des temps caractéristiques (inférieur à 100 ms) très faibles par rapport au temps caractéristique de la montée de pression dans le bain (supérieur à 10 s). C'est pour cette raison que dans notre modèle on supposera que la pression est homogène

dans tout le système cryogénique. La deuxième équation résolue dans le modèle à chaque instant sera alors tout simplement :

$$p_{s,g}^{he} = p_b \quad (5.9)$$

Avec  $p_{s,g}^{he}$  la pression de l'hélium des canaux et  $p_b$  la pression du bain d'hélium superfluide. On verra dans la partie 5.1.3 la manière dont est calculée la pression du bain. Ainsi, l'énergie interne et la pression de chaque maille étant calculées à chaque instant par le modèle, on accède à l'ensemble des autres grandeurs thermodynamiques de l'hélium (température, masse volumique, ...) par l'intermédiaire de la routine fortran du logiciel HEPAK.

Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{Conv}$  de l'équation 5.1 représente la puissance échangée entre le conducteur et l'hélium qui est à son contact. On modélise ce terme de la manière suivante :

$$\dot{Q}_{s,g}^{Conv} = \begin{cases} \alpha (T_{s,g}^n - T_{s,g}^{he^n}) l_e^{he} & \text{si } T_{s,g}^{he} \leq 2,17 \text{ K} \\ h (T_{s,g} - T_{s,g}^{he}) l_e^{he} & \text{si } T_{s,g}^{he} > 2,17 \text{ K} \end{cases} \quad (5.10)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

- $\alpha$  et  $n$  : paramètres de modélisation du flux thermique de type Kapitza. Respectivement [W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-n</sup>] et [sans dimension]
- $h$  : coefficient d'échange thermique [W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>]
- $T_{s,g}^{he}$  : température de l'hélium (d'un des 240 canaux) en vis-à-vis de la spire 's' se trouvant entre la galette 'g' et la galette 'g+1' [K]
- $l_e^{he}$  : surface d'échange par unité de longueur de conducteur (appelée habituellement périmètre mouillé) entre le conducteur et l'hélium du canal [m<sup>2</sup>]

On modélise donc le transfert thermique entre le conducteur et l'hélium des canaux par une expression de type Kapitza lorsque l'hélium est superfluide et par un coefficient d'échange « classique » dans le cas contraire. On notera tout de même ici que le coefficient  $h$  n'est pas constant en fonction de la température. En effet, il prendra des valeurs différentes en fonction de l'état thermodynamique de l'hélium (liquide, gaz, diphasique). Les valeurs numériques de ces coefficients qui ont été utilisées dans les simulations seront données dans la suite de ce chapitre.

L'analyse des résultats expérimentaux faite dans le chapitre 4 a mis en évidence le rôle important du flux transporté par Gorter Mellink (à travers les canaux) dans le refroidissement de l'hélium des canaux. On a également démontré que ce flux avait un rôle important dans l'explication de l'allure de la montée de pression et dans sa modélisation. Cependant, une modélisation exacte de ce phénomène supposerait d'abord que l'on résolve une équation de la chaleur dans chaque canal en prenant en compte le terme de transport par Gorter Mellink. Ensuite, ceci supposerait également que le modèle prenne en compte l'effet de la gravité sur la remontée de l'hélium chaud dans l'espace annulaire intérieur du bain d'hélium superfluide. Or, le terme de Gorter Mellink étant fortement non linéaire, sa modélisation impliquerait des schémas numériques complexes et des pas de temps très

faibles pour éviter les problèmes d'instabilités numériques du code. Ensuite, prendre en compte la remontée d'hélium chaud dans le bain d'hélium et donc modéliser la stratification de celui-ci impliquerait de résoudre une équation de la chaleur bidimensionnelle voire tridimensionnelle dans le bain. Encore une fois, ceci rendrait le modèle beaucoup trop complexe et les temps de calculs beaucoup trop élevés. C'est donc pour ces différentes raisons que nous avons décidé de modéliser le refroidissement de l'hélium des canaux de manière très simple dans un premier temps.

On supposera donc ici que chaque maille d'hélium est en contact thermique avec la source froide (c'est-à-dire le bain d'hélium superfluide) par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange thermique tout comme elle est en contact thermique avec sa source chaude qui est ici le conducteur.

On écrit alors le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{GM}$  de l'équation 5.8 de la manière suivante :

$$\dot{Q}_{s,g}^{GM} = h_{GM}(T_b - T_{s,g}^{he})S_e^{he} \quad (5.11)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$T_b$  : température du bain d'hélium superfluide [K]

$h_{GM}$  : coefficient constant d'échange « artificiel » [ $W.m^{-2}.K^{-1}$ ].

On notera que ce coefficient d'échange artificiel  $h_{GM}$  a été rapporté à la même surface  $S_e^{he}$  que dans l'équation 5.9 afin de faciliter la comparaison entre la puissance apporté au canal par la source chaude et la puissance évacuée du canal par la source froide.

L'hélium se trouvant entre les galettes 'g' et 'g+1' échange dans la réalité avec ces deux galettes et pas uniquement avec la galette 'g'. Cependant, modéliser l'hélium présent entre ces deux galettes par une seule température revient à négliger le gradient de température dans l'épaisseur du canal (2,15 mm) et donc à supposer que la conductivité thermique de l'hélium est quasi-infinie ou qu'il existe de très bon mouvements de convection qui aideraient à homogénéiser la température. Cette première hypothèse est très certainement valable tant que l'hélium est superfluide mais devient fautive une fois que l'hélium passe à l'état liquide I ou gazeux. De plus, les mesures expérimentales réalisées durant les quenches montrent que la température  $T_{g60}$  vaut environ 20 K à l'instant où la galette 60 transite (la galette 61 étant celle où le quench a été initié). Ceci signifie donc qu'il existe un fort gradient de température dans l'hélium puisque les conditions limites de température indiquent que la galette 61 est à une température supérieure à 20 K alors que la galette 60 a toujours une température inférieure à 3 K, température de transition. Pour modéliser ce phénomène de manière précise il faudrait donc déterminer à chaque instant le profil de température dans l'épaisseur d'hélium en y résolvant une équation de la chaleur prenant en compte la conduction dans l'hélium. Encore une fois, une telle modélisation alourdirait énormément les calculs numériques. C'est pour cette raison que l'on considère que la température de l'hélium est uniforme dans l'épaisseur du canal tant que l'hélium est superfluide. Durant cette phase, une maille d'hélium échange donc thermiquement avec ses deux galettes voisines. Une fois que l'hélium passe à l'état d'hélium I, on choisit de diviser chaque maille

d'hélium en deux sous mailles. À partir de ce moment, chaque demi-maille échange uniquement avec la galette qu'elle mouille (la demi-maille du dessous avec la galette 'g' et la demi-maille du dessus avec la galette 'g+1'). Ce choix de modélisation nous permet donc ici de prendre en compte l'effet du gradient de température dans l'épaisseur du canal. Cette modélisation nous permet également de prendre en compte l'effet du flux thermique transféré d'une galette à l'autre par conduction à travers l'épaisseur d'hélium et qui peut avoir un rôle important dans la prédiction de la propagation du quench de galette en galette. On verra comment ce phénomène a été modélisé dans la partie 5.1.2.b).

Pour finir, on sait d'ores et déjà ici que la température de l'hélium des canaux prédite par le modèle risque d'être assez différente de la température expérimentale de l'hélium des canaux. Ceci à cause de la modélisation grossière du refroidissement par Gorter Mellink mais également à cause de la modélisation grossière de ce qui se passe dans l'épaisseur du canal. Cependant, la priorité de notre modélisation est de prédire de manière correcte la propagation de la zone normale ainsi que la montée de pression induite par cette propagation. On attachera alors une grande importance à montrer dans la suite de ce chapitre que cette modélisation non précise de l'hélium des canaux influence très peu la propagation de la zone normale ou la montée de pression dans le bain. De plus, une fois les simulations numériques terminées on pourra tenter de reconstruire une « température moyenne » de l'hélium des canaux à partir des températures de chacune des galettes calculées par le modèle ou encore à partir des deux températures de « demi-maille ». On pourra ensuite vérifier la cohérence de cette température numérique reconstruite avec la température expérimentale des canaux. On trouvera ces résultats dans la partie 5.4 de ce chapitre.

### 5.1.2. Modélisation de l'échange de chaleur entre deux galettes voisines

Comme on peut le voir sur la figure 5.5, deux galettes de l'aimant Seht sont séparées par une épaisseur de 2,15 mm d'hélium (sur 56 % de la longueur du conducteur au rayon interne) et par une épaisseur identique de G10 (sur 44% de la longueur du conducteur au rayon interne). Ainsi, le flux thermique qui est responsable de la transition d'une galette une fois que sa galette voisine est transitée passe forcément par conducto-convection dans l'hélium ou par conduction solide dans le G10. Cependant, on est incapable a priori de discriminer un de ces deux mécanismes par rapport à l'autre. Au contraire, la comparaison des valeurs des conductivités thermiques de l'hélium et de le G10 à faible température indique plutôt qu'elles sont du même ordre de grandeur. En effet, à 3,5 K on a par exemple une conductivité thermique de  $1,8 \cdot 10^{-2} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour l'hélium et de  $5,7 \cdot 10^{-2} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  pour le G10. De plus, la convection forcée ou naturelle qu'il peut y avoir dans un canal d'hélium aura tendance à augmenter la conductivité effective de l'hélium. En raison de ces différentes observations, on modélisera ici à la fois le flux thermique passant à travers l'hélium et celui passant à travers le G10 des cales. Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{IntGalette}$  de l'équation 5.1 se divise donc en deux termes (équation 5.12). On pourra comparer au besoin chacun de ces deux termes a posteriori à l'aide de leurs valeurs calculées dans les simulations numériques.

$$\dot{Q}_{s,g}^{IntGalette} = \dot{Q}_{s,g}^{HeGalette} + \dot{Q}_{s,g}^{EpoxyGalette} \quad (5.12)$$

a) Flux passant à travers l'isolant en G10

Tout comme pour le flux passant par conduction à travers l'isolant interspire en Mylar, on modélise le flux passant par conduction à travers l'isolant intergalette en G10 à l'aide d'une résistance thermique. En effet, le temps caractéristique de diffusion dans les 2,15 mm de G10 vaut 12,7 ms à 1,8 K et 0,64 s à 10 K. Ces temps étant faibles devant le temps moyen séparant les transitions de deux galettes voisines (environ 3 s), l'hypothèse de la résistance thermique semble raisonnable. On notera cependant que lorsque la température de l'isolant dépasse les 10 K, l'hypothèse de la résistance thermique devient de moins en moins valable. Dans notre cas, le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{EpoxyGalette}$  s'écrit de la manière suivante :

$$\dot{Q}_{s,g}^{EpoxyGalette} = \lambda_{Epoxy} \frac{(T_{s,g-1} - T_{s,g})}{e_{Epoxy}} l_e + \lambda_{Epoxy} \frac{(T_{s,g+1} - T_{s,g})}{e_{Epoxy}} l_e \quad (5.13)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$\lambda_{Epoxy}$  : conductivité thermique de la cale en G10 [ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ]

$e_{Epoxy}$  : épaisseur de la cale en G10 [m]

$l_e$  : surface d'échange par unité de longueur entre le conducteur et la cale en G10 [m]

On trouvera dans le tableau 5.2 la référence bibliographique utilisée dans la routine numérique que nous avons insérée dans le code pour pouvoir calculer la conductivité thermique du G10 en fonction de la température.

b) Flux passant à travers l'hélium

Une fois que l'hélium d'une maille du canal n'est plus superfluide, le flux qui passe à travers l'épaisseur d'hélium dépend fortement de la conductivité de ce dernier. Cependant, la conduction dans l'hélium n'est pas le seul phénomène à prendre en compte pour calculer le flux thermique qui passe d'une galette à l'autre. En effet, si l'on suppose que la galette transitée est en dessous de la galette non transitée alors l'hélium étant chauffé par le bas, il va se créer un phénomène de convection naturelle interne dans le canal. Cette convection naturelle aura pour effet d'augmenter le flux passant d'une galette à l'autre c'est-à-dire d'augmenter la conductivité effective de l'hélium chauffé. Dans le cas inverse, si la galette transitée est au dessus de la galette non transitée il n'y aura pas de phénomène de convection naturelle. Dans ce cas, on pourra considérer que la conductivité de l'hélium reste inchangée. Pour calculer la conductivité effective de l'hélium des canaux on utilisera ici les corrélations « classiques » de conductivité thermique équivalente  $\lambda_e^{he}$  en convection naturelle interne entre deux plaques. Dans notre cas, on a pu voir que la température de l'hélium du canal au moment de la transition de la deuxième galette est d'environ 20 K. La température initiale de l'hélium étant d'environ 2 K (entre 1,78 K et 2,08 K en fonction du quench), on supposera ici (pour les applications numériques des corrélations) que la température moyenne de l'hélium durant la phase précédant la transition de la deuxième galette est d'environ 11 K. Le tableau 5.4 donne les valeurs numériques des propriétés physiques de l'hélium à 11 K nécessaires pour les calculs des corrélations à venir.

Tableau 5.4 – Propriétés physiques de l'hélium à 11 K et 1 bar

Propriété	Valeur	Unité
Coefficient de dilatation thermique $\beta$	$9,69 \cdot 10^{-2}$	$K^{-1}$
Diffusivité thermique $\alpha$	$7,48 \cdot 10^{-7}$	$m^2 \cdot s^{-1}$
Conductivité thermique $\lambda$	$1,80 \cdot 10^{-2}$	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
Viscosité cinématique $\nu$	$5,40 \cdot 10^{-7}$	$m^2 \cdot s^{-1}$
Nombre de Prandtl $Pr$	0,72	-
Constante gravitationnelle $g$	9,8	$m \cdot s^{-2}$

Pour pouvoir choisir la corrélation adéquate, on commence par calculer le nombre de Rayleigh de l'hélium des canaux. Le nombre de Rayleigh moyen dans l'épaisseur du canal d'hélium s'exprime de la manière suivante :

$$Ra = \frac{g\beta(T_{s,g} - T_{s,g+1})e_{Epoxy}^3}{\alpha\nu} \quad (5.14)$$

On a fait précédemment l'hypothèse que la température moyenne dans le temps de l'hélium du canal valait 11 K. Si on suppose que cette température est également une température moyenne dans l'épaisseur du canal entre la galette transitée et la galette non transitée on en déduit que la galette transitée à une température moyenne dans le temps de 20 K. Pour le calcul du nombre de Rayleigh moyen on prendra alors une différence de température entre les deux galettes d'environ 18 K. Dans ce cas on obtient un nombre de Rayleigh d'une valeur de  $4,2 \cdot 10^5$ . Ayant une estimation du nombre de Rayleigh et du nombre de Prandtl de l'hélium chauffé du canal on choisit alors d'utiliser la corrélation suivante [Taine 2004] :

Si  $0,5 \leq Pr \leq 2$  et  $Ra > 3,2 \cdot 10^5$  alors :

$$\frac{\lambda_e^{he}}{\lambda} = \begin{cases} 0,061 Ra^{1/3} & \text{si } T_{s,g} > T_{s,g+1} \\ 1 & \text{si } T_{s,g} < T_{s,g+1} \end{cases} \quad (5.15)$$

On notera ici que pour modéliser le terme  $\lambda_e^{he}$  de la manière la plus juste possible on devrait à chaque instant calculer les nombres de Prandtl et de Rayleigh de chaque maille d'hélium, puis choisir la corrélation la plus adéquate donnée par la littérature, puis faire l'application numérique de cette corrélation pour chaque maille avec sa température à l'instant donné. Cependant, par soucis de simplification, on choisit dans un premier temps d'utiliser une même corrélation « moyenne » valable pour toutes les mailles d'hélium quelque soit leurs températures. Sachant que la température moyenne dans le temps de l'hélium entre les transitions de deux galettes voisines vaut 11 K on a choisi de faire l'application numérique de la corrélation 5.15 en remplaçant les propriétés de l'hélium par leurs valeurs à 11 K. Dans le cas où l'hélium est chauffé par le bas, la conductivité équivalente  $\lambda_e^{he}$  est alors calculée à chaque instant dans le code selon la formulation suivante :

$$\lambda_e^{he} = 0,03(T_{s,g} - T_{s,g+1})^{1/3} \quad (5.16)$$

Une fois la conductivité équivalente de l'hélium calculée, la puissance transférée d'une galette à l'autre à travers l'épaisseur d'hélium  $\dot{Q}_{s,g}^{HeGalette}$  est calculée de la même manière que pour la conduction dans l'isolant en G10 ou en Mylar (équation 5.17).

$$\dot{Q}_{s,g}^{HeGalette} = \lambda_e^{he} \frac{(T_{s,g-1} - T_{s,g})}{e_{Epoxy}} l_e^{he} + \lambda_e^{he} \frac{(T_{s,g+1} - T_{s,g})}{e_{Epoxy}} l_e^{he} \quad (5.17)$$

La modélisation des termes  $\dot{Q}_{s,g}^{Conv}$  et  $\dot{Q}_{s,g}^{HeGalette}$  nous permet donc de prendre en compte non seulement l'influence de l'hélium sur la cinétique de la propagation de la zone normale dans une galette mais également sur la propagation de la zone normale de galette en galette. De plus, ce choix de modélisation nous permet de prendre en compte la conduction et la convection naturelle dans l'hélium sans avoir à mailler l'hélium dans son épaisseur et y résoudre une équation de la chaleur. Pour finir, introduire la conductivité thermique équivalente de l'hélium permet de modéliser de manière simple l'existence d'un gradient de température dans l'épaisseur et de ne pas faire l'hypothèse fautive selon laquelle l'hélium serait isotherme dans son épaisseur. Cette hypothèse est non seulement pas cohérente avec les conditions aux limites de température dans le canal mais rendrait également les calculs numériques de propagation totalement faux. En effet, modéliser l'épaisseur d'hélium par une température homogène et un coefficient d'échange avec chacune de ces deux galettes voisines créerait un court circuit thermique entre les différentes galettes. On aurait alors une vitesse de propagation de la zone normale de galette en galette beaucoup plus élevée que celle observée expérimentalement.

### 5.1.3. Modélisation de la montée de pression dans le bain d'hélium superfluide

#### a) Équations du modèle

Pour modéliser la montée de pression dans le bain d'hélium superfluide on s'appuie sur la première modélisation proposée dans la partie 5.3 du chapitre 4. On suppose que le bain est uniforme en pression et en température. On utilise donc la même équation d'énergie interne que celle utilisée dans le chapitre précédent :

$$\frac{d(m_b u_b)}{dt} = \frac{dm_b}{dt} h_{tr} + \dot{Q}_\lambda \quad (5.18)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$m_b$  : masse du bain d'hélium superfluide [kg]

$u_b$  : énergie interne massique du bain d'hélium superfluide [J.kg<sup>-1</sup>]

$dm_b$  : variation de masse du bain d'hélium superfluide à chaque instant [kg]

$h_{tr}$  : enthalpie massique transportée par l'hélium expulsé des canaux vers le bain [J.kg<sup>-1</sup>]

$\dot{Q}_\lambda$  : puissance évacuée des canaux vers le bain par Gorter Mellink [W]

La résolution des équations 5.8 et 5.9 combinée à l'utilisation des routines du logiciel HEPAK nous permet de connaître la variation de masse volumique de chaque maille d'hélium (c.à.d. le terme  $d\rho_{s,g}^{he}/dt$ ) entre deux pas de temps. Or le bain principal d'hélium étant fermé, la masse d'hélium expulsée des canaux chauffés est exactement égale à la masse d'hélium

gagnée par le bain principal (qui contient dans sa définition les canaux non chauffés). Afin de déterminer l'évolution des propriétés thermodynamiques du bain principal d'hélium, il suffit de résoudre l'équation de conservation de la masse suivante :

$$V_b^{he} \frac{d\rho_b}{dt} = - V^{he} \sum_{\text{Gallettes}}^{1 \text{ à } 120} \sum_{\text{Spires}}^{1 \text{ à } 75} \sum_{\text{Canaux}}^{1 \text{ à } 240} \frac{d\rho_{s,g}^{he}}{dt} \quad (5.19)$$

avec  $V_b^{he}$  le volume d'hélium dans le bain d'hélium superfluide (volume constant) et  $\rho_b$  sa masse volumique. Les trois sommes faites sur le terme  $d\rho_{s,g}^{he}/dt$  permettent de bien calculer la variation de masse totale de l'ensemble des canaux chauffés de l'aimant à chaque instant. La résolution de l'équation 5.19 permet également de calculer à chaque instant la masse volumique du bain et donc le terme  $dm_b/dt$  de l'équation 5.18. En ce qui concerne le terme  $\dot{Q}_\lambda$  de l'équation 5.18, il est égal à la somme de tous les termes de refroidissement  $\dot{Q}_{s,g}^{GM}$  (équation 5.11) de l'hélium des canaux. Il est donc calculé à chaque instant dans le modèle selon la formule suivante :

$$\dot{Q}_\lambda = - \sum_{\text{Gallettes}}^{1 \text{ à } 120} \sum_{\text{Spires}}^{1 \text{ à } 75} \sum_{\text{Canaux}}^{1 \text{ à } 240} \dot{Q}_{s,g}^{GM} \quad (5.20)$$

Le dernier paramètre qu'il est nécessaire de connaître avant de pouvoir résoudre complètement l'équation de l'énergie interne du bain est le terme  $h_{tr}$ . C'est donc à la détermination de ce terme que l'on va s'intéresser maintenant.

#### b) Détermination de l'enthalpie transportée des canaux vers le bain

Le terme  $h_{tr} \cdot dm_b/dt$  de l'équation 5.18 correspond au flux d'enthalpie transportée par l'hélium des canaux vers le bain. Pour calculer ce terme, il suffirait de connaître la vitesse et la température de l'hélium expulsé de chaque canal à chaque instant. La vitesse et l'enthalpie de l'hélium aux extrémités du canal nous permettrait alors de connaître avec exactitude la quantité d'enthalpie transportée par l'hélium expulsé. Cependant, le modèle présenté dans ce chapitre ne résout pas les équations de la mécanique des fluides dans les canaux. En effet, résoudre de telles équations dans tous les canaux rendrait encore une fois les temps de calculs immenses. Pour pallier à ce problème on tente ici de déterminer de manière analytique une allure approximative du profil de vitesse de l'hélium dans un canal chauffé sur une partie  $L_{tr}$  de sa longueur totale  $L$  (voir figure 5.4). Pour ce faire, on suppose tout d'abord que les forces de frottement sont négligeables dans le canal. Ceci nous permet de faire l'hypothèse que le profil de vitesse est linéaire dans la zone chauffée du canal d'hélium et constant dans la zone non chauffée [Dresner 1979]. Le profil de vitesse  $v(x, t)$  dans le canal s'écrit donc de la manière suivante ( $x$  étant l'abscisse le long du canal et  $t$  le temps) :

$$v(x, t) = \begin{cases} a(t)(x - L_0) \text{ avec } \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = a(t) \text{ si } x < L_{tr} \\ a(t)(L_{tr} - L_0) \text{ avec } \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = 0 \text{ si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (5.21)$$



$L_0$  et  $L_{tr}$  sont respectivement l'abscisse du point de vitesse nulle dans le canal et la longueur de la zone normale transverse (le long des spires) chauffant le canal. Ensuite, on fait l'hypothèse que sur la zone chauffée du canal la variation de masse volumique de l'hélium dans le temps est linéaire et proportionnelle à la puissance  $\dot{Q}$  déposée dans l'hélium. La masse volumique de la zone non chauffée reste elle constante égale à sa valeur initiale  $\rho_0$ . La masse volumique  $\rho^{he}(x, t)$  de l'hélium s'écrit alors de la manière suivante :

$$\rho^{he}(x, t) = \begin{cases} \rho^{he}(t) = \rho_0 - Cte \cdot \dot{Q} \cdot t & \text{si } x < L_{tr} \\ \rho_0 & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (5.22)$$

Pour finir, on supposera également que le profil de pression dans le canal est linéaire entre chacune des extrémités du canal et le point de vitesse nulle. Le profil de pression  $p(x, t)$  dans le canal s'écrit alors :

$$p(x, t) = \begin{cases} \frac{(p_{max}(t) - p_b)}{L_0} x + p_b & \text{si } x < L_0 \\ -\frac{(p_{max}(t) - p_b)}{(L - L_0)} (x - L_0) + p_{max}(t) & \text{si } x > L_0 \end{cases} \quad (5.23)$$

On notera ici que cette modélisation légèrement plus détaillée que la thermohydraulique des canaux de l'aimant Seht est utilisée uniquement dans le but d'aboutir à une expression analytique approchée du terme  $L_0$ . Mais comme cela a été dit précédemment, dans notre cas, le terme  $(p_{max}(t) - p_b)$  est largement négligeable par rapport à  $p_b$ . On fera donc dans le modèle numérique final l'approximation  $p_{s,g}^{he} = p_b$ . Le schéma de la figure 5.4 résume l'ensemble des hypothèses et équations introduites ci-dessus.

Dans ces conditions, on peut écrire les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans le canal sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho^{he}(t)}{\partial t} + \rho^{he}(t) a(t) = 0 & \text{si } x < L_{tr} \\ \rho^{he}(x, t) = \rho_0 & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (5.24)$$

$$\begin{cases} \rho^{he}(t) \frac{\partial a(t)}{\partial t} (x - L_0) + \rho^{he}(t) a^2(t) (x - L_0) = -\frac{\partial p(x, t)}{\partial x} & \text{si } x < L_{tr} \\ \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) = -\frac{\partial p(x, t)}{\partial x} & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (5.25)$$

Pour finir, on intègre l'équation 5.25 sur les deux intervalles  $[0 ; L_0]$  et  $[L_0 ; L]$ . L'intégrale du gradient de pression étant la même sur ces deux intervalles, on égalise les deux premiers

membres de ces deux équations intégrées. On en déduit alors l'expression analytique de la longueur  $L_0$  suivante (on trouvera la démonstration complète de cette formule en annexe ainsi qu'une comparaison entre cette formule analytique et sa valeur dans des simulations numériques) :

$$L_0 = \frac{(\rho_0 - \rho^{he}(t))L_{tr}^2 - \rho_0 L_{tr} L}{(\rho_0 L_{tr} - \rho_0 L - 2\rho^{he}(t)L_{tr})} \quad (5.26)$$

Ainsi, l'expression analytique de  $L_0$  permet de connaître à chaque instant du calcul où se trouve le point de vitesse nulle dans le canal d'hélium chauffé. La valeur de  $L_0$  couplée à un bilan de masse nous indique alors la quantité d'hélium qui sort par chacune des extrémités du canal. Pour finir, on en déduit l'enthalpie transportée par l'hélium expulsée du canal à chaque instant. En effet, entre les instants  $t$  et  $t + dt$ , la masse perdue entre les abscisses  $x = 0$  et  $x = L_0$  du canal sort vers le bain avec l'enthalpie de l'hélium au point d'abscisse  $x = 0$ . De la même manière, la masse perdue entre les abscisses  $x = L_0$  et  $x = L$  du canal sort vers le bain avec l'enthalpie de l'hélium au point d'abscisse  $x = L$ . Ainsi, pour calculer l'enthalpie totale transportée des canaux chauffés vers le bain on procède la manière suivante : tout d'abord on calcule la variable  $S_0$ . Pour un canal donné  $S_0$  est le numéro de la maille d'hélium qui contient le point de vitesse nulle du canal.  $S_0$  est donc calculé en fonction de  $L_0$  pour chaque canal d'hélium. Une fois  $S_0$  calculé, on divise chaque canal en deux ensembles. D'une part l'ensemble des mailles dont la masse est expulsée par le rayon interne de l'aimant et d'autre part l'ensemble des mailles dont la masse est expulsée par le rayon externe de l'aimant. Ensuite, on calcule l'enthalpie sortant d'un canal en multipliant la variation de masse de chaque maille avec l'enthalpie qui correspond à l'ensemble auquel elle appartient ( $h_{1,g}^{he}$  ou  $h_{75,g}^{he}$ ). Pour finir, on obtient l'enthalpie totale transférée au bain en sommant ces termes sur l'ensemble des canaux de l'aimant. Le terme  $h_{tr} \cdot dm_b/dt$  est donc calculé dans le modèle à chaque instant de la manière suivante :

$$h_{tr} \frac{dm_b}{dt} = -V^{he} \sum_{\substack{1 \text{ à } 120 \\ \text{Galettes}}} \sum_{\substack{1 \text{ à } S_0 \\ \text{Spires}}} \sum_{\substack{1 \text{ à } 240 \\ \text{Canaux}}} \frac{d\rho_{s,g}^{he}}{dt} h_{1,g}^{he} - V^{he} \sum_{\substack{1 \text{ à } 120 \\ \text{Galettes}}} \sum_{\substack{S_0 \text{ à } 75 \\ \text{Spires}}} \sum_{\substack{1 \text{ à } 240 \\ \text{Canaux}}} \frac{d\rho_{s,g}^{he}}{dt} h_{75,g}^{he} \quad (5.27)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$S_0$  : numéro de la spire en face du point de vitesse nulle calculé pour chaque canal  
 $h_{1,g}^{he}$  et  $h_{75,g}^{he}$  : enthalpies massiques de l'hélium à chacune des extrémités du canal (calculées à chaque instant pour chaque canal) [ $J \cdot kg^{-1}$ ]

On notera ici que l'équation 5.27 nous permet de calculer à chaque instant le terme  $h_{tr} \cdot dm_b/dt$  de l'équation 5.18 sans avoir à résoudre les équations de la mécanique des fluides dans chaque canal de l'aimant à chaque instant.

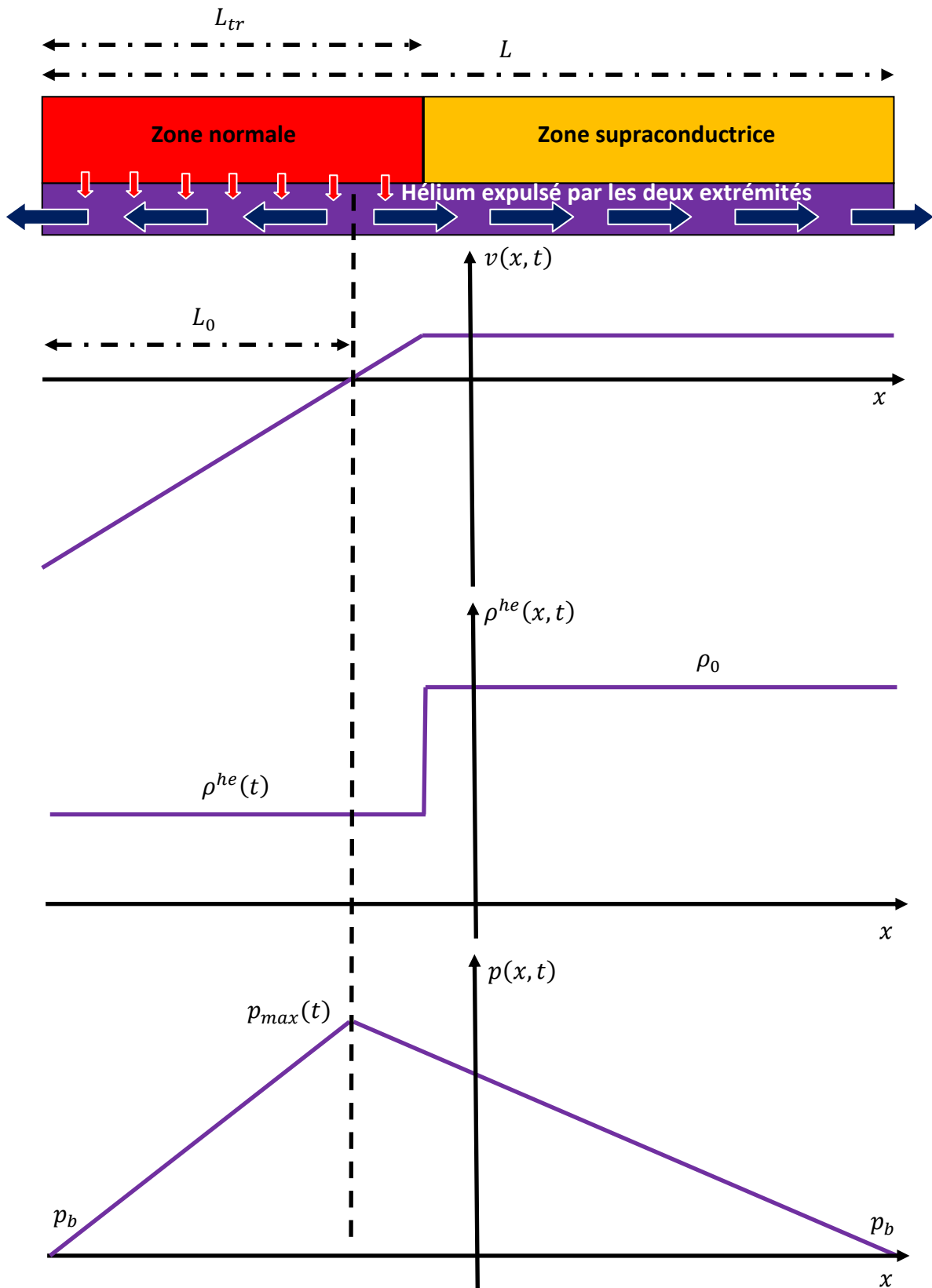


Figure 5.4 – Représentation schématique des hypothèses faites pour le calcul de l'enthalpie transportée par l'hélium des canaux vers le bain

Le schéma de la figure 5.5 récapitule les principaux phénomènes pris en compte dans le modèle de propagation de la zone normale et de montée de pression introduit dans ce chapitre.

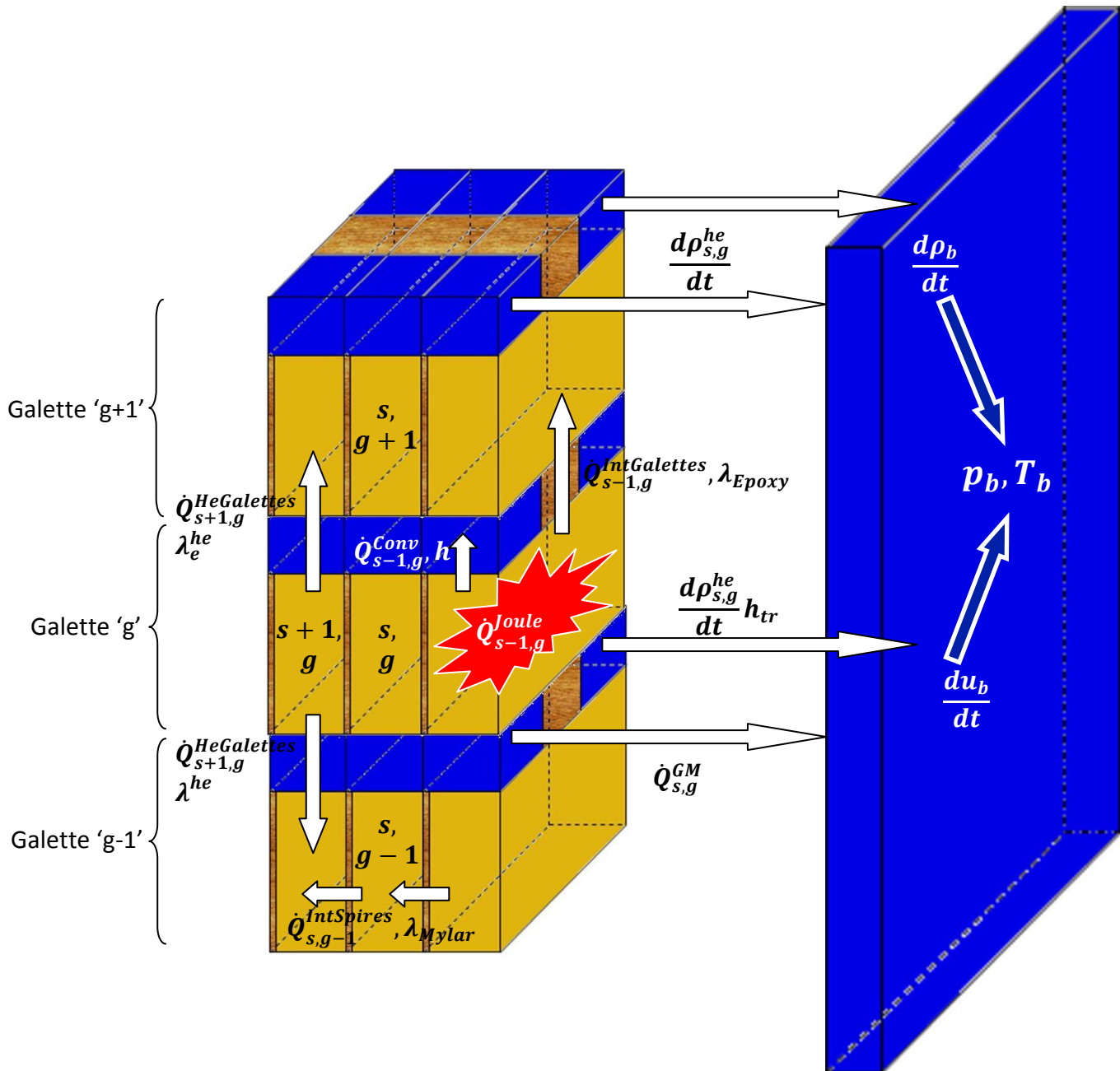


Figure 5.5 - représentation schématique de tous les phénomènes physiques pris en compte dans la modélisation

#### 5.1.4. Schémas numériques et méthodes de résolution utilisées

##### a) Méthode de discrétisation des équations

L'équation de la chaleur du conducteur (équation 5.1) a été discrétisée en différence finies selon un schéma implicite centré. Le choix du schéma implicite centré a été fait ici pour augmenter la stabilité numérique du programme. En effet, l'équation 5.1 contient des termes non linéaires qui ont tendance à rendre les simulations instables. Ensuite, les propriétés de tous les matériaux varient à chaque instant en fonction de la température. Et pour finir, la prise en compte du couplage avec l'hélium est également source d'instabilités numériques. De plus, un schéma implicite étant plus stable qu'un schéma explicite, pour deux calculs équivalents, le schéma explicite nécessitera des pas de temps beaucoup plus faibles que le schéma implicite. Ainsi, dans notre cas, le schéma implicite donnera des calculs non seulement plus stables mais également plus rapides que le schéma explicite. L'équation 5.1 a donc été discrétisée de la manière suivante :

$$C_{s,g,i}^n \frac{T_{s,g,i}^{n+1} - T_{s,g,i}^n}{dt} V - \lambda_{s,g,i}^n \frac{T_{s,g,i+1}^{n+1} - 2T_{s,g,i}^{n+1} + T_{s,g,i-1}^{n+1}}{dx^2} V = \sum \dot{Q}_{s,g,i}^n \quad (5.28)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$dt$  et  $dx$ : respectivement les pas de temps [s] et d'espace [m]

$n$  : indice de pas de temps

$i$  : indice de pas d'espace

$C_{s,g,i}^n$  : capacité thermique de la maille 'i' du conducteur 's,g' au pas de temps 'n'

$\lambda_{s,g,i}^n$  : conductivité thermique de la maille 'i' du conducteur 's,g' au pas de temps 'n'

$T_{s,g,i}^n$  : température de la maille 'i' du conducteur 's,g' au pas de temps 'n'

$\sum \dot{Q}_{s,g,i}^n$  : somme de tous les termes sources de l'équation 5.1 pour la maille 'i'

En ce qui concerne les autres équations, étant de nature beaucoup plus stable numériquement que l'équation 5.1 et ne contenant pas pour la plupart de termes de diffusion, elles ont été discrétisées toujours en différences finies mais selon un schéma entièrement explicite. Par exemple, l'équation 5.8 s'écrit :

$$V_{he} \frac{\rho_{s,g,i}^{he,n+1} u_{s,g,i}^{he,n+1} - \rho_{s,g,i}^{he,n} u_{s,g,i}^{he,n}}{dt} = \dot{Q}_{s,g,i}^{Conv,n} + \dot{Q}_{s,g,i}^{GM,n} \quad (5.29)$$

On notera que les schémas explicites et implicites nécessitent des méthodes de résolutions différentes adaptées à chaque type de schéma. En effet, l'équation 5.28 montre que la détermination du terme  $T_{s,g,i}^{n+1}$  nécessite la résolution d'un système matriciel tridiagonal à cause de la présence dans l'équation des termes  $T_{s,g,i-1}^{n+1}$  et  $T_{s,g,i+1}^{n+1}$ . Au contraire, le terme  $u_{s,g,i}^{he,n+1}$  lui, est déterminé à chaque pas de temps à l'aide d'une expression explicite simple faisant intervenir uniquement des termes calculés au pas de temps précédent.

b) *Méthode de résolution des schémas implicites utilisée : algorithme de Thomas*

Comme on vient de le préciser, l'équation 5.28 ayant été discrétisée selon un schéma implicite, sa résolution implique la résolution d'un système matriciel. Or les algorithmes « classiques » d'inversion de matrice ont généralement une complexité quadratique en fonction du nombre de mailles dans le système. Ainsi, le conducteur d'une spire étant maillé en 240 mailles (pour garder une correspondance numérique entre une maille de conducteur et une maille de canal d'hélium), le nombre d'opérations nécessaire pour inverser la matrice d'un conducteur de l'aimant sera proportionnel à  $240^2$ . L'algorithme de Thomas (ou TDMA) est une méthode de calcul simple qui permet de résoudre un système matriciel tridiagonal par bloc avec une complexité linéaire en fonction du nombre de mailles du système. Cette méthode numérique permet donc de gagner dans notre cas un facteur 240 sur les temps de calcul du programme. Le principe de cet algorithme est le suivant :

Soit  $f$  la variable à déterminer et le système linéaire en  $f$  suivant :

$$a_i f_i = b_i f_{i+1} + c_i f_{i-1} + d_i \text{ pour } i = 1..N \text{ avec } c_1 = b_N = 0$$

L'algorithme de Thomas consiste alors à exprimer le terme  $f_i$  en fonction de  $f_{i+1}$  pour  $i$  allant de 1 à  $N$ , de proche en proche. La dernière équation donne alors  $f_N$  et il ne reste plus qu'à remonter jusqu'à  $i = 1$ . On pose alors :

$$f_i = P_i f_{i+1} + Q_i \text{ et donc } f_{i-1} = P_{i-1} f_i + Q_{i-1}$$

Par substitution on obtient :

$$a_i f_i = b_i f_{i+1} + c_i (P_{i-1} f_i + Q_{i-1}) + d_i$$

D'où :

$$P_i = \frac{b_i}{a_i - c_i P_{i-1}} \text{ et } Q_i = \frac{d_i + c_i Q_{i-1}}{a_i - c_i P_{i-1}}$$

Une fois ces formules connues, l'algorithme de résolution suit les étapes suivantes :

- Détermination de  $P_1$  et  $Q_1$  :  $P_1 = b_1/a_1$  et  $Q_1 = d_1/a_1$
- Calcul des  $P_i$  et  $Q_i$  par récurrence pour  $i$  allant de 2 à  $N$
- $f_N = Q_N$  (puisque  $b_N = 0$  et donc  $P_N = 0$ )
- Calcul de  $f_i = P_i f_{i+1} + Q_i$  pour  $i$  allant de  $N-1$  à 1

L'algorithme de Thomas a été implémenté tel quel dans le modèle pour résoudre à chaque pas de temps l'équation 5.28 et donc déterminer l'évolution du profil de température dans l'aimant en fonction du temps.

## 5.2. Exploitation des résultats numériques de propagation de la zone normale avant le début de la décharge de l'aimant

### 5.2.1. Choix des coefficients d'échange utilisés pour les simulations numériques

Afin de pouvoir réaliser des simulations numériques à l'aide du modèle introduit dans ce chapitre, il existe un certain nombre de coefficients que l'utilisateur doit fixer avant de lancer une simulation. Ces coefficients sont tout d'abord les coefficients d'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux. Pour modéliser cet échange, on doit fixer les valeurs numériques des coefficients correspondant lorsque l'hélium se trouve dans chacune des phases thermodynamiques suivantes : superfluide, hélium liquide I, diphasique et entièrement gazeux. Pour avoir un ordre de grandeur de ces coefficients on s'est tout d'abord appuyé sur la littérature. Cependant, la plupart des valeurs données pour ces coefficients dans la littérature le sont pour des géométries très différentes de la notre. En effet, les échanges étudiés dans la littérature sont très souvent des échanges entre une plaque ou un cylindre chauffant et un bain d'hélium de volume assez grand pour que l'échange ne l'influence que sur une faible portion de son épaisseur. Cette géométrie permet à l'auteur de déterminer un coefficient d'échange à l'aide de l'élévation de température de l'élément chauffant et d'une température de bain qui reste constante. Ceci ne correspond donc pas avec la géométrie de l'hélium chauffé dans un canal. Ensuite, en fonction des auteurs, on trouve une large dispersion dans les valeurs données. Pour finir, les coefficients d'échange donnés dans la littérature sont quasiment toujours déterminés en régime permanent alors que dans notre cas les échanges se font en régime transitoire. La détermination de ces coefficients de manière précise à l'aide de la littérature étant donc difficile, la démarche adoptée dans notre cas a été la suivante :

- Trouver un jeu de coefficients qui donne des résultats numériques satisfaisants par rapport aux courbes expérimentales du quench Q1 (ou Q12). Ceci revient à faire une « mesure numérique » des coefficients d'échange sur ce cas
- Vérifier la cohérence de l'ordre de grandeur de ces coefficients avec les valeurs connues données dans la littérature pour des géométries différentes de la notre
- Garder le même jeu de coefficients pour toutes les simulations numériques réalisées pour chacun des seize quenches provoqués sur l'aimant Seht
- Vérifier que le même jeu de coefficients donne des résultats numériques satisfaisants pour différents quenches ayant été faits dans des conditions expérimentales différentes
- Étudier à partir des résultats de simulations numériques l'influence de ces coefficients d'échange sur la propagation de la zone normale et sur la montée de pression du bain d'hélium superfluide

a) Coefficients d'échange dans la phase superfluide

Comme cela a été précisé précédemment, l'échange thermique entre le conducteur et l'hélium des canaux dans la phase superfluide est dominé par un échange de type Kapitza. Il faut donc déterminer les deux coefficients  $\alpha$  et  $n$  du terme  $\dot{Q}_{s,g}^{conv} = \alpha(T_{s,g}^n - T_{s,g}^{he^n}) l_e^{he}$ . Le tableau 5.5 présente plusieurs valeurs de ces coefficients proposées dans la littérature.

Tableau 5.5 – Différentes valeurs des coefficients  $\alpha$  et  $n$  trouvés dans la littérature

Auteur	Configuration du cuivre	$\alpha$ (W/m <sup>2</sup> .K)	$n$
[Claudet 1981]	Brut	486	2,8
[Claudet 1981]	Recuit	200	3,8
[Kashani 1985]	Oxydé à l'air pendant un mois	460	3,46
[Kashani 1985]	Oxydé dans l'air à 200 °C pendant 40 min	520	3,7
[Iwamoto 2001]	Oxydé par réaction chimique	203	2,86

La figure 5.6 représente la température de surface entre le conducteur et l'hélium en fonction du flux échangé entre eux pour chacun des couples de coefficients donnés dans le tableau 5.5. On constate que la valeur calculée du flux échangé entre le conducteur et l'hélium est très différente en fonction de l'état de surface du conducteur. Dans notre cas, on peut constater une légère oxydation des conducteurs de l'aimant Seht à l'œil nu. On a donc choisi de fixer les coefficients  $\alpha$  et  $n$  à des valeurs proches des valeurs données par Kashani pour du cuivre oxydé pendant 30 jours à l'air. Les valeurs utilisées dans le modèle sont  $\alpha = 400$  et  $n = 3,46$ .

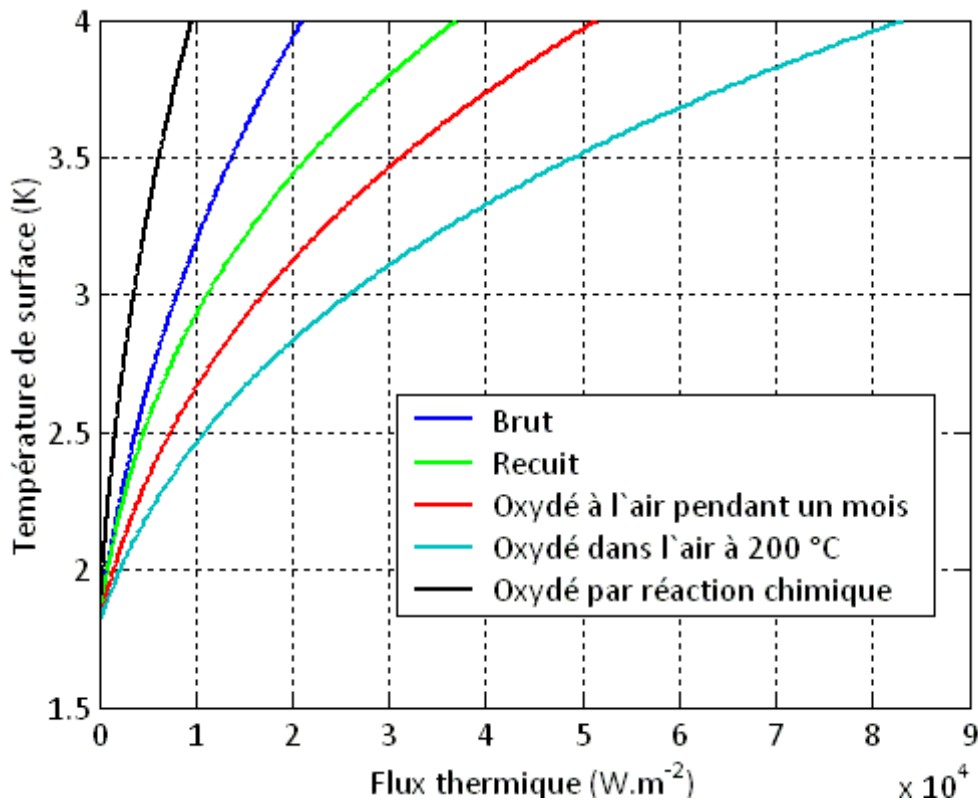


Figure 5.6 –Température de surface entre le conducteur et l'hélium en fonction du flux échangé pour différentes corrélations trouvées dans la littérature



*b) Coefficient d'échange dans la phase hélium I liquide*

Durant cette phase, deux phénomènes physiques favorisent l'échange entre le conducteur chaud et l'hélium. Le premier est l'échange thermique par convection naturelle et le deuxième l'échange thermique par convection forcée. Cependant, durant la phase liquide, la vitesse d'expulsion de l'hélium est faible. En effet, des calculs numériques réalisés à l'aide du modèle introduit dans le chapitre 2 indiquent que la vitesse d'expulsion du liquide durant cette phase est de l'ordre de  $0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  pour un canal uniformément chauffé sur toute sa longueur. Cette valeur de la vitesse nous permet alors de calculer ici un ordre de grandeur du coefficient d'échange à l'aide de la corrélation de Dittus-Beolter modifiée par Rogers et Maylew [**Rogers 1964**] :

$$h = 0,023 \frac{\lambda^{he}}{D_H} Re^{0,85} Pr^{0,4} \quad (5.30)$$

$Re$  étant ici le nombre de Reynolds de l'écoulement défini par  $Re = vL/\nu$ , avec  $L$  une longueur caractéristique de l'écoulement et  $\nu$  la viscosité cinématique du fluide. On obtient, dans notre cas, un coefficient d'échange  $h = 50 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . En ce qui concerne la convection naturelle, on utilisera ici la corrélation de Dorey [**Dorey 1965**] en régime turbulent :

$$h = 0,16 \frac{\lambda^{he}}{D_H} Ra^{1/3} \quad (5.31)$$

Pour une différence de température comprise entre 3 K et 10 K on obtient un coefficient d'échange  $h$  compris entre  $395 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  et  $590 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . On en déduit donc que lors de cette phase de l'échauffement de l'hélium la convection naturelle est prépondérante par rapport à la convection forcée. La valeur du coefficient d'échange choisie dans le modèle pour la phase hélium I liquide est de  $500 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . Cette valeur est bien cohérente avec les ordres de grandeurs de coefficients que l'on trouve dans la littérature.

*c) Coefficient d'échange dans la phase hélium I diphasique*

Durant cette phase, un troisième phénomène se rajoute aux deux cités précédemment. En effet, une fois l'hélium à saturation, il échange avec le conducteur également en régime d'ébullition nucléée. Dans ce cas, on trouve par exemple la corrélation de Kutadeladze qui, appliquée à de l'hélium [**Smith 1969**] à saturation à 1 bar et 4,2 K, donne :

$$h = 9 \cdot 10^4 \Delta T^{1,5} \quad (5.32)$$

avec  $\Delta T$  la différence de température entre la paroi chauffante et l'hélium en ébullition.

On trouve dans la littérature que la valeur de  $h$  pour un échange en ébullition nucléée peut varier de  $10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$  à  $5 \cdot 10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ . Ces valeurs sont nettement supérieures à celles calculées pour de la convection naturelle ou forcée. L'ébullition nucléée est donc le phénomène prépondérant à prendre en compte lorsque l'hélium est à saturation. Dans notre cas, la valeur de  $h$  choisie et utilisée dans le programme pour cette phase du calcul est de  $10^4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$ .

d) Coefficient d'échange pour la phase hélium I gaz

Durant cette phase, on se retrouve dans le même cas que pour l'hélium liquide. On utilisera alors les mêmes corrélations 5.34 et 5.35 pour déterminer la prédominance relative de la convection naturelle ou forcée durant cette phase. La corrélation 5.34 donne pour la convection naturelle un coefficient d'échange d'environ  $70 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . En ce qui concerne l'échange thermique en convection forcée, on calcule d'abord un ordre de grandeur de la vitesse du gaz à l'aide d'une simulation numérique faite avec le code présenté dans le chapitre 2. La simulation indique une vitesse moyenne du gaz d'environ  $3,5 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans ce cas, la corrélation 5.35 donne alors pour la convection forcée un coefficient d'échange d'environ  $515 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . On en déduit que, contrairement à la phase liquide, le phénomène prépondérant ici est la convection forcée. Le coefficient choisi et utilisé dans le programme pour cette phase du calcul est de  $600 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Cette valeur est cohérente avec les valeurs que l'on peut trouver dans la littérature.

e) Coefficient d'échange « artificiel » entre l'hélium des canaux et le bain

Pour finir, il ne reste plus qu'à donner une valeur au coefficient  $h_{GM}$  qui nous permet de modéliser le refroidissement de l'hélium des canaux grâce au bain d'hélium superfluide. Ce bain joue ici le rôle d'une source froide connectée thermiquement aux canaux par l'intermédiaire d'un flux de type Gorter Mellink. Cependant, ce coefficient  $h_{GM}$  étant un coefficient d'échange « artificiel », il n'a aucune existence dans littérature. Il a donc été fixé ici arbitrairement à  $500 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  de telle façon à obtenir des résultats numériques d'évolution de la température du bain proches des courbes expérimentales sur le quench Q12. La comparaison des évolutions numérique et expérimentale de la température du bain est donc notre principal indicateur d'une bonne ou mauvaise estimation du flux thermique transféré au bain. En effet, comme on a pu le montrer dans le chapitre 4, l'énergie transférée au bain par Gorter Mellink est prépondérante dans notre cas devant l'énergie transférée au bain sous forme d'enthalpie transportée par la masse d'hélium éjectée des canaux. Ainsi, si les évolutions numériques et expérimentales de la température du bain sont proches pour plusieurs simulations, on pourra en déduire que le terme  $h_{GM}$  du modèle rend bien compte qualitativement et quantitativement de l'effet Gorter Mellink.

Pour finir, le tableau 5.6 résume l'ensemble des valeurs numériques choisies dans le modèle pour la modélisation de l'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux. On notera ici que certains de ces coefficients n'ayant que très peu d'influence sur le cas Q12 ils ont été ajoutés à l'aide du cas Q10. Ce point sera détaillé dans la suite.

Tableau 5.6 – Récapitulatif des valeurs de coefficient d'échange fixées dans le modèle

Nature de l'échange	Paramètre	Valeur
Échange en hélium superfluide (Kapitza)	$\alpha$	$400 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-n}$
Échange en hélium superfluide (Kapitza)	$n$	3,46
Échange en hélium I liquide	$h_L$	$600 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
Échange en hélium I à saturation	$h_{Eb}$	$10000 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
Échange en hélium I gaz	$h_G$	$500 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
Échange entre l'hélium des canaux et le bain	$h_{GM}$	$500 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$

### 5.2.2. Comparaison des résultats numériques avec les courbes expérimentales

Tous les coefficients du modèle étant maintenant fixé, notre objectif est de vérifier que le modèle reproduit bien les phénomènes physiques observés expérimentalement et analysés dans le chapitre 4. On commence dans un premier temps par le cas du quench Q1. La figure 5.7 compare les évolutions numériques et expérimentales de la tension résistive développée avant le début de la décharge, c'est-à-dire à courant constant.

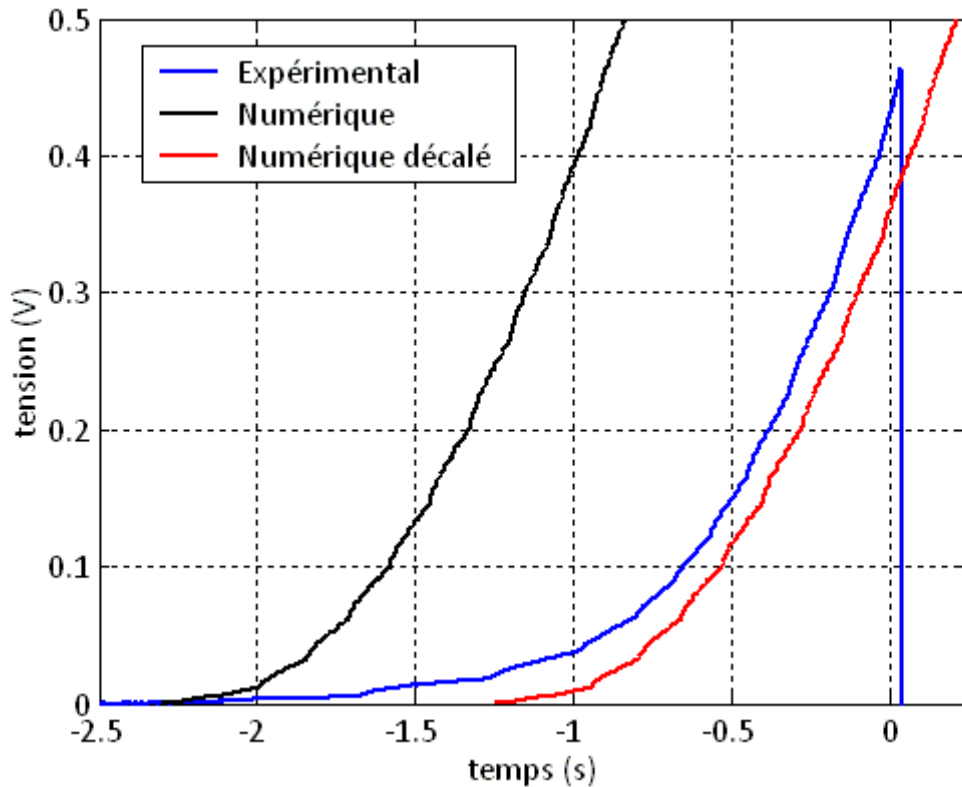


Figure 5.7 – Comparaison des courbes de tensions numérique (initié avec une impulsion de 1 W pendant 100 ms directement dans le conducteur) et expérimentale pour le cas du quench Q1

La figure 5.7 montre que l'allure générale du calcul numérique de la tension reproduit bien l'évolution de la courbe expérimentale. Ceci signifie que le modèle reproduit bien les deux phénomènes physiques expliqués dans le chapitre 4 et responsables de l'allure de la courbe expérimentale. Ces deux phénomènes sont la propagation longitudinale du quench par conduction dans le conducteur d'une spire et la propagation transversale de la zone normale de spire en spire par diffusion dans l'isolant interspire. En ce qui concerne la propagation transversale du quench, la courbe numérique rouge de la figure 5.7 a été placée assez proche (mais sans être superposée) à la courbe expérimentale pour que le lecteur puisse observer la similitude des sauts de tension entre les deux courbes. En effet, le modèle reproduit des sauts de tension ayant des amplitudes identiques aux sauts expérimentaux et étant séparés par le même ordre de grandeur de temps que les sauts expérimentaux. Ce résultat du modèle nous permet également de confirmer de manière certaine l'analyse faite dans le chapitre 4 selon laquelle ces sauts correspondent à des sauts de la zone normale de spire en spire et non pas de canal en canal. De plus, les deux courbes sont quasiment superposables à partir de  $t = -1$  s. L'évolution de la pente de la tension étant bien calculée, ceci signifie que le modèle reproduit bien également la propagation longitudinale de la zone normale dans un même conducteur. On déduit de ces résultats que la valeur de la vitesse de propagation de la zone normale calculée par le code est proche de la vitesse réelle. En effet,

le modèle donne ici une valeur de vitesse de propagation longitudinale de  $71 \text{ cm.s}^{-1}$  et une valeur de vitesse de propagation transversale de  $1,4 \text{ cm.s}^{-1}$ . Ces valeurs sont cohérentes avec les vitesses estimées dans le chapitre 4 qui étaient respectivement d'environ  $80 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $1 \text{ cm.s}^{-1}$ . La seule zone du calcul qui ne reproduit pas bien la réalité est la phase de démarrage. En effet, la figure 5.7 (courbe numérique noire) montre que le début du quench numérique est beaucoup plus rapide que le début du vrai quench. Cette différence est due au fait que l'initiation du quench ne se fait pas de la même manière dans les deux cas. Dans le cas expérimental, le quench est déclenché à l'aide d'une chaufferette insérée dans un canal d'hélium (voir chapitre 3). De plus, cette chaufferette est posée sur une baguette en G10 et recouverte d'une épaisseur de colle isolante. Ainsi, la puissance dissipée dans la chaufferette diffuse dans le G10, la colle et l'hélium qui l'entoure avant d'atteindre le conducteur. Tous ces phénomènes font que le démarrage du quench est plus lent au début de la transition que dans la suite de la propagation. C'est d'ailleurs pour ces raisons que dans la réalité il a fallu déposer 25 W pendant 1,7 s dans la chaufferette pour réussir à initier le quench alors que dans le calcul numérique il suffit de déposer 1 W pendant 100 ms (pour Q1) directement dans une maille de conducteur ayant une longueur de 9,7 mm. Cela étant dit, une fois que le quench atteint sa vitesse de propagation asymptotique, son évolution devient en théorie indépendante des conditions initiales de démarrage de celui-ci. Dans le cas numérique, le calcul atteint son régime asymptotique de propagation en environ 100 ms alors que ce régime est atteint expérimentalement en environ 1 s. Pour ne pas avoir à tenir compte de cette différence au démarrage dans nos analyse, toutes les courbes numériques présentées dans ce chapitre seront recalées dans le temps pour avoir la même tension à l'instant  $t = 0 \text{ s}$  que les courbes expérimentales. Ainsi, mis à part pour le démarrage du quench, ce premier calcul donne des résultats satisfaisants quant à la capacité du modèle à reproduire les phénomènes physiques observés expérimentalement.

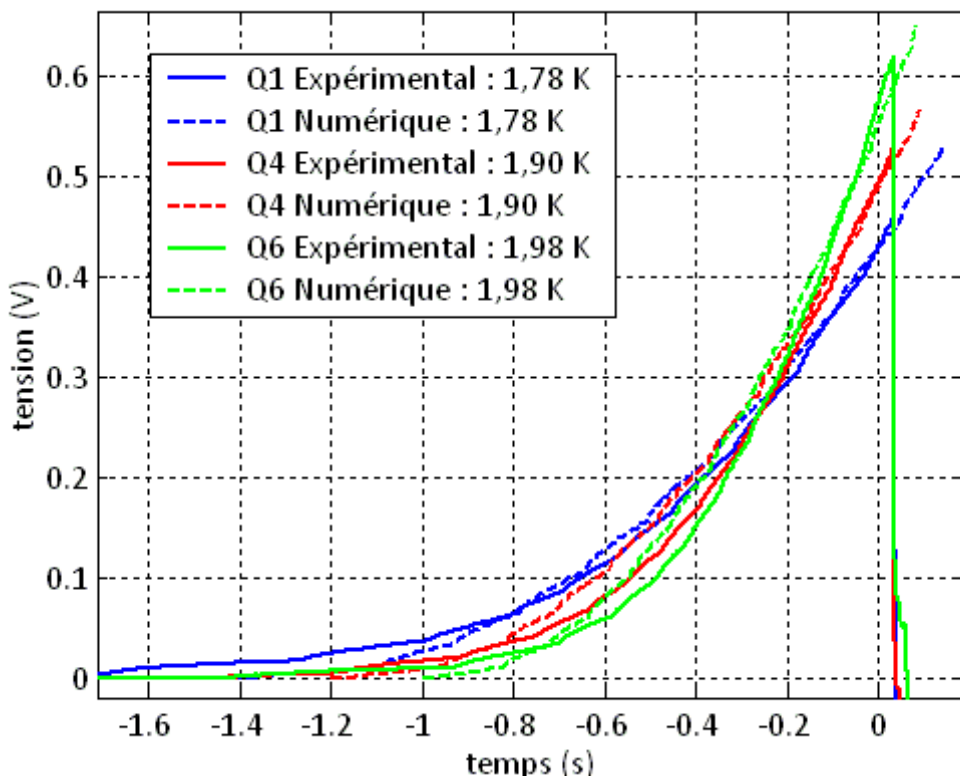


Figure 5.8 – Comparaison des courbes de tensions numériques et expérimentales pour les cas Q1, Q4 et Q6.

Dans la suite de cette partie, on s'attachera à vérifier la capacité du modèle à reproduire l'influence des paramètres de fonctionnement de l'aimant sur la propagation de la zone normale à courant constant. On vérifiera alors influence des paramètres suivants : la température du bain, le courant de l'aimant et le champ magnétique dans les conducteurs.

La figure 5.8 représente les simulations numériques des cas Q1 (identique à Q12), Q4 et Q6 (identique à Q2). Ces trois quenchs ont été réalisés au même courant nominal de 886 A et initiés sur la même galette (c'est-à-dire avec la même carte de champ). De plus, ils ont tous les trois été initiés numériquement avec des impulsions identiques de 1 W durant 100 ms dans une des mailles du conducteur se trouvant au champ maximal. Seule la température initiale du bain d'hélium superfluide a été variée entre ces trois quenchs. La figure montre que le modèle reproduit bien l'influence de la température sur la propagation du quench. En effet, augmenter la température du bain revient à diminuer la marge enthalpique entre cette température et la température de partage du courant dans le conducteur. Diminuer cette marge enthalpique a alors pour effet d'augmenter la vitesse de propagation longitudinale de la zone normale. C'est ce que l'on observe expérimentalement et numériquement puisque la vitesse calculée par le modèle dans ces trois cas passe de  $71 \text{ cm.s}^{-1}$  pour Q1 à  $91 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $117 \text{ cm.s}^{-1}$  pour Q4 et Q6. De plus, l'allure générale des courbes numériques est en bonne concordance avec les courbes expérimentales dans chacun de ces trois cas. L'erreur relative maximale calculée entre la simulation et l'expérience est de 16 %. Cette erreur est satisfaisante dans notre cas vue la marge de reproductibilité que l'on a pu observer expérimentalement entre deux quenchs identiques. En effet, la différence de reproductibilité entre les quenchs Q1 et Q12 ou encore Q2 et Q6 est de l'ordre de 20 % sur les valeurs de tensions et de résistances développées durant le quench.

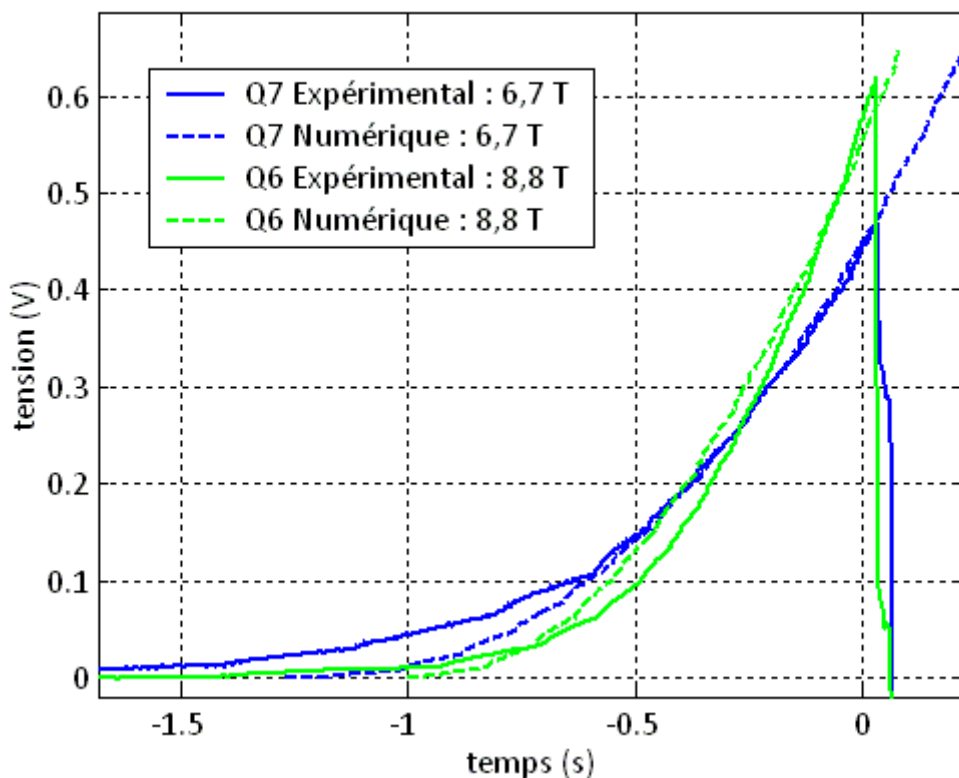


Figure 5.9 – Comparaison des courbes de tensions numériques et expérimentales pour les cas Q7 et Q6. Q7 a été initié (comme Q6) avec une impulsion de 1 W durant 100 ms sur une longueur de 9,7 mm.

La figure 5.9 représente les simulations numériques des quenchs Q6 et Q7. Ces deux quenchs ont été réalisés au même courant et à la même température de bain initiale. Par contre, le quench Q6 a été initié au niveau de la galette 61 alors que le quench Q7 a été initié au niveau de la galette 119. Comme le montre la figure 5.10, le profil de champ magnétique dans ces deux galettes est la seule différence existant entre ces deux cas.

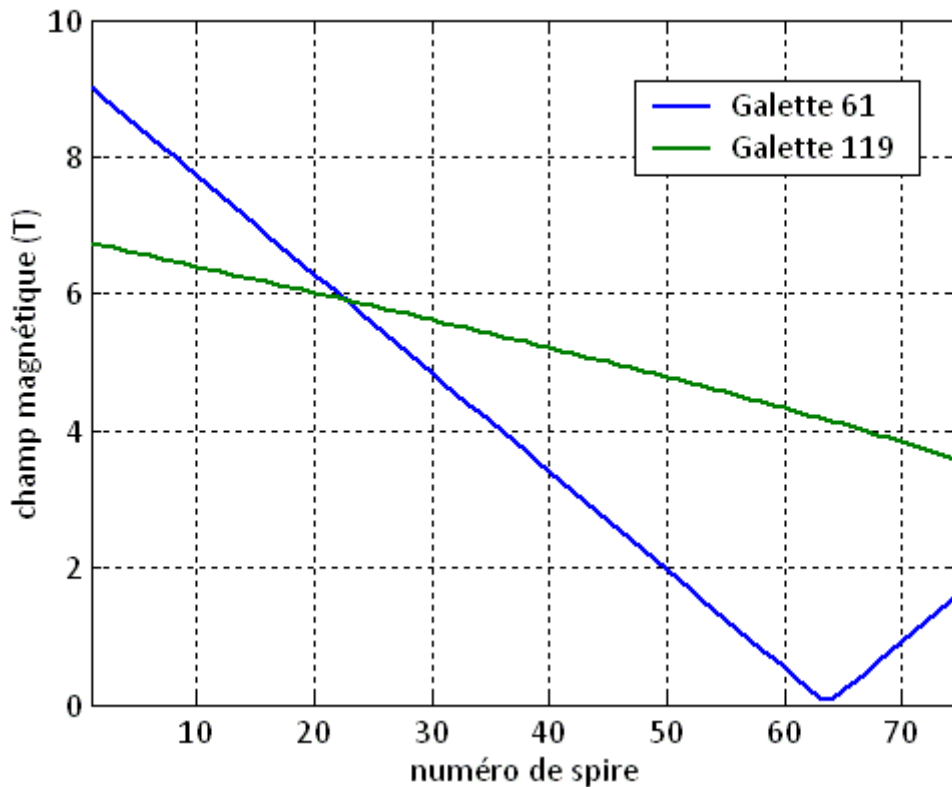


Figure 5.10 – Champ magnétique dans les galettes 61 et 119 pour un courant nominal de 886 A

La figure 5.9 montre que le modèle reproduit bien l'influence du champ magnétique sur la propagation de la zone normale. En effet, le champ magnétique dans les premières spires de la galette 119 est inférieur à celui de la galette 61. Ce champ magnétique plus faible implique donc que la résistivité des premiers conducteurs transités est plus faible dans le cas Q7 que dans le cas Q6. En effet, la résistivité du cuivre passe dans notre cas de 0,541 nΩ.m pour Q6 à 0,450 nΩ.m pour Q7. Or la puissance dissipée par effet Joule dans le conducteur, qui est le principal moteur de la propagation de la zone normale, est directement proportionnelle à la résistivité du conducteur. C'est pour cette raison que la vitesse de propagation de la zone normale est plus faible dans le cas Q7 que dans le cas Q6. On retrouve donc bien ici grâce au modèle, l'évolution de vitesse de propagation de la zone normale que l'on a pu observer et analyser dans le chapitre 4. La vitesse longitudinale calculée par le modèle dans le cas Q7 est de 81 cm.s<sup>-1</sup> au lieu de 117 cm.s<sup>-1</sup> dans le cas Q6.

La figure 5.11 représente les simulations numériques des cas Q6, Q9 et Q10. Ces trois quenchs ont été réalisés à la même température de bain initiale et initiés au niveau de la même galette mais à des courants différents. On notera ici que le courant de fonctionnement étant différent pour ces trois quenchs, la carte de champ dans les conducteurs sera également différente même si la galette où le quench est initié est la même.

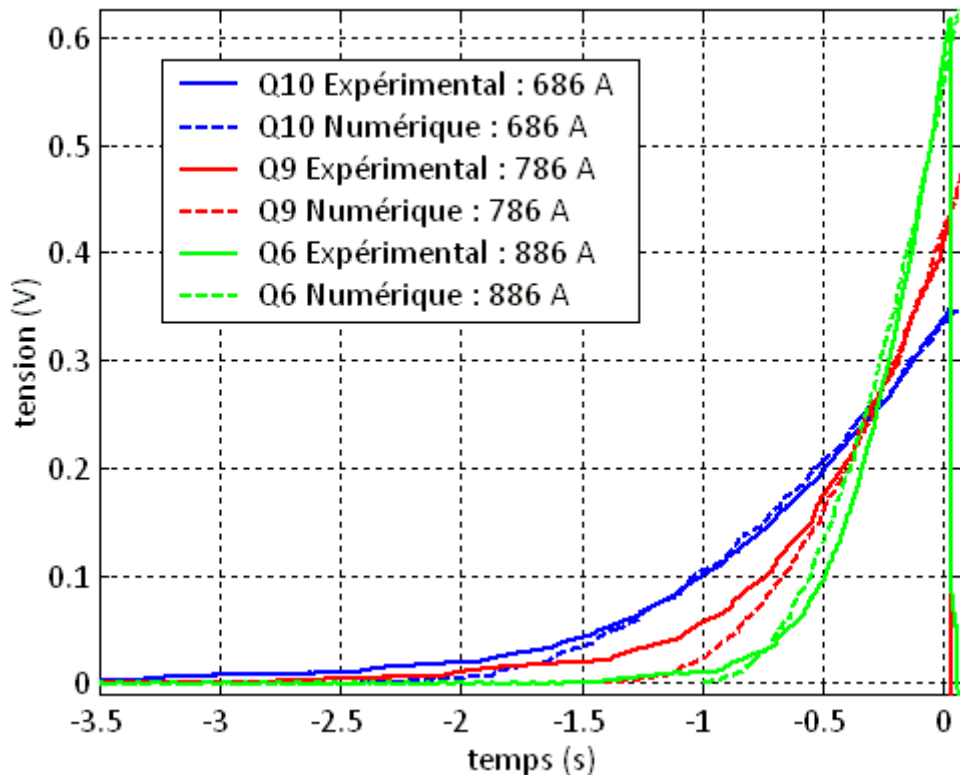


Figure 5.11 – Comparaison des courbes de tensions numériques et expérimentales pour les cas Q10, Q9 et Q6. Q9 a été initié numériquement comme Q6 avec une impulsion de 1 W durant 100 ms sur une longueur de 9,7 mm. Cette impulsion n’ayant pas été suffisante pour initié numériquement Q10 on a imposé une impulsion de 1 W durant 500 ms sur une longueur de 9,7 mm.

La figure 5.11 montre que le modèle reproduit bien l’influence du courant sur la propagation de la zone normale. En effet, la puissance dissipée par effet Joule dans le conducteur est proportionnelle au carré du courant. De plus, le champ magnétique dans le conducteur est proportionnel au courant. Ainsi, diminuer le courant implique une diminution de la puissance dissipée par effet Joule par l’intermédiaire du courant lui-même mais également par l’intermédiaire de la diminution de résistivité dans le conducteur. La puissance Joule étant encore une fois le principal moteur de la propagation de la zone normale, ceci explique pourquoi une diminution de courant implique une diminution de la vitesse de propagation de la zone normale dans l’aimant. Le modèle reproduit bien encore une fois ce phénomène physique qui a été observé et analysé dans le chapitre 4. En effet, les vitesses longitudinales de propagation de la zone normale calculées par le modèle valent respectivement  $39 \text{ cm.s}^{-1}$ ,  $71 \text{ cm.s}^{-1}$  et  $117 \text{ cm.s}^{-1}$  pour les cas Q10, Q9, Q6.

Pour finir, les résultats des simulations numériques présentés sur la figure 5.12 permettent de confirmer encore une fois que le modèle reproduit bien l’influence de la température sur l’évolution de la zone normale et ce quelque soit le courant de fonctionnement de l’aimant. En effet, les deux quenches de la figure 5.13 (Q10 et Q13) ont été initiés au niveau de la galette 61 avec le même courant de 686 A mais avec des températures de bain différentes.

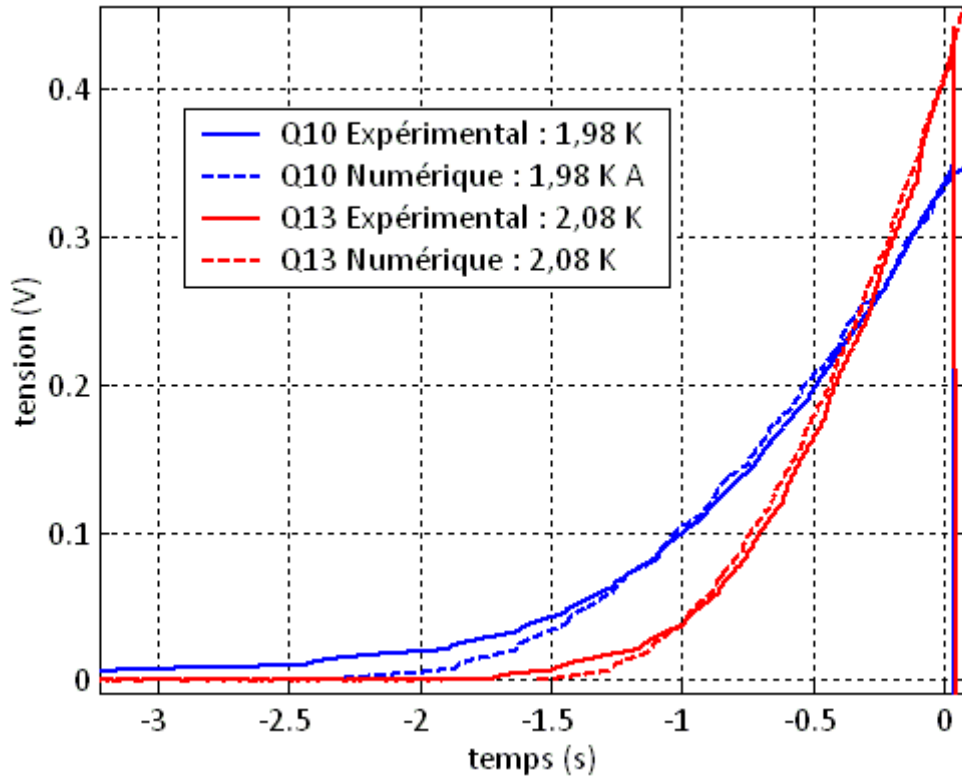


Figure 5.12 – Comparaison des courbes de tensions numériques et expérimentales pour les cas Q10, Q13

Ainsi, le modèle reproduit bien les deux premiers types de propagation de la zone normale à savoir longitudinal et transversal. Ensuite, le modèle reproduit également bien l'effet de tous les paramètres (température, champ et courant) variés durant la campagne d'essais de l'aimant Seht sur la propagation de la zone normale. Ces résultats nous confortent dans les choix de modélisation faits pour les équations du conducteur dans la première partie de ce chapitre. Ils nous rendent également en partie confiants quant aux choix de modélisation fait pour les équations de l'hélium. En effet, comme on a pu le voir dans le chapitre 1, l'échange thermique entre le conducteur et l'hélium des canaux influence de manière importante la propagation de la zone normale dans le conducteur. Dans la suite de cette partie, on étudiera à l'aide des résultats du modèle et de manière plus détaillée la propagation la zone normale lors de cette première phase du quench qui se déroule à courant constant.

### 5.2.3. Analyse plus détaillée de la propagation de la zone normale

#### a) Effet du préchauffage du conducteur sur la propagation transversale de la zone normale

L'analyse des sauts de spire en spire effectuée dans le chapitre 4 nous avait conduits à supposer que lorsqu'une nouvelle spire est transitée, le front de propagation de la zone normale dans cette spire rattrape très rapidement le front de la spire qui la précède. Ceci était dû au préchauffage de la dernière spire transitée par la spire qui la précède sur toute la longueur de sa zone normale. Ce phénomène physique permet alors d'expliquer pourquoi la transition d'une nouvelle spire induit un « saut » dans l'évolution de la tension. Le modèle reproduisant bien les courbes expérimentales, il est intéressant de vérifier si ce mécanisme est bien celui qui explique l'existence des sauts de tensions sur les courbes numériques.



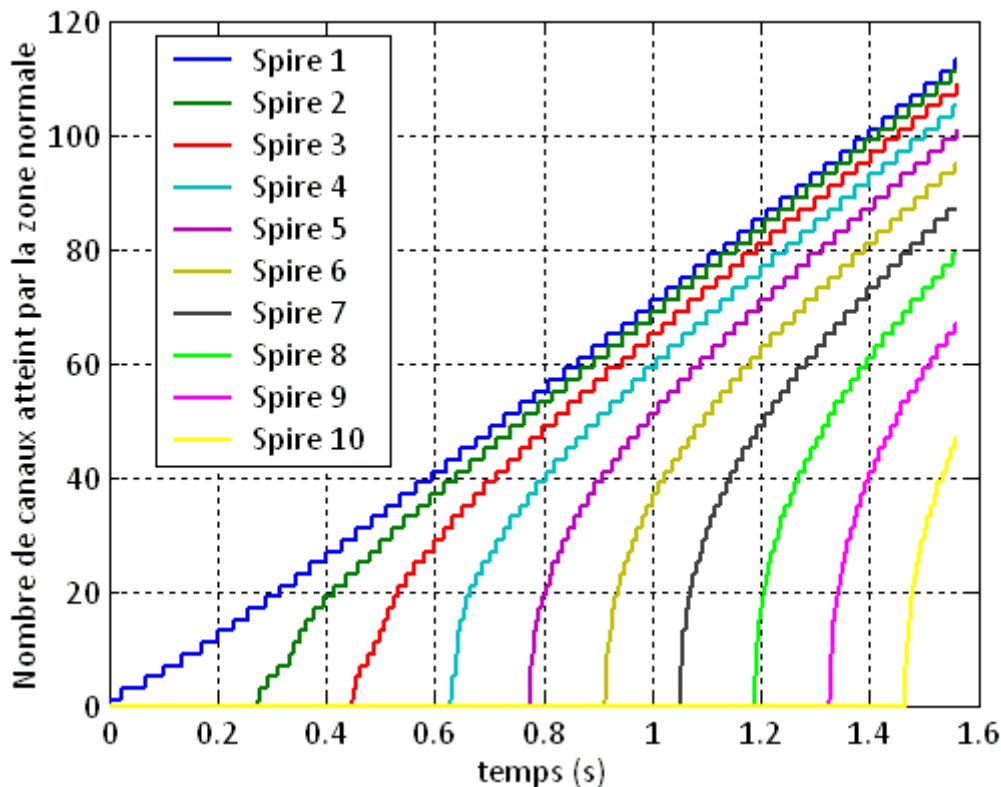


Figure 5.13 – Évolution numérique de la longueur de zone normale pour chaque spire pour le quench Q1 (ou Q12). Afin de faciliter la lecture du graphe, on prend ici  $t = 0$  au début du quench.

Les figures 5.13 et 5.14 représentent l'évolution calculée de la zone normale en fonction du temps pour chacune des dix premières spires de l'aimant Seht durant le quench Q1. L'évolution de la zone normale est représentée ici par le nombre de canaux au contact d'un conducteur transité. On rappelle ici comme on peut le voir sur la figure 5.3 qu'une maille élémentaire de canal est équivalente à une maille élémentaire de conducteur (d'une longueur de 9,7 mm au rayon intérieur). La figure 5.13 montre tout d'abord que la zone normale se propage dans la première spire transitée avec une vitesse de propagation constante. Le calcul numérique montre donc ici que l'hypothèse de l'existence d'une vitesse de propagation asymptotique n'est pas uniquement valable dans le cas d'un conducteur adiabatique et ayant des propriétés constantes. Dans notre cas, on observe l'existence de cette vitesse asymptotique alors que les propriétés du conducteur varient en fonction de la température et que ce conducteur échange avec l'hélium des canaux. Il est donc très facile de calculer cette vitesse à l'aide de la pente de la courbe d'évolution de la longueur de la zone normale en fonction du temps. Ensuite, la figure 5.13 montre que chaque nouvelle spire qui transite a une vitesse au démarrage beaucoup plus élevée que la vitesse asymptotique. La nouvelle spire transitée garde alors une vitesse supérieure à la vitesse asymptotique jusqu'à rattraper le front de la zone normale de la spire qui la précède. Par exemple, la spire n° 3 transite dans notre cas à  $t = 0,45$  s. À ce moment elle a un retard de 30 canaux par rapport au front de la spire n° 1. Puis, moins d'une seconde après cet instant, la spire n° 3 rattrape le front des spires n° 1 et 2 pour ne plus avoir que 2 canaux de retard par rapport au front de celles-ci. Le modèle nous permet donc de confirmer avec certitude l'analyse faite au chapitre 4 selon laquelle les « sauts » de tensions s'expliquent par l'effet d'un préchauffage de chaque spire avant sa transition.

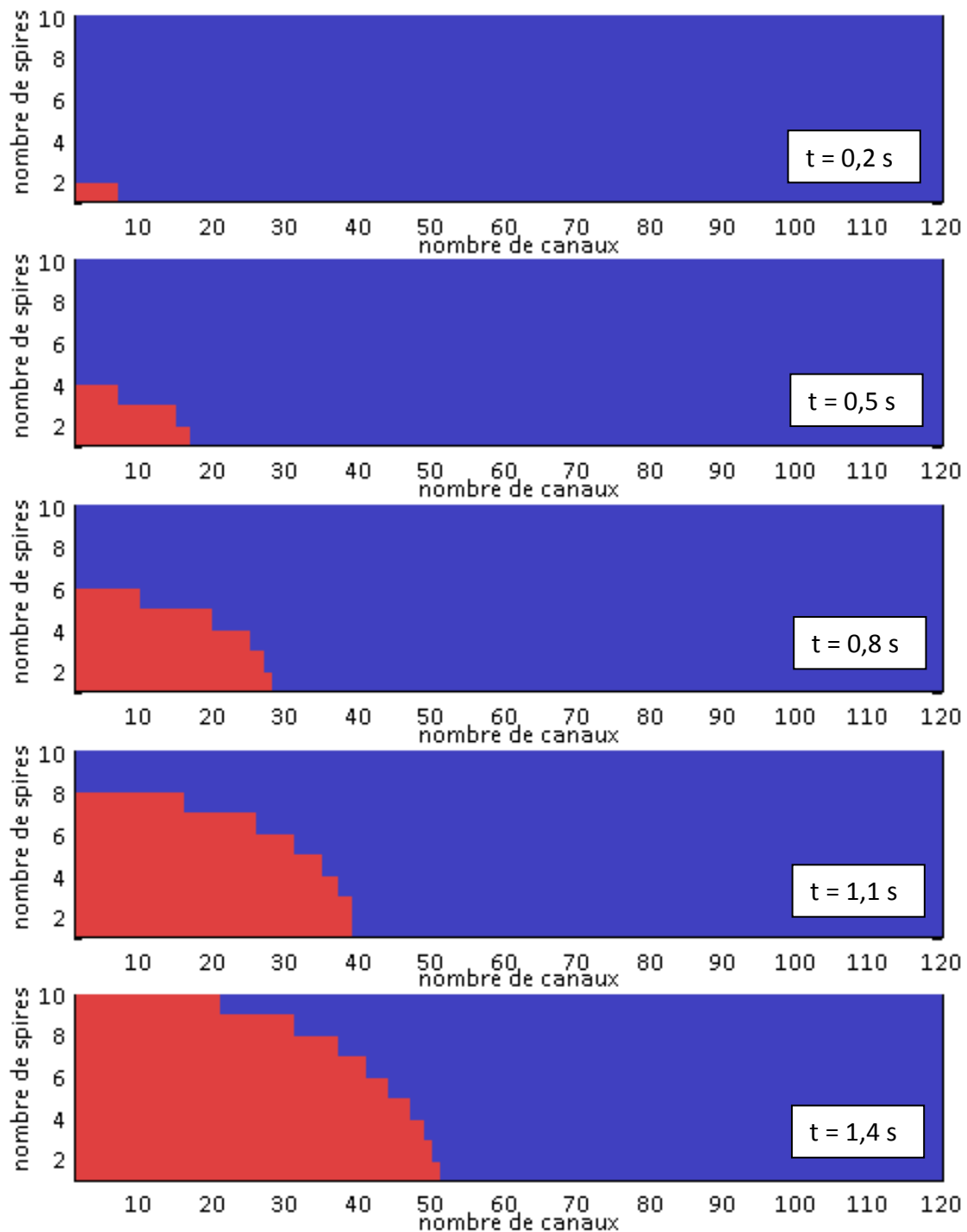


Figure 5.14 – Évolution 2D de la zone normale dans les premiers instants pour le quench Q1. La zone normale est en rouge et la zone supra en bleu.

*b) Effet de la présence d'hélium superfluide sur la propagation transversale de la zone normale*

Comme cela a été calculé plus haut, la constante de temps de diffusion dans l'isolant interspire vaut environ 11 ms. Cependant, le temps caractéristique expérimental séparant deux sauts de spire en spire est compris entre 100 ms et 200 ms. Pour expliquer la différence entre ces deux ordres de grandeur de temps, il est important de prendre en compte l'effet de l'hélium superfluide sur la propagation transversale de la zone normale. Commençons par calculer un coefficient d'échange moyen correspondant à un flux de type Kapitza. Pour ce

faire, on supposera que la température du conducteur est égale à sa température de transition c'est-à-dire 3,88 K pour la spire n° 1 de la galette n° 61 à 886 A. On obtient alors un coefficient d'échange moyen de  $19488 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . On en déduit que le temps caractéristique de convection entre le conducteur et l'hélium dans la phase où l'hélium reste superfluide est d'environ 0,29 ms (calculé avec  $\tau = (CS)/(hl_e^{he})$ ). Ce temps étant très inférieur au temps caractéristique de diffusion dans l'isolant, on en déduit qu'une partie du flux apporté par conduction à une spire non transitée par sa voisine transitée ira dans l'hélium en vis-à-vis de la spire non transitée. La température de l'hélium en vis-à-vis de la spire non transitée augmentera donc en même temps que la température de la spire (figure 5.15).

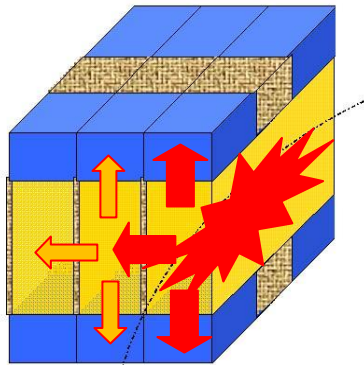


Figure 5.15 – Distribution du flux dans une spire non transitée et voisine d'une spire transitée

Dans ce cas, on peut supposer qu'un conducteur transité met environ 200 ms à faire transiter son voisin à cause du fait qu'il doit chauffer son voisin jusque sa température de transition mais également l'hélium en vis-à-vis de son voisin. Afin de vérifier cette hypothèse, on représente sur la figure 5.16 l'évolution en fonction du temps des différents termes moteurs de l'équation 5.1 pour la spire n° 4 de la galette n° 61 durant le quench Q1.

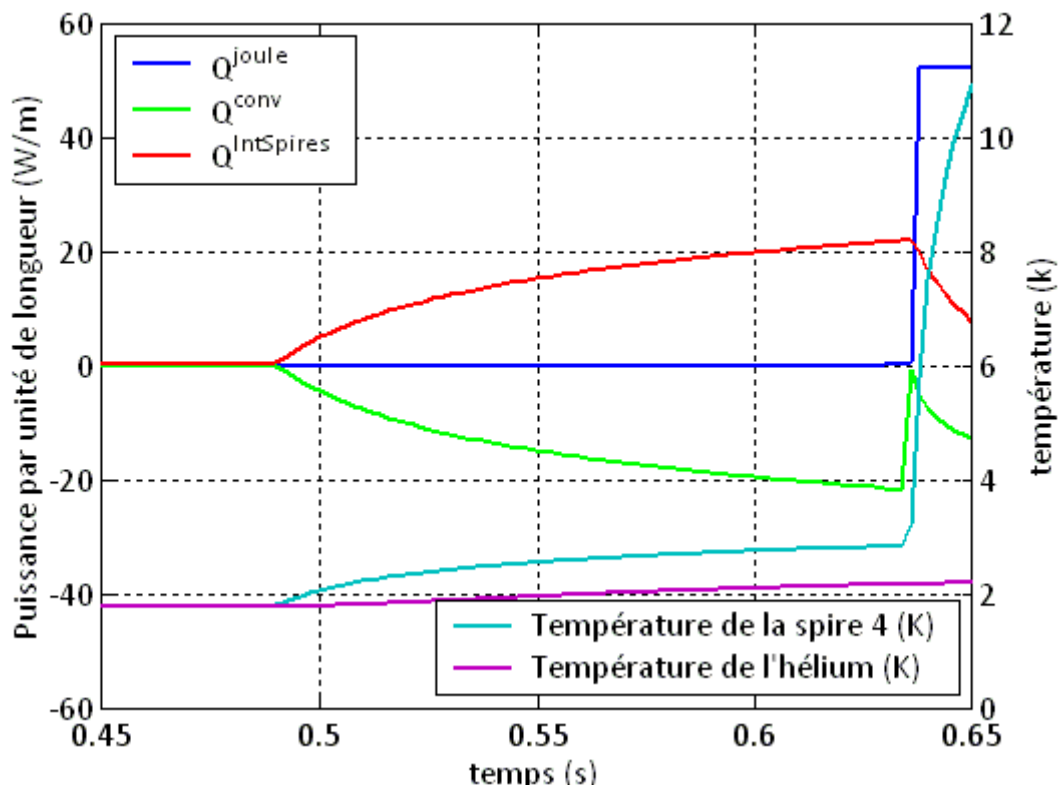


Figure 5.16 – Évolution en fonction du temps des termes de l'équation 5.1 pour la spire n° 4 dans le cas Q1

La figure 5.16 montre ici que tant que l'hélium en contact avec le conducteur n° 4 est superfluide la puissance apportée à la spire n° 4 par la spire n° 3 à travers l'isolant est quasi égale à la valeur de la puissance évacuée par la spire n° 4 dans l'hélium qui est à son contact. Une fois que l'hélium n'est plus superfluide, l'échange entre le conducteur et l'hélium devient moins bon. De plus, la capacité thermique de l'hélium devient beaucoup plus faible lorsqu'il passe à l'état d'hélium I liquide (voir chapitre 1). Dans ces conditions, le conducteur transite beaucoup plus facilement. La figure 5.16 montre clairement que l'hélium en vis-à-vis de la spire n° 4 s'échauffe de 1,78 K à plus de 2,17 K avant que cette spire ne transite. Ceci confirme l'hypothèse faite plus haut. Ainsi, on peut supposer que la prise en compte de la capacité thermique de l'hélium dans le bilan énergétique du conducteur peut suffire à justifier l'ordre de grandeur des 200 ms entre deux sauts de spire en spire lors de la propagation transversale de la zone normale.

On supposera ici que l'on dispose d'un matériau fictif homogène contenant le conducteur, l'isolant interspire, l'isolant intergalette et l'hélium qui est à son contact. Pour transiter ce matériau fictif, il faut donc amener l'ensemble des éléments dont il est composé à la température de transition du conducteur. On peut alors écrire le bilan énergétique du matériau fictif des spires n° 3 et n° 4 de la manière suivante :

$$C_{fictif}V_{fictif}(T_{fictif} - T_0) = \rho_{Cu}j_{Cu}^2V_{Cu}\Delta t \text{ pour la spire n° 3} \quad (5.33)$$

$$\lambda_{Mylar} \frac{(T_{fictif} - T_0)}{e_{Mylar}} S_e \Delta t = (T_t - T_0) C_{fictif} V_{fictif} \text{ pour la spire n° 4} \quad (5.34)$$

Avec la nomenclature partielle suivante :

$T_t$  : température de transition du conducteur (3,88 K dans notre cas)

$T_0$  : température initiale du conducteur, des isolants et de l'hélium (1,78 K dans notre cas)

$C_{fictif}$  : capacité thermique volumique moyenne du matériau fictif. Cette capacité a été calculée en prenant les propriétés des matériaux à la température de transition ( $4,28 \cdot 10^4 \text{ J.m}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$  dans notre cas)

$V_{fictif}$  : volume total du matériau fictif considéré sur une longueur élémentaire de maille de 9,7 mm ( $\text{m}^3$ ). Il en est de même pour  $V_{Cu}$ .

$j_{Cu}$  : densité de courant dans le cuivre ( $\text{A.m}^{-2}$ )

La manipulation des équations 5.33 et 5.34 nous donne l'expression analytique suivante de la vitesse de propagation transversale dans la galette  $v_{tr} = (e_{Mylar} + e_{Cu})/\Delta t$  :

$$v_{tr} = \frac{j_{Cu}}{C_{fictif}} \left( \frac{\rho_{Cu} \lambda_{fictif}}{T_t - T_0} \right)^{1/2} \left( \frac{V_{Cu}}{V_{fictif}} \right) \text{ avec } \lambda_{fictif} = \lambda_{Mylar} \frac{(e_{Mylar} + e_{Cu})}{e_{Mylar}} \quad (5.35)$$

$e_{Cu}$  représente ici l'épaisseur de cuivre d'une maille de conducteur dans le sens transversal. Cette épaisseur vaut dans notre cas 2,2 mm. L'équation 5.35 indique donc ici que la vitesse de propagation transversale durant un quench de l'aimant Seht est équivalente à la vitesse

de propagation longitudinale d'un matériau fictif adiabatique. Ce matériau fictif étant caractérisé par la capacité thermique  $C_{fictif}$  et la conductivité thermique  $\lambda_{fictif}$ . Dans notre cas, l'application numérique de la vitesse  $v_{tr}$  donne une vitesse de  $0,8 \text{ cm.s}^{-1}$ . Cette vitesse correspond à une durée de 290 ms séparant deux sauts de spire en spire. On retrouve donc ici l'ordre de grandeur de la vitesse transversale estimée expérimentalement dans le chapitre 4 à environ  $1 \text{ cm.s}^{-1}$ . On déduit de ce calcul que la prise en compte de la capacité thermique de l'hélium dans un matériau fictif homogène suffit dans notre cas pour calculer un ordre de grandeur de la vitesse transversale de propagation de la zone normale.

c) *Influence du coefficient d'échange sur la propagation longitudinale de la zone normale*

Afin d'évaluer l'influence du coefficient d'échange sur la propagation longitudinale de la zone normale on compare ici les temps caractéristiques de conduction le long du conducteur et de convection entre le conducteur et l'hélium. Le temps caractéristique de conduction le long du conducteur sur une longueur égale à l'épaisseur du canal d'hélium (5,4 mm au rayon intérieur) vaut environ 0,38 ms (calculé avec  $\tau = l^2 C / \lambda$ ). Ce temps est donc du même ordre de grandeur que le temps caractéristique de convection entre le conducteur et l'hélium estimé précédemment à 0,29 ms. Ceci signifie que l'hélium d'un canal n'aura le temps de s'échauffer que partiellement durant le passage du front de la zone normale au dessus de ce canal. Dans ce cas, ce n'est plus la capacité thermique de l'hélium qui jouera un rôle important dans le mécanisme de propagation de la zone normale mais plutôt le coefficient d'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux. On peut tout d'abord vérifier la cohérence du calcul numérique avec l'analyse des ordres de grandeur des temps caractéristiques faite ci-dessus.

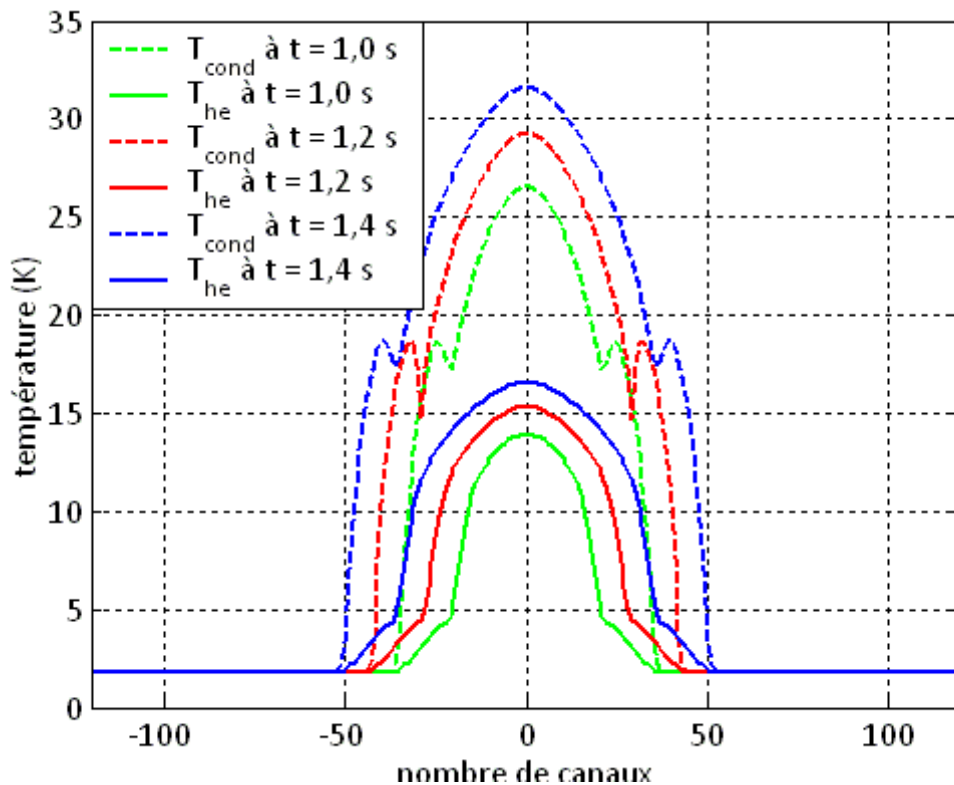


Figure 5.17 – Évolution en fonction du temps du profil de température à proximité du front de propagation de la zone normale dans le conducteur n° 1 de la galette 61 pour le quench Q1

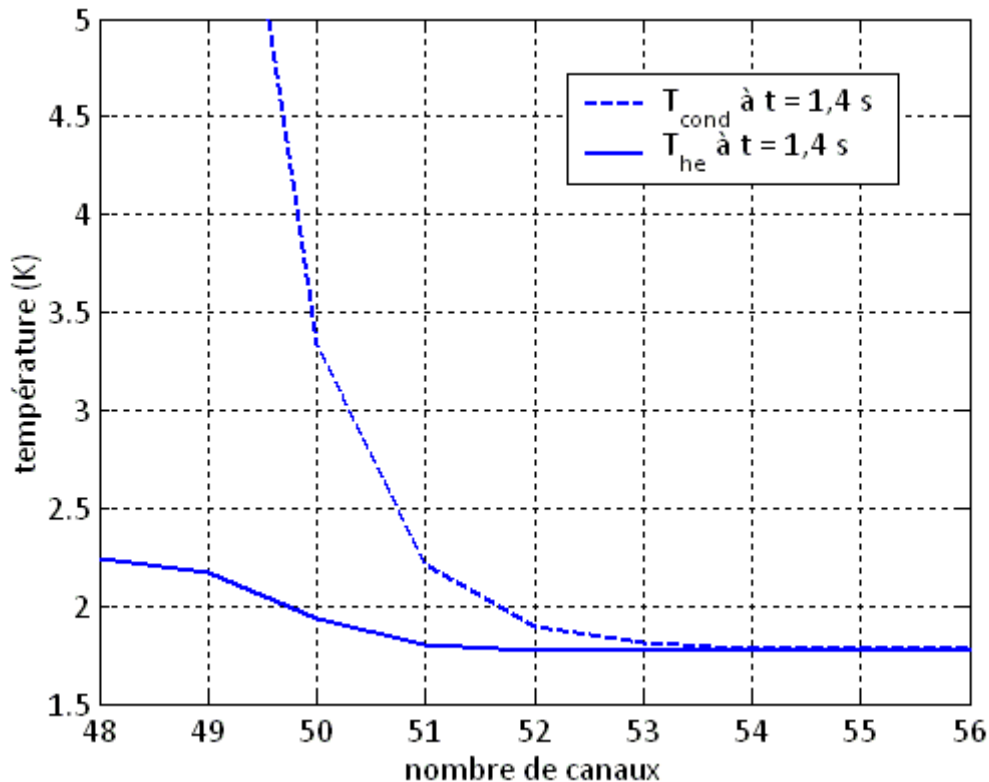


Figure 5.18 – Profils à un instant donné des températures du conducteur et de l’hélium lors du passage de la zone normale

La propagation de la zone normale étant comme son nom l’indique un phénomène propagatif, on vérifie sur la figure 5.17 que le profil de température autour du front de propagation se propage bien le long du conducteur sans déformation de celui-ci dans l’espace ou dans le temps. Cette propriété du profil de température nous autorise donc ici à raisonner sur l’allure du profil de température en le figeant à un instant donné puis à généraliser ce raisonnement sur tout l’intervalle de temps durant lequel le courant dans l’aimant reste constant. La figure 5.18 montre alors que durant le passage du front de la zone normale au dessus d’un canal, ce canal passe (dans le cas Q1) d’une température de 1,78 K à une température de 1,81 K. Le calcul numérique confirme donc bien l’analyse faite plus haut. On peut alors déduire de ce résultat que le paramètre qui influence le plus la propagation de la zone normale (dans le cas Q1) est le coefficient d’échange entre le conducteur et l’hélium dans la phase où l’hélium est superfluide. Pour vérifier cela à l’aide du modèle numérique on a réalisé différentes simulations du cas Q1 en ne modifiant pour chaque simulation qu’une seule des valeurs du coefficient d’échange  $h$  et en gardant tous les autres paramètres du calcul identique. Pour chaque calcul, la valeur modifiée du coefficient  $h$  a été divisée par deux. La figure 5.19 représente les résultats de cette étude paramétrique. Ces résultats montrent tout d’abord que la modification des paramètres  $h_{Eb}$  et  $h_G$  n’a quasiment aucune influence sur la propagation de la zone normale puisque les courbes correspondant à la modification de ces deux paramètres sont quasiment superposées avec la courbe du calcul initial. Ensuite, on voit que le paramètre  $\alpha$  est bien celui qui a la plus grosse influence sur l’évolution de la propagation de la zone normale. En effet, une modification de 50 % de la valeur de  $\alpha$  a entraîné une différence d’environ 90 % sur la valeur de la tension au bout de 1,4 s de propagation. Ceci confirme donc bien l’analyse du profil de température autour du front de propagation faite plus haut.

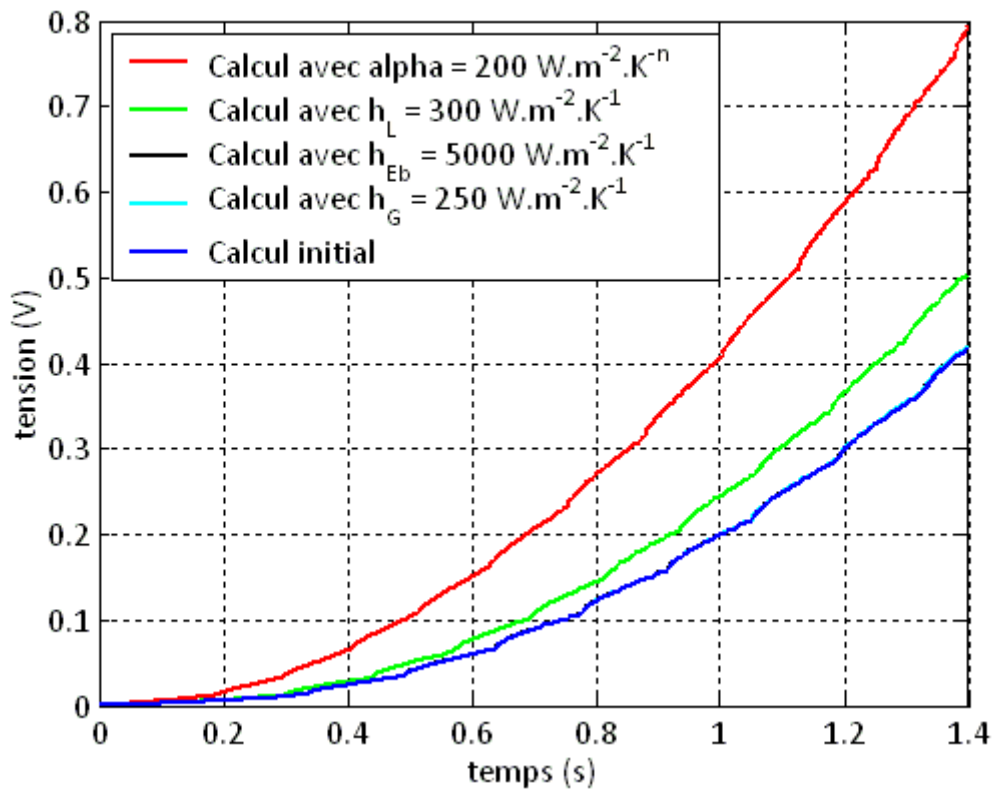


Figure 5.19 – Influence du coefficient d'échange sur la propagation de la zone normale dans le cas Q1

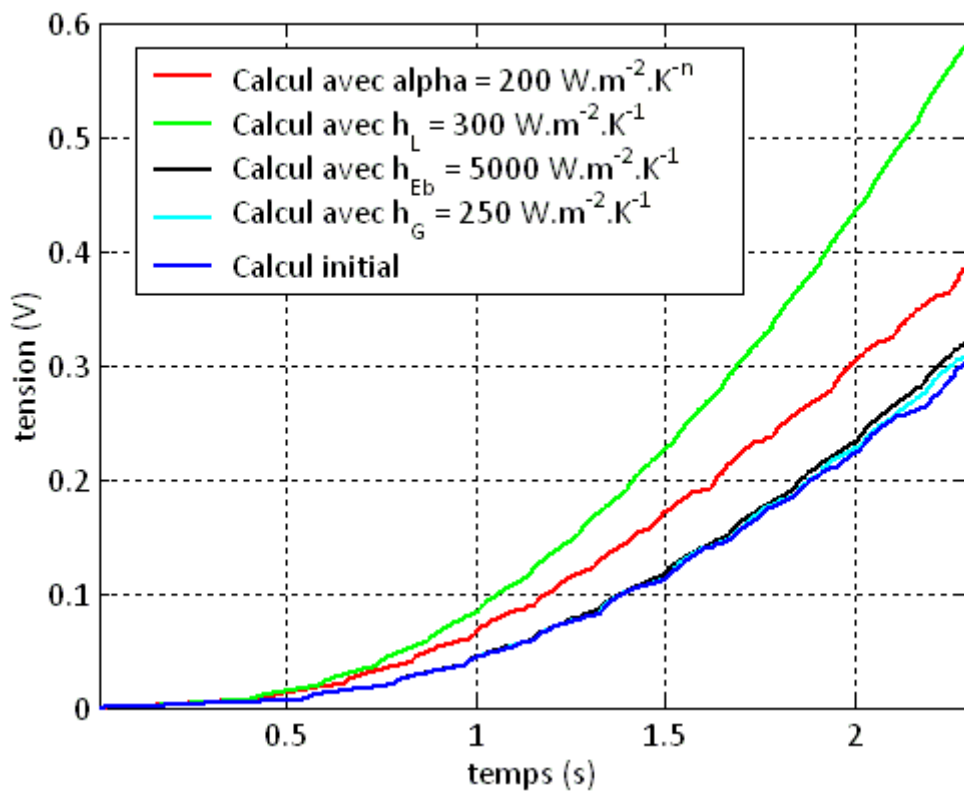


Figure 5.20 – Influence du coefficient d'échange sur la propagation de la zone normale dans le cas Q10

Cependant, les résultats de la figure 5.19 ne peuvent être généralisés que pour l'ensemble des quenchs réalisés aux mêmes champs et courants que le quench Q1. En effet, si le courant et le champ auxquels est effectué le quench sont plus faibles, la température de partage du courant dans le conducteur sera plus élevée. Dans ce cas, la température du conducteur étant plus élevée au niveau du front, la température de l'hélium en vis-à-vis sera également plus élevée. Le coefficient d'échange le plus influent sur la propagation de la zone normale risque alors de ne plus être le même que dans le cas Q1. C'est ce qu'on vérifie à l'aide des calculs présentés sur la figure 5.20. Cette figure montre que le coefficient d'échange le plus influent sur la propagation de la zone normale dans le cas Q10 est le coefficient  $h_L$ . En effet, la température de partage du courant dans ce cas étant de 4,03 K (au lieu de 2,52 K pour Q1), la zone de plus grande influence de l'hélium se déplace de la phase où il est superfluide vers la phase où il est en liquide I. En ce qui concerne les coefficients  $h_{Eb}$  et  $h_G$ , leur influence sur la propagation de la zone normale reste plus faible que celle des autres coefficients bien qu'ils aient plus d'influence dans le cas Q10 que dans le cas Q1. Le tableau 5.7 récapitule les résultats des deux études paramétriques précédentes.

Tableau 5.7 – Récapitulatif de l'influence des différents coefficients d'échange sur la propagation de la zone normale dans les cas Q1 et Q10

Coefficient initial	Nouvelle valeur ( $W.m^{-2}.K^{-1}$ )	Variation relative de la tension pour Q1	Variation relative de la tension pour Q10
$\alpha$	400	200	89,0 %
$h_L$	600	300	20,2 %
$h_{Eb}$	10000	5000	0,1 %
$h_G$	500	250	0,5 %

Ainsi, de manière générale, le coefficient d'échange est un paramètre qui influe beaucoup sur la propagation longitudinale de la zone normale. Le tableau 5.7 nous montre néanmoins qu'il est important de bien connaître la valeur du coefficient d'échange surtout dans l'intervalle de température que prend l'hélium lorsque le conducteur se trouve à une température proche de sa température de transition. Ainsi, pour avoir une erreur inférieure à 20 % sur la prédiction de l'évolution de la tension avant la décharge lors des quenchs de l'aimant Seht (tous quenchs confondus), il faut être capable d'estimer les coefficients  $\alpha$  et  $h_L$  avec une erreur inférieure à 10 %. La bonne concordance démontrée dans ce chapitre entre les simulations numériques et les courbes expérimentales nous indique que l'erreur effectuée sur le choix des coefficients  $\alpha$  et  $h_L$  est inférieure à 10 %. En ce qui concerne les coefficients  $h_{Eb}$  et  $h_G$ , la bonne concordance des résultats numériques avec les courbes expérimentales ne nous permet pas de conclure sur la pertinence de leur choix.

### 5.3. Exploitation des résultats de la simulation numérique pendant la décharge de l'aimant

#### 5.3.1. Résultats de propagation de la zone normale pendant la décharge

Comme on a pu le voir précédemment, seuls deux types de propagation de la zone normale interviennent avant le début de la décharge à savoir la propagation longitudinale le long du conducteur et la propagation transversale de spire en spire. L'exploitation des courbes de tension pendant la décharge a donc pour principal intérêt de vérifier si le modèle reproduit également de manière satisfaisante le phénomène de propagation de la zone normale de



galette en galette.

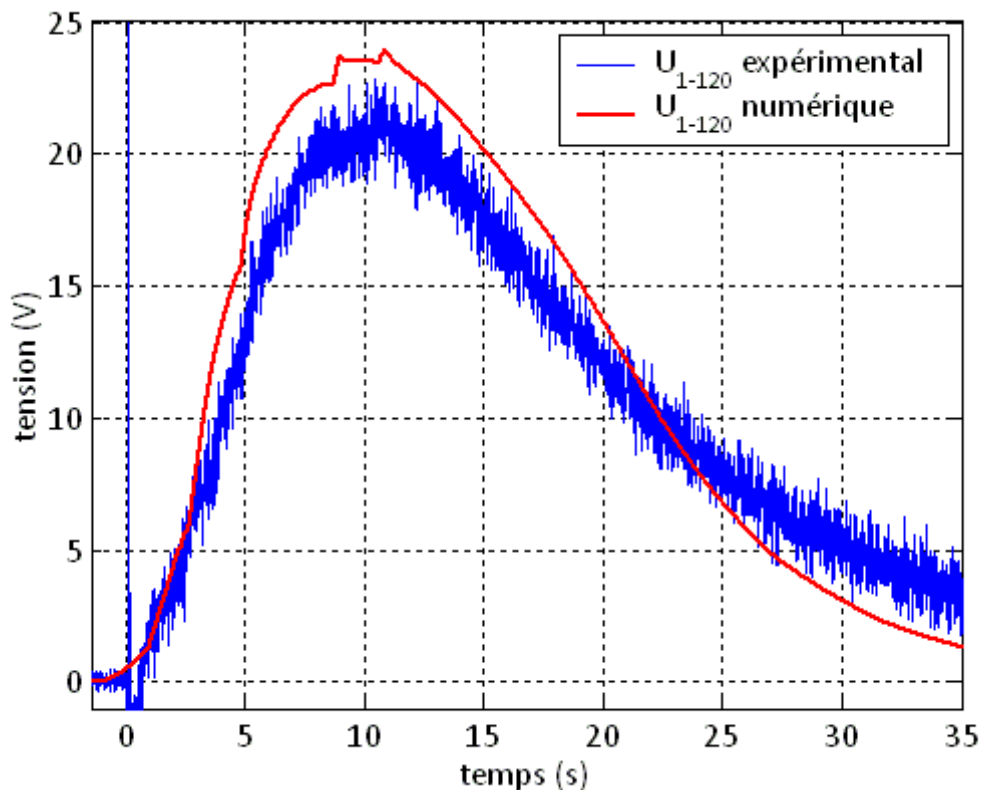


Figure 5.21 – Comparaison des tensions numérique et expérimentale aux bornes de l’aimant entier dans le cas Q12

La figure 5.21 compare l’évolution de la tension résistive aux bornes de l’aimant entier calculée par le modèle avec l’évolution expérimentale de cette tension dans le cas Q12. On constate que les calculs sont encore une fois en bonne concordance avec les courbes expérimentales et ceci pour plusieurs raisons. Tout d’abord, on obtient une valeur du maximum de tension proche de la valeur expérimentale ainsi qu’une allure générale de la courbe numérique très proche de la courbe expérimentale. Ensuite, le modèle reproduit également bien la dissymétrie de la propagation observée expérimentalement. En effet, les valeurs de tensions des demi-aimants mesurées montrent pour tous les quenches ont une forte dissymétrie entre la propagation du quench vers le haut de l’aimant et le bas de celui-ci. Cet effet s’explique dans le modèle par la présence du phénomène de convection naturelle dans le canal lorsque celui-ci est chauffé du bas vers haut et l’absence de ce phénomène lorsque le canal est chauffé du haut vers le bas (équation 5.15). Ainsi, lorsque le quench se propage, le flux thermique transmis à la galette supérieure par l’intermédiaire de l’hélium des canaux est beaucoup plus élevé que le flux transmis par l’hélium des canaux à la galette inférieure. Ce phénomène physique explique donc pourquoi au dessus de la galette 61 les galettes 62, 63, 64 et 65 transitent alors qu’en dessous de la galette 61 seule la galette 60 transite (pour le quench Q12). C’est ce que montrent les courbes expérimentales et numériques de la figure 5.22. On notera ici que le fait que de l’hélium chaud remonte le long de l’espace annulaire intérieur de l’aimant par convection naturelle (chapitre 4) peut également favoriser la dissymétrie de propagation du quench en réchauffant légèrement le rayon intérieur des galettes supérieures. Cependant on est incapable ici de quantifier l’éventuelle contribution de ce mécanisme par rapport à celui qui se produit dans les canaux.

Le modèle reproduit également bien le temps caractéristique séparant deux sauts de galette en galette ainsi que l'amplitude de ces sauts. Cependant, Les mesures de tension des demi-aimants sont trop bruitées pour pouvoir y distinguer avec précision les sauts de la zone normale d'une galette à l'autre. On compare donc l'évolution expérimentale de la tension  $U_{61-64}$  avec l'évolution numérique de cette même tension sur la figure 5.23.

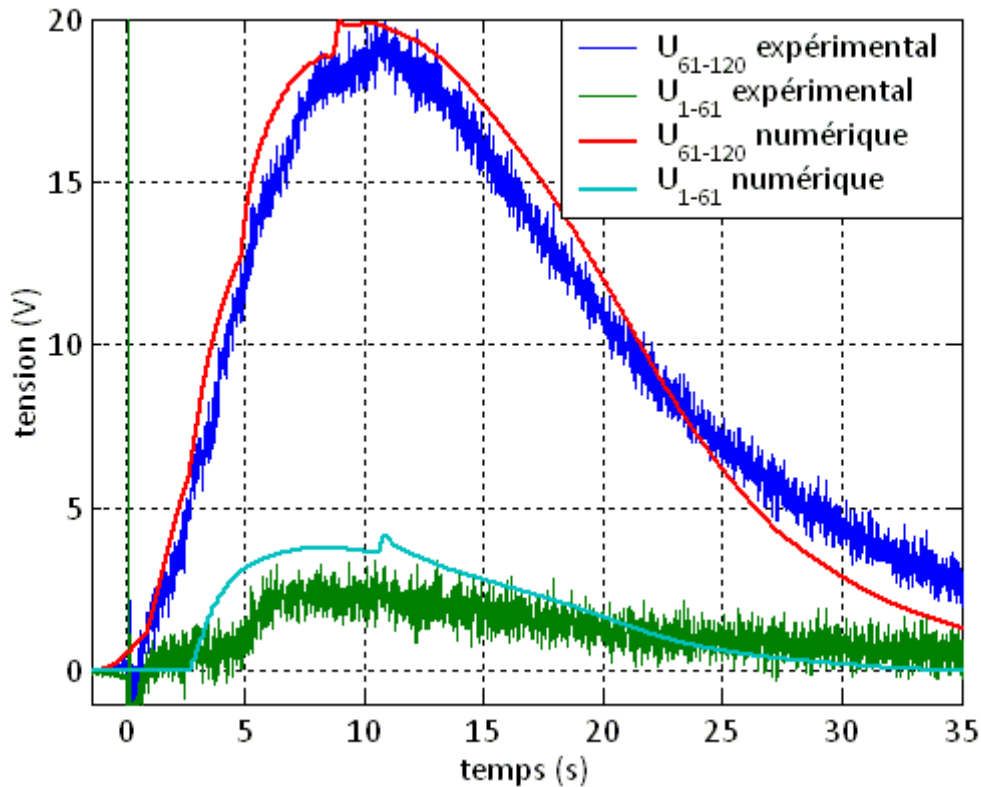


Figure 5.22 – Comparaison des tensions numérique et expérimentale de demi-aimant dans le cas Q12

La figure 5.23 montre une bonne concordance entre les sauts numériques et expérimentaux de la zone normale de galette en galette. De plus, le modèle nous permet de connaître l'évolution de la taille de la zone normale en fonction du temps en trois dimensions. En effet, le modèle indique qu'un conducteur est entièrement transité (équivalent à 240 canaux) à  $t = 2,25$  s. Il indique également qu'à  $t = 10$  s 51 spires et 6 galettes ont transités. Ainsi, le volume de la zone normale calculé par le modèle à  $t = 10$  s est quasiment identique au volume estimé dans le chapitre 4 à l'aide du modèle du volume chauffé. On obtient ici un volume calculé de la zone normale maximum développé à  $t = 10$  s de :

**240 canaux x 51 spires x 6 galettes**

au lieu de

**240 canaux x 47 spires x 6 galettes** (chapitre 4).

les calculs de l'évolution de la zone normale et de  $U_{61-64}$  au cours du temps à l'aide du modèle étant tous les deux satisfaisants par rapport aux mesures expérimentales, cela nous donne une information supplémentaire sur le profil de température dans l'aimant. En effet, le fait que le modèle calcule le bon ordre de grandeur de la taille de la zone normale et que cette taille corresponde à une valeur de tension proche de la valeur expérimentale signifie

que le profil de température calculé par le modèle est également proche du profil de température réel dans l'aimant. Ceci nous rend donc confiant dans les valeurs de température du conducteur calculées par le modèle.

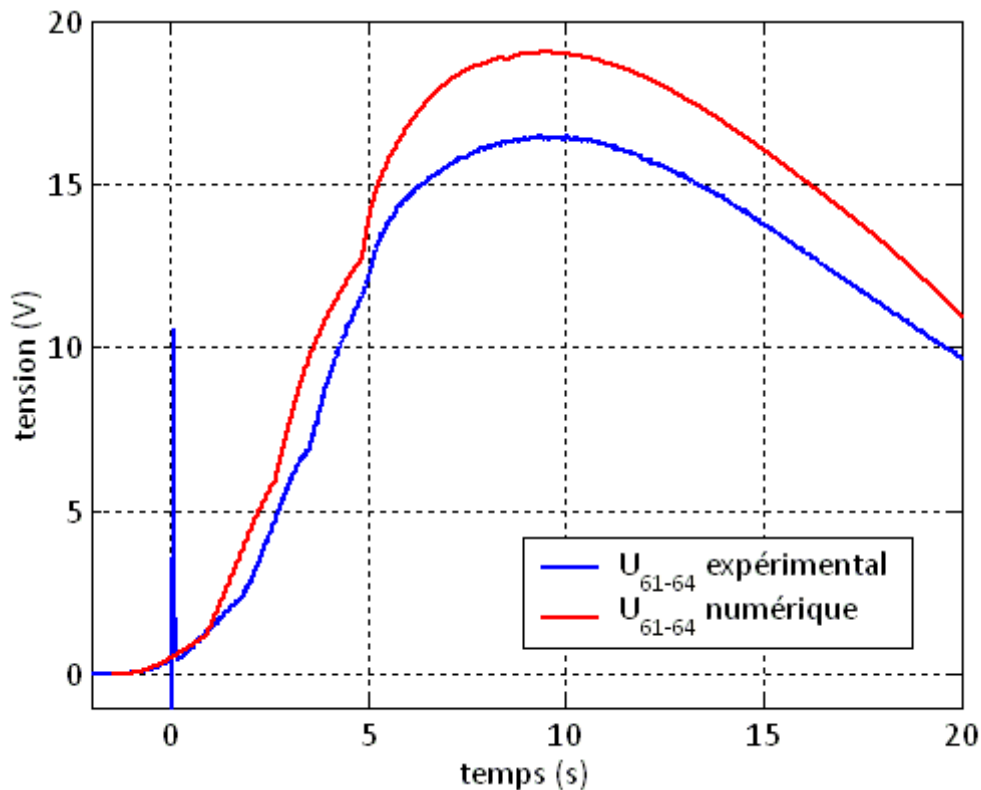


Figure 5.23 – Comparaison des tensions numérique et expérimentale  $U_{61-64}$  dans le cas Q1

Un autre moyen de valider les valeurs de température de conducteur calculées par le modèle consiste à comparer les températures numériques et expérimentales de l'hélium chauffé dans les canaux. Cependant, comme cela a été expliqué en début du chapitre, la température d'hélium calculée par le modèle correspond en réalité à une température de « demi-maille » d'hélium. On rappelle ici que ce choix de modélisation a été fait afin de prendre en compte l'effet du gradient de température (donc de la conduction thermique) dans l'épaisseur de l'hélium sur la propagation de la zone normale de galette en galette. Ainsi, on reconstitue à posteriori et de manière très simple la « température moyenne » de l'hélium des canaux à partir de la température du conducteur des deux galettes voisines du canal considéré ou encore à partir des deux températures de demi-mailles. La figure 5.24 compare cette température moyenne calculée à la température expérimentale de l'hélium chauffé dans les canaux pour le quench Q12.

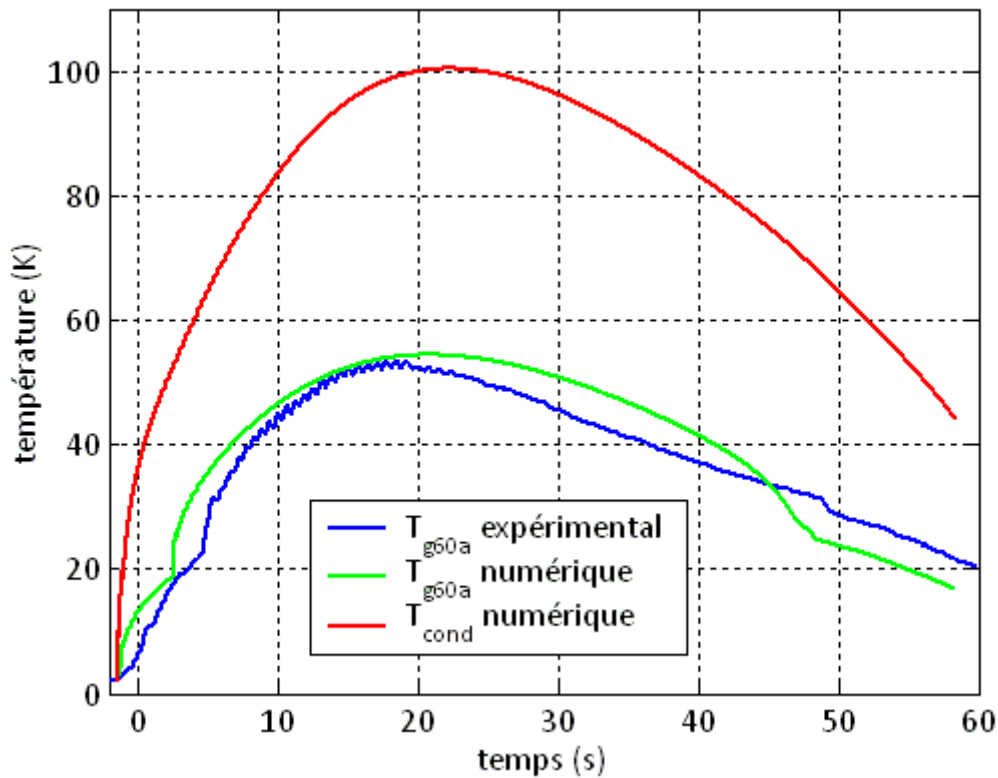


Figure 5.24 – Évolution en fonction du temps des températures du conducteur et de l'hélium des canaux calculées par le modèle dans le cas Q12

La figure 5.24 montre qu'on retrouve également le bon ordre de grandeur de la température moyenne de l'hélium dans le canal à l'aide du modèle. Ceci nous rend encore plus confiants quant à la valeur de la température du conducteur calculée par le modèle. Ensuite, la température  $T_{g60a}$  numérique atteint son maximum à des valeurs de temps et de température très proches des valeurs expérimentales. Ceci signifie que notre modélisation même grossière du refroidissement de l'hélium des canaux par l'effet Gorter Mellink reproduit de manière satisfaisante les phénomènes physiques observés expérimentalement. C'est d'ailleurs ce même effet de refroidissement qui intervient ici dans la diminution de la température du conducteur. C'est pour cette raison que la température maximale atteinte par le conducteur (environ 100 K) est bien inférieure à la valeur du point chaud de l'aimant Seht calculée dans le chapitre 1 (environ 200 K).

On a pu voir dans le chapitre 4 et dans le début du chapitre 5 que les paramètres initiaux du quench réalisé (température, courant, champ) avaient une influence importante sur la propagation de la zone normale. Afin de vérifier si le modèle prédit bien l'influence de ces différents paramètres sur la propagation de la zone normale, on a choisi de simuler les cas Q12 (ou Q1), Q2 (ou Q6), Q4, et Q9 qui ont des résultats différents en terme de tension résistive développée durant le quench. Les résultats de ces simulations sont présentés dans la figure 5.25.

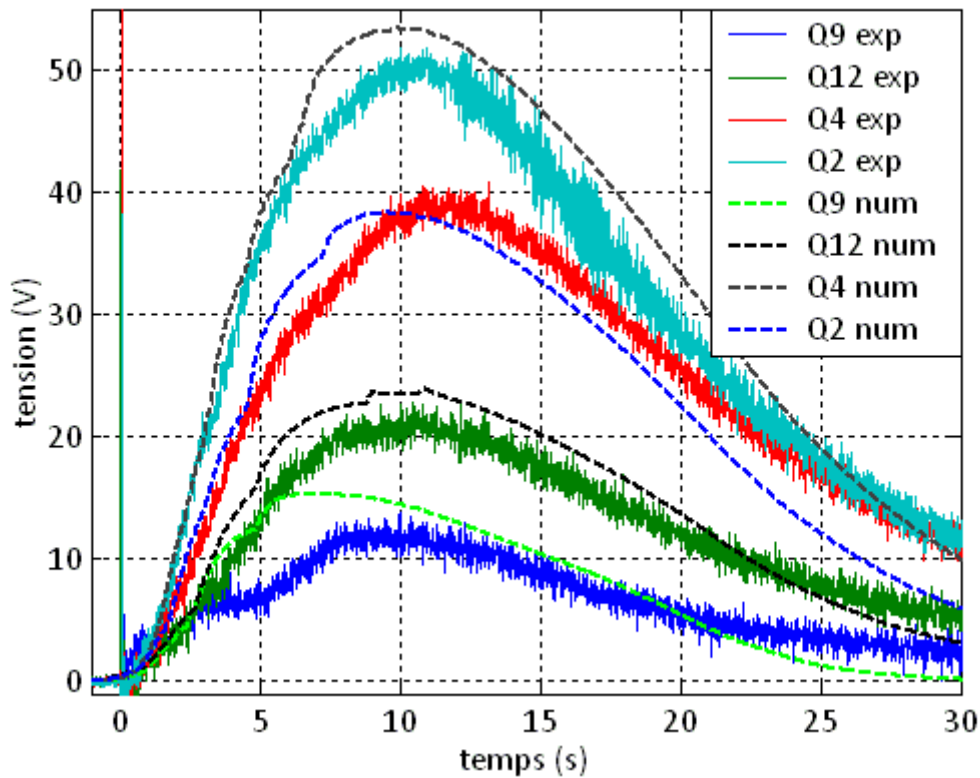


Figure 5.25 – Comparaison des tensions numérique et expérimentale aux bornes de l’aimant dans les quenches Q9, Q12, Q4 et Q2

La figure 5.25 montre que le modèle prédit de manière satisfaisante l’évolution générale de la tension totale aux bornes de l’aimant durant le quench. En effet, l’erreur maximale obtenue entre ces simulations et les courbes expérimentales est inférieure à 20 %. Sachant que la différence relative de reproductibilité sur la tension expérimentale est de l’ordre de 20 % (entre les cas Q1, Q12 et Q2, Q6), notre erreur numérique est tout à fait satisfaisante. Ceci signifie que le modèle prédit correctement l’influence de la température du bain et du courant sur la propagation de la zone normale. De plus, le modèle reproduit également de manière satisfaisante la dissymétrie de la propagation verticale de la zone normale observée expérimentalement dans chacun de ces cas. Ceci confirmerait donc encore une fois notre explication selon laquelle le quench se propage plus favorablement vers le haut à cause du phénomène de convection naturelle qui prend place dans le canal d’hélium uniquement lorsque celui-ci est chauffé par le bas. Le mécanisme de convection naturelle permet bien à l’hélium chauffé par le bas de transférer plus de flux à sa galette voisine que lorsque le transfert se fait uniquement par conduction dans de l’hélium chauffé par le haut. Les résultats des simulations numériques nous confortent dans notre choix de modélisation en général et plus particulièrement dans le choix de la corrélation 5.15.

### 5.3.2. Résultats numériques de montée en pression du bain d’hélium superfluide durant le quench

La figure 5.26 présente les évolutions de pression et de température dans le bain d’hélium superfluide calculées à l’aide du modèle pour le cas Q12.

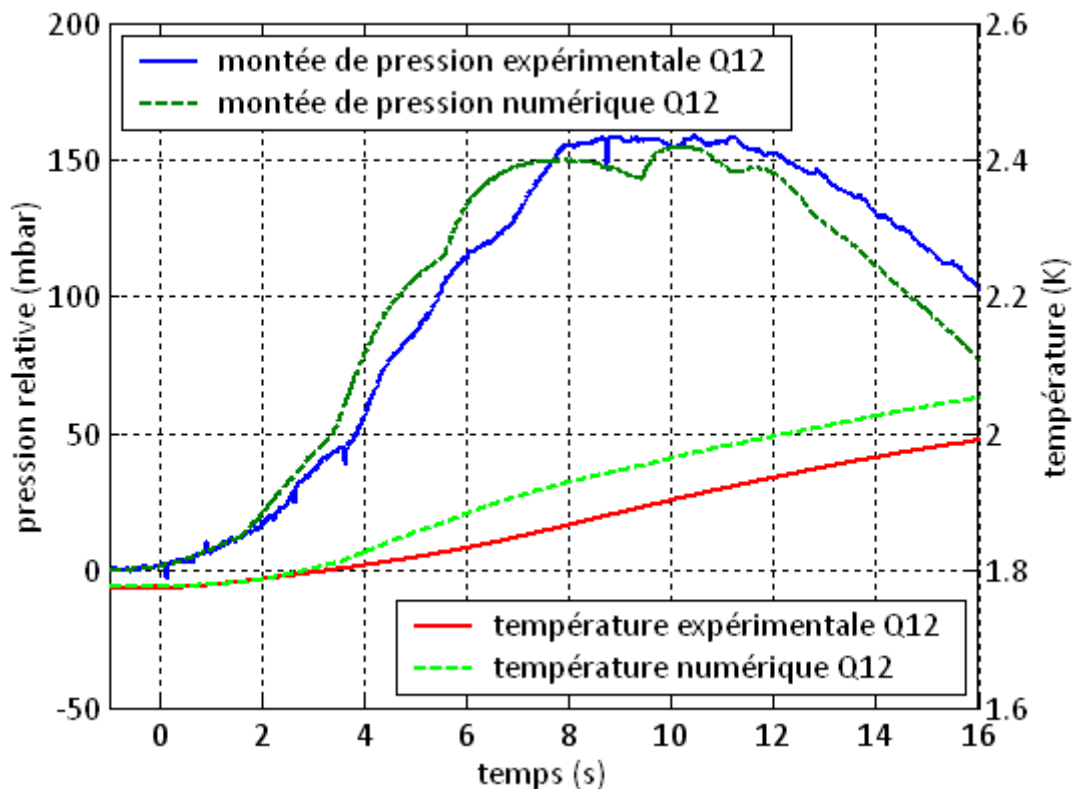


Figure 5.26 – Évolution en fonction du temps de la montée de pression et de la température du bain calculées par le modèle dans le cas Q12

La figure 5.26 montre dans un premier temps une bonne concordance entre les évolutions expérimentales et numériques de pression et de température dans le bain d'hélium. En effet l'erreur relative entre les maximums de pression et entre les courbes de température est inférieure à 5 %. Ensuite, on constate que les pentes de redescente de la pression et de montée de la température sont très proches après  $t = 10$  s. Ceci signifie que notre modélisation même grossière du flux thermique transféré au bain à l'aide du coefficient  $h_{GM}$  reproduit bien le phénomène physique observé expérimentalement. Afin de valider le modèle de montée en pression il est également intéressant de le tester sur le cas Q9. En effet, la montée de pression dans le cas Q9 est du même ordre de grandeur que dans le cas Q12 alors que ces deux cas ont été faits à des températures et courants différents. La figure 5.27 montre tout d'abord que la pression numérique monte plus rapidement que la pression expérimentale dans le cas Q9. Ceci est dû au fait que la galette 63 transite dans la simulation environ 2 s plus tôt que dans l'expérience. Cependant, mis à part ce décalage dans le temps dû à la transition de la galette 63, le modèle reproduit bien l'allure générale de la montée de pression ainsi que la valeur de son maximum. On retrouve bien ici une valeur de maximum de montée de pression proche de celle du cas Q12. Pour finir, le modèle reproduit également de manière satisfaisante l'évolution de température dans le cas Q9. L'erreur relative entre expérience et calcul est ici inférieure à 2 %.

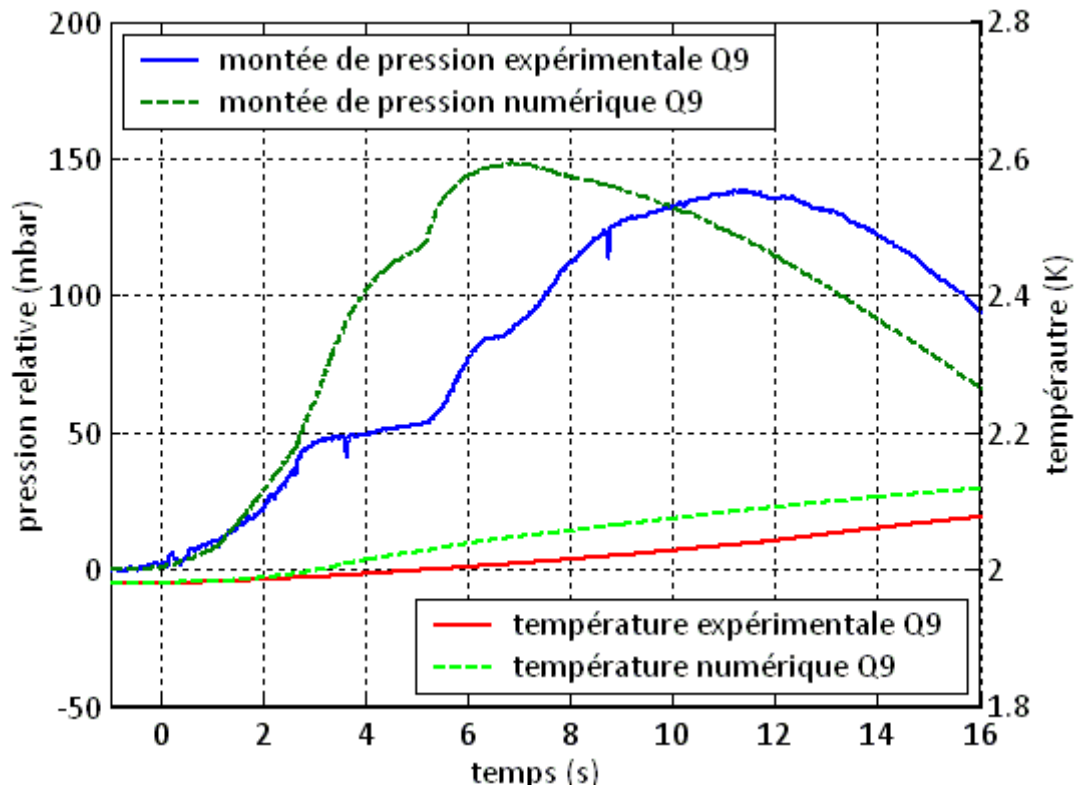


Figure 5.27 – Évolution en fonction du temps de la montée de pression et de la température du bain calculées par le modèle dans le cas Q9

Les figures 5.26 et 5.27 montrent donc que le modèle de montée en pression prédit correctement les évolutions de pression et de température dans les cas classifiés dans le chapitre 4 sous le nom de « petits quenchs ». Afin de tester le modèle sur les « quenchs moyens », les cas Q4 et Q2 (ou Q6) ont été simulés (figure 5.28).

On constate que jusque  $t = 5$  s on a une bonne concordance entre les montées de pression calculées et l'expérience. Cependant, à partir de  $t = 5$  s le comportement de la montée de pression calculée devient très différent de ce qui peut être observé expérimentalement. En effet, les courbes de montées de pression numériques passent chacune par un maximum local (entre  $t = 7$  s et  $t = 8,5$  s) puis par un minimum local avant d'augmenter de nouveau alors que les courbes expérimentales continuent de monter après 7 s et n'admettent pas de minimum au cours de leurs évolutions. Cette différence entre simulations et expérience est due au fait que le bain d'hélium du modèle est supposé isotherme. De plus, ce bain étant superfluide, l'apport d'énergie par Gorter Mellink fait redescendre la pression dans les cas Q2 et Q4 pour les mêmes raisons que dans les cas Q12 et Q9. Cependant, la taille de la zone normale développée dans les cas Q2 et Q4 est plus grande que dans les cas Q12 et Q9. L'énergie transférée au bain par Gorter Mellink est alors également plus grande dans les cas Q2 et Q4. Cette énergie sera même suffisante (dans les simulations) pour faire passer tout le bain de son état superfluide vers un état d'hélium I liquide (à  $t = 9,5$  s pour Q2 et à  $t = 16$  s pour Q4) alors que dans les cas Q12 et Q9 le bain reste superfluide jusqu'à la fin du quench. À partir de cet instant, l'hélium perd sa particularité de pression qui diminue suite à un apport de chaleur isochore (chapitre 1). Tout apport de chaleur au bain d'hélium I (même sans apport de masse) aura alors pour effet d'augmenter sa pression et non pas de la diminuer. C'est ce qui explique que la pression recommence à augmenter dans les simulations après  $t = 9,5$  s pour Q2 et après  $t = 16$  s pour Q4. Dans la réalité, la température

du bain d'hélium des « quenchs moyens » n'est plus homogène avant  $t = 5$  s (chapitre 4). La stratification du bain d'hélium divise alors celui-ci en une zone d'hélium superfluide et une zone d'hélium I. Un apport de chaleur à la zone d'hélium superfluide aura alors tendance à faire diminuer la pression alors qu'un apport de chaleur à la zone d'hélium I aura plutôt tendance à faire augmenter la pression. Ces deux effets étant antagonistes, l'évolution de la pression après  $t = 5$  s sera le résultat de la prédominance de l'un de ces deux effets sur l'autre. Les courbes expérimentales de la figure 5.28 montrent alors que dans les cas Q2 et Q4 la zone d'hélium I est assez grande pour que la montée de pression l'emporte sur la redescende de pression (contrairement aux cas Q12 ou Q9). Cependant, on notera ici que l'on observe tout de même des ralentissements de la montée de pression sur les courbes expérimentales de Q2 et Q4 après  $t = 5$  s ainsi que la présence de points d'inflexion. Ceci signifie que même si la présence d'hélium superfluide n'est pas suffisante pour faire redescendre la pression dans les cas Q2 et Q4, elle joue un rôle de ralentissement ou d'amortissement de la montée de pression.

On voit à travers ces explications qu'on ne peut pas reproduire numériquement les montées de pression des cas Q2 et Q4 après  $t = 5$  s tout en modélisant le bain de manière homogène. En effet, la coexistence d'hélium superfluide et d'hélium I dans le bain joue un rôle très important dans la prédiction de la montée de pression. La prise en compte de la stratification du bain sur la montée de pression serait donc une évolution future intéressante de notre modèle. Cependant, on notera ici que le modèle présenté dans ce chapitre peut tout de même servir d'outil de dimensionnement s'il est utilisé pour simuler des cas « pessimistes » de montée en pression. Pour ce faire, il suffit de supposer que la température initiale du bain est supérieure à 2,17 K. Dans ce cas, il n'y aura plus d'effet d'amortissement de la montée de pression par l'hélium superfluide. La montée de pression calculée en cas de quench sera alors forcément supérieure à la montée de pression réelle.

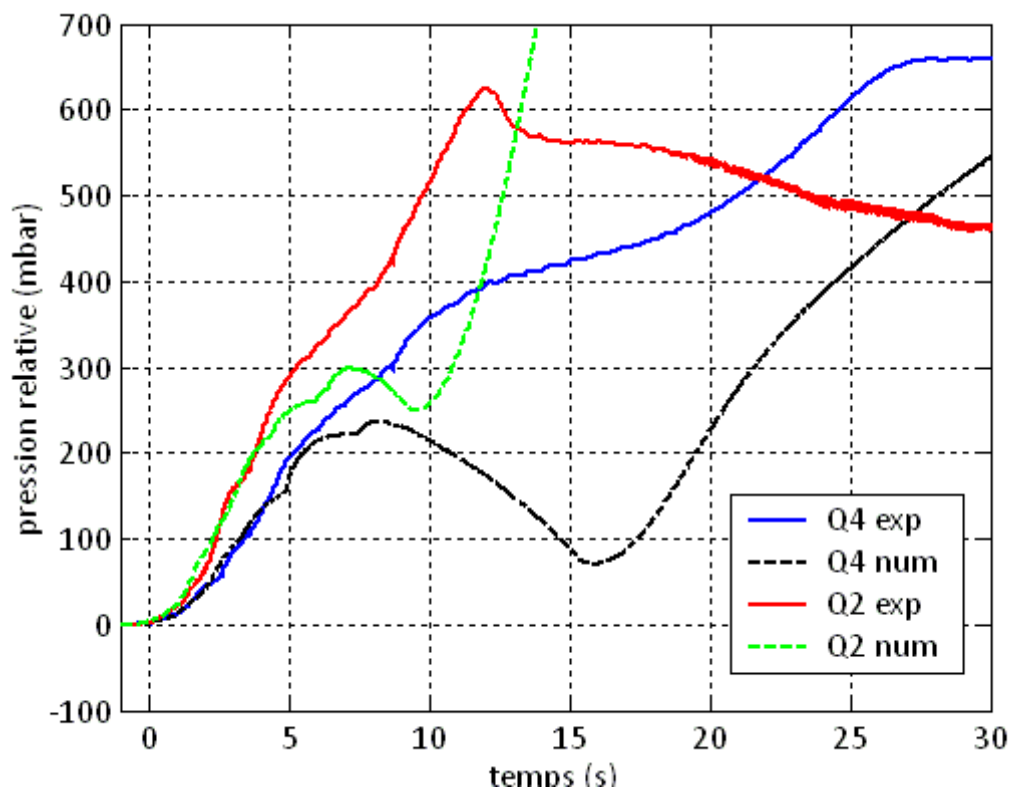


Figure 5.28 – Comparaison des montées de pression numériques et expérimentales dans les cas Q4 et Q2



#### 5.4. Application des enseignements tirés de l'étude des quenchs de l'aimant Seht à l'aimant Iseult

L'analyse numérique des quenchs de la bobine Seht a permis d'identifier les phénomènes physiques qui contrôlent la propagation de la zone normale dans le bobinage et l'évolution de la pression dans le bain d'hélium superfluide. De plus, dans le cas des petits quenchs c'est-à-dire des quenchs qui se déroulent avec des faibles vitesses de propagation qui conduisent à de faibles élévations de pression, le programme numérique permet de retrouver les valeurs des pressions et des températures mesurées. Cependant, il faut noter que le programme a été développé pour analyser les quenchs de la bobine Seht et ne peut pas être considéré comme un programme prédictif permettant d'analyser les quenchs d'autres aimants comme Tore Supra ou Iseult. En effet la modélisation a été menée avec des hypothèses qui s'appuient sur les mesures effectuées sur la bobine Seht. Ces hypothèses sont valides lorsque les vitesses de propagation, en particulier de galette en galette, sont faibles et que le bain d'hélium reste superfluide. Cependant, nous pouvons tout de même en tirer quelques enseignements extrapolables à la bobine Iseult.

##### 5.4.1. Principales caractéristiques de l'aimant Iseult

Le tableau 5.8 récapitule les principales caractéristiques de l'aimant Iseult et les compare à celles de l'aimant Seht.

Tableau 5.8 – Comparaison des principales caractéristiques des aimants Seht et Iseult

Caractéristique	Iseult	Seht
Champ magnétique nominal au centre de l'aimant	11,75 T	8,0 T
Champ magnétique maximal	11,95 T	8,93 T
Courant nominal	1483 A	886 A
Inductance propre	307 H	44 H
Puissance joule au champ maximal par unité de volume de conducteur	$0,91 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$	$4,30 \cdot 10^6 \text{ W.m}^{-3}$
Température de partage du courant au champ maximal	2,8 K	2,52 K
Température critique au champ maximal	3,3 K	5,23 K
Température du point chaud ( $t_0 \approx 1 \text{ s}$ )	120 K	190 K
Énergie stockée	338 MJ	17,3 MJ
Dimensions du conducteur	$9,2 \times 4,9 \text{ mm}^2$	$5,0 \times 2,2 \text{ mm}^2$
Section de niobium titane dans le conducteur	$6,84 \text{ mm}^2$	$1,197 \text{ mm}^2$
Section de cuivre dans le conducteur	$34,4 \text{ mm}^2$	$8,978 \text{ mm}^2$
Section de cupro-nickel dans le conducteur	$0 \text{ mm}^2$	$0,598 \text{ mm}^2$
Nombre de galettes	340	120
Nombre de spires par galette	88	75
Épaisseur d'isolant entre les galettes	1,8 mm	2,15 mm
Épaisseur d'isolant entre les spires	0,2 mm	0,1 mm
Épaisseur de l'intercalaire isolant entre les galettes	0,2 mm	(n'existe pas)
Nombre de canaux par galette	321	240
Section moyenne d'un canal d'hélium	$8,24 \text{ mm}^2$	$12,69 \text{ mm}^2$
Périmètre mouillé moyen (au rayon intérieur)	2,46 mm	3,92 mm
Longueur d'un canal d'hélium	0,45 m	0,1725 m

<b>Volume d'hélium entre deux galettes</b>	1,2 l	0,53 l
<b>Volume d'hélium autour de l'aimant (canaux exclus)</b>	3078 l	479 l
<b>Volume d'hélium dans le bobinage</b>	408 l	63,6 l
<b>Orientation de l'axe central du bobinage</b>	Horizontal	Vertical

5.4.2. Discussion autour de l'applicabilité du modèle numérique développé au cas de l'aimant Iseult

*a) Modélisation de la propagation de la zone normale durant le quench*

Afin de modéliser la propagation de la zone normale dans une galette de l'aimant Seht on s'est principalement servi de la résolution de l'équation de la chaleur dans le conducteur de l'aimant. Cette équation écrite sous la forme 5.1 reste donc valable pour l'aimant Iseult.

Puissance dissipée par effet joule

Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{Joule}$  de puissance dissipée par effet joule dans le conducteur est écrit selon l'hypothèse d'une zone de partage du courant linéaire entre le cuivre et le niobium titane (équation 5.5). Le conducteur de l'aimant Iseult étant également constitué de cuivre et de niobium titane, cette modélisation de la zone de partage de courant y reste valable.

Échange de chaleur à travers l'isolant interspire

Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{IntSpire}$  de transfert de chaleur à travers les 0,1 mm d'isolant a été modélisé dans ce chapitre sous la forme d'une résistance thermique (équation 5.6). Ce choix s'appuie sur le fait que le temps de diffusion à travers l'isolant est très inférieur au temps mesuré sur Seht séparant les transitions de deux spires voisines. Cette modélisation pourra donc être utilisée pour l'aimant Iseult tant que l'hypothèse sur les temps caractéristiques de diffusion et de propagation transversale reste vérifiée. Ne connaissant pas a priori le temps séparant deux sauts de spire en spire, une approche possible consisterait à faire un calcul numérique puis à vérifier a posteriori si l'hypothèse était bien vérifiée ou pas.

Échange de chaleur entre le conducteur et l'hélium des canaux

Le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{Conv}$  d'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux a été modélisé sous la forme d'un flux de type Kapitza dans la zone superfluide et par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange classique dans les zones liquide normal, diphasique et gaz. Ce type de modélisation est encore une fois toujours valable pour l'aimant Iseult. Cependant, les valeurs numériques des coefficients risquent elles de ne pas être valables pour Iseult. En effet dans notre cas, le jeu de coefficients utilisé a été ajusté de telle façon à donner des résultats numériques cohérents avec l'expérience. Le fait que ce jeu donne des résultats satisfaisants pour tous les quenches nous a ensuite rendu confiant quant à son choix. Dans le cas d'Iseult, la principale difficulté dans l'adaptation du modèle réside donc dans la détermination a priori des valeurs numériques de ces coefficients d'échange qui peuvent être très différents d'un aimant à l'autre. En effet, on a pu voir par exemple une grande dispersion sur les valeurs de coefficients pour le flux Kapitza en fonction de l'état de surface du conducteur. De plus, les canaux de l'aimant Iseult ont une section plus faible, une longueur plus grande et une orientation différente de celles des canaux de l'aimant Seht.

Ceci signifie que la vitesse d'expulsion de l'hélium des canaux y sera plus grande que dans le cas Seht. La convection forcée aura donc un poids plus élevé dans l'échange thermique dans le cas Iseult.

### Échange de chaleur entre deux galettes voisines

Dans le cas de l'aimant Seht, le terme  $\dot{Q}_{s,g}^{IntGalette}$  prend en compte deux types de transfert de chaleur qui interviennent entre deux galettes voisines. Le premier terme  $\dot{Q}_{s,g}^{EpoxyGalette}$  représente l'échange qui se fait par diffusion à travers l'isolant intergalette. Tout comme pour l'isolant interspire, la diffusion n'a pas été modélisée. Le flux échangé entre deux galettes a été modélisé par une résistance thermique. Ceci reste donc valable dans le cas d'Iseult tant que le temps de diffusion dans l'isolant est petit devant le temps séparant la transition de deux galettes voisines, temps a priori inconnu. On notera ici que la modélisation de l'isolant intergalette intervient également dans la définition de la capacité thermique du conducteur. En effet, les calculs de points chauds du chapitre 1 ont montré qu'il était important de prendre en compte la capacité thermique de cet isolant puisque cela peut diminuer la valeur du point d'environ 14 K.

Le deuxième terme de l'équation 5.12  $\dot{Q}_{s,g}^{HeGalette}$  représente le flux thermique conducto-convectif qui passe d'une galette à l'autre à travers l'hélium des galettes. Ce terme du modèle n'est pas adapté à la configuration de l'aimant Iseult pour plusieurs raisons. Tout d'abord, les canaux de l'aimant Iseult sont divisés en deux par l'intercalaire isolant de 0,2 mm (chapitre 2). Ceci signifie que l'hélium chauffé lors de la transition d'une galette n'est pas en contact direct avec la galette voisine de celle transitée. Le flux thermique transporté par l'hélium de galette en galette sera donc plus faible dans le cas de l'aimant Iseult par rapport au cas de l'aimant Seht. Ensuite, il existe une deuxième grande différence entre les deux aimants dans le choix de modélisation du terme  $\dot{Q}_{s,g}^{HeGalette}$ . Cette différence vient du sens d'orientation des deux aimants. En effet, dans le cas de l'aimant Seht les canaux d'hélium sont horizontaux. Les phénomènes physiques intervenant dans le transfert de chaleur d'une galette à l'autre étaient la convection naturelle pour les flux allant de bas en haut et la conduction pure pour les flux allant de haut en bas. Dans le cas de l'aimant Iseult les canaux sont radiaux autour d'un axe horizontal. La convection naturelle n'aura donc très certainement pas d'effet sur la propagation du quench de galette en galette. Par contre, elle pourra accélérer la propagation de spire à spire vers le haut. Pour finir, dans le cas de l'aimant Iseult, un quench déclenché au niveau de la galette médiane se propagera de manière symétrique vers la droite et la gauche alors que les quenches de l'aimant Seht se propagent plus rapidement vers le haut que vers le bas. Pour Iseult, la dissymétrie pourra avoir lieu dans une même galette. Ceci est encore une fois dû à la différence d'orientation des deux aimants. Le modèle présenté dans ce chapitre n'est donc pas adapté dans son état actuel pour une bonne modélisation de la propagation du quench de galette en galette dans le cas de l'aimant Iseult.

#### *b) Modélisation de la montée de pression dans le bain durant le quench*

### Expulsion de l'hélium chauffé des canaux vers le bain

Comme on a pu le voir plus dans ce chapitre, l'expulsion de l'hélium chauffé des canaux vers

le bain a été modélisée de manière simplifiée. En effet, on ne résout pas d'équation de quantité de mouvement dans les canaux d'hélium. L'hélium des canaux est modélisé par des volumes élémentaires qui s'échauffent au contact du conducteur transité puis se dilatent instantanément dans le bain. Ce choix de modélisation s'appuie sur le fait que le temps nécessaire pour chauffer et expulser quasi-entièrement l'hélium chauffé dans les canaux est très faible devant les temps caractéristiques de la propagation de la zone normale. Dans le cas de l'aimant Iseult, on a pu voir dans le chapitre 2 qu'il fallait moins de 500 ms pour vider entièrement un canal d'hélium de l'aimant Iseult pour un chauffage uniforme de tout le canal. La modélisation de l'expulsion des canaux présentée dans ce chapitre sera donc valable pour l'aimant Iseult tant que les temps caractéristiques de la propagation de la zone normale seront grands devant ces 500 ms. Il faut noter que l'effet de la gravité n'est pas pris en compte dans le modèle. Pour les canaux verticaux il peut y avoir une réalimentation de ceux-ci.

### Modélisation du bain extérieur d'hélium

La thermohydraulique du bain extérieur a été modélisée dans ce chapitre en 0 D à l'aide d'une équation de conservation de la masse et d'une équation de conservation de l'énergie. En ce qui concerne l'équation de conservation de la masse elle traduit juste le transfert de masse qui se fait des canaux vers le bain durant le quench. Cette partie du modèle reste valable pour le cas Iseult. Ensuite, l'équation de conservation de l'énergie contient un terme d'enthalpie transportée et un terme de flux Gorter Mellink. Le terme d'enthalpie transportée reste valable dans le cas Iseult à condition que la modélisation en volumes, qui ne tient pas compte de la dynamique du fluide, reste elle aussi valable. Par contre, le terme Gorter Mellink a été modélisé de manière grossière à l'aide d'un coefficient d'échange « artificiel ». De plus, ce coefficient d'échange artificiel n'ayant pas d'existence physique, il a été fixé arbitrairement de telle façon à ce que le modèle reproduise de manière satisfaisante l'évolution de la température du bain durant le quench. Tout comme pour les coefficients d'échange il a ensuite été gardé à la même valeur pour l'ensemble des cas simulés. Dans le cas de l'aimant Iseult, nous n'avons donc aucun moyen d'estimer simplement l'ordre de grandeur de ce coefficient à priori. La seule solution serait de faire un calcul pessimiste en le fixant égal à zéro. La pression calculée serait alors surestimée par rapport à la pression réelle. De plus, ce coefficient crée numériquement le lien thermique qui existe entre le conducteur transité et le bain qui joue le rôle de source froide. Ce coefficient est donc en partie responsable de la redescente de la température du conducteur et de l'hélium des canaux vers 20 s (figure 5.24). Le fixer à zéro aura donc tendance à laisser le quench se propager plus longtemps et laisser monter la température du conducteur plus haut voire jusqu'à atteindre une valeur proche du point chaud théorique. On notera tout de même ici que les calculs montrent que ce coefficient n'a quasiment pas d'influence sur la propagation de la zone normale avant la décharge du courant pour les cas simulés dans ce chapitre. En ce qui concerne le caractère 0 D de la modélisation, son domaine de validité est le même pour les deux aimants. Il est valable tant que le bain d'hélium reste superfluide et donc isotherme c'est-à-dire principalement pour les petits quenches.

Pour finir, on rappelle ici que l'analyse des quenches faites dans les chapitres 4 et 5 a montré que la montée de pression dans le bain était fortement corrélée à la propagation de la zone normale. Ceci signifie que même si on peut faire un calcul numérique avec un modèle de

montée en pression que l'on sait être pessimiste, ce calcul n'aura pas de sens physique. En effet, on a précisé plus haut que la modélisation de la propagation de la zone normale de galette en galette présentée dans ce chapitre n'était pas adaptée à la géométrie de l'aimant Iseult. Ainsi, tant que cette modélisation n'aura pas été modifiée ou améliorée pour être cohérente avec la géométrie de l'aimant Iseult, il nous sera impossible de simuler la montée de pression dans le cas Iseult. Cependant, l'analyse faite des quenchs de l'aimant Seht nous permet tout de même de comparer le comportement des deux aimants de manière plus quantitative. La discussion autour de la validité des hypothèses du modèle numérique faite dans cette partie indique également qu'il est cohérent d'utiliser le modèle pour simuler la propagation du quench dans une seule galette de l'aimant Iseult (c.à.d. principalement avant la décharge rapide) en supposant que les coefficients d'échange dans le cas de l'aimant Iseult sont du même ordre de grandeur que dans le cas de l'aimant Seht. C'est ce qu'on fera dans la partie 5.4.3 de ce chapitre.

#### 5.4.3. Calculs appliqués à la propagation de la zone normale dans l'aimant Iseult

L'analyse des quenchs de l'aimant Seht nous a permis d'identifier un certain nombre de termes qui contrôlent la propagation de la zone normale durant le quench ainsi que la montée de pression. Les termes que nous avons choisi d'utiliser dans cette partie sont :

- $v_l = \frac{(\rho_{eq} j^2 - 2 \frac{h P_m \Delta T}{S})}{C_{cond}} \left( \frac{\lambda_{cond}}{(\rho_{eq} j^2 - \frac{h P_m \Delta T}{S}) \Delta T} \right)^{1/2}$  : on a montré dans ce chapitre que l'hélium des canaux n'a le temps que de s'échauffer peu lors du passage du front de la zone normale au dessus du canal. On en a déduit que les deux principaux paramètres qui pilotent la propagation longitudinale de la zone normale sont l'effet joule et l'échange entre le conducteur et l'hélium des canaux. On utilisera ici l'expression analytique simplifiée de  $v_l$  introduite dans le chapitre 1 pour comparer les ordres de grandeur de vitesse longitudinales dans les cas de Seht et d'Iseult à même coefficient d'échange  $h$ .
- $\frac{j_{Cu}}{C_{fictif}} \left( \frac{\rho_{Cu} \lambda_{fictif}}{T_t - T_0} \right)^{1/2} \left( \frac{V_{Cu}}{V_{fictif}} \right)$  : à l'inverse de la propagation longitudinale, on a montré dans ce chapitre que la propagation transversale de la zone normale de spire à spire était peu influencée par le terme d'échange entre le conducteur et l'hélium. C'est plutôt la capacité thermique de l'hélium qui joue un rôle important dans ce cas. On utilisera donc ici la formule de la vitesse transversale faisant intervenir la capacité thermique de l'hélium dans le terme  $C_{fictif}$ . Le terme  $\lambda_{fictif}$  s'exprime à l'aide de la conductivité thermique de l'isolant et de ses dimensions.
- $\tau_{décharge}$  : le temps de décharge de l'aimant contrôle en partie la vitesse à laquelle le quench va s'arrêter.
- $\frac{V_{1\text{ galette}}}{V_{bain}}$  : ce terme représente le rapport entre le volume d'hélium contenu dans une galette et le volume d'hélium du bain. Il fait partie des termes moteurs de la montée de pression notamment dans l'équation de conservation de la masse du bain.

- $\frac{V_{bobinage}}{V_{bain}}$  : ce terme représente le rapport entre le volume d'hélium contenu dans tout le bobinage c'est-à-dire l'ensemble des galettes et le volume d'hélium du bain. Ce terme est donc l'autre extrême par rapport au terme précédent.

Le tableau 5.9 compare les valeurs de ces différents termes pour les deux aimants.

Tableau 5.9 – Comparaison des différents termes moteurs de la propagation de la zone normale et de la montée de pression dans les cas des aimants Seht et Iseult

Terme	Iseult	Seht	Rapport Seht/Iseult	Rapport Iseult/Seht
$v_l(h = 0)$	15,61 m.s <sup>-1</sup>	16,04 m.s <sup>-1</sup>	1,03	0,97
$v_l(h = 1000)$	12,67 m.s <sup>-1</sup>	13,31 m.s <sup>-1</sup>	1,05	0,95
$v_l(h = 2000)$	9,37 m.s <sup>-1</sup>	10,27 m.s <sup>-1</sup>	1,10	0,91
$v_l(h = 3000)$	5,57 m.s <sup>-1</sup>	6,84 m.s <sup>-1</sup>	1,23	0,81
$v_l(h = 4201)$	0,0 m.s <sup>-1</sup>	1,96 m.s <sup>-1</sup>	-	0
$v_l(h = 4617)$	-2,3 m.s <sup>-1</sup>	0,0 m.s <sup>-1</sup>	0	-
$\frac{j_{Cu}}{C_{fictif}} \left( \frac{\rho_{Cu} \lambda_{fictif}}{T_t - T_0} \right)^{1/2} \left( \frac{V_{Cu}}{V_{fictif}} \right)$	1,6 cm.s <sup>-1</sup>	0,83 cm.s <sup>-1</sup>	0,52	1,9
$\tau_{décharge}$	80 – 100 s	21 s	0,21-0,26	3,81-4,76
$\frac{V_{1\ galette}}{V_{bain}}$	3,44 10 <sup>-4</sup>	9,78 10 <sup>-4</sup>	2,84	0,35
$\frac{V_{bobinage}}{V_{bain}}$	0,132	0,132	1	1

A partir du tableau 5.9 on peut tenter de calculer un ordre de grandeur de la propagation de la zone normale dans l'aimant Iseult. Pour ce faire, on s'appuiera sur les valeurs numériques du quench Q12 (ou Q1) de l'aimant Seht puisque la température à laquelle il a été réalisé (1,78 K) est la plus proche des conditions nominales de l'aimant Iseult (1,8 K).

Tout d'abord, le terme  $v_l$  est très proche pour les deux aimants pour un h allant de 0 à 3000 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. Pour des valeurs de h plus élevées, les vitesses ne sont plus comparables car elles deviennent nulles puis négatives (voir chapitre 1). On en déduit que l'ordre de grandeur de la vitesse longitudinale sera légèrement plus faible dans le cas de l'aimant Iseult par rapport à l'aimant Seht. En partant d'une vitesse longitudinale de 80 cm.s<sup>-1</sup> dans le cas Seht, on obtient une estimation de la vitesse longitudinale dans le cas Iseult de 65 cm.s<sup>-1</sup> dans le cas h = 3000 W.m<sup>-2</sup>.K<sup>-1</sup>. La propagation longitudinale dans un conducteur de l'aimant Iseult se trouvant au champ maximal devrait alors avoir fait le tour d'une galette en environ 9 s. De plus, ce premier terme étant quasiment identique dans les deux cas on peut supposer que la durée de propagation du quench peut être déterminée uniquement par la comparaison des valeurs de  $\tau_{décharge}$ . D'après ces valeurs, le quench de l'aimant Iseult se propagera entre 3,8 et 4,8 fois plus longtemps que celui de l'aimant Seht. L'arrêt du quench de l'aimant Seht se faisant autour de 10 s on peut supposer que celui de l'aimant Iseult se fera entre 38 s et 48 s. Ensuite, le tableau nous indique que la propagation transversale de spire en spire se fait deux fois plus rapidement dans le cas de l'aimant Iseult que dans le cas de l'aimant Seht. Or durant le quench Q12, on a transité environ 40 spires en 10 s. On peut alors supposer qu'une galette de l'aimant Iseult aura transité toutes ses spires en environ 11 s. En ce qui concerne les deux rapports de volumes introduits, le premier est 2,84 fois plus gros dans le cas de Seht

par rapport au cas d'Iseult. Ceci indique que la transition d'une galette entière de l'aimant Iseult fera monter la pression du bain 2,84 fois moins que la transition d'une galette entière de l'aimant Seht. Pour finir, le deuxième rapport de volumes indique qu'une transition de tout l'aimant Iseult induira une montée de pression proche d'une transition de l'aimant Seht en entier. Compte tenu de la difficulté d'extrapoler à Iseult les hypothèses de modélisation de la propagation de galette en galette faite pour Seht, on ne peut prévoir ici la propagation de galette en galette dans Iseult et donc la montée de pression qui s'en suit. Par contre, le modèle numérique développé peut être utilisé pour estimer la propagation de la zone normale dans une même galette.

Ainsi, on a simulé (figure 5.29) à l'aide du modèle numérique développé dans ce chapitre la propagation de la zone normale dans la galette centrale de l'aimant Iseult en gardant le même jeu de coefficients d'échange que pour l'aimant Seht et en annulant le terme  $h_{GM}$ . Le quench a été initié au niveau du conducteur se trouvant au champ maximal de 11,95 T. Les propriétés du Mylar pour l'isolant interspire ont été remplacées par les propriétés du G10. Le calcul numérique donne une vitesse de propagation longitudinale de la zone normale d'environ  $60 \text{ cm.s}^{-1}$  et une vitesse de propagation transversale (à travers l'isolant interspire) de la zone normale d'environ  $3 \text{ cm.s}^{-1}$ . On retrouve les ordres de grandeurs calculés à l'aide du tableau 5.9. On notera ici que ce calcul de propagation a un intérêt non négligeable pour la validation des paramètres du système détection de quench qui sera mis en place sur l'aimant Iseult. En effet, pour la sécurité de l'aimant, de l'enceinte et du patient, les seuils de détection fixés doivent permettre de détecter un quench le plus rapidement possible pour pouvoir ensuite déclencher la décharge rapide de l'aimant sur la résistance externe. Le seuil de détection fixé pour Iseult étant de 100 mV durant 100 ms, le quench simulé sera détecté en moins de 1,32 s.

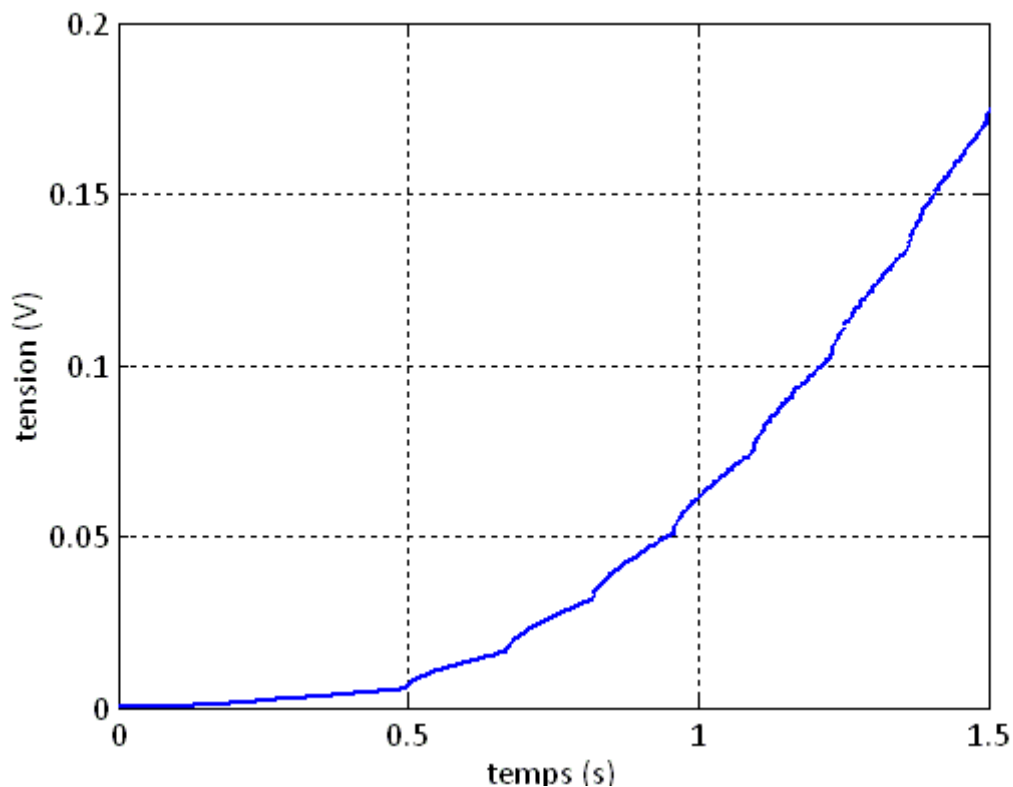


Figure 5.29 – Évolution de la tension résistive pour un quench de la galette centrale de l'aimant Iseult (le seuil de détection de quench pour l'aimant Iseult est 0,1 V durant 0,1 s).

## Conclusion

L'analyse détaillée des quenchs de l'aimant Seht faite dans le chapitre 4 nous a permis de développer dans ce chapitre un modèle numérique de propagation de la zone normale et de montée de la pression. Ce modèle prend en compte la propagation tridimensionnelle de la zone normale à savoir le long du conducteur, à travers l'isolant interspire et à travers l'isolant intergalette. Cette propagation de la zone normale est alors couplée à la thermohydraulique de l'hélium des canaux par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange thermique. Pour finir, c'est le transport de masse et d'énergie des canaux vers le bain qui pilote la montée de pression de celui-ci.

Les simulations de propagation de quench réalisées à l'aide du modèle ont alors donné des résultats satisfaisants aussi bien qualitativement que quantitativement. En effet, on a tout d'abord confirmé à l'aide du modèle que les « sauts » de tensions observés expérimentalement étaient bien des sauts de la zone normale de spire en spire ou de galette en galette. Ensuite, on a vérifié que le modèle reproduisait correctement l'évolution de la tension résistive développée dans l'aimant pour tous les quenchs provoqués expérimentalement tout en gardant le même jeu de coefficients d'échange fixé numériquement. Pour finir, on a étudié de manière plus détaillée la cinétique des quenchs de l'aimant Seht à l'aide des résultats de simulations numériques. On a alors pu confirmer par exemple l'effet du préchauffage ou encore du coefficient d'échange sur la cinétique de propagation du quench.

En ce qui concerne les calculs de montée de pression, seuls les résultats de simulation des « petits quenchs » ont été entièrement satisfaisants. En effet, on retrouve dans ces cas à l'aide du modèle l'allure générale de la montée de pression expérimentale ainsi que les valeurs des maximums de montée de pression atteintes expérimentalement. En ce qui concerne les « quenchs moyens », seuls les premiers instants de montée de pression sont bien reproduits. En effet, une fois que le bain d'hélium se stratifie et se divise en une zone d'hélium I et une zone d'hélium superfluide le modèle d'évolution de la pression ne fonctionne plus car on y fait l'hypothèse que le bain est isotherme. La prise en compte de la stratification du bain serait donc une amélioration intéressante à apporter au modèle dans le futur. En attendant, des calculs de dimensionnement peuvent tout de même être faits avec ce modèle en partant de l'hypothèse pessimiste que le bain a une température initiale supérieure à 2,17 K.

Le modèle développé dans ce chapitre est donc une première étape sur le chemin de la modélisation prédictive de la montée de pression en cas de quench. En effet, il donne des résultats plus que satisfaisants quant à la prédiction de la propagation de la zone normale et également quant à la prédiction de la montée de pression pour les « petits quenchs ». Cependant, notre modèle a tout de même des limites qui nécessiteront beaucoup de développements avant de pouvoir être totalement levées. La première réside dans la détermination précise du coefficient d'échange entre le conducteur et l'hélium chauffé des canaux qui est dépend fortement de la géométrie des canaux. La seconde réside dans la modélisation 3D du bain afin de pouvoir prendre en compte sa stratification thermique mais également l'échange thermique entre lui et l'hélium chaud expulsé de chaque canal à chaque instant.



## Conclusion générale

L'étude de la montée de pression résultant du quench d'un aimant supraconducteur refroidi à l'hélium superfluide (de type Iseult) s'articule principalement autour de deux axes. Le premier est la montée de pression locale qui se produit dans un canal chauffé par la transition des conducteurs qui sont au contact de l'hélium de ce canal. Le deuxième est la montée de pression généralisée à tout le bain d'hélium entourant l'aimant lors de la transition de celui-ci.

Afin d'étudier les montées de pression locales, on a dans un premier temps conçu la maquette d'une portion de l'aimant Iseult, nommée Th0, sur laquelle on a réalisé des essais thermohydrauliques. Ces essais nous ont permis d'affiner notre compréhension des mécanismes physiques responsables de la montée de pression dans un canal d'hélium chauffé. Tout d'abord, nous avons mis en évidence le fait que la montée de pression locale commence toujours par une phase d'évolution isochore. L'existence de cette première phase de la montée de pression a ensuite été expliquée par l'intermédiaire du modèle acoustique de l'onde de pression pour les mesures faites en hélium sous-refroidi. Ce modèle nous a également permis d'interpréter les oscillations observées sur les mesures de pression. En ce qui concerne les mesures faites en hélium saturé, le modèle de l'onde de pression nous a permis d'expliquer les principales caractéristiques de l'allure de la montée de pression. Comme par exemple l'évolution de la pente ou encore de la fréquence des oscillations lorsqu'on passe d'un cas sous-refroidi à un cas saturé. Cependant, la montée de pression du canal d'hélium à saturation se produit en même temps que la vidange rapide du canal. Ceci nous a alors conduit à modéliser plus en détail le comportement thermohydraulique d'un canal d'hélium chauffé. Un modèle numérique prenant en compte les trois équations de la dynamique des fluides a été développé. Ce modèle nous a permis de simuler dans un premier temps la montée de pression dans les canaux de Th0. On a alors obtenu des résultats numériques en bon accord avec les résultats expérimentaux ainsi qu'avec le modèle de l'onde de pression. Le modèle numérique nous a ensuite permis d'étudier l'évolution de la montée de pression en fonction de la longueur du canal ou encore de la puissance déposée. Ces calculs ont alors montré qu'en fonction des cas, les contributions relatives du frottement et de l'accélération dans la montée de pression totale peuvent être très différentes. On peut se retrouver dans des cas où l'une des contributions est négligeable par rapport à l'autre mais aussi dans des cas où les deux contributions sont du même ordre de grandeur. La simulation numérique reste le meilleur moyen de calculer la montée de pression dans un canal d'hélium chauffé brusquement lors du quench d'un aimant supraconducteur.

Ensuite, notre démarche a été de réaliser des essais de quenches sur la station Seht dans l'objectif d'étudier en détail la montée de pression généralisée lors du quench de l'aimant et le couplage entre celle-ci et la propagation de la zone normale. L'analyse des résultats expérimentaux nous a tout d'abord permis de mettre en évidence les différents types de propagation de la zone normale qui interviennent lors des quenches de l'aimant Seht. On a alors montré que cette propagation était à la fois longitudinale le long de chaque conducteur mais également transversale à travers l'isolation séparant deux spires ou encore deux galettes. Ensuite, la corrélation entre les évolutions de la montée de pression et de la

résistance nous a permis de mettre en évidence le principal mécanisme responsable de la montée globale de la pression du bain lors d'un quench. C'est l'expulsion de l'hélium chauffé dans les canaux vers le bain qui augmente la masse volumique de ce dernier et induit alors sa montée de pression. Le volume d'hélium chauffé au contact du conducteur étant proportionnel à la longueur de conducteur transité, l'évolution de la montée de pression est très corrélée à la propagation de la zone normale. On a ensuite mis en évidence un deuxième mécanisme important intervenant dans l'évolution de la pression. Ce mécanisme est le flux de chaleur transféré par l'hélium chauffé des canaux à l'hélium superfluide du bain en régime Gorter Mellink. La présence de ce mécanisme induit un « amortissement » de la montée de pression dans les premiers instants et une diminution de la pression dans certains cas après la fin du quench. Pour finir, plusieurs modèles analytiques simples ont été développés dans cette partie dans le but de faire une étude plus détaillée des quenches et aussi dans le but de confirmer les mécanismes physiques mis en évidence précédemment. Un premier modèle a permis d'estimer le volume d'hélium chauffé durant les différents quenches à partir des mesures des température et pression du bain. Ce modèle a également permis d'estimer la longueur totale de conducteur transitée pour certains quenches et d'en déduire une estimation du volume 3D de la zone normale en fin de quench. Ensuite, un deuxième modèle nous a permis de conforter de manière quantitative notre compréhension de la montée de pression. En effet, on a obtenu des courbes de montée de pression calculées (à partir de certaines données expérimentales) en bonne concordance avec les courbes expérimentales. Enfin, un troisième modèle nous a permis d'étudier plus en détail le quench Q3 à l'aide de l'évolution expérimentale de sa résistance totale développée dans l'aimant. Ce dernier modèle a encore une fois donné des résultats satisfaisants quant à la montée de pression mais également quant au comportement des soupapes de sécurité durant le quench.

Enfin, l'analyse détaillée des résultats expérimentaux des quenches de l'aimant Seht nous a permis de développer un modèle numérique de propagation de la zone normale et de montée de la pression. Ce modèle prend en compte la propagation tridimensionnelle de la zone normale à savoir le long du conducteur, à travers l'isolant interspire et à travers l'isolant intergalette. Cette propagation de la zone normale est alors couplée à la thermohydraulique de l'hélium des canaux par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange thermique. Pour finir, c'est le transport de masse et d'énergie des canaux vers le bain qui pilote la montée de pression de celui-ci. Les simulations de propagation de quench réalisées à l'aide du modèle ont alors donné des résultats satisfaisants aussi bien qualitativement que quantitativement. En effet, on a tout d'abord confirmé à l'aide du modèle que les « sauts » de tensions observés expérimentalement étaient bien des sauts de la zone normale de spire en spire ou de galette en galette. Ensuite, on a vérifié que le modèle reproduisait correctement l'évolution de la tension résistive développée dans l'aimant pour tous les quenches provoqués expérimentalement tout en gardant le même jeu de coefficients d'échange fixé numériquement. Pour finir, on a étudié de manière plus détaillée la cinétique des quenches de l'aimant Seht à l'aide des résultats de simulations numériques. On a alors pu confirmer par exemple l'effet du préchauffage ou encore du coefficient d'échange sur la cinétique de propagation du quench. En ce qui concerne les calculs de montée de pression, seuls les résultats de simulation des « petits quenches » ont été entièrement satisfaisants. En effet, on retrouve dans ces cas à l'aide du modèle l'allure générale de la montée de pression expérimentale ainsi que les valeurs des maximums de montée de pression atteintes

expérimentalement. En ce qui concerne les « quenchs moyens », seuls les premiers instants de montée de pression sont bien reproduits. En effet, une fois que le bain d'hélium se stratifie et se divise en une zone d'hélium I et une zone d'hélium superfluide le modèle d'évolution de la pression ne fonctionne plus car on y fait l'hypothèse que le bain est isotherme. La prise en compte de la stratification du bain serait donc une amélioration intéressante à apporter au modèle dans le futur.

Le modèle numérique développé dans notre étude est une première étape sur le chemin de la modélisation prédictive de la montée de pression en cas de quench. En effet, il donne des résultats plus que satisfaisants quant à la prédiction de la propagation de la zone normale et également quant à la prédiction de la montée de pression pour les « petits quenchs ». Cependant, notre modèle a tout de même des limites qui nécessiteront beaucoup de développements avant de pouvoir être totalement levées. La première réside dans la détermination précise du coefficient d'échange entre le conducteur et l'hélium chauffé des canaux qui dépend fortement de la géométrie des canaux. La seconde réside dans la modélisation 3D du bain afin de pouvoir prendre en compte sa stratification thermique mais également l'échange thermique entre lui et l'hélium chaud expulsé de chaque canal à chaque instant.

## Bibliographie

[Abdel Maksoud 2010] W. Abdel Maksoud, B. Baudouy, J. Belorgey, P. Brédy, P. Chesny, A. Donati, F.P. Juster, H. Lannou, C. Meuris, F. Molinié, T. Schild, L. Vieillard, "Quench experiments in a 8-T superconducting coil cooled by superfluid helium", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 20, no. 3, pp. 1989-92 (2010)

[Amoskov 2006] V. Amoskov, A. Belov, V. Belyakov, O. Filatov, O. Ilyasov, V. Kalinin, M. Kaparkova, V. Kukhtin, N. Shatil, S. Sytchevsky, V. Vasiliev, "Validation of VINCENTA modelling based on the experiments with the model coil of the ITER central solenoid", *Plasma Devices and Operations*, vol. 14, no. 1, pp. 47-590 (2006)

[Anghel 2000] A. Anghel, S. Pourrahimib, Y. Takahashic, A. Vecseya, "Correlation between quench pressure and normal zone voltage observed in the QUELL experiment", *Cryogenics*, vol. 40, pp. 549-553 (2000)

[Arp 1993] V. Arp, "Hepak program", (1993)

[Aymar 1979] R. Aymar, G. Claudet, C. Deck, R. Duthil, P. Genevey, C. Leloup, J.C. Lottin, J. Parain, P. Seyfert, A. Torossian, B. Turck, "Conceptual design of a superconducting tokamak: Torus II supra", *IEEE Transactions on magnetics*, vol. 15, no. 1 (1979)

[Aymar 1980] R. Aymar, G., Disdier, F. Claudet, J. Hamelin, P. Libeyre, C. Mayaux, C. Meuris, J. Parain, A. Torossian, "Test of a model coil of Tore Supra", *Applied superconductivity conference* (1980)

[Bon Mardion 1977] G. Bon Mardion, "Les bains stratifiés Hel-Hell non saturé: Principe et caractéristiques de fonctionnement", *Rapport interne SBT 443/77* (1977)

[Bon Mardion 1976] G. Bon Mardion, G. Claudet, J.C. Vallier, "First design and results of a "CLAUDET BATH" type laboratory cryostat", *Proc. 6th Int. Cryog. Conf. Grenoble*, pp. 159-162 (1976)

[Bottura 2000] L. Bottura, "A practical fit for the critical surface of NbTi", *IEEE Transactions On Applied Superconductivity*, vol. 10, no. 1, pp. 1054-1057 (2000)

[Bottura 1989] L. Bottura and JV. Minervini, "Numerical analysis of heating induced transient flow in supercritical helium", *Los Angeles: CEC* (1989)

[Brédy 2010] P. Brédy, J. Bélorgey, P. Chesny, B. Hervieu, H. Lannou, F.P. Juster, "Cryogenics around the 11.7-T IRM Iseult magnet", *IEEE* (2010)

[Cherry 1960] W.H. Cherry and J.I. Gittleman, "Thermal and electrodynamic aspects of the superconductive transition process", *Solid-State Electronics*, vol. 1, pp. 287-305 (1960)

[Chorowski 1998] M. Chorowski, P. Lebrun, L. Serio, R. Weelderen, "Thermohydraulics of quenches and helium recovery in the LHC prototype magnet strings", *Cryogenics*, vol. 38, pp. 533-543 (1998)

[Chorowski 2006] M. Chorowski, S. Pietrowicz, R. Weelderen, "Towards a better understanding of the physics of the two-volume model of accelerator magnet quench thermohydraulics", *Cryogenics*, vol. 46, pp. 581-588 (2006)

[Ciazynski 1987] D. Ciazynski, "Evaluation de la montée en pression et du débit d'hélium lors de la transition d'une bobine sur TORE SUPRA", *Rapport interne CEA TS-42.87.03* (1987)

[Ciazynski 1983] D. Ciazynski, "Quelques considérations sur les vitesses transversales de propagation de la zone normale à l'intérieur d'un bobinage supraconducteur imprégné", *Rapport interne SUPRA/83-14 GEN* (1983)

[Ciazynski 1988] D. Ciazynski, C. Curé, J.L. Duchateau, J. Parain, P. Riband, B. Turck, "Quench and safety tests on a toroidal field coil of tore supra", *IEEE transactions on magnetics*, vol. 24, no. 2 (1988)

[Ciazynski 1987] D. Ciazynski, J.L. Duchateau, B. Turck, "Essais de la bobine B0 : Comportement durant une transition. Simulation de comportement sur la bobine B19 et sur TORE SUPRA", *Rapport interne CEA TS-41.86.10* (1987)

[Claudet 1981] G. Claudet and P. Seyfert, "Bath cooling with subcooled superfluid helium", *Adv. Cryog. Eng.*, vol. 27, p. 441 (1981)

[Cryodata 1999] Cryodata, "CryoComp materials properties", (1999)

[Dorey 1965] A.P. Dorey, "Heat transfer at low temperatures", *Cryogenics*, vol. 5, p. 146 (1965)

[Dresner 1979] L. Dresner, "Heating-induced flows in cable-in-conduit conductors", *Cryogenics*, pp. 653-658 (1979)

[Duchateau 1986] J.L. Duchateau, "Essais de la bobine B19 : comportement durant une transition. Simulation de comportement sur TORE SUPRA", *Rapport interne CEA TS-41.86.11* (1986)

[Evans 2004] L.R. Evans, "Status of the Large Hadron Collider (LHC)", *European Physical Journal C*, vol. 34, pp. S11-S15 (2004)

[Gorter 1949] C.J. Gorter and J.H. Mellink, "On the irreversible processes in liquid helium II", *Physica*, vol. 15, p. 285 (1949)

- [Iwamoto 2001] A. Iwamoto, R. Maekawa, T. Mito, "Kapitza conductance of an oxidized copper surface in saturated He II", *Cryogenics*, vol. 41, pp. 367-371 (2001)
- [Kapitza 1941] P. Kapitza, "The study of heat transfer in helium II", *J. Phys. (URSS)*, vol. 4, no. 3, pp. 181-210 (1941)
- [Kashani 1985] A. Kashani and SW. Vansciver, "Kapitza conductance of technical copper with several different surface preparations", *Cryogenics*, vol. 25, no. 5, pp. 238-242 (1985)
- [Lubell 1983] M.S. Lubell, "Empirical scaling formulas for critical current and critical field for commercial NbTi", *IEEE Transactions On Magnetism*, vol. 19, no. 3 (1983)
- [Maddock 1969] B.J. Maddock, G.B. James, W.T. Norris, "Superconducting composites: heat transfer and steady state stabilization", *Cryogenics*, vol. 9, p. 261 (1969)
- [Meuris 2010] C. Meuris, S. Nicolet, W. Abdel Maksoud, "Using the Vincenta code to analyse pressure increases in helium during the quench of a superconducting magnet", *Cryogenics*, vol. 50, pp. 177-186 (2010)
- [Miller 1980] JR. Miller, L. Dresner, JW. Lue, SS. Shen, HT. Yeh, "Pressure rise during the quench of a superconducting magnet using internally cooled conductors", *Proceedings of ICEC 8*, pp. 321-329 (1980)
- [Smith 1969] Smith R.V, "Review of heat transfer to helium I", *Cryogenics*, vol. 9, p. 11 (1969)
- [Rogers 1964] G.F.C. Rogers and Y.R. Mayhew, "Heat transfer and pressure drop in helically coiled tubes with turbulent flow", *Int. J. Heat Mass Transf.*, vol. 7, pp. 1207-1216 (1964)
- [Schneider-Muntau 1988] H.J. Schneider-Muntau and J.C. Vallier, "The Grenoble hybrid magnet", *IEEE Transactions on Magnetism*, vol. 24, no. 2, pp. 1067-1069 (1988)
- [Srinivasan 1985] R. Srinivasan and A. Hofmann, "Investigations on cooling with forced flow of He II", *Cryogenics*, vol. 25, no. 11, pp. 652-657 (1985)
- [Taine 2004] J. Taine and J-P. Petit, "Transfert Thermiques", *DUNOD* (2004)
- [Turck 1989] B. Turck, "Tore Supra : a tokamak with superconducting toroidal field coils status report after the first plasma", *IEEE transactions on magnetism*, vol. 25, no. 2 (1989)
- [Vedrine 2008] P. Vedrine, G. Aubert, F. Beaudet, J. Belorgey, J. Beltramelli, C. Berriaud, "The whole body 11.7 T MRI magnet for ISEULT/INUMAC project", *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 18, no. 2, pp. 868-873 (2008)

## Annexe A

### Détermination de la longueur $L_0$ intervenant dans les équations 5.21 à 5.25

Afin de déterminer  $L_0$ , on suppose tout d'abord que les forces de frottement sont négligeables dans le canal. Ceci nous permet de faire l'hypothèse que le profil de vitesse est linéaire dans la zone chauffée du canal d'hélium et constant dans la zone non chauffée [Dresner 1979]. Le profil de vitesse  $v(x, t)$  dans le canal s'écrit donc de la manière suivante ( $x$  étant l'abscisse le long du canal et  $t$  le temps) :

$$v(x, t) = \begin{cases} a(t)(x - L_0) \text{ avec } \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = a(t) & \text{si } x < L_{tr} \\ a(t)(L_{tr} - L_0) \text{ avec } \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = 0 & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (36)$$

$L_0$  et  $L_{tr}$  sont respectivement l'abscisse du point de vitesse nulle dans le canal et la longueur de la zone normale transverse (le long des spires) chauffant le canal. Ensuite, on fait l'hypothèse que sur la zone chauffée du canal la variation de masse volumique de l'hélium dans le temps est linéaire et proportionnelle à la puissance  $\dot{Q}$  déposée dans l'hélium. La masse volumique de la zone non chauffée reste elle constante égale à sa valeur initiale  $\rho_0$ . La masse volumique  $\rho^{he}(x, t)$  de l'hélium s'écrit alors de la manière suivante :

$$\rho^{he}(x, t) = \begin{cases} \rho^{he}(t) = \rho_0 - Cte \cdot \dot{Q} \cdot t & \text{si } x < L_{tr} \\ \rho_0 & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (37)$$

Pour finir, on supposera également que le profil de pression dans le canal est linéaire entre chacune des extrémités du canal et le point de vitesse nulle. Le profil de pression  $p(x, t)$  dans le canal s'écrit alors :

$$p(x, t) = \begin{cases} \frac{(p_{max}(t) - p_b)}{L_0} x + p_b & \text{si } x < L_0 \\ -\frac{(p_{max}(t) - p_b)}{(L - L_0)} (x - L_0) + p_{max}(t) & \text{si } x > L_0 \end{cases} \quad (38)$$

Dans ces conditions, on peut écrire les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans le canal sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho^{he}(t)}{\partial t} + \rho^{he}(t)a(t) = 0 & \text{si } x < L_{tr} \\ \rho^{he}(x, t) = \rho_0 & \text{si } x > L_{tr} \end{cases} \quad (39)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho^{he}(t) \frac{\partial a(t)}{\partial t} (x - L_0) + \rho^{he}(t) a^2(t) (x - L_0) = -\frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \text{ si } x < L_{tr} \\ \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) = -\frac{\partial p(x, t)}{\partial x} \text{ si } x > L_{tr} \end{array} \right. \quad (40)$$

Ensuite, on intègre l'équation (5) sur les intervalles  $[0 ; L_0]$  et  $[L_0 ; L]$ . Sur l'intervalle  $[0 ; L_0]$  on obtient :

$$\begin{aligned} \rho^{he}(t) \frac{\partial a(t)}{\partial t} \int_0^{L_0} (x - L_0) dx + \rho^{he}(t) a^2(t) \int_0^{L_0} (x - L_0) dx \\ = - \int_0^{L_0} \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} dx \end{aligned} \quad (41)$$

D'où

$$\left( \rho^{he}(t) \frac{\partial a(t)}{\partial t} + \rho^{he}(t) a^2(t) \right) \left[ \frac{1}{2} (x - L_0)^2 \right]_0^{L_0} = -(p_{max}(t) - p_b) \quad (42)$$

D'où

$$\rho^{he}(t) \left( \frac{\partial a(t)}{\partial t} + a^2(t) \right) \left( \frac{1}{2} L_0^2 \right) = (p_{max}(t) - p_b) \quad (43)$$

Sur l'intervalle  $[L_0 ; L]$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \rho^{he}(t) \frac{\partial a(t)}{\partial t} \int_{L_0}^{L_{tr}} (x - L_0) dx + \rho^{he}(t) a^2(t) \int_{L_0}^{L_{tr}} (x - L_0) dx \\ + \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) \int_{L_{tr}}^L x dx = - \int_{L_0}^L \frac{\partial p(x, t)}{\partial x} dx \end{aligned} \quad (44)$$

D'où

$$\begin{aligned} \rho^{he}(t) \left( \frac{\partial a(t)}{\partial t} + a^2(t) \right) \left[ \frac{1}{2} (x - L_0)^2 \right]_{L_0}^{L_{tr}} + \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) [x]_{L_{tr}}^L \\ = -(p_b - p_{max}(t)) \end{aligned} \quad (45)$$



D'où

$$\begin{aligned} \rho^{he}(t) \left( \frac{\partial a(t)}{\partial t} + a^2(t) \right) \left( \frac{1}{2} (L_{tr} - L_0)^2 \right) + \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) (L - L_{tr}) \\ = -(p_b - p_{max}(t)) \end{aligned} \quad (46)$$

Pour obtenir une équation indépendante de la pression, on égalise les premiers membres des équations (8) et (11). On obtient alors :

$$\begin{aligned} \rho^{he}(t) \left( \frac{\partial a(t)}{\partial t} + a^2(t) \right) \left( \frac{1}{2} (L_{tr} - L_0)^2 \right) + \rho_0 \frac{\partial a(t)}{\partial t} (L_{tr} - L_0) (L - L_{tr}) \\ = \rho^{he}(t) \left( \frac{\partial a(t)}{\partial t} + a^2(t) \right) \left( \frac{1}{2} L_0^2 \right) \end{aligned} \quad (47)$$

Afin de simplifier cette équation, on utilise l'expression de a(t) obtenue à partir de l'équation (4) :

$$a(t) = -\frac{1}{\rho^{he}(t)} \frac{\partial \rho^{he}(t)}{\partial t} \quad (48)$$

Puis, on dérive a(t) :

$$\frac{\partial a(t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho^{he}(t)^2} \left( \frac{\partial \rho^{he}(t)}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{\rho^{he}(t)} \frac{\partial^2 \rho^{he}(t)}{\partial t^2} \quad (49)$$

En s'appuyant sur l'équation (2) on obtient alors :

$$\frac{\partial a(t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho^{he}(t)^2} \left( \frac{\partial \rho^{he}(t)}{\partial t} \right)^2 = a^2(t) \quad (50)$$

L'équation (6) devient alors :

$$\rho^{he}(t) (L_{tr} - L_0)^2 + \rho_0 (L_{tr} - L_0) (L - L_{tr}) = \rho^{he}(t) L_0^2 \quad (51)$$

D'où l'expression de L<sub>0</sub> (formule 5.26) :

$$L_0 = \frac{(\rho_0 - \rho^{he}(t)) L_{tr}^2 - \rho_0 L_{tr} L}{(\rho_0 L_{tr} - \rho_0 L - 2\rho^{he}(t) L_{tr})} \quad (52)$$

Afin d'évaluer la justesse de cette formule, on la confronte la formule à un calcul numérique effectué avec le code Vincenta [Amoskov 2006]. Pour ce faire, on simule numériquement le comportement d'un canal d'hélium chauffé sur une partie de sa longueur. Afin de se

rapprocher de la géométrie des canaux de l'aimant Seht on simule le cas d'un canal d'une longueur de 0,18 m. La température initiale du canal d'hélium est de 3 K (on choisit cette température car le code Vincenta ne contient pas les propriétés de l'hélium pour des températures inférieures à 2,5 K). Afin de pouvoir comparer le calcul numérique avec la formule 5.26 on note la valeur de  $L_0$  dans les premiers instants du calcul de telle manière à avoir  $\rho^{he}(t) \approx \rho_0$ . Ceci nous permet d'avoir une formule analytique simple pour l'application numérique. En effet, en prenant  $\rho^{he}(t) = \rho_0$  l'expression de  $L_0$  devient :

$$L_0 = \frac{L_{tr}L}{(L_{tr} + L)}$$

La figure A.1 montre alors une bonne concordance entre le numérique et la formule théorique. En effet, l'écart relatif moyen entre les deux courbes est de 8 %. Cet écart peut être dû au fait que la puissance déposée sur une portion du canal numérique n'est pas un créneau parfait. En effet, le maillage numérique est tel que cette puissance passe de sa valeur maximale à 0 sur une longueur de 4 mm.

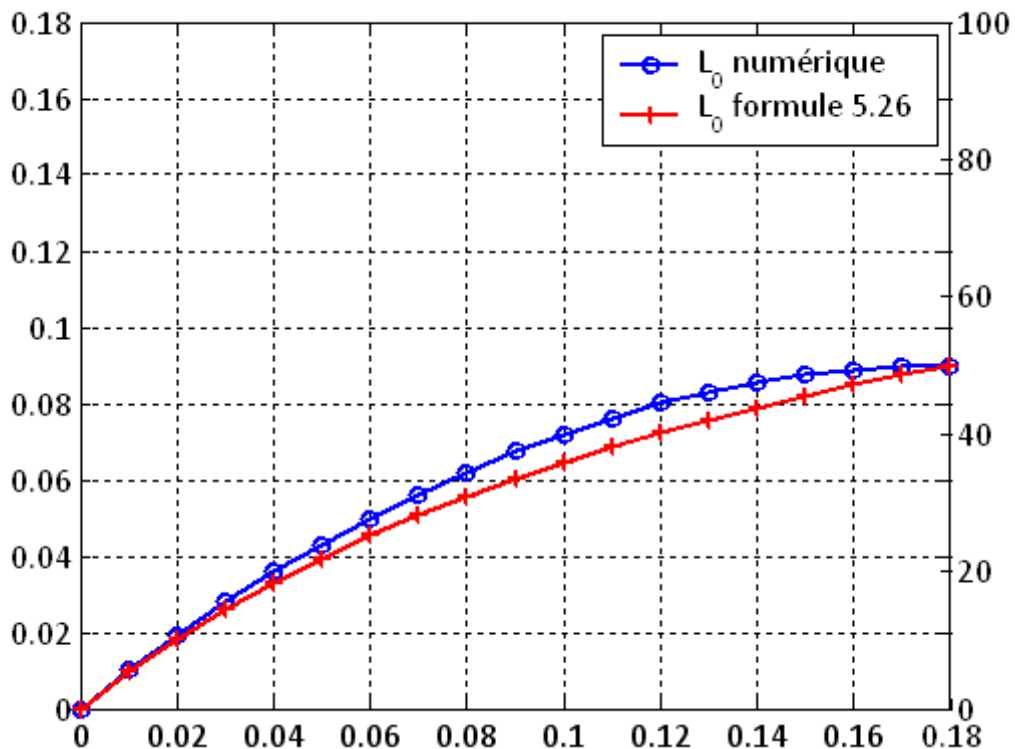


Figure A.1 – Comparaison de la valeur numérique de  $L_0$  avec la valeur calculée à l'aide de la formule 5.26

## Annexe B

### Données constructeur relatives aux capteurs de pression Kulite

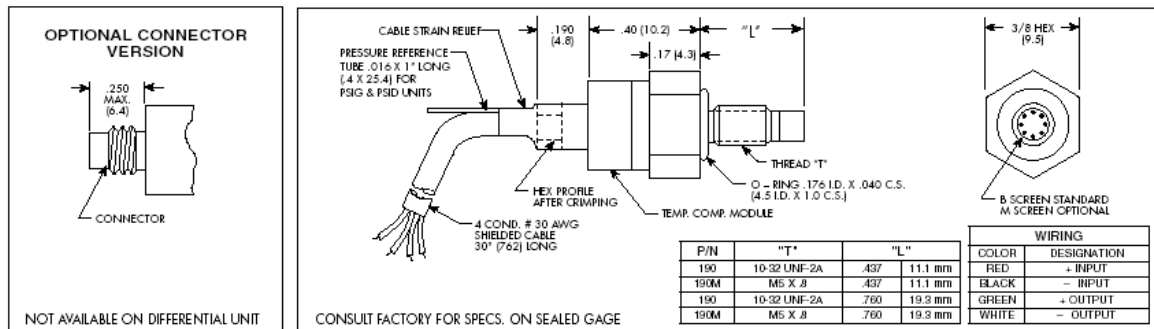
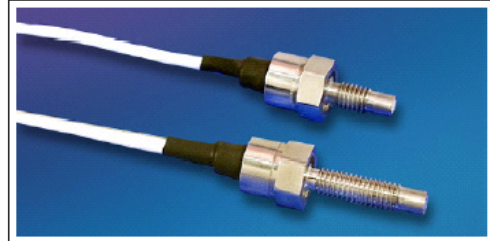


#### CRYOGENIC MINIATURE RUGGEDIZED IS® PRESSURE TRANSDUCER

##### CT-190 (M) SERIES

- Cryogenic Operation -320°F to +250°F (-195.5°C to +120°C)
- Low Ranges Available
- Excellent Stability and Repeatability
- High Frequency Response

Similar in design to the XT-190 Series, these sensors are specifically intended for use in cryogenic wind tunnels. The extremely good low temperature stability of Kulite IS® Sensors make them ideally suited for this application.



<b>INPUT</b>										
Pressure Range	0.35	0.7	1.7	3.5	7	17	35	70	140 BAR	
	5	10	25	50	100	250	500	1000	2000 PSI	
Operational Mode	Absolute, Gage, Sealed Gage, Differential					Absolute, Sealed Gage				
Over Pressure	2 Times Rated Pressure to a Maximum of 3000 PSI (210 BAR)									
Burst Pressure	3 Times Rated Pressure to a Maximum of 5000 PSI (350 BAR)									
Pressure Media	All Nonconductive, Noncorrosive Liquids or Gases									
Rated Electrical Excitation	10 VDC/AC									
Maximum Electrical Excitation	15 VDC/AC									
Input Impedance	1000 Ohms (Min.)									
<b>OUTPUT</b>										
Output Impedance	1000 Ohms (Nom.)									
Full Scale Output (FSO)	100 mV (Nom.)									
Residual Unbalance	± 5 mV (Typ.)									
Combined Non-Linearity, Hysteresis and Repeatability	± 0.1% FSO BFSL (Typ.), ± 0.5% FSO (Max.)									
Resolution	Infinitesimal									
Natural Frequency (KHz) (Typ.)	150	175	240	300	380	550	700	1000	1400	
Acceleration Sensitivity % FS/g Perpendicular	1.5x10 <sup>-3</sup>	1.0x10 <sup>-3</sup>	5.0x10 <sup>-4</sup>	3.0x10 <sup>-4</sup>	1.5x10 <sup>-4</sup>	1.0x10 <sup>-4</sup>	6.0x10 <sup>-5</sup>	4.5x10 <sup>-5</sup>	2.0x10 <sup>-5</sup>	
Transverse	2.2x10 <sup>-4</sup>	1.4x10 <sup>-4</sup>	6.0x10 <sup>-5</sup>	4.0x10 <sup>-5</sup>	2.0x10 <sup>-5</sup>	9.0x10 <sup>-6</sup>	6.0x10 <sup>-6</sup>	3.0x10 <sup>-6</sup>	2.0x10 <sup>-6</sup>	
Insulation Resistance	100 Megohm Min. @ 50 VDC									
<b>ENVIRONMENTAL</b>										
Operating Temperature Range	-320°F to +250°F (-195.5°C to +120°C)									
Compensated Temperature Range	-320°F to +100°F (-195.5°C to +37.5°C)									
Thermal Zero Shift	± 1% FS/100°F (Typ.)									
Thermal Sensitivity Shift	± 1% /100°F (Typ.)									
Steady Acceleration	10,000g. (Max.)									
Linear Vibration	10-2,000 Hz Sine, 100g. (Max.)									
<b>PHYSICAL</b>										
Electrical Connection	4 Conductor 30 AWG Shielded Cable 30" Long									
Weight	4 Grams (Nom.) Excluding Cable									
Pressure Sensing Principle	Fully Active Four Arm Wheatstone Bridge Dielectrically Isolated Silicon on Silicon									
Mounting Torque	15 Inch-Pounds (Max.) 6Nm									

Note: Custom pressure ranges, accuracies and mechanical configurations available. Dimensions are in inches. Dimensions in parenthesis are in millimeters. Continuous development and refinement of our products may result in specification changes without notice - all dimensions nominal. (D)

KULITE SEMICONDUCTOR PRODUCTS, INC. • One Willow Tree Road • Leonia, New Jersey 07605 • Tel: 201 461-0900 • Fax: 201 461-0990 • <http://www.kulite.com>

# Données constructeur relatives aux sondes de température Cernox

Cernox™ RTDs

Sensors 43

## Features

- Low magnetic field-induced errors
- Temperature range of 100 mK to 420 K (model dependent)
- High sensitivity at low temperatures and good sensitivity over a broad range
- Excellent resistance to ionizing radiation
- Bare die sensor with fast characteristic thermal response times: 1.5 ms at 4.2 K, 50 ms at 77 K
- Broad selection of models to meet your thermometry needs
- Excellent stability
- Variety of packaging options

\*Patent #5,363,084, Nov. 1994, "Film Resistors Having Trimmable Electrodes" and #5,367,285, Nov. 1994, "Cernox™", "Metal Oxy-nitride Resistance Films and Methods of Making the Same," Lake Shore Cryotronics, Inc.

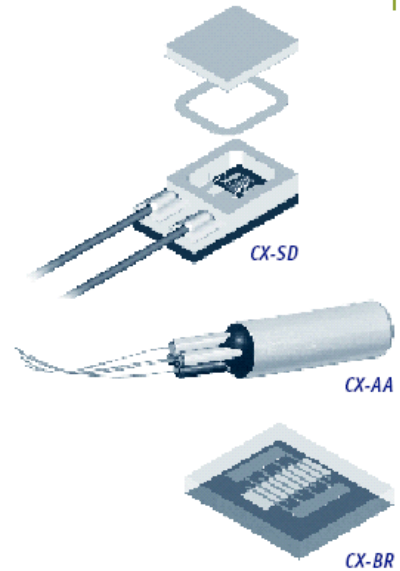
## Cernox™ RTDs\*

Cernox™ thin film resistance temperature sensors offer significant advantages over comparable bulk or thick film resistance sensors. The smaller package size of these thin film sensors makes them useful in a broader range of experimental mounting schemes, and they are also available in a chip form. They are easily mounted in packages designed for excellent heat transfer, yielding a characteristic thermal response time much faster than possible with bulk devices requiring strain-free mounting. Additionally, they have been proven very stable over repeated thermal cycling and under extended exposure to ionizing radiation.

**PACKAGING OPTIONS**  
AA, BC, BG, BO, BR, CD, CO, CU, ET, LR, MT, SD

### CX-1010 – the Ideal Replacement for Germanium RTDs

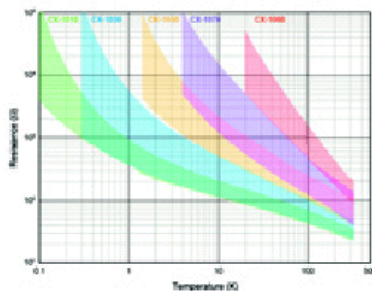
The CX-1010 is the first Cernox™ designed to operate down to 100 mK, making it an ideal replacement for Germanium RTDs. Unlike Germanium, all Cernox models have the added advantage of being able to be used to room temperature. In addition, Cernox is offered in the incredibly robust Lake Shore SD package, giving researchers more flexibility in sensor mounting.



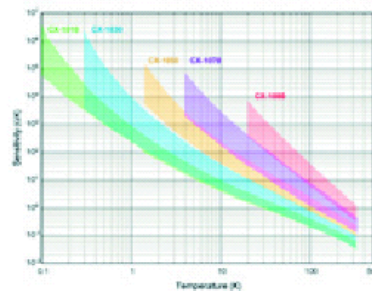
### The Lake Shore SD Package – The Most Rugged, Versatile Package in the Industry

The SD package, with direct sensor-to-sapphire base mounting, hermetic seal, and soldered copper leads, provides the industry's most rugged, versatile sensors with the best sample to chip connection. Designed so heat coming down the leads bypasses the chip, it can survive several thousand hours at 420 K (depending on model) and is compatible with most ultra high vacuum applications. It can be indium soldered to samples without sensor calibration shift.

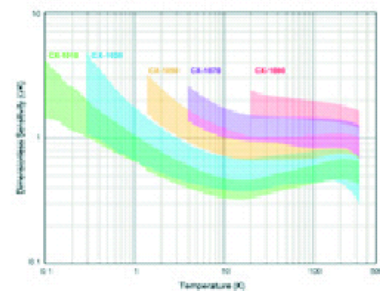
### Typical Cernox™ Resistance



### Typical Cernox™ Sensitivity



### Typical Cernox™ Dimensionless Sensitivity



### Specifications

Standard curve Not applicable

**Recommended excitation**<sup>1</sup> 20  $\mu$ V (0.1 K to 0.5 K); 63  $\mu$ V (0.5 K to 1 K); 10 mV or less for T > 1.2 K

**Dissipation at recommended excitation**  
Typical 10<sup>-6</sup> W at 300 K, 10<sup>-7</sup> W at 4.2 K, 10<sup>-13</sup> W at 0.3 K (model and temperature dependent)

**Thermal response time** BC, BR, BG: 1.5 ms at 4.2 K, 50 ms at 77 K, 135 ms at 273 K; SD: 15 ms at 4.2 K, 0.25 s at 77 K, 0.8 s at 273 K; AA: 0.4 s at 4.2 K, 2 s at 77 K, 1.0 s at 273 K

**Use in radiation** Recommended for use in radiation environments – see Appendix B

**Use in magnetic field** Recommended for use in magnetic fields at low temperatures. The magneto-resistance is typically negligibly small above 30 K and not significantly affected by orientation relative to the magnetic field – see Appendix B

**Reproducibility**<sup>2</sup>  $\pm$ 3 mK at 4.2 K

<sup>1</sup> Recommended excitation for T < 1 K based on Lake Shore calibration procedures using an AC resistance bridge – for more information refer to Appendix D and Appendix E

<sup>2</sup> Short-term reproducibility data is obtained by subjecting sensor to repeated thermal shocks from 305 K to 4.2 K

### Range of Use

	Minimum Limit	Maximum Limit
Cernox™	0.10 K <sup>3</sup>	325 K
Cernox™ HT	0.10 K <sup>3</sup>	420 K

<sup>3</sup> Model dependent

### Calibrated Accuracy<sup>4</sup>

	Typical sensor accuracy <sup>4</sup>	Long-term stability <sup>6</sup>
1.4 K	$\pm$ 5 mK	$\pm$ 25 mK
4.2 K	$\pm$ 5 mK	$\pm$ 25 mK
10 K	$\pm$ 6 mK	$\pm$ 25 mK
77 K	$\pm$ 16 mK	$\pm$ 25 mK
300 K	$\pm$ 40 mK	$\pm$ 153 mK
400 K	$\pm$ 65 mK	—

<sup>4</sup> Bare chip sensors can only be calibrated after attaching gold wire leads – the user must remove the ball bonded leads if they are not desired (the bond pads are large enough for additional bonds)

<sup>5</sup> [(Calibration uncertainty)<sup>2</sup> + (reproducibility)<sup>2</sup>]<sup>0.5</sup>

<sup>6</sup> Long-term stability data is obtained by subjecting sensor to 200 thermal shocks from 305 K to 77 K

### Typical Magnetic Field-Dependent Temperature Errors<sup>7</sup> $\Delta$ T/T (%) at B (magnetic induction)

Cernox™ 1050					
T(K)	2.5 T	8 T	14 T	19 T	
2	1.3	3.1	3.9	5	
4.2	0.1	-0.15	-0.85	-0.8	
10	0.04	-0.4	-1.1	-1.5	
20	0.04	0.02	-0.16	-0.2	
30	0.01	0.04	0.06	0.11	
77	0.002	0.022	0.062	0.11	
300	0.003	0.004	0.004	0.006	

<sup>7</sup> Excellent for use in magnetic fields, depending on temperature range (>2 K)

### Temperature Response Data Table (typical)

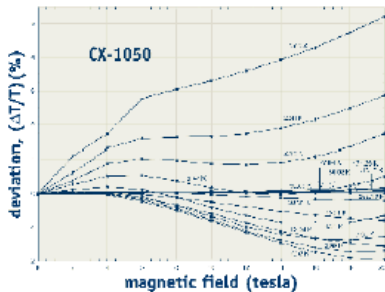
T(K)	CX-1010			CX-1030			CX-1050		
	R <sup>0</sup> ( $\Omega$ )	dR/dT ( $\Omega$ /K)	(T/R)-(dR/dT)	R <sup>0</sup> ( $\Omega$ )	dR/dT ( $\Omega$ /K)	(T/R)-(dR/dT)	R <sup>0</sup> ( $\Omega$ )	dR/dT ( $\Omega$ /K)	(T/R)-(dR/dT)
4.2	277.32	-32.209	-0.49	574.20	-97.344	-0.71	3507.2	-1120.8	-1.34
10	187.11	-8.063	-0.43	331.67	-19.042	-0.57	1313.5	-128.58	-0.98
20	138.79	-3.057	-0.44	225.19	-6.258	-0.56	692.81	-30.871	-0.89
30	115.38	-1.819	-0.47	179.12	-3.453	-0.58	482.88	-14.373	-0.89
77.35	70.837	-0.510	-0.56	101.16	-0.820	-0.63	205.67	-2.412	-0.91
300	30.392	-0.065	-0.65	41.420	-0.088	-0.64	59.467	-0.173	-0.87
400 (HT)	—	—	—	34.779	-0.050	-0.57	46.782	-0.093	-0.79
420 (HT)	—	—	—	33.839	-0.045	-0.55	45.030	-0.089	-0.77

	CX-1070			CX-1080		
	R <sup>0</sup> ( $\Omega$ )	dR/dT ( $\Omega$ /K)	(T/R)-(dR/dT)	R <sup>0</sup> ( $\Omega$ )	dR/dT ( $\Omega$ /K)	(T/R)-(dR/dT)
4.2	5979.4	-2225.3	-1.56	—	—	—
10	1927.2	-214.11	-1.11	—	—	—
20	938.93	-46.553	-0.99	6157.5	-480.08	-1.56
30	629.90	-20.613	-0.98	3319.7	-165.61	-1.50
77.35	248.66	-3.150	-0.98	836.52	-15.398	-1.42
300	66.441	-0.201	-0.91	129.39	-0.545	-1.26
400 (HT)	51.815	-0.106	-0.81	91.463	-0.261	-1.14
420 (HT)	49.819	-0.094	-0.80	86.550	-0.231	-1.12

See Appendix G for expanded response table

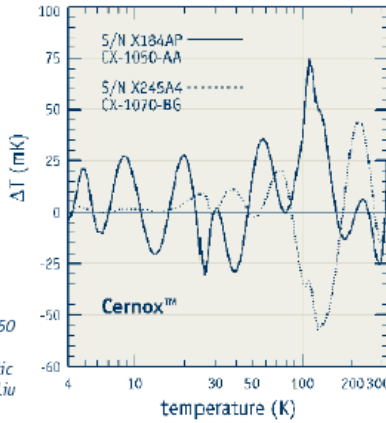
<sup>8</sup> Cernox sensors do not follow a standard response curve — the listed resistance ranges are typical, but can vary widely; consult Lake Shore to choose a specific range

**Magnetic Field Dependence Data for Sample CX RTDs**

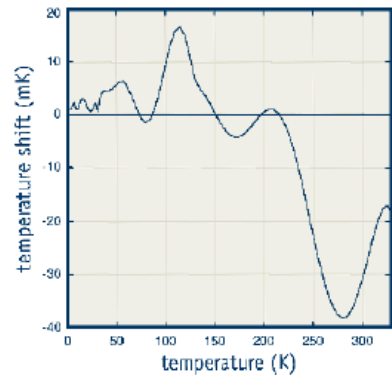


Typical temperature reading errors for operation of CX-1050 sensors in magnetic fields at temperatures from 2.03 K to 286 K. "Low temperature thermometry in high magnetic fields VII. Cernox™ sensors to 32 T," B. L. Brandt, D. W. Liu and L. G. Rubin; Rev. Sci. Instrum., Vol. 70, No. 1, 1999, pp 104-110.

**Neutrons and Gamma Rays**



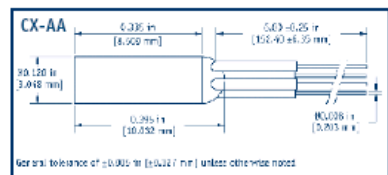
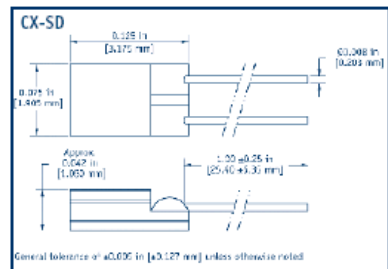
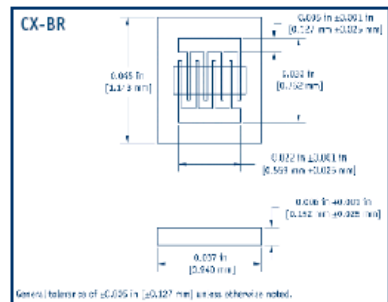
**Typical Calibration Shifts**



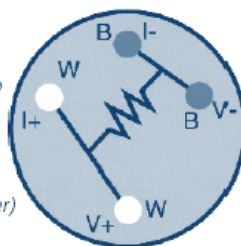
Typical calibration shift after 200 thermal shocks from 305 K to 77 K for a Model CX-1030 temperature sensor ( $\Delta T = 1$  mK at 4.2 K and 10 mK at 100 K).

**Physical Specifications**

	Mass	Lead type	Internal atmosphere	Sensor materials used
<b>Bare Chip</b> (BC), (BG), (BR)	≤ 3.0 mg	BR: none BG: two 2 mil (44 AWG) bare gold 25 mm long wires BC: two 2.5 mil (42 AWG) bare copper 25 mm long wires	NA	Ceramic oxynitride, gold pads and sapphire substrate with Au Pt Mo back (chip in all models)
<b>Hermetic Ceramic Package</b> (SD)	≈ 40 mg	2 gold-plated copper	Vacuum	Chip mounted on sapphire base with alumina body and lid, Mo/Mn with nickel and gold plating on base and lid, gold-tin solder as hermetic lid seal, 60/40 SnPb solder used to attach leads
<b>Copper Canister Package</b> (AA)	≈ 390 mg	4 phosphor bronze with HML heavy build insulation attached with epoxy strain relief at sensor	Helium 4 ( <sup>4</sup> He) is standard	Chip mounted in a gold plated cylindrical copper can

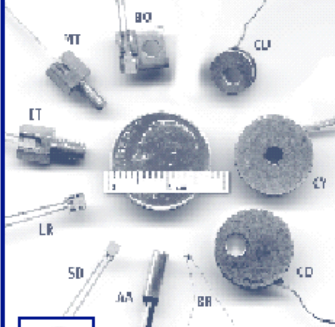


AA Package Wires with the same color code are connected to the same side of the sensor (looking at epoxy seal with leads toward user)



**PACKAGING OPTIONS**

For information on the packages and mounting adapters available for Cernox™ sensors, see page 25.



CO adapter – SD package adapter is a spring loaded clamp allowing easy sensor interchangeability

To add length to sensor leads (SMOD), see page 28.



See the appendices for a detailed description of:

- Installation
- Uncalibrated sensors
- SoftCal™
- Calibrated sensors
- CalCurve™
- Sensor packages

## Ordering Information



**Uncalibrated sensor**—Specify the model number in the left column only, for example CX-1050-SD.  
**Calibrated sensor**—Add the calibration range suffix code to the end of the model number, for example CX-1050-SD-1.4L.

Cernox™ RTD		Calibration Range Suffix Codes																
Model number		Uncal	0.1B	0.1L	0.3B	0.3D	0.3L	0.3M	1.4B	1.4D	1.4L	1.4M	4B	4D	4L	4M	20L	20M
CX-1010-AA		■	■	■	■	■	■		■	■	■							
CX-1010-BC, -BG, -BR		■							■	■	■							
CX-1010-BO, -CD, -CO, -CU, -LR, -ET, -MT, -SD		■	■	■	■	■	■		■	■	■							
CX-1030-AA		■			■	■	■		■	■	■		■	■	■			
CX-1030-BC		■							■	■	■		■	■	■			
CX-1030-BG, -BR		■																
CX-1030-BO, -CD, -CO, -CU, -LR, -ET, -MT, -SD		■			■	■	■		■	■	■		■	■	■			
CX-1050-AA, -BC, -BO, -CD, -CO, -CU, -LR, -ET, -MT, -SD		■							■	■	■		■	■	■			
CX-1050-BG, -BR		■																
CX-1070-AA, -BC, -BO, -CD, -CO, -CU, -LR, -ET, -MT, -SD		■											■	■	■			
CX-1070-BG, -BR		■																
CX-1080-AA, -BC, -BO, -CD, -CO, -CU, -LR, -ET, -MT, -SD		■															■	
CX-1080-BG, -BR		■																

Cernox™ HT RTD																		
Model number		Uncal	0.1B	0.1L	0.3B	0.3D	0.3L	0.3M	1.4B	1.4D	1.4L	1.4M	4B	4D	4L	4M	20L	20M
CX-1010-BG/BR-HT		■																
CX-1010-CO/CU/SD-HT		■	■	■			■	■			■	■						
CX-1030-BG/BR-HT		■																
CX-1030-CO/CU/SD-HT		■					■	■			■	■			■	■		
CX-1050-BG/BR-HT		■																
CX-1050-CO/CU/SD-HT		■									■	■			■	■		
CX-1070-BG/BR-HT		■																
CX-1070-CO/CU/SD-HT		■													■	■		
CX-1080-BG/BR-HT		■																
CX-1080-CO/CU/SD-HT		■															■	■

**ADD -P** Add spot-welded platinum leads to the SD package for Cernox™ sensors only

**Accessories available for sensors**

- SN-CO-C1 CO style sensor clamps for SD package
- ECRIT Expanded interpolation table
- 8000 Calibration report on CD-ROM
- COC-SEN Certificate of conformance

**Accessories suggested for installation – see Accessories section for full descriptions**

- Stycast® epoxy
- Apiezon® grease
- 90% Pb, 10% Sn solder
- Indium solder
- VGE-7031 varnish
- Phosphor bronze wire
- Manganin wire
- CryoCable™

## Résumé

Une des problématiques liées à la conception des aimants supraconducteurs refroidis par un bain d'hélium superfluide (de type Iseult) est d'assurer la sécurité de l'aimant ainsi que celle de toute l'installation cryogénique en cas de quench accidentel. Afin de répondre à cette problématique, il est nécessaire de comprendre quels sont les mécanismes physiques responsables de la montée de pression lors d'un quench. C'est pour cette raison que notre étude a consisté à modéliser les phénomènes thermohydrauliques intervenant lors du quench d'un tel aimant. Pour ce faire, on a tout d'abord réalisé et analysé des expériences de montées de pressions locales dans un canal d'hélium chauffé. Un modèle numérique de thermohydraulique a été développé dans le cadre de ces analyses. Puis, on a réalisé des essais de quench sur un aimant supraconducteur de 8 T (Seht) refroidi par un bain d'hélium superfluide. Ces essais nous ont permis d'analyser en détail les mécanismes physiques responsables de la montée de pression globale en cas de quench ainsi que le fort couplage entre cette montée de pression et la propagation de la zone normale. Suite à cette analyse, un modèle complet de propagation de la zone normale et de montée de pression en cas de quench a été développé. Ce modèle est un premier pas vers la modélisation prédictive de la montée de pression en cas de quench d'un aimant supraconducteur refroidi par un bain d'hélium superfluide.

## Abstract

One of the main issues related to the conception of a superconducting magnet cooled by a superfluid helium bath (like the Iseult magnet) is to insure the magnet safety as well as the whole cryogenic facility safety in case of accidental quench. In order to find a solution to this problem, we first have to identify the physical mechanisms which drive the pressure rise during a quench. This is why our study deals with the modeling of the thermohydraulic phenomena taking place during such a magnet quench. First of all, we performed and analyzed local pressure rise experiments in a heated helium channel. A numerical thermohydraulic model was developed for this study. Quench experiments were then performed on an 8-T (Seht) superconducting coil cooled by a superfluid helium bath. These experiments allowed us to make a detailed analysis of the physical mechanisms which drive the global pressure rise in case of quench as well as the strong coupling between this pressure rise and the normal zone propagation. Following this analysis, a complete model of normal zone propagation and pressure rising during a quench was developed. This model is a first step toward predictive modeling of the pressure rise during the quench of a superconducting magnet cooled by a superfluid helium bath.