



Etude et développement d'un coupleur de puissance pour les cavités supraconductrices destinées aux accélérateurs de protons de haute intensité

Mehdi Souli

► To cite this version:

Mehdi Souli. Etude et développement d'un coupleur de puissance pour les cavités supraconductrices destinées aux accélérateurs de protons de haute intensité. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. Français. NNT: . tel-00221408

HAL Id: tel-00221408

<https://theses.hal.science/tel-00221408>

Submitted on 28 Jan 2008

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

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

13 Juillet 2007

IPNO-T-00-07

THESE

Présentée par

Mehdi SOULI

Pour l'obtention du grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris XI

Sujet : Etude et développement d'un coupleur de puissance pour les cavités supraconductrices destinées aux accélérateurs de protons de haute intensité

ORSAY n° d'ordre :

UNIVERSITE PARIS XI – ORSAY

Institut de Physique Nucléaire - Orsay

U.F.R de Physique

THÈSE

Présentée pour obtenir

Le Grade de DOCTEUR ès Sciences de l'Université de Paris XI Orsay

Par

Mehdi Souli

**Etude et développement d'un coupleur de puissance pour
les cavités supraconductrices destinées aux accélérateurs
de protons de haute intensité.**

Soutenue le 13 juillet 2007 devant la commission d'examen :

M. FOUAIDY (Examineur)

D. GARDES (Directeur de thèse)

T. GARVEY (Rapporteur)

P. LEBRUN (Examineur)

J.-M. ORTEGA (Président)

C. PAGANI (Rapporteur)

A mes Chers Parents

Remerciements

Je souhaiterais remercier d'abord très sincèrement Daniel Gardes Directeur de la Division Accélérateur, d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse, de m'avoir suivi et soutenu durant ces années passées à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Je voudrais ensuite exprimer toute ma reconnaissance à Sébastien Bousson pour m'avoir accueilli au sein du Groupe CAVITES. Son aide et ses conseils scientifiques et techniques ont grandement participé à l'accomplissement de ce travail.

Je tiens à remercier vivement Mohammed Fouaidy pour sa bienveillante assistance tout au long de ce travail. Ses précieux conseils scientifiques et techniques ainsi que ses remarques avisées ont été pour moi une source d'apprentissage, de motivation et de curiosité incessante durant ces années. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'exprime aussi mes vifs remerciements Jean-Michel Ortega d'avoir accepté d'être président du jury. J'adresse aussi un remerciement particulier à Carlo Pagani et TERENCE Garvey, qui ont accepté la lourde tâche d'être les rapporteurs de ce mémoire. Je remercie grandement Philippe Lebrun d'avoir accepté d'être membre du jury de cette thèse.

J'adresse mes grands remerciements au groupe Aires expérimentales notamment : Richard Martret pour sa disponibilité, Manuel Pereira pour ses nombreuses réalisations mécaniques et son aide précieuse, Didier Grolet l'incontournable mécanicien pour son soutien inestimable dans le montage des expériences, son endurance et sa patience très remarquable, Francois Carrey pour son aide dans le câblage des expériences.

Je remercie également toutes les personnes de la Division Accélérateurs qui ont collaboré de près ou de loin à cette thèse, pour leur bonne humeur et leur soutien: Tomas Junquera, Hervé Saugnac, Jean-Luc Biarrotte, Noureddine Hammoudi, Daniel Moura, Philippe Szott, Frédéric Chatelet, Nicolas Gandolfo, Guillaume Olry, Guillaume Martinet, Lucija Lukovac, Aurélien Ponton, David Longuevergne, Jean-Baptiste Bergot, Jean-Michel Dufour, Sébastien Blivet, Philippe Blache, Francois galet, Jean Lesrel, Emmanuel Rampnoux, Christophe Joly, Virginie Laurencier, Laurence Mathis et tous ceux que j'oublie...

Je remercie enfin mes parents, ma famille pour m'avoir soutenu durant ces années.

SOMMAIRE

Sommaire	1
Liste des Acronymes et des Abréviations.....	7
Liste des figures.....	9
Liste des tableaux	17

CHAPITRE 1: Transmutation par réacteur hybride.

1.1 Problématique des déchets nucléaires en France	21
1.2 La loi bataille.....	23
1.3 La transmutation: Voie de retraitement des déchets nucléaires.....	24
1.4 EUROTRANS: Programme EUROPEEN de recherche sur les réacteurs hybrides.....	25
1.5 Le coupleur de puissance et la fiabilité de l'accélérateur	28
1.6 Conclusion.....	29
1.7 Références	29

CHAPITRE 2: Les coupleurs de puissance et les cavités supraconductrices.

2.1 Les cavités accélératrices	33
2.1.1 Rôle.....	33
2.1.2 Principe d'accélération	33
2.1.3 Modèle de la cavité cylindrique « pill-box ».....	34
2.2 Caractéristiques d'une cavité accélératrice	36
2.2.1 Modes propres	37
2.2.2 Gain d'énergie et champ accélérateur	38
2.2.3 Bêta géométrique.....	39
2.2.4 Champs électromagnétiques pics de surface	39
2.2.5 Facteur de qualité	39
2.2.6 Impédance shunt.....	40
2.2.7 Rapport de résistivité résiduelle RRR	41

2.3	Notions de supraconductivité	41
2.3.1	Propriétés des supraconducteurs.....	41
2.3.2	Modèle de London.....	43
2.3.3	Théorie BCS	44
2.4	Résistance de surface	46
2.5	Avantages des cavités supraconductrices.....	48
2.6	Phénomènes limitant les performances des cavités supraconductrices	48
2.6.1	Emission de champ.....	49
2.6.2	Le multipacting.....	49
2.6.3	Le quench thermique	50
2.7	Les coupleurs de puissance	51
2.7.1	Rôle.....	51
2.7.2	Structure et fonctionnement d'un coupleur de puissance.....	52
2.8	Evolution des coupleurs de puissance dans les accélérateurs	54
2.9	Étude et modélisation des coupleurs de puissance.....	58
2.9.1	Nécessité de l'étude et de la modélisation.....	58
2.9.2	Etude thermique.....	59
2.9.3	Etude RF	61
2.10	Conditionnement et montage des coupleurs de puissance	65
2.11	Conclusion.....	68
2.12	Références	68

CHAPITRE 3: Calculs thermiques du coupleur.

3.1	Cadre général d'étude du coupleur de EUROTRANS.....	73
3.1.1	Description du coupleur	73
3.1.2	Composition du coupleur de puissance	74
3.2	Problématique thermique du coupleur de puissance.....	75
3.3	Modélisation thermique du coupleur	77
3.4	Equations des champs électromagnétiques	81
3.5	Calcul des pertes dans le coupleur de puissance	82
3.5.1	Pertes conductives	83

3.5.2 Pertes radiatives.....	83
3.5.3 Pertes RF dans le conducteur interne	86
3.5.4 Pertes RF dans le conducteur externe.....	86
3.5.5 Pertes diélectriques dans la fenêtre.....	87
3.6 Méthode de calcul des circuits de refroidissement	88
3.7 Description du circuit de refroidissement du conducteur interne	89
3.8 Refroidissement du conducteur interne à l'hélium gaz.....	92
3.8.1 Calcul des paramètres thermiques	92
3.8.2 Modèle analytique simplifié	94
3.8.3 Résultats des simulations numériques	95
3.9 Refroidissement du conducteur interne à l'eau.....	97
3.9.1 Calcul des paramètres thermiques	97
3.9.2 Résultats des simulations numériques	97
3.10 Choix entre les deux fluides de refroidissement l'hélium ou l'eau	98
3.11 Description du circuit de refroidissement du conducteur externe	99
3.12 Propriétés de l'hélium supercritique	100
3.13 Avantages d'utilisation de l'hélium supercritique	106
3.14 Dimensionnement du circuit de refroidissement du conducteur externe.....	108
3.15 Conclusion.....	113
3.16 Références	114

CHAPITRE 4: Etude de l'interaction thermique entre le coupleur de puissance et la cavité pentacellules.

4.1 Principe de l'expérience	118
4.2 Objectifs de l'expérience.....	120
4.3 Préparation de l'expérience	121
4.3.1 Développement d'un modèle thermique	121
4.3.2 Résultats des simulations numériques et emplacement optimal des thermomètres	125
4.3.3 Instrumentation thermométrique	128
4.4 Principe des mesures RF de la cavité.....	132

4.5 Montage de l'expérience	135
4.6 Essais expérimentaux	139
4.6.1 Essai 1.....	139
4.6.2 Essai 2.....	139
4.6.3 Essai 3.....	139
4.7 Etude des aspects thermiques	139
4.7.1 Mesure de la conductance thermique de contact.....	139
4.7.2 Mesure de la conductivité thermique du tube faisceau	141
4.7.3 Validation du modèle thermique 3D	142
4.7.4 Bilan thermique dans la triple jonction	144
4.8 Mesure expérimentale de la charge thermique critique	148
4.9 Analyse des résultats	149
4.9.1 Hypothèse d'échauffement de la zone équatoriale.....	151
4.9.2 Hypothèse d'échauffement du tube faisceau.....	153
4.10 Conclusion.....	157
4.11 Références	158

CHAPITRE 5: Expérience Maquette froide du coupleur 704MHz.

5.1 Objectifs de l'expérience.....	162
5.2 Schéma conceptuel	162
5.3 Station de production de l'hélium supercritique	165
5.4 Cellule de test de la maquette.....	170
5.5 Instrumentation de l'expérience	171
5.5.1 Instrumentation thermométrique	171
5.5.2 Les chaufferettes.....	175
5.5.3 Les capteurs de pression cryogéniques.....	176
5.5.4 Le débitmètre massique	177
5.6 Tests de préparation	179
5.6.1 Test préliminaire d'un prototype de l'échangeur HX1	179
5.6.2 Expérience « Radiateur 300K ».....	186
5.6.3 Expérience « Zone Chauffée Amont »	191

5.7 Montage et instrumentation de l'expérience	198
5.8 Déroulement de l'expérience	207
5.8.1 Test 1	207
5.8.2 Test 2	207
5.8.3 Test 3	211
5.9 Etude thermique de l'échangeur.....	214
5.10 Etude des chutes de pression dans l'échangeur	219
5.11 Modélisation thermique de l'échangeur.....	224
5.12 Les instabilités thermohydrauliques.....	231
5.12.1 Introduction	231
5.12.2 Observations	233
5.12.3 Instabilités de type 1	238
5.12.4 Instabilités de type 2	240
5.12.5 Instabilités de type 3	242
5.12.4 Interprétation des résultats.....	245
5.13 Conclusion.....	250
5.14 Références	251
 CHAPITRE 6: Conclusion et perspectives.	
6.1 Conclusion et perspectives	254
6.2 Références	257

Liste des Acronymes et des Abréviations

APT	Accelerator Production of Tritium
CEA	Commissariat à l'énergie atomique
CEBAF	Continuous Electron Beam Accelerator Facility
CERN	Centre Européen pour la Recherche Nucléaire
CESR	Cornell Electron Storage Ring
HERA	Hadron Electron Ring Accelerator
HF	Hyper-Frequency
HOM	High Order Mode
ILC	International Linear Collider
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
IPN	Institut de Physique Nucléaire d'Orsay
JLAB	Jefferson Laboratory
KEK	Koh Ene Ken (Japanese: National Laboratory for High-Energy Physics)
LAL	Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire
LEP	Large Electron Positron (collider)
LHC	Large Hadron Collider
RF	Radio Frequency
RRR	Residual Resistivity Ratio
SNS	Spallation Neutron Source
TESLA	TeV Superconducting Linear Collider
TRISTAN	Transposable Ring Intersecting SStorage Accelerator in Nippon
TTF	Tesla Test Facility
XFEL	X-Ray Free Electron Laser

Liste des figures

Figure 1.1: Répartition et nombre des centrales nucléaires par pays dans le monde.	21
Figure 1.2: Répartition de la production d'énergie primaire en Europe	22
Figure 1.3: Radiotoxicité des déchets nucléaires avant transmutation et après transmutation.	25
Figure 1.4 : Mécanismes de transmutation par capture et fission	25
Figure 1.5 : Schéma de principe d'un réacteur hybride : l'accélérateur, la cible de spallation et le cœur sous-critique	26
Figure 1.6 : Nombre de neutrons de spallation produits en fonction de l'énergie des protons incidents pour différents métaux en particulier le plomb.....	27
Figure 1.7: Schéma de principe du réacteur hybride d'EUROTRANS	28
Figure 2.1: Cavité de type « pill-box » et direction du champ électrique.	34
Figure 2.2: Principe d'accélération dans une cavité pentacellules en mode TM_{010}	37
Figure 2.3: Distribution du champ électrique dans une cavité pentacellules en mode π , calcul effectuée avec Superfish.....	38
Figure 2.4: Variations de la résistivité du mercure en fonction de la température.....	42
Figure 2.5 : Diagramme de phase de matériaux supraconducteurs.....	43
Figure 2.6: Décroissance du champ magnétique B dans un supraconducteur.	44
Figure 2.7: Interaction électrons / phonons, formation des paires de Cooper.....	45
Figure 2.8: Différents types de phénomènes limitant les performances d'une cavité supraconductrice.....	51
Figure 2.9 : Structure d'un coupleur de puissance coaxial.....	53
Figure 2.10: Schéma de principe de l'ensemble cavité et coupleur.	54
Figure 2.11 : Coupleur de puissance pour LEP II.	55
Figure 2.12: Coupleur de puissance pour le LHC..	57
Figure 2.13: Coupleur de puissance pour SNS.....	57
Figure 2.14: Coupleur de puissance du collisionneur ILC.....	58
Figure 2.15 : Circuit de refroidissement du conducteur externe du coupleur SNS.....	60
Figure 2.16 : Distribution de température dans le conducteur externe du coupleur APT	60
Figure 2.17: Simulation de l'échauffement dans la transition guide d'onde-ligne coaxiale du coupleur ERL.	61
Figure 2.18: Circuit équivalent de l'ensemble: source, ligne de transmission, coupleur et cavité..	63

Figure 2.19: Exemple de calcul d'une distribution du champ électrique dans le coupleur du collisionner ILC.....	63
Figure 2.20: Calcul des paramètres (S) du coupleur EUROTRANS..	63
Figure 2.21: Distribution des champs électromagnétiques dans la fenêtre du coupleur SNS.....	63
Figure 2.22: Résultats des simulations électromagnétique de la transition ligne coaxiale-guide d'onde rectangulaire pour coupleur SNS.	64
Figure 2.23: Simulation du multipacting dans la fenêtre du coupleur ILC.....	65
Figure 2.24: Schéma d'un banc de conditionnement des coupleurs ILC.....	66
Figure 2.25: Photo du banc de conditionnement des coupleurs ILC au LAL.....	65
Figure 2.26: Opération de montage en salle blanche des éléments du coupleur.....	65
Figure 2.27: Photo des coupleurs montés sur un cryomodule TTF3.....	68
Figure 3.1: Représentation 3D du système coupleur et cavité pentacellules..	74
Figure 3.2: Photo 3D du coupleur de puissance de EUROTRANS.	75
Figure 3.3: Prototype de la fenêtre du coupleur de EUROTRANS.	75
Figure 3.4 : Circuits de refroidissement des différents éléments du coupleur.	77
Figure 3.5 : Modèle 3D de simulation thermique du coupleur de puissance.	78
Figure 3.6 : Schéma des modèles thermiques A et C	79
Figure 3.7 : Modèle A d'étude thermique du conducteur interne et de la fenêtre.	80
Figure 3.8 : Modèle B d'étude de l'interaction thermique coupleur-cavité.	80
Figure 3.9 : Modèle C d'étude de l'échangeur du conducteur externe	80
Figure 3.10 : Modèle de simulation thermique 3D pour le calcul du rayonnement.....	84
Figure 3.11: Isothermes du tube faisceau pour une émissivité du niobium $e_{Nb}=0.05$ et une émissivité du cuivre $e_{Cu}=0.1$	83
Figure 3.12 : Isothermes du tube faisceau pour une émissivité du niobium $e_{Nb1}=0.14$ et une émissivité du cuivre $e_{Cu}=0.1$	84
Figure 3.13 : Variation de la résistivité du cuivre $RRR=10$ avec la température.	87
Figure 3.14: Schéma simplifié du circuit de refroidissement du conducteur interne.....	90
Figure 3.15: Exemples d'accidents de parcours du fluide. Voir tableau 3.4 pour la correspondance entre la forme géométrique et la formule utilisée.	91
Figure 3.16: Exemples de zone d'accidents de parcours du fluide.	92
Figure 3.17: Zones de calcul du coefficient d'échange du conducteur interne et la fenêtre.	94
Figure 3.18: Résultat des simulations thermiques pour un débit d'hélium gaz de 4.16g/s	98
Figure 3.19: Résultat des simulations thermiques pour un débit d'eau de 5.18g/s	98
Figure 3.20 : Représentation du circuit de refroidissement du conducteur externe.....	100

Figure 3.21 : Diagramme Pression - Température de l'hélium.....	101
Figure 3.22: Diagramme Température – Entropie de l'hélium.....	102
Figure 3.23 : Diagramme Pression -Volume spécifique de l'hélium.....	103
Figure 3.24 : Capacité calorifique C_p en fonction de la température à différentes pressions.....	104
Figure 3.25: Distinction entre les deux phases pseudo liquide et pseudo gaz de l'hélium supercritique.....	104
Figure 3.26: Masse volumique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes pressions.....	105
Figure 3.27: Conductivité thermique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes pressions.....	105
Figure 3.28: Viscosité dynamique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différente pression.....	106
Figure 3.29: Schéma de l'installation cryogénique de type SNS.....	107
Figure 3.30 : Variations de l'enthalpie volumique de l'hélium supercritique en fonction de la température.....	107
Figure 3.31: Nombre de Reynolds en fonction de la température.....	110
Figure 3.32: Représentation du nombre de Nusselt (Num , $Nu_{Dittus-Boetler}$, Nu_V) en fonction de la température pour un diamètre $D=2mm$ et un débit $m=0.08g/s$	111
Figure 3.33: Coefficient d'échange h en fonction de la température pour différents diamètres hydrauliques pour un débit $m=0.08g/s$	112
Figure 4.1: Schéma de principe de l'expérience « Charge thermique critique sur la cavité 704MHz».....	120
Figure 4.2: Conductivité thermique de l'inox en fonction de la température.	122
Figure 4.3: Conductivité thermique du niobium ($RRR=50$) en fonction de la température.	122
Figure 4.4: Conductivité thermique du niobium ($RRR=200$) en fonction de la température.	123
Figure 4.5: Variations de la conductance de Kapitza entre l'hélium superfluide et l'inox avec la température.....	123
Figure 4.6: Variations de la conductance thermique de Kapitza entre l'hélium superfluide et le niobium avec la température.	124
Figure 4.7: Quelques valeurs de conductances thermiques de contact et leurs variations avec la température.....	125
Figure 4.8: Isothermes dans le tube faisceau pour une puissance appliquée de $Q_{CH1}=1W$	126
Figure 4.9: Isothermes dans le tank hélium pour une puissance appliquée de $Q_{CH1}=1W$	126

Figure 4.10: Positions des sondes de températures sur le tube faisceau (A) et sur le tank hélium(A) et le port de couplage (B).	127
Figure 4.11: Caractéristique thermométrique d'une sonde AB.....	129
Figure 4.12: Caractéristique thermométrique d'une sonde Pt100.....	130
Figure 4.13: Station d'étalonnage de thermomètres cryogéniques	130
Figure 4.14: Schéma de câblage d'un thermomètre.....	131
Figure 4.15: Différents éléments d'un thermomètre d type AB	132
Figure 4.16: Photo des supports de thermomètre AB collés au Stycast sur la paroi du tank hélium	132
Figure 4.17: Schéma de principe d'excitation d'une cavité.....	133
Figure 4.18: Mesure des coefficients de réflexion (R) et de transmission (T).....	134
Figure 4.19: Programme d'acquisition des mesures RF de la cavité.....	135
Figure 4.20: Instrumentation du tube faisceau (chaufferettes et sondes de température).....	136
Figure 4.21: Vue de la cavité 700MHz dans CRYHOLAB.....	136
Figure 4.22: Photo de l'installation CRYHOLAB au CEA Saclay.....	137
Figure 4.23: Schéma de la chaîne d'acquisition.....	138
Figure 4.24: Programme d'acquisition Labview.....	138
Figure 4.25: Variation de la conductance thermique de contact avec la température.....	140
Figure 4.26.A: Profil des échauffements sur le tube faisceau.....	141
Figure 4.26.B: Conductivité thermique du tube faisceau en fonction de la température.....	142
Figure 4.27: Isothermes calculées dans le tube faisceau pour une puissance $Q_{CH1}=6W$ ($T_{bain}=4.2K$).	143
Figure 4.31: Modèle 2D axisymétrique de la jonction tube faisceau, tank LHe et iris de la cavité.....	144
Figure 4.32: Profil du champ magnétique de la cavité au tube faisceau pour un gradient accélérateur $E_{acc}=1MV/m$	145
Figure 4.33: Isothermes calculées pour $Q_{CH1}=8.5W$ et $E_{acc}=4.5MV/m$	146
Figure 4.34: Profil d'échauffement dans la région de l'iris pour $Q_{CH1}=5W$	146
Figure 4.35: Profil d'échauffement sur la face froide du tank LHe pour $Q_{CH1}=5W$	146
Figure 4.36: Isothermes calculées avec un modèle thermique 2D axisymétrique développé à l'aide du code Accord 2D pour $T_{bain}=2K$ et $Q_{CH1}=10W$	147
Figure 4.27: Courbes $Q_0=f(E_{acc})$ pour différentes puissances Q_{CH1} à $T_{bain}=1.7K$	149
Figure 4.28: Coupe de la zone équatoriale de la cavité.....	151
Figure 4.35: Modèle thermique volumique 3D	153

Figure 4.36: Isothermes calculées dans le tube faisceau pour $Q_{CH1}=8.5W$	154
Figure 4.37: Puissance dissipée dans le tube faisceau: Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales.....	157
Figure 5.1: Schéma conceptuel de test de l'échangeur du coupleur 704 MHz.	164
Figure 5.2: Photo de l'échangeur avant son instrumentation.	164
Figure 5.3 : Schéma général de la station de production d'hélium supercritique.	166
Figure 5.4: Schéma du circuit de production de l'hélium supercritique.	167
Figure 5.5.A: Schéma 3D de l'insert avec la cellule de test.....	168
Figure 5.5.B : Plan de l'insert $\Phi 350$ avec la chambre de test..	169
Figure 5.6: Vue 3D de la cellule d'essai.	170
Figure 5.7: Emplacement des couples de thermomètres (AB6, AB8) et (AB7, AB9) sur la première spire.....	171
Figure 5.8 : Supports thermométriques et plot de thermalisation en cuivre pour les thermomètres AB et Pt100.....	172
Figure 5.9: Instrumentation de la maquette de l'échangeur du conducteur externe.....	174
Figure 5.10: Chauffeferette laminaire de type Minco	176
Figure 5.11: Photo du capteur de pression cryogénique	177
Figure 5.12: Conditionnement des capteurs de pressions dans des supports mécaniques.	177
Figure 5.15 : Schéma de montage pour test de HX1	180
Figure 5.16 : Photo du prototype de l'échangeur HX1	180
Figure 5.17 : Mesure de la température de sortie (T_2) en fonction du débit massique.....	180
Figure 5.18 : Schéma simplifiée de mesure de la température fluide.	181
Figure 5.19: Implantation et montage de la sonde platine à sortie de HX1.	182
Figure 5.20 : Photo de la ligne isolée.	183
Figure 5.21: Photo du dispositif expérimental (colonne d'adsorption, échangeur HX1 et ligne isolée).	184
Figure 5.22: Evolution de la température à la sortie de l'échangeur HX1 en fonction du débit massique.....	185
Figure 5.23: Evolution de la température à la sortie de la ligne isolée en fonction du débit massique.....	185
Figure 5.24: Pertes linéique de la ligne isolée en fonction du débit massique.....	186
Figure 5.25 : Schéma de principe de l'expérience « Radiateur 300K ».	187
Figure 5.26: Photo de l'expérience radiateur 300K.	187
Figure 5.29: Schéma analogique équivalent de l'expérience radiateur 300K.	189

Figure 5.30: Variations de la conductance thermique de contact avec la température.	190
Figure 5.31: Radiateur 300K à l'échelle réelle.....	191
Figure 5.32: Photo des différents éléments du circuit de l'expérience zone chauffé amont.....	192
Figure 5.33: Schéma général du circuit de l'expérience zone chauffé amont.....	193
Figure 5.34 : Variations des températures T_1 (entrée) et T_2 (sortie) en fonction du temps pour un débit $m=0.08g/s$, $P_{CH1}= 5W$ et $P_{CH2}= 0W$	193
Figure 5.35 : Profil radial de température dans un tube chauffée latéralement.....	194
Figure 5.36: Configuration actuelle du montage des sondes de température.	194
Figure 5.37: Variations des températures T_1 et T_2 en fonction du temps pour un débit $m=0.08g/s$ et $P_{CH1}= 0W$ et $P_{CH2}=5W$	195
Figure 5.38: Flux évacué par le fluide Q_{BT} (W) versus puissance chaufferette P_{CH1}	196
Figure 5.39: Flux évacué par le fluide Q_{BT} (W) versus puissance chaufferette P_{CH2}	196
Figure 5.40: Photo de la zone chauffée amont avant son instrumentation et son montage final sur l'échangeur du conducteur externe.	197
Figure 5.41: Photo de l'échangeur du conducteur externe du coupleur instrumenté.	199
Figure 5.42: Photo de la partie inférieure de l'échangeur du conducteur externe instrumenté.....	200
Figure 5.43: Echangeur du conducteur externe instrumenté et équipé des écrans avec superisolation.	201
Figure 5.45: Photo de la chambre d'essai fermée après montage de l'échangeur du conducteur externe.....	203
Figure 5.46: Photo de l'emplacement des thermomètres AB12 (entrée HX3) et AB13 (sortie HX2).	204
Figure 5.47: Photo de l'emplacement du thermomètre PT13 (sortie ligne isolée).....	204
Figure 5.48: Photo de l'insert instrumenté avec la chambre d'essai.	205
Figure 5.49: Usinage du bloc thermostatique (augmentation de la surface d'échange)	206
Figure 5.50: Valeurs expérimentales des températures, pression et débit à l'intérieur de la cellule.	210
Figure 5.51: Synoptique de l'installation et résultats des mesures.....	211
Figure 5.52: Effet du switch thermique combiné à la convection forcée pour la mise en froid de l'échangeur du conducteur externe à l'intérieure de la cellule (Sondes de température PT7 à PT12).	212
Figure 5.53: Effet du switch thermique et de la convection forcée sur le mise ne froid de l'échangeur du conducteur externe dans la chambre d'essai (Sondes de température PT1 à PT6)	213

Figure 5.54: Exemple de stabilisation de débit d'hélium supercritique pendant l'essai du 17/01/2007.....	213
Figure 5.55: Exemple de stabilisation de débit d'hélium supercritique pendant l'essai du 18/01/2007.....	214
Figure 5.56: Flux résiduel Q_r en fonction de la puissance chauffeferette Q_{ch} pour plusieurs débits d'hélium supercritique.....	216
Figure 5.57 : Flux résiduel Q_r en fonction de la puissance chauffeferettes (Q_{ch}) pour les tests haute puissance de l'échangeur du conducteur externe.	217
Figure 5.58: Mesure de la puissance échangée par bilan thermique Q_{BT} en fonction de la puissance chauffeferette Q_{ch} pour plusieurs débits d'hélium.....	219
Figure 5.59: Chute de pression ΔP en fonction de la puissance appliquée pour différents débits d'hélium supercritique.....	220
Figure 5.60: Variation de la pente des chutes de pression ΔP vs P_{ch} en fonction du débit d'hélium supercritique.	221
Figure 5.61: Chutes de pression dans l'échangeur en fonction du débit d'hélium supercritique pour différentes puissances.....	221
Figure 5.62: Facteur de frottement f expérimentaux en fonction du nombre de Reynolds.....	224
Figure 5.63: Description du modèle de simulation thermique de l'échangeur du conducteur externe.	225
Figure 5.64: Modèle thermique réduit pour l'identification de la résistance thermique de contact.	226
Figure 5.65: Variations du coefficient d'échange avec la température pour différent débit d'hélium supercritique.	227
Figure 5.66: Profil expérimental de la température de la paroi froide T_{pf} (serpentin)	230
Figure 5.67: Profil expérimental de la température de la paroi chaude T_{pc} (surface interne du conducteur externe).	230
Figure 5.68: Volume spécifique en fonction de l'enthalpie.	232
Figure 5.69: Diagramme schématique de la transformation de l'état du fluide sous l'effet de la chaleur.	232
Figure 5.70: Caractéristique hydraulique d'une conduite. 1, 3 : Points de fonctionnement stable, 2 : Points de fonctionnement instable.....	233
Figure 5.68.A: Paliers de puissance appliqués.	235
Figure 5.68.B: Apparition d'instabilités de débit (1, 2, 3, 4).	236
Figure 5.68.C: Apparition d'instabilités de pression (1, 2, 3, 4).....	236

Figure 5.69.A: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de débit : cas d'un débit $m=0.072\text{g/s}$	237
Figure 5.69.B: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de Pression, cas de la pression à l'entrée $P_e \sim 4.6\text{ bar}$	237
Figure 5.69.C: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de température, cas de la température à la sortie de la cascade d'échangeurs HX1, HX2, HX3 (AB4).	238
Figure 5.70.A: Oscillations périodiques autoentretenue de débit à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.	239
Figure 5.70.B: Oscillations périodiques autoentretenue de pression à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.	239
Figure 5.70.C: Oscillations périodiques autoentretenue des températures de la paroi chaude (AB8) et froide (AB6) à l'entrée du l'échangeur.	240
Figure 5.71.A: Instabilités de type 2, variation des débits d'entrée et de sortie.....	241
Figure 5.71.C: Instabilités de type 2, variations de la température AB4 (sortie de la cascade d'échangeurs HX1, HX2, HX3).....	242
Figure 5.71.D: Instabilités de type 2, variations des températures de la paroi chaude (AB8) et froide (AB6) à l'entrée de l'échangeur.	242
Figure 5.72.A: Instabilités de type 3 à débit constant (repère 3 sur le graphe).....	243
Figure 5.72.B: Instabilités de type 3 de pression à l'entrée de l'échangeur du conducteur externe (repère 3 sur le graphe).....	244
Figure 5.72.C: Instabilités de type 3 à température de sortie de la cascade d'échangeur (AB4) constante (repère 3 sur le graphe).	244
Figure 5.73: Diagramme de stabilité établi par M.C.Jones.....	247
Figure 5.74: Diagramme de stabilité établi au CERN.....	247
Figure 5.75: Diagramme de stabilité établi à l'université de Kyusho.....	248
Figure 5.76: Diagramme de stabilité établie à l'institut de puissance de Moscow.	249
Figure 5.77: Diagramme de stabilité généralisé établi à partir des données de l'IPN d'Orsay, l'institut de puissance de Moscow et du CERN.....	250
Figure 6.1 : Photo d'un prototype du cryomodule de la cavité pentacellules.	257

Liste des tableaux

Tableau 1.1: Degré de radioactivité des déchets et leur production par an.....	23
Tableau 3.1: Principales caractéristiques du coupleur de EUROTRANS.	73
Tableau 3.2 : Puissances dissipées dans le coupleur pour une puissance RF incidente de 150kW..	76
Tableau 3.3 : Calcul du facteur de friction e_v selon la forme de singularité géométrique indiquée en figure 3.15.	90
Tableau 3.4 : Paramètres thermiques et hydrauliques pour un débit d'hélium de 4.16g/s entre 288K et 300K.	93
Tableau 3.5 : Paramètres thermiques et hydrauliques pour un débit d'eau de 5.18g/s dans le conducteur interne et la fenêtre.	93
Tableau 3.6 : Comparaison des performances thermiques des deux circuits de refroidissement à l'eau et à l'hélium.....	99
Tableau 3.7 : Chute de pression en fonction du diamètre pour $m=0.08\text{g/s}$, $P=3.5\text{bar}$ et $Q=100\text{W}$	112
Tableau 3.8 : Débit minimum d'hélium necssaire	113
Tableau 3.9 : Principales caractéristiques de l'échangeur du conducteur externe.	113
Tableau 4.1: Pertes RF sur la conducteur externe en mode TW et SW.	118
Tableau 4.2: Caractéristiques géométriques du modèle thermique.	122
Tableau 4.3: Sensibilité d'un thermomètre de type Allen-Bradley ($R=100\Omega$ à $T\approx 300\text{K}$).	128
Tableau 4.4: Sensibilité d'un thermomètre de type Pt100	128
Tableau 4.5: Comparaison entre températures mesurées et calculées pour $Q_{CH1}=2\text{W}$	143
Tableau 4.6: Comparaison entre températures mesurées et calculées pour $Q_{CH1}=8\text{W}$	143
Tableau 4.7: Effet de la puissance chaufferette sur le gradient accélérateur E_{acc}^{\max} maximum et le facteur de qualité Q_0	148
Tableau 4.8: Calcul de la conductance de Kapitza pour $Q_{CH1}=8.5\text{W}$	152
Tableau 5.1: Caractéristiques mécaniques de l'échangeur du coupleur.	169.
Tableau 5.2: Fonctions des thermomètres.....	173
Tableau 5.3: Fonctions des chaufferettes	175
Tableau 5.6: Récapitulatif des différents résultats expérimentaux.	190
Tableau 5.7: Résultats du test 1.....	209

Tableau 5.8: Comparaison des chutes de pression calculées et mesurées pour un débit $m=0.055\text{g/s}$	222
Tableau 5.9: Comparaison des chutes de pressions calculées et mesurées pour un débit $m=0.154\text{g/s}$	222
Tableau 5.10: Comparaison des chutes de pressions calculées et mesurées pour un débit $m=0.2\text{g/s}$	223
Tableau 5.11: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{\text{ch}}=41\text{W}$, $m=0.1\text{g/s}$, $h_{\text{moy}}=1200\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$	228
Tableau 5.12: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{\text{ch}}=68.4\text{W}$, $m=0.1\text{g/s}$, $h_{\text{moy}}=1344\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$	228
Tableau 5.13: Comparaison entre températures mesurés et simulés pour $Q_{\text{ch}}=41\text{W}$, $m=0.046\text{g/s}$, $h_{\text{moy}}=647\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$	228
Tableau 5.14: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{\text{ch}}=33\text{W}$, $m=0.076\text{g/s}$, $h_{\text{moy}}=1033\text{ W/m}^2\cdot\text{K}$	228

Chapitre 1

Transmutation par réacteur hybride

1.1	Problématique des déchets nucléaires en France	21
1.2	La loi bataille.....	23
1.3	La transmutation: Voie de retraitement des déchets nucléaires.....	24
1.4	EUROTRANS: Programme EUROPEEN de recherche sur les réacteurs hybrides.....	25
1.5	Le coupleur de puissance et fiabilité de l'accélérateur	28
1.6	Conclusion.....	29
1.7	Références	29

1.1 Problématique des déchets nucléaires en France

Sur le plan international, un nombre de plus en plus important de pays envisage le développement de l'énergie nucléaire dans leurs perspectives énergétiques. C'est le cas notamment des pays d'Asie comme la Chine, l'Inde ou le Japon. Les Etats-Unis prévoient que l'énergie nucléaire restera un choix de première importance dans leur politique énergétique future. Actuellement, il existe 448 réacteurs nucléaires de différents types en fonctionnement dans le monde. On voit leur répartition (Fig.1.1) dans les 30 pays qui en possèdent et on note la position exceptionnelle de la France, deuxième après les Etats Unis.

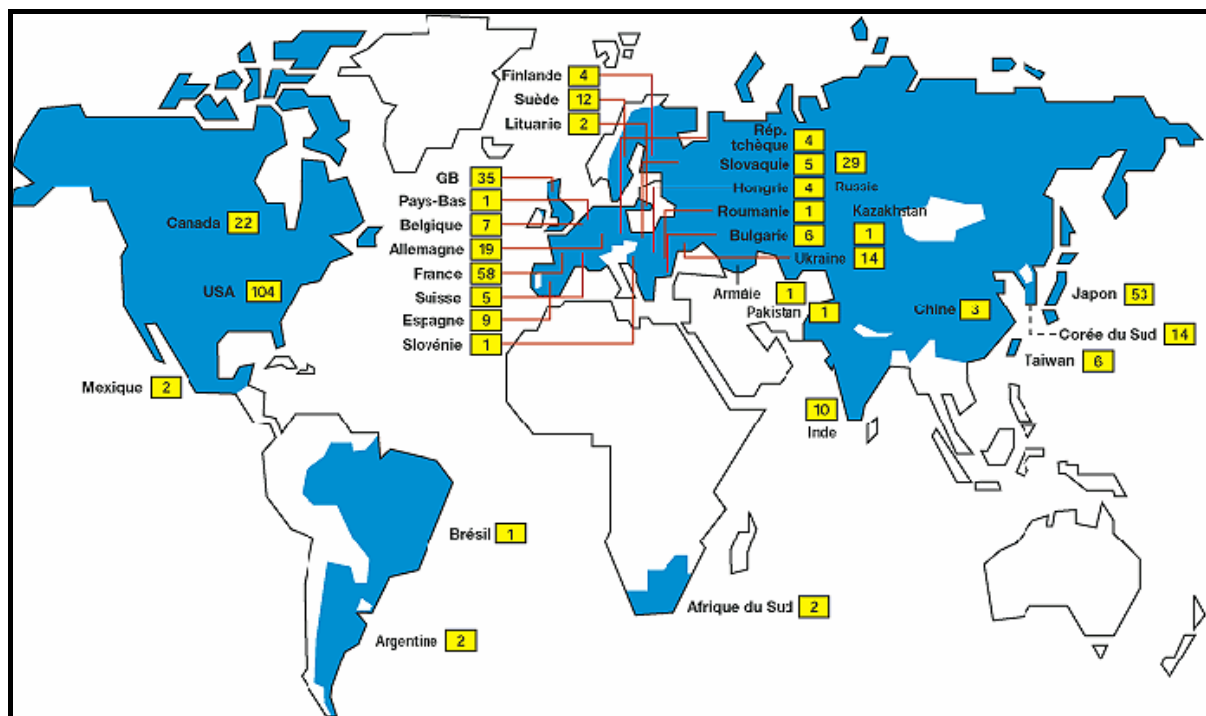


Figure 1.1: Répartition et nombre des centrales nucléaires par pays dans le monde [1.1].

Parmi tous les pays de l'union européenne, la France a une spécificité en matière de production d'électricité puisque près de 80% de cette production est d'origine nucléaire (Fig.1.2). De ce fait, elle se place au premier rang européen et au deuxième rang mondial en matière de production d'électricité nucléaire. Cette part aussi importante du nucléaire pourrait s'accroître ou tout du moins se stabiliser pour des raisons économiques, notamment à cause de la demande croissante d'énergie de la population et l'augmentation du coût des énergies fossiles dans le marché mondial (pétrole, charbon...) avec la possibilité d'épuisement de ces sources d'énergie primaire dans le futur. Par ailleurs, en raison de sa faible émission de gaz à effet de serre, il paraît difficile à court terme de se passer de l'énergie nucléaire comme moyen de production d'électricité.

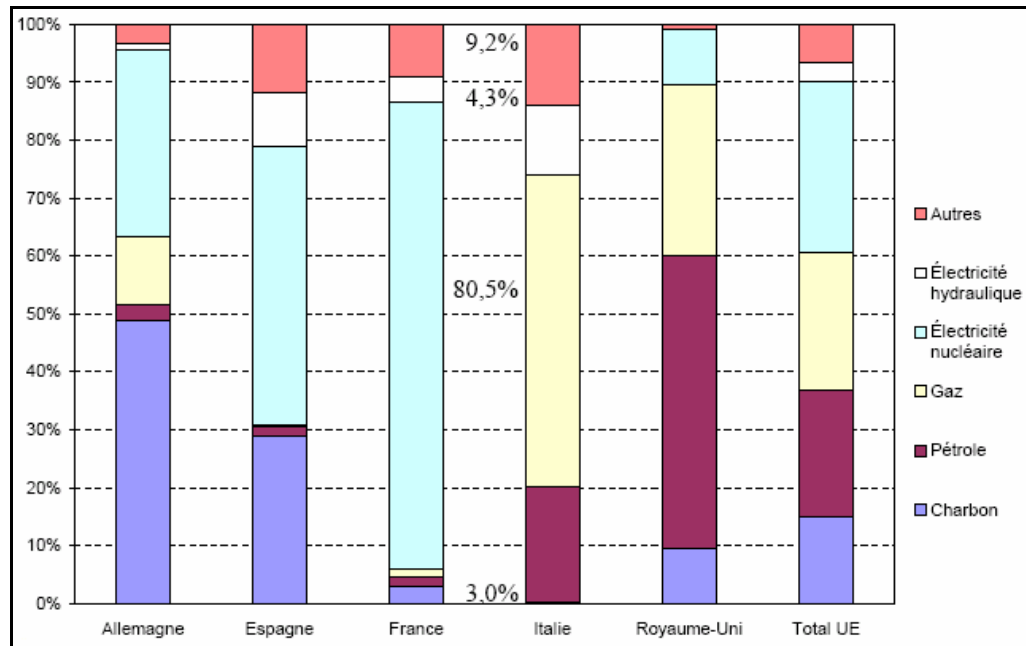


Figure 1.2: Répartition de la production d'énergie primaire en Europe [1.2].

Malheureusement, comme l'ensemble des activités humaines, la production d'énergie nucléaire s'accompagne de rejet de déchets. Bien évidemment, ces déchets nucléaires radioactifs diffèrent en fonction de la nature et l'intensité des rayonnements ionisants qu'ils émettent (alpha, bêta, gamma...). De ce fait, la durée de vie de ces déchets varie selon la période radioactive des radioéléments qu'ils contiennent.

En France, les déchets nucléaires sont classés en trois catégories [1.3]:

1) Catégorie A: Cette catégorie contient les déchets à vie courte (période inférieure à 30 ans) et à faible ou moyenne activité, leur radioactivité devient négligeable au bout de 300 ans. Ces déchets proviennent des installations nucléaires (gants, filtres, résines...) et leur volume atteindrait environ 500 000m³ d'ici 2020.

2) Catégorie B: Elle regroupe les déchets à faible ou moyenne activité, dont la période est supérieure à 30 ans et pouvant atteindre des milliers d'années. Ce type de déchet provient essentiellement du combustible utilisé. Le volume de ce type de déchets sera de l'ordre de 60000m³ en 2020.

3) Catégorie C: Cette catégorie comporte le type de déchet le plus dangereux: ce sont les déchets à très haute activité et à période de vie très longue pouvant atteindre des millions d'années. Ils sont essentiellement formés d'actinides¹ mineurs et de produits de fission et présentent la principale source de radiotoxicité alors qu'en volume ils n'occuperont qu'environ 500m³ en 2020.

¹ Les « actinides » sont une famille à part entière de la classification périodique (située sur la 7^{ème} ligne). Certains existent à l'état naturel, comme l'actinium (Ac, Z=89), le thorium (Th, Z=90), le protactinium (Pa, Z=91), ou l'uranium (U, Z=92).

Le tableau 1.1 présente le degré d'activité et le volume des différentes catégories de déchet produits annuellement en France.

Tableau 1.1: Degré de radioactivité des déchets et leur production par an [1.4]

Catégorie	Radioactivité (Bq/g)	Volume produit par an (m ³ /an)
A	10 -100	3 10 ⁴
B	10 - 10 ⁵	1.8 10 ⁴
C	> 10 ⁵	120

Ce tableau illustre de façon claire le fait que la catégorie C, qui regroupe les actinides mineurs et les produits de fission, constitue un très faible volume mais génère une radioactivité très élevée par rapport aux autres catégories A et B. Des procédés de retraitement industriel permettent de récupérer et de reconditionner le combustible usé (catégorie B) en combustible neuf, ce qui réduira le volume de ce type de déchets de façon significative. D'autre part, des industriels du secteur nucléaire en France permettent le stockage et l'entreposage des déchets nucléaires de catégorie A. Ainsi, sous le terme générique « déchets nucléaires » sont regroupés en réalité tous les produits de fission et les actinides mineurs. Les actinides mineurs sont produits à la suite de capture de neutrons à partir de l'uranium 238. Malgré leur faible quantité produite, leur haute radiotoxicité les rend très dangereux. Enfin, les produits de fission sont de nature très diverse et sont globalement moins radiotoxiques que les actinides mineurs.

En conclusion, on se rend bien compte que la radiotoxicité est majoritairement générée par une catégorie précise de déchets de faible volume.

1.2 La loi bataille

Les risques à long terme que présentent les déchets radioactifs ont ouvert des débats publics et ont conduit à proposer une loi afin de définir un cadre de travail visant à aboutir à une véritable politique de gestion des déchets nucléaires.

La loi de 1991, relative à la gestion des déchets nucléaires, définit un cadre législatif qui a organisé pendant 15 ans les recherches sur ce sujet. Au vu des résultats obtenus, le parlement a voté en juin 2006 une nouvelle loi permettant de poursuivre et de finaliser les recherches avec pour objectif de proposer une solution industrielle à l'horizon 2015.

Cette loi du député Christian Bataille du 30 décembre 1991 a défini 3 axes de recherche prioritaires pour la gestion des déchets nucléaires :

- 1) Etude des solutions de séparation et de transmutation des isotopes radioactifs à vie longue présents dans les déchets.
- 2) Etude des possibilités de stockage réversible ou irréversible en couches géologiques profondes.
- 3) Etude des procédés de conditionnement et de stockage de longue durée en surface.

Depuis 1996, les travaux de recherche suivant les trois axes sont désormais menés par un groupe de recherche pour la Gestion des Déchets par des Options Nouvelles (GEDEON maintenant rebaptisé GEDEPEON). Il s'agit d'un groupement de laboratoires (CNRS, CEA...) et d'entreprises (FRAMATOME, EDF...) qui mettent en commun leurs capacités et leurs savoirs faire pour la recherche et développement de solutions sur ces trois axes.

Dans le cadre de notre sujet, nous allons nous intéresser uniquement au premier axe de recherche, c'est à dire la transmutation des déchets par réacteur hybride.

1.3 La transmutation: Voie de retraitement des déchets nucléaires

La transmutation des déchets nucléaires consiste à transformer les éléments hautement radioactifs en éléments moins radioactifs ou stables par des réactions nucléaires appropriées.

Afin d'atteindre cet objectif, les déchets subissent des bombardements intenses de neutrons qui transformeront les noyaux lourds des actinides mineurs et les noyaux légers des produits de fission en éléments stables et inoffensifs. Les courbes de la figure 1.3 montrent clairement que la transmutation permet de réduire très fortement la radiotoxicité des déchets. A titre d'illustration, après traitement la radiotoxicité est réduite d'un facteur 1000 comparativement à celle des déchets non traités au bout d'un millénaire.

La transmutation se fait selon deux processus distincts (Fig.1.4) :

- 1) Capture d'un neutron et transformation de l'élément en noyau plus lourd moins radioactif.
- 2) Fission de l'élément en deux noyaux plus légers.

Même si théoriquement la transmutation est réalisable pour tous les éléments et qu'elle est très efficace, elle reste à démontrer expérimentalement. Certaines expériences ont été déjà réalisées notamment l'expérience SUPERFACT au CEA. Par ailleurs, la transmutation ne peut se faire que si l'on sépare les différents éléments de façon efficace. De tels procédés de séparation sont d'ores et déjà à l'étude et commencent à être maîtrisés afin d'obtenir des efficacités importantes. On peut citer par exemple le procédé DIAMEX pour séparer les produits de fission de l'ensemble actinides et lanthanides.

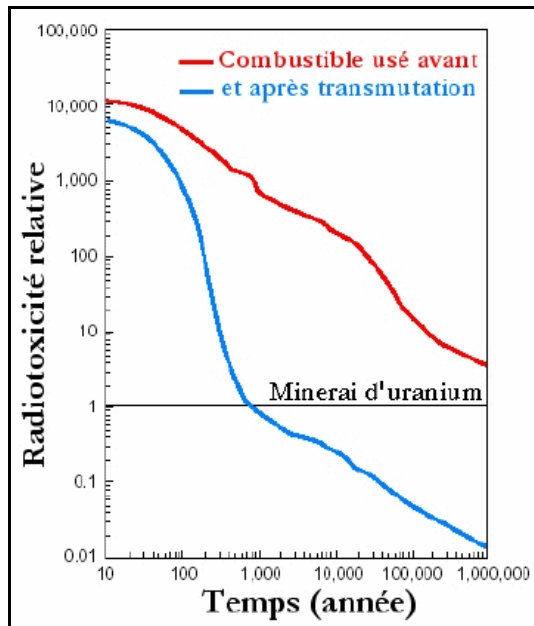


Figure 1.3: Radiotoxicité des déchets nucléaires avant transmutation (en rouge) et après transmutation (en bleu) [1.5].

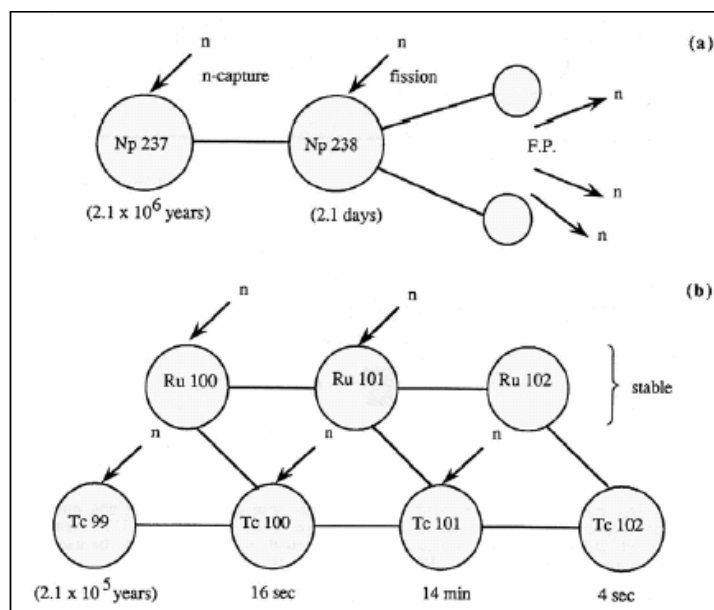


Figure 1.4 : Mécanismes de transmutation par capture (b) et fission (a) [1.3].

1.4 EUROTRANS: Programme EUROPEEN de recherche sur les réacteurs hybrides

Le concept de réacteur hybride ou ADS (**A**ccelerator **D**riven **S**ystem) est apparu à la fin des années 1980 au Brookhaven National Laboratory dans un groupe de recherche dirigé par H Takahashi et G. Van Tuyle. Ce concept (Fig.1.5) consiste à contrôler et piloter un réacteur nucléaire sous-critique dont le combustible est constitué de déchets nucléaires par un accélérateur de protons de haute

intensité via une cible de spallation. Le déficit en neutrons étant comblé précisément par ceux produits lors de la collision entre le faisceau de protons et la cible de spallation. L'idée, entre temps améliorée par le groupe de C. Bowmans à Los Alamos, fut reprise par C. Rubbia au CERN en 1993 dans son projet d'amplificateur d'énergie [1.6].

Aujourd'hui, en Europe, la recherche sur la transmutation des déchets nucléaires par ADS est menée dans le cadre du programme Européen EUROTRANS auxquels participent un ensemble de laboratoires (CNRS, CEA, INFN...) et d'industriels (IBA, Framatome, ..).

Un réacteur hybride est constitué de 3 parties:

- 1) Un accélérateur de protons (ou Driver) de haute intensité (> 5 mA).
- 2) Une cible de spallation à l'interface accélérateur / réacteur qui permet de produire un flux de neutrons suite au bombardement par un faisceau de protons.
- 3) Un réacteur sous-critique utilisant les neutrons de spallation pour transmuter les déchets.

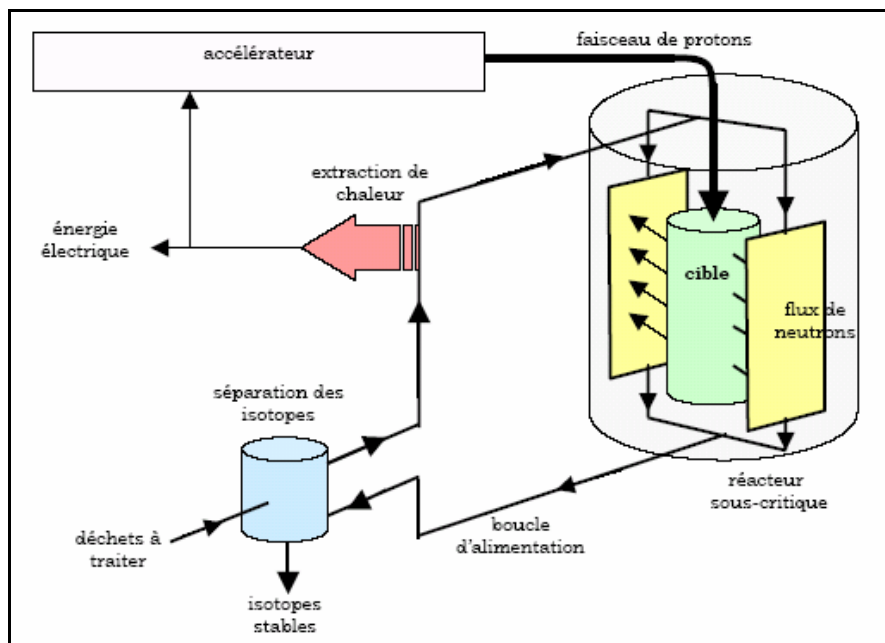


Figure 1.5 : Schéma de principe d'un réacteur hybride : Accélérateur, cible de spallation et cœur sous-critique [1.3].

Des documents de référence [1.7] définissent le cahier des charges de fabrication de l'accélérateur et identifient les grands axes de R&D qu'il faut mener sur cette machine. Des études antérieures effectuées par plusieurs groupes de recherche notamment le CEA, CNRS et d'autres équipes européennes (INFN...) ont opté pour l'utilisation de la technologie des cavités supraconductrices dans la partie haute et moyenne énergie de l'accélérateur linéaire de forte intensité. Ce choix a été appuyé par des arguments économiques et technologiques qu'on évoquera au chapitre 2.

On peut résumer les caractéristiques les plus importantes de l'accélérateur comme suit :

- 1) Une énergie finale du faisceau de protons autour de 1GeV. Comme illustré sur la figure 1.6, cette énergie correspond à ~16 neutrons produit par spallation, par proton incident dans le cas d'une cible en plomb.
- 2) Un faisceau continu avec une intensité maximale de 5 à 30 mA.
- 3) Un critère de fiabilité de moins de 5 interruptions faisceau de plus d'une seconde par an.

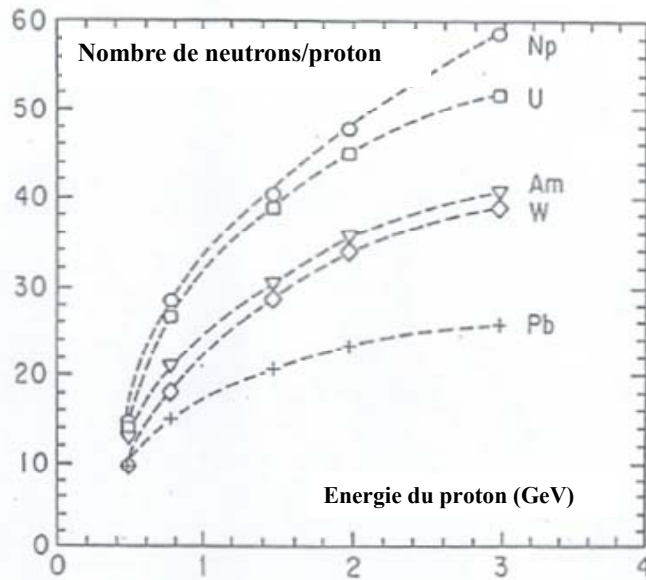


Figure 1.6 : Nombre de neutrons de spallation produits en fonction de l'énergie des protons incidents pour différents métaux en particulier le plomb [1.3].

Les trois grandes sections (Fig.1.7) qui composeront l'accélérateur [1.8] sont :

- A)** L'injecteur, opérant à une fréquence de 352MHz, qui doit produire un faisceau continu de 5MeV. Il est formé d'une source qui délivre un faisceau de 95keV et d'un RFQ (**R**adio **F**requency **Q**uadripôle) couvrant la plage d'énergie (95keV - 5MeV).
- B)** La partie intermédiaire (5MeV-85MeV) sera constituée d'un DTL (**D**rift **T**ube **L**inac) suivi de cavités supraconductrices adaptées aux protons de très faibles β (cavités $\lambda/4$, cavités réentrantes ou cavités spoke...). L'énergie de la transition entre le DTL et les cavités supraconductrices sera déterminée par les études de dynamique faisceau lorsque les structures accélératrices seront définies.
- C)** La partie haute énergie, qui couvrira la plage d'énergie (85MeV–1GeV), sera composée de cavités supraconductrices elliptiques ($\beta=0.47, 0.65, 0.85$) en niobium massif fonctionnant à une fréquence de 704MHz et refroidies à l'hélium superfluide ($T=2K$). Ces cavités peuvent développer des gradients accélérateurs de 10MV/m à 18MV/m suivant les valeurs de β .

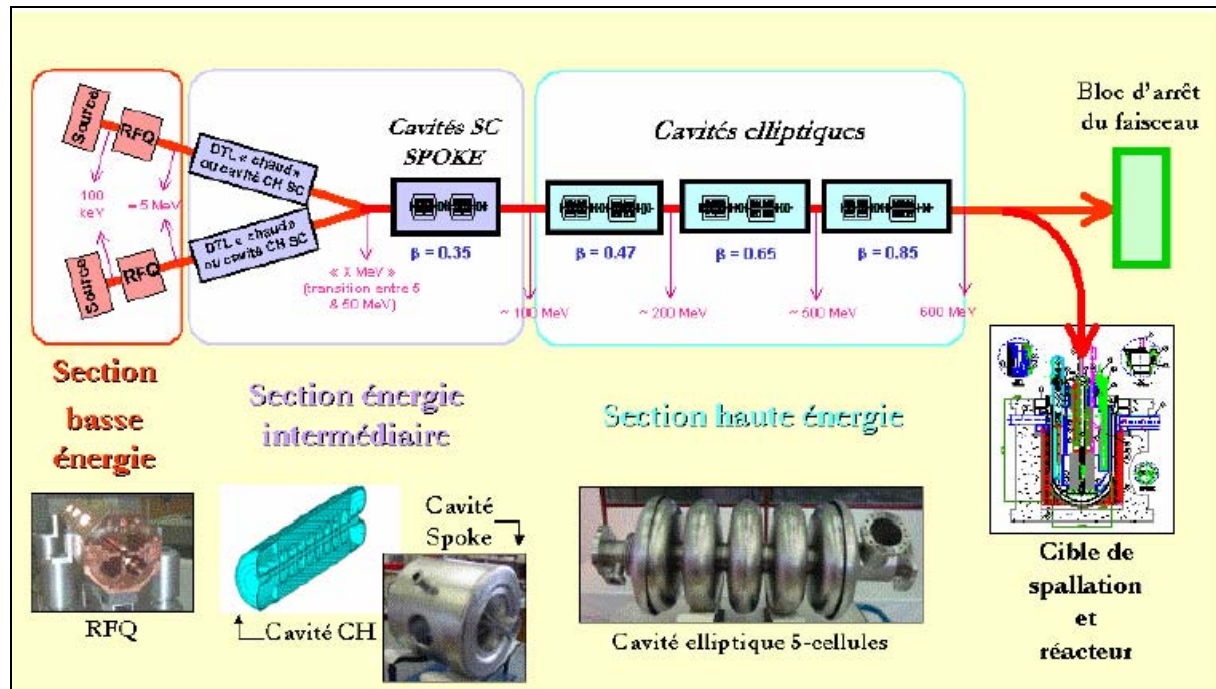


Figure 1.7: Schéma de principe du réacteur hybride d'EUROTRANS [1.3].

1.5 Le coupleur de puissance et la fiabilité de l'accélérateur:

L'accélérateur doit être conçu afin d'être extrêmement fiable. En effet, les interruptions du faisceau peuvent provoquer des chocs thermiques et induire des contraintes thermomécaniques importantes sur la cible. Une haute fiabilité est obtenue à la fois, en prenant des marges de sécurité conséquentes sur les paramètres relatifs à la conception de l'accélérateur notamment par une redondance sur les systèmes les moins fiables (injecteur, source RF...) et en adoptant une architecture de machine qui soit intrinsèquement tolérante aux pannes de certains composants. Une telle configuration garantira un fonctionnement de l'accélérateur même en cas de défaillance d'un composant (cavité, source...).

Le coupleur de puissance, qui est l'une pièce maîtresse de l'accélérateur, est un composant clef dont le niveau de fiabilité doit être élevé. C'est pour cette raison que l'étude, la conception et l'optimisation du coupleur de puissance est un des premiers thèmes importants dans ce type de machine.

La section haute énergie du LINAC utilise des cavités accélératrices supraconductrices ($\beta=0.65$) radiofréquence ($f=704\text{MHz}$) en niobium massif de type elliptique. Le coupleur de puissance qui alimente ces cavités doit transférer une puissance de 150kW au faisceau de protons. A ce niveau de puissance, les pertes RF calculées dans le coupleur sont élevées (cf. chapitre 3) et induisent une charge thermique importante, qui est susceptible de dégrader les performances RF de la cavité. Il

est donc nécessaire de mener une étude thermique approfondie afin de définir des circuits de refroidissement efficaces et assurer ainsi un fonctionnement stable et fiable du système coupleur-cavité.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons brièvement décrit la problématique de la gestion des déchets nucléaires en France en précisant les caractéristiques et les différentes catégories des déchets. Ensuite, nous avons présenté le programme Européen EUROTRANS destiné à la transmutation de ces déchets dans un réacteur hybride. Puis, nous avons décrit le principe de fonctionnement de ce type de réacteur ainsi que les caractéristiques de l'accélérateur de protons de haute intensité. Enfin, nous avons souligné le critère le plus remarquable dans la conception de ce type de machine, à savoir la fiabilité en liaison étroite avec le coupleur de puissance comme composant critique dans les modules accélérateurs.

1.7 Références

- [1.1] www.ocde.org: Organisation de Coopération pour le Développement Economique.
- [1.2] www.aie.org : Agence Internationale d'Energie.
- [1.3] J.-L. Biarrotte, « Etude de cavités supraconductrices pour les accélérateurs de protons de forte puissance », thèse de l'université Paris 11, Décembre 2001.
- [1.4] www.cnrs.fr/publications/imagesdelaphysique/couv/IdP2006/02_Dejets_nucleaires.pdf
- [1.5] J.-L. Biarrotte, « A European Roadmap for Developing Accelerator Driven Systems (ADS) for Nuclear Waste Incineration », the European Technical Working Group on ADS, avril 2001.
- [1.6] Les Déchets nucléaires, dossier scientifique, Société Française de Physique, Ed. R. Turlay, 1997.
- [1.7] J.-L. Biarrotte, « Definition of the XADS-class reference accelerator concept & needed R&D », DAPNIA-04-0495, 2004.
- [1.8] Alex C. Mueller, « Nuclear waste incineration and accelerator aspects from the European PDS-XADS study », Nucl. Phys. A 751 (2005) 453.

Chapitre 2

Les coupleurs de puissance et les cavités supraconductrices

2.1 Les cavités accélératrices	33
2.1.1 Rôle	33
2.1.2 Principe d'accélération	33
2.1.3 Modèle de la cavité cylindrique « pill-box »	34
2.2 Caractéristiques d'une cavité accélératrice	36
2.2.1 Modes propres.....	37
2.2.2 Gain d'énergie et champ accélérateur.....	38
2.2.3 Bêta géométrique	39
2.2.4 Champs électromagnétiques pics de surface	39
2.2.5 Facteur de qualité.....	39
2.2.6 Impédance shunt	40
2.2.7 Rapport de résistivité résiduelle RRR.....	41
2.3 Notions sur la supraconductivité	41
2.3.1 Propriétés des supraconducteurs	41
2.3.2 Modèle de London	43
2.3.3 Théorie BCS	44
2.4 Résistance de surface	46
2.5 Avantages des cavités supraconductrices.....	48
2.6 Phénomènes limitant les performances des cavités supraconductrices	48
2.6.1 Emission de champ	49
2.6.2 Le multipacting	49
2.6.3 Le quench thermique	50
2.7 Les coupleurs de puissance	51

2.7.1 Rôle	51
2.7.2 Structure et fonctionnement d'un coupleur de puissance	52
2.8 Evolution des coupleurs de puissance dans les accélérateurs	54
2.9 Étude et modélisation des coupleurs de puissance.....	58
2.9.1 Nécessité de l'étude et de la modélisation	58
2.9.2 Etude thermique	59
2.9.3 Etude RF	61
2.10 Conditionnement et montage des coupleurs de puissance	65
2.11 Conclusion.....	68
2.12 Références	68

La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description du principe de fonctionnement des cavités accélératrices ainsi qu'à la définition de leurs grandeurs caractéristiques. Ensuite, on s'intéressera aux spécificités de la supraconductivité et des avantages qu'elle offre dans le développement des futurs accélérateurs de particules. Enfin, on évoquera les problèmes qui limitent les performances des cavités supraconductrices radiofréquence. La deuxième partie de ce chapitre sera dédiée à la description du coupleur de puissance et de son principe fonctionnement. Puis, on fera un tour d'horizon sur les caractéristiques des coupleurs de puissance existants sur des machines récentes. On exposera ensuite les différentes techniques utilisées pour l'étude, la conception et la réalisation des coupleurs. Enfin, on abordera des procédures de conditionnement des coupleurs de puissance.

2.1 Les cavités accélératrices

2.1.1 Rôle

Une cavité radiofréquence (RF) accélératrice est un résonateur électromagnétique permettant d'accélérer des particules chargées. Plus précisément, ce résonateur est constitué d'un volume diélectrique (généralement le vide), limité par des parois conductrices dans lequel des champs électromagnétiques oscillants ou ondes RF peuvent exister. On distingue deux types de cavités RF accélératrices : **a)** les cavités opérant en ondes stationnaires, **b)** les cavités à ondes progressives. Dans notre cas on ne traitera que le cas des cavités opérant en ondes stationnaires.

Contrairement à un résonateur discret à paramètres localisés (circuit RLC), une cavité résonante possède une infinité de modes propres. Chaque mode propre est caractérisé par :

- 1) Une fréquence et une longueur d'onde associée.
- 2) Une configuration des champs électromagnétiques associés à ce mode.

Certains modes propres dont le champ électrique est purement longitudinal suivant l'axe de la cavité peuvent être utilisés à des fins d'accélération.

2.1.2 Principe d'accélération

Le mouvement d'une particule chargée, de masse au repos m et soumise à un champ électromagnétique, est régi par la relation fondamentale de la dynamique:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

Avec :

\vec{F} : Force de Lorentz.

\vec{E}, \vec{B} : Champs électrique et magnétique.

\vec{v} : Vitesse de la particule

L'équation (2.1) montre qu'une accélération efficace nécessite l'application d'un champ électrique de même direction et de même sens (respectivement de sens opposé) que la particule chargée suivant le signe de la charge.

2.1.3 Modèle de la cavité cylindrique « pill-box »

La cavité « pill-box » est une cavité cylindrique de longueur L et de rayon R dont la paroi externe est parfaitement conductrice (Fig.2.1). Son volume interne est constitué d'un diélectrique homogène linéaire et isotrope de constantes diélectrique ϵ et magnétique μ .

L'établissement d'un champ électrique dans la cavité obéit aux quatre équations de Maxwell :

$$\text{div}(\vec{E}) = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.2) \quad \text{rot}(\vec{B}) = \mu \left(\vec{J} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.3)$$

$$\text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (2.4) \quad \text{rot}(\vec{E}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

Avec :

$\rho(\text{C/m}^3)$: Densité de charge.

$J(\text{A/m}^2)$: Densité de courant de déplacement (ici J est nul au centre de la cavité).

Notre objectif principal est de trouver une configuration spatio-temporelle des champs électromagnétiques permettant une accélération efficace du faisceau de particules chargées.

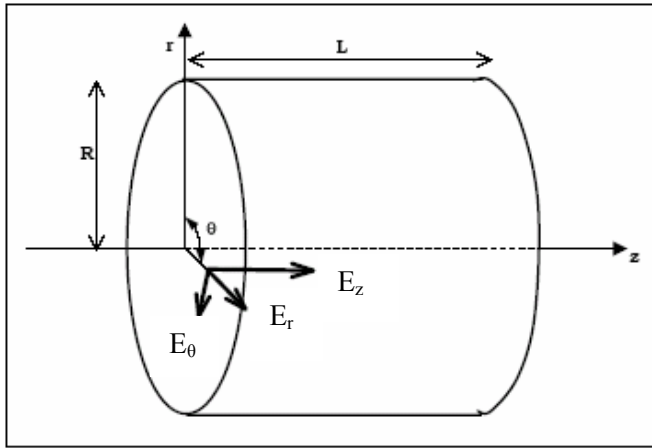


Figure 2.1: Cavité de type « pill-box » et directions du champ électrique en coordonnées cylindriques.

Les deux équations de propagation des champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{B} issues des équations de Maxwell s'écrivent:

$$\Delta \vec{E} + k^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.6), \quad \Delta \vec{B} + k^2 \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

Avec $k^2 = \omega^2 \cdot \epsilon \cdot \mu$ où k est le nombre d'onde associé à l'onde RF de pulsation $\omega = 2\pi f$.

En coordonnées cylindriques à l'intérieur du résonateur, les équations des ondes (2.6-2.7) deviennent:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{r^2 \partial \theta^2} + k^2 \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \vec{B}}{r^2 \partial \theta^2} + k^2 \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.9)$$

Le système d'équations issu de (2.8-2.9) peut être résolu par la méthode de séparation des variables [2.1] en tenant compte des conditions aux limites suivantes :

- $\vec{n} \wedge \vec{E} = 0$: Continuité de la composante tangentielle du champ électrique.
- $\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$: Continuité de la composante normale du champ magnétique.

Avec \vec{n} le vecteur unitaire normal extérieure à la paroi de la cavité.

On peut montrer que l'ensemble des solutions peut se classer en deux familles [2.1] :

- 1) Les ondes transverses électriques dites ondes de type TE pour lesquelles la composante longitudinale du champ électrique est nulle.
- 2) Les ondes transverses magnétiques dites ondes de type TM pour lesquelles la composante longitudinale du champ magnétique est nulle.

On peut aussi montrer que le système d'équations (2.8, 2.9) n'est vérifié que pour un ensemble discret de valeurs de k qu'on notera k_{mnp} où (m, n, p) est un triplet de nombre entier positif correspondant au nombre de périodicité des champs dans les trois directions du repère cylindrique [2.1]. Chaque triplet (m, n, p) représentera un mode spécifique et définira une configuration spatiale des champs électromagnétiques.

Chaque mode $TE_{m,n,p}$ ou $TM_{m,n,p}$ est caractérisé par une fréquence $f_{m,n,p}$ et une longueur d'onde spécifique $\lambda_{m,n,p}$:

$$f_{m,n,p} = \frac{c}{2\pi} k_{m,n,p} \quad (2.10) \quad \lambda_{m,n,p} = \frac{2\pi}{k_{m,n,p}} \quad (2.11)$$

Où c désigne la célérité de la lumière.

Les significations exactes du triplet (m, n, p) sont :

- 1) m indique le nombre exact de périodes des champs dans la direction azimutale (selon θ). On parlera, de modes monopolaires pour $m=1$, dipolaires pour $m=2$ etc...
- 2) n indique le nombre exact de fois où les champs (E ou B) s'annulent dans la direction radiale (selon r)
- 3) p indique le nombre exact de demi-périodes des champs dans la direction longitudinale (selon z).

Les solutions des équations (2.8) et (2.9) sont des fonctions de Bessel d'ordre 0 [2.2].

Ce qui nous intéresse en premier lieu dans toutes ces expressions des champs E et B, c'est quelle configuration spatiale permettra une accélération efficace de notre faisceau de particules chargées.

Dans le cas des modes $TE_{m,n,p}$ le champ électrique est perpendiculaire à la direction de l'accélération donc tous les modes TE seront éliminés de notre étude.

Les modes TM multipolaires ($m \neq 0$) constituent une famille de modes où le champ électrique est non nul sur l'axe de la cavité ($r=0$). Ainsi, les modes monopolaires $TM_{0,n,p}$ constituent les seuls modes candidats pour assurer une accélération efficace du faisceau car ils possèdent un champ électrique dans la direction de l'axe du faisceau. Ces modes seront désormais appelés modes accélérateurs.

Parmi ces modes accélérateurs, seul le mode TM_{010} , dont la fréquence est plus basse, possède la structure spatiale des champs électromagnétiques la plus simple. C'est ce mode qu'on utilisera pour l'accélération des particules chargées dans les cavités accélératrices. Il est appelé aussi mode fondamental. Des explications plus détaillées sur les autres modes et leurs fréquences propres peuvent être trouvées dans des ouvrages spécialisés [2.2].

Les champs électromagnétiques du mode TM_{010} se réduisent à un champ électrique longitudinal et un champ magnétique azimutal :

$$\begin{cases} E_z = E_0 \cdot \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 \cdot J_0 \left(2.405 \cdot \frac{r}{R} \right) \cdot e^{j \cdot \omega_0 \cdot t} & (2.12) \\ H_\theta = \frac{j \cdot E_0}{c} \cdot \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 \cdot J_1 \left(2.405 \cdot \frac{r}{R} \right) \cdot e^{j \cdot \omega_0 \cdot t} & (2.13) \end{cases}$$

La fréquence propre à ce mode TM_{010} est :

$$f_0 = \frac{2.405}{2\pi R} c \quad (2.14)$$

2.2 Caractéristiques d'une cavité accélératrice

Dans ce qui suit, on se basera sur une cavité à cinq cellules pour étudier le principe d'accélération et préciser les paramètres fondamentaux d'une cavité accélératrice. Ce choix est motivé par la simplicité de la géométrie et les nombreuses études théoriques et expérimentales faites sur cette cavité [2.3]. Il constituera un exemple pédagogique simple pour illustrer le mécanisme d'accélération.

2.2.1 Modes propres

Contrairement au cas de la cavité « pill-box », il n'existe pas de solutions analytiques pour les cavités accélératrices réellement utilisées. Les modes propres sont alors calculés avec des codes de calcul électromagnétique tels que SUPERFISH [2.4], MAFIA [2.5], HFSS [2.6] etc.... Ces codes utilisent la méthode des éléments finis ou d'autres méthodes numériques pour calculer la distribution des champs électromagnétiques associés à chaque mode propre de la cavité.

Afin d'illustrer nos propos en pratique, on va détailler un exemple de calcul à l'aide de Superfish des modes propres d'une cavité accélératrice destinée à un LINAC à protons [2.3].

Le mode fondamental de résonance de cette cavité comprend un nombre de modes exactement égal au nombre de cellules à savoir cinq. Ces 5 modes sont successivement les modes $TM_{010-\pi/5}$ ($f_{\pi/5}=696.004$ MHz), $TM_{010-2\pi/5}$ ($f_{2\pi/5}=698.433$ MHz), $TM_{010-3\pi/5}$ ($f_{3\pi/5}=701.321$ MHz), $TM_{010-4\pi/5}$ ($f_{4\pi/5}=703.557$ MHz) et $TM_{010-\pi}$ ($f_{\pi}=704.424$ MHz).

A la résonance de la cavité dans le mode fondamental et dans le cas d'une onde stationnaire, le champ électrique est purement longitudinal sur l'axe de la cavité ($E_r=0$ à $r=0$) ; de plus il est en opposition de phase dans deux cellules adjacentes. Le champ électrique change de signe toutes les demi périodes et satisfait à la condition de synchronisme (demi période : $(T/2)=L_{\text{cellule}}/V_{\text{particule}}$). De ce fait, les conditions favorables d'accélération seront assurées tout le long de la structure.

Ce mode $TM_{010-\pi}$, également appelé « mode- π » ou encore mode accélérateur, possède une configuration spatiale de champ électrique permettant une accélération si la vitesse de particule est égale à la vitesse de phase de l'oscillation (Fig.2.2).

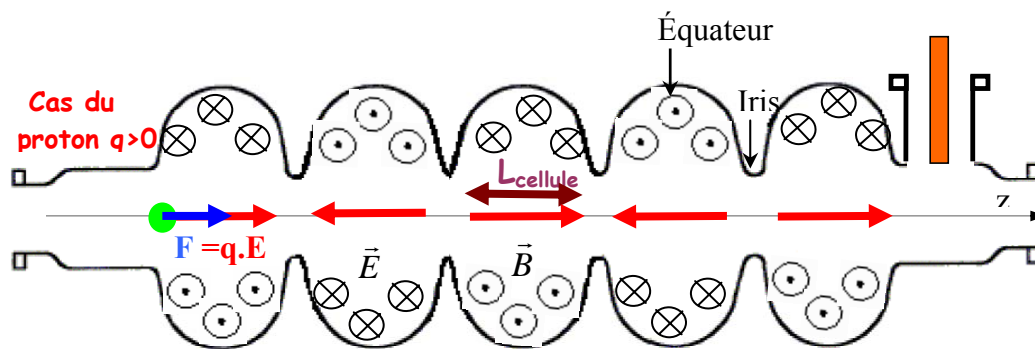


Figure 2.2: Principe d'accélération dans une cavité pentacellule dans le mode TM_{010} .

On présente en figure 2.3 :

- a) Les lignes de champs électriques calculés à l'aide de SUPERFISH pour le mode fondamental à $f=704$ MHz.
- b) Les profils des composantes radiale (E_r) et axiale (E_z) suivant l'axe de la cavité.

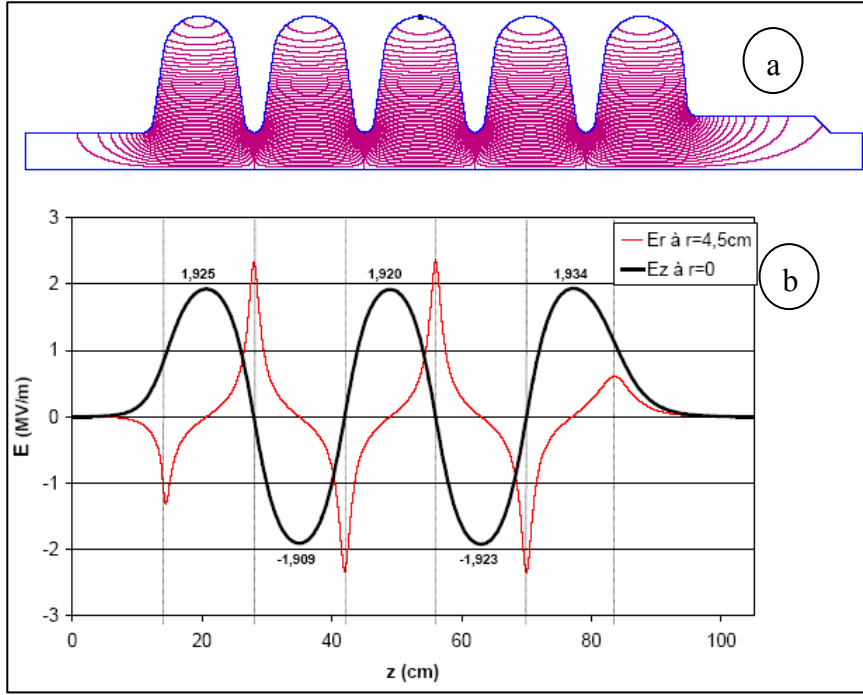


Figure 2.3: a) Lignes de champs électrique dans le mode TM010, b) Profils axiaux des champs électriques longitudinal et radial dans une cavité pentacellule en mode π , calcul effectuée avec Superfish [2.3].

2.2.2 Gain d'énergie et champ accélérateur

Dans le cas d'une particule de charge positive ($q>0$), le gain d'énergie lors de son passage durant la phase positive du champ électrique est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta U = q \cdot \int_{t_0}^{t_{L_{acc}}} \vec{E} \cdot \vec{v} \cdot dt \quad (2.15)$$

Avec

E : Champ électrique sur l'axe faisceau $E(r=0, z)$.

V : Vitesse de la particule.

t_0 : Instant d'entrée de la particule dans la première cellule.

$t_{L_{acc}}$: Instant de sortie de la dernière cellule.

L_{acc} : Longueur de la section accélératrice.

Le champ accélérateur E_{acc} développé par la cavité dans le mode $TM_{010-\pi}$ est défini par la relation:

$$E_{acc} = \frac{|\Delta U|}{qL_{acc}} = \frac{1}{L_{acc}} \left| \int_{t_0}^{t_{L_{acc}}} E(r=0, z) \cdot e^{j\omega_0 t} \cdot v \cdot dt \right| \quad (2.16)$$

Si on remplace la vitesse de la particule par la coordonnée spatiale ($dz = v dt$), l'équation précédente donne une expression plus simple de E_{acc} :

$$E_{acc} = \frac{1}{L_{acc}} \left| \int_0^{L_{acc}} E(r=0, z) e^{j\omega_0 z / \beta c} dz \right| \quad (2.17)$$

Le champ accélérateur réel $E_{réel}$ vu par la particule a pour expression :

$$E_{réel} = \frac{\text{Re}(\Delta U)}{qL_{acc}} = E_{acc} \cos(\varphi_s) \quad (2.18)$$

Le paramètre φ_s est appelé la phase synchrone : cette phase représente le déphasage entre l'onde RF et la particule incidente. Sa valeur est fixée par les études de dynamique faisceau. La valeur de cette phase est souvent choisie pour des raisons de stabilité du faisceau $\varphi_s = -30^\circ$ [2.2].

2.2.3 Bêta géométrique

En se référant à la cavité pentacellules, on définit le facteur bêta géométrique β_g qui s'identifie aussi à la vitesse relative de la particule ($\beta = v/c$):

$$\beta_g = \frac{2L_{acc} f_0}{c} \quad (2.19)$$

Où f_0 désigne la fréquence du mode fondamental TM_{010} .

Cette dernière relation, qui est un élément essentiel dans la conception d'une cavité accélératrice, permet d'assurer la meilleure synchronisation entre l'onde RF et la particule.

2.2.4 Champs électromagnétiques pics de surface

Les valeurs numériques des champs électromagnétiques pics de surface, qui sont calculées à l'aide de codes de calcul électromagnétique, sont généralement mesurés en se référant au champ accélérateur E_{acc} de la cavité.

Pour la cavité pentacellule, on a les relations [2.3] :

$$\frac{E_{pk}}{E_{acc}} = 2.61 \quad \frac{B_{pk}}{E_{acc}} (\text{mT} / \text{MV} / \text{m}) = 4.78$$

2.2.5 Facteur de qualité

Le facteur de qualité d'une cavité est défini comme le rapport de l'énergie électromagnétique emmagasinée U à l'énergie dissipée dans la cavité par cycle RF (P_d / ω_0). Il est noté Q_0 et a pour expression :

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{U}{P_d} \quad (2.20)$$

Les puissances dissipées sont généralement des pertes RF dissipées par effet Joule dans les parois de la cavité. Elles sont dues aux champs magnétiques de surface qui sont intenses dans les zones équatoriales de la cavité.

En notant R_s , la résistance de surface de la paroi métallique, les pertes RF par effet Joule ont pour expression.

$$P_d = \frac{1}{2} \int_S R_s |H_s|^2 dS \quad (2.21)$$

Où H_s désigne le champ magnétique surfacique.

A la résonance, l'énergie électromagnétique emmagasinée U dans la cavité a pour expression :

$$U = \frac{1}{2} \epsilon_0 \int_V |E|^2 dV = \frac{1}{2} \mu_0 \int_V |H|^2 dV \quad (2.22)$$

D'après les équations (2.21, 2.22), l'expression du facteur de qualité de la cavité peut se mettre sous la forme:

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{U}{P_d} = \omega_0 \cdot \frac{\mu_0 \int_V |H|^2 dV}{\int_S R_s |H_s|^2 dS} \quad (2.23)$$

Si la résistance de surface de la cavité est uniforme, le facteur de qualité de la cavité peut s'écrire:

$$Q_0 = \frac{G}{R_s} \text{ avec } G = \omega_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{\int_V |H|^2 dV}{\int_S |H|^2 dS} \quad (2.24)$$

Le facteur G est appelé facteur géométrique. Il dépend du mode et possède la dimension d'une résistance. Dans un mode donné, le facteur G permet de comparer les performances RF des cavités qui diffèrent par leurs géométries. Dans le cas de la cavité pentacellules on a $G=190\Omega$.

On utilise souvent, dans les tests des cavités la courbe du facteur de qualité en fonction du gradient accélérateur noté $Q_0=f(E_{acc})$ pour caractériser les performances RF de la cavité.

2.2.6 Impédance shunt

L'impédance shunt noté r_{shunt} , représente la résistance équivalente d'une cavité. Elle a pour expression :

$$r_{shunt} = \frac{(\Delta U)^2}{P_d} \quad (2.25)$$

Dans la pratique, on utilise une autre expression de l'impédance shunt, qui dépend du champ accélérateur et de la longueur accélératrice:

$$r_{\text{shunt}} = \frac{(E_{\text{acc}} \cdot L_{\text{acc}})^2}{2P_d} \quad (2.26)$$

Ceci nous permet de définir un autre rapport important ne dépendant que de la géométrie de la cavité et permettant de caractériser ses performances RF. Ce rapport a pour expression:

$$\frac{r_{\text{shunt}}}{Q_0} = \frac{(E_{\text{acc}} \cdot L_{\text{acc}})^2}{2U\omega_0} \quad (2.27)$$

Ainsi, à énergie stockée et à fréquence donnée, plus le rapport (r/Q) est grand plus le gradient accélérateur développé est important.

2.2.7 Rapport de résistivité résiduelle RRR

Le RRR (Residual Resistance Ratio) est le rapport des résistivités électriques d'un conducteur respectivement à 273K et à 4.2K:

$$RRR = \frac{\rho(273K)}{\rho(4.2K)} \quad (2.28)$$

Précisons que dans la pratique, on utilise souvent la valeur de la résistivité électrique à la température ambiante ($T \approx 300K$) au lieu de celle au point de fusion de la glace ($T=273K$).

Ce rapport sert à évaluer la pureté d'un métal. En effet, la résistivité électrique à basse température est principalement due aux chocs des électrons de conduction avec les impuretés et les imperfections du réseau cristallin. Ainsi, plus le RRR est élevé, plus la résistivité à basse température est faible et donc plus le matériau est pur.

2.3 Notions de supraconductivité

2.3.1 Propriétés des supraconducteurs

Dans le cadre de l'application de la supraconductivité aux accélérateurs de particules, nous allons présenter une description succincte des principales propriétés caractéristiques de ce phénomène. Des explications approfondies peuvent être trouvées dans de nombreux ouvrages et articles [2.7], [2.8].

La supraconductivité a été découverte en 1911 par le physicien Hollandais Kammerlingh Onnes. En travaillant sur le mercure, il a remarqué qu'une fois refroidi à la température de l'hélium liquide ($T=4.2K$), sa résistivité chute de façon brutale et considérable et devient presque nulle en dessous d'une certaine température T_c dite température critique (Fig.2.4).

La principale propriété d'un supraconducteur est l'absence de résistivité électrique en dessous d'une certaine température critique T_c , en courant continu ou lentement variable. Cette propriété est

notamment vérifiée par les expériences des courants persistants qui conduisent à des valeurs de résistivité électrique des supraconducteurs 10^{16} plus faibles que celle d'un métal normal résistif.

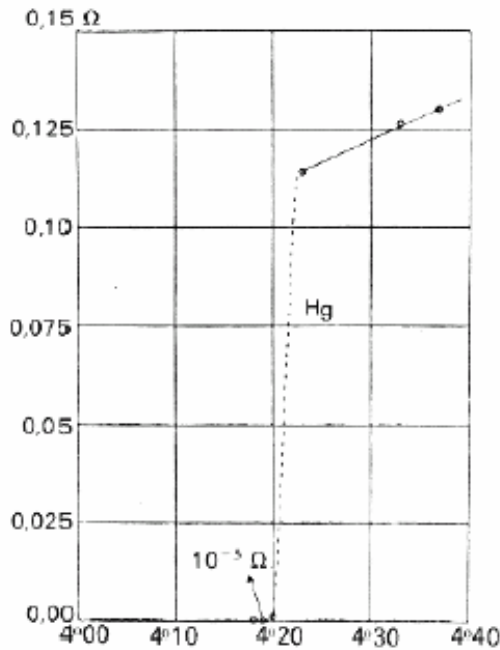


Figure 2.4: Variations de la résistivité du mercure en fonction de la température [2.7].

Les études expérimentales montrent que l'état supraconducteur est observé sous trois principales conditions:

- 1) La température T doit être inférieure à la température critique du matériau ($T < T_c$).
- 2) Le champ magnétique extérieur appliqué H_{ext} doit être inférieur au champ magnétique critique H_c ($H_{ext} < H_c$).
- 3) La densité de courant appliquée J doit être inférieure à la densité de courant critique J_c ($J < J_c$).

Il existe une relation quadratique entre le champ magnétique critique et la température pour un supraconducteur:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (2.29)$$

Avec $H_c(0)$ le champ magnétique critique au zéro absolu.

Les principales caractéristiques critiques des supraconducteurs sont résumées dans le diagramme présenté en figure 2.5. Si l'une des trois conditions précédentes n'est pas satisfaite le matériau est dans l'état normal résistif.

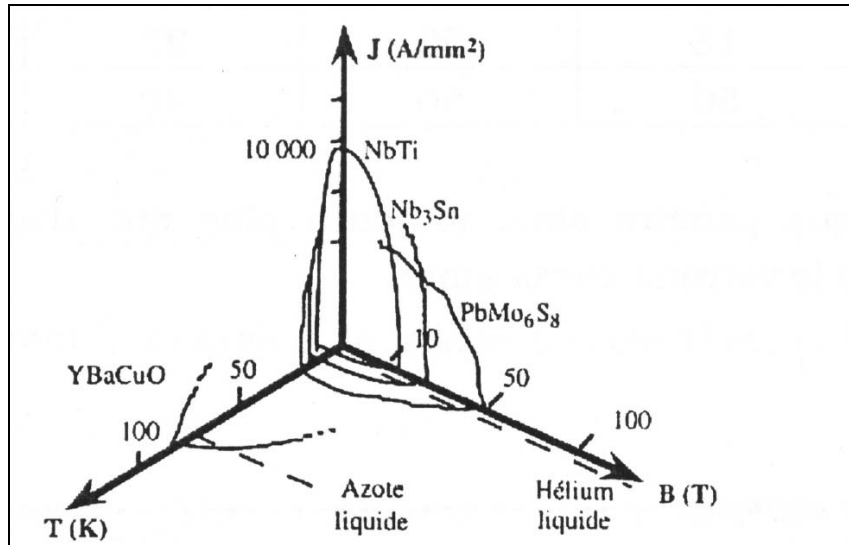


Figure 2.5 : Diagramme de phase de matériaux supraconducteurs [2.7].

Plusieurs théories ont été développées pour expliquer la supraconductivité. Les premiers modèles de London puis de Ginzburg et Landau sont des modèles phénoménologiques: ils ont essayé de décrire macroscopiquement le phénomène. Il a fallu attendre la théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer (théorie BCS) pour élaborer une interprétation quantique des principales propriétés de la supraconductivité [2.9].

2.3.2 Modèle de London

Fritz et Heinz London ont introduit la notion de courant surfacique J_s appelé aussi « super courant » qui permet l'écrantage du champ magnétique externe B . En combinant les équations de l'électrodynamique classique aux équations de Maxwell, ils ont obtenu les deux relations suivantes entre J_s et B :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{J}_s = -\frac{n_s \cdot e^2}{m_e} \cdot \vec{B} \end{array} \right. \quad (2.30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \cdot \vec{J}_s \end{array} \right. \quad (2.31)$$

Avec :

m_e : Masse de l'électron.

n_s : Densité des électrons appariés (paires de Cooper) par unité de volume. Ce sont ces paires qui véhiculent le supercourant.

e : Charge électrique élémentaire.

En combinant les deux équations précédentes, on obtient l'équation permettant de calculer la distribution du champ magnétique dans le supraconducteur :

$$\Delta \vec{B} - \frac{1}{\lambda_L^2} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.32)$$

$$\text{Avec } \lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 \cdot n_s \cdot e^2}} \quad (2.33)$$

λ_L étant la profondeur caractéristique de pénétration du champ magnétique ou profondeur de London.

La résolution de l'équation (2.32) dans le cas d'un système unidimensionnel conduit au profil $B(x)$ schématisé en figure 2.6.

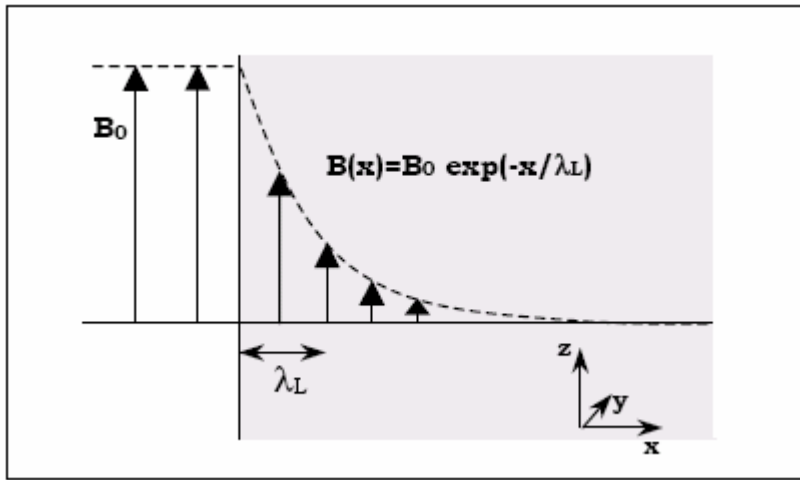


Figure 2.6: Décroissance du champ magnétique B dans un supraconducteur.

Ainsi le champ magnétique subit une atténuation exponentielle de longueur caractéristique λ_L dans le supraconducteur. C'est précisément dans cette région de faible épaisseur où sont confinés les courants d'écrantage. Ce sont également ces courants qui induisent un champ magnétique à la surface du supraconducteur qui s'oppose au champ magnétique externe appliqué tant que ce dernier est inférieur au champ magnétique critique.

2.3.3 Théorie BCS

Contrairement aux autres théories phénoménologiques, cette théorie microscopique repose sur une description quantique de la supraconductivité par l'intermédiaire de l'appariement d'électrons de conduction ou formation « paire de Cooper », via les vibrations des ions positifs du réseau cristallin du métal ou phonons [2.9].

D'après les lois de la mécanique quantique, les deux électrons appariés obéissent à la statistique de Fermi Dirac et au principe d'exclusion de Pauli; leurs quantités de mouvement ainsi que leurs spins respectifs sont anti parallèles (égaux et opposés).

L'énergie ε_F des électrons au niveau de Fermi est donnée par:

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 (3\pi N)^{2/3}}{2m_e} \quad (2.34)$$

Où \hbar est la constante de Planck et (N/V) la densité électronique dans le métal.

L'expression de la vitesse de Fermi V_F est ainsi:

$$v \approx v_F = \sqrt{\frac{2\varepsilon_F}{m_e}} \quad (2.35)$$

Pour le niobium $\varepsilon_F = 5.32 \text{ eV}$ et $v_F = 1.37 \cdot 10^6 \text{ m/s}$.

Dans un métal normal résistif, la résistivité électrique ρ est dû à la diffusion des électrons de conduction par:

a) Les vibration quantifiées du réseau cristallin excitées thermiquement ou phonons dont la densité et l'énergie augmentent avec la température (pour $T \sim \theta_D$) où θ_D est la température de Debye du métal.

b) Les défauts ponctuels et les impuretés du réseau cristallin.

C'est ce dernier mécanisme qui domine la résistivité électrique aux températures cryogéniques ($T \ll \theta_D$) et $\rho = \rho_r$ où ρ_r désigne la résistivité résiduelle.

En effet, lors du passage d'un électron de conduction dans le réseau, il interagit avec les ions positifs, ce qui entraîne une déformation du réseau et un déséquilibre électrique (formation d'une zone avec une charge positive). Ce déséquilibre a une durée $\sim 10^{-13} \text{ s}$ du fait de l'inertie importante des ions par rapport à celle des électrons (temps de relaxation des électrons du niveau de Fermi $\sim 10^{-16} \text{ s}$). Il en résulte alors une attraction entre les électrons via le réseau, malgré la force de répulsion coulombienne. C'est par ce mécanisme (Fig.2.7) que se forment des paires de Cooper fortement corrélées: les spins et les quantités de mouvement des électrons ainsi appariés sont antiparallèles (égaux et opposés).

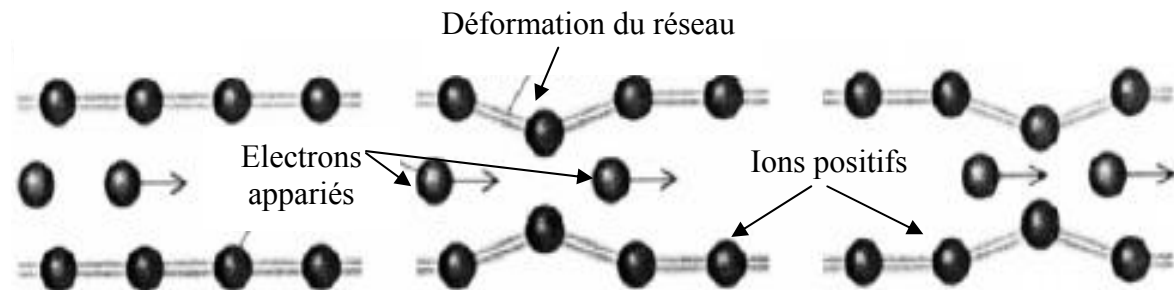


Figure 2.7: Interaction électrons / phonons, formation des paires de Cooper.

L'extension spatiale des paires de Cooper est donnée par la longueur de cohérence ξ_0 :

$$\xi_0 = \frac{\hbar \cdot V_F}{\pi \Delta} \quad (2.36)$$

Précisons qu'il s'agit ici d'un processus à longue portée où les paires de Cooper peuvent s'enchevêtrer.

L'énergie nécessaire pour former une paire de Cooper ou énergie d'appariement est précisément $2\Delta(T)$. La valeur de l'énergie d'appariement au zéro absolu est donnée par :

$$2\Delta(0K) = 4\hbar\omega_D \cdot e^{-\frac{1}{n(\epsilon_F) \cdot V^*}} \quad (2.37)$$

Avec :

ω_D : Pulsation de Debye du réseau cristallin.

$n(\epsilon_F)$: Densité d'électrons au niveau de Fermi.

V^* : Potentiel d'interaction électron / phonon.

En présence d'impuretés dans le métal, la longueur de cohérence effective ξ est donnée par la relation:

$$\frac{1}{\xi} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{L_p} \quad (2.38)$$

Avec L_p le libre parcours moyen des électrons normaux dans le cristal.

Précisons que les paires de Cooper sont des bosons qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Ces paires se condensent et occupent ainsi le même état quantique dont l'énergie est la plus basse. Ces paires, fortement corrélées, sont décrites par une seule et même fonction d'onde macroscopique et n'interagissent ni avec les phonons ni avec les défauts du réseau, d'où l'absence de résistivité électrique.

La théorie BCS prévoit l'existence d'une bande interdite au voisinage du niveau de Fermi. La largeur de cette bande n'est autre que la moitié de l'énergie 2Δ nécessaire à la formation des paires de Cooper. L'énergie d'appariement au zéro absolu est proportionnelle à la température critique T_c du matériau:

$$\Delta(0K) = 1.76 \cdot k_B \cdot T_c \quad (2.39)$$

2.4 Résistance de surface

Dans un métal normal résistif, le champ électromagnétique RF subit une atténuation exponentielle sur une longueur caractéristique δ appelée épaisseur de peau ($H = H_0 \exp(-\frac{x}{\delta})$).

L'épaisseur de peau dépend à la fois de la résistivité électrique et de la fréquence de l'onde RF :

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \mu}} \quad (2.40)$$

Tant que l'épaisseur de peau est grande par rapport au libre parcours moyen des électrons L_p ($L_p \ll \delta$) ; ce qui est généralement le cas à la température ambiante ($T \sim \theta_D$), la résistance de surface R_s est donnée par:

$$R_s = \frac{\rho}{\delta} \quad (2.41)$$

Cette dernière expression est valable pour le régime dit d'effet de peau normal, pour lequel la résistance de surface diminue avec la température.

Par contre, aux températures cryogéniques ($T < 100K$) et tout spécifiquement dans le cas des métaux très purs, le libre parcours moyen, qui augmente quand T diminue, peut devenir du même ordre de grandeur voire supérieur à δ . Il s'agit alors de l'effet de peau anormal et la résistance de surface, qui devient indépendante de T , est donnée par l'expression:

$$R_s = \left(\sqrt{3} \cdot \pi \cdot \rho \cdot L_p \cdot \left(\frac{\omega \cdot \mu}{4 \cdot \pi} \right)^2 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.42)$$

Contrairement au cas du courant continu ou lentement variable, un matériau supraconducteur soumis à un champ électromagnétique RF est le siège de pertes résistives par effet Joule. Ces pertes sont dues à l'interaction entre les électrons normaux (non appariés) et les phonons ou défauts du réseau.

Ces pertes sont alors caractérisées par une résistance de surface du supraconducteur. Bardeen, Cooper et Schrieffer ont élaboré une théorie permettant le calcul de la résistance de surface d'un supraconducteur en régime RF.

L'expression de la résistance de surface d'un supraconducteur selon la théorie BCS [2.2] est relativement complexe :

$$R_s(T) = A(\lambda, \xi, L_p, v_F) \cdot \frac{f^2}{T} \cdot e^{-\frac{\Delta(0)}{k_B \cdot T}} + R_{res} \quad (2.43)$$

Avec:

$A(\lambda, \xi, L_p, v_F)$: Paramètre dépendant du matériau et déterminé expérimentalement.

R_{res} : Résistance résiduelle dépendant de multiples paramètres (défauts, impuretés, champ magnétique piégé). Sa valeur peut varier selon les cas de quelques $n\Omega$ à quelques dizaines de $n\Omega$.

Dans la pratique, on utilise une formulation simplifiée de cette résistance de surface, valable pour $T < (T_c/2)$. Dans notre cas, nous utilisons des formules semi-empiriques, parmi lesquelles celle utilisée pour le niobium [2.2]:

$$R_s \approx 9.10^{-5} \cdot \frac{f^2}{T} e^{-1.83 \cdot \frac{T_c}{T}} + R_{res} \quad (2.44)$$

Avec $T_c = 9.26$ K pour le niobium et f la fréquence exprimée en GHz, R_s étant exprimé en Ω .

2.5 Avantages des cavités supraconductrices

Les principaux avantages des cavités RF supraconductrices, comparativement aux structures chaudes (en cuivre), sont :

- 1) Performances RF élevées et haut rendement d'accélération.
- 2) Fort cycle utile, voire fonctionnement en mode continu.
- 3) Une fréquence de fonctionnement plus basse ($f \leq 3$ GHz), ce qui permet d'avoir des tubes faisceaux plus larges réduisant ainsi les risques d'activation suite à des pertes du faisceau.
- 4) Faisceau plus stables et de meilleure qualité.

Cependant le choix d'une technologie supraconductrice ou normale résistive est principalement déterminé par des critères de performance RF et de rendement d'accélération.

Le rendement d'accélération est simplement le rapport de la puissance effectivement fournie au faisceau de particules à la puissance électrique consommée. Dans le cas d'une cavité supraconductrice, la résistance de surface est 10^5 à 10^6 fois plus faible que celle d'une structure accélératrice en cuivre opérant à 300K. Il en résulte une réduction des pertes RF par effet Joule dans la paroi dans les mêmes proportions. Par conséquent, la majeure partie de la puissance RF est transmise au faisceau dans le cas d'une cavité supraconductrice. Cet avantage constitue un gain énorme pour des grandes machines où il y a plusieurs dizaines de cavités accélératrices (LINAC EUROTRANS, SNS, TESLA, XFEL...)

Par ailleurs, d'un point de vue financière, un gain très important est également réalisé sur les coûts d'exploitation en utilisant des cavités supraconductrices au lieu des structures chaudes. A titre d'illustration, dans le cadre du projet EURISOL, ce gain est estimé à 2M€ par an [2.10].

2.6 Phénomènes limitant les performances des cavités supraconductrices

De nombreux phénomènes limitent les performances RF des cavités supraconductrices, notamment le facteur de qualité Q_0 et le gradient accélérateur maximal que l'on peut atteindre.

De manière très générale, les phénomènes qui limitent les performances RF des cavités supraconductrices sont assez complexes. Cependant, les principaux phénomènes peuvent être classés en trois catégories :

- 1) Emission électronique par effet de champ.

2) Multipacting.

3) Stabilité thermique ou quench.

2.6.1 Emission de champ

Une paroi soumise à un champ électrique intense $\sim 10\text{MV/m}$ peut être le siège d'émission électronique par effet de champ. Ce phénomène a essentiellement lieu dans les irrégularités géométriques de la surface ainsi que dans les poussières métalliques ou diélectriques adhérent à la paroi interne de la cavité. Les électrons ainsi émis, peuvent être accélérés jusqu'à une énergie de l'ordre de 1MeV par le champ électrique dans la cavité absorbant ainsi la majeure partie de la puissance RF. L'énergie cinétique acquise est principalement dissipée sous forme de chaleur lors de l'impact des électrons sur les parois. Précisons que le courant des électrons émis croît exponentiellement avec le champ électrique de surface et peut atteindre des dizaines de microampères. L'émission de champ s'accompagne souvent d'émission de rayons X due au rayonnement de freinage dans le matériau.

2.6.2 Le multipacting

Contrairement à l'émission électronique classique, le phénomène de multipacting est un phénomène résonnant. Plus précisément, les électrons primaires arrachés à la paroi à basse énergie et accélérés par le champ électrique RF provoquent une émission d'électrons secondaires lors de leurs impacts sur une autre région. Sous certaines conditions, ce phénomène d'avalanche conduit très rapidement à une multiplication exponentielle des électrons.

Il y a deux conditions essentielles pour que le phénomène ait lieu :

1) Une condition de phase, c'est-à-dire que la durée du libre parcours moyen de l'électron soit un multiple entier de la période RF.

2) Une condition de multiplication : c'est-à-dire que le rapport du nombre d'électron secondaire au nombre d'électrons primaires doit être supérieur à l'unité.

Précisons que ce rapport est appelé coefficient d'émission secondaire: il dépend notamment du matériau et de son état de surface.

Le multipacting peut se produire aussi bien dans les cavités que dans les coupleurs de puissance notamment durant la phase de conditionnement.

Des codes de simulations [2.11] permettent de modéliser ce phénomène dans les cavités, les fenêtres et les coupleurs de puissance.

Quand ces émissions résonnantes des électrons se produisent, elles peuvent absorber presque la totalité de la puissance RF. D'où l'impossibilité d'augmenter le champ accélérateur: On parle alors

de barrière de multipacting. Il est donc nécessaire d'avoir un état de surface le plus propre possible pour limiter le nombre de sites émetteurs.

2.6.3 Le quench thermique

La présence d'un défaut de surface ou d'une inclusion métallique d'impuretés provoque un échauffement local à cause des pertes RF par effet Joule sous l'effet d'un champ magnétique surfacique intense. Il en résulte une importante augmentation de la température de la paroi RF qui peut devenir supérieure à la température critique du supraconducteur. Ce qui a pour conséquence une transition locale à l'état normal résistif. La taille de la zone normale augmente alors très rapidement jusqu'à atteindre une taille voisine de celle de la cavité. Ce qui entraîne une forte diminution du facteur de qualité et une désadaptation d'impédance: la puissance RF est alors complètement réfléchi entraînant une diminution brutale du champ accélérateur dans la cavité. Un polissage chimique de la cavité à l'acide est nécessaire pour éliminer ces défauts et inclusions et améliorer ainsi son état de surface.

Un rinçage de la cavité à l'eau haute pression (HPR) et un montage en salle blanche sous flux laminaire sont aussi nécessaires pour éliminer les poussières et éviter toute contamination particulaire. Enfin, le choix de matériaux de haute pureté ($RRR > 200$) est indispensable pour stabiliser thermiquement les défauts éventuels.

La figure 2.8 résume schématiquement les différents phénomènes qui limitent les performances des cavités.

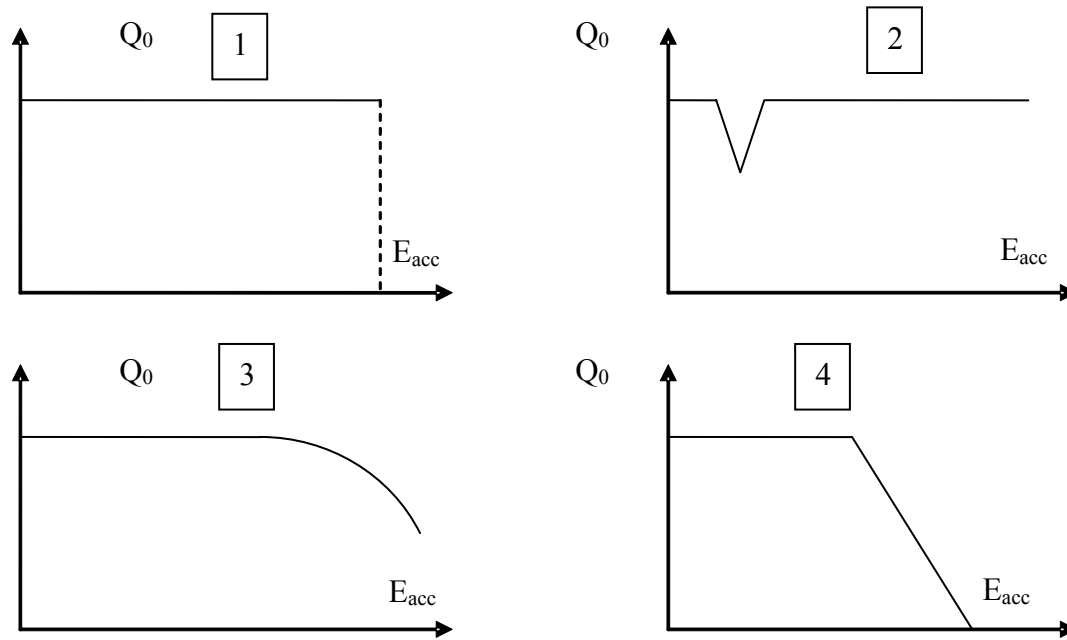


Figure 2.8: Différents types de phénomènes limitant les performances d'une cavité supraconductrice. 1: Quench thermique. 2: Multipacting. 3: Pente de Q_0 à haut gradient : Q-slope. 4: Emission électronique.

2.7 Les coupleurs de puissance

2.7.1 Rôle

Le coupleur de puissance est un élément essentiel du système d'accélération: il permet de transmettre la puissance RF de la source au faisceau de particules via la cavité. L'obtention de bonnes performances du système d'accélération nécessite l'utilisation d'un coupleur de puissance qui permet le transfert de la puissance RF le plus efficacement possible avec le minimum de charges thermiques vers le réfrigérateur opérant à 2K ou 4.2K.

D'autre part, le coupleur est une interface critique entre le guide d'onde acheminant la puissance RF ($T=300K$, pression atmosphérique) et la cavité qui est sous vide ($\sim 10^{-8}$ mbar) et à basse température ($T=2K$ ou $4.2K$).

Pour assurer un fonctionnement fiable et stable de l'accélérateur, il est donc nécessaire que le coupleur soit conçu et réalisé très soigneusement pour répondre à ces exigences. En effet, la conception et la mise en œuvre d'un coupleur de puissance fait appel à des connaissances dans diverses disciplines (RF, cryogénie, mécanique, sciences des matériaux...). De nombreuses étapes d'études, de modélisations et de tests sont nécessaires pour la réalisation et la mise en œuvre d'un coupleur de puissance.

Dans ce qui suit, on va s'intéresser uniquement aux coupleurs de puissance de type coaxial: c'est la géométrie qui a été choisie pour les cavités supraconductrices de la section haute énergie du LINAC à protons à forte intensité du programme EUROTRANS.

2.7.2 Structure et fonctionnement d'un coupleur de puissance

Un coupleur de puissance coaxial (Fig.2.9, Fig.2.10) est composé des éléments suivants :

1) Conducteur externe: Il représente l'enveloppe externe de la ligne coaxiale dont l'impédance est généralement de 50Ω . Il est formé d'une paroi en inox recouverte sur sa surface interne par un dépôt de cuivre d'épaisseur égale à une dizaine d'épaisseur de peau δ . Ce dépôt, généralement de faible RRR (10 à 30), permet de minimiser les pertes RF par effet Joule et les pertes thermiques statiques par conduction de la température ambiante ($T=300K$) aux températures cryogéniques ($T\leq 4.2K$).

2) Conducteur interne: C'est l'âme de la ligne coaxiale. Il joue le rôle d'antenne assurant le couplage électrique entre l'onde électromagnétique RF dans le coupleur et l'onde stationnaire qui s'établit dans la cavité. Il consiste en un tube en cuivre de haute pureté ($RRR\geq 60$) de manière à réduire les pertes RF par effet Joule ainsi que le gradient de température le long de l'âme

2) La fenêtre: C'est l'un des éléments clés du coupleur. Elle assure la transmission optimale de la puissance RF avec des pertes diélectriques minimales. Elle doit également assurer l'adaptation d'impédance entre les deux parties coaxiales de part et d'autre de la fenêtre. Enfin, elle permet d'isoler le vide de la cavité de l'air atmosphérique dans le guide d'onde.

3) L'extension externe: C'est une prolongation du conducteur externe mais du côté chaud ($T\sim 300K$) et à l'air ambiant du guide d'onde.

4) L'extension interne: C'est une prolongation du conducteur interne mais du côté chaud et à l'air ambiant du guide d'onde.

5) Transition guide d'onde rectangulaire–ligne coaxiale ou doorknob: C'est un élément d'adaptation d'impédance entre la ligne coaxiale et le guide d'onde rectangulaire.

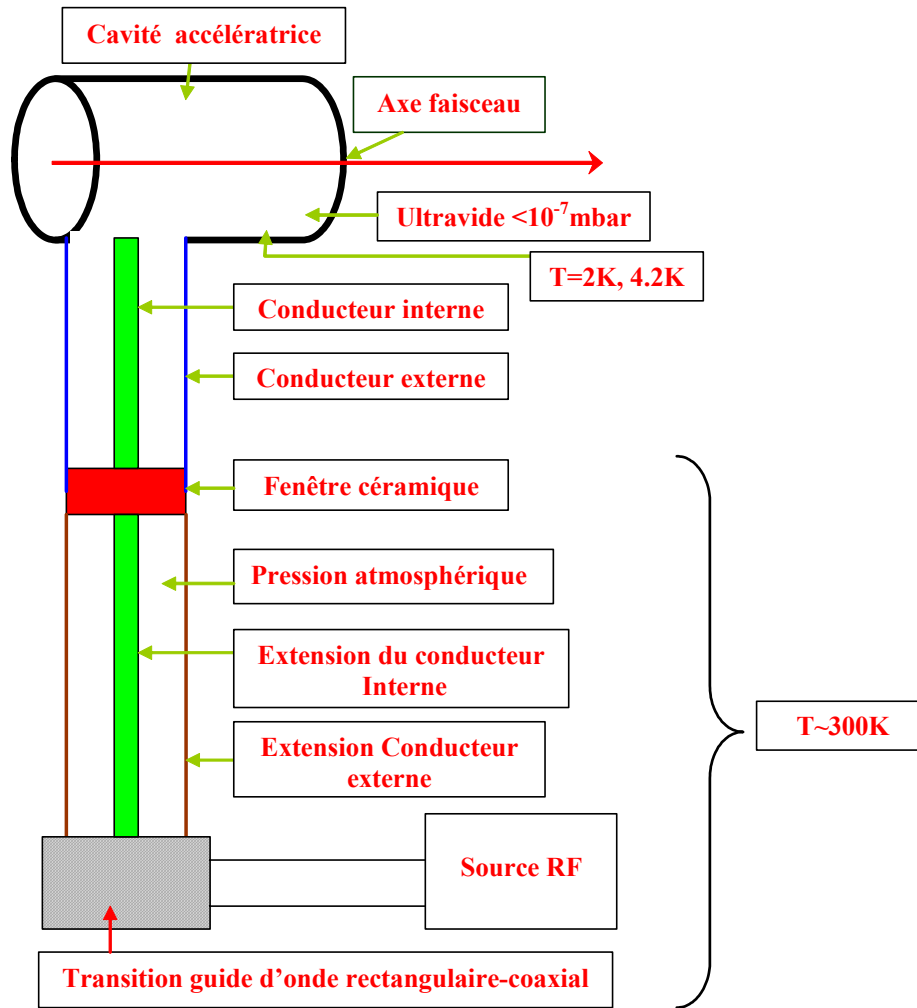


Figure 2.9 : Structure d'un coupleur de puissance coaxial

L'onde RF en provenance de la source de puissance se propage dans le guide d'onde rectangulaire jusqu'à la transition avec le coupleur coaxial. Ensuite, elle se propage dans l'espace annulaire formé par les extensions des conducteurs interne et externe. Puis, elle est transmise par la fenêtre vers la ligne coaxiale assurant le couplage avec la cavité. Enfin, l'onde RF est transmise au faisceau via la cavité (Fig.2.10). Bien évidemment l'onde RF subit des atténuations et des réflexions dans les différents éléments du coupleur. D'autre part, les champs électromagnétiques engendrent des dissipations d'énergie dans les différents composants du coupleur: **1)** le champ magnétique de surface produit des pertes par effet Joule dans les parties métalliques, **2)** le champ électrique produit des pertes diélectriques principalement dans la fenêtre.

Afin de réduire les échauffements dus à ces dissipations, qui risquent de dégrader les performances du système d'accélération voire de provoquer des dommages dans le coupleur, il est impératif d'assurer un refroidissement efficace du coupleur. Ainsi, le design thermique du coupleur

constituent l'un des étapes essentielles dans la conception des coupleurs transmettant des puissances RF moyennes élevées ($\sim 100\text{kW}$).

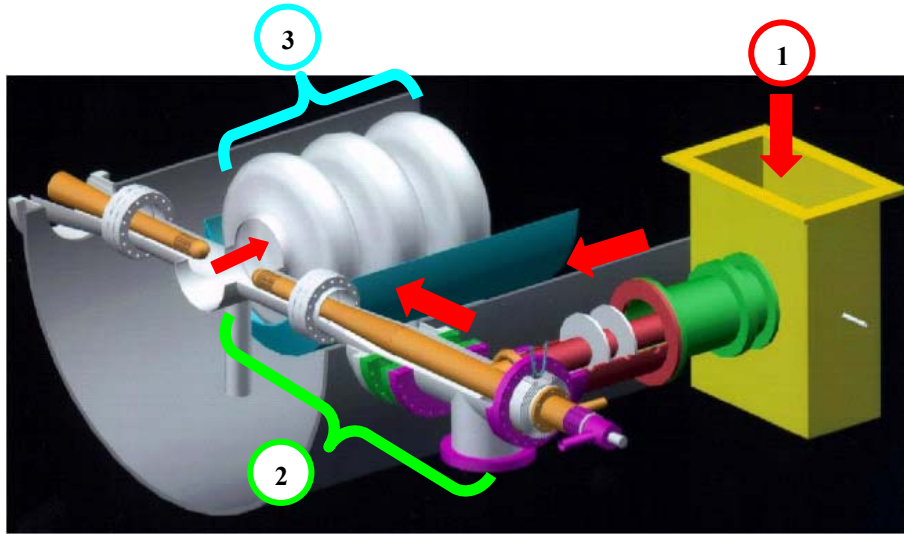


Figure 2.10: Schéma de principe de l'ensemble cavité et coupleur [2.11]. **1:** Passage de l'onde RF à partir de la source, **2:** Coupleur de puissance, **3:** Cavité accélératrice.

2.8 Evolution des coupleurs de puissance dans les accélérateurs

La première génération de coupleurs de puissances dédiés aux cavités RF supraconductrices a été utilisée dans les accélérateurs TRISTAN [2.12], HERA [2.13] et LEP II [2.14] pour délivrer au faisceau des puissances RF comprises entre 50kW et 100kW . Ces coupleurs étaient limités en termes de performances à cette gamme de puissance. Néanmoins, ils ont constitué une première expérience réussie en termes de méthodologie de conception, de test et de procédures de fabrication.

La deuxième génération a profité de l'accumulation du savoir faire dans les différents laboratoires de recherche pour trouver des solutions technologiques adaptées aux problèmes de limitations de puissance. Cette nouvelle génération a été utilisée dans les projets APT [2.15], LHC [2.16] et CESR [2.17]. A titre d'exemple, Le coupleur coaxial KEKB [2.15] a atteint une puissance RF moyenne de 1MW sur le banc de conditionnement et 380kW en fonctionnement nominal sur l'accélérateur.

Récemment, il y a un regain d'intérêt au développement de coupleurs de puissance pour les cavités supraconductrices suite à l'adoption par la communauté internationale de la technologie supraconductrice pour le développement des futurs accélérateurs d'électrons et de protons.

On peut notamment citer le développement des coupleurs de puissance coaxiaux opérant en mode pulsé. Ils sont utilisés dans une machine récente déjà en fonctionnement : le LINAC à protons de

haute intensité de la source à neutrons de spallation SNS [2.18] (Energie: 1.4MW, Intensité: 1.4mA, Cycle utile: 60Hz).

Enfin des coupleurs de puissance opérants à des fortes puissances crêtes en mode pulsé seront utilisés pour deux machines à électrons : **1)** le projet européen de laser à électrons libre XFEL [2.20], **2)** le futur collisionneur électrons/proton ILC (International Linear Collider) [2.19] pour la physique des particules qui est en phase de R&D et dont la construction n'est pas encore décidée.

On a résumé dans le tableau 2.1 quelques caractéristiques des coupleurs de puissance utilisés dans différents accélérateurs à travers le monde.

On présente en figure 2.11–2.14 quelques photos de coupleurs de puissance de réalisations récentes.

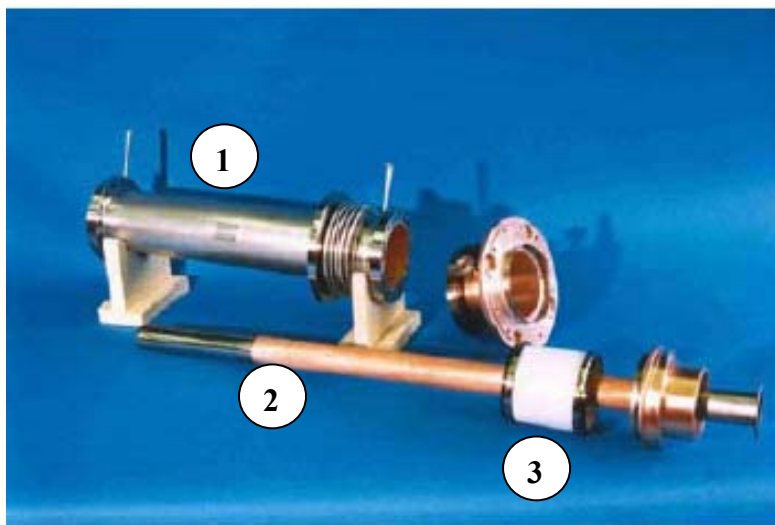


Figure 2.11 : Coupleur de puissance pour LEP II [2.22]. **1:** Conducteur externe, **2:** Conducteur interne, **3:** Fenêtre.

Tableau 2.1: Caractéristiques de quelques coupleurs dans le monde [2.21]

Accélérateur	Fréquence (MHz)	Type de coupleur	Type de fenêtre	Puissance maximale
LEP II (Fig.2.11)	352	Coaxial fixe	Cylindrique	Test: 565kW en TW (mode d'onde progressive) 380kW en SW (mode d'onde stationnaire) Fonctionnement: 100kW, pulsé
LHC (Fig.2.12)	400	Coaxial variable (dynamique 60 mm)	Cylindrique	Test: 500kW en TW 300kW en SW, pulsé
HERA	500	Coaxial fixe	Cylindrique	Test : 300kW en TW Fonctionnement: 65kW
CESR	500	Guide d'onde fixe	Guide d'onde	Test: 450kW en TW Fonctionnement : 300 kW, pulsé
TRISTAN	509	Coaxial fixe	Disque coaxial	Test: 200kW Fonctionnement: 70kW, continu
KEK B	509	Coaxial fixe	Disque coaxial	Test: 800kW en TW 300kW en SW Fonctionnement: 380kW, continu
APT	700	Coaxial variable (dynamique +/-5 mm)	Disque coaxial	Test: 1MW en TW 850kW en SW, continu
JLAB	1500	Guide d'onde fixe	Guide d'onde	Test: 50 kW Fonctionnement: 35kW, pulsé
SNS (Fig.2.13)	805	Coaxial fixe	Disque coaxial	Test : 1.4MW (TW) 600kW (SW), pulsé
ILC (Fig.2.14)	1300	Coaxial	Cylindrique	Test: 1MW 500kW, pulsé
X-FEL	1300	Coaxial	Cylindrique	150kW, pulsé

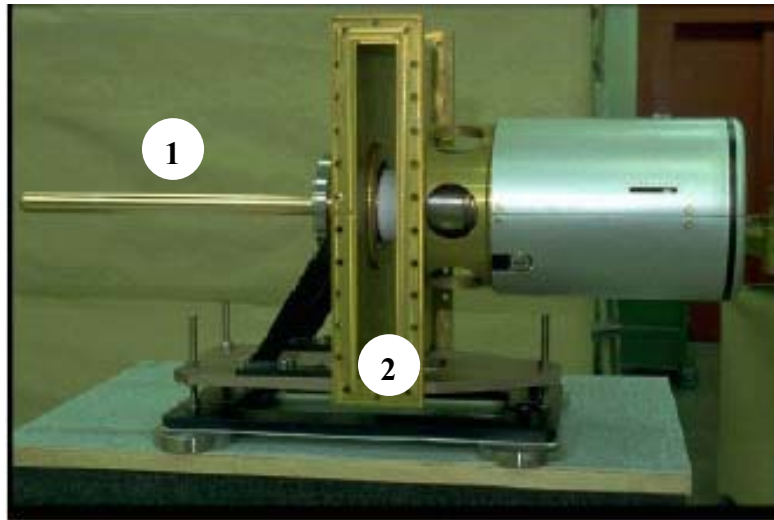


Figure 2.12: Coupleur de puissance pour le LHC [2.23]. **1:** Conducteur interne, **2:** Transition ligne coaxiale-guide d'onde rectangulaire.

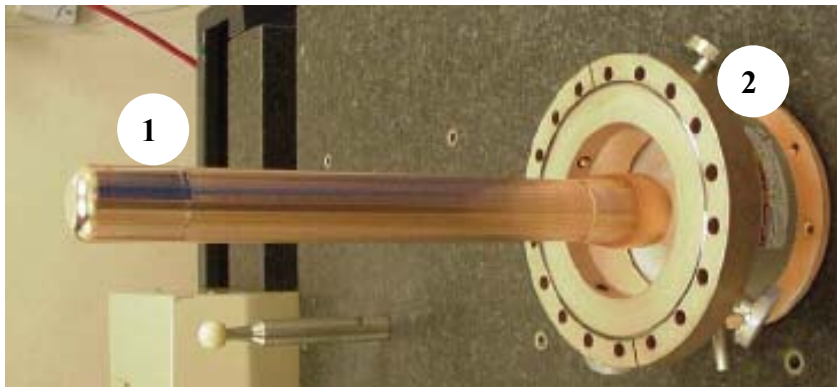


Figure 2.13: Coupleur de puissance pour SNS [2.24]. **1:** Conducteur interne, **2:** fenêtre.

Le dessin 3D du coupleur de puissance du collisionneur ILC (Fig.2.14) illustre clairement la complexité de ce composant clé du cryomodule. On peut distinguer les principaux éléments [2.19] suivants :

- 1) Un système de déplacement de l'antenne permettant le réglage du couplage extérieur.
- 2) Deux fenêtres chaudes ($T \sim 300K$) et froide ($T \sim 77K$) ; cette redondance est un élément de protection supplémentaire pour éviter la pollution de la cavité en cas de rupture de la fenêtre chaude.
- 3) Des systèmes de diagnostic (jauges à vide, tête d'analyse de gaz, détecteur optique, mesure de courant etc...) nécessaire à la gestion de la montée en puissance RF pendant la phase de conditionnement du coupleur.
- 4) Des soufflets métalliques en inox pour l'adaptation des différents éléments suite aux retraits thermiques durant la mise en froid du cryomodule.

5) Des interceptes ou drains thermiques permettant la thermalisation de certains éléments à 77K et à 4.2K de manière à réduire la charge thermique vers la cavité.

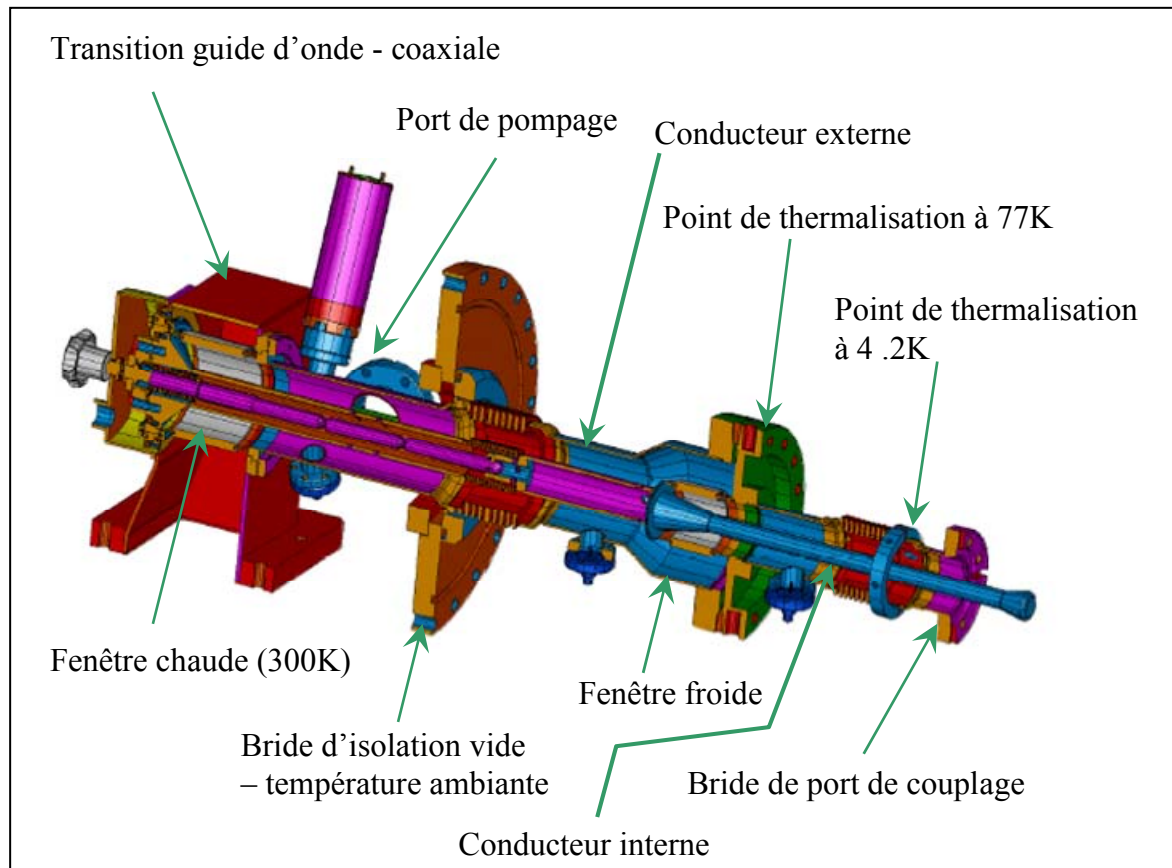


Figure 2.14: Coupleur de puissance du collisionneur ILC [2.19].

2.9 Étude et modélisation des coupleurs de puissance

2.9.1 Nécessité de l'étude et de la modélisation

Il n'est pas aisé d'atteindre de bonnes performances avec une grande fiabilité pour des coupleurs destinés à transmettre des fortes puissances RF moyennes ($\geq 100\text{kW}$) où des puissances crêtes élevées ($\sim 1\text{MW}$).

Du fait de la complexité du coupleur de puissance et de la diversité des éléments qui le composent, sa conception optimale résulte d'un compromis entre les différents critères relevant de ses caractéristiques mécaniques, thermiques et RF ainsi que les aspects concernant le montage et l'intégration dans le cryomodule.

Pour atteindre les objectifs en termes de performances RF et thermiques et répondre au cahier des charges fonctionnel, des études approfondies incluant des modélisations RF, mécaniques et

thermiques constituent des étapes primordiales dans la conception d'un coupleur de puissance. Plusieurs codes de calculs spécialisés sont utilisés dans ce cadre.

Généralement, on procède selon la méthodologie suivante:

- 1) Identification des contraintes mécaniques, thermiques et RF auxquelles sont soumis les éléments du coupleur.
- 2) Calculer les effets (champ de température, champs électromagnétiques...) de ces contraintes sur le bon fonctionnement du coupleur à l'aide des codes de simulation numériques.
- 3) Trouver des solutions technologiques adaptées qui remédient à ces problèmes.
- 4) Tester expérimentalement les solutions adoptées et comparer les résultats à ceux obtenus par la simulation et conclure sur l'efficacité du choix.

2.9.2 Etude thermique

Le coupleur de puissance assure la liaison RF entre le guide d'onde à température ambiante ($\sim 300\text{K}$) et la cavité supraconductrice opérant aux températures cryogéniques ($T \leq 4.2\text{K}$). Il en résulte naturellement des apports thermiques ou pertes statiques par conduction solide et par rayonnement. D'autre part, en fonctionnement les champs électromagnétiques RF engendrent des pertes dynamiques par effet Joule dans les parois métalliques du conducteur interne et externe et des pertes diélectriques dans la fenêtre.

Les flux de chaleur résultant des pertes dynamiques et statiques dans le coupleur doivent être évacués efficacement par des circuits de refroidissement appropriés afin de réduire le flux résiduel susceptible de perturber le fonctionnement de la cavité et/ou d'en dégrader sensiblement ses performances RF.

Enfin, il est nécessaire de refroidir efficacement la fenêtre du coupleur pour évacuer la chaleur produite par les pertes diélectriques réduisant ainsi le gradient de température dans la fenêtre et les contraintes thermomécaniques résultantes.

Une étude thermique approfondie est donc nécessaire afin de déterminer la distribution de température dans le coupleur et localiser les zones qui sont le siège de forts échauffements, ce qui permettra de définir et d'optimiser les circuits de refroidissement. Enfin, il faut également étudier l'interaction thermique entre le coupleur et la cavité afin de déterminer sous quelles conditions le coupleur n'affectera pas les performances RF de la cavité.

A titre d'exemple, on montre une photo (Fig.2.15) du circuit de refroidissement utilisé dans le coupleur SNS pour évacuer les pertes RF du conducteur externe pour une puissance RF moyenne de 50kW . Ce système de refroidissement est un échangeur hélicoïdal de section 4mm^2 usiné directement dans la masse du conducteur externe. Un débit d'hélium supercritique de 0.031g/s est

utilisé pour évacuer 40W de puissance statique et dynamique. Les températures d'entrée et de sortie du fluide sont 5.5K et 250K. Les pertes diélectriques de la fenêtre (~ 1 W) sont évacuées par circulation forcée d'eau s'écoulant au centre et dans une chemise externe de la fenêtre.

On présente en figures 2.16 et 2.17 deux autres exemples de distributions de températures résultant d'une simulation numérique du conducteur externe du coupleur de puissance d'APT et la fenêtre du coupleur de la machine CESR.

Une étude couplée thermomécanique (champ de température et contraintes résultantes) de la fenêtre peut être envisagée afin de vérifier sa tenue mécanique aux contraintes suite aux échauffements (gradient de température) dues aux pertes diélectriques.



Figure 2.15 : Circuit de refroidissement du conducteur externe du coupleur SNS [2.25].

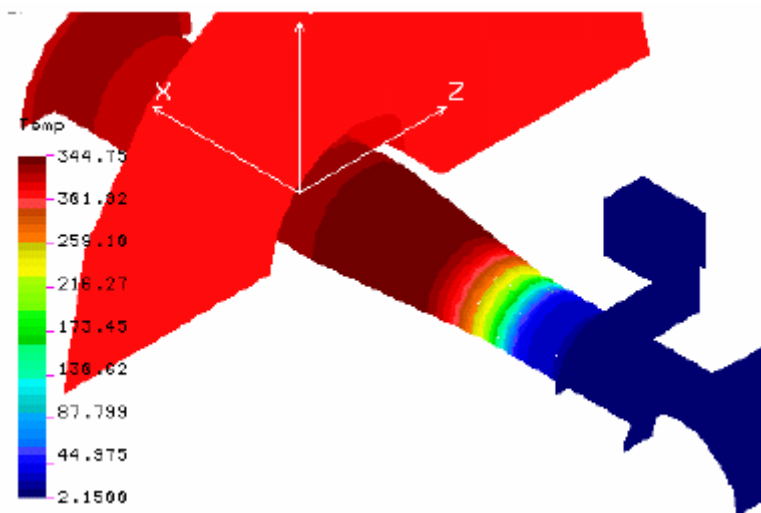


Figure 2.16 : Distribution de température dans le conducteur externe du coupleur APT [2.26].

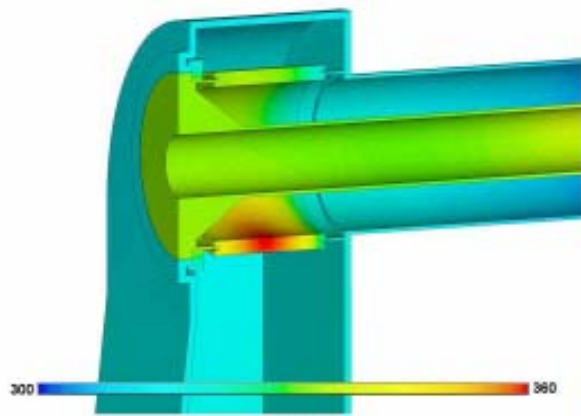


Figure 2.17: Simulation de l'échauffement dans la transition guide d'onde-ligne coaxiale du coupleur ERL [2.28].

2.9.3 Etude RF

L'étude RF est aussi importante que l'étude thermique : elle permet de calculer la distribution des champs électromagnétiques dans tous les éléments du coupleur (Fig.2.18). Les résultats ainsi obtenus permettent d'évaluer les atténuations et les réflexions de l'onde RF incidente. Les codes de calcul électromagnétiques qui sont utilisés à cette fin sont des codes industriels généralement basés sur la méthode des éléments finis (HFSS, MAFIA ...).

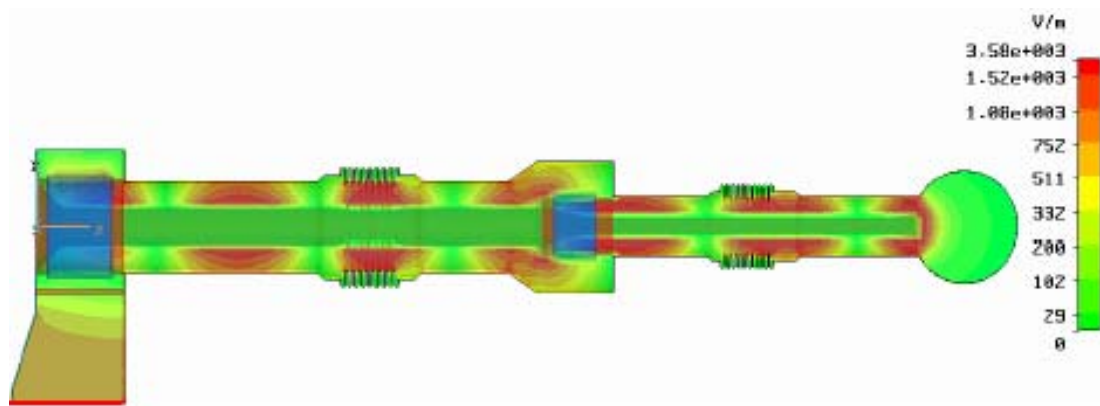


Figure 2.18: Exemple de calcul d'une distribution du champ électrique dans le coupleur du collisionneur ILC [2.29].

D'autre part, le système coupleur-cavité peut être modélisé par un circuit RLC équivalent (Fig.2.19). L'objectif de cette modélisation est d'étudier le couplage avec la cavité et de simuler le comportement dynamique du système.

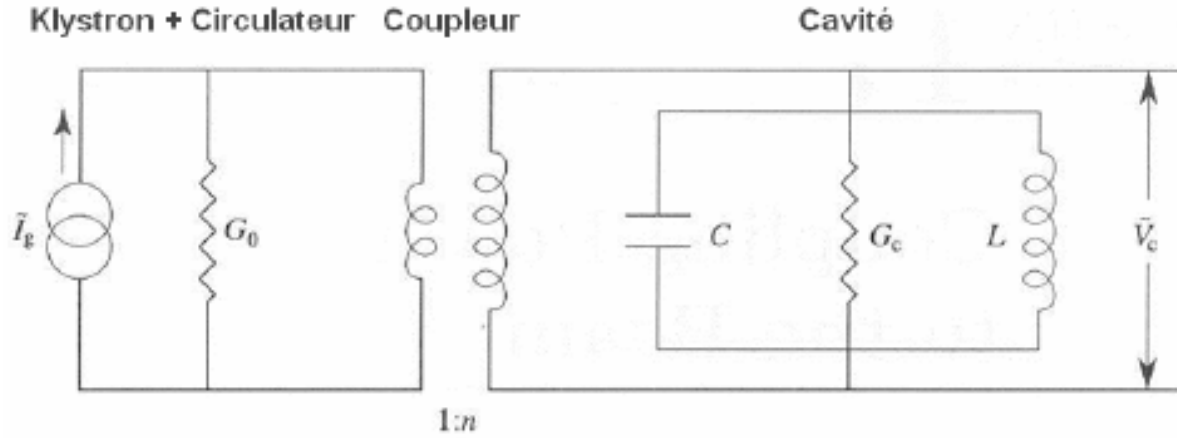


Figure 2.19 : Circuit équivalent de l'ensemble: source, ligne de transmission, coupleur et cavité.

La liaison RF coupleur–cavité est caractérisée notamment par le facteur de qualité extérieur noté Q_{ext} et dont l'expression est :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{\omega_0 U}{P_{\text{ant}}} \quad (2.45)$$

Avec :

ω_0 : Fréquence de résonance du mode TM_{010} .

U : Energie électromagnétique totale stockée dans la cavité.

P_{ant} : Puissance dissipée dans l'antenne en mode TM_{010} .

Cette puissance P_{ant} peut être évaluée grâce au modèle RLC équivalent en fonction du champ électrique E et du courant induit dans l'antenne (I_{ant}). Dans le cas d'une parfaite adaptation d'impédance entre le coupleur et la cavité, on peut alors montrer que :

$$P_{\text{ant}} = \frac{1}{2} Z_c I_{\text{ant}}^2 = \frac{1}{2} Z_c \omega_0^2 \epsilon_0^2 \left(\int_{S_{\text{ant}}} \vec{E} \cdot d\vec{S} \right)^2 \quad (2.46)$$

Où Z_c est l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale dépendant de la géométrie et du milieu diélectrique. L'expression de Z_c est donnée par:

$$Z_c = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \ln \left(\frac{\Phi_{\text{Port}}}{\Phi_{\text{ant}}} \right) \quad (2.47)$$

Où Φ_{port} représente le diamètre du port de couplage ou conducteur externe et Φ_{ant} celui de l'antenne.

La fenêtre est modélisée par un quadripôle équivalent afin de déterminer les coefficients de réflexion (paramètres S: S_{11}) de l'onde RF. Ces coefficients permettent de caractériser le degré d'adaptation de la fenêtre en mode fondamental de la cavité et d'optimiser sa géométrie. Les figures 2.20-2.21 présentent respectivement un exemple de calcul des coefficients de réflexion dans

la fenêtre du coupleur EUROTRANS et un calcul des champs électromagnétiques dans la fenêtre du coupleur SNS. Une étude similaire doit aussi être menée pour étudier la transition rectangulaire–ligne coaxiale (Doorknob) afin d’évaluer l’adaptation de l’onde RF dans cette région (Fig.2.22).

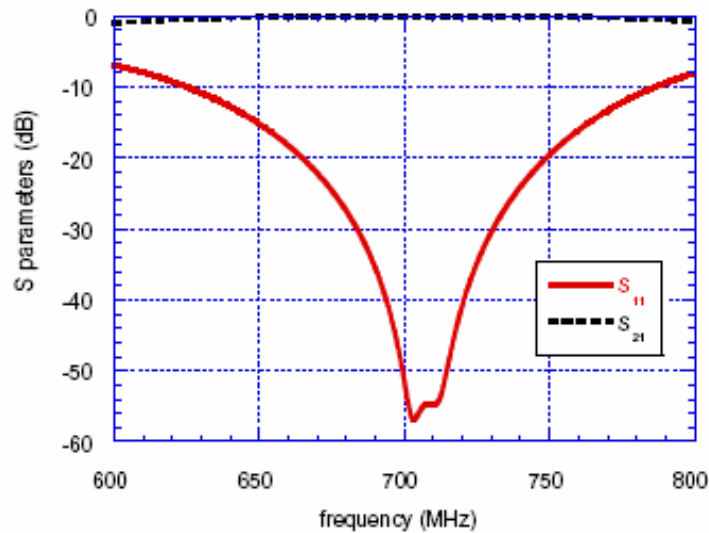


Figure 2.20: Calcul des paramètres de réflexions (S) du coupleur EUROTRANS [2.27].

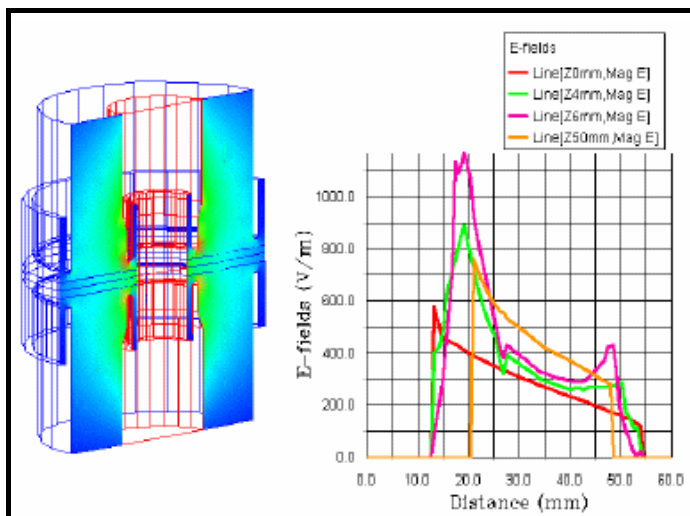


Figure 2.21: Distribution des champs électromagnétiques dans la fenêtre du coupleur SNS [2.30].

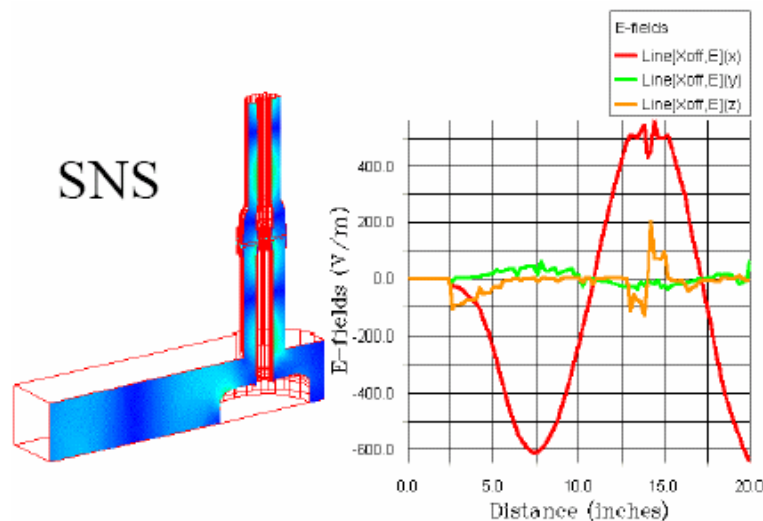


Figure 2.22: Résultats de simulations électromagnétiques de la transition ligne coaxiale-guide d'onde rectangulaire pour le coupleur SNS [2.30].

Les cavités RF supraconductrices ainsi que les coupleurs peuvent être le siège de phénomènes d'émissions électroniques résonantes ou multipacting. L'impact des électrons et des décharges électriques associées au multipacting peut entraîner des dommages irréversibles de la fenêtre du coupleur et dégrader l'état de surface des conducteurs interne et externe.

Le multipacting dépend des paramètres suivants:

- 1- Géométrie du coupleur c'est à dire les diamètres des conducteurs interne et externe.
- 2- Coefficient d'émission secondaire du matériau (fenêtre, conducteur externe ou interne).

Les niveaux et l'ordre du multipacting peuvent être calculés à partir de la géométrie et de la fréquence de fonctionnement [2.11]. Il existe des codes de simulations permettant de calculer les trajectoires possibles des électrons pour une géométrie donnée (Fig.2.23). C'est au cours de la phase de conditionnement des coupleurs que ce phénomène de multipacting peut être observé.

Plusieurs solutions sont envisageables pour remédier au problème du multipacting. On peut citer à titre d'exemple:

- 1- Changer les dimensions, ce qui a pour effet de modifier les trajectoires électroniques et par conséquent les conditions de synchronisme.
- 2- La polarisation de l'antenne en leur appliquant une tension continue de 2kV à 4kV ce qui modifie sensiblement les trajectoires des électrons.
- 3- L'application d'un champ magnétique statique du niveau de la zone où a lieu le multipacting.
- 4- Réduction du coefficient d'émission secondaire de la fenêtre par un revêtement de quelques nanomètres de titane nitruré (TiN).

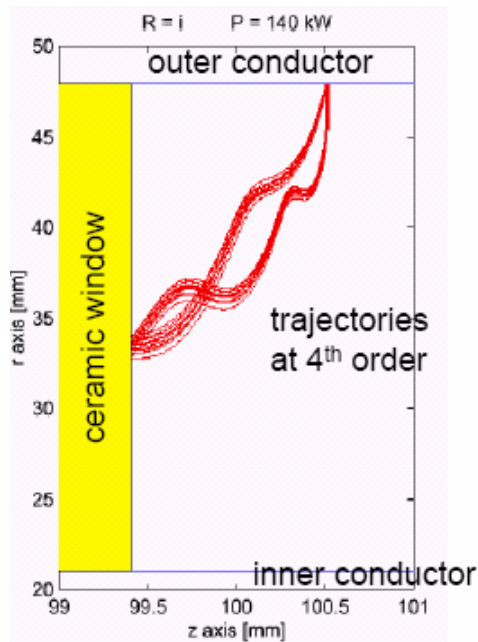


Figure 2.23: Simulation du multipacting dans la fenêtre du coupleur ILC (trajectoires des électrons) [2.29].

2.10 Conditionnement et montage des coupleurs de puissance

Après fabrication, les différents éléments du coupleur sont contrôlés suivant des procédures rigoureusement définies. Certains de ces éléments sont soumis à des tests préalables de réception tels que les tests d'étanchéités, tenue mécanique.... Ensuite, tous les composants du coupleur sont soigneusement nettoyés avec l'eau pressurisé et sont mis dans des bains à ultrasons avec des détergents spécifiques puis séchés avec de l'azote sec et enfin protégés dans des sacs hermétiques en atmosphère d'azote. Dans un deuxième temps, on procède à l'assemblage et au montage des différents éléments du coupleur en salle blanche (classe 10 ou classe 100) afin d'éviter toute pollution ou contamination particulière. Par la suite, on réalise le montage des coupleurs sur le banc de conditionnement RF (Fig.2.24). Comme illustré sur la photo (Fig.2.25), les coupleurs sont conditionnés par paire : la liaison électromagnétique entre les deux coupleurs est réalisée au moyen d'une cavité spécialement conçue pour cette opération. Préalablement au conditionnement RF, on procède à l'étuvage du système sous vide à 200°C pendant 24h afin d'éliminer les espèces adsorbés en surface : de l'eau essentiellement.

Le conditionnement RF du coupleur est une opération nécessaire préalablement au montage final sur le cryomodule. Elle consiste à augmenter progressivement la puissance RF dans le coupleur sur le banc de conditionnement jusqu'à atteindre la puissance RF nominale.

L'expérience montre que lors de la première mise en œuvre du coupleur sur le banc de conditionnement, on observe des phénomènes de dégazage conjointement à une vive activité

électronique dans le coupleur qui peut se traduire par des émissions lumineuses voire des décharges. Afin d'éviter d'endommager de façon irréversible, certains éléments du coupleur notamment la fenêtre, il est impératif de procéder au conditionnement de façon contrôlée.

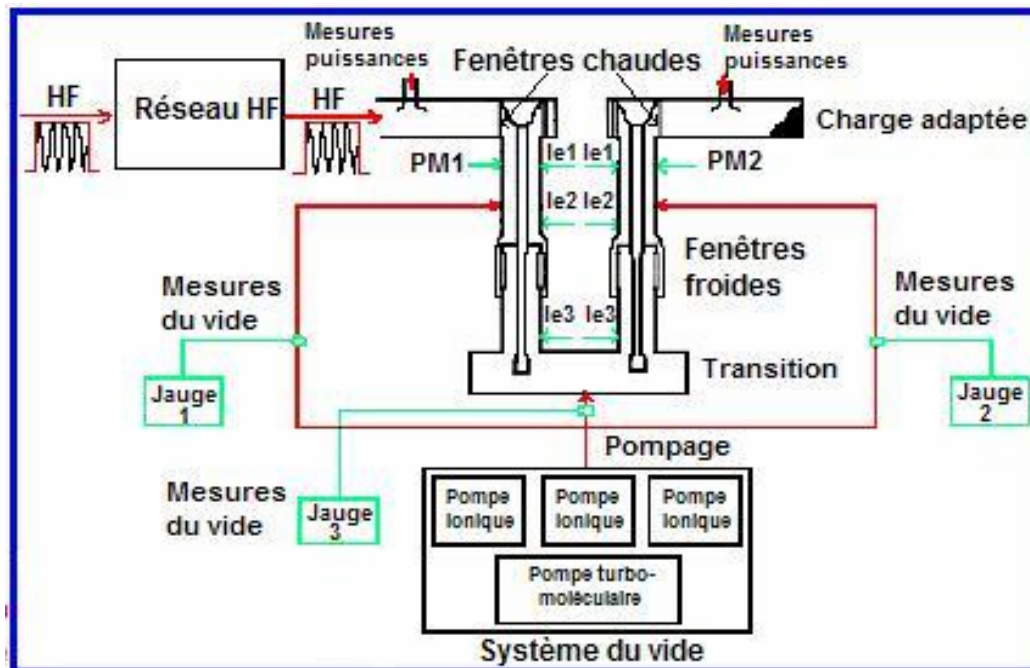


Figure 2.24: Schéma d'un banc de conditionnement des coupleurs ILC [2.31].

Plus précisément, il s'agit d'adapter progressivement le coupleur à fonctionner à des puissances RF de plus en plus élevées jusqu'à la puissance nominale tout en vérifiant sa capacité à atteindre les performances de fonctionnement exigées dans le cahier des charges. Généralement, le conditionnement RF est effectué en augmentant progressivement la puissance incidente puis en augmentant constamment la durée des impulsions RF et le taux de répétition. Ce conditionnement peut être effectué à chaud ($T=300K$) ou à froid ($T=4.2K$) en mode continu ou pulsé. Précisons que des interlocks pilotés par des seuils de vide, de courant électronique et d'arc électrique contrôlent le niveau de puissance incidente.

Quand les coupleurs sont bien conditionnés jusqu'à la puissance nominale, ils sont conservés et isolés sous atmosphère contrôlée (azote sec) et sont finalement montés sur les cryomodules en salle blanche. Les figures 2.26 et 2.27 présentent respectivement une photo pendant la phase d'assemblage en salle blanche d'un coupleur TTF3 et une photo de coupleurs de puissance montés sur un prototype de cryomodule du collisionneur ILC [2.31].

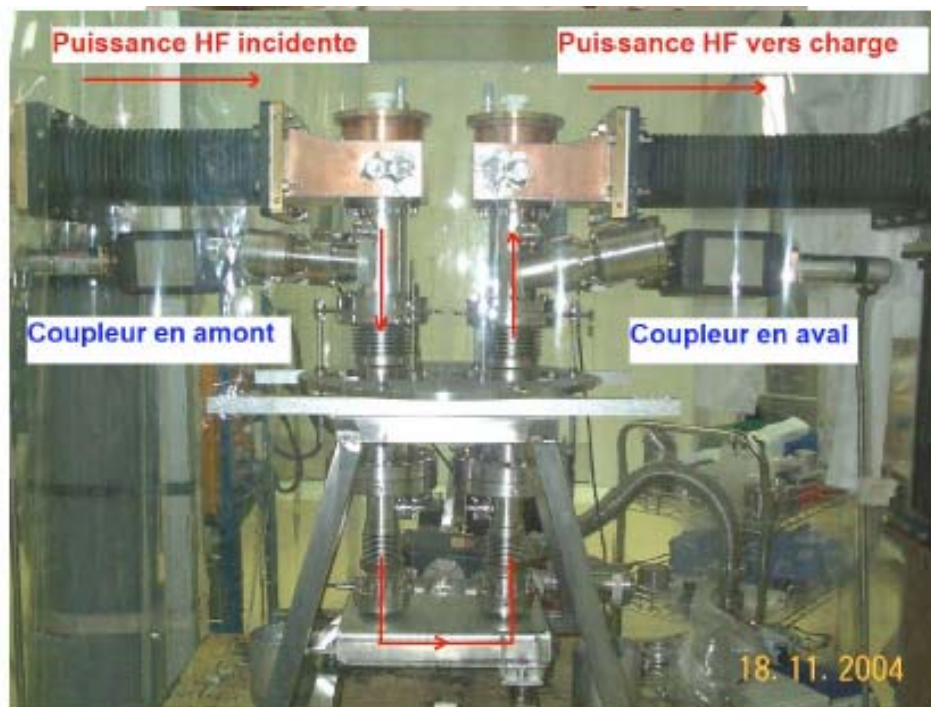


Figure 2.25: Photo du banc de conditionnement des coupleurs ILC au LAL [2.31].



Figure 2.26: Opération de montage en salle blanche des éléments du coupleur [2.31].

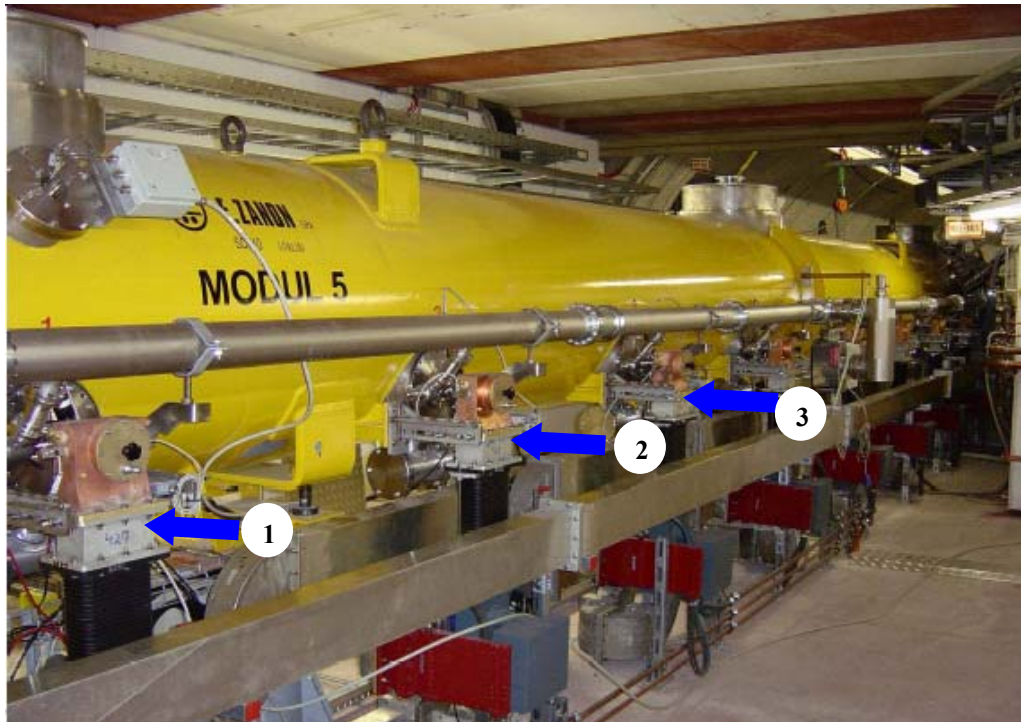


Figure 2.27: Photo des coupleurs montés sur un cryomodule TTF3 [2.31].

2.11 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le principe de fonctionnement d'une cavité accélératrice ainsi que ses différents paramètres caractéristiques. Les notions introduites seront utilisées dans l'analyse des résultats expérimentaux qui seront présentés dans les chapitres suivants. Ensuite, nous avons succinctement décrit les différentes propriétés des supraconducteurs ainsi que les avantages de leur utilisation dans les cavités accélératrices. Par ailleurs, une description des phénomènes limitant les performances dans les cavités supraconductrices a été abordée et ce pour appuyer l'argumentation sur les phénomènes observés durant les essais expérimentaux analysés dans les chapitres suivants. Puis, nous avons présenté la structure des coupleurs de puissance en liaison avec leur principe de fonctionnement. Enfin, on a exposé les différentes étapes de conception, réalisation et montage des coupleurs sur un accélérateur. Cette description est très importante pour introduire le cahier des charges ainsi que les contraintes du coupleur de puissance du LINAC de EUROTRANS qui fait l'objet de notre étude.

2.12 Références

- [2.1] G. Boudouris, « Cavités électromagnétiques », Ed. Dunod, 1971.
- [2.2] H. Padamsee et al, « RF Superconductivity for Accelerators », Wiley Series in Beam

Physics and Accelerator Technology, Ed. Mel Month, USA, 1998.

[2.3] J. L. Biarrotte, « Etude de cavités supraconductrices pour les accélérateurs de protons de forte puissance », thèse de doctorat, université Paris 11, décembre 2001.

[2.4] Los Alamos Accelerator Code Group, User's Guide for the POISSON/SUPERFISH Group of Codes, LA-UR-87-115.

[2.5] MAFIA User's Guide Version 3.20, CSTGmbH, Darmstadt, Germany.

[2.6] <http://www.ansoft.com/products/hf/hfss/>

[2.7] Cours sur la supraconductivité, J. Bok

[2.8] Superconducting cavities, W. Weingarten, CERN Accelerator School, RF Engineering for particle accelerators (CERN 92-03), Ed S. Turner, 1992.

[2.9] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Shrieffer, «Theory of superconductivity », Physical review, vol. 108, number 5, December 1957.

[2.10] G. Olry, «Etude d'une cavité accélératrice supraconductrice Spoke pour les accélérateurs de protons de forte intensité », thèse de doctorat, université Paris 11, avril 2003.

[2.11] P. Ylä-Oijala, « MultiPac 2.1: Multipacting Simulation Toolbox with With 2D FEM Field Solver and MATLAB Graphical User Interface », Rolf Nevanlinna Institute, Helsinki, 2001.

[2.12] S. Noguchi, et al., "Couplers – Experience at KEK," Proceedings of the 4th Workshop on RF Superconductivity, KEK, Tsukuba, Japan, Vol. 1, pp. 397-412, KEK Report 89-21, August 1989.

[2.13] B. Dwersteg, Qiao Yufang, « High Power Input Coupler Development at DESY» Proceedings of the 4th Workshop on RF Superconductivity, KEK, Tsukuba, Japan, Vol. 2, pp. 605-614, KEK Report 89-21, August 1989.

[2.14] C. Arnaud, et al., « Status Report on Superconducting Nb Cavities for LEP», Proceedings of the 4th Workshop on RF Superconductivity, August 1989, KEK, Tsukuba, Japan, Vol. 1, pp. 19-35, KEK Report 89-21.

[2.15] E. N. Schmierer et al., « Results of the APT RF Power Coupler Development for Superconducting Linacs » Proceedings of the 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, September 2001.

[2.16] H.P. Kindermann, et al., « Status of RF Power Couplers for Superconducting Cavities at CERN» Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference, Sitges, Barcelona, Spain, June 1996, pp. 2091-2093.

[2.17] E. Chojnacki, et al., « Tests and Designs of High Power Waveguide Vacuum Windows at Cornell » Particle Accelerators, Vol. 61, pp. [309-319]/45-55, 1998.

[2.18] www.sns.gov

[2.19] <http://linearcollider.org>

[2.20] <http://xfel.desy.de/>

[2.21] S. Belomestnykh, « Review of high power CW couplers for superconducting cavities », Workshop on High-Power Couplers for Superconducting Accelerators, Jefferson Lab, 2002.

[2.22] H.P. Kindermann, M. Stirbet, « RF Power Tests of LEP2 Main Couplers on a Single Cell Superconducting Cavity », Proceedings of the 8th Workshop on RF Superconductivity, Abano Terme (Padova), Italy, Vol. III, pp. 732-739, October 1997.

[2.23] H. P. Kindermann, M. Stirbet, « The Variable Power Coupler for the LHC Superconducting Cavity » Proceedings of the 9th Workshop on RF Superconductivity, Santa Fe, pp. 566-569, 1999.

[2.24] I. Campisi, «Fundamental Power Couplers for Superconducting Cavities », Proceedings of the 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba, Japan, September 2001.

[2.25] E. F. Daly et al., « Spallation Neutron Source Cryomodule Heat Loads and Thermal Design» in Advances in Cryogenic Engineering, Vol. 47A, edited by S. Breon et al., American Institute of Physics, New York (2002), p 531-539.

[2.26] Bourque, R. Laughoh, « Thermal analysis of a refined APT power coupler and thermal shield and the effect on the cryoplant », Particle Accelerator Conference, PAC 2001, Proceedings of the 2001 Volume 2, vol.2, pp 1083 – 1085.

[2.27] [29] G. Devanz, et al., « Preliminary Design of a 704 MHz Power Coupler for a High Intensity Proton Linear Accelerator » Proceedings of the 7th European Particle Accelerator Conference, Vienna, Austria, June 2000.

[2.28] N.P. Sobenin & al, «Thermal calculations of input coupler for Cornell ERL injector cavities», PAC 2004, Lucerne.

[2.29] W.-D. Moeller, « High Power Coupler for Superconducting cavities », Tutorial, SRF 2005, New York, July 2005.

[2.30] Y. Kang et al., « Electromagnetic Simulations and Properties of the Fundamental Power Couplers for the SNS Superconducting Cavities » PAC2001, Chicago, IL, June 2001.

[2.31] Jenhani Hassen, « Coupleurs de puissance HF pour cavités supraconductrices en mode pulsé», thèse de doctorat, ORSAY, LAL, Octobre 2006.

Chapitre 3

Calculs thermiques du coupleur

3.1	Cadre général de l'étude du coupleur de puissance	73
3.1.1	Description du coupleur de puissance dans le LINAC	73
3.1.2	Composition du coupleur de puissance	74
3.2	Problématique thermique du coupleur de puissance	75
3.3	Modelisation thermique du coupleur	77
3.4	Equations des champs électromagnétiques	81
3.5	Calcul des pertes dans le coupleur de puissance	82
3.5.1	Pertes conductives	83
3.5.2	Pertes radiatives	83
3.5.3	Pertes RF dans le conducteur interne	86
3.5.4	Pertes RF dans le conducteur externe	86
3.5.5	Pertes diélectriques dans la fenêtre	87
3.6	Méthode de calcul des circuits de refroidissement	88
3.7	Description du circuit de refroidissement du conducteur interne	89
3.8	Refroidissement du conducteur interne à l'hélium gaz	92
3.8.1	Calcul des paramètres thermiques	92
3.8.2	Modèle analytique simplifié	94
3.8.3	Résultats des simulations numériques	95
3.9	Refroidissement du conducteur interne à l'eau	97
3.9.1	Calcul des paramètres thermiques	97
3.9.2	Résultats des simulations numériques	97
3.10	Choix entre les deux fluides de refroidissement l'hélium ou l'eau	98
3.11	Description du circuit de refroidissement du conducteur externe	99
3.12	Propriétés de l'hélium supercritique	100

3.13 Avantages d'utilisation de l'hélium supercritique	106
3.14 Dimensionnement du circuit de refroidissement du conducteur externe.....	108
3.15 Conclusion.....	113
3.16 Références	114

On détaillera dans ce troisième chapitre le cahier des charges ainsi que les caractéristiques du coupleur de puissance destiné à la section haute énergie du LINAC du programme EUROTRANS. Nous exposerons ensuite les contraintes thermiques de fonctionnement du coupleur de puissance et nous calculerons les différentes charges thermiques à savoir les pertes statiques (conduction et rayonnement) et les pertes RF par effet Joule et diélectriques. Ensuite, nous étudierons et calculerons les différents paramètres des circuits de refroidissement de chaque élément du coupleur notamment les conducteurs interne, externe et la fenêtre.

3.1 Cadre général d'étude du coupleur de EUROTRANS

3.1.1 Description du coupleur

On rappelle que le driver du réacteur hybride de EUROTRANS est un LINAC qui délivre un faisceau de protons d'énergie finale autour de 1GeV et d'intensité comprise entre 5mA et 30mA. La section haute énergie de ce LINAC est composée de cavités accélératrices elliptiques supraconductrices en niobium massif ($\beta=0.65$, $E_{acc}=10\text{MV/m}$, $Q_0=10^{10}$). Ces cavités sont refroidies à l'hélium superfluide ($T=2\text{K}$) et opèrent à une fréquence de résonance $f=704\text{ MHz}$. Le niveau de fiabilité exigé dans le cahier des charges de la machine est très élevé [3.1]: on tolère un maximum de 5 arrêts faisceau de plus d'une seconde par an. Le coupleur de puissance, composant clé du système d'accélération, est un élément critique qui doit être étudié minutieusement et réalisé avec le maximum de soin et de précision pour atteindre les performances et la fiabilité requises. Le coupleur de puissance utilisé pour ce type de cavité doit transmettre une puissance de 150kW en continu au faisceau de protons. Les pertes RF dans le coupleur opérant à cette puissance sont relativement élevées par rapport aux pertes par rayonnement et conduction. Par conséquent, il est nécessaire d'étudier et de concevoir soigneusement des circuits de refroidissements adaptés pour en assurer une grande efficacité, un fonctionnement fiable et stable et réduire ainsi la charge thermique vers le réfrigérateur à $T=2\text{K}$. Le tableau 3.1 présente les principales caractéristiques du coupleur de puissance étudié.

Tableau 3.1: Principales caractéristiques du coupleur de EUROTRANS.

Paramètre (unité)	Spécification
Fréquence (MHz)	704
Puissance RF en continu (kW)	150
Impédance (Ω)	50
Conducteur externe, matériau, diamètre (mm)	Cu/Inox, 100
Conducteur interne, matériau, diamètre (mm)	Cu(OFHC), 43

3.1.2 Composition du coupleur de puissance

Le coupleur de puissance de la cavité pentacellules (Fig.3.1, Fig.3.2) est constitué des éléments suivants:

a) Conducteur interne (CI): C'est un tube cylindrique avec un embout hémisphérique à son extrémité inférieure et réalisé en cuivre OFHC (cuivre de haute pureté). Cet élément assure le couplage électrique entre la source (via le guide d'onde rectangulaire) et la cavité supraconductrice.

b) Conducteur externe (CX): Il consiste en un tube en inox muni d'une bride CF100 à chacune de ses extrémités. Un dépôt de cuivre d'épaisseur $e \approx 20\mu\text{m}$ de RRR typiquement entre 10 et 30 sera réalisé sur la paroi interne de cet élément pour réduire les pertes RF. Le conducteur externe assure la liaison électromagnétique et mécanique entre la fenêtre maintenue à 300K et le port de couplage de la cavité.

c) Fenêtre: Elle est formée d'un diélectrique en céramique (Alumine Al_2O_3) caractérisé par un angle de perte $\text{tg}\delta$ et une permittivité diélectrique relatives ϵ_r (Fig.3.3). Elle permet d'isoler le vide de la cavité de l'air ambiant dans le guide d'onde rectangulaire et assure la transmission de l'onde RF, en provenance de la source, vers la cavité.

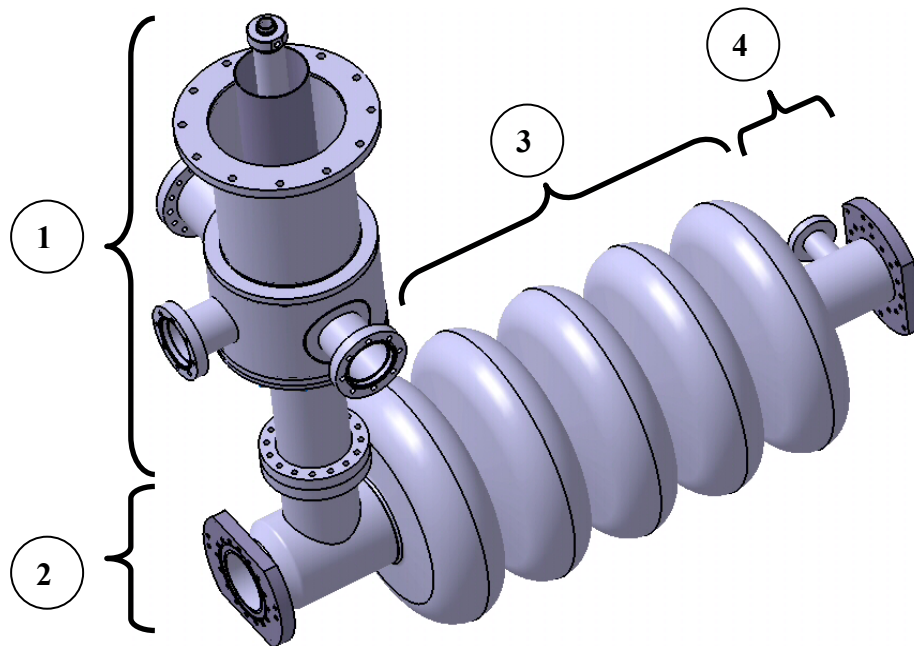


Figure 3.1: Représentation 3D du système coupleur et cavité pentacellules. 1: Coupleur de puissance, 2: Tube faisceau, 3: Cavité pentacellules, 4: Port du coupleur des modes supérieurs (HOM).

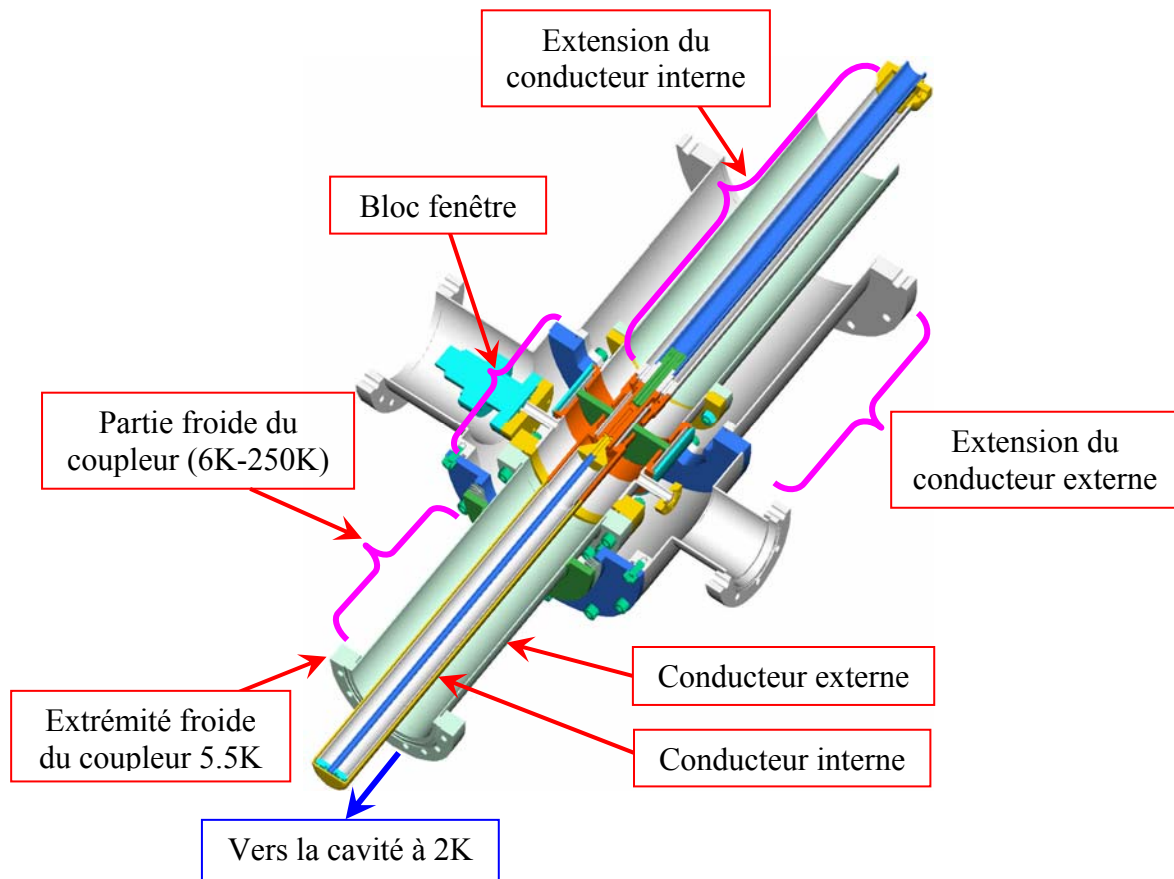


Figure 3.2: Photo 3D du coupleur de puissance de EUROTRANS.

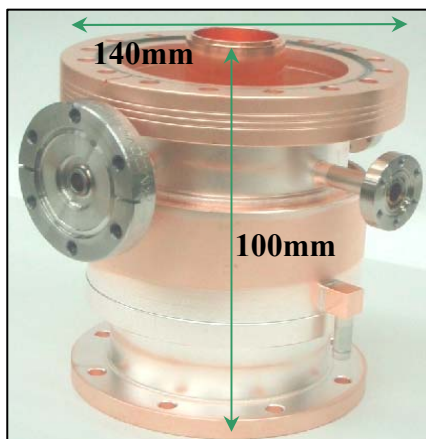


Figure 3.3: Prototype de la fenêtre du coupleur de EUROTRANS.

3.2 Problématique thermique du coupleur de puissance

La propagation de l'onde RF dans le coupleur engendre des pertes par effet Joule dans les conducteurs interne et externe et des pertes diélectriques dans la fenêtre. En conséquence chacun de ces éléments sera le siège d'échauffements importants si la chaleur produite par ces pertes n'est pas correctement évacuée.

Le calcul des pertes RF par effet Joule et diélectriques est effectué dans deux modes de propagation différents: le mode en ondes progressives dit TW (Travelling Wave) et stationnaires dit SW (Standing Wave). Le tableau 3.2 montre les valeurs des pertes RF par effet Joule et diélectrique dans le coupleur.

Tableau 3.2 : Puissances dissipées dans le coupleur pour une puissance RF incidente de 150kW.

Elément	Type de pertes	Mode TW (W)	Mode SW (W)
CI	Joule	65	260
CX	Joule	23	92
Fenêtre	diélectriques	12	48

Ce tableau montre clairement que les pertes RF dans les différents éléments du coupleur sont élevées. Si elles ne sont pas évacuées par des circuits de refroidissement appropriés, ces pertes peuvent produire des dommages irréversibles importants au niveau des différents éléments du coupleur notamment la fenêtre qui est l'élément le plus fragile et le plus critique.

Une première évaluation à l'aide d'un modèle thermique analytique unidimensionnel simplifié du conducteur interne, sans refroidissement, montre que sa température peut monter jusqu'à 500K. Cette température élevée pourrait engendrer des flux de chaleur radiatifs qui perturbent le fonctionnement de la cavité.

D'autre part, les pertes non évacuées sur le conducteur interne seront conduites vers la cavité supraconductrice. La cavité subirait ainsi de fortes charges thermiques qui peuvent dégrader fortement ses performances RF (cf. chapitre 4). Ce qui conduirait à des dysfonctionnements dans la section haute énergie de l'accélérateur réduisant ainsi son niveau de fiabilité.

Assurer de bonnes performances et un fonctionnement stable et optimal du coupleur de puissance et de la cavité exige donc l'évacuation efficace de ces pertes par des circuits de refroidissement appropriés.

On se propose d'étudier les trois schémas de refroidissement (Fig.3.4) suivants :

- 1) Refroidissement de la fenêtre à l'eau à $T=288K$ qui circulera dans une chemise construite autour de son diamètre externe.
- 2) Refroidissement du conducteur interne à l'eau ou à l'hélium gaz à $T=288K$. La circulation du fluide sera effectuée dans un espace annulaire aménagé à cette fin. La fenêtre est refroidie en partie sur son diamètre interne grâce à cette même circulation.
- 3) Refroidissement du conducteur externe à l'hélium supercritique à $T=5.5K$ par l'intermédiaire d'un serpentin hélicoïdal en cuivre brasé autour la surface externe du conducteur.

La mise en œuvre de ces schémas de refroidissement nécessite un dimensionnement et une modélisation des différents circuits afin de déterminer les principaux paramètres (géométrie, débit...) de chaque circuit et les conditions optimales de fonctionnement.

Toutes ces considérations montrent clairement que la problématique du coupleur de puissance est liée fortement à ses performances thermiques.

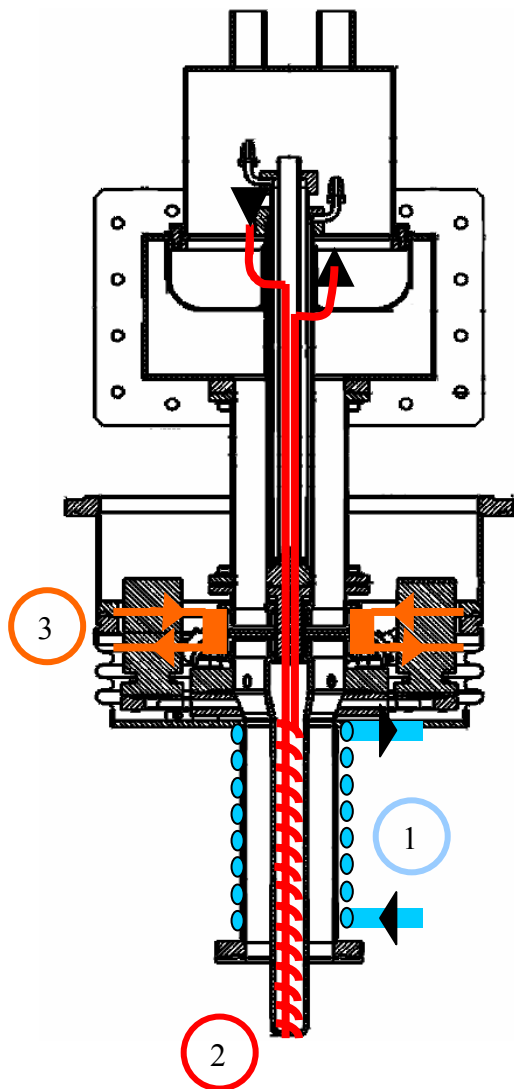


Figure 3.4 : Circuits de refroidissement des différents éléments du coupleur. **1:** Conducteur externe refroidi à l'hélium supercritique, **2:** Conducteur interne refroidi à l'eau ou l'hélium gaz, **3:** Fenêtre refroidie à l'eau.

3.3 Modélisation thermique du coupleur

L'étude thermique purement analytique du coupleur de puissance paraît limitée et ne permet pas de décrire de façon réaliste des phénomènes physiques mis en jeu pour deux raisons essentielles :

- 1) Le coupleur et la cavité possèdent une géométrie 3D relativement complexe.

2) Les propriétés thermophysiques des matériaux constituant le coupleur ainsi que l'hélium supercritique utilisé pour le refroidissement du conducteur externe dépendent fortement de la température: conductivités thermiques de l'inox $k_{\text{inox}}(T)$ et du cuivre $k_{\text{Cu}}(T)$, résistivité électrique du cuivre $\rho_{\text{Cu}}(T)$, masse volumique de l'hélium $\rho_{\text{he}}(T)$, viscosité de l'hélium $\mu_{\text{he}}(T)$...

Par conséquent, un modèle analytique unidirectionnel ne peut pas tenir compte de ces deux spécificités d'où la nécessité d'utiliser un code de calcul par éléments finis.

Au début de notre étude, un modèle 3D global de simulation thermique du coupleur de puissance (Fig.3.5) a été développé à l'aide du code de calcul à éléments finis COSMOS/ Modeling [3.2].

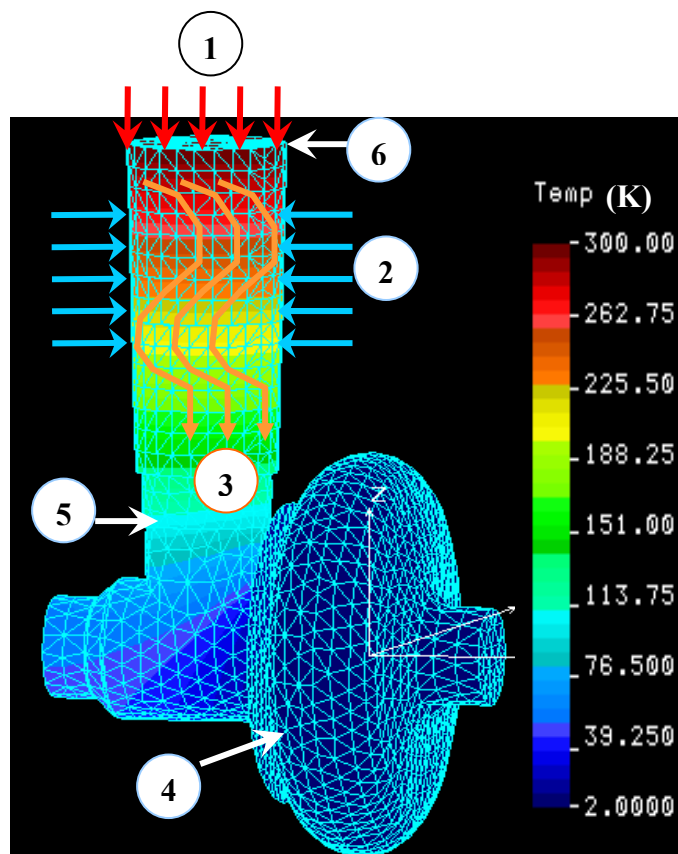


Figure 3.5 : Modèle 3D de simulation thermique du coupleur de puissance. **1:** Pertes diélectriques dans la fenêtre, **2:** Pertes RF dans le conducteur externe, **3:** Pertes RF dans le conducteur interne, **4:** Cavité refroidie à $T=2K$, **5:** Entrée de l'échangeur du conducteur externe, **6:** Interface fenêtre-ligne coaxiale.

On a été confronté à plusieurs problèmes d'incompatibilités au niveau du maillage et de la géométrie lors de l'importation du modèle global 3D du coupleur vers le code de calcul à partir des logiciels de dessin CAO. Ces incompatibilités ont engendré plusieurs erreurs de calculs car le maillage à la frontière de chaque composant du coupleur n'est pas parfaitement régulier et conforme (problèmes de raccordement de nœuds aux interfaces).

Afin de simplifier l'étude thermique et éviter les problèmes précédents d'importation du modèle, on procédera à un découpage géométrique du modèle 3D global en trois modèles thermiques indépendants (Fig.3.6):

Modèle A : C'est un modèle 2D axisymétrique composé du conducteur interne et de la fenêtre (Fig.3.7). Il sera utilisé dans le dimensionnement des circuits de refroidissement de ces deux éléments.

Modèle B : C'est un modèle 3D formé par le port de couplage, la cavité supraconductrice, le tube faisceau et le tank hélium (Fig.3.8). Ce modèle sera utilisé dans l'étude consacrée à l'interaction thermique entre le coupleur et la cavité. Il sera validé par l'expérience « Charge thermique critique » (cf. chapitre 4).

Modèle C : C'est un modèle 2D axisymétrique qui comporte le conducteur externe et le serpentín en cuivre brasé autour de sa surface externe (Fig.3.6, Fig.3.9). Ce modèle sera utilisé dans le cadre de l'étude de l'échangeur du conducteur externe et notamment pour l'analyse de l'expérience « Maquette froide du coupleur 700MHz » que l'on présentera au chapitre 5.

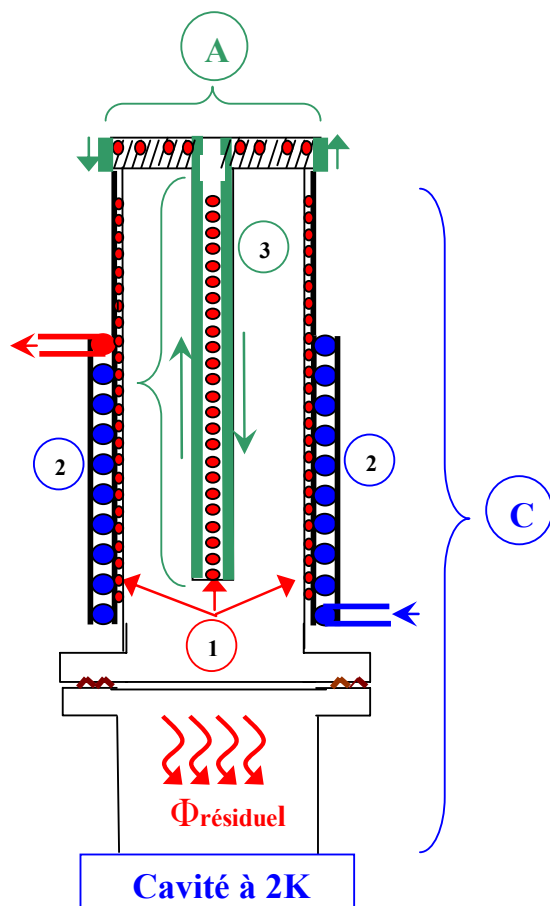


Figure 3.6 : Schéma des modèles thermiques A et C. 1: Pertes RF par effet Joule et/ou diélectriques, 2: Circuit de refroidissement du conducteur externe, 3: Circuit de refroidissement du conducteur interne et de la fenêtre.

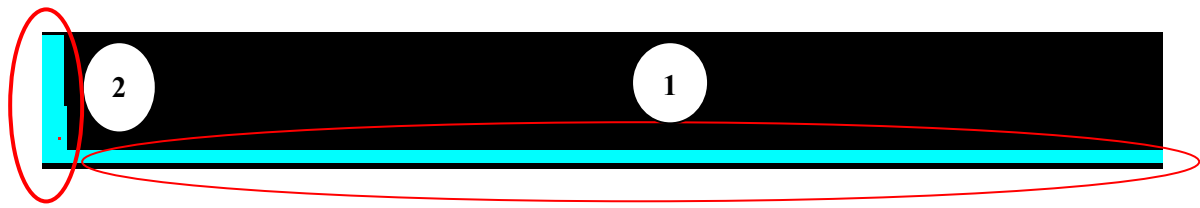


Figure 3.7 : Modèle A d'étude thermique du conducteur interne et de la fenêtre. 1: Conducteur interne, 2: Fenêtre.

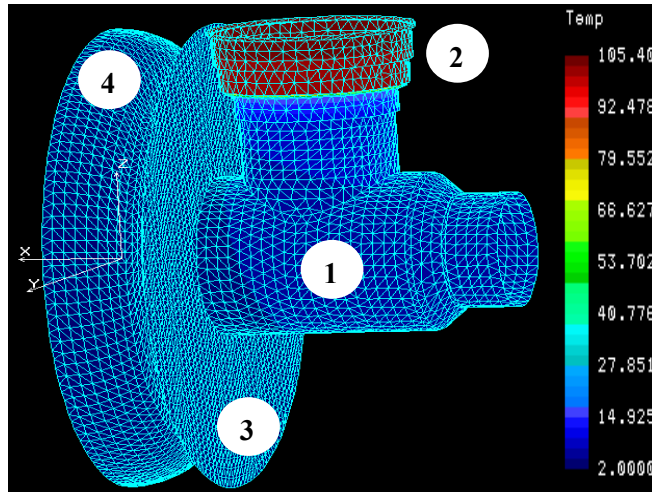


Figure 3.8 : Modèle B d'étude de l'interaction thermique coupleur-cavité. 1: Tube faisceau, 2: Port de couplage, 3: Tank hélium, 4: Cavité.

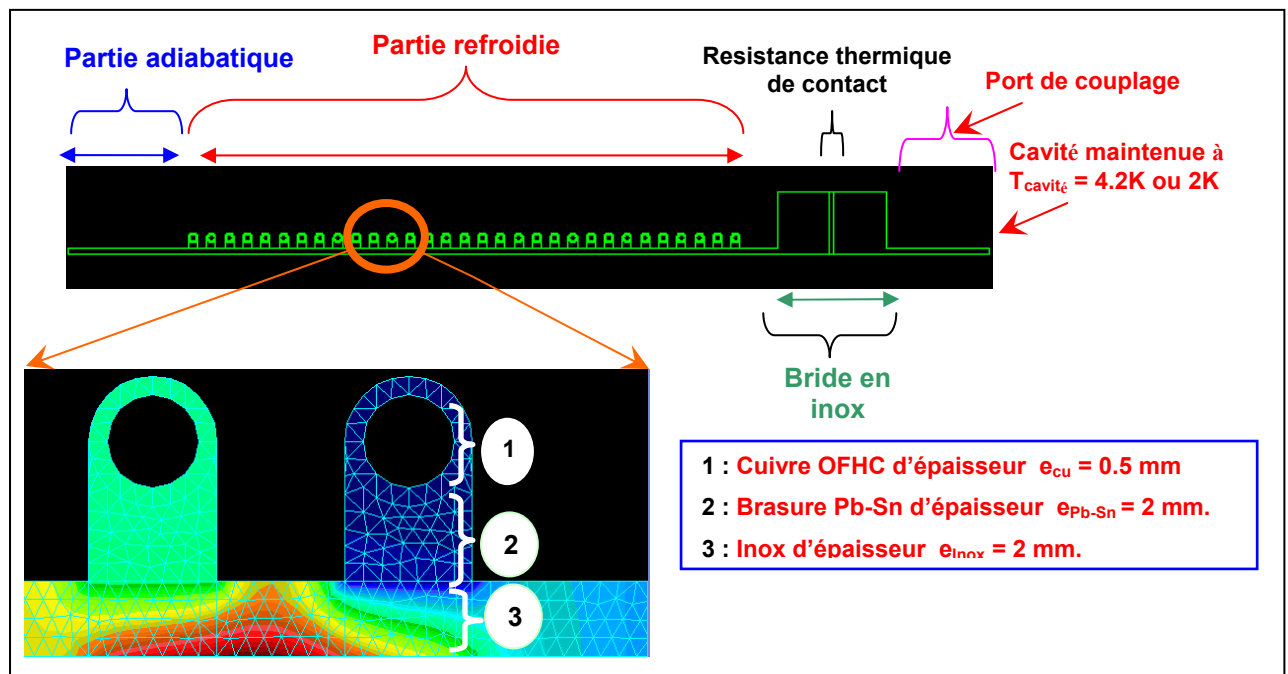


Figure 3.9 : Modèle C d'étude de l'échangeur du conducteur externe.

Toutes nos simulations ont été faites à l'aide du code par éléments finis COSMOS/M. Ce code permet la modélisation et la simulation numérique des problèmes liés à la thermique, mécanique et électromagnétisme avec des possibilités de couplage et d'interfaçage entre différents modules. Il utilise un générateur automatique de maillages et dispose d'une bibliothèque très riche d'éléments 1D, 2D ou 3D. Ce code prend en compte la variation des divers paramètres en fonction de la température et du temps. Il permet aussi de prendre en compte l'effet du rayonnement thermique en calculant le facteur de forme automatiquement. Il offre également la possibilité d'importer des géométries de plusieurs logiciels de dessin (CAO). Enfin, il dispose d'outils permettant de dessiner manuellement le modèle étudié.

3.4 Equations des champs électromagnétiques

Afin de garder une marge de sécurité sur le fonctionnement du coupleur de puissance, nous avons volontairement surdimensionné les pertes RF.

L'onde RF se propage dans le coupleur de puissance selon deux modes possibles :

1- Le mode de propagation en onde progressive TW (Travelling Wave) :

C'est le mode de propagation en fonctionnement normal du coupleur de puissance. Dans ce cas, la puissance délivrée par la source RF, aux pertes en ligne près, est transmise au faisceau de protons.

2- Le mode de propagation en onde stationnaire SW (Standing Wave):

Ce mode résulte d'une désadaptation d'impédance (mauvais couplage) entre le coupleur et la cavité. En conséquence, une partie ou toute la puissance RF est alors réfléchi par la cavité. Il s'établit alors dans le coupleur une onde stationnaire dont l'amplitude de l'onde RF est localement égale à deux fois celle du mode TW.

L'onde électromagnétique de la source RF possède un champ électrique radial E_r et un champ magnétique azimutal H_ϕ dans le coupleur. L'onde est caractérisée par un nombre d'onde $\beta=2\pi/\lambda$ et une pulsation ω . Le coupleur possède une géométrie coaxiale. Il est caractérisé par un rayon interne a et un rayon externe b . Les expressions des champs électromagnétiques dans le coupleur s'écrivent comme suit:

$$E_r(r, z, t) = E_0 \frac{a}{r} \cos(\omega t - \beta z) \quad (3.1)$$

$$H_\phi(r, z, t) = \frac{E_0}{\xi_0} \frac{a}{r} \cos(\omega t - \beta z) \quad (3.2)$$

L'impédance caractéristique Z_c du coupleur s'écrit en fonction de l'impédance du vide ξ_0 et a pour expression :

$$Z_c = \frac{\xi_0 \ln(b/a)}{2\pi} \quad (3.3)$$

La norme du vecteur de Poynting a pour expression :

$$S(r, z, t) = E \times H = \frac{E_0^2}{\xi_0} \left(\frac{a}{r} \right)^2 \cos^2(\omega t - \beta z) \quad (3.4)$$

La puissance RF instantanée transmise par la source est donnée par l'expression suivante:

$$P_{RF}(z, t) = \frac{2\pi \cdot E_0^2 \cdot a^2}{\xi_0} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \cdot \cos^2(\omega t - \beta z) \quad (3.5.a)$$

La puissance RF moyenne spatiotemporelle s'écrit alors :

$$\bar{P}_{RF} = \frac{\pi \cdot E_0^2 \cdot a^2}{\xi_0} \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right) \quad (3.5.b)$$

Le calcul des puissances dissipées par effet Joule dans les conducteurs interne (P_{CI}) ou externe (P_{CX}) se fait à partir des expressions suivantes:

$$P_{CI} = R_a \int_0^\lambda 2\pi \cdot a \cdot H_\phi^2 \cdot dz \quad \text{et} \quad P_{CX} = R_b \int_0^\lambda 2\pi \cdot b \cdot H_\phi^2 \cdot dz \quad (3.6)$$

R_a et R_b sont les résistances de surface du conducteur interne et externe. λ étant la longueur d'onde.

Les puissances dissipées par unité de longueur dans le conducteur interne et externe ont pour expressions:

$$\left. \frac{dP_{CI}}{dz} \right|_{\text{interne}} = \frac{\pi \cdot a \cdot R_a \cdot E_0^2}{\xi_0^2} \quad (3.7)$$

$$\left. \frac{dP_{CX}}{dz} \right|_{\text{externe}} = \frac{\pi \cdot a^2 \cdot R_b \cdot E_0^2}{b \cdot \xi_0^2} \quad (3.8)$$

En mode SW, le champ électromagnétique total est localement la somme des deux champs de l'onde incidente et l'onde réfléchie qui se propagent dans deux directions opposées. En conséquence, les pertes RF par effet Joule dans le coupleur seront au plus quadruplées par rapport aux valeurs du mode à onde progressive (TW).

3.5 Calcul des pertes dans le coupleur de puissance

Il y a trois types de pertes dans le coupleur:

- 1) Les pertes statiques (conduction et rayonnement).
- 2) Les pertes RF par effet Joule.

3) Les pertes diélectriques.

3.5.1 Pertes conductives

Les pertes par conduction solide sont la somme de deux contributions de l'inox et du cuivre entre les températures 6K et 300K. Elles sont calculées par l'expression suivante.

$$Q_{\text{total}}^s = k.S. \frac{\Delta T}{L} \quad (3.14)$$

Avec :

$S(\text{m}^2)$: Section du conducteur externe tenant compte des épaisseurs de l'inox et du cuivre.

$L(\text{m})$: Longueur du conducteur externe

$k(\text{W/m.K})$: Conductivité thermique moyenne entre 300K et 6K de l'inox ou du cuivre

$\Delta T(\text{K})$: Différence de température entre les deux extrémités chaude et froide du conducteur externe (300K et 6K).

Le calcul donne une valeur totale $Q_{\text{stat}}^s \approx 5\text{W}$. Ces pertes sont dominées par la contribution de l'inox par rapport à celle du cuivre qui reste négligeable ($Q_{\text{cu}} \approx 0.3\text{W}$)

3.5.2 Pertes radiatives

Le conducteur interne doit être maintenu à 300K. Vu la configuration géométrique, il apporte une charge thermique radiative à la fois au conducteur externe et au tube faisceau.

La géométrie formée par le conducteur interne et le conducteur externe est coaxiale. En assimilant l'ensemble à 2 cylindres coaxiaux de longueur infinie, l'expression suivante [3.3] permet de calculer le flux radiatif :

$$\Phi_r = F_e S_1 \sigma (T_2^4 - T_1^4) \quad (3.15)$$

$$F_e = \frac{e_1 e_2}{e_2 + \frac{A_1}{A_2} (1 - e_2) e_1} \quad (3.16)$$

Avec :

F_e : Facteur d'émissivité qui tient compte des états de surfaces émises et réceptives et de la géométrie cylindrique.

e_1 : Emissivité du conducteur interne avec un état de surface lisse (cuivre poli).

e_2 : Emissivité du conducteur externe avec un état de surface rugueuse (dépôt de cuivre).

σ : Constante de Boltzmann ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$).

$A_1 (\text{m}^2)$, $A_2 (\text{m}^2)$: Les surfaces émettrice et réceptrice.

Deux valeurs typiques d'émissivités sont utilisées pour une surface cuivrée polie ($e_1=0.1$) et rugueuse ($e_2=0.78$) [3.3]. Sous ces hypothèses, on obtient un flux radiatif $\Phi_r \approx 2W$.

On peut conclure que les pertes radiatives dans le conducteur externe restent relativement faibles par rapport aux pertes RF.

Etant donnée la géométrie du système, il est quasiment impossible de déterminer une expression analytique du facteur de forme entre le conducteur interne et le tube faisceau. Par conséquent, on utilisera le code de calcul pour déterminer ce paramètre et calculer l'effet des pertes radiatives sur la distribution température dans le tube faisceau.

L'émissivité du niobium dépend essentiellement de son état de surface et de la procédure de fabrication. On choisira deux valeurs limites d'émissivité données par le fabricant $e_{Nb1}=0.1$ et $e_{Nb2}=0.05$. Afin de déterminer la valeur maximale des pertes radiatives et leurs effets sur la température du tube faisceau, on se placera dans un cas très défavorable où l'extrémité inférieure du conducteur interne est au centre du tube faisceau. Le modèle de simulation thermique 3D pour l'étude du rayonnement est présenté en figure 3.10. Les conditions limites de ce modèle sont :

1- Conducteur interne maintenu à $T=300K$.

2- L'extrémité circulaire de contact du tube faisceau avec la cavité est maintenue à $T=2K$.

On a pris en compte dans le calcul thermique du flux radiatif du conducteur interne vers le tube faisceau en utilisant les valeurs des émissivités du niobium citées.

Deux cas extrêmes de rayonnement sont étudiés:

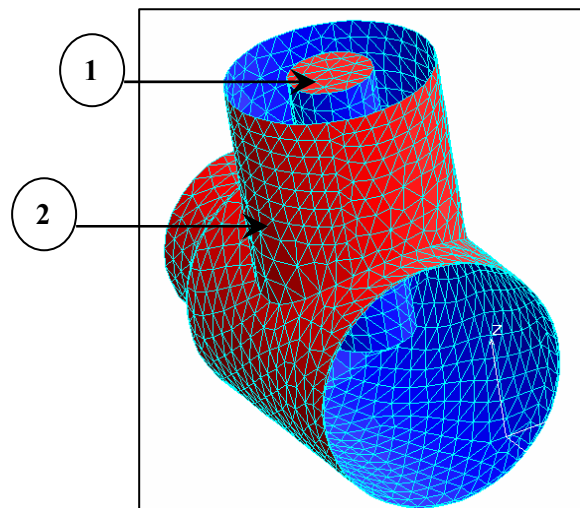


Figure 3.10 : Modèle de simulation thermique 3D pour le calcul du rayonnement. **1:** Conducteur interne, **2:** Tube faisceau.

1) Cas ou $e_{Nb}=0.05$, $e_{Cu}=0.1$

La distribution de température dans le tube faisceau est présentée en figure 3.11. On remarque que la température maximale atteinte sur l'extrémité du port de couplage a pour valeur $T_{max}=2.65K$.

Cette valeur montre que le tube faisceau reste dans l'état supraconducteur puisqu'on n'a pas dépassé la température critique du niobium ($T_c=9.26\text{K}$). Dans ce cas, on peut conclure que les pertes radiatives, avec une émissivité ($e_{\text{Nb}}=0.05$), n'ont pas beaucoup d'effet sur le champ de température dans le tube faisceau et la cavité.

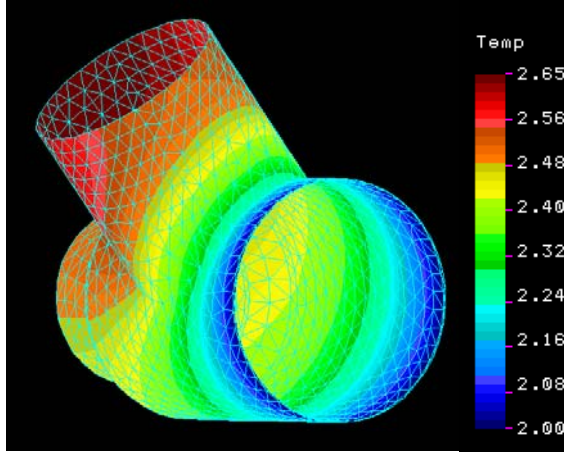


Figure 3.11: Isothermes du tube faisceau pour une émissivité du niobium $e_{\text{Nb}}=0.05$ et une émissivité du cuivre $e_{\text{Cu}}=0.1$.

2) Cas ou $e_{\text{Nb}}=0.1$, $e_{\text{Cu}}=0.1$

La distribution de température dans le tube faisceau est présentée en figure 3.12. On remarque que de nouveau la température maximale est atteinte sur l'extrémité du port de couplage a pour valeur $T_{\text{max}}=5.86\text{K}$. Cette valeur montre que le tube faisceau reste dans l'état supraconducteur puisqu'on n'a pas dépassé la température critique du niobium ($T_c=9.26\text{K}$). Dans ce cas, on peut conclure que les pertes radiatives, avec une émissivité ($e_{\text{Nb}}=0.1$), n'ont pas beaucoup d'effet sur le champ de température dans le tube faisceau et la cavité.

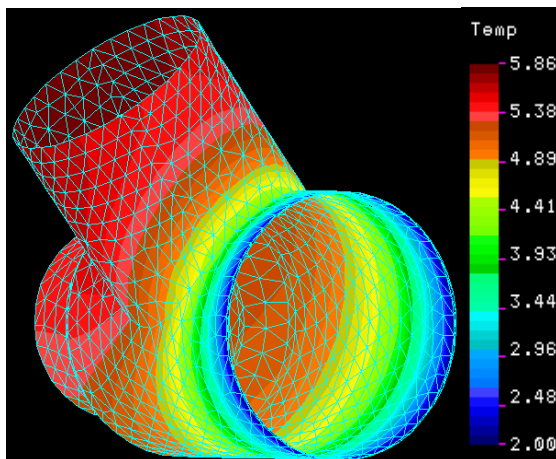


Figure 3.12 : Isothermes du tube faisceau pour une émissivité du niobium $e_{\text{Nb}}=0.14$ et une émissivité du cuivre $e_{\text{Cu}}=0.1$.

En conclusion, les pertes radiatives ne semblent pas avoir des effets très importants sur la température du tube faisceau et la cavité comparativement aux pertes RF dans le conducteur interne et externe. En effet, des essais expérimentaux conjointement à la simulation numérique (cf Fig.4.8 du chapitre 4) montrent que l'application d'un chauffage statique de 1W au port de couplage provoque un échauffement avec une température maximale de 9.26K. On peut raisonnablement conclure que les pertes radiatives sont inférieures à 1W.

3.5.3 Pertes RF dans le conducteur interne

Le champ électrique maximal E_r dans le coupleur peut être calculé à partir de l'expression de la puissance électromagnétique citée précédemment. La puissance RF maximale qu'on veut passer dans le coupleur est $P_{RF}=150kW$, ce qui conduit à $E_r \approx 214kV/m$. Le conducteur interne est constitué de cuivre OFHC de RRR élevée ($RRR \geq 60$). Sa température étant maintenue à 300K donc la résistivité du cuivre à cette température est $\rho = 1.71.10^{-8} \Omega.m$. La fréquence de l'onde RF est $f_0=704MHz$, la longueur d'onde est $\lambda = 0.426m$. La résistance de surface R_a du conducteur interne est déterminée à partir de l'épaisseur de peau δ :

$$R_a = \frac{\rho}{\delta} \quad (3.17)$$

En introduisant les valeurs numériques dans les formules précédentes de calcul des pertes, on obtient selon le mode de propagation TW et SW les pertes RF suivantes dans le conducteur interne: $P_{TW}(CI)=65W$ et $P_{SW}(CI)=260W$.

3.5.4 Pertes RF dans le conducteur externe

Les pertes RF dans le conducteur externe sont dues aux dissipations par effet Joule dans le dépôt de cuivre. On se placera dans le cas défavorable pour lequel le RRR du dépôt de cuivre est égal à 10. Les deux extrémités du conducteur externe sont maintenues à 6K et 300K. Entre ces deux températures la résistivité du cuivre varie fortement comme illustré en figure 3.13.

La résistivité du cuivre ρ_{cu} résulte de deux contributions: La résistivité intrinsèque ρ_i relative au réseau cristallin et la résistivité résiduelle ρ_r due aux défauts, dislocations et impuretés du réseau cristallin. L'expression de ρ_{cu} , exprimée en ($\Omega.m$), s'écrit alors comme suit :

$$\rho_{cu}(T) = \rho_i(T) + \rho_r \quad (3.18)$$

La résistivité intrinsèque $\rho_i(T)$ varie selon la fonction suivante [3.4]:

$$\rho_i(T) = 10^{-8} \text{ Exp}[-9.6 - 12.52\text{Ln}(T) + 8.31(\text{Ln}(T))^2 - 1.58(\text{Ln}(T))^3 + 0.01(\text{Ln}(T))^4] \quad (3.19)$$

La température étant en Kelvin.

La valeur de ρ_r peut être calculée à partir de l'expression du RRR.

$$RRR = \frac{\rho_{273K}}{\rho_{4.2K}} = \frac{\rho_{273K}}{\rho_r} \quad (3.20)$$

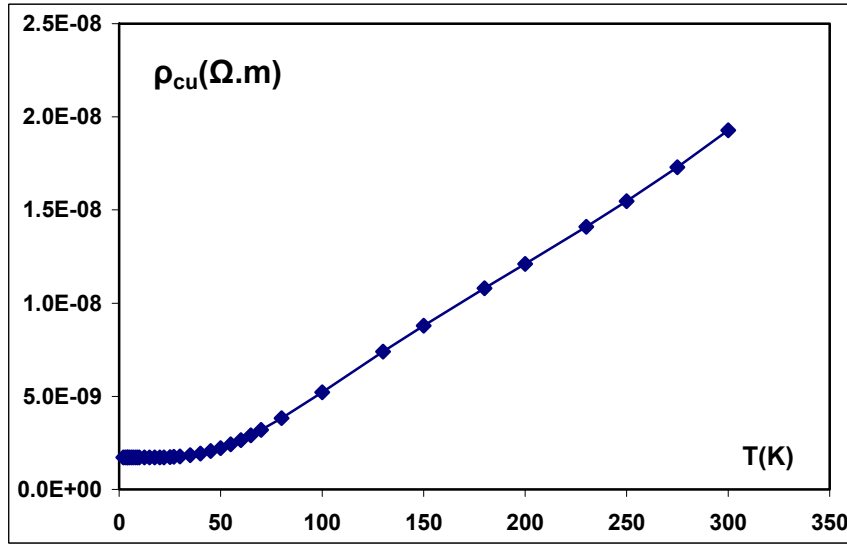


Figure 3.13 : Variations de la résistivité du cuivre RRR=10 avec la température [3.4].

La valeur moyenne de la résistivité électrique du cuivre entre 6K et 300K est $\rho_{\text{moy}} = 9.21 \cdot 10^{-9} \Omega.m$, ce qui conduit à une résistance de surface du conducteur externe $R_b \approx 5.45 \text{ m}\Omega$.

Finalement les pertes RF dans le conducteur externe sont respectivement dans les deux modes $P_{TW}(CX) = 23W$ et $P_{SW}(CX) = 92W$.

3.5.5 Pertes diélectriques dans la fenêtre

Afin d'évaluer les pertes diélectriques dans la fenêtre, on l'assimilera à un disque d'épaisseur e et de rayons interne a et externe b . Dans un disque, le champ électrique varie en $(1/r)$ du rayon interne vers l'externe.

Les pertes diélectriques par unité de volume sont données par l'expression [3.5] :

$$\frac{dP_m}{d\tau} = f \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \text{tg}(\varphi) \cdot E^2 \quad (3.20)$$

$$E = \frac{E_{\text{max}}}{r}$$

Avec

$d\tau$: Élément de volume, $d\tau = 2\pi \cdot r \cdot dr \cdot dz$.

f (Hz): Fréquence de l'onde électromagnétique.

ϵ_0, ϵ_r : Permittivité du vide, permittivité diélectrique relative de la céramique.

φ : Angle de perte.

Dans notre cas, $f=704\text{MHz}$, $e=6\text{mm}$, $a=21.75\text{mm}$ et $b=50\text{mm}$, $\epsilon_r=9.4$, $\text{tg}\varphi \approx 10^{-4}$.

L'intégration de l'expression (3.20) pour $z \in [0, e]$ et $r \in [a, b]$ permet de calculer les pertes diélectriques totales dans la fenêtre. On obtient les valeurs suivantes : $P_{\text{TW}}(\text{fe})=12\text{W}$, $P_{\text{SW}}(\text{fe})=48\text{W}$

Ces pertes diélectriques calculées ne sont qu'une estimation car malheureusement les fabricants industriels des fenêtres ne fournissent pas des valeurs exactes des paramètres de ϵ_r et $\text{tg}\delta$.

Une valeur typique de la conductivité thermique de l'alumine (Al_2O_3) utilisée pour les fenêtres réalisées dans l'industrie est $k \approx 24 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [3.3].

3.6 Méthode de calcul des circuits de refroidissement

La méthode de calcul des circuits de refroidissements peut être résumée dans les étapes suivantes :

1) Le débit nécessaire du fluide m est calculé à partir du bilan thermique: $Q_{\text{RF}} = m c_p \Delta T$.

Avec :

$Q_{\text{RF}}(\text{W})$: Puissance à évacuer.

$m(\text{g/s})$: Débit de fluide.

$C_p(\text{J/Kg.K})$: Chaleur spécifique moyenne du fluide.

$\Delta T=(T_e-T_s)$: Différence entre les températures d'entrée et de sortie du fluide.

2) Le diamètre hydraulique D_h se calcule par l'expression :

$$D_h = \frac{4 \cdot \text{Section d'écoulement}}{\text{Périmètre mouillé}}$$

Dans le cas d'une conduite cylindrique de diamètre D , on a évidemment $D_h = D$.

3) La vitesse moyenne du fluide est exprimée en fonction de la masse volumique ρ du fluide et la

section d'écoulement S par: $V = \frac{m}{\rho S}$.

4) Le nombre de Reynolds est déterminé en fonction de la viscosité dynamique μ du fluide par:

$$\text{Re} = \frac{D_h V \rho}{\mu}$$

5) Le nombre de Prandtl est donnée par l'expression : $\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{k}$ où k est la conductivité thermique du fluide.

6) Le calcul du nombre de Nusselt dépend du régime d'écoulement du fluide (laminaire ou turbulent). Pour le calcul du circuit de refroidissement du conducteur interne, on utilisera une corrélation adaptée à ce type de géométrie à savoir la corrélation de SIEDER et TATE [3.6]. Selon

le régime d'écoulement du fluide l'expression de cette corrélation prend l'une des formes suivantes:

a) Régime laminaire ($Re < 10^3$) : $Nu = 1.86(RePr \frac{D}{L})^{\frac{1}{3}}$

b) Régime turbulent ($Re > 10^3$) : $Nu = 0.023Re^{0.8}Pr^{(1/3)}$

7) Le coefficient d'échange h est ensuite calculé en utilisant la relation : $h = \frac{kNu}{D_h}$.

8) Pour les portions de circuit dont la section droite est constante, les chutes de pression sont données par l'une des formules ci-dessous suivant le régime d'écoulement :

a) Régime laminaire : $\Delta P = \frac{32\mu.L.V}{D_h^2}$

b) Régime turbulent: $\Delta P = \frac{2\rho.V^2.L.f}{D_h}$.

Avec f : Facteur de friction et L : Longueur de la section considérée.

Les chutes de pression totales le long du circuit de refroidissement sont simplement la somme des chutes de pression dans chaque section du circuit.

3.7 Description du circuit de refroidissement du conducteur interne

Cet élément sera refroidi par convection forcée. On peut envisager d'utiliser l'hélium gaz ou l'eau comme fluide réfrigérant. Le circuit de refroidissement (Fig.3.14) est formé par un tube central d'arrivée du fluide jusqu'à l'extrémité inférieure du conducteur interne où un espace annulaire est aménagé pour refroidir l'enveloppe externe de l'âme.

Le circuit de refroidissement est géométriquement complexe (Fig.3.16) : Il comporte des tronçons tubulaires droits, des tronçons annulaires et de nombreuses singularités géométriques ou accidents de parcours.

Les accidents de parcours contribuent fortement aux chutes de pression. On attribue un facteur de friction noté e_v selon la forme de la singularité géométrique [3.7]. Le facteur e_v peut avoir une valeur constante ou bien dépendre d'un facteur noté β (β =rapport des sections avant et après la singularité). On a rassemblé dans le tableau 3.3 les valeurs de e_v de quelques singularités connues.

Les chutes de pressions au droit des singularités s'expriment en fonction de la vitesse du fluide V et de sa masse volumique ρ par l'expression :

$$\Delta P = \frac{1}{2}\rho.V^2.e_v$$

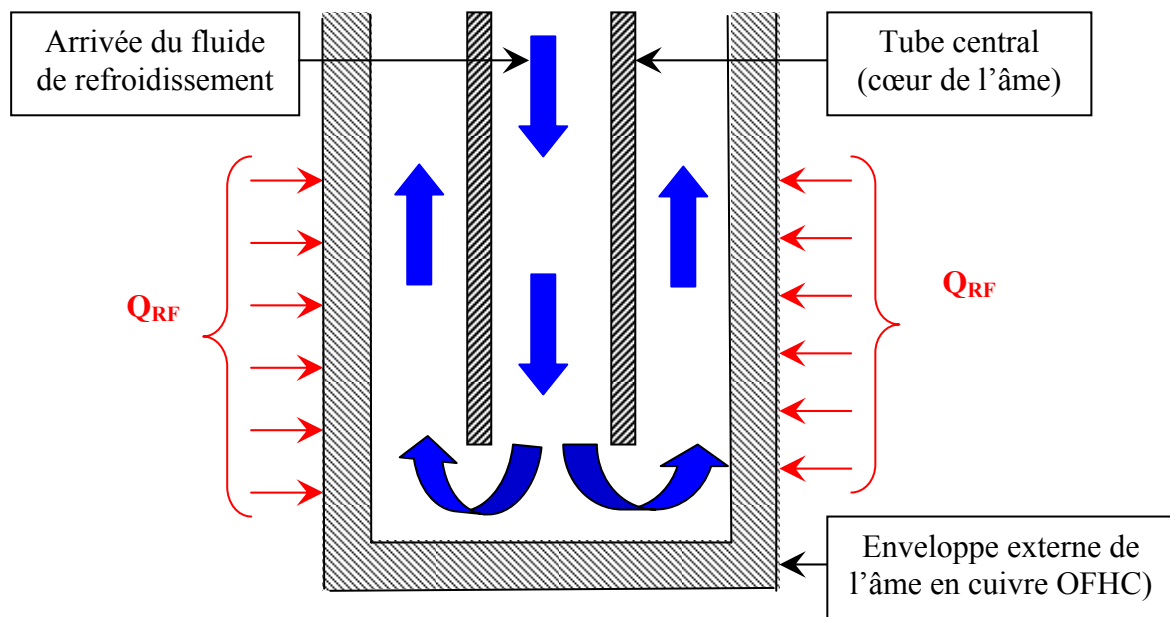


Figure 3.14: Schéma simplifié du circuit de refroidissement du conducteur interne.

Tableau 3.3 : Facteurs de friction e_v selon la forme de singularité géométrique indiquée en figure 3.15.

Type de singularité	e_v	Schéma
Coude à 90°	1.3-0.9	a
Coude arrondi à 90°	0.4-0.9	b
Coude à 45°	0.3-0.4	c
Orifice à arête vive	$2.7(1-\beta)(1-\beta^2)\frac{1}{\beta^2}$	d
Elargissement brusque	$\left(\frac{1}{\beta}-1\right)^2$	e
Contraction brusque	$0.45(1-\beta)$	f

Comme on l'a précisé précédemment, le chemin parcouru par le fluide de refroidissement (hélium ou eau) est relativement complexe. C'est pour cette raison qu'on a subdivisé le circuit de refroidissement du conducteur interne en plusieurs zones selon la géométrie de chaque région d'écoulement. Chacune de ces sections est caractérisée par les paramètres thermiques et hydrauliques suivants: diamètre hydraulique D_h , vitesse moyenne du fluide V , nombre de Reynolds Re , nombre de Nusselt Nu et coefficient d'échange h .

Le choix du fluide de refroidissement est essentiellement dicté par deux considérations :

1) La puissance à évacuer c'est à dire l'efficacité du refroidissement.

2) La facilité de son intégration dans le cryomodule.

Deux choix de fluides sont envisagés pour le refroidissement du conducteur interne: l'eau ou l'hélium. Dans ce qui suit, nous calculerons les deux circuits de refroidissement et nous comparerons leurs performances.

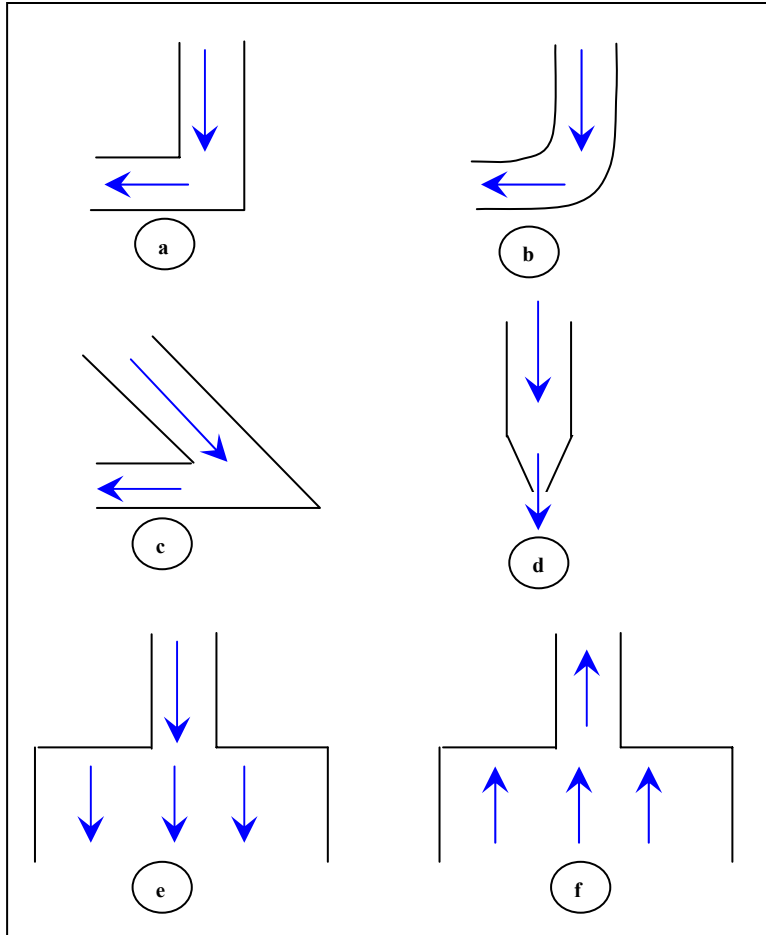


Figure 3.15: Exemples d'accidents de parcours du fluide. Voir tableau 3.4 pour la correspondance entre la forme géométrique et la formule utilisée.

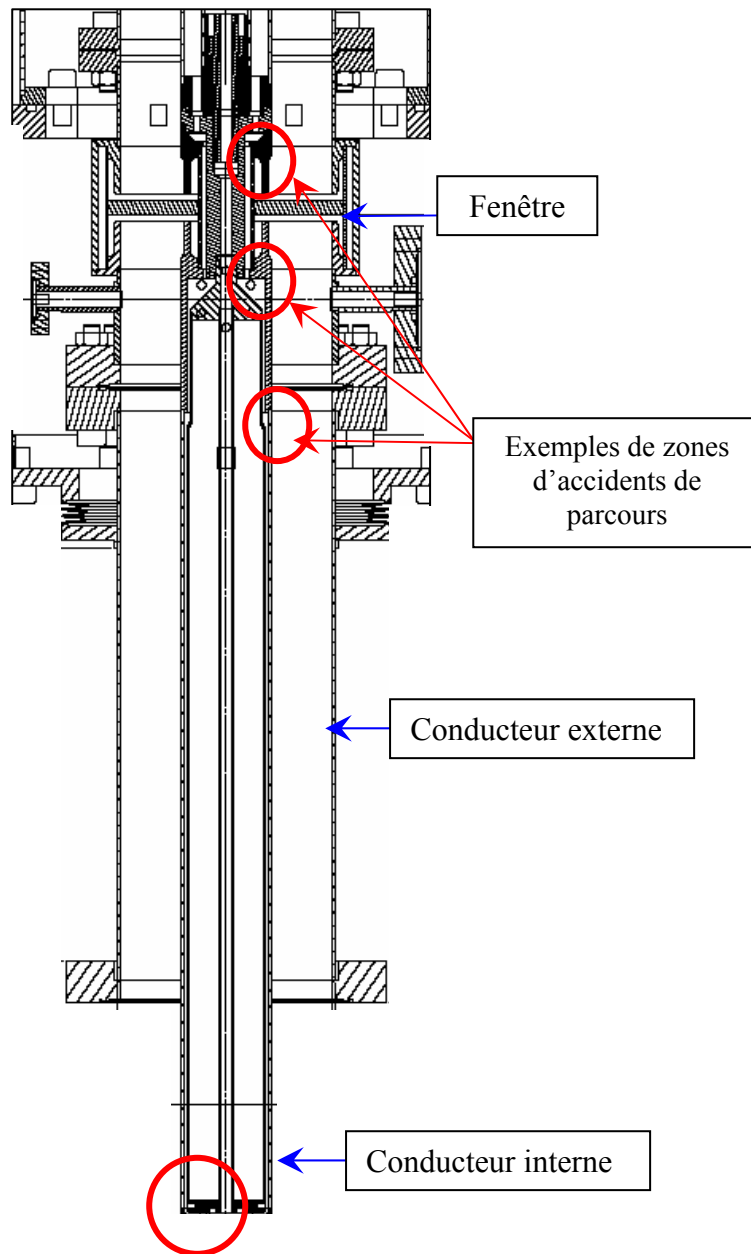


Figure 3.16: Exemples de zone d'accidents de parcours du fluide.

3.8 Refroidissement du conducteur interne à l'hélium gaz

3.8.1 Calcul des paramètres thermiques

Les calculs montrent qu'un débit $m=4.16\text{g/s}$ est suffisant pour évacuer des pertes RF $P_{\text{RF}} = 260\text{W}$ sur le conducteur interne. Les températures d'entrée et de sortie sont respectivement 288K et 300K. On considère que les propriétés thermiques de l'hélium sont constantes dans cette gamme de température. En effet les variations restent faibles (masse volumique : $\Delta\rho/\rho < 9\%$, viscosité

$\Delta\mu/\mu < 7\%$, conductivité thermique $\Delta k/k < 5\%$). Un calcul détaillé des paramètres thermiques est d'abord effectué dans chaque section d'écoulement du fluide.

Parmi les sections d'écoulement du fluide étudiées, il existe seulement deux sections particulières qui nous intéressent (Fig.3.17). Elles sont caractérisées par une surface d'échange maximale avec le conducteur interne et la fenêtre. Les résultats des calculs des paramètres thermiques et hydrauliques pour ces sections sont résumés dans le tableau 3.4. On a consigné dans ce tableau les caractéristiques géométriques du circuit ainsi que les paramètres importants de dimensionnement (nombre de Reynolds et de Nusselt, facteur de friction et chutes de pression par zone). Précisons que le régime d'écoulement dans ce cas est turbulent ($Re > 2500$) dans les régions considérées.

Notons que le calcul montre une forte contribution des accidents de parcours dans les chutes de pression. Les chutes de pression totales du circuit pour un débit d'hélium de 4.16g/s sont évaluées à $\Delta P \approx 2\text{bar}$.

Tableau 3.4 : Paramètres thermiques et hydrauliques pour un débit d'hélium de 4.16g/s à $T=288\text{K}$.

	Conducteur interne	Fenêtre
Diamètre hydraulique (mm)	2	2
Vitesse (m/s)	90	153
Nombre de Reynolds	3974	6738
Facteur de friction	0.01	0.0087
Chutes de pression (mbar)	120	50
Nombre de Nusselt	15	23
Coefficient d'échange ($\text{W}/\text{m}^2.\text{K}$)	998	1522

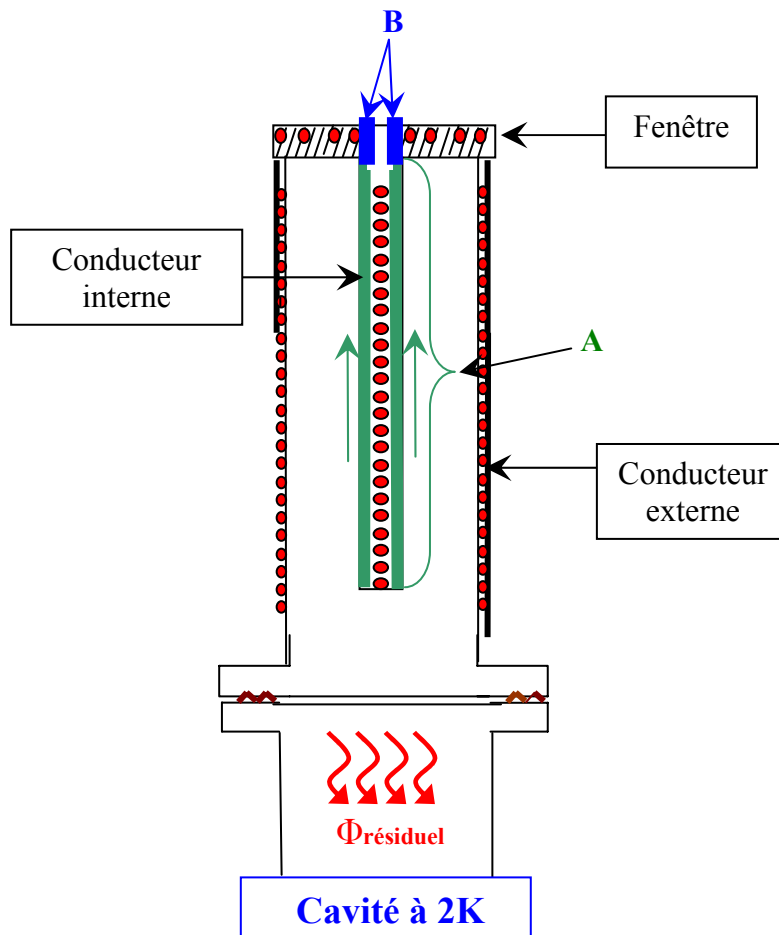


Figure 3.17: Zones de calcul du coefficient d'échange du conducteur interne (A) et la fenêtre (B).

3.8.2 Modèle analytique simplifié

Afin d'aider à l'interprétation des simulations et de comprendre l'importance des différents termes, on a fait un modèle analytique simplifié du conducteur interne. On assimile le conducteur interne à une barre métallique de section S . Dans ce modèle à une dimension les propriétés thermophysiques du solide et du fluide sont supposées constantes (on prend les valeurs moyennes).

L'équation de la chaleur s'écrit dans ce cas:

$$kS \frac{d^2 T}{dz^2} + \frac{Q_{RF}}{L} = h\pi D_h (T - T_0)$$

Avec :

$k(\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$: Conductivité thermique du cuivre OFHC (RRR=60)

$Q_{RF}(\text{W})$: Puissance dissipée.

$T_0(\text{K})$: Température moyenne du fluide.

La solution de cette équation donne un profil de température exponentiel:

$$T(z) = A \exp(az) + B \exp(-az) + T_0 + \frac{Q_{RF}}{Lh\pi D} \quad \text{avec} \quad a(m^{-1}) = \sqrt{\frac{h\pi D}{kS}}$$

A, B : Constantes dépendant des conditions aux limites.

$h(W.m^{-2}.K^{-1})$: Coefficient d'échange entre la paroi et le fluide.

$D(m)$: Diamètre du conducteur interne.

$S(m^2)$: Section du conducteur interne.

Les conditions aux limites suivantes permettent de déterminer les valeurs de A et B :

1) $T(z = 0) = 300K$ (température de fenêtre réglée à 300K).

2) $-k \frac{dT}{dz} = h(T(L) - T_0)$, échange convectif à l'extrémité basse du conducteur interne.

On note C le paramètre $\frac{Q_{RF}}{Lh\pi D}$ qui a la dimension d'une température.

L'application des conditions aux limites précédentes conduit à :

$$A = 300 - T_0 - C - B$$

$$B = \frac{(300 - T_0 - C)(1 + \frac{h}{ka}) + \frac{hC}{ka} \exp(-aL)}{(1 - \frac{h}{ka}) \exp(-2aL) + (1 + \frac{h}{ka})}$$

Ce modèle unidimensionnel simplifié permet d'évaluer le profil de température. Néanmoins un modèle de simulation thermique 2D axisymétrique est préférable pour étudier l'ensemble conducteur interne et fenêtre.

3.8.3 Résultats des simulations numériques

On considère un modèle 2D axisymétrique formé par le conducteur interne et la fenêtre. Dans ce modèle, les conductivités thermiques utilisées sont respectivement $k_{cu}=400W.m^{-1}.K^{-1}$ et $k_{fe}=24 W.m^{-1}.K^{-1}$ pour le cuivre et la fenêtre.

Les conditions aux limites imposées au modèle thermique sont des pertes RF ($P_{CI}=260W$) dans le conducteur interne, des pertes diélectriques de la fenêtre ($P_{Fe}=12W$) et les coefficients d'échange de l'hélium respectivement sur le conducteur interne ($h_{ci}=998W/m^2.K$) et le diamètre interne de la fenêtre ($h_{fe}=1522W/m^2.K$). On suppose que le diamètre externe de la fenêtre est refroidi avec le même coefficient d'échange que le diamètre interne ($h_{fe}=1522W/m^2.K$). Précisons qu'on a utilisé une température moyenne de fluide $T_{moy}=294K$. Les pertes diélectriques, qui constituent un terme source dans l'équation de chaleur, sont prises en compte dans ce modèle. L'efficacité du refroidissement résulte d'un très bon coefficient d'échange solide –fluide.

La figure 3.18 présente les isothermes calculées dans le conducteur interne et la fenêtre. On note que le conducteur interne présente un échauffement maximal de $\sim 10\text{K}$. On note que l'échauffement de la fenêtre par rapport au fluide est maximal au centre ($\Delta T \sim 18\text{K}$), ce qui est dû aux pertes diélectrique uniformes. D'autre part l'écart de température maximal dans la fenêtre est de $\sim 8\text{K}$. Une autre étude thermomécanique sur la fenêtre peut être envisagée par la suite pour savoir si cette différence de température a des effets indésirables. Enfin, un débit d'hélium de 4.16g/s permet un refroidissement efficace du conducteur interne. En effet, les échauffements moyen et maximum par rapport au fluide sont respectivement de 8K et 10K .

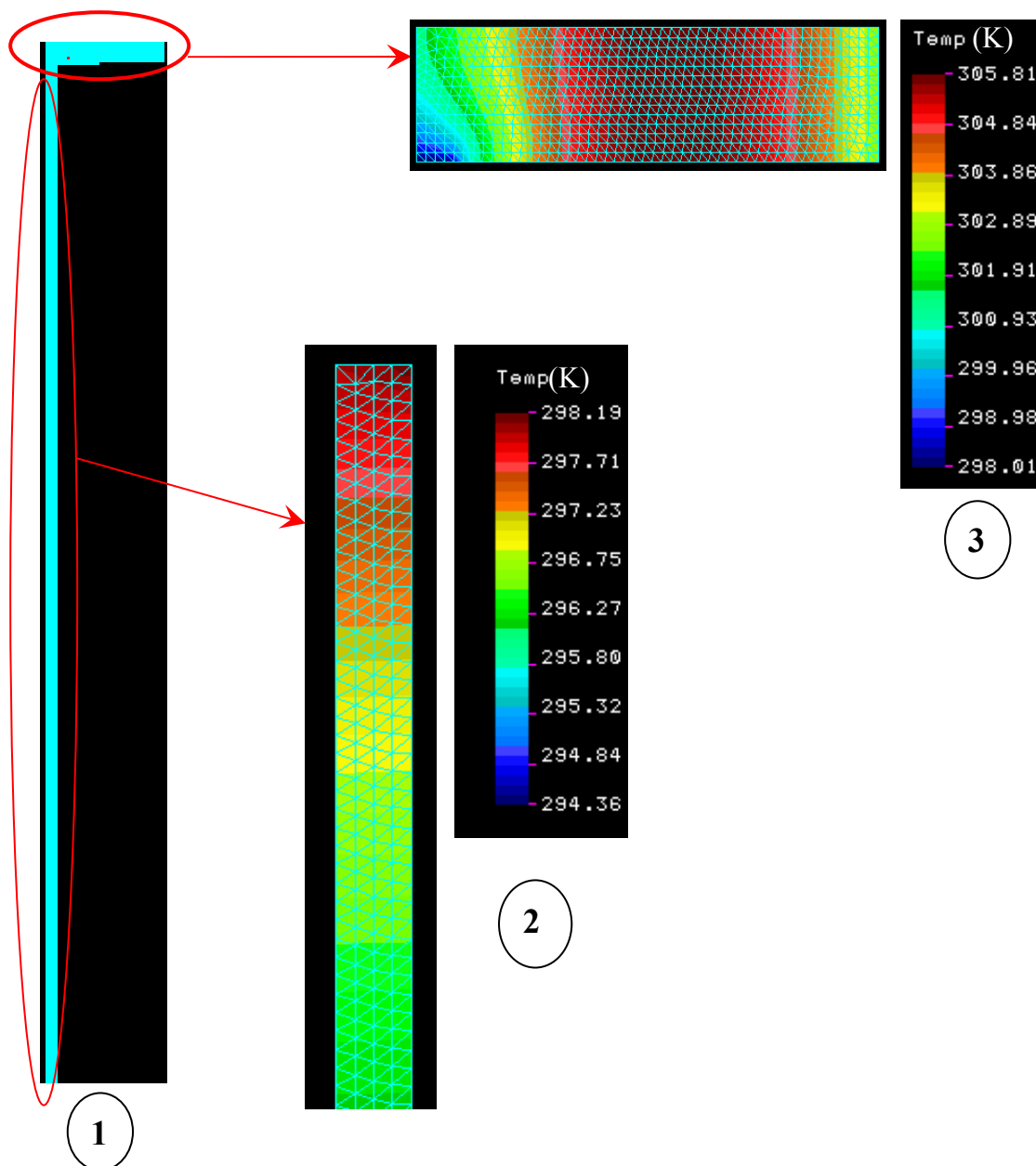


Figure 3.18 : Résultat des simulations thermiques pour un débit d'hélium gaz de 4.16g/s . **1:** Modèle global, **2:** Isothermes dans le conducteur interne, **3:** Isothermes dans la fenêtre.

3.9 Refroidissement du conducteur interne à l'eau

3.9.1 Calcul des paramètres thermiques

En adoptant la même méthode de calcul que pour l'hélium gazeux, on trouve que le débit d'eau nécessaire est $m=5.18\text{g/s}$ pour évacuer des pertes RF $P_{ci}= 260\text{W}$ sur le conducteur interne. Les températures d'entrée et de sortie sont respectivement 288K et 300K. Les propriétés thermiques de l'eau restent aussi constantes dans cette gamme de température.

Les résultats du calcul des paramètres thermiques et hydraulique pour un débit d'eau de 5.18g/s sont rassemblés dans le tableau 3.5. On a consigné dans ce tableau les caractéristiques géométriques du circuit ainsi que les paramètres importants de dimensionnement (nombre Reynolds et de Nusselt, facteur de Friction et chutes de pression par zone). Notons que le régime d'écoulement dans ce cas est laminaire ($Re<2500$). Les chutes de pression totales dans le circuit de refroidissement sont évaluées à $\Delta P \approx 3.65\text{mbar}$.

Tableau 3.5 : Paramètres thermiques et hydrauliques pour un débit d'eau de 5.18g/s dans le conducteur interne et la fenêtre.

	Conducteur interne	Fenêtre
Diamètre hydraulique (mm)	2	2
Vitesse (m/s)	0.043	0.072
Nombre de Reynolds	85	144
Facteur de friction	0.026	0.022
Chutes de pression (mbar)	1.3	0.4
Nombre de Nusselt	2.74	5.83
Coefficient d'échange ($\text{W/m}^2.\text{K}$)	822	1749

3.9.2 Résultats des simulations numériques

On utilise le même modèle 2D axisymétrique, avec les mêmes propriétés thermiques pour les solides mais avec les nouveaux coefficients d'échange calculé pour l'eau. La figure 3.19 présente la distribution du champ de température dans le conducteur interne et la fenêtre.

Il faut souligner que les résultats sont très proches de ceux obtenus dans le cas d'un refroidissement à l'hélium gazeux ; ce qui était prévisible. En effet, on voulait comparer les deux réfrigérants pour des performances thermiques voisines. On note que le conducteur interne présente un échauffement moyen de $\sim 8\text{K}$ et que l'échauffement maximal de la fenêtre par rapport au fluide est maximal au centre ($\Delta T \sim 17\text{K}$) : ceci est dû aux pertes diélectriques uniformes. D'autre part l'écart maximal dans

la fenêtre est de $\sim 7\text{K}$. Enfin, un débit d'hélium de 5.18g/s permet un refroidissement efficace du conducteur interne. En effet, les échauffements moyen et maximum par rapport au fluide sont respectivement de 8K et 10K .

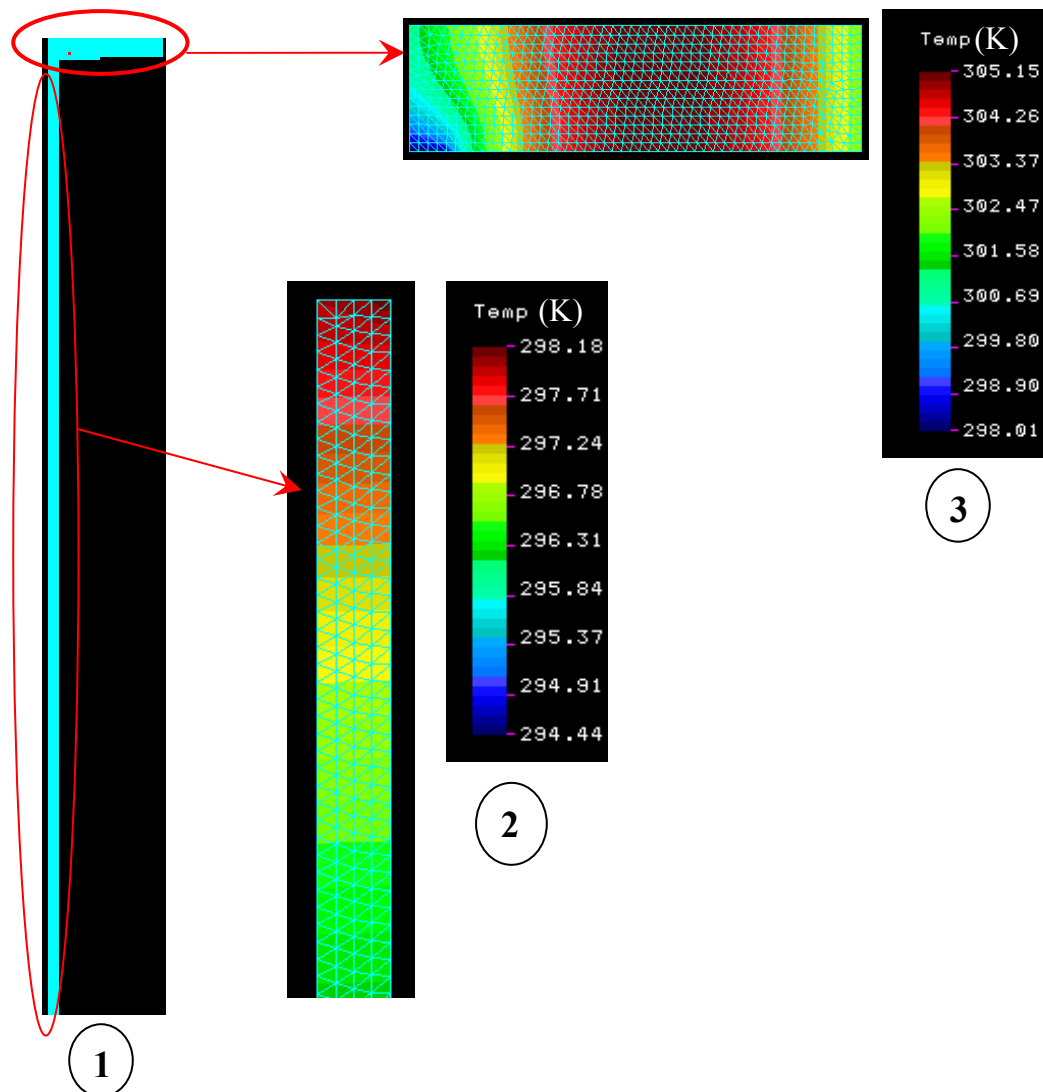


Figure 3.19: Résultat des simulations thermiques pour un débit d'eau de 5.18g/s . **1:** Modèle global, **2:** Isothermes dans le conducteur interne, **3:** Isothermes dans la fenêtre.

3.10 Choix entre les deux fluides de refroidissement l'hélium ou l'eau

Nous comparons dans le tableau 3.6 les performances thermiques et hydrauliques de l'eau et de l'hélium gaz. Cette comparaison est faite pour des coefficients d'échange très proches pour les deux fluides (h_{CI} et h_{fe}).

Ce tableau montre clairement que la différence essentielle entre le refroidissement à l'eau et à l'hélium concerne les chutes de pression. En effet, on remarque que les chutes de pression dans l'hélium sont 702 fois plus élevées que pour l'eau, pour des performances thermiques semblables.

Ce qui se traduit notamment par un surcoût de consommation électrique pour la mise en circulation du fluide. Par ailleurs, l'utilisation de l'eau en milieu cryogénique présente des risques de formation de glaçon et nécessite des précautions particulières compte des champs électriques en jeu tandis que ce problème ne se pose pas pour l'hélium gaz. Précisons que le conducteur interne de la machine HERA ($P_{RF}=100kW$ continu, $f=500MHz$) est refroidi à l'eau. D'autre part, l'eau peut engendrer à terme un encrassement à l'intérieur du tube d'où une augmentation des chutes de pression et une réduction du coefficient d'échange.

Tableau 3.6 : Comparaison des performances thermiques des deux circuits de refroidissement à l'eau et à l'hélium.

Fluide	Eau	hélium gaz	Rapport (hélium gaz/eau)
Débit (g/s)	5	4.9	0.98
$h_{Cl}(W/m^2.K)$	812	1137	1.4
$h_{Fe}(W/m^2.K)$	1728	1734	1
ΔP (mbar)	3.5	2457	702

En conclusion, l'utilisation de l'eau ou de l'hélium reste deux solutions envisageables. Le choix entre les deux fluides dépendra des contraintes techniques lors de l'installation finale du cryomodule.

3.11 Description du circuit de refroidissement du conducteur externe

Pour le refroidissement du conducteur externe, on utilisera un échangeur hélicoïdal consistant en un serpentín en cuivre brasé autour de sa surface externe (Fig.3.20). Compte tenu de la charge thermique importante à évacuer ($\sim 30W$), le refroidissement se fera bien entendu par convection forcée. On a choisi l'hélium supercritique pour les raisons qu'on exposera ci-après.

Précisons qu'on a adopté un échangeur hélicoïdal pour deux raisons essentielles :

- 1) Simplicité de réalisation d'où une réduction du coût et une meilleure fiabilité à priori.
- 2) Faible encombrement, ce qui facilitera grandement l'intégration du coupleur dans le cryomodule.

Notons que d'une façon générale parmi les échangeurs (gaz-gaz) qui sont les plus compacts, les échangeurs à plaques sont à faible pertes de charges. Toutefois dans notre cas, ils ne sont pas adaptés du fait que leur géométrie qui ne convient pas à notre système.

Enfin, comme le premier prototype du coupleur de puissance doit être testé sur une cavité pentacellule dans CRYHOLAB, son intégration dans le cryostat impose de laisser un espace libre à

l'extrémité supérieure du conducteur externe à l'aval de la fenêtre. Par conséquent, cette partie du conducteur externe ne sera pas directement refroidie par l'hélium supercritique (Fig.3.20).

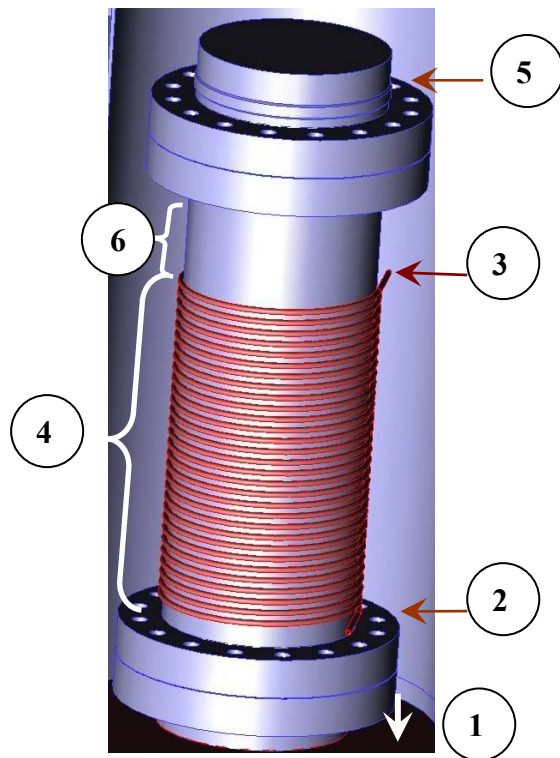


Figure 3.20 : Représentation du circuit de refroidissement du conducteur externe. 1: Vers la cavité, 2: Entrée de l'hélium supercritique à 6K, 3: Sortie de l'hélium, 4: Serpentin brasé autour du conducteur externe, 5: Simulateur de la fenêtre à 300K, 6: Partie non directement refroidie.

3.12 Propriétés de l'hélium supercritique

Dans ce qui suit, on va présenter brièvement les propriétés thermodynamiques et les propriétés de transport de l'hélium supercritique.

Le diagramme de phase de l'hélium (^4He) est présenté en figure 3.21. Ce diagramme fait apparaître des propriétés remarquables de l'hélium :

- 1) Absence de point triple, contrairement à tous les autres corps de la nature. Il peut rester à l'état fluide jusqu'au zéro absolu.
- 2) Il oppose une « résistance » à la solidification, en effet il faut exercer une pression $P > 25\text{bar}$ pour solidifier l'hélium à $T = 0\text{K}$.
- 3) Il existe deux variétés d'hélium liquide séparées par la ligne λ : **a)** l'hélium (He I) normal qui est un fluide classique pour $T > T_\lambda$, **b)** l'hélium superfluide (HeII) qui est un fluide quantique aux propriétés très spécifiques (superfluidité, conduction thermique élevée...)
- 4) La température normale d'ébullition est faible ($T_{\text{eb}} = 4.2\text{K}$).

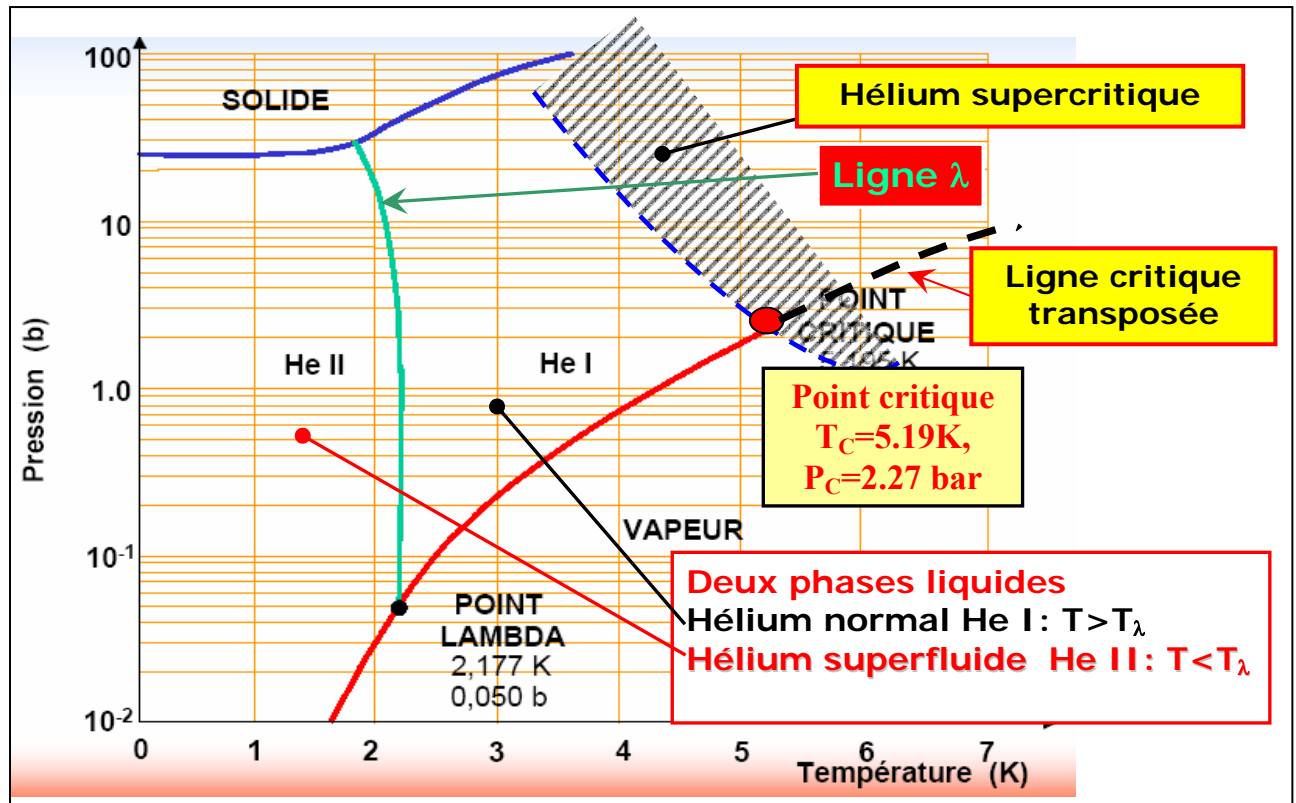


Figure 3.21 : Diagramme Pression - Température de l'hélium.

Le diagramme température entropie (Fig.3.22) et pression–volume spécifique (Fig.3.23) permettent de mieux comprendre le domaine thermodynamique d'existence de l'hélium supercritique.

Les coordonnées du point critique de l'hélium sont $T_c=5.19\text{K}$, $P_c=2.27\text{bar}$. Tant que la pression de l'hélium est inférieure à P_c , on peut observer un changement de phase liquide-vapeur lors d'un refroidissement ou un échauffement isobare. Ce changement de phase a eu lieu bien évidemment lorsqu'on croise la courbe d'équilibre liquide vapeur.

Pour des pressions supérieures à la pression critique, on n'observe plus de changement de phase et l'hélium est dit supercritique. Le passage de la phase haute densité (pseudo-liquide) à la phase basse densité (pseudo-vapeur) se fait de façon continue. En fait, il s'agit d'une transition du deuxième ordre sans chaleur latente associée et avec une singularité de la chaleur spécifique.

On note à partir des diagrammes (Fig.3.22 – Fig.3.23) :

- 1) Pour des températures inférieures à la température critique $T_c= 5.19\text{K}$, une compression isotherme du gaz conduit à sa liquéfaction (changement de phase).
- 2) Au delà de T_c ($T>T_c$), le passage de l'état pseudo-gaz à l'état pseudo-liquide se fait de façon continue.

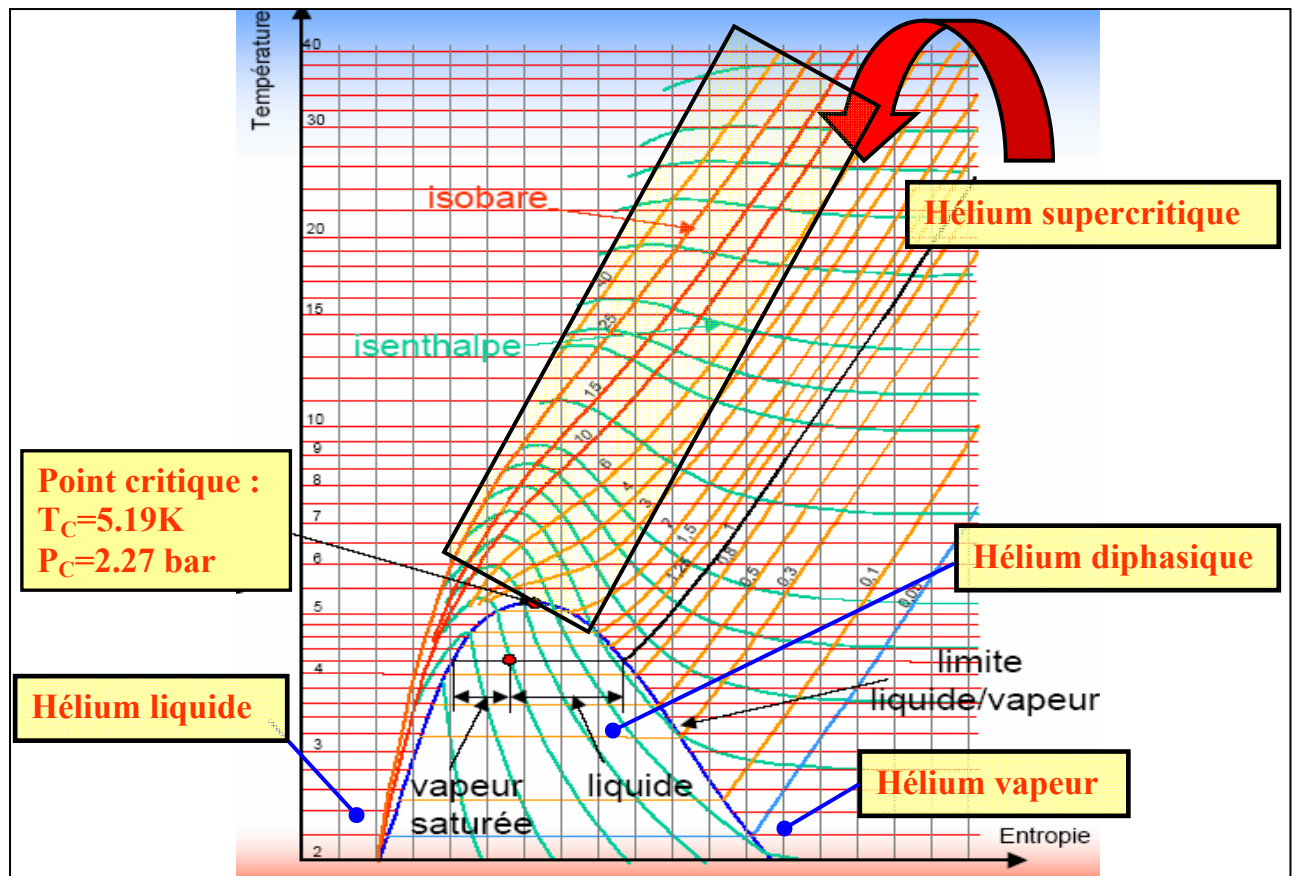


Figure 3.22: Diagramme Température – Entropie de l'hélium.

Précisons que le point critique (Fig.3.23) est un point remarquable de l'isotherme critique : il s'agit d'un point d'inflexion à tangente horizontale.

En résumé, il existe une région dans le diagramme de phase où l'état thermodynamique de l'hélium est dit supercritique. Cet état apparaît au delà d'un point singulier nommé point critique caractérisé par les coordonnées thermodynamiques ($T_c = 5.19 \text{ K}$, $P_c = 2.27 \text{ bar}$, $\rho_c = 69.64 \text{ Kg/m}^3$).

Comme $\left(\frac{\partial P}{\partial V}\right)_T$ est nulle au point critique, la compressibilité isotherme $\chi_T = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P}\right)_T$ tend vers l'infini au point critique.

Cette singularité est aussi observée pour d'autres propriétés thermodynamiques. En effet comme indiqué sur la figure 3.24 la chaleur spécifique à pression constante présente des singularités (discontinuité de la dérivée aux pics) à des températures bien définies.

Les coordonnées (T , P) de ces pics de la chaleur spécifique permettent d'extrapoler la courbe liquide-vapeur au delà du point critique: c'est la courbe critique transposée. De part et d'autre de cette courbe le fluide est appelé pseudo-liquide et pseudo-gaz.

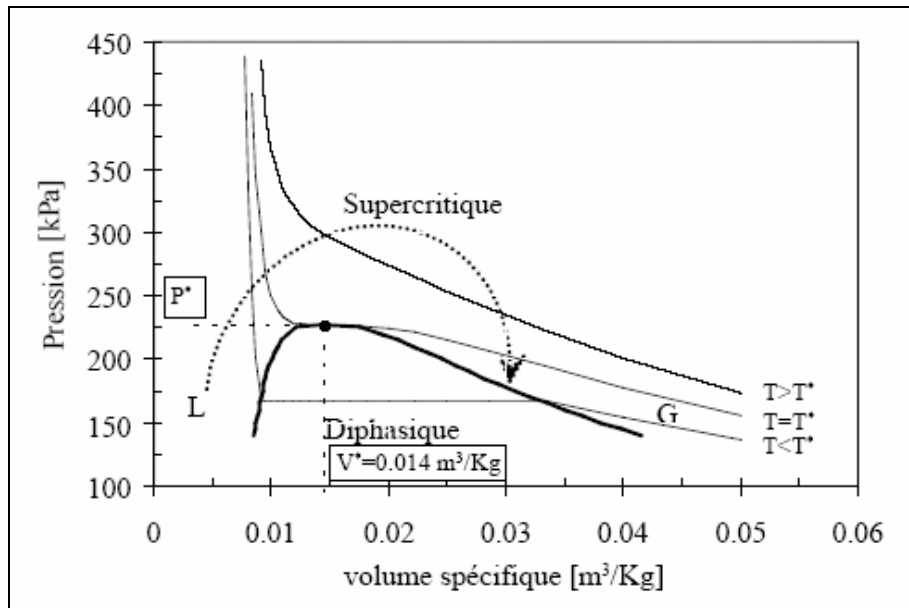


Figure 3.23 : Diagramme Pression -Volume spécifique de l'hélium.

Les variations du volume spécifique, à pression constante en fonction de l'enthalpie, font apparaître deux régions bien distinctes (Fig.3.25) :

- 1) Une région pseudo-liquide où le volume spécifique dépend faiblement de l'enthalpie.
- 2) Une région pseudo-gaz où le volume spécifique augmente linéairement avec l'enthalpie.

Pour $P < P_c$, la masse volumique ρ diminue avec la température (Fig.3.26) et on observe une discontinuité correspondant à un changement de phase liquide vapeur. Au delà de P_c , cette discontinuité n'est plus observée.

Les propriétés de transport (conductivité thermique et viscosité dynamique) présentent aussi une singularité au point critique. D'autre part, ces deux propriétés varient fortement avec la température dans le domaine de fonctionnement de l'échangeur, ce qui va se traduire par des non linéarités dans les échanges thermiques (Fig.3.26-3.28).

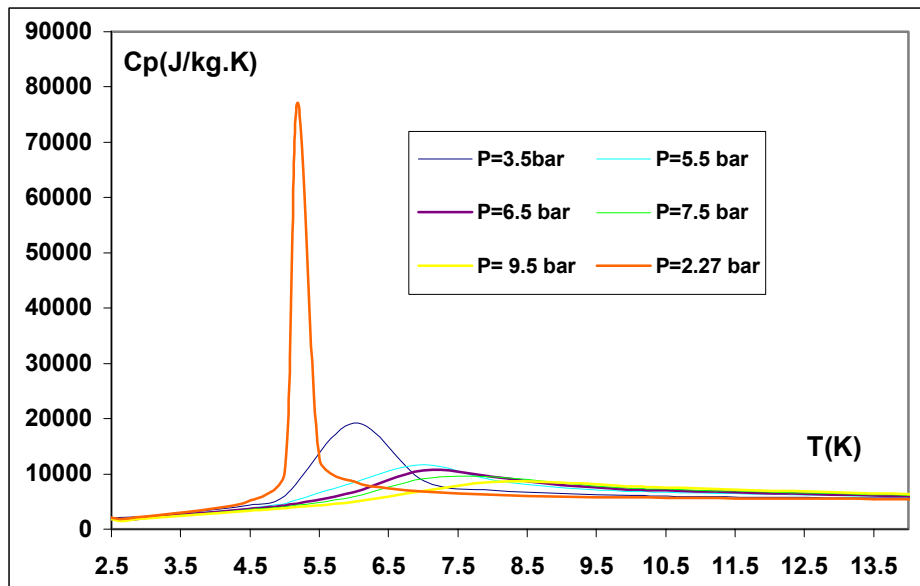


Figure 3.24 : Capacité calorifique C_p en fonction de la température à différentes pressions.

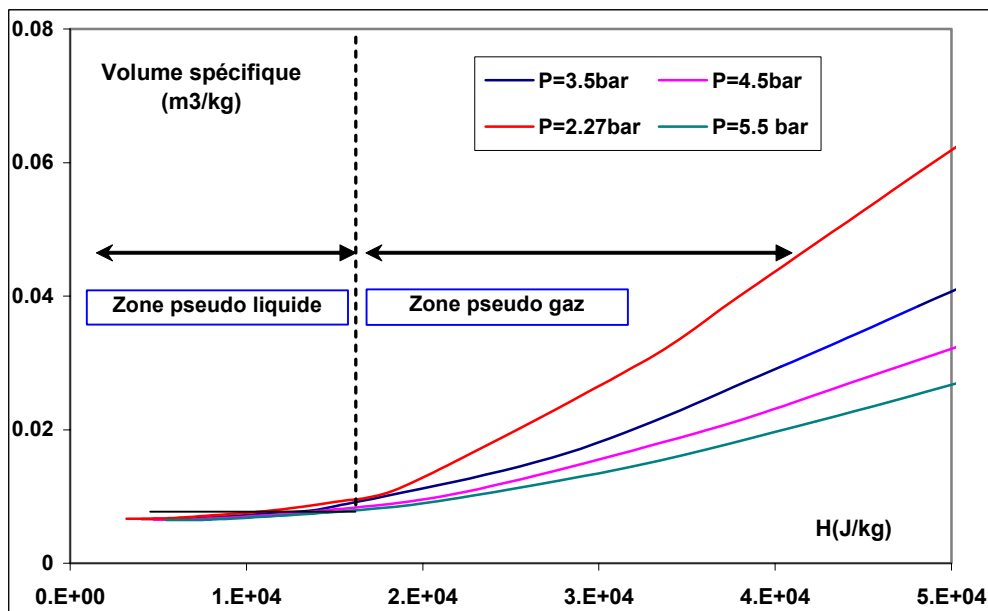


Figure 3.25: Distinction entre les domaines pseudo-liquide et pseudo-gaz de l'hélium supercritique.

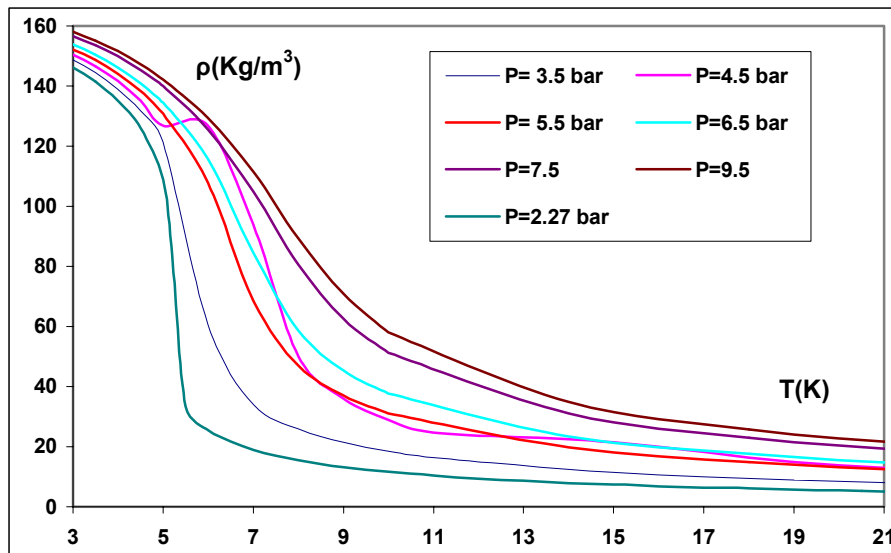


Figure 3.26: Masse volumique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes pressions.

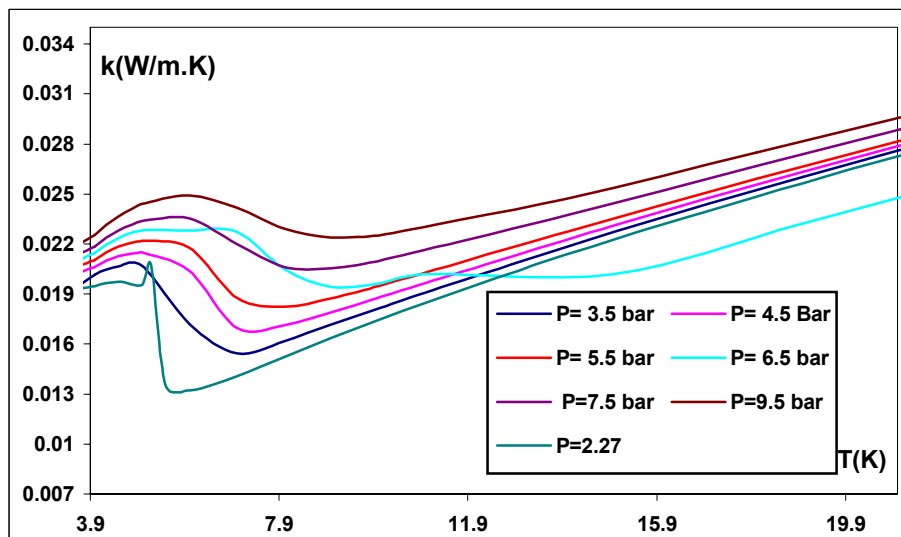


Figure 3.27: Conductivité thermique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différentes pressions.

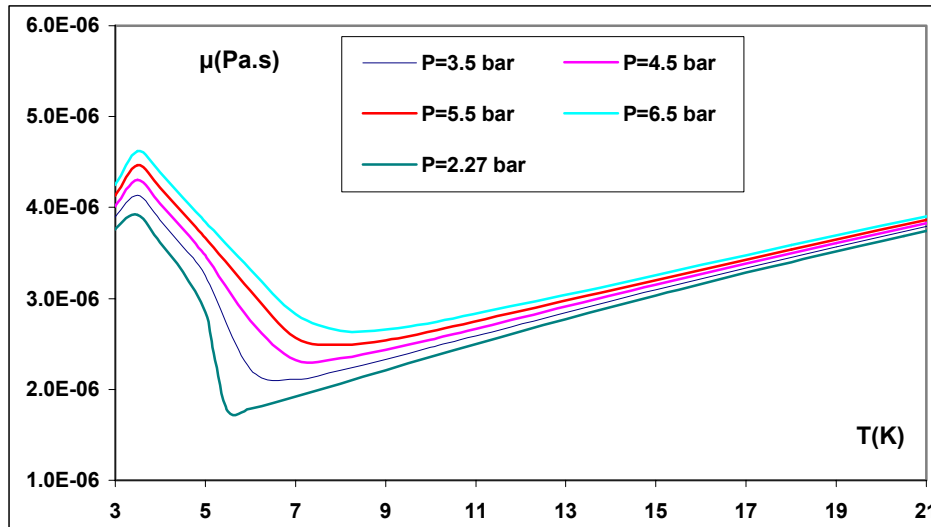


Figure 3.28: Viscosité dynamique de l'hélium supercritique en fonction de la température pour différente pression.

3.13 Avantages d'utilisation de l'hélium supercritique

Dans le document de référence relatif au LINAC à protons de haute intensité [3.1], deux schémas de systèmes cryogéniques sont envisagés. Le premier schéma, que l'on ne détaillera pas ici, est celui de CEBAF [3.8]. Dans le second schéma de type SNS [3.9], il y a des lignes de distributions d'hélium supercritique ($P=3\text{ bar}$, $T=4.5\text{ K}$) pour le refroidissement des cryomodules (Fig.3.29) des sections basse énergie (cavités Spoke) et haute énergie (cavités elliptiques).

Dans notre étude on adoptera le schéma cryogénique de type SNS. Comparativement à l'hélium liquide bouillant à la pression atmosphérique, l'hélium supercritique présente les principaux avantages suivants :

- 1) Coefficient d'échange $h(\text{W/m}^2.\text{K})$ élevée à fort débit, ce qui assure une compacité de l'échangeur.
- 2) Forte réduction des pertes de charges ΔP dans l'échangeur et le circuit de distribution grâce à la masse volumique élevée ($\Delta P \propto 1/\rho$).
- 3) Enthalpie spécifique par unité de volume plus élevée que celle de l'hélium gazeux (Fig.3.30).
- 4) Absence de variations brutales du coefficient d'échange liées à un changement de régime thermohydrodynamique en écoulement diphasique.
- 5) Ecoulement monophasique, ce qui réduit les risques d'instabilités.
- 6) Souplesse dans le réglage des paramètres (débit, température, pression).

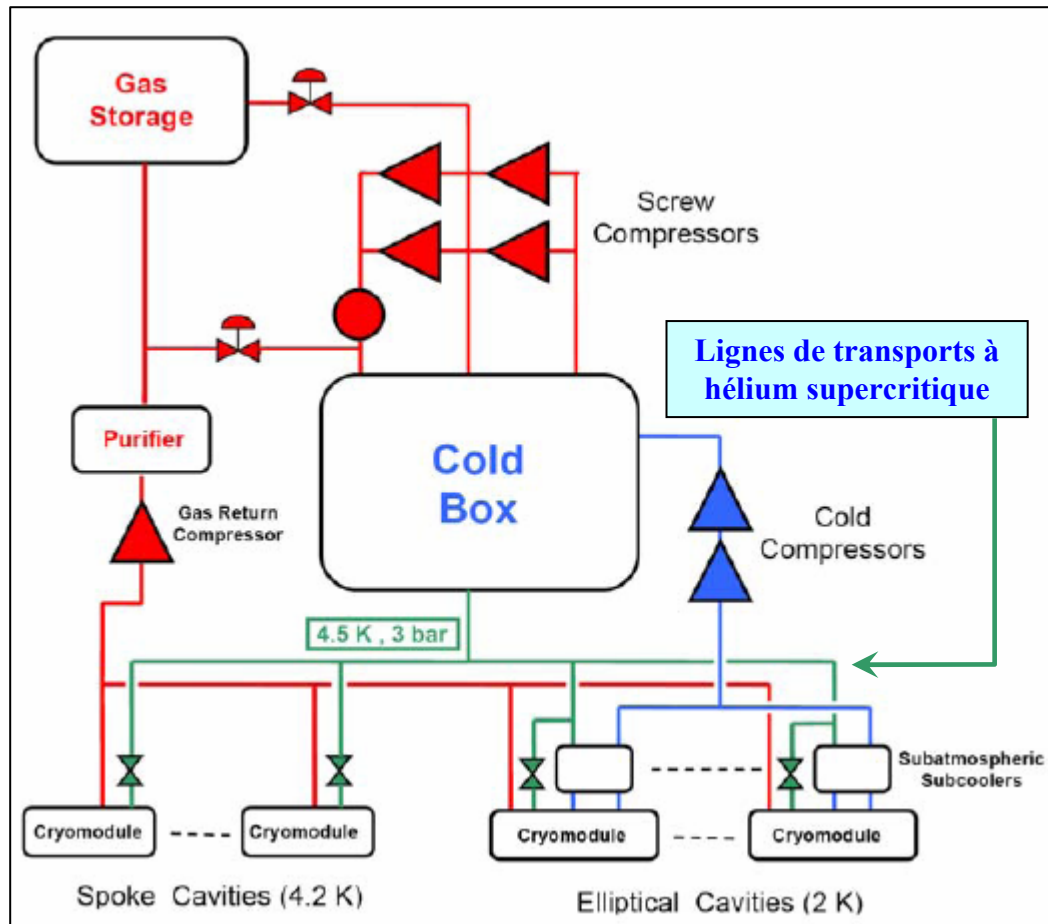


Figure 3.29: Schéma de l'installation cryogénique de type SNS [3.1].

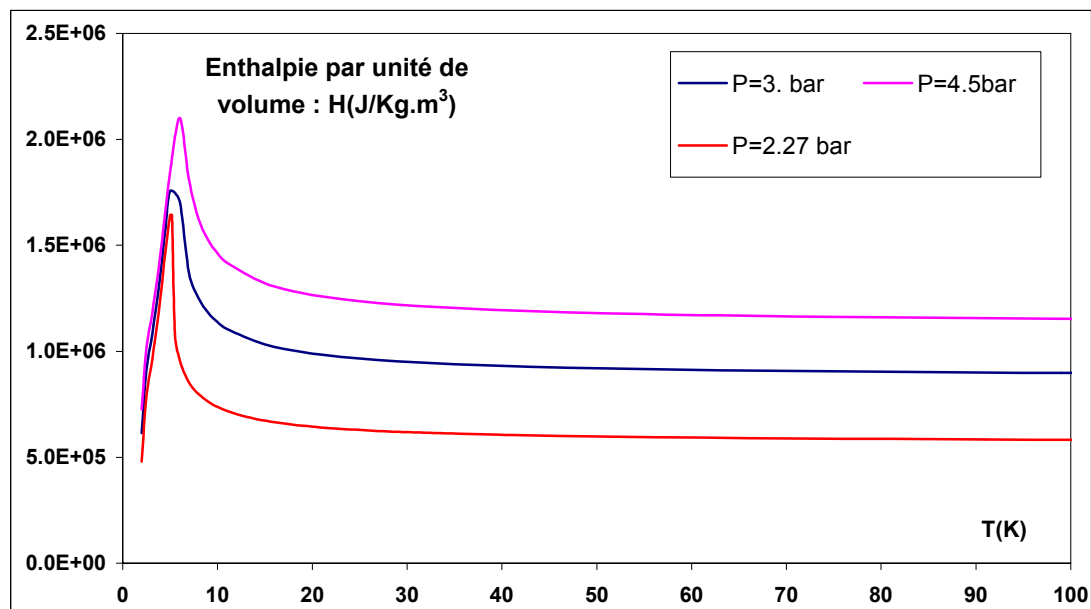


Figure 3.30 : Variations de l'enthalpie volumique de l'hélium supercritique en fonction de la température.

Notons que l'utilisation de l'hélium bouillant à $P=1\text{atm}$ présente des instabilités inhérentes à un écoulement diphasique. De plus, cela peut poser notamment des problèmes de cavitation au niveau des pompes de mise en circulation du fluide.

Précision que l'hélium supercritique est largement utilisés comme réfrigérant dans divers grands instruments tels les bobines supraconductrices de production de champ magnétique dans le réacteur à fusion ITER, les aimants supraconducteurs etc... L'efficacité de son utilisation est bien démontrée expérimentalement.

3.14 Dimensionnement du circuit de refroidissement du conducteur externe

Le système de refroidissement du conducteur interne vient d'être présenté. Il reste à le dimensionner et à déterminer les valeurs des différents paramètres de façon à en optimiser le fonctionnement.

Plus précisément on doit choisir la longueur et le diamètre intérieur du serpentin puis déterminer les chutes de pression dans l'échangeur.

Notons que le dimensionnement de cet échangeur se fera dans l'hypothèse d'un fonctionnement du coupleur en mode SW (charge thermique maximale).

Il faut souligner les fortes variations des propriétés thermophysiques de l'hélium supercritique dans la gamme de température de fonctionnement (6 K-250 K).

Le calcul de l'échangeur est fait sous les hypothèses suivantes :

- 1) Régime permanent.
- 2) Ecoulement établi, c'est-à-dire qu'on néglige les effets de longueur d'entrée.
- 3) Géométrie de révolution en modèle 2D axisymétrique dans la simulation numérique.
- 4) Utilisation d'un coefficient d'échange moyen.

Pour le calcul du coefficient d'échange, nous avons utilisé trois corrélations que l'on comparera dans le cas d'un serpentin parfaitement lisse. D'autre part, ce coefficient d'échange est calculé en considérant la vitesse moyenne débitante et la température de film. On rappelle que la température de film est simplement la moyenne des températures du fluide et de la paroi.

Bien évidemment, l'optimisation de l'échangeur est faite selon deux critères principaux :

- 1) Maximiser le coefficient d'échange.
- 2) Réduire les chutes de pression dans le serpentin.

En se basant sur l'échangeur du conducteur externe du coupleur de SNS (diamètres hydraulique $D_h=2\text{mm}$), on a limité le choix des diamètres intérieurs du serpentin à des valeurs entre 2mm et 6mm. Enfin tous nos calculs ont été faits pour une pression de 3.5bar à l'entrée du serpentin.

Chapitre 3 : Calculs thermiques du coupleur

Il y a trois contributions aux flux de chaleur total Q_T à évacuer : les pertes conductives Q_{Stat} , les pertes radiatives Q_{Ray} et les pertes dynamiques Q_{RF} . Le calcul du débit nécessaire $m(g/s)$ d'hélium se fait simplement par bilan thermique :

$$Q_T = Q_{RF} + Q_{Stat} + Q_{Ray} = \dot{m} c_p \Delta T$$

En supposant que les températures d'entrée et de sortie sont respectivement 6K et 250K, on obtient les débits d'hélium minimum du tableau 3.7 pour les modes TW et SW.

Tableau 3.7: Débits d'hélium minimum nécessaire pour l'échangeur du conducteur externe.

	Mode TW	Mode SW
m(g/s)	0.025	0.08

Les forces centrifuges causées par le passage du fluide à travers le tube hélicoïdal spiralé augmentent la turbulence dans l'écoulement. Evidemment, ces turbulences améliorent le coefficient d'échange mais c'est au prix d'une augmentation des pertes de charges. L'intensité de la turbulence dépend du rapport (d/D) où d est le diamètre hydraulique du serpentín et D le diamètre d'une spire.

Dans notre cas le rapport du nombre de Reynolds pour une hélice au nombre de Reynolds pour un tube [3.10] droit varie comme $(1+0.86(d/D)^{0.45})$ et la valeur de ce paramètre est très proche de l'unité. Donc la correction qui en résulte est faible comparativement à la précision des corrélations utilisés (~20%).

Les variations du nombre de Reynolds en fonction de la température le long du serpentín pour un débit de 0.08g/s et pour différents diamètres dans le cas d'une charge thermique de 100W sont présentées en figure 3.31

Comme attendu, les variations de Re en fonction de T ne sont pas linéaires (à débit constant et diamètre donné on a : $Re \sim (1/\mu) \sim (T^{-0.6})$). D'autres part $Re \sim (1/d)$ par conséquent la température de transition T_{LT} entre le régime turbulent et le régime laminaire augmente quand le diamètre diminue. En d'autres termes, la fraction de longueur du serpentín où le régime est turbulent est d'autant plus importante que le diamètre est faible.

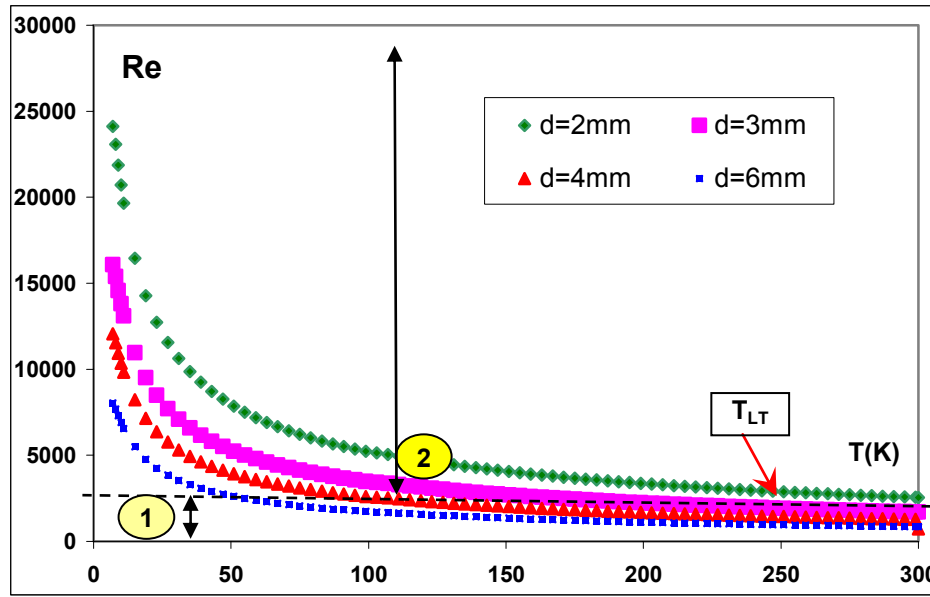


Figure 3.31: Nombre de Reynolds en fonction de la température. **1:** Région de régime turbulent y compris régime de transition, **2:** Région de régime laminaire.

Une multitude de corrélations existe dans la littérature [3.10] pour le calcul du nombre de Nusselt (Nu). Chacune de ces corrélations doit s'appliquer dans des conditions spécifiques (régime d'écoulement, géométrie, conditions aux limites...).

Dans notre cas, on a retenu les trois corrélations suivantes qui sont, à notre connaissance, les plus appropriées pour notre système.

Corrélation dite de Churchill [3.10] pour des tubes avec flux de chaleur constant imposé sur la paroi :

$$N_{ut} = N_{u_0} + \frac{0.079(f/2)^{1/2} Re Pr}{(1 + Pr^{4/5})^{5/6}} \quad \text{Avec } Nu_0 = 6.3 \text{ pour notre cas}$$

$$N_{um} = N_{u_l} + \left[\frac{(\exp[(2200 - Re)/365])}{N_{ul}^2} + \frac{1}{Nu_t^2} \right]^{-1/2} \quad \text{Avec } Nu_l = 4.36 \text{ pour notre cas.}$$

Notons que contrairement à d'autres corrélations, celle-ci a l'avantage de couvrir les deux régimes d'écoulement laminaire et turbulent.

La deuxième corrélation connue sous le nom de Dittus-Boelter [3.6] :

En régime laminaire : $Nu = 4.36$

En régime turbulent : $Nu = 0.023(Re)^{0.8}(Pr)^{0.4}$

L'inconvénient de cette corrélation réside dans la discontinuité à la transition laminaire-turbulent.

La troisième corrélation est la suivante [3.10] :

En régime laminaire : $Nu = 3.66$

En régime turbulent : $Nu_v = \frac{\xi / 8(Re - 1000) Pr}{1 + 12.7 \sqrt{\xi / 8(Pr^{2/3} - 1)}} \left(1 + \left(\frac{d}{l}\right)^{2/3}\right)$ et $\xi = (1.82 \log Re - 1.64)^{-2}$

avec l : Longueur du tube, d : Diamètre hydraulique, ξ : facteur de friction.

On compare en figure 3.32 les courbes de variations de Nu en fonction de la température, calculées à l'aide des trois corrélations précédentes. En régime laminaire, une faible différence existe entre les trois courbes. Par contre en régime turbulent cette différence est beaucoup plus importante : On peut avoir un facteur 2 sur le nombre de Nusselt à température donnée.

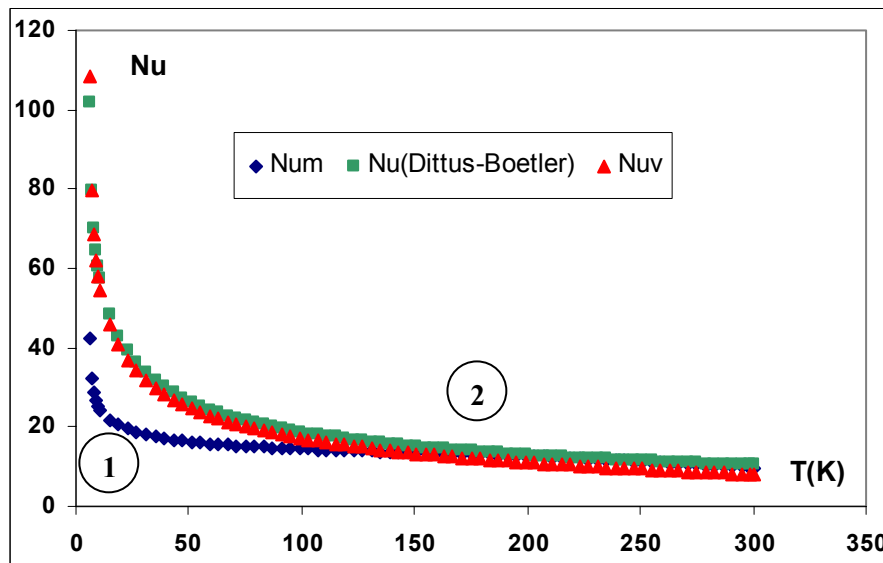


Figure 3.32: Représentation du nombre de Nusselt (Nu_m , $Nu_{Dittus-Boetler}$, Nu_v) en fonction de la température pour un diamètre $D=2\text{mm}$ et un débit $m=0.08\text{g/s}$. 1: Zone de régime turbulent, 2: Zone de régime laminaire

Pour un calcul conservatif, on choisira la corrélation donnant le nombre de Nusselt le plus faible : c'est la corrélation de Churchill. Ce ci nous permettra d'avoir le coefficient d'échange théorique le plus faible et augmentera notre marge de sécurité.

Le coefficient d'échange est donné simplement par :

$$h = \frac{kNu}{D_h}$$

Avec :

$k(\text{W/m.K})$: Conductivité thermique du fluide.

$D_h(\text{m})$: Diamètre hydraulique du serpent.

Les variations du coefficient d'échange en fonction de la température sont présentées en figure 3.33 pour les quatre diamètres choisis. La dépendance du coefficient d'échange en fonction du diamètre est une loi puissance avec un exposant ≈ -1.6 ($Nu \sim Re^{0.4} \sim D^{-0.4} \Rightarrow h \sim D^{-1.6}$).

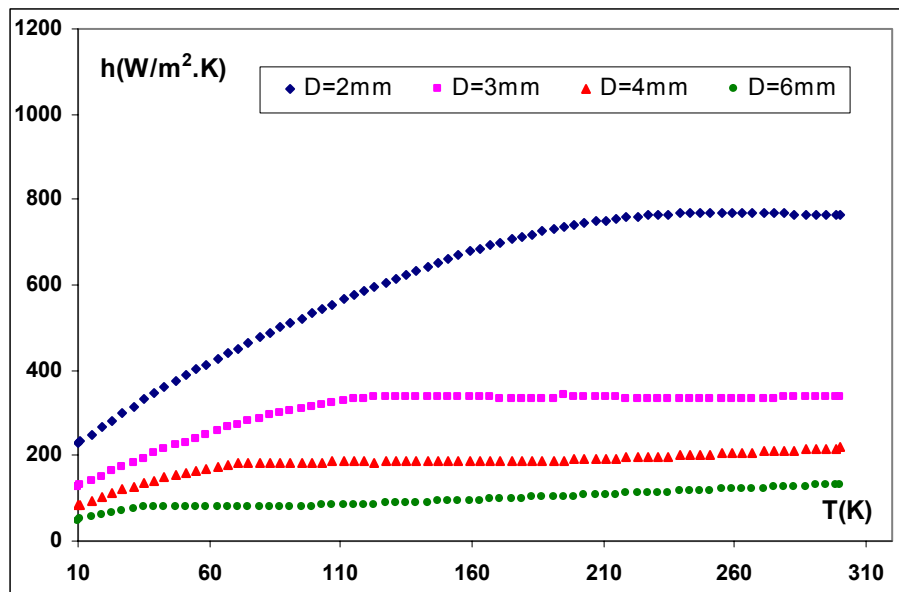


Figure 3.33: Coefficient d'échange h en fonction de la température pour différents diamètres hydrauliques pour un débit $m=0.08\text{g/s}$.

Le calcul des chutes de pression se fait en tenant compte bien évidemment des fortes variations des paramètres physiques du fluide avec la température.

On rappelle qu'en régime turbulent, les chutes de pression dans un tube droit sont données par l'expression :

$$\Delta P = \frac{2\rho V^2 L f}{Dh}$$

Bien que les chutes de pression du fluide augmentent fortement quand le diamètre diminue (à débit massique constant on a : $\Delta P \sim (d^{-4.75})$), elles restent globalement faibles ($\sim 470\text{mbar}$) même pour le diamètre de 2mm comme illustré dans le tableau 3.8.

Tableau 3.8 : Chute de pression en fonction du diamètre pour $m=0.08\text{g/s}$, $P=3.5\text{bar}$ et $Q=100\text{W}$.

D_h (mm)	ΔP (mbar)
6	1.3
4	11
3	55
2	468

En conclusion, nous avons choisi $d=2\text{mm}$ comme diamètre optimal du serpentin : coefficient d'échange élevé et chute de pression acceptable.

Les calculs précédents conduisent à l'échangeur dont les caractéristiques sont rassemblées dans le tableau 3.9.

Tableau 3.9 : Principales caractéristiques de l'échangeur du conducteur externe.

Type	hélicoïdal
Matériau	Cu (OFHC)
Diamètres interne / externe (mm)	2 / 3
Diamètre spire (mm)	100
Longueur du serpentín (m)	10
Nombre de spires	32
Espacement inter-spires (mm)	3
Type de brasure	(Etain 60%, Plomb 40%)
Fluide réfrigérant	hélium supercritique
Pression d'hélium d'entrée (bar)	3.5-10
Température d'entrée (K)	5.5 - 6

3.15 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté les calculs de l'ensemble des pertes thermiques dans le coupleur de puissance à savoir : les pertes statiques par conduction et rayonnement, les pertes RF par effet Joule dans les conducteurs interne et externe ainsi que les pertes diélectriques dans la fenêtre. Ensuite, nous avons déterminé les paramètres thermiques et hydrauliques (coefficient d'échange et chutes de pression) du circuit de refroidissement du conducteur interne et de la fenêtre pour deux fluides l'hélium gaz et l'eau. Les résultats des simulations numériques avec un modèle thermique 2D axisymétrique ont montré l'efficacité du refroidissement avec l'un ou l'autre fluide pour des débits massiques respectifs d'hélium $m_{\text{he}}=4.16\text{g/s}$ et d'eau $m_{\text{eau}}=5.18\text{g/s}$. Par ailleurs, nous avons décrit les propriétés de l'hélium supercritique et donner quelques arguments justifiant le choix de ce fluide pour le refroidissement du conducteur externe du coupleur. Enfin, nous avons choisi et dimensionné l'échangeur du conducteur externe qui consiste en un serpentín spiralé et brasé autour de la surface du conducteur. On a notamment déterminé les caractéristiques thermiques, géométriques et mécaniques de cet échangeur. Un prototype de cet échangeur a été réalisé : il fera l'objet d'une expérience spécifique pour tester ses performances. Les résultats de cette expérience seront présentés dans le chapitre 5.

3.16 Références

- [3.1] J-L. Biarrotte, «Definition of the XADS-class reference accelerator concept & needed R&D», pp 51-53, DAPNIA 04-0495, 2004.
- [3.2] www.cosmosm.com
- [3.3] R.R.Conte, « Elements de Cryogénie », Edition Masson, 1970.
- [3.4] www.cryodata.com
- [3.5] G. Bruhat, « Electricité », Edition Masson, 1959.
- [3.6] J.F. Saccadura, « Initiation aux transferts thermiques », Technique et Documentation, 1978.
- [3.7] R. Byron Bird, «Transport Phenomena », Wiley International Edition, 1960.
- [3.8] W.C.Chronis, « The CEBAF Cryogenic System », Particle Accelerator Conference, 1989.
- [3.9] E. F. Daly & al, « Thermal Performance of The SNS Cryomodule », Transactions of the Cryogenic Engineering Conference, Vol. 710, p.p 531-537.
- [3.10] Schlünder, «VDI Heat Atlas », Woodhead Publishing, 1993,
- [3.11] Warren M &al, «Handbook of Heat Transfer », McGraw-Hill books, Third edition 1998.
- [3.12] R.D. McCarty, « Thermodynamic properties of helium 4 from 2 to 1500 K at pressures to 108 Pa », J. Phys. Chem. Ref. Data v2, 1973, pp 923-1042.

Chapitre 4

Expérience Charge thermique critique sur la cavité 704MHz

4.1 Principe de l'expérience	118
4.2 Objectifs de l'expérience	120
4.3 Préparation de l'expérience	121
4.3.1 Développement d'un modèle thermique.....	121
4.3.2 Résultats des simulations numériques et emplacement optimal des thermomètres	125
4.3.3 Instrumentation thermométrique	128
4.4 Principe des mesures RF de la cavité	132
4.5 Montage de l'expérience	135
4.6 Essais expérimentaux	139
4.6.1 Essai 1	139
4.6.2 Essai 2	139
4.6.3 Essai 3	139
4.7 Etude des aspects thermiques	139
4.7.1 Mesure de la conductance thermique de contact	139
4.7.2 Mesure de la conductivité thermique du tube faisceau.....	141
4.7.3 Validation du modèle thermique 3D.....	142
4.7.4 Bilan thermique dans la triple jonction.....	144
4.8 Mesure expérimentale de la charge thermique critique	148
4.9 Analyse des résultats	149
4.9.1 Hypothèse d'échauffement de la zone équatoriale	151
4.9.2 Hypothèse d'échauffement du tube faisceau	153
4.10 Conclusion.....	157
4.11 Références	158

On présente dans ce chapitre une expérience originale baptisée « Charge thermique critique sur la cavité 704 MHz ». Bien qu'elle soit simple dans son principe, cette expérience est capitale, comme on le verra dans ce qui suit, pour fixer un critère précis quant à l'efficacité de l'échangeur du conducteur externe du coupleur de puissance. En effet, cette expérience étudie l'effet des pertes RF par effet Joule, non interceptées par le circuit de refroidissement du coupleur, sur les performances RF de la cavité. La première partie de ce chapitre sera consacrée à la description du principe et des objectifs de cette expérience. On décrira ensuite le dispositif expérimental, après une présentation détaillée des calculs préalables effectués pour dimensionner certains éléments et déterminer les positions optimales des différents thermomètres. Enfin les différents résultats expérimentaux seront présentés et analysés en utilisant des modèles analytiques ainsi que des résultats de simulations numériques 2D et 3D.

4.1 Principe de l'expérience

Les pertes RF par effet Joule dans le conducteur externe ($P_{RF}(CX)$), évaluées dans le chapitre 3, sont relativement importantes par rapport aux pertes par conduction et rayonnement (tableau.4.1).

Tableau 4.1: Pertes RF dans le conducteur externe en mode TW et SW.

Mode	TW	SW
$P_{RF}(CX)$ (W)	23	92
Pertes par conduction (W)	5	
Pertes radiatives (W)	2	

Ces pertes RF très élevées, doivent être absolument évacuées et ce pour deux raisons essentielles :

- 1- Elles risquent de perturber le fonctionnement de la cavité supraconductrice. En effet, la cavité et le tube faisceau, qui sont supposés être à la température de l'hélium superfluide ($T=2K$), peuvent s'échauffer sous l'effet de la charge thermique en provenance du conducteur externe. Il en résulterait une forte augmentation de la résistance de surface $R_s(T)$ de quelque $n\Omega$ (état supraconducteur, $T < T_c$) à quelques $m\Omega$ (état normal résistif, $T > T_c$) selon la valeur de cette charge thermique. Ce qui aura pour conséquence une réduction sensible du facteur de qualité Q_0 et du gradient accélérateur E_{acc} .
- 2- Une forte diminution du facteur de qualité, ce qui correspond à une augmentation des pertes RF dans la cavité, se traduira par une augmentation de la charge thermique vers le réfrigérateur opérant à $T=2K$ ou $4.2K$.

C'est pour ces deux raisons qu'il est nécessaire de refroidir efficacement le conducteur externe afin d'évacuer la chaleur produite par les pertes RF et les pertes statiques.

Afin d'étudier l'effet des pertes RF par effet Joule du conducteur externe sur le comportement thermique de la cavité ainsi que leur incidence sur ses performances RF, on a fait une expérience permettant de les simuler au moyen d'une chaufferette judicieusement placée sur le port de couplage de la cavité (Fig.4.1). La chaufferette CH1, située sur le port de couplage simulera le flux résiduel Q_r non intercepté par le circuit de refroidissement du conducteur externe. On appliquera à CH1 une puissance statique parfaitement contrôlée. Cette chaufferette CH1 sera également utilisée pour déterminer expérimentalement la résistance thermique de contact entre les deux brides du port de couplage.

Deux autres chaufferettes CH2 et CH3, placées respectivement en haut du port du couplage et à l'extrémité du tube faisceau (Fig.4.1), permettent de déterminer in-situ la conductivité thermique du tube faisceau et de valider notre modèle de simulation thermique.

Le flux de chaleur appliqué aux chaufferettes CH1-CH3 se répartira en trois flux de chaleur: le flux Q_1 sera évacué vers l'hélium liquide via le tank hélium, le flux Q_2 sera évacué vers l'hélium liquide en amont de l'iris et le flux Q_3 se dirigera effectivement vers la cavité. Le bilan thermique dans cette région s'écrit simplement $Q_{CHi} = Q_1 + Q_2 + Q_3$.

Au cours de cette expérience on va pouvoir mesurer les caractéristiques RF de la cavité (réseau de courbes $Q_0 = f(E_{acc})$) pour différents paliers de puissances appliquées à la chaufferette CH1. A partir de ce réseau de courbe $Q_0 = f(E_{acc})$, on déduira la charge thermique critique Q_c admissible par la cavité. Cette charge thermique critique se définit comme le flux de chaleur au delà duquel on observe une dégradation sensible du facteur de qualité Q_0 et une réduction du gradient accélérateur maximal E_{acc} . Cette charge thermique critique Q_c constituera un critère essentiel de performance du circuit de refroidissement du conducteur externe. En effet, Q_c sera une limite supérieure du flux résiduel non intercepté par l'échangeur du conducteur externe. En d'autres termes, on doit impérativement avoir: $Q_r < Q_c$.

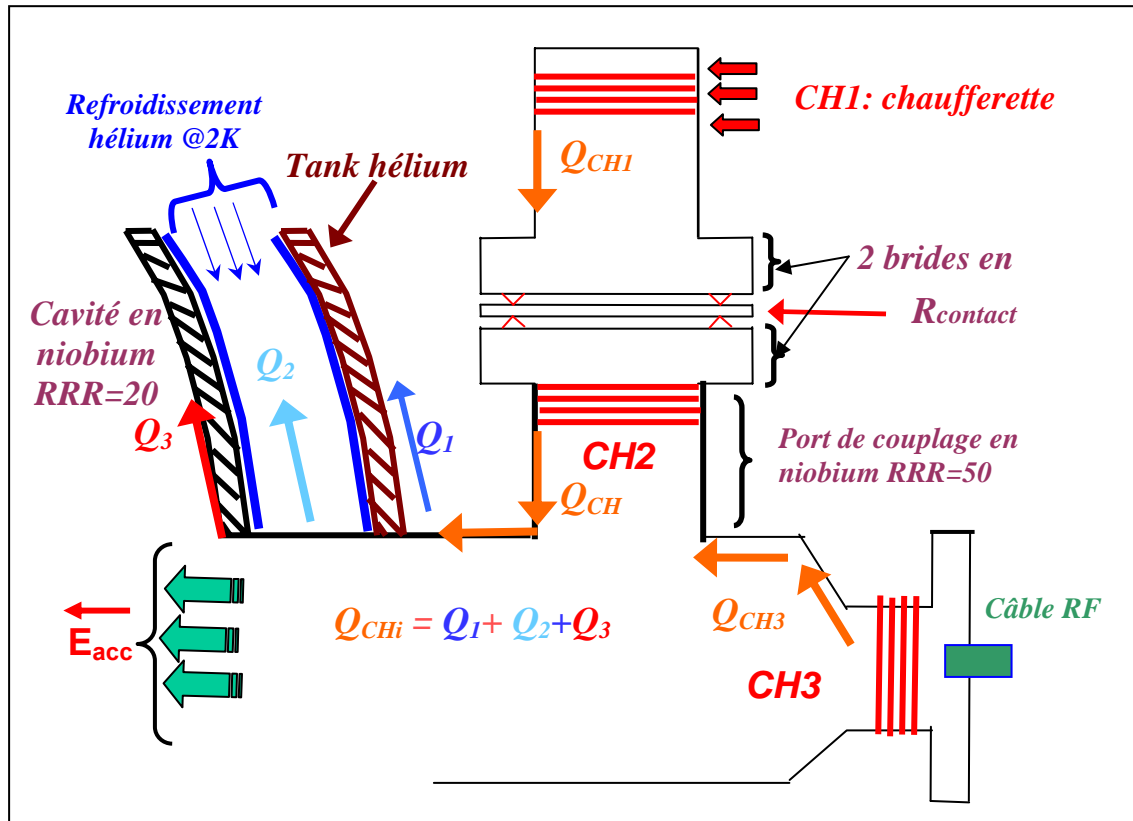


Figure 4.1: Schéma de principe de l'expérience « Charge thermique critique sur la cavité 704MHz ».

4.2 Objectifs de l'expérience

Les principaux objectifs de cette expérience sont :

- 1- Mesure expérimentale de la charge thermique critique Q_c , c'est à dire seuil au-dessus duquel on observera une chute mesurable du facteur de qualité Q_0 de la cavité et une réduction du gradient accélérateur maximal E_{acc} .
- 2- Mesure de deux propriétés thermo-physiques nécessaires à la modélisation thermique de l'expérience à savoir la conductivité thermique du tube faisceau k_{TF} et la résistance thermique de contact R_c au niveau des deux brides du port de couplage.
- 3- Validation expérimentale d'un modèle de simulation thermique, par comparaison entre champs de température mesurés et calculés.
- 4- Estimation du bilan thermique à la jonction tank hélium- tube faisceau- iris de la cavité en déterminant les valeurs des flux de chaleurs Q_1 , Q_2 , Q_3 (Fig.4.1).

4.3 Préparation de l'expérience

4.3.1 Développement d'un modèle thermique

Deux opérations sont indispensables pour une bonne conception de l'expérience :

1- Evaluation de la puissance des chaufferettes CH1, CH2, CH3.

2- Choisir le type et l'emplacement des sondes de température sur la cavité.

Afin d'atteindre le premier objectif, un simple modèle analytique unidirectionnel a été utilisé pour déterminer le profil de température depuis le port de couplage jusqu'à la cavité. Ce modèle simplifié, dans lequel on a utilisé des conductivités thermiques moyennes, comprend le port de couplage, le tube faisceau et le tank hélium. Les conditions aux limites de ce modèle sont une température imposée ($T=2K$) représentant la cavité d'un côté et un chauffage uniforme sur le port de couplage.

Ce premier modèle a montré que pour une puissance $Q_{CH1}=1W$, la partie supérieure du port de couplage atteint la température critique du niobium ($T \geq T_c$, $T_c=9.2K$). Ainsi une puissance statique de 1W appliquée à la chaufferette est suffisante pour provoquer la transition du niobium de l'état supraconducteur à l'état normal résistif.

Afin de tenir compte de la complexité géométrique du système étudié, on a développé un modèle thermique 3D comprenant la cavité pentacellule, le tank hélium, le tube faisceau et le port de couplage. Ce modèle tient compte des variations des paramètres thermiques avec la température.

On a estimé qu'un modèle thermique surfacique (maillage en éléments 2D) est suffisant pour modéliser le système pour les trois raisons suivantes :

1- Les épaisseurs des matériaux (niobium, inox) sont faibles ($e_{max} \leq 3.5mm$) par rapport aux autres dimensions. Donc, on peut considérer que le gradient de température transverse est négligeable ($\Delta T \leq 1K$).

2- La précision de calcul est plus limitée par les incertitudes sur les paramètres thermo-physiques du modèle (conductivités thermiques, résistance thermique de contact...) que par le type des éléments du maillage 2D ou 3D.

3- Le nombre de nœuds dans le cas d'un maillage avec des éléments volumiques est nettement plus élevé que les éléments de type coque (maillage surfacique). Ainsi ce modèle permettra de réduire la taille du problème, d'où une réduction conséquente du temps de calcul.

Pour toutes ces raisons, l'utilisation des éléments de maillage de type coque paraît plus économique.

Les principales caractéristiques géométriques du modèle utilisé sont consignées dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2: Caractéristiques géométriques du modèle thermique.

	Epaisseur (mm)	Matériau
Port de couplage	2	Inox 316L
Tube faisceau	3.5	Niobium RRR=40
Tank	2	Inox 316L
Cavité	3	Niobium RRR= 200

On rappelle que notre modèle tient compte des fortes variations des conductivités thermiques des matériaux avec la température (Fig.4.2- Fig.4.4).

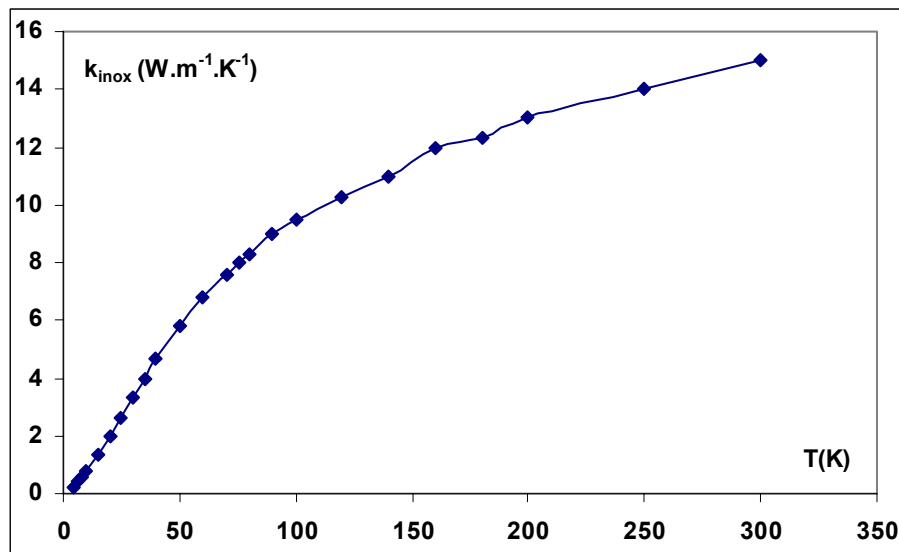


Figure 4.2: Conductivité thermique de l'inox en fonction de la température [4.1].

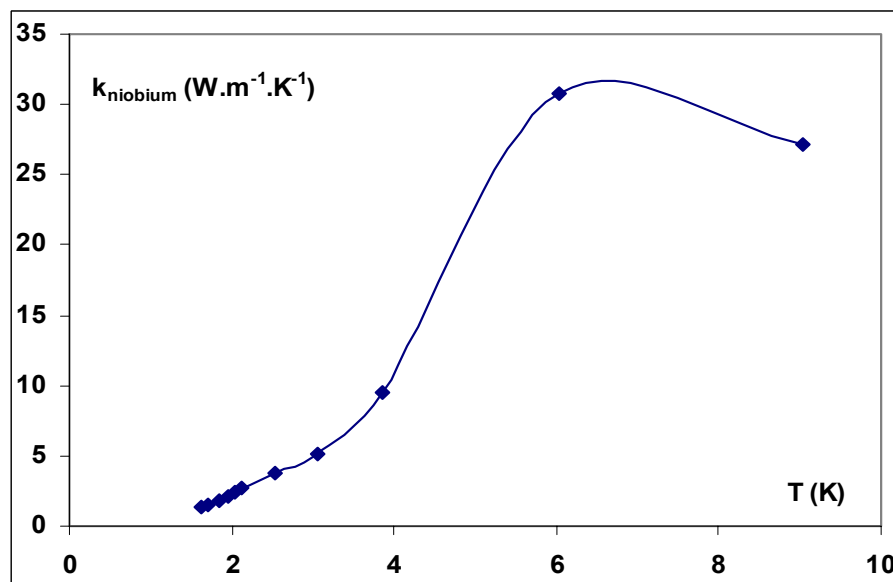


Figure 4.3: Conductivité thermique du niobium (RRR=50) en fonction de la température [4.2].

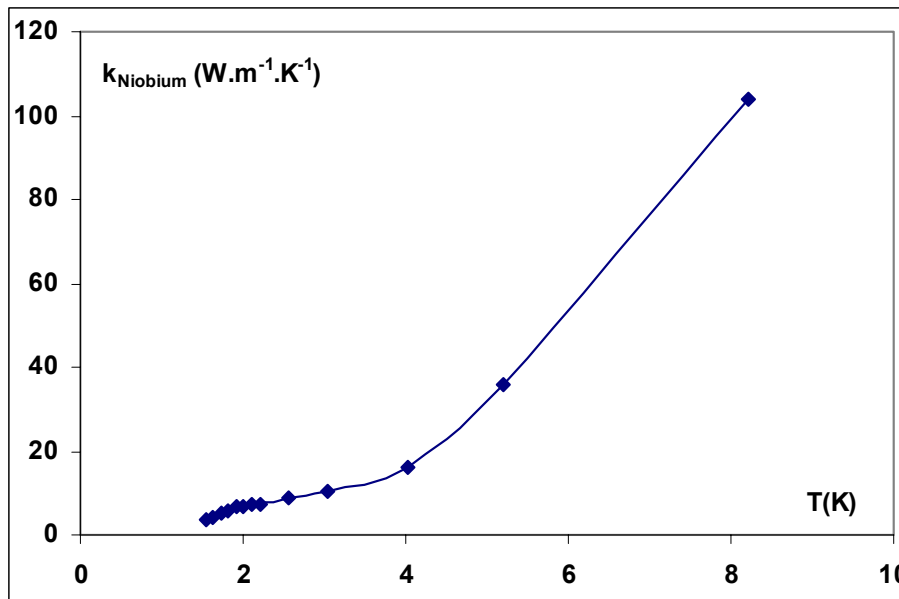


Figure 4.4: Conductivité thermique du niobium (RRR=200) en fonction de la température [4.2].

L'échange thermique entre l'hélium superfluide ($T_{\text{bain}} \leq 2.17\text{K}$) et le niobium ou l'inox est contrôlé par une conductance thermique appelée conductance de Kapitza notée $H_K \text{ (W.m}^{-2}\text{.K}^{-1}\text{)}$. Les valeurs de H_K [4.3] varient avec la température du bain d'hélium (Fig.4.5- Fig.4.6).

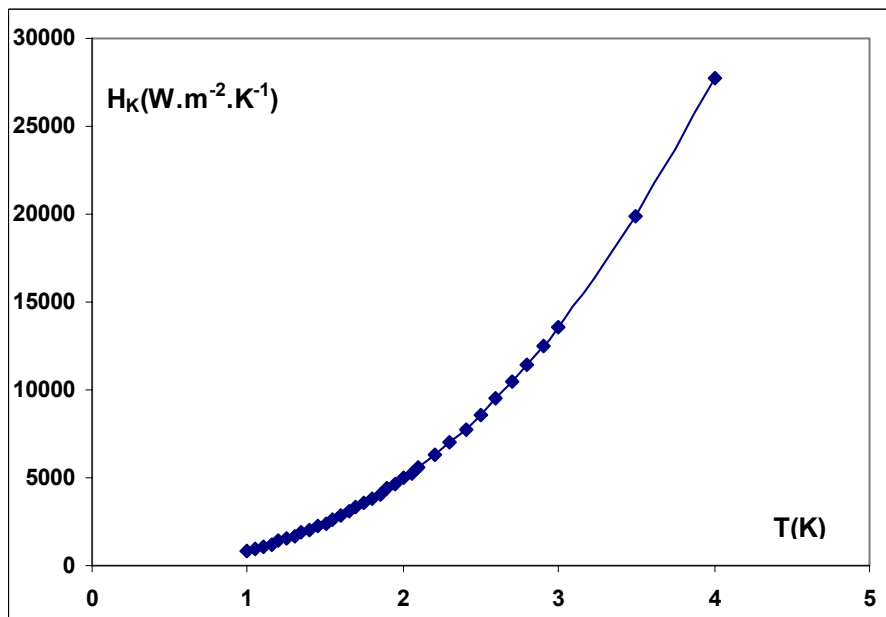


Figure 4.5: Variations de la conductance de Kapitza entre l'hélium superfluide et l'inox avec la température [4.3].

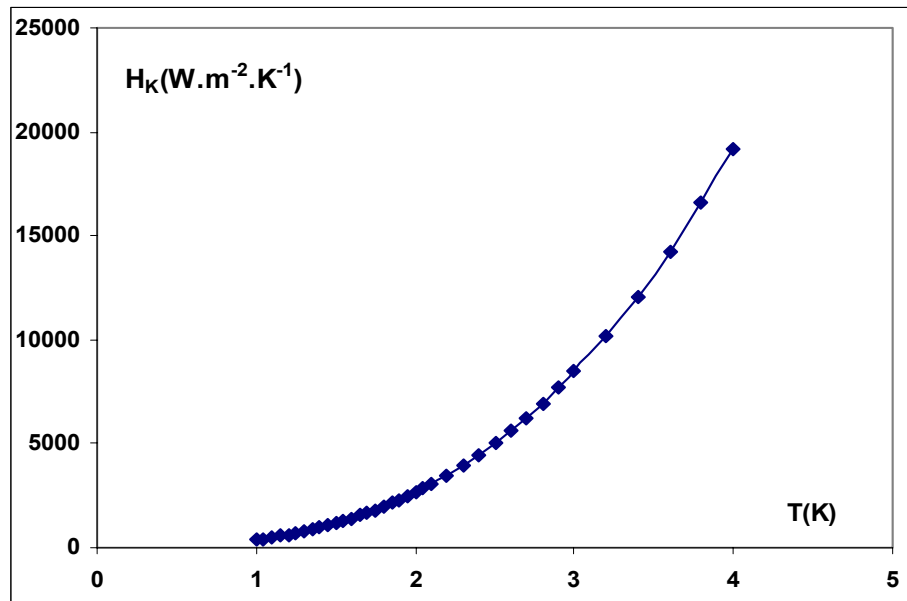


Figure 4.6: Variations de la conductance thermique de Kapitza entre l'hélium superfluide et le niobium avec la température [4.3].

Malheureusement, le code de calcul COSMOS/M ne permet pas de modéliser directement la résistance thermique de contact (R_c) au niveau de la bride du port de couplage. C'est pour cette raison qu'une couronne d'un matériau fictif d'épaisseur 2mm a été ajoutée au modèle pour la simuler. Cette couronne possède une conductivité thermique équivalente à la résistance thermique de contact.

A notre connaissance, il n'existe que peu de valeur de résistance thermique de contact dans la littérature correspondant à notre configuration expérimentale. De plus sa valeur dépend fortement de plusieurs paramètres [4.4] tels que la pression de contact, les matériaux couplés etc.... Ne connaissant pas de façon précise la pression de contact dans notre système, nous avons utilisé une valeur typique de conductance de contact $h_c = 50 \text{ W.m}^2.\text{K}^{-1}$ ($h_c = 1/R_c$). Cette valeur, qui est extraite du réseau de courbe (Fig.4.7), correspond à un couple de matériaux cuivre-inox dans la plage de température de 2K à 100K [4.5].

La conductivité thermique équivalente (λ_c) à la conductance thermique de contact est calculée par l'expression:

$$h_c (\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}) = \frac{\lambda_c}{e}$$

Avec une épaisseur $e = 3\text{mm}$, on trouve $\lambda_c = 0.15 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

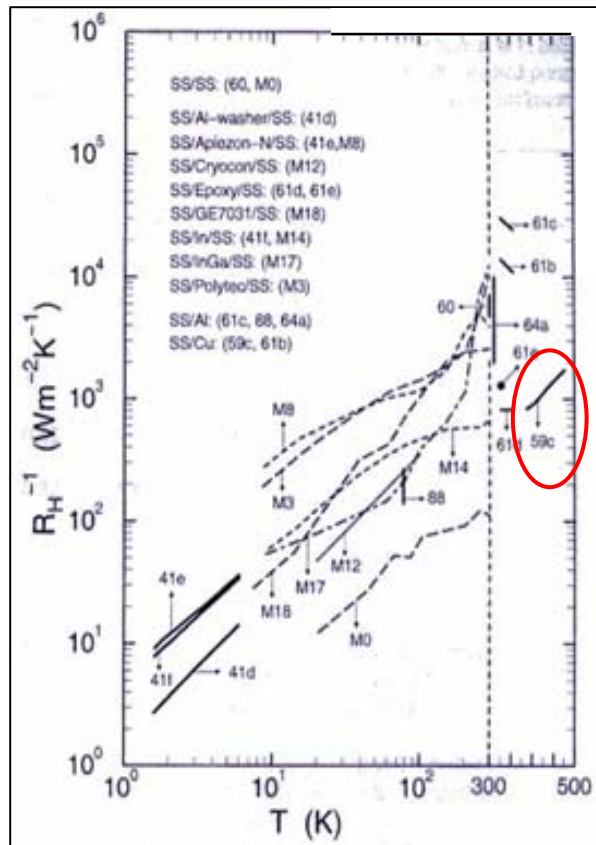


Figure 4.7: Quelques valeurs de conductances thermiques de contact et leurs variations avec la température [4.5].

4.3.2 Résultats des simulations numériques et emplacement optimal des thermomètres

Plusieurs essais de simulations numériques ont été effectués avec le modèle thermique pour différentes puissances appliquées à la chaufferette CH1 entre 50mW et 10W.

Les isothermes calculées à l'aide de ce modèle sont présentées en Fig.4.8 pour une puissance appliquée de 1W. Ces résultats montrent que la température de l'extrémité supérieure du port de couplage est très proche de la température critique du niobium sous champ magnétique nul ($T_c=9.26K$).

On présente en figure 4.9 les isothermes calculées à la triple jonction tube faisceau, tank hélium, iris pour la même puissance $P_{CH1}=1W$. On note que le gradient de température le long de la paroi inox (tank hélium) est pratiquement confiné à la triple jonction. Plus précisément, l'échauffement est maximal à la jonction ($\Delta T \approx 188mK$) et le profil de température est quasiment plat ($\Delta T=0$) au delà de 10mm de cette jonction. Le champ de température sur le tank est isotherme à $T=2K$ au delà d'une distance radiale de 10mm. Par conséquent, ce qui ne sera pas aisé, on doit placer le maximum de thermomètre sur le tank inox à 10mm de cette jonction.

Ces résultats montrent qu'une charge thermique statique de l'ordre de quelques Watts est susceptible de provoquer une diminution mesurable du facteur de qualité.

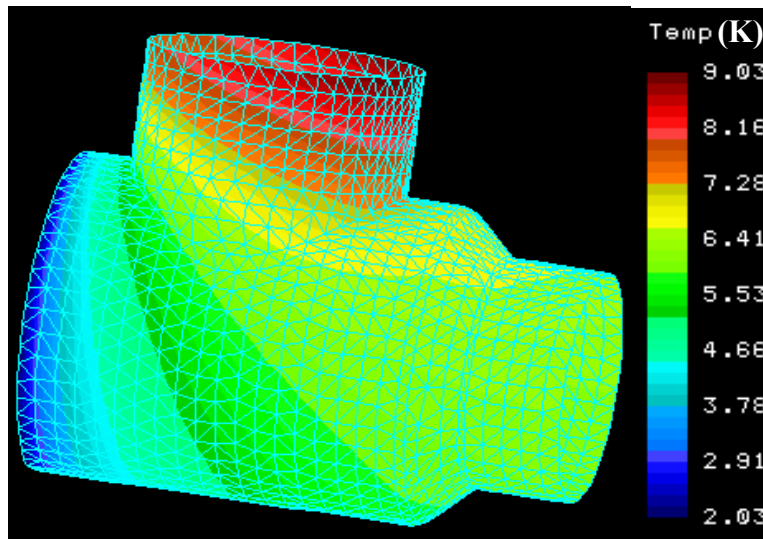


Figure 4.8: Isothermes dans le tube faisceau pour une puissance appliquée de $Q_{CH1}=1W$.

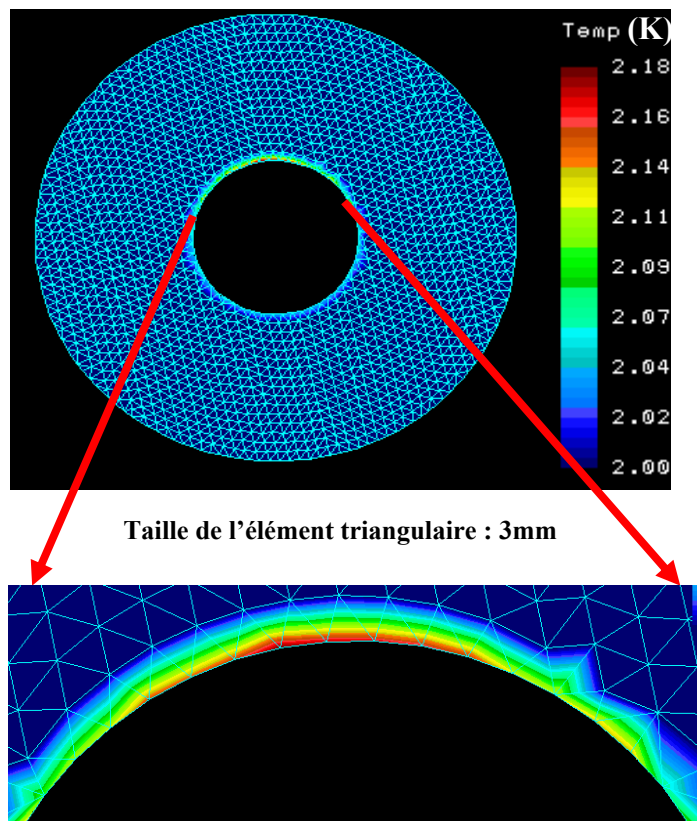


Figure 4.9: Isothermes dans le tank hélium pour une puissance appliquée de $Q_{CH1}=1W$.

On a utilisé au total 17 thermomètres dans cette expérience. Ces thermomètres doivent être judicieusement placés afin d'atteindre les objectifs déjà fixés. Chacun de ces thermomètres joue un rôle spécifique (Fig.4.10) suivant sa position sur la cavité ce que nous détaillerons ci-après.

Tank hélium:

Suite aux calculs précédents, nous utiliserons trois thermomètres résistifs de type Allen Bradley (AB) sur le tank hélium. Ces thermomètres seront placés à proximité de la jonction (distance < 10mm) entre le tube faisceau, le tank hélium et le plus près possible du plan médian de l'ensemble (Fig.4.10.A).

Tube faisceau:

Un ensemble de neuf thermomètres de type AB est utilisé pour mesurer la conductivité thermique du tube faisceau et valider le modèle de simulation numérique 3D. Ils sont placés le long des isothermes calculées précédemment (Fig.4.10.A).

Port de couplage:

Deux thermomètres de type platine (Pt100) et AB sont fixés respectivement sur les brides chaudes (Pt100) et froide (AB) du port de couplage (Fig.4.10.B). Ils sont destinés à la mesure de la résistance thermique de contact.

Des thermomètres supplémentaires sont placés à proximité des chaufferettes (CH1, CH2, CH3) pour contrôler la température dans les zones chauffées.

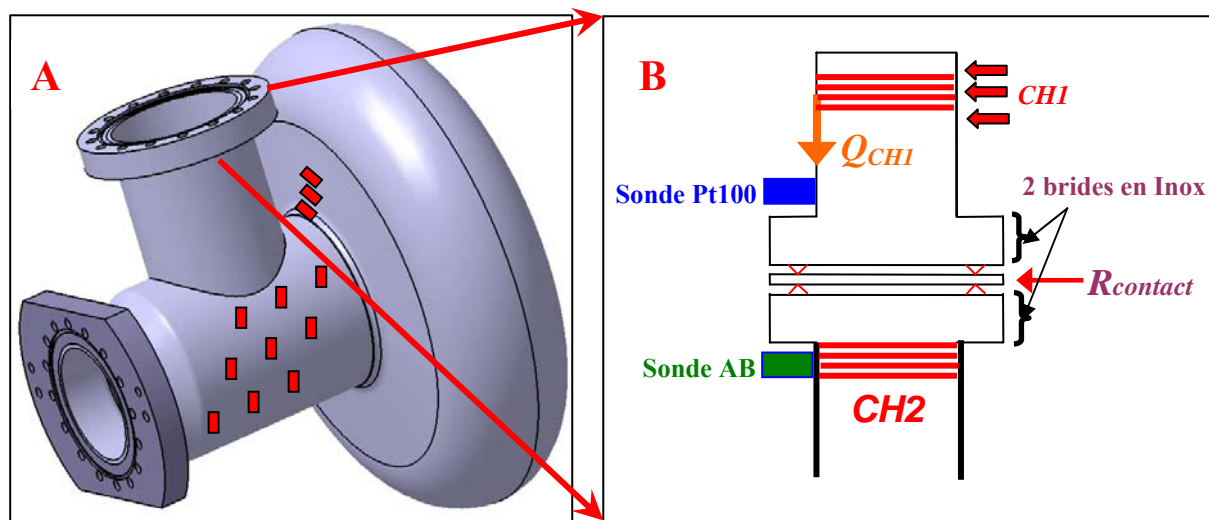


Figure 4.10: Positions des sondes de températures sur le tube faisceau (A) et sur le tank hélium(A) et le port de couplage (B).

D'autres thermomètres de type AB sont utilisés pour suivre le prérefroidissement du cryostat, le remplissage d'hélium et le contrôle de la température du bain. Précisons que le thermomètre du bain a une autre fonction: il nous permettra de vérifier qu'une éventuelle diminution du facteur de qualité Q_0 est effectivement due au flux résiduel et non à une augmentation de la température du bain.

4.3.3 Instrumentation thermométrique

Il existe différents types de thermomètres, chaque type est adapté à une gamme de température à mesurer. Pour cette expérience, deux types de thermomètres sont utilisés : les Allen Bradley (AB) et les sondes platines (Pt100). Chaque thermomètre est utilisé dans une plage de température bien déterminée selon sa sensibilité $s(\Omega/K)=(dR/dT)$.

Dans notre cas, on distingue deux plages de température importantes :

1- $1.5 \text{ K} \leq T \leq 35 \text{ K}$ pour les thermomètres de type AB.

2- $35 \text{ K} \leq T \leq 400 \text{ K}$ pour les thermomètres de type Pt100.

Les tableaux 4.3-4.4 montrent clairement que chacun des thermomètres AB et Pt100 est bien adapté pour les mesures dans les gammes de température mentionnées ci-dessous.

Tableau 4.3: Sensibilité d'un thermomètre de type Allen-Bradley ($R=100\Omega$ à $T \approx 300 \text{ K}$).

T(K)	R(Ω)	$\left \frac{dR}{dT} \right $ (Ω / mK)	$\left \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dT} \right) \right $ (K^{-1})
1.6	13300	31	2.33
2	6180	9.5	1.56
2.1	5320	7.6	1.45
4.2	1073	0.45	0.42
10	350	0.029	0.083
20	210	0.0057	0.027
30	175	0.003	0.017

Tableau 4.4: Sensibilité d'un thermomètre de type Pt100

T(K)	R(Ω)	$\left \frac{dR}{dT} \right $ (Ω / K)	$\left \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dT} \right) \right $ (K^{-1})
30	3.5	0.19	$5.43 \cdot 10^{-2}$
40	5.94	0.291	$4.90 \cdot 10^{-2}$
50	9.23	0.361	$3.91 \cdot 10^{-2}$
100	30	0.411	$1.37 \cdot 10^{-2}$
150	50.82	0.405	$7.97 \cdot 10^{-3}$
200	71.1	0.4	$5.63 \cdot 10^{-3}$
300	110.46	0.39	$3.53 \cdot 10^{-3}$

Ces thermomètres résistifs sont caractérisés par leurs courbes respectives donnant les variations de la résistance R en fonction de la température (Fig.4.11, Fig.4.12). Pour les thermomètres de type Pt100, nous avons utilisé les courbes standard du fournisseur. Par contre, les thermomètres de type

AB ont été étalonnés dans la plage de température 1.5K-77K sur une station thermométrique dédiée (Fig.4.13).

L'étalonnage d'un thermomètre consiste à établir la relation entre la grandeur thermométrique (résistance dans notre cas) et la température. La méthode la plus fréquemment utilisée est l'étalonnage par comparaison avec une référence de température. Les thermomètres sont placés dans un dispositif thermostatique qui permet de réaliser des paliers de température (Fig.4.13). A chaque palier, on mesure la température de la référence ainsi que la résistance (ou toute autre grandeur physique) des thermomètres à étalonner.

A partir des mesures discrètes (résistances et températures) obtenues lors de l'étalonnage, il est possible d'en déduire une fonction continue utilisable sur l'ensemble de la plage de température.

La fonction fréquemment utilisée pour l'étalonnage des thermomètres AB est donnée par :

$$\frac{1}{T} = \sum_i^9 a_i (\ln(R))^i$$

Chaque thermomètre possède ses propres coefficients a_i . Ces coefficients a_i sont déterminés par la méthode des moindres carrés et on choisit comme polynôme celui qui permet de réduire l'écart quadratique entre les températures mesurées et celle calculées avec ce même polynôme.

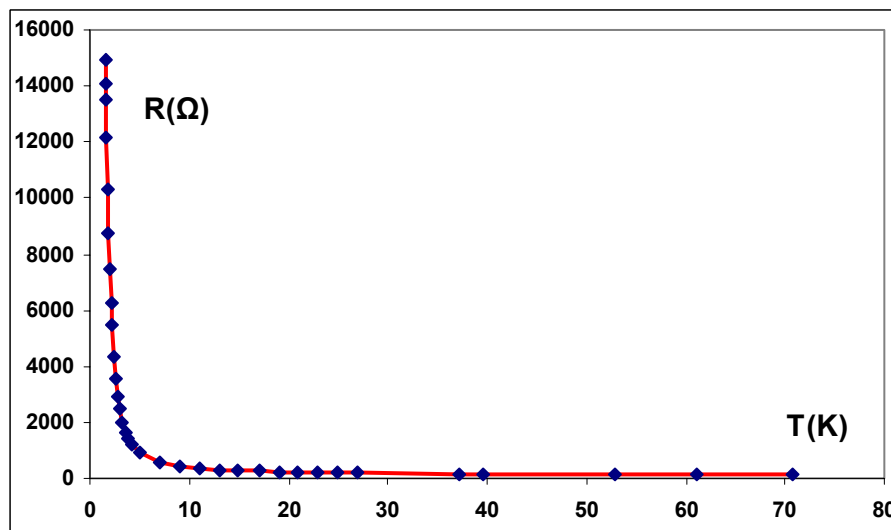


Figure 4.11: Caractéristique thermométrique d'une sonde AB.

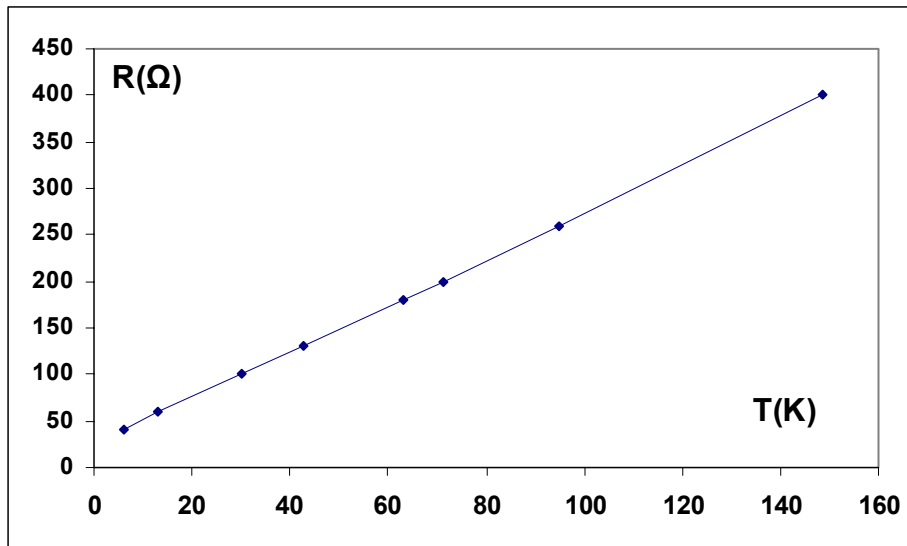


Figure 4.12: Caractéristique thermométrique d'une sonde Pt100.

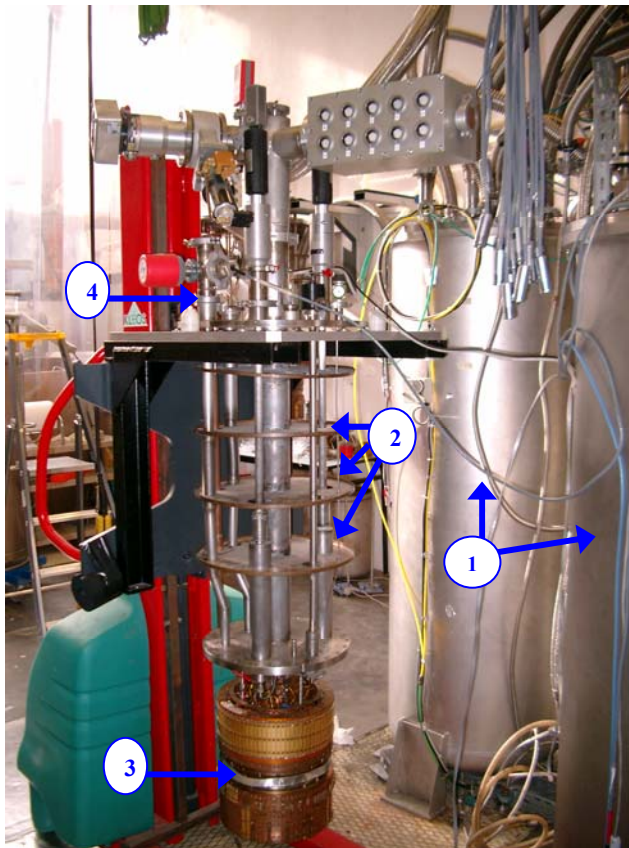


Figure 4.13: Station d'étalonnage de thermomètres cryogéniques. **1:** Deux cryostats d'essais, **2:** Ecrans thermique anti rayonnement, **3:** Support de fixation des thermomètres, **4:** Platine support de l'insert.

Le montage de chaque thermomètre se fait en quatre fils (Fig.4.14): deux fils d'amenée de courant liés à une source de courant très stable ($(\Delta I/I) \sim 5.10^{-4}$) et deux fils de mesure de tension liés au voltmètre.

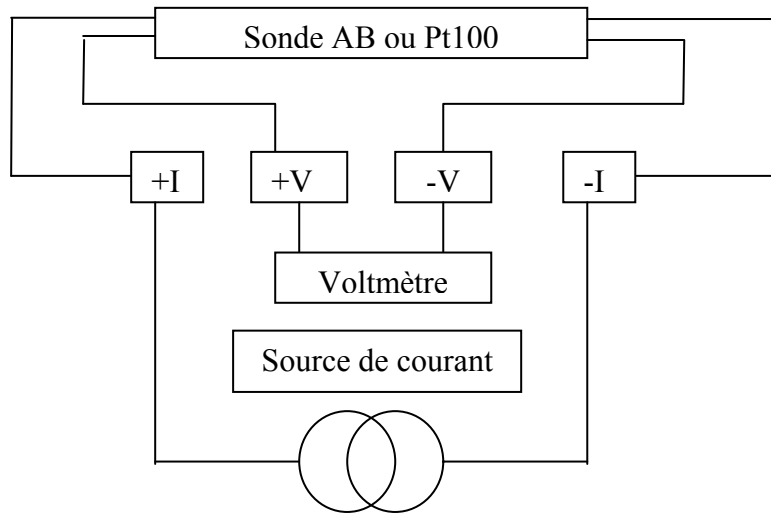


Figure 4.14: Schéma de câblage d'un thermomètre.

Ce type de montage est souvent utilisé pour les mesures précises de température dans le cas de thermomètre résistif car il permet d'éliminer les erreurs systématiques dues à la résistance des fils de mesure.

Précisons que les tensions de thermocouples parasites peuvent être éliminées simplement en inversant le sens du courant de mesure. Cependant dans notre cas nous n'avons pas fait d'inversion de courant car ceci n'était pas impératif compte tenu de la précision souhaitée. En effet, ces tensions de thermocouple parasites sont $\sim 40\mu V$ ce qui correspond à une incertitude de l'ordre de 8mK à $T=4.2K$ (cas d'un thermomètre AB).

Effectuer une mesure fiable de température nécessite un découplage thermique entre le thermomètre et son environnement. Cela signifie qu'il faut minimiser les apports de chaleur essentiellement conductifs. Afin d'atteindre cet objectif plusieurs précautions sont prises :

- 1- Utilisation de fils en manganin (faible conductivité thermique: $k=1.6W/m.K$ à $T=4.2K$) de faible diamètre ($\Phi=0.2mm$) et suffisamment long ($L\sim 40cm$).
- 2- Un enroulement des fils de mesures ($\sim 20cm$) est effectué autour des plots de thermalisation.
- 3- Un faible courant d'alimentation est utilisé pour diminuer l'autoéchauffement des thermomètres ($I_{AB}=10\mu A$, $I_{PT100}=1mA$).
- 4- Isolation thermique des fils de mesure par rapport à l'environnement. Ils sont placés dans le vide d'isolement du cryostat.

On présente en figure 4.15 une photo des thermomètres AB avec leurs plots de thermalisation.

L'élément thermosensible (Allen-Bradley ou Pt100) est conditionné mécaniquement dans un support thermométrique en cuivre OFHC (Fig.4.15, Fig.4.16) qui épouse bien la forme de la paroi.

Les plots de thermalisation ainsi que les supports thermométriques sont collés avec la résine époxy Stycast 2850FT. De la graisse à vide APIEZON N a été utilisée afin d'améliorer le contact thermique entre le thermomètre et son support.

Les chaufferettes (CH1, CH2, CH3) sont formées simplement par un bobinage en manganin collé sur la paroi à solliciter.

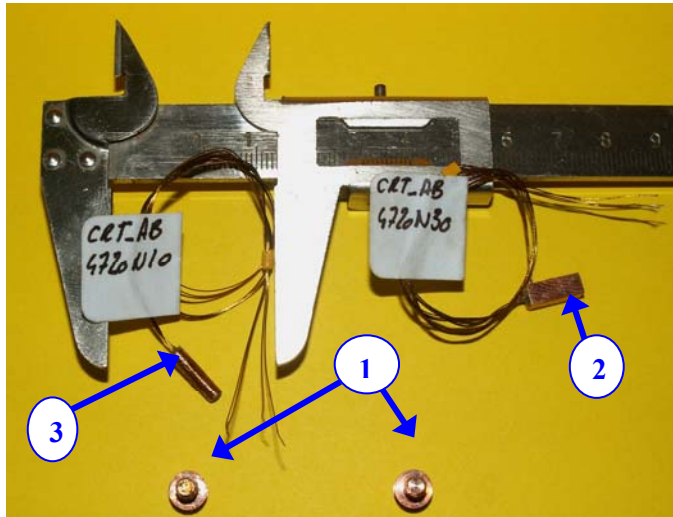


Figure 4.15: Différents éléments d'un thermomètre de type AB. **1:** Plots de thermalisation en cuivre, **2:** Thermomètre AB avec un fourreau cylindrique, **3:** Thermomètre AB avec un fourreau parallélépipédique

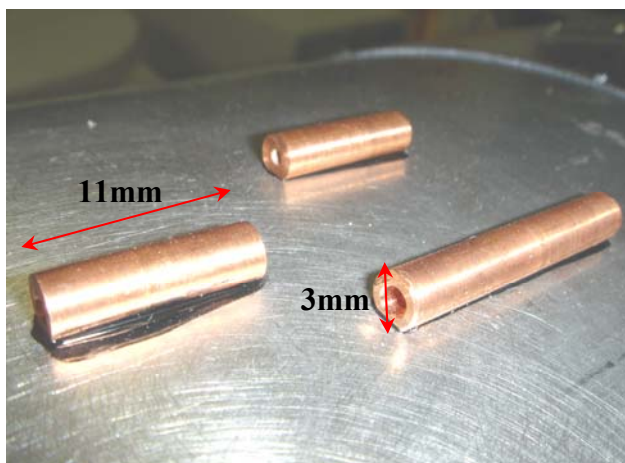


Figure 4.16: Photo des supports de thermomètres AB collés au Stycast sur la paroi du tank hélium.

4.4 Principe des mesures RF de la cavité

Deux antennes permettent l'excitation de la cavité et la mesure des différentes puissances RF (incidente, transmise et réfléchie). Plus précisément, la première antenne qui relie la cavité à un

générateur RF (Fig.4.17) est utilisée pour l'excitation de la cavité et la mesure des puissances incidente (P_i) et réfléchie (P_r). La deuxième antenne permet de mesurer la puissance transmise (P_t). Notons qu'un pilote RF (boucle verrouillé en phase) permet l'excitation de la cavité dans le mode fondamental TM_{010} à une fréquence $f_0 = 704\text{MHz}$.

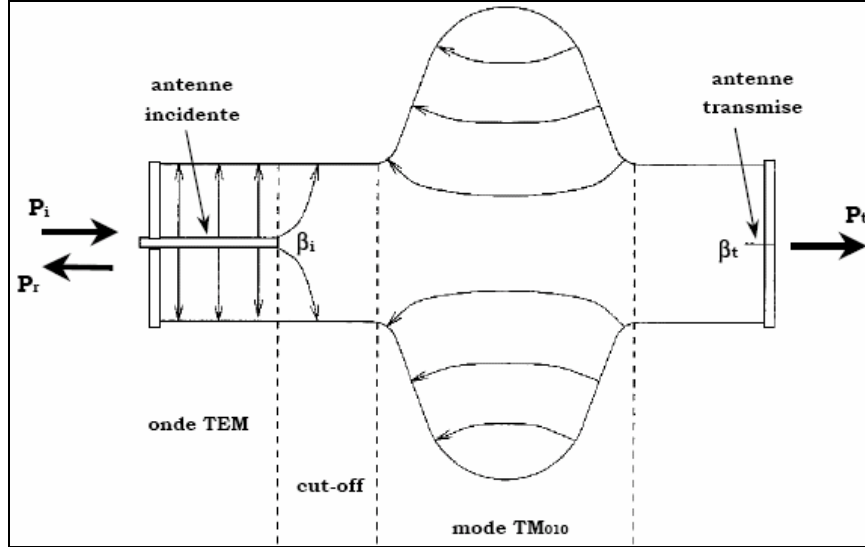


Figure 4.17: Schéma de principe d'excitation d'une cavité.

Le bilan de puissance dans la cavité s'écrit alors simplement : $P_{\text{tot}} = P_t + P_r + P_d$ (4.2)

Avec P_d la puissance dissipée essentiellement par effet Joule sur la surface interne de la cavité.

Le facteur de qualité en charge Q_L du système antennes et cavité est donnée par :

$$Q_L = \frac{\omega_0 U}{P_{\text{tot}}} \quad (4.3)$$

Avec ω_0 : Pulsation du mode fondamental, U : l'énergie électromagnétique stockée dans la cavité.

Les facteurs de qualité incident (Q_i) et transmis (Q_t) sont simplement donnés par:

$$Q_i = \frac{\omega_0 U}{P_i} \quad (4.4) \quad Q_t = \frac{\omega_0 U}{P_t} \quad (4.5)$$

A partir d'un simple bilan d'énergie, on montre que le facteur de qualité en charge Q_L est lié aux autres facteurs par la relation suivante [4.7] :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_L} - \frac{1}{Q_i} - \frac{1}{Q_t} \quad (4.6)$$

Donc il suffit de mesurer les facteurs de qualité Q_i , Q_L et Q_t pour en déduire Q_0

Le facteur de qualité Q_L est mesuré à l'aide de l'analyseur réseau. Il est relié à la bande passante $\Delta\omega$ et à la fréquence fondamentale à l'aide de la relation classique :

$$Q_L = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} \quad (4.7)$$

Les valeurs des facteurs de qualité Q_i et Q_t sont déduites de la mesure des atténuations (Fig.4.18) dans la cavité montée en réflexion (R) et en transmission (T). On rappelle que ces deux paramètres R et T sont liés aux différentes puissances RF par les expressions suivantes :

$$R = 10 \log\left(\frac{P_r}{P_i}\right) \quad (4.8) \quad T = 10 \log\left(\frac{P_t}{P_i}\right) \quad (4.9)$$

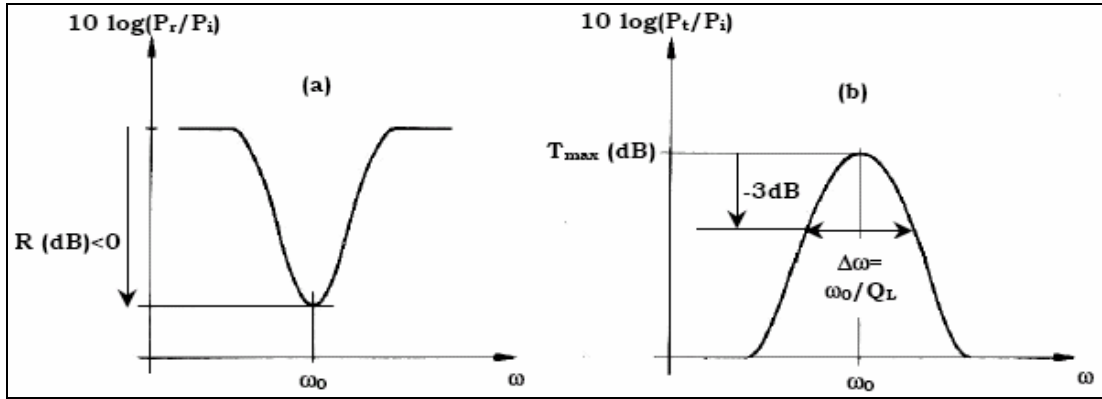


Figure 4.18: Mesure des coefficients de réflexion (R) et de transmission (T) [4.7].

L'ensemble cavité et coupleur peut être modélisé par un circuit électrique oscillant équivalent. L'analogie avec ce système électrique nous permet de faire le bilan de puissance et de déterminer ainsi les valeurs de Q_t et Q_r grâce au système d'équations suivant :

$$\frac{P_r}{P_i} = \left(2 \frac{Q_L}{Q_i} - 1\right)^2 \quad 4.10$$

$$\frac{P_t}{P_i} = 4 \frac{Q_L^2}{Q_i Q_t} \quad 4.11$$

$$\frac{P_c}{P_i} = 4 \frac{Q_L^2}{Q_0 Q_t} \quad 4.12$$

D'où les expressions suivantes de Q_i et Q_t :

$$Q_i = \frac{2Q_L}{1 \pm \sqrt{P_r/P_i}} = \frac{2Q_L}{1 \pm 10^{R/10}} \quad 4.13$$

$$Q_t = 4Q_L \frac{Q_L P_i}{Q_i P_t} = \frac{4Q_L^2}{Q_i 10^{R/10}} \quad 4.14$$

Le choix du signe dans l'expression de Q_i dépend de l'intensité de couplage à la cavité. On utilise le signe « + » lorsque la cavité est sur couplée et le signe « - » lorsque la cavité est sous couplée [4.7].

Le gradient accélérateur E_{acc} est donné par la relation suivante:

$$E_{acc} = \frac{1}{L_{acc}} \sqrt{\frac{r}{Q_0}} \omega_0 U \quad 4.15$$

Où L_{acc} et r sont respectivement la longueur accélératrice et l'impédance shunt de la cavité (cf. chapitre 2).

Le programme d'acquisition (Fig.4.19), développé avec Labview, permet de piloter tous les appareils de mesure, visualiser toutes les données utiles pour la supervision du cryomodule (mesure du vide, température bain, température des écrans...) et tracer la courbe caractéristique de la cavité $Q_0 = f(E_{acc})$.

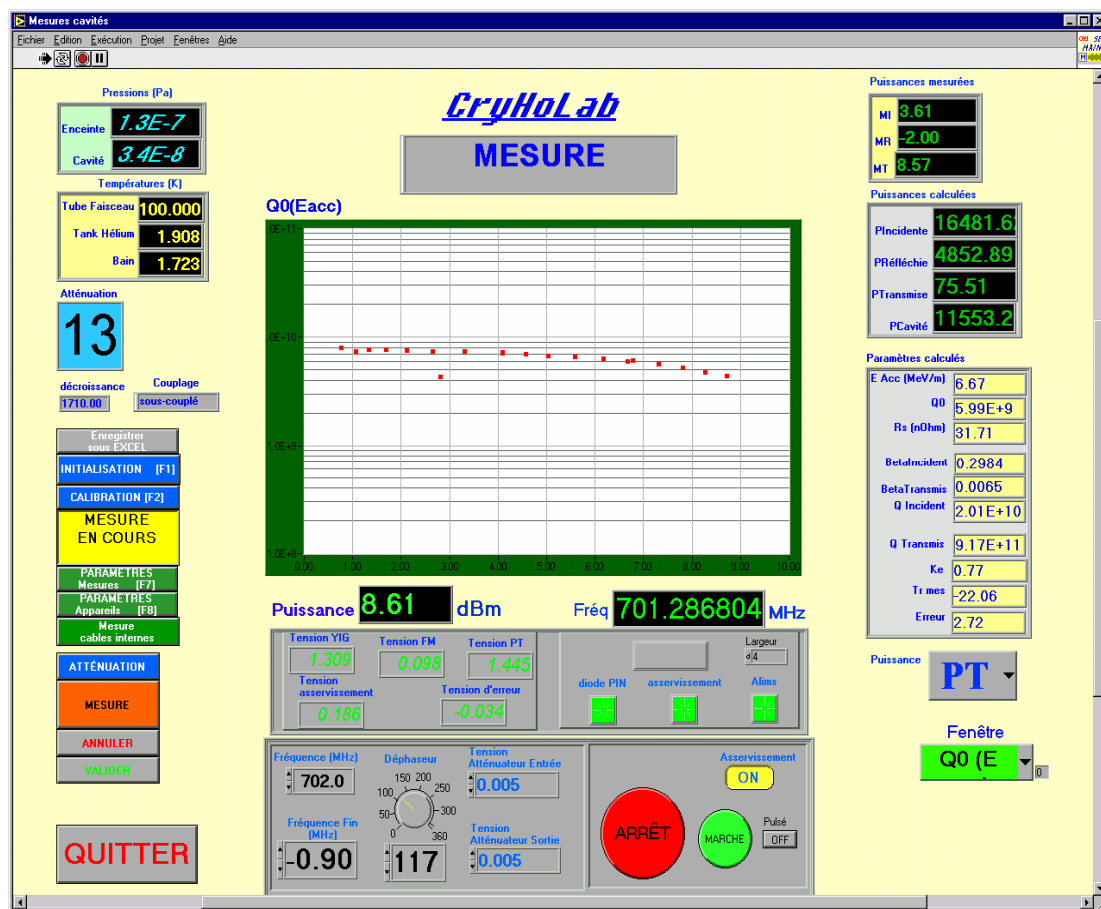


Figure 4.19: Programme d'acquisition des mesures RF de la cavité.

4.5 Montage de l'expérience

On présente (Fig.4.20–4.22) des photos prises pendant la phase de préparation de l'expérience. Nos expériences ont été effectuées dans l'installation CRYHOLAB [4.6] qui permet de faire des tests de cavités complètement équipées (cavité, tank hélium, coupleur de puissance) dans un cryostat horizontal.

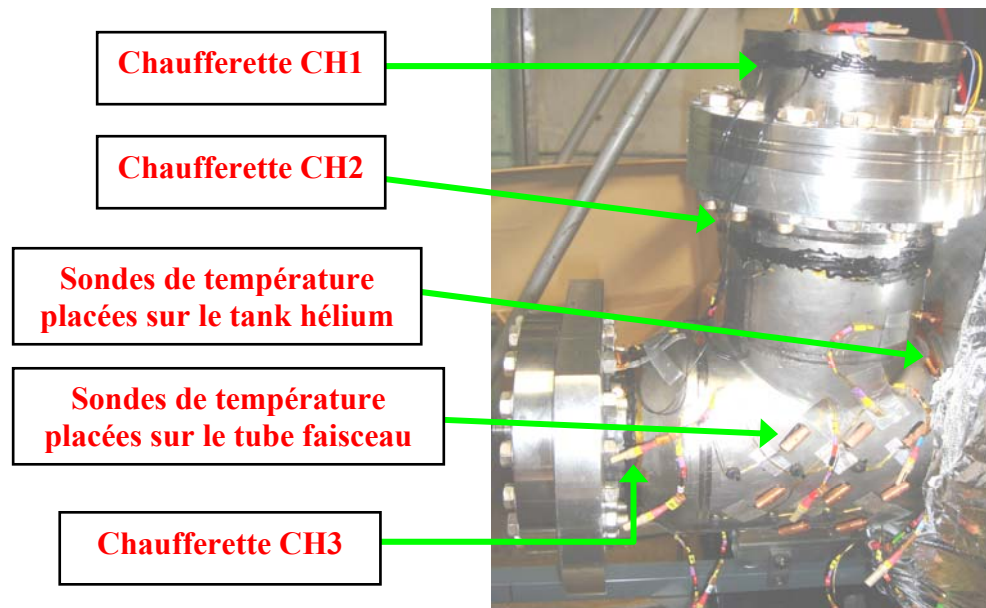


Figure 4.20: Instrumentation du tube faisceau (chaufferettes et sondes de température).

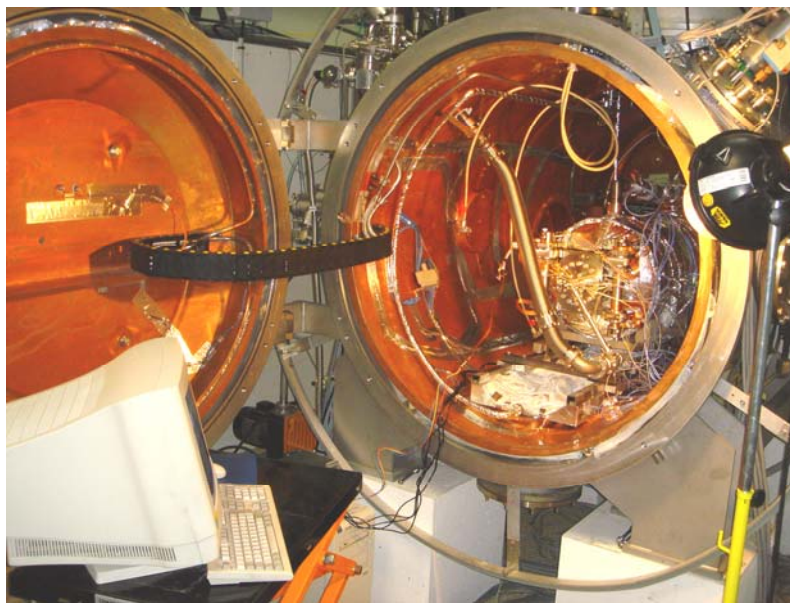


Figure 4.21: Vue de la cavité 700MHz dans CRYHOLAB.

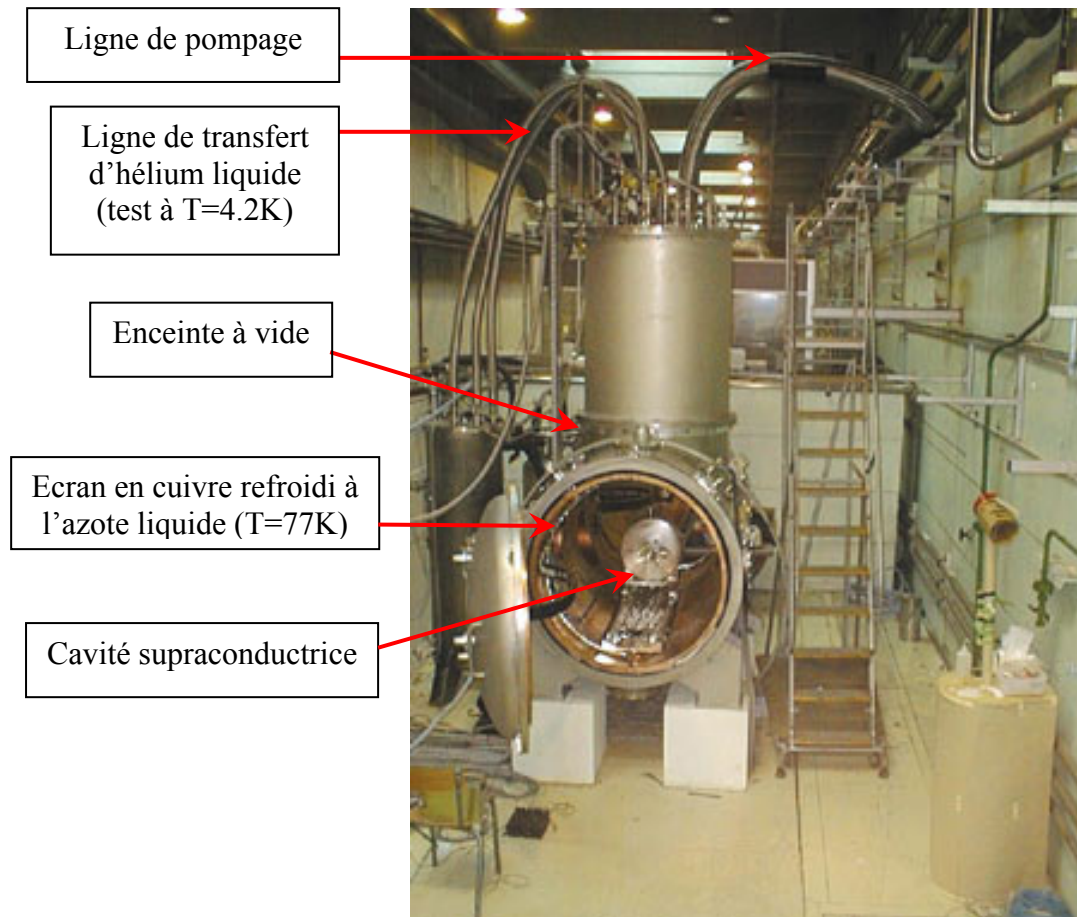


Figure 4.22: Photo de l'installation CRYHOLAB au CEA Saclay.

On rappelle que les thermomètres AB et Pt100 sont alimentés respectivement par des sources de courant $I=10\mu A$ et $1mA$. Une source de tension de $10W$ est utilisée pour alimenter les chaufferettes. Précisons que les intensités des courants dans chacun des circuits (AB, Pt100, chaufferettes) sont mesurées via la chute de tension aux bornes d'une résistance étalon.

Le schéma synoptique du système de mesure est présenté en figure 4.23. Nous avons développé un programme Labview (Fig.4.24) pour l'acquisition de nos données expérimentales.

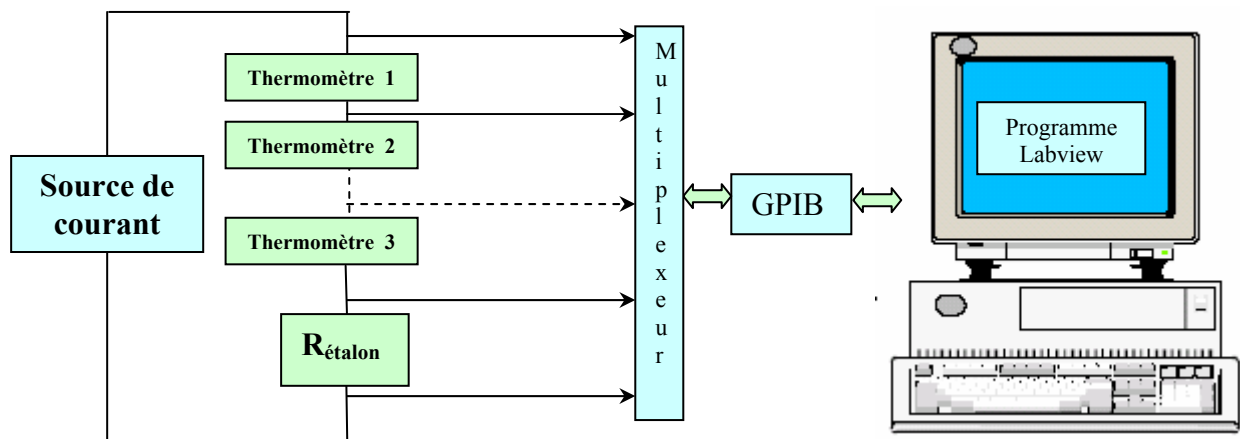


Figure 4.23: Schéma de la chaîne d'acquisition.

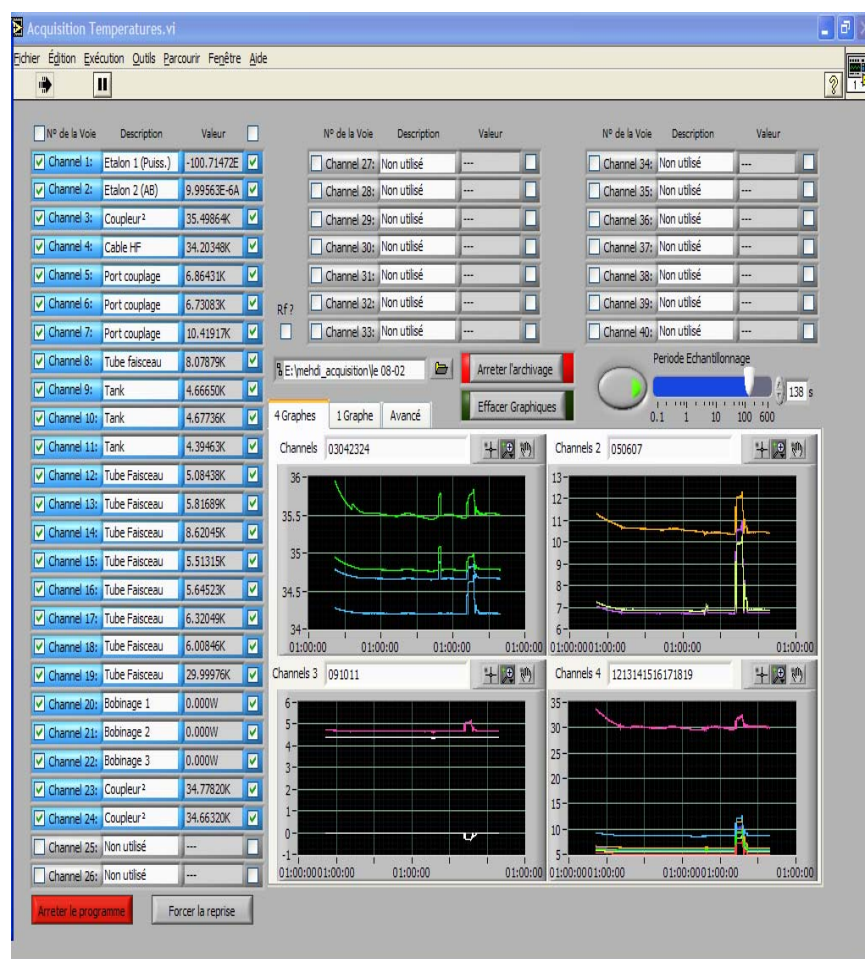


Figure 4.24: Programme d'acquisition Labview.

4.6 Essais expérimentaux

Les résultats expérimentaux peuvent se subdiviser en deux parties: **a)** la première partie concerne exclusivement la mesure des paramètres thermiques, **b)** la seconde partie est relative à l'effet d'une charge thermique sur la caractéristique RF de la cavité.

Deux séries de tests ont été effectuées à deux températures de bain différentes à $T_{\text{bain}} = 4.2\text{K}$ et 1.7K . Précisons d'emblée que tous nos essais ont été réalisés en régime permanent.

4.6.1 Essai 1

Ce test est effectué avec la chaufferette CH1 à $T_{\text{bain}} = 4.2\text{K}$ en l'absence de puissance RF dans la cavité. Cet essai a deux objectifs :

- 1- Mesure de la résistance thermique de contact au niveau de la bride du port de couplage.
- 2- Validation du modèle de simulation numérique.

4.6.2 Essai 2

On utilise la chaufferette CH3 pour mesurer la conductivité thermique du tube faisceau en fonction de la température. Cet essai est effectué à $T_{\text{bain}}=4.2\text{K}$ et $T_{\text{bain}}=1.7\text{K}$.

4.6.3 Essai 3

On mesure la caractéristique RF de la cavité ($Q_0=f(E_{\text{acc}})$) pour différentes puissances appliquées à la chaufferette CH1. Dans un premier temps, on a mesuré $Q_0=f(E_{\text{acc}})$ à puissance nulle (caractéristique de référence). Ensuite on a mesuré $Q_0=f(E_{\text{acc}})$ à différents paliers de puissance chaufferette en procédant de deux façons :

- 1) On fixe le gradient accélérateur, on mesure E_{acc} et Q_0 puis on applique une puissance de chauffage et on mesure en régime permanent les nouvelles valeurs de Q_0 et E_{acc} .
- 2) On fixe la puissance appliquée à la chaufferette puis on trace la caractéristique RF de la cavité $Q_0=f(E_{\text{acc}})$ à cette même puissance. Cette procédure est répétée pour différentes valeurs de puissance chaufferette.

4.7 Etude des aspects thermiques

4.7.1 Mesure de la conductance thermique de contact

La conductance thermique de contact (notée h_c) est un paramètre essentiel manquant à notre modèle thermique. La mesure de h_c est faite avec deux sondes AB et Pt100 situées sur les deux cotés de la bride CF100 du port de couplage.

En faisant varier la puissance appliquée à la chaufferette CH1, la conductance de contact est déterminée à l'aide de l'expression:

$$h_c = \frac{Q_{CH1}}{(\Delta T \cdot A_c)} \quad (4.16)$$

Avec :

$\Delta T = T_2 - T_1$: T_2 et T_1 sont les températures de part et d'autre du joint cuivre (contact).

$A_c(m^2)$: Aire de contact entre les deux brides via le joint en cuivre.

Nos valeurs expérimentales de h_c ainsi obtenues sont présentées en figure 4.25. Notons que h_c est tracée en fonction de la température moyenne T_m ($T_m = (T_1 + T_2)/2$).

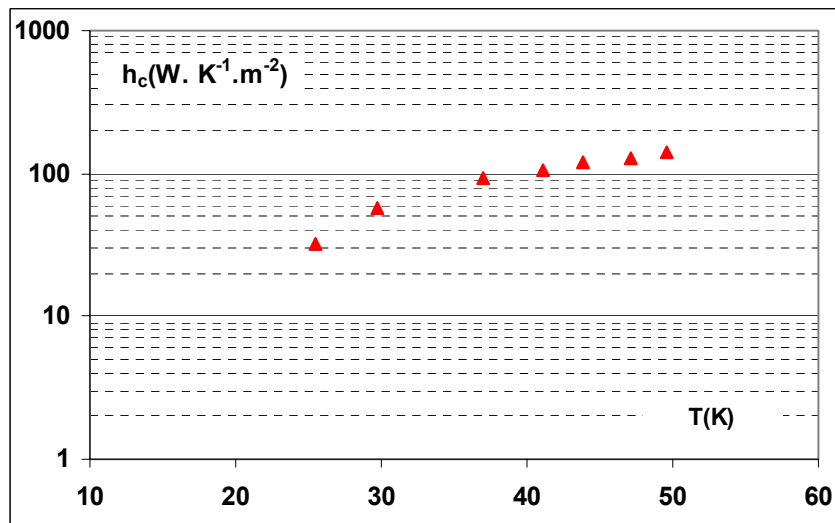


Figure 4.25: Variation de la conductance thermique de contact avec la température.

On doit noter que la température minimale de notre courbe (Fig.4.25) est de 16K alors que la source froide est à $T=4.2K$. L'écart est simplement dû à la forte valeur du saut de température ΔT à l'interface: $\Delta T \geq 32K$ pour une puissance appliquée de 1W.

A notre connaissance, il existe peu de valeurs de conductance thermique de contact correspondant à nos conditions expérimentales. Néanmoins, on a comparé nos valeurs avec d'autres mesures publiées précédemment: nos résultats sont en bon accord avec les mesures antérieures.

A titre d'exemple les conductances thermiques de contact [4.5] cuivre – cuivre et inox – inox sont respectivement dans la gamme 10-800 W/m².K et 10-150 W/m².K pour une plage de température de 50K à 100K.

4.7.2 Mesure de la conductivité thermique du tube faisceau

La conductivité thermique du tube faisceau k_{TF} est aussi un paramètre manquant au modèle thermique du coupleur. On mesurera ce paramètre par la technique classique consistant à mesurer le gradient de température en fonction du flux appliqué Q_{CH3} dans le tube faisceau.

$$k_{TF} = \frac{Q_{CH3}}{S_{TF} \cdot \nabla T} \quad (4.18)$$

Avec :

$Q_{CH3}(W)$: Flux appliqué à la chaufferette CH3.

$S_{TF}(m^2)$: Section de transfert du tube faisceau.

$\nabla T(K/m)$: Gradient de température.

Le profil des échauffements ($\Delta T = T(Q_{CH3}) - T(0)$) obtenus sont présentés en figure 4.26.A pour différentes puissances appliquées. Notons qu'un flux parasite $\sim 350mW$ est dû à la conduction par le câble RF dont les extrémités sont respectivement connectés à 300K et 4.2K (ou 2K). C'est ce flux qui limite la température minimale du tube faisceau.

Comme attendu, les profils des échauffements mesurés sont linéaires et leurs pentes seront utilisées pour le calcul de k_{TF} . L'analyse des données correspondantes conduit à la courbe de conductivité thermique (Fig.4.26.B).

Nos résultats sont en bon accord avec ceux obtenus antérieurement par d'autres mesures [4.8] effectuées sur une station d'essai dédiée à la mesure de la conductivité thermique du niobium. Précisons que le tube faisceau a un $RRR \approx 50$.

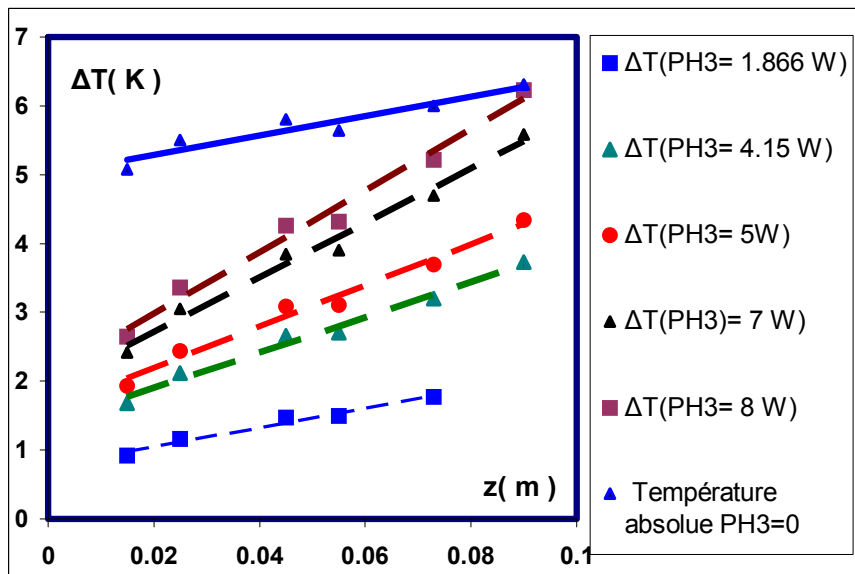


Figure 4.26.A: Profil des échauffements sur le tube faisceau.

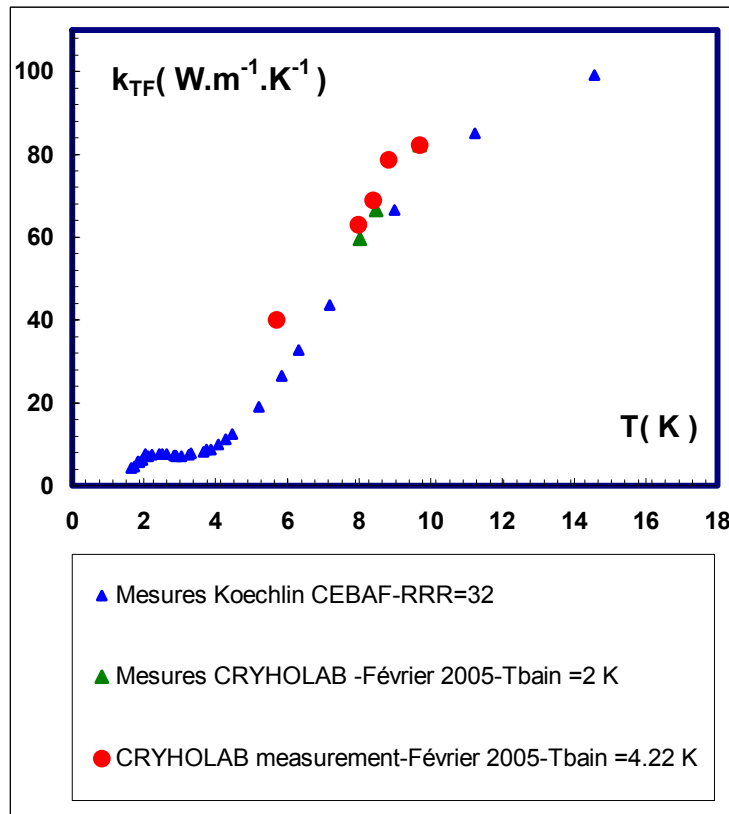


Figure 4.26.B: Conductivité thermique du tube faisceau en fonction de la température.

4.7.3 Validation du modèle thermique 3D

On rappelle que l'un des objectifs de ces tests est la validation du modèle thermique par comparaison aux résultats expérimentaux.

On a donc utilisé de nombreux thermomètres à cette fin: la position de chaque sonde de température correspond à un ensemble de nœuds que nous avons clairement identifié dans notre maillage.

Les résultats des simulations numériques basés sur notre modèle thermique sont en très bon accord avec les valeurs mesurées comme on peut le constater sur les tableaux 4.5 et 4.6. Plus précisément l'écart relatif entre les températures calculées et mesurées est généralement inférieur à 21% et ceci indépendamment du flux appliqué ($Q_{CH1}=2W$, tableau 4.2, $Q_{CH1}=8W$, tableau 4.3).

Nous avons fait des essais numériques systématiques, qui ont été comparés aux résultats expérimentaux pour différentes puissances appliquées: ces calculs confirment pleinement les résultats précédents.

A titre d'illustration, on présente (Fig.4.27) un exemple de champ de température calculé dans le tube faisceau pour une puissance $Q_{CH1}=6W$. Les flèches indiquent l'emplacement des thermomètres.

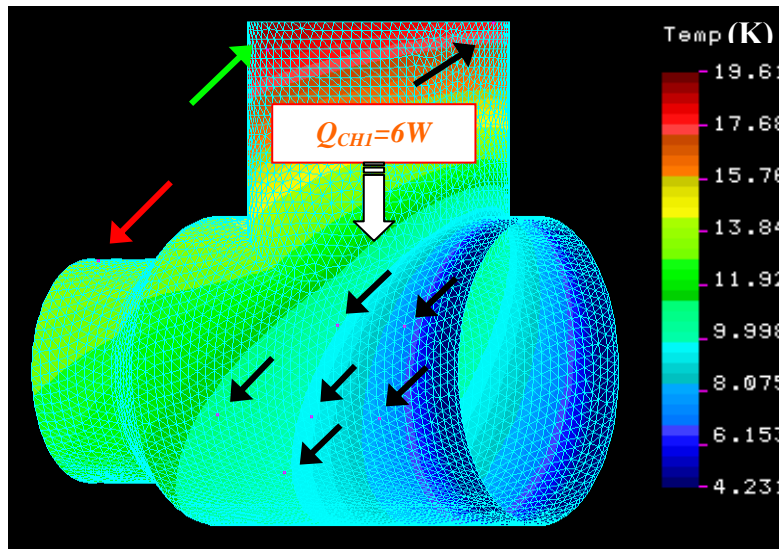


Figure 4.27 : Isothermes calculées dans le tube faisceau pour une puissance $Q_{CH1}=6W$ ($T_{bain}=4.2K$).

Tableau 4.5: Comparaison entre températures mesurées et calculées pour $Q_{CH1}= 2W$.

Numéro de sonde	$T_{\text{exper}} \text{ (K)}$	$T_{\text{simul}} \text{ (K)}$	Ecart relatif (%)
12	6	5.45	9
15	6.35	5.55	12
13	7.15	6.8	5
16	6.7	6.5	3
18	7	6.65	5
17	7.55	7.25	4
8	9.45	8.27	13
5	11.35	11	3
6	9.9	11.35	15

Tableau 4.6: Comparaison entre températures mesurées et calculées pour $Q_{CH1}= 8W$.

Numéro de sonde	$T_{\text{exper}} \text{ (K)}$	$T_{\text{simul}} \text{ (K)}$	Ecart relatif (%)
12	7.6	7.8	3
15	7.9	8.10	2
13	9.5	10.9	15
16	8.65	10.22	18
18	9	10.52	17
17	9.9	12	21
8	12.3	14.55	18
5	19.5	22.2	14
6	16.5	23	40

On constate donc que ce modèle thermique 3D surfacique permet de décrire le comportement thermique de l'ensemble port de couplage, tube faisceau et la cavité avec une précision satisfaisante.

4.7.4 Bilan thermique à la triple jonction

Afin d'analyser le comportement thermique de la cavité dans cette région, nous avons utilisé un modèle thermique 2D axisymétrique (Fig.4.31) qui comprend le tube faisceau en niobium (RRR=40), le tank LHe en inox (316L) et l'iris de la cavité en niobium (RRR=200).

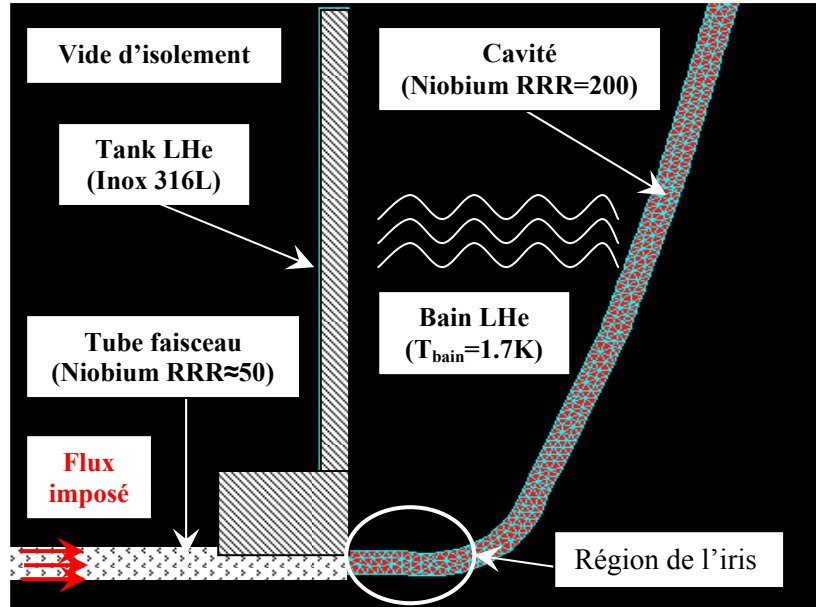


Figure 4.31 : Modèle 2D axisymétrique de la jonction tube faisceau, tank LHe et iris de la cavité.

Les conditions aux limites du problème sont les suivantes :

- 1- Flux imposé à l'extrémité du tube faisceau.
- 2- Pertes RF dépendantes de la position sur la paroi de la cavité.
- 3- Refroidissement à l'hélium superfluide ($T_{\text{bain}}=1.7\text{K}$) sur la face externe du corps de la cavité.

Le profil des pertes RF $q_{\text{RF}}(z)$ sur la face interne de la cavité est calculé à partir du profil du champ magnétique de surface (Fig.4.32) calculé avec le code RF Superfish [4.7]. On utilisera bien

évidemment la relation: $q_{\text{RF}}(z) = \frac{1}{2} R_s(T) H_s^2(z)$.

On rappelle que la puissance statique Q_{CH1} appliquée à la chaufferette se subdivise en trois flux: **1)** le flux Q_1 évacué vers le bain d'hélium via le tank LHe en inox, **2)** le flux Q_2 évacué vers le bain LHe en amont de l'iris, **3)** le flux Q_3 dont une fraction sera conduite vers la cavité.

On procède aux calculs des valeurs de Q_1 , Q_2 , Q_3 par l'expression:

$$Q_{i[i=1,2,3]} = \iint_S H_k \cdot \Delta T \cdot dS \quad (4.25)$$

H_k : Conductance de Kapitza à $T_{\text{bain}} = 1.7\text{K}$, S : Surface d'échange de la région correspondante, $\Delta T = (T_S - T_{\text{bain}})$: Echauffement de la paroi par rapport au bain LHe.

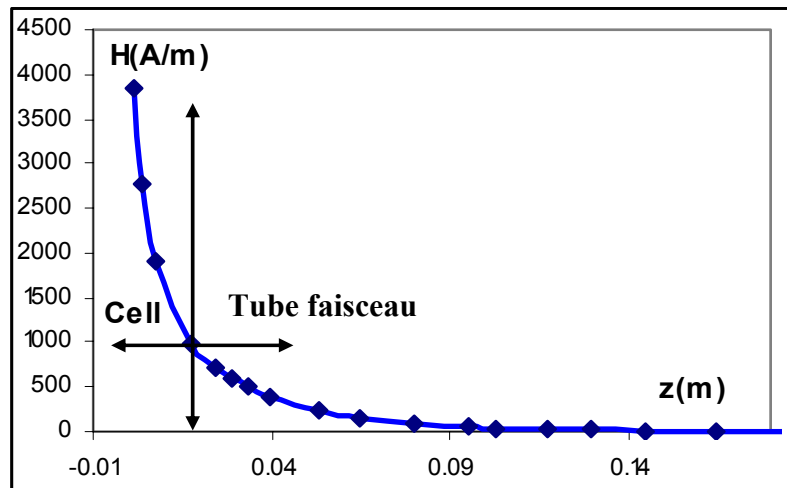


Figure 4.32 : Profil du champ magnétique de la cavité au tube faisceau pour un gradient accélérateur $E_{acc} = 1\text{MV/m}$ [4.7].

Pour calculer le champ de température résultant de l'application simultanée d'une puissance statique et d'un champ magnétique de surface, on procède en trois étapes :

- 1- Calcul du champ de température lorsque la cavité est uniquement soumise au flux de chaleur statique.
- 2- Calcul du profil des pertes RF dans la cavité pour le champ de température résultant des effets thermiques du flux statique et du champ magnétique de surface.
- 3- Calcul du champ de température et en particulier le profil de température sur la face froide du tank LHe et sur l'iris sous l'effet des pertes RF et statiques.

Plusieurs essais systématiques avec différentes puissances chaufferettes conduisent au bilan thermique suivant: $(Q_1/Q_{CH}) = 24\%$, $(Q_2/Q_{CH}) = 67\%$, $(Q_3/Q_{CH}) = 9\%$.

Un exemple de résultat obtenu pour une puissance appliquée de 8.5W et un gradient accélérateur $E_{acc} = 4.5\text{MV/m}$ est présenté en figure 4.33. On présente en figure 4.34-4.35 les profils de température sur la face froide du tank LHe et dans l'iris calculés pour une puissance chaufferette de 5W.

Les résultats précédents montrent clairement que la majeure partie (91%) du flux de chaleur appliqué à la chaufferette du port de couplage est évacuée vers le bain d'hélium via le tank LHe et la région en amont de l'iris; une faible fraction de ce flux (9%) est susceptible d'être conduite vers la cavité. En effet, seule une fraction marginale de Q_3 sera conduite vers la cavité et la majeure partie de Q_3 sera évacuée vers le bain d'hélium.

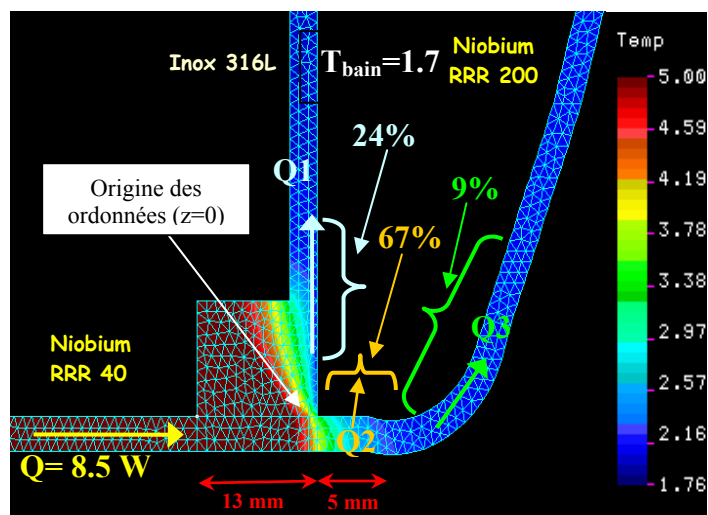


Figure 4.33: Isothermes calculées pour $Q_{CH1}=8.5W$ et $E_{acc}=4.5MV/m$.

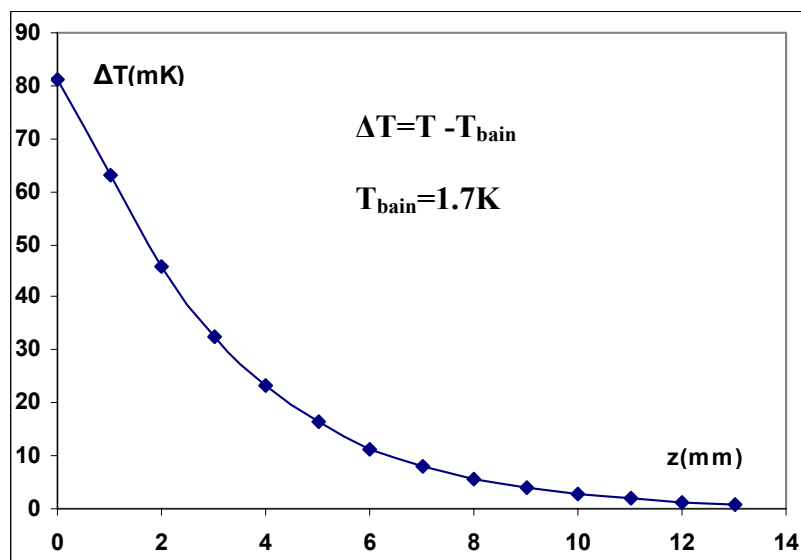


Figure 4.34: Profil d'échauffement dans la région de l'iris pour $Q_{CH1}=5W$.

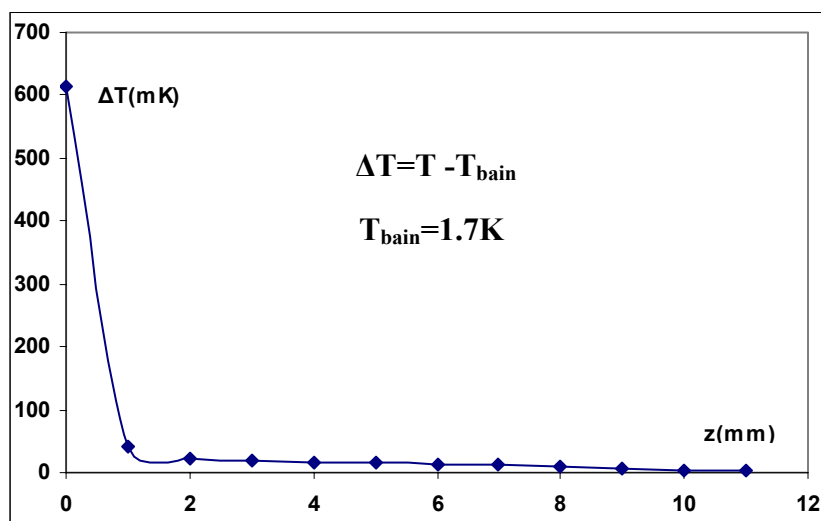


Figure 4.35: Profil d'échauffement sur la face froide du tank LHe pour $Q_{CH1}=5W$.

Malheureusement, on n'a pas pu vérifier expérimentalement ce bilan thermique pour des raisons purement techniques. Au cours de l'expérience, les sondes de température situées dans la région de la triple jonction se sont décollées accidentellement à cause des problèmes d'accessibilité et d'encombrement qui nous ont empêchés de faire un bon collage des thermomètres.

Néanmoins, on peut valider indirectement ce bilan thermique par des résultats expérimentaux d'une autre expérience similaire mais qui a été effectuée sur une cavité de type TESLA [4.9]. En effet, la seule différence qui existe entre les deux cavités c'est que le tank de la cavité TESLA était en titane et non pas en inox. Le modèle thermique 2D axisymétrique dans ce cas a été développé avec le code Modulef et le bilan thermique à la jonction a donné :

$$(Q_1/Q_{CH}) = 52\%, (Q_2/Q_{CH}) = 44\%, (Q_3/Q_{CH}) = 4\%.$$

Ce bilan thermique est en parfait accord avec les résultats expérimentaux donnés par des sondes de températures installées dans cette région.

Afin de vérifier la cohérence entre les deux codes de calcul, nous avons repris les mêmes caractéristiques du modèle thermique 2D de la cavité TESLA (géométrie et matériaux) sur le code COSMOS/M. On a effectué plusieurs essais systématiques et le même bilan thermique a été retrouvé.

De plus, un troisième calcul similaire avec un modèle 2D axisymétrique (Fig.4.36) a été effectué avec le code ACCORD [4.10]; on obtient le même bilan thermique [4.11] que celui calculé à l'aide du code COSMOS/M.

En conclusion, on peut dire que le bilan thermique à la jonction tube faisceau, tank LHe et iris de la cavité a été calculé et validé expérimentalement de façon indirecte à travers une expérience similaire.

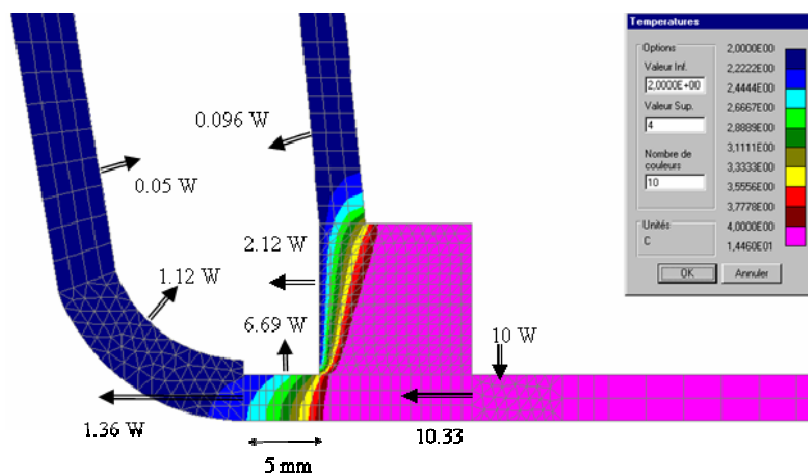


Figure 4.36: Isothermes calculées avec un modèle thermique 2D axisymétrique développé à l'aide du code Accord 2D pour $T_{\text{bain}}=2\text{K}$ et $Q_{\text{CH1}}=10\text{W}$.

4.8 Mesure expérimentale de la charge thermique critique

On rappelle qu'on a procédé de deux manières différentes :

1- On a fixé le gradient accélérateur, puis on a fait varier la puissance chaufferette ($1W \leq Q_{CH1} < 8.5W$) à $T_{bain}=1.7K$ et on a mesuré en régime permanent la caractéristique RF de la cavité $Q_0 = f(E_{acc})$.

2- On fixe la puissance appliquée puis on trace la caractéristique RF de la cavité.

Comme attendu, on obtient les mêmes résultats expérimentaux quelle que soit la méthode utilisée et le réseau de courbe obtenu est présenté en figure 4.37.

Ces résultats montrent clairement qu'une valeur de puissance $Q_{CH1}=1W$ n'a pas d'influence visible sur les performances RF de la cavité (pas de chute mesurable de Q_0), donc la charge thermique critique Q_c est supérieure à 1W.

Par comparaison à la courbe de référence ($Q_0 = f(E_{acc})$ en l'absence de chauffage), les résultats montrent que la puissance appliquée à la chaufferette Q_{CH1} n'a pas d'effet mesurable sur la caractéristique RF de la cavité tant que Q_{CH1} est inférieure à 3W. Par contre pour des puissances $Q_{CH1} \geq 5W$ une forte dégradation des performances RF est clairement observée.

Plus précisément le gradient accélérateur maximum (E_{acc}^{max}) et le facteur de qualité correspondant sont réduits de façon significative (tableau 4.7) pour des puissances $Q_{CH1} \geq 5W$, ce qui conduit à une charge thermique critique Q_c comprise entre 3W et 5W.

A partir d'un gradient accélérateur $E_{acc} > 4.5MV/m$, on observe une dégradation non linéaire du facteur de qualité (Q slope) sur les courbes $Q_{CH1}=5W$ et $Q_{CH1}=8.5W$.

Tableau 4.7: Effet de la puissance chaufferette sur le gradient accélérateur E_{acc}^{max} maximum et le facteur de qualité Q_0 .

$Q_{CH1}(W)$	$E_{acc}^{max} (MV / m)$	$Q_0^{max} \times 10^9 (E_{acc} = 1MV / m)$
1-3	9.0	9.5
5	5.6	7.9
8.5	5.2	5.8

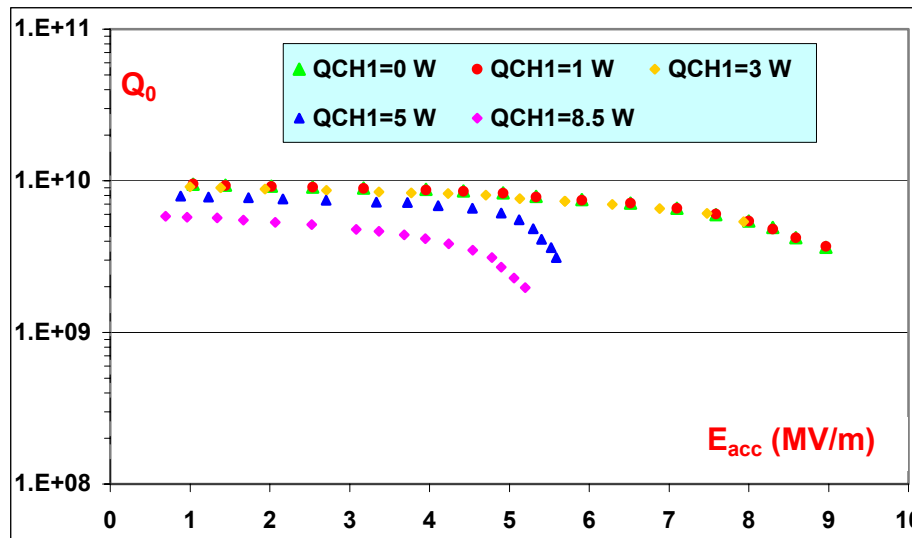


Figure 4.37: Courbes $Q_0 = f(E_{acc})$ pour différentes puissances Q_{CH1} à $T_{bain} = 1.7K$

Les résultats montrent également une forte dégradation (chute anormale du Q_0) du facteur de qualité au delà de $E_{acc} = 4.5$ MV/m. Ces pertes RF anormales peuvent éventuellement être attribuées à l'émission électronique. Toutefois les mesures effectuées au moyen d'un détecteur de rayons X n'ont pas confirmé la présence d'activité électronique dans la cavité. On rappelle que les électrons arrachés à la paroi par effet de champ peuvent être accélérés dans la cavité et provoquer notamment l'émission de rayon X lors de leurs impacts sur la paroi interne de la cavité.

4.9 Analyse des résultats

Notre objectif est d'analyser ce qui peut être à l'origine de la dégradation des performances RF de la cavité quand elle est soumise à une charge thermique surcritique au niveau du port de couplage. La diminution du facteur de qualité, qui correspond à une augmentation des pertes RF dans la cavité, peut être attribuée à différents phénomènes :

- 1) L'émission électronique par effet de champ.
- 2) Une modification de l'état de surface interne de la cavité qui se traduit par une augmentation de sa résistance de surface.
- 3) Un effet purement thermique ou échauffement entraînant une augmentation de la contribution BCS à la résistance de surface.

D'après les remarques précédentes, on peut exclure l'émission électronique.

Précisons que la bride inox chauffée n'a pas subi le même traitement chimique que la cavité. D'autre part, une éventuelle pollution de la cavité du fait de la désorption de la bride inox suite à un chauffage à $T \sim 140K$ nous semble exclu. En effet nous avons effectués trois séries de tests :

- 1) Mesure de $Q_0 = f(E_{acc})$ en l'absence de chauffage.
- 2) Mesure de $Q_0 = f(E_{acc})$ pour une puissance appliquée de 8.5W.
- 3) Nouvelle mesure de $Q_0 = f(E_{acc})$ en l'absence de chauffage.

Les résultats des tests 1 et test 3 sont rigoureusement identiques aux incertitudes expérimentales près, ce qui élimine à priori l'hypothèse d'une modification irréversible de la surface interne de la cavité suite à la désorption de la bride inox.

Il reste donc à vérifier la troisième hypothèse de l'effet purement thermique pour expliquer l'origine de l'augmentation des pertes RF dans la cavité.

Le facteur de qualité de la cavité est simplement le rapport de l'énergie électromagnétique U stockée aux pertes RF par période:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 U}{P_c} \quad (4.19)$$

Les pertes RF par effet Joule dans les parois sont données par :

$$P_c = \frac{1}{2} \iint_s R_s(T) H_s^2 ds \quad (4.20)$$

Avec $R_s(\Omega)$ la résistance de surface de la cavité et $H_s(A/m)$ le champ magnétique de surface.

Pour un matériau supraconducteur (cf. chapitre 2, théorie BCS), la résistance de surface est la somme de deux contributions:

$$R_s(T) = R_{BCS}(T) + R_{res} \quad (4.21)$$

$$R_{BCS}(T) = 9.10^{-5} \cdot \frac{f^2}{T} e^{-\frac{18}{T}} \quad (4.22)$$

Avec $f(GHz)$ la fréquence de résonance de la cavité, $T(K)$ la température de la paroi RF de la cavité, $R_{BCS}(\Omega)$ la résistance BCS et $R_{res}(\Omega)$ la résistance résiduelle de la cavité.

Le premier terme de la résistance de surface ou contribution BCS dépend fortement de la température. Le second terme, qui est indépendant de la température, appelé résistance résiduelle est dû aux imperfections de l'état de surface ...

Comme on vient de le préciser, la diminution du facteur de qualité de la cavité observée pour $E_{acc} \geq 2.5 MV/m$ lorsque la charge thermique statique appliquée au port de couplage est supérieure à $\sim 3W$ est certainement due à des effets purement thermique. Nous allons examiner une telle hypothèse de façon détaillée. S'agissant d'effet d'origine thermique, cette hypothèse se manifeste via la résistance de surface du niobium qui augmente avec la température.

Les régions susceptibles de fortes pertes RF par effet Joule sont essentiellement:

- 1) La zone équatoriale de la partie active de la cavité où le champ magnétique de surface est maximal.
- 2) La zone non refroidie de la cavité c'est-à-dire le port de couplage et le tube faisceau situés dans le vide d'isolement du cryostat et qui ne sont pas directement refroidis par l'hélium superfluide.

4.9.1 Hypothèse d'échauffement de la zone équatoriale

Nous allons analyser le comportement thermique de la cavité dans la zone équatoriale dans le cas de pertes par effet Joule uniformes, ce qui exclut la présence d'un défaut sur la surface interne de la cavité.

Sous cette hypothèse (absence de défaut), on peut modéliser la zone équatoriale de la cavité par une plaque en niobium (Fig.4.38) dont l'une des faces est soumise aux pertes RF, l'autre face étant refroidie à l'hélium superfluide. On se ramène ainsi à un problème unidirectionnel qui se résout simplement de façon analytique.

Les conditions aux limites du problème étant :

- 1) Pour la face RF (flux imposé).

$$-k \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=0} = q_{RF} = \frac{1}{2} R_s (T_{RF}) H_s^2$$

- 2) Pour la face refroidie.

$$-k \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=e} = H_k (T_{Nb/He} - T_{bain})$$

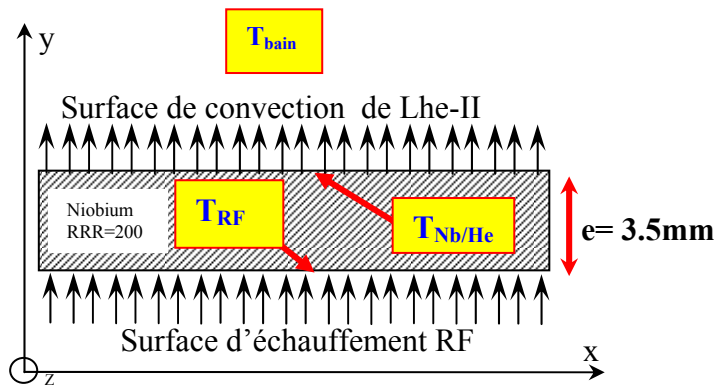


Figure 4.38: Coupe de la zone équatoriale de la cavité.

Nous avons fait les calculs en procédant comme suit :

1) Calcul de la résistance de surface $R_s(T_{RF}) = (G/Q_0)$ à partir de la valeur expérimentale de Q_0 et de la valeur du facteur géométrique G ($G=190\Omega$ pour cette cavité) initialement connu [4.7]. D'où l'on déduit T_{RF} à partir de l'expression de R_s en fonction de la température donnée précédemment.

2) Connaissant E_{acc} , on calcule le champ magnétique de surface $B_{pk}(mT) = 4.78.E_{acc}(MV/m)$ [4.7].

Puis les pertes RF par unité de surface sont calculées par l'expression: $q_{RF} = \frac{1}{2} R_s(T_{RF}) H_s^2$.

3) Le flux de chaleur étant purement conductif dans le niobium, on en déduit immédiatement la température de la face froide à partir de la relation $T_{Nb/He} = T_{RF} - \frac{e}{k_{Nb}} q_{RF}$, e étant l'épaisseur du niobium et k sa conductivité thermique.

4) En utilisant la condition aux limites sur la face froide, on déduit la valeur de la conductance de

Kapitza: $H_K = \frac{q_{RF}}{T_{Nb/He} - T_{bain}}$.

Ces calculs conduisent aux résultats rassemblés dans le tableau 4.8.

Tableau 4.8: Calcul de la conductance de Kapitza pour $Q_{CH1} = 8.5W$.

E_{acc} (MV/m)	2.52	3.08	3.37	3.68	4.24
R_s (nΩ)	37	39	41	43.26	49.35
T_{RF} (K)	2.35	2.45	2.55	2.6	2.72
q_{RF} (W.m⁻²)	1.77	2.79	3.51	4.42	6.69
$10^{-4} \Delta T_{Nb}$ (K)	8.87	14	15.4	19.3	29.3
$T_{Nb/He}$ (K)	2.35	2.45	2.55	2.6	2.71
H_K (W.m⁻².K⁻¹)	3.55	4.64	5.03	5.91	7.72

En appliquant notre modèle unidirectionnel à l'analyse de la courbe $Q_0=f(E_{acc})$ à $Q_{CH1}=8.5W$, on obtient des valeurs de conductance de Kapitza comprise entre 3.6 et 8W.m⁻².K⁻¹. Ces valeurs sont plus faibles de trois ordres de grandeurs comparativement aux valeurs expérimentales de la conductance de Kapitza à cette température [4.3] ($H_K \approx 5000$ W.m⁻².K⁻¹ à $T_{bain} = 1.7K$).

Cette faible valeur de H_k suggère un très mauvais état de la surface externe de la cavité, voir même la présence d'une couche mauvaise conductrice. En effet, ce comportement n'est observé que pour des cavités ayant subies un traitement thermique de purification du niobium à 1200°C-1400°C. Or cette cavité n'a jamais subi de pareil traitement thermique. Enfin les premiers tests de cette même cavité ne conduisent pas à de telles valeurs de conductance de Kapitza. De plus la cavité n'a pas subi d'autres traitements chimiques susceptibles de dégrader fortement la conductance de Kapitza.

En conclusion, l'hypothèse d'échauffement de la zone équatoriale de la cavité peut être exclue de notre analyse.

4.9.2 Hypothèse d'échauffement du tube faisceau

A l'aide de notre code, on a construit un modèle thermique volumique 3D (Fig.4.35).

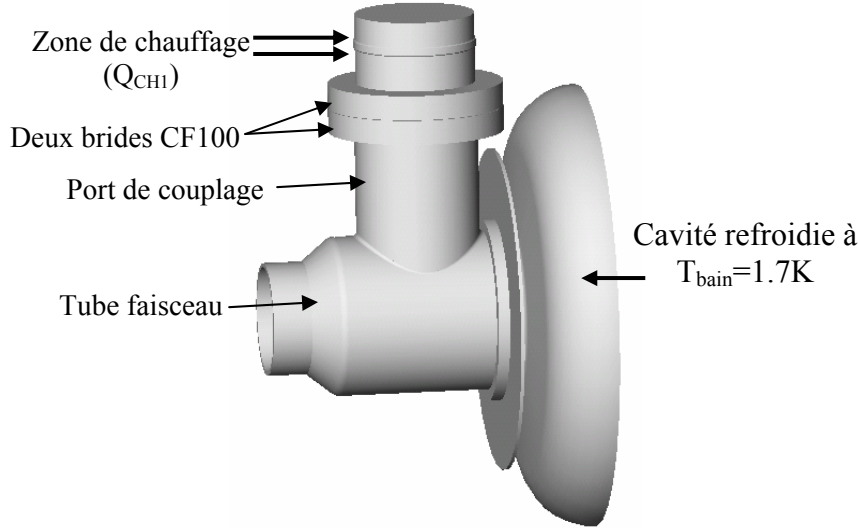


Figure 4.39: Modèle thermique volumique 3D

De la même façon que pour le modèle 2D axisymétrique, ce modèle inclut le port de couplage et les deux brides CF100. La conductivité thermique et la conductance thermique de contact mesurées dans cette expérience ont été utilisées dans ce modèle. Comme dans le modèle précédent, les pertes RF dans la cavité sont simulées par des flux de chaleur imposés à la paroi interne en tenant compte des variations spatiales du champ magnétique de surface.

Les isothermes obtenues avec le modèle 3D (Fig.4.39) montrent que la majeure partie du tube faisceau a déjà transité de l'état supraconducteur à l'état normal résistif, ce qui conduit à une forte augmentation de la résistance de surface (cinq ordres de grandeur). Par conséquent la puissance dissipée P_{total} dans le système est la somme des pertes RF dans le corps de la cavité P_{cav} (zone active) et dans le tube faisceau P_{BT} :

$$P_{total} = P_{cav} + P_{BT}$$

Comme illustré en figure 4.40, les pertes RF dans le tube faisceau sont divisées en une partie normale résistive P_{BTN} et une autre partie supraconductrice P_{BTS} :

$$P_{BT} = P_{BTN} + P_{BTS} \quad (4.26)$$

L'expression de P_{BTS} est donnée par:

$$P_{PTS} = \frac{1}{2} \iint_{A_S} R_{SS} H_s^2 dS \quad (4.27)$$

Où R_{ss} est la résistance de surface du niobium supraconducteur qui est composé de deux contributions: le terme dit BCS et la résistance résiduelle $R_{res}(\sim 20n\Omega)$. A_s : l'aire de la paroi interne du tube faisceau à l'état supraconducteur ($T \leq T_c(H_s)$).

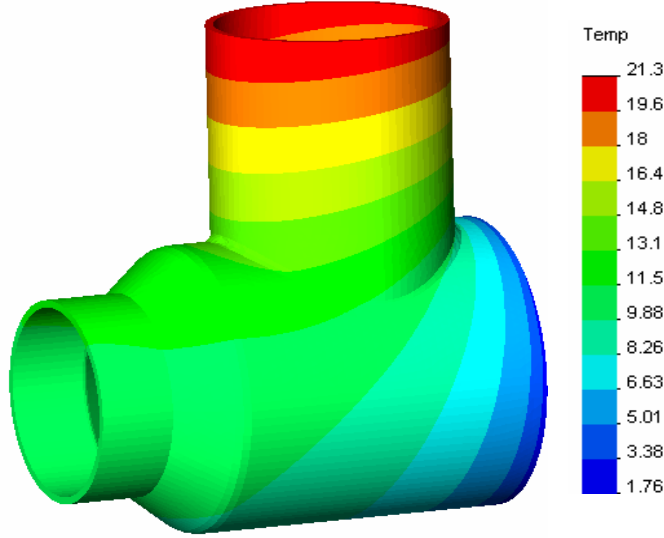


Figure 4.40: Isothermes calculées dans le tube faisceau pour $Q_{CH1}=8.5W$.

La puissance P_{BTN} est calculée par l'expression:

$$P_{PBN} = \frac{1}{2} \iint_{A_N} R_{NS}(T) H_s^2 dS \approx \frac{1}{2} \overline{R_{NS}} \iint_{A_N} H_s^2 dS \quad (4.28)$$

A_N : Aire de la paroi interne du tube faisceau à l'état normal résistif ($T \geq T_c(H_s)$).

L'expression de R_{NS} est donnée par:
$$\overline{R_{NS}} = \frac{1}{(T_{max} - T_{min})} \int_{T_{min}}^{T_{max}} R_{NS}(T) dT \quad (4.29)$$

Le terme $\overline{R_{NS}}$ est la valeur moyenne de la résistance de surface du niobium à l'état normal résistif entre $T_{min}=9.26K$ et $T_{max}=21.3K$ (Fig.4.40).

Le calcul de la résistance de surface $R_{NS}(T)$ du niobium à l'état normal nécessite la connaissance du régime dans lequel on se situe. On distingue deux régimes (cf. chapitre 2):

- 1) Le régime d'effet de peau normal, généralement observé à $T \sim 300K$ et pour lequel le libre parcours moyen des électrons L_p est faible par rapport à l'épaisseur de peau δ ($L_p \ll \delta$).
- 2) Le régime d'effet de peau anormal observé aux températures cryogéniques ($T \leq 100K$) et pour lequel $L_p \gg \delta$.

Suivant le régime, la résistance de surface du niobium normal prend deux expressions différentes :

Cas d'effet de peau normal:

$$R_s(T) = \sqrt{\frac{\mu\omega\rho(T)}{2}} \quad (4.30)$$

Cas d'effet de peau anormal:

$$R_s(T) = \left(\sqrt{3} \cdot \pi \cdot \rho(T) \cdot L_p \cdot \left(\frac{\omega \mu}{4 \pi} \right)^2 \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.31)$$

Avec :

μ : Perméabilité magnétique

ω : Pulsation de l'onde RF.

$\rho(T)$: Résistivité électrique du niobium à l'état normal résistif.

Afin de déterminer le régime d'effet de peau dans les conditions de nos essais, on doit calculer les valeurs numériques du libre parcours moyen et de l'épaisseur de peau.

La formule de Drude donne l'expression de L_p :

$$L_p = \frac{1}{\rho_e} \frac{m}{N} \frac{1}{e^2} v_F \quad (4.32)$$

Avec :

m : Masse de l'électron.

ρ_e : Résistivité du niobium du tube faisceau (RRR=40).

(N/V) : Nombre d'électrons de conduction par unité de volume ($(N/V)_{\text{niobium}} = 5.5610^{29} \text{ m}^{-3}$).

v_F : Vitesse de Fermi des électrons

e : Charge électrique élémentaire.

L'épaisseur de peau δ est donnée par l'expression:

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \mu}} \quad (4.33)$$

L'énergie des électrons au niveau de Fermi ξ_F a pour expression :

$$\varepsilon_f = \frac{1}{2} m v_f^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3 \pi^2 \frac{N}{V} \right)^{2/3} \quad (4.34)$$

On obtient une vitesse de Fermi $v_F = 1.77 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ (pour le niobium $\xi_F = 5.32 \text{ eV}$). Ce qui conduit à libre parcours moyen $L_p = 298 \text{ Å}$ sept fois plus faible que l'épaisseur de peau ($\delta = 2100 \text{ Å}$).

Par conséquent, dans les conditions de nos essais, on est en régime d'effet de peau normal et on utilisera la relation (4.30) pour calculer la résistance de surface du niobium à l'état normal résistif.

D'après la règle de Mathiessen [4.12] (additivité des différentes contributions résistives), la résistivité électrique $\rho(T)$ du niobium à l'état normal est la somme de deux contributions :

1) La résistivité électrique $\rho_{ph}(T)$ due à l'interaction entre les électrons de conduction et les vibrations du réseau cristallin ou phonons.

2) La résistivité électrique résiduelle ρ_r , indépendante de la température, causée par la diffusion des électrons de conduction par les impuretés, les dislocations et différents défauts ponctuels du réseau cristallin.

Ce qui conduit à l'expression:

$$\rho(T) \cong \rho_{ph}(T) + \rho_r \quad (4.36)$$

La contribution des phonons [4.12] dépend de la température suivant la loi classique en T^3 :

$$\rho_{ph}(T) = 6.5 \cdot 10^{-14} T^3 \text{ } \Omega.m \text{ pour } T \leq 25 \text{ K} \quad (10)$$

En utilisant la distribution du champ magnétique dans le tube faisceau calculée à l'aide du code SUPERFISH [4.7], nous avons calculé la puissance dissipée dans le tube faisceau P_{BT} en fonction du gradient accélérateur (Fig.4.41).

Les courbes de la figure 4.41 montre que les données expérimentales des puissances dissipées dans le tube faisceau sont en parfait accord avec le calcul effectué jusqu'à un gradient accélérateur $E_{acc} \leq 4.5 \text{ MV/m}$. Cette zone dite linéaire correspond à un facteur de qualité Q_0 presque constant sur la courbe $Q_0 = f(E_{acc})$ pour $Q_{CH1} = 8.5 \text{ W}$.

Nous avons également évalué les pertes RF Q_{RF}^{inox} au niveau de la bride inox. Ne disposant pas de la distribution des champs électromagnétiques en 3D dans le port de couplage, nous avons estimé la moyenne quadratique du champ magnétique H_s de surface en utilisant le profil de H_s obtenu à l'aide du code Superfish (calcul 2D axisymétrique), ce qui constitue une approximation très conservative.

Pour des températures inférieures à 50K, la résistance de surface de l'inox à $f=704 \text{ MHz}$ est $R_s^{inox} = 38 \text{ m}\Omega$. Les valeurs de Q_{RF}^{inox} calculés pour différents gradients accélérateur ainsi obtenue sont très faibles par rapport aux pertes dans le tube faisceau.

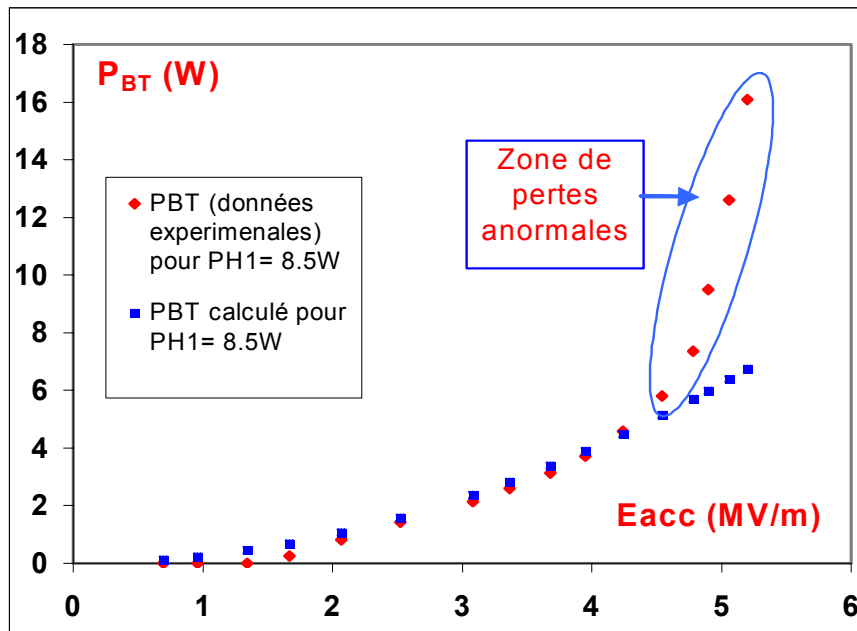


Figure 4.41: Puissance dissipée dans le tube faisceau: Comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales.

L'écart entre les deux courbes théorique et expérimentale de la courbe 4.41 s'élargit pour un gradient accélérateur $E_{acc} \geq 4.5 \text{ MV/m}$. Ceci s'explique par l'existence d'autre type de pertes d'origine anormale autres que par effet Joule : ce phénomène s'appelle « Low Field Q Slope ».

Plusieurs hypothèses peuvent être formulées afin d'expliquer l'origine de ces pertes anormales qui sont un sujet d'actualité. Plusieurs références parlent d'une dépendance de la résistance de surface en champ électrique [4.13, 4.14].

4.10 Conclusion

L'expérience « Charge thermique critique sur la cavité 704Mhz » a été réalisée avec succès. Les mesures expérimentales ont permis de mesurer Q_c ($3 \text{ W} < Q_c < 5 \text{ W}$). Cette valeur de Q_c va être utilisée comme une limite supérieure du flux de chaleur résiduel à l'extrémité froide du conducteur externe. Tous les aspects thermiques de l'interaction du coupleur avec la cavité ont été étudiés et les paramètres du modèle thermique identifiée (R_H^{-1} , k_{TF}). La connaissance du bilan thermique à la triple jonction nous a permis d'évaluer la proportion du flux de chaleur allant vers la cavité et nous a révélé l'importance de la conductivité thermique du matériau du tank LHe dans la minimisation de ce flux de chaleur.

La connaissance de la charge thermique critique Q_c nous permettra de vérifier l'efficacité du circuit de refroidissement du conducteur externe. Plus précisément, les pertes résiduelles non interceptées

par ce circuit ne doivent pas dépasser Q_c . L'étude et l'analyse des résultats de cette expérience feront l'objet du chapitre suivant.

4.11 Références

- [4.1] R.R.Conte, « Eléments de Cryogénie », Edition Masson, 1970.
- [4.2] M. Fouaidy, « Mesure de conductivité thermique d'échantillons de niobium de différents RRR », rapport interne, 2004.
- [4.3] A. Boucheffa, « Mise au point d'un dispositif de mesure de résistance de Kapitza : Application a différents niobium pour cavités supraconductrices », thèse de l'université paris 11, 1994.
- [4.4] J. G. Weisend, « The Handbook Of Cryogenic Engineering », Edition John G. Weisend II, 1998.
- [4.5] E. Gmelin & al, « Thermal Boundary Resistance of Mechanical Contacts between Solids at Sub-Ambient Temperatures », J. Phys. D: App. Phys. 32 (1999).
- [4.6] H. Saugnac & al, « Cryogenic Installation Status of the Cryolab Test Facility », 10th Workshop on RF Superconductivity, Tsukuba – Japan, 2000.
- [4.7] J-L. Biarrotte, « Etude des Cavités Supraconductrices pour les Accélérateurs de Protons de Forte Puissance », thèse de l'université paris 11, Décembre 2001.
- [4.8] F. Koechlin and P. Dolegieviez, Proc. 5th Workshop on RF Superc. (Hamburg, 1991, Aug. 19-23) Vol.1, 463 [report M92-01. DESY Lab. Hamburg. Germany].
- [4.9] C. Tchikou, « comportement thermique des cavités supraconductrices et composants HF associés », Rapport de Stage de DEA, 1998.
- [4.10] <http://www.accord.com/>.
- [4.11] H. Saugnac, M. Fouaidy, « Etude thermique d'une cavité pentacellules », Rapport interne, 2002
- [4.12] C. Kittel, « Physique de l'état solide », Edition DUNOD, 1983.
- [4.13] R.L. Geng & al, « On the Low Field Qslope of RF Superconducting Niobium Cavities Cooled By Helium-I », Cornell University LNS report, SRF011212-10, (2001).
- [4.14] Gianluigi Ciavoti, « Effect of Low-temperature baking on the radio-frequency properties of niobium superconducting cavities for particle accelerators », Journal of Applied Physics, Vol.96, p.p 1591-1600, 2004.

Chapitre 5

Expérience « Maquette froide du coupleur 704MHz »

5.1 Objectifs de l'expérience.....	162
5.2 Schéma conceptuel	162
5.3 Station de production de l'hélium supercritique	165
5.4 Cellule de test de la maquette	170
5.5 Instrumentation de l'expérience	171
5.5.1 Instrumentation thermométrique	171
5.5.2 Les chauffeuses.....	175
5.5.3 Les capteurs de pression cryogéniques.....	176
5.5.4 Le débitmètre massique	177
5.6 Tests de préparations	179
5.6.1 Test préliminaire d'un prototype de l'échangeur HX1 :.....	179
5.6.2 Expérience « Radiateur 300K ».....	186
5.6.3 Expérience « Zone Chauffée Amont »	191
5.7 Montage et instrumentation de l'expérience	198
5.8 Déroulement de l'expérience	207
5.8.1 Test 1	207
5.8.2 Test 2	207
5.8.3 Test 3	211
5.9 Etude thermique de l'échangeur.....	214
5.10 Etude des pertes de charge de l'échangeur	219
5.11 Modélisation thermique de l'échangeur.....	224
5.12 Les instabilités thermohydrauliques.....	231
5.12.1 Introduction.....	231
5.12.2 Observations	233
5.12.3 Instabilités de type 1	238

5.12.4	Instabilités de type 2	240
5.12.5	Instabilités de type 3	242
5.12.4	Interprétation des résultats	245
5.13	Conclusion.....	250
5.14	Références	251

Ce chapitre sera entièrement consacré à l'expérience de test de l'échangeur du conducteur externe. On commencera ce chapitre par la description du schéma conceptuel, ensuite on détaillera tous les préparatifs effectués pour la mise en œuvre de l'expérience à savoir : le développement d'une station de production d'hélium supercritique dédiée, l'instrumentation cryogénique et thermométrique nécessaire ainsi que la réalisation d'expériences intermédiaires de validation de certaines parties du banc de test principal etc.... Enfin on détaillera les différents résultats expérimentaux obtenus: **1)** performances thermiques de l'échangeur, **2)** étude des chutes de pression et des instabilités thermohydrauliques, **3)** identification des coefficients d'échange de l'échangeur par modélisation thermique à l'aide d'un modèle numérique 2D axisymétrique.

5.1 Objectifs de l'expérience

Les principaux objectifs de l'expérience sont :

- 1)** Qualification de l'échangeur (performances thermiques et flux résiduel à l'extrémité froide).
- 2)** Détermination du coefficient d'échange et comparaison avec les corrélations existantes.
- 3)** Validation du modèle de simulation thermique 2D axisymétrique de l'échangeur.
- 4)** Etudes préliminaires du comportement thermohydrauliques de l'hélium supercritique (instabilités)

5.2 Schéma conceptuel

L'état actuel des travaux de développement du cryomodule pour les cavités pentacellule de la section haute énergie du LINAC, ne permet pas de tester l'échangeur du coupleur dans son environnement réel. C'est pourquoi un prototype de cet échangeur a été réalisé à l'échelle-1 afin de pouvoir le tester indépendamment dans une expérience spécifique. Cette expérience est appelée « Maquette froide du coupleur 704MHz ».

On rappelle les principales caractéristiques mécaniques de l'échangeur dans le tableau 5.1. Dans cette expérience nous allons reproduire et simuler les conditions de fonctionnement et les conditions aux limites aussi proches que possible des conditions réelles de fonctionnement du coupleur dans le cryomodule.

- 1)** La cavité pentacellule sera simulée par un bloc thermostatique en cuivre immergée dans un bain d'hélium à une température $T_{\text{bain}} = 4.2\text{K}$ ou 2K .
- 2)** Cinq chaufferettes collées sur la paroi interne du conducteur externe permettront de simuler les pertes RF par effet Joule dans le coupleur.

- 3) Le radiateur à $T=300\text{K}$, situé à l'extrémité chaude du conducteur externe, permet de reproduire les pertes diélectriques dans la fenêtre.
- 4) Le port de couplage de la cavité est simulé au moyen d'un piquage appelé « tube froid ». Il est formé par une bride soudée à un tube en inox. Ce dernier permet de faire la liaison entre le conducteur externe et le bloc thermostatique à $T= 4.2\text{K}$ ou 2K et nous permettra de mesurer le flux résiduel.

Tableau 5.1: Caractéristiques mécaniques de l'échangeur du coupleur.

Type	hélicoïdal
Matériau	Cu (OFHC)
Diamètres interne / externe (mm)	2 / 3
Diamètre spire (mm)	100
Longueur de serpentín (m)	10
Nombre de spires	32
Espacement inter-spires (mm)	3
Type de brasure	(Plomb 40%, Etain 60%)
Fluide réfrigérant	hélium supercritique
Pression d'hélium à l'entrée (bar)	3.5-10
Température d'entrée (K)	5.5-6

On utilisera l'hélium supercritique (HeS) comme fluide réfrigérant : sa température d'entrée est $T_e \approx 5.5\text{K} - 6\text{K}$ avec une pression d'entrée réglable entre 3.5 et 10 bar.

La mesure du flux résiduel Q_r non intercepté par l'échangeur se fera avec deux thermomètres situés sur le tube froid. Le profil de température sera mesuré par un ensemble de thermomètres fixés sur le serpentín (face froide) et sur la surface interne du conducteur externe (face chaude). Les pressions d'entrée et les chutes de pression dans l'échangeur seront mesurées par deux capteurs de pression.

Le schéma conceptuel de la maquette de test de l'échangeur et une photo de ce dernier sont présentés en figure 5.1 et figure 5.2.

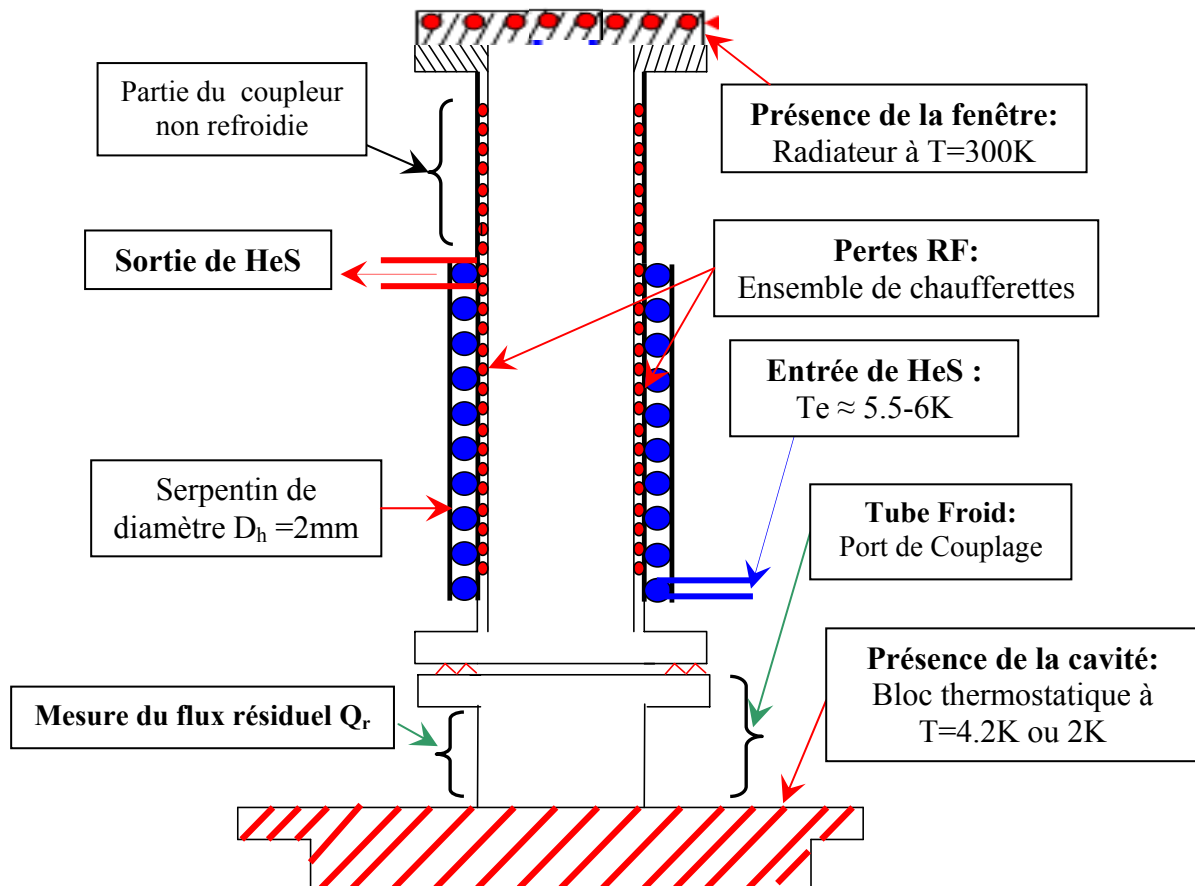


Figure 5.1: Schéma conceptuel de test de l'échangeur du coupleur 704 MHz.



Figure 5.2: Photo de l'échangeur avant son instrumentation.

5.3 Station de production de l'hélium supercritique

L'installation cryogénique existant au laboratoire ne permet pas d'avoir directement de l'hélium supercritique à une température $T_e \approx 5.5\text{--}6\text{K}$ et une pression d'entrée $P_e \approx 3.5\text{--}10$ bar. C'est pour cette raison qu'une station de production d'hélium supercritique a été conçue et réalisée afin d'effectuer nos tests [5.1]. On présente (Fig.5.3) le schéma général de cette station.

Trois échangeurs notés respectivement HX1, HX2 et HX3 sont conçus et réalisés pour refroidir l'hélium à haute pression de la température ambiante ($T=300\text{K}$) à la température de fonctionnement ($T \approx 5.5\text{--}6\text{K}$). Deux cryostats de diamètre respectifs 270mm ($\Phi 270$) et 350mm ($\Phi 350$) sont utilisés pour cette station de production d'hélium supercritique. L'élément HX1 est un échangeur d'hélium gaz-azote liquide (HeS/LN₂) situé dans le cryostat $\Phi 270$: c'est un serpentín en cuivre immergé dans un bain d'azote liquide. Cet échangeur permet le prérefroidissement de l'hélium supercritique de $T=300\text{K}$ à $T \approx 80\text{K}$. L'élément HX2 est un échangeur gaz-gaz (HeS/ HeG) : le gaz d'évaporation en provenance du bain d'hélium liquide est utilisé pour refroidir l'hélium supercritique de $T \approx 80\text{K}$ jusqu'à $T \approx 10\text{K}$. L'élément HX3 est un échangeur gaz-liquide (HeS/LHe) : c'est un serpentín immergé dans un bain d'hélium liquide qui permet le refroidissement final de l'hélium liquide de $T \approx 10\text{K}$ à $T \approx 4.2\text{K}$ ou $T \approx 2\text{K}$ suivant la température du bain LHe. Les échangeurs HX2 et HX3 sont situés dans le cryostat $\Phi 350$. Une ligne isolée sous vide assure la liaison entre les deux cryostats et permet le transport du fluide avec un minimum de pertes thermiques.

Chaque échangeur HX1, HX2 et HX3 est équipé d'un thermomètre à l'entrée et à la sortie afin d'en déterminer la puissance thermique et l'efficacité. Les fils de mesures de ces thermomètres sont découplés thermiquement de leurs environnement afin d'avoir des mesures fiables de température du fluide. Ce découplage exige la diminution du flux par conduction de l'environnement de mesure. Pour ce faire, nous avons utilisé des fils fins sous vide de diamètre 0.2mm, suffisamment long ($L \geq 2\text{m}$) en manganin : matériau de faible conductivité thermique ($k=1.6\text{W/m.K}$ à $T=4.2\text{K}$). On rappelle que le flux par conduction solide Q_c entre le thermomètre et son environnement a pour

expression: $Q_c = k.S.\frac{\Delta T}{L}$ avec k : Conductivité thermique du manganin, S : section des fils, ΔT :

Différence entre température de l'environnement et température du fluide.

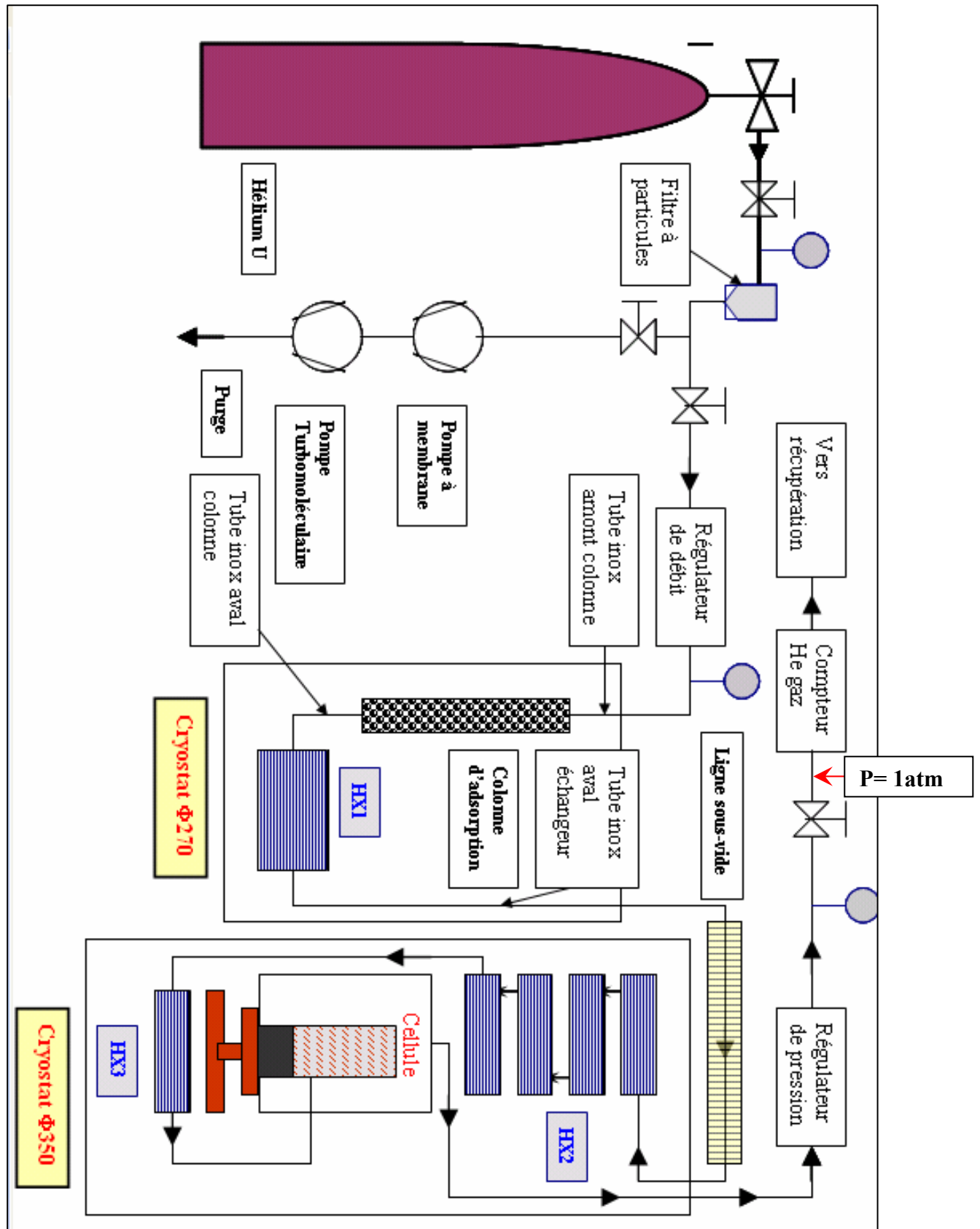


Figure 5.3 : Schéma général de la station de production d'hélium supercritique.

Un schéma simplifié du fonctionnement de la station de production de l'hélium supercritique est présenté en figure 5.4.

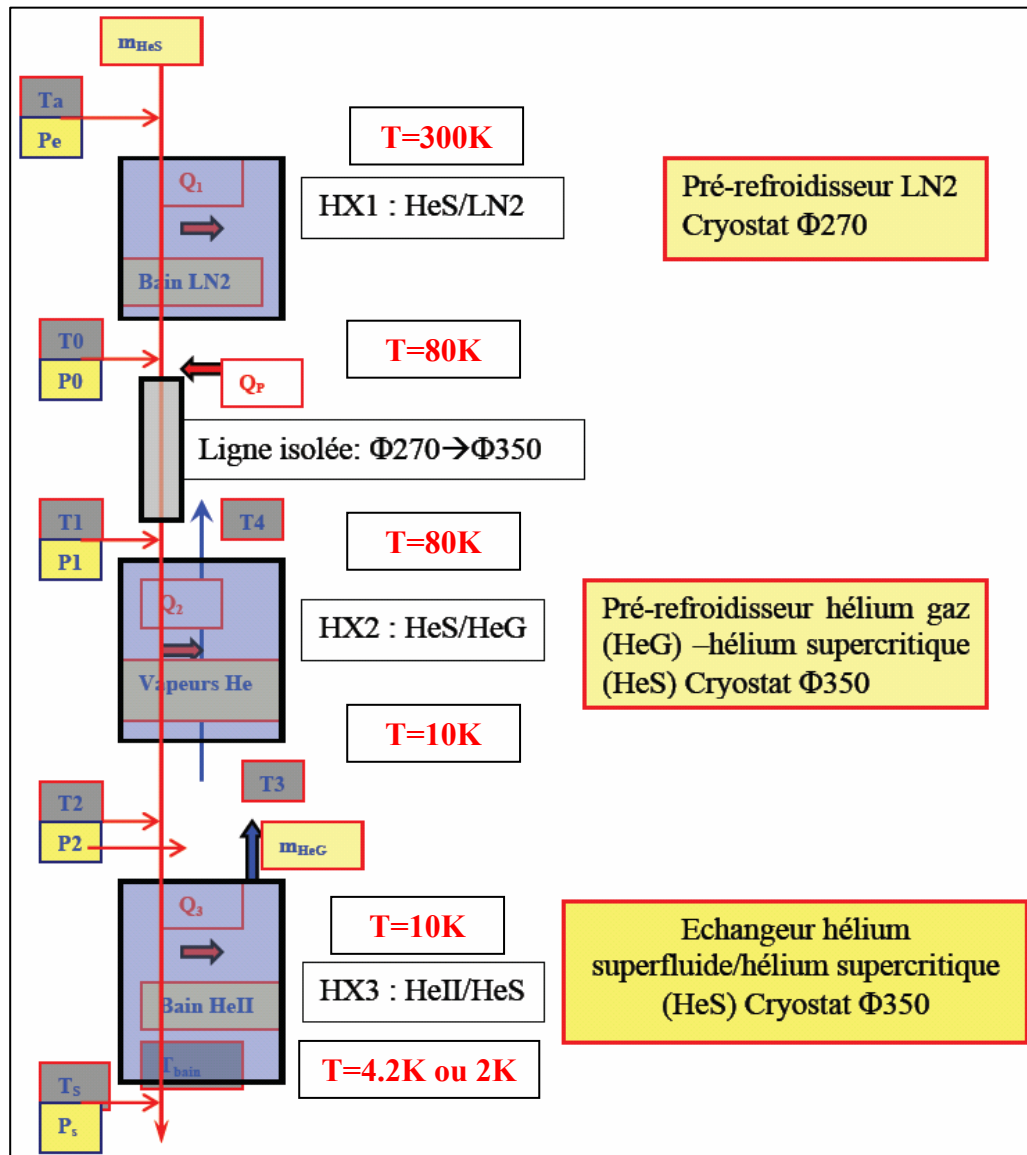


Figure 5.4: Schéma du circuit de production de l'hélium supercritique.

Un filtre à particule opérant à $T=300K$, situé en amont du régulateur de débit massique, ainsi qu'une colonne d'adsorption à charbon actif immergée dans le bain d'azote liquide en amont de l'échangeur HX1 permettent la filtration de l'hélium des impuretés (humidité, hydrocarbures...).

Les échangeurs HX1, HX2 et HX3 et la colonne d'adsorption ont été dimensionnés [5.1] selon les conditions expérimentales de test pour un débit compris entre $m=0.03g/s$ et $0.25g/s$ et de pression de 3.5 à 10 bar.

Un circuit auxiliaire, comprenant une vanne d'isolement et une pompe sèche située en amont du débitmètre massique, permet l'évacuation d'air du circuit principal avant sa mise en atmosphère d'hélium.

Précisons que compte tenu de la longueur du circuit ($L \geq 25\text{m}$) et donc sa faible conductance, l'élimination du gaz résiduel se fait principalement par balayage continu d'hélium après quatre cycles de purge standard.

Deux cadres, de neuf bouteilles chacun, délivrent de l'hélium standard (dénommé hélium U) à 300K et haute pression à travers un manodétendeur installé sur une centrale de distribution de gaz. On rappelle qu'hélium U est une dénomination commerciale du fournisseur (Air liquide).

Un régulateur de débit massique et un régulateur de pression sont installés respectivement en amont et en aval du circuit pour assurer les conditions expérimentales nécessaires de débit et de pression pour le test de l'échangeur du coupleur.

Compte tenu de la complexité relative du circuit, de multiples vannes judicieusement placées permettent de gérer le fonctionnement de l'installation.

Les deux figures 5.5.A et 5.5.B présentent respectivement une vue 3D de l'insert $\Phi 350$ avec la cellule de test ainsi que la plan d'ensemble correspondant.

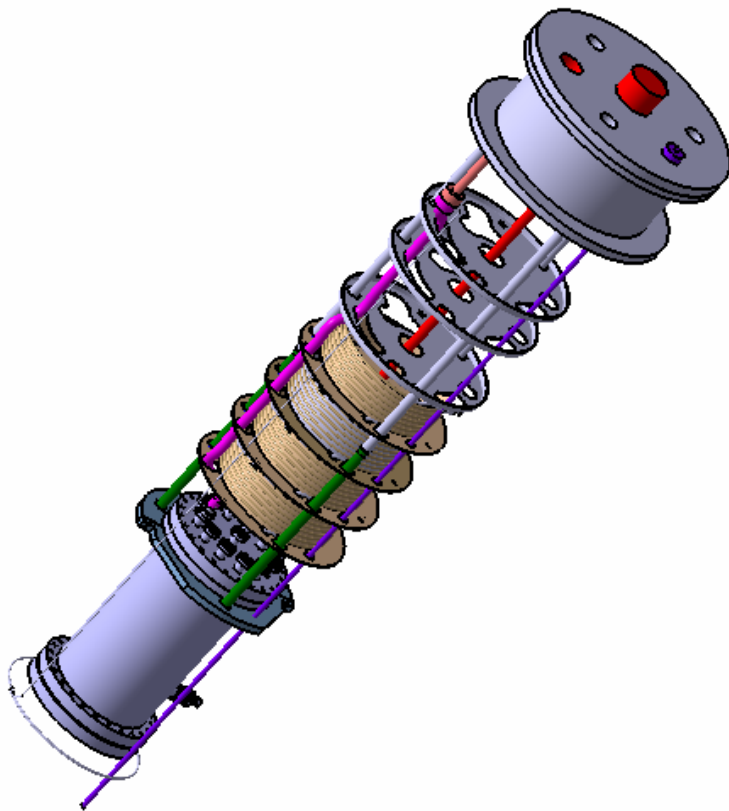


Figure 5.5.A: Schéma 3D de l'insert avec la cellule de test

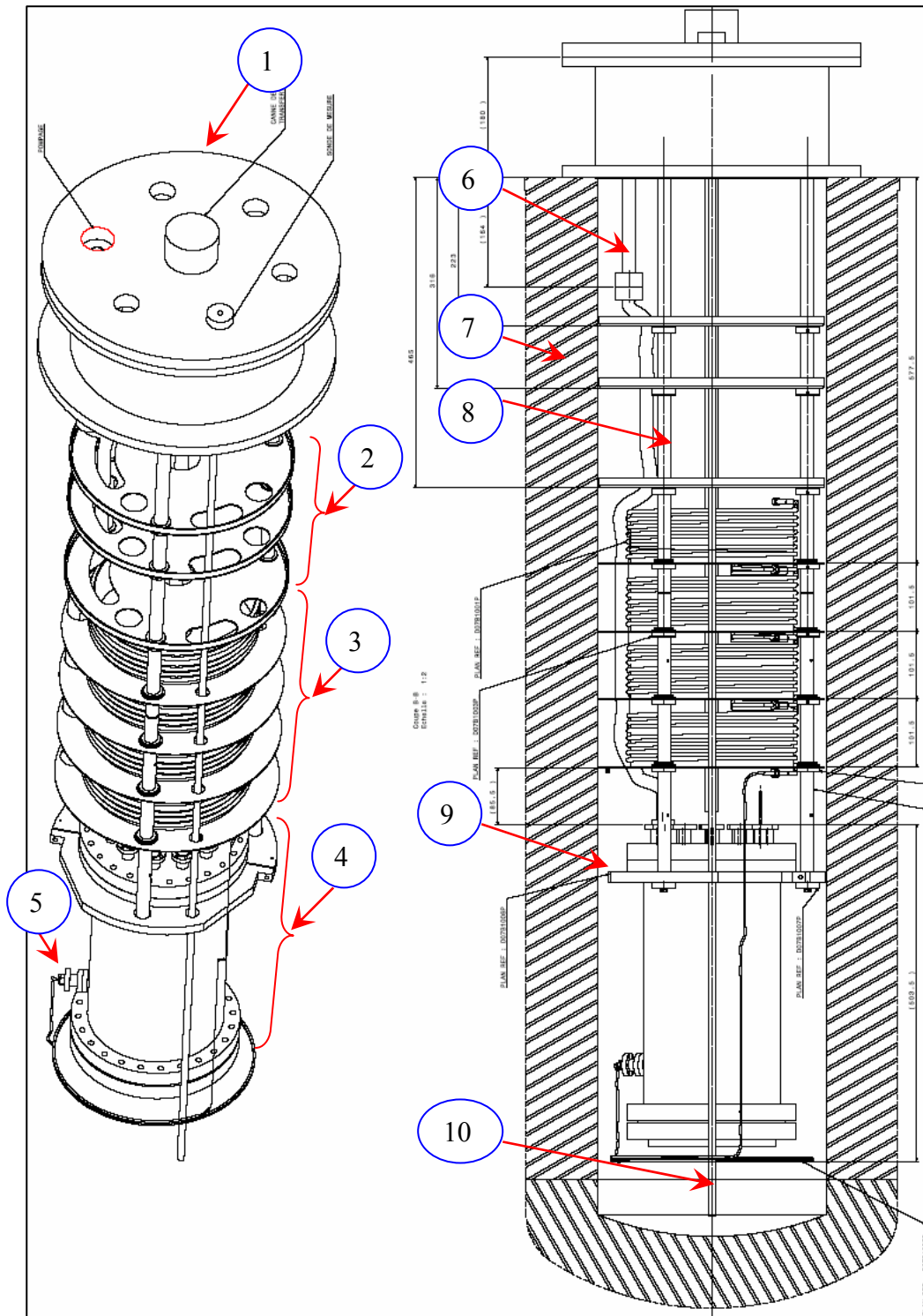


Figure 5.5.B : Plan de l'insert $\Phi 350$ avec la chambre de test. 1: Platine support de l'insert, 2: Trois écrans anti rayonnement thermique en cuivre, 3: Echangeur HX2 (HeS/ HeG), 4: Chambre de test de l'échangeur, 5: Entrée 4.2K ou 2K de HeS, 6: Ligne de pompage cellule, 7: Vide d'isolement du cryostat $\Phi 350$, 8: Trois tirants supportant la chambre de test, 9: Platine de support de la chambre, 10: Ligne de transfert d'hélium liquide (remplissage cryostat).

5.4 Cellule de test de la maquette

Les divers éléments de la maquette de l'échangeur du conducteur externe sont placés dans une chambre à vide en inox de 200mm de diamètre extérieur (Fig 5.6). Cette chambre est munie de deux brides supérieure et inférieure.

La bride supérieure, de type CF est munie de 13 piquages avec des brides CF16 : l'étanchéité se fait bien évidemment au moyen de joints en cuivre standard.

Ces piquages assurent plusieurs fonctions :

- 1) Passage des fils pour les différents capteurs et chaufferettes via des passages étanches verre-métal.
- 2) Pompage de la cellule.
- 3) Liaison de sortie du circuit hélium supercritique.

L'entrée d'hélium supercritique en provenance de l'échangeur HX3 vers la cellule test se fait par un piquage latéral CF16.

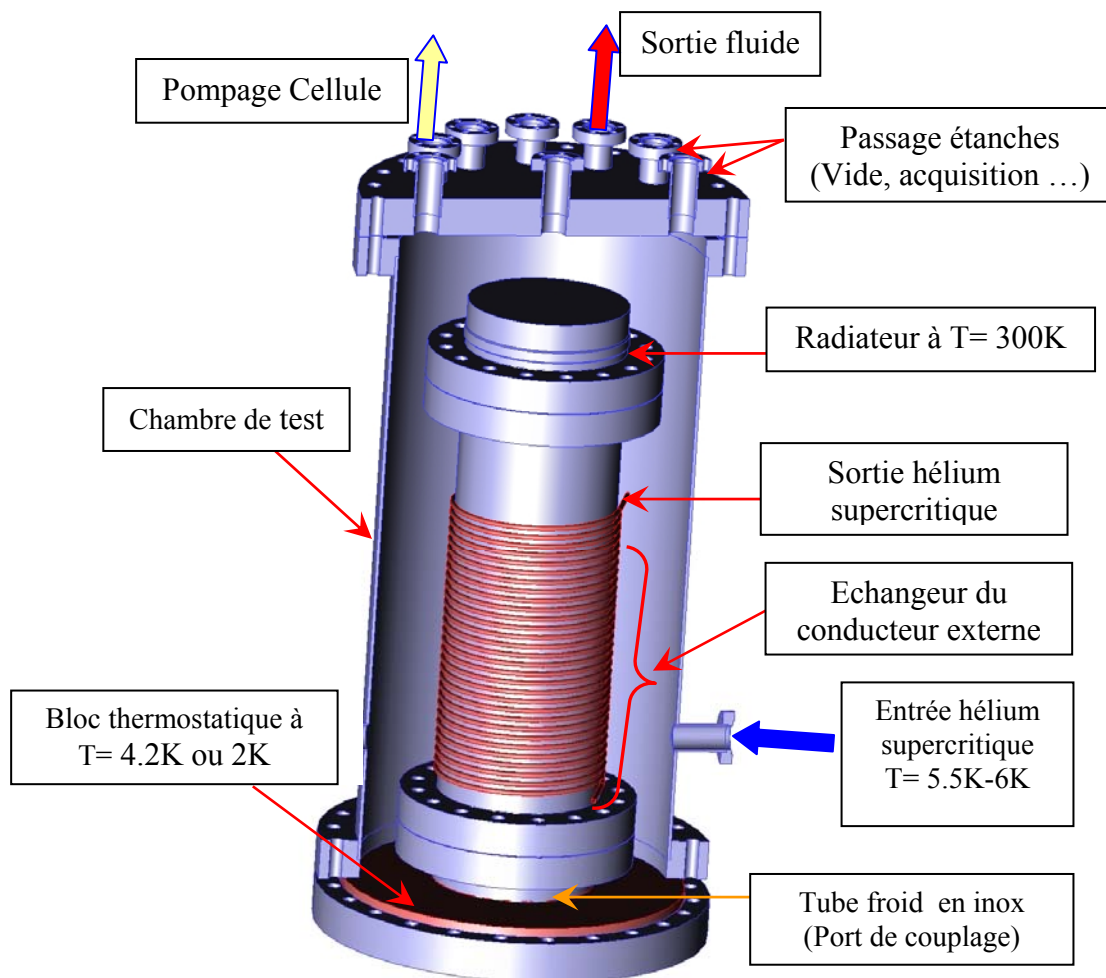


Figure 5.6: Vue 3D de la cellule d'essai.

Enfin, la bride inférieure permet la liaison mécanique et thermique de l'ensemble tube froid – bloc thermostatique à 4.2K ou 2K. Précisons qu'un joint indium de 2mm de diamètre assure l'étanchéité du montage. Notons que le tube froid est brasé sur le bloc thermostatique, qui est lui-même relié à un second bloc immergé dans le bain d'hélium liquide.

5.5 Instrumentation de l'expérience

5.5.1 Instrumentation thermométrique

Nous avons utilisé un nombre total de 37 thermomètres résistifs dans cette expérience pour le diagnostic et les mesures. Ces thermomètres sont de trois types différents selon leurs plages d'utilisation et sensibilité.

On distingue les thermomètres suivants :

- Type Allen Bradley (AB) au carbone qui sont étalonnés dans la plage 1.5K à 77K
- Type platine (Pt100) que nous avons utilisé dans la plage 30K à 400K
- Type Cernox (CX) étalonnés dans la plage 1.5K à 300K

Chacun des thermomètres (ou groupe de thermomètres) a des fonctions bien spécifiques. La liste des thermomètres utilisés avec leurs emplacements et leurs fonctions est présentée dans le tableau.5.2.

Les thermomètres AB6, AB7, AB10, PT1, PT3, PT5, PT7 et PT10 permettent de mesurer la distribution de température sur la paroi interne du conducteur externe ou face chaude (Fig.5.9).

Les thermomètres AB8, AB9, AB11, PT2, PT4, PT4, PT6, PT8 mesurent la température pariétale du serpentín ou la face froide (Fig.5.9).

Précisons qu'il y a redondance entre les deux couples de thermomètres (AB6, AB8) d'une part et (AB7, AB9) d'autre part. En effet, tous ces thermomètres sont situés au niveau de la première spire de l'échangeur mais avec un décalage azimutal de $\sim 20^\circ$ (Fig.5.7).

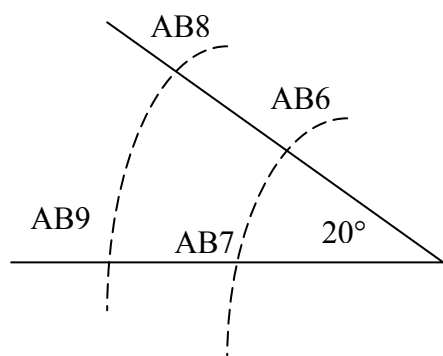


Figure 5.7: Emplacement des couples de thermomètres (AB6, AB8) et (AB7, AB9) sur la première spire.

La redondance des thermomètres est pleinement justifiée dans cette zone critique de l'échangeur. Plus précisément, c'est le point le plus froid de l'échangeur et la redondance de mesure de température dans cette zone est primordiale pour la qualification du système. Elle constitue aussi un moyen de vérification de la cohérence et de l'intégrité des signaux en provenance d'autres thermomètres.

Afin de réaliser une bonne mesure de température avec des thermomètres résistifs, ce qui est relativement délicat aux températures cryogéniques, un certain nombre de précautions doivent être prises :

- 1- Utilisation d'un montage en 4 fils pour éliminer les erreurs systématiques dues aux résistances des fils de mesures.
- 2- Assurer un très bon contact thermique entre le thermomètre et le milieu dont on veut mesurer la température.
- 3- Réduire le flux thermique entre le thermomètre et l'environnement et bien thermaliser les fils.
- 4- Réduire l'effet Joule dans le thermomètre afin de diminuer l'auto échauffement.

Les procédures de montage, de conditionnement mécanique et de câblage suivants ont été utilisées pour répondre aux exigences précédentes :

- 1- Montage en 4 fils.
- 2- Utilisation des fils en manganin (faible conductivité thermique) de faible diamètre $D=0.2\text{mm}$.
- 3- Conditionnement mécanique de l'élément thermosensible dans un support en cuivre OFHC et utilisation de la graisse Apiezon N pour améliorer le contact thermique entre le thermomètre et son support.
- 4- Thermalisation des fils de mesures sur une longueur de 15 à 20cm.
- 5- Utilisation d'un faible courant pour la mesure ($I=10\mu\text{A}$ pour les thermomètres de type AB et CERNOX et $I=1\text{mA}$ pour les thermomètres de type platine).

On présente en figure 5.8 des exemples de supports thermométriques que nous avons utilisés.

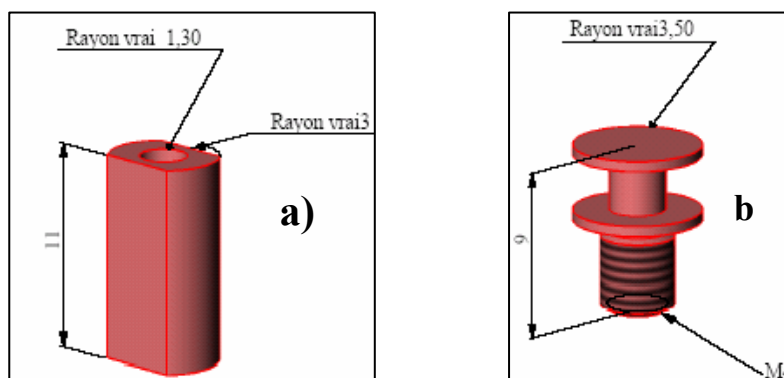


Figure 5.8 : Supports thermométriques (a) et plot de thermalisation (b) en cuivre pour les thermomètres AB et Pt100.

Chapitre 5 : Expérience maquette froide du coupleur 704MHz

Les thermomètres notés PT13, PT14, AB12, AB13 sont placés respectivement à la sortie de la ligne isolée, l'échangeur HX1, HX2 et HX3 afin de les qualifier et d'en contrôler le bon fonctionnement pendant l'expérience.

Tableau 5.2 : Fonctions des thermomètres.

Nombre	Nom du thermomètre	Fonction
1	CX1	Mesure de la température du bloc thermostatique à $T=4.2K$ ou $2K$.
3	AB1, AB2, AB3	Mesure du flux de chaleur résiduel.
1	AB4	Mesure de la température du fluide à la sortie de l'échangeur HX3 (HeS/LHe)
1	AB5	Mesure du profil de température de la paroi solide
15	AB6, AB7, AB8, AB9, AB10, AB11, PT1, PT2, PT3, PT4, PT5, PT6, PT7, PT8, PT10	Mesure des profils de température sur les faces chaude et froide du conducteur externe.
1	PT9	Mesure de la température de sortie du fluide.
2	PT11, PT12	Contrôle de la température du radiateur $300K$.
1	PT13	Mesure de la température du fluide à la sortie de la ligne isolée
1	PT14	Mesure de la température de fluide à la sortie de l'échangeur HX1 (HeS/LN2).
1	AB12	Mesure de la température de fluide à la sortie de l'échangeur HX2 (HeS/HeG)
1	AB13	Mesure de la température du fluide à l'entrée de l'échangeur HX3 (HeS/LHe)
3	PT15, PT16, PT17	Mesure de la température des écrans anti rayonnement du cryostat $\Phi 270$
6	PT18, PT19, PT20, PT21, PT22, PT23	Thermomètres de diagnostic des cryostats $\Phi 270$ et $\Phi 270$

On présente en figure 5.9 le schéma de l'instrumentation de l'échangeur. Enfin, un certain nombre de thermomètres est utilisé pour le diagnostic (mise en froid et remplissage azote et hélium liquide) des deux cryostats $\Phi 270$ et $\Phi 350$. Par ailleurs chaque cryostat est équipé de divers capteurs (pression, niveau de d'hélium, température de bain ...) pour la gestion des mesures cryogéniques associées.

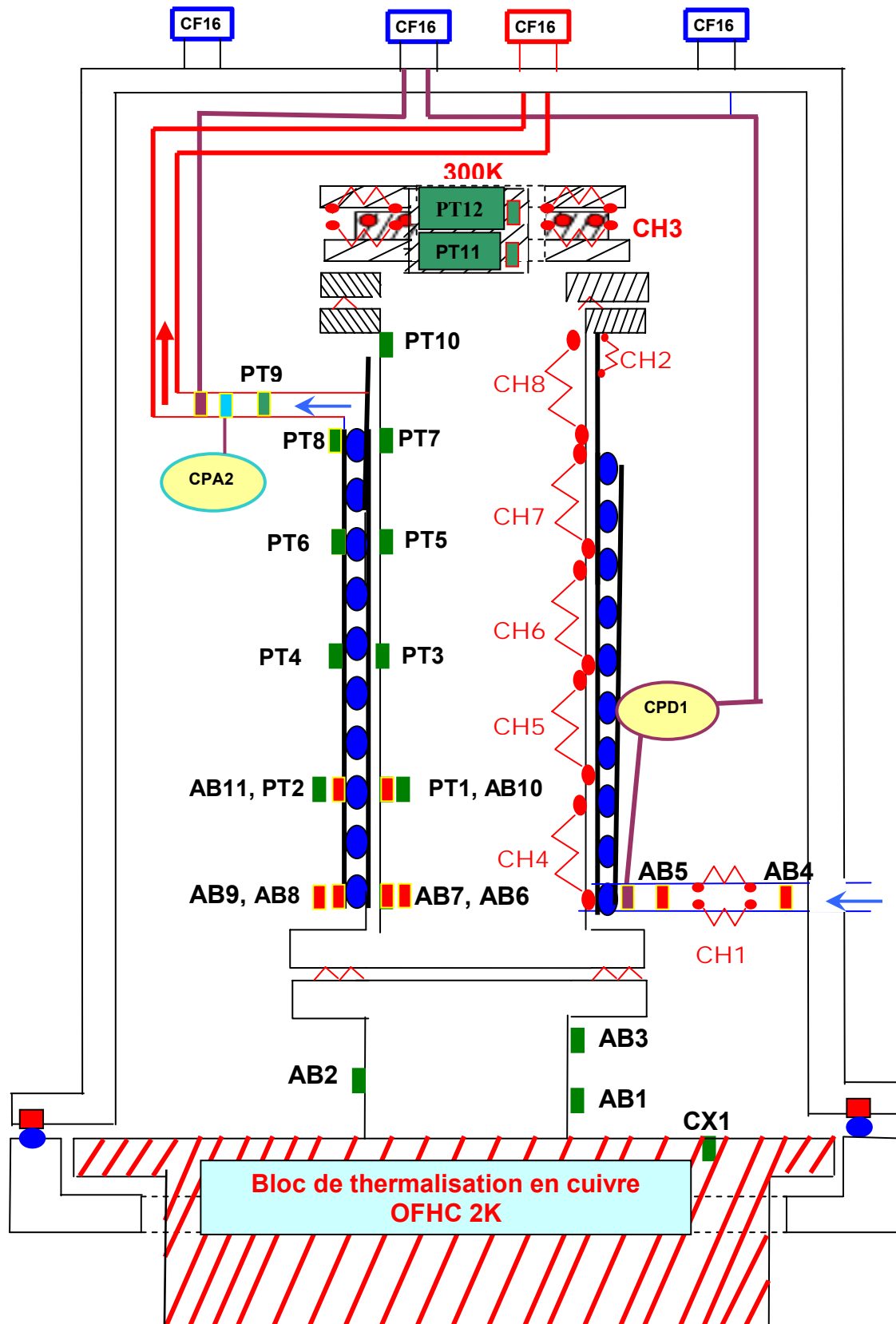


Figure 5.9: Instrumentation de la maquette de l'échangeur du conducteur externe.

5.5.2 Les chaufferettes

Nous avons utilisé au total huit chaufferettes dont chacune possède une fonction spécifique (tableau 5.3). Précisons que pour la simulation des pertes RF dans le conducteur externe nous avons utilisé 5 chaufferettes surfaciques notées respectivement CH4, CH5, CH6, CH7 et CH8. Nous avons fait ce choix pour deux raisons :

- 1- Une plus grande souplesse dans le réglage des puissances dissipées (uniforme ou non uniforme).
- 2- Une meilleure sécurité pour l'expérience en cas d'endommagement d'une chaufferette.

Tableau 5.3 : Fonctions des chaufferettes.

Numéro de la chaufferette	Puissance (W)	Fonction
CH1	20	Réglage et stabilisation de la température d'entrée du fluide.
CH2,	20	Réglage et stabilisation de la température du radiateur 300K.
CH3	5	Simulation des pertes diélectriques dans la fenêtre.
CH4, CH5, CH6, CH7, CH8	60	Simulation des pertes RF par effet Joule sur la paroi interne du conducteur externe

Les chaufferettes CH1, CH2 et CH3 consistent simplement en un bobinage aselfique d'un fil manganin émaillée de 0.2mm de diamètre. Ce fil a une résistance linéique de $13\Omega/\text{m}$, ce qui permet de réaliser des chaufferettes adaptées à notre instrumentation ($R=40\Omega-100\Omega$) de longueur raisonnable. La liaison thermique et mécanique de ces chaufferettes avec la zone à solliciter se fait avec une résine époxy (STYCAST 2850FT).

Les chaufferettes résistives CH4, CH5, CH6, CH7 et CH8 sont du type laminaire (Minco) dont l'élément résistif (Inconel 718 : alliage à base de nickel-fer) est intégré dans un support en polyamide (Fig.5.10). Grâce à leur géométrie, elles permettent une répartition uniforme du flux de chaleur.

Préalablement à l'utilisation de ces chaufferettes laminaires, nous avons vérifié que leurs résistances électriques dans notre domaine de travail (6K-250K) étaient suffisantes compte tenu de notre instrumentation. Nous avons utilisé le logiciel CRYODATA pour évaluer la résistivité électrique $\rho(\Omega.\text{m})$ de l'alliage inconel 718. Ces calculs conduisent à $\rho=1190\text{n}\Omega.\text{m}$ à $T=5\text{K}$ et $\rho=1230\text{ n}\Omega.\text{m}$ à $T=300\text{K}$. La valeur ohmique de ces chaufferettes est de 45Ω à $T=300\text{K}$.

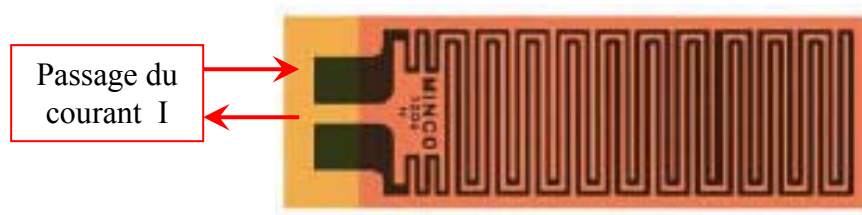


Figure 5.10: Chauffelette laminaire de type Minco.

5.5.3 Les capteurs de pression cryogéniques

Le domaine de pression fonctionnement de notre système est 3.5bar-10bar. Il existe peu de capteurs de pression opérant aux températures cryogéniques. Après une recherche relativement laborieuse, nous avons pu trouver des capteurs susceptibles de répondre à nos besoins. Il s'agit de capteurs de pression fournis par la société Kulite. Nous avons utilisé deux capteurs Kulite : **1)** un capteur de pression différentiel entre l'entrée et la sortie de l'échangeur du coupleur, **2)** un capteur de pression absolu à la sortie.

Ces deux capteurs sont basés sur le même principe de fonctionnement et réalisé avec la même technologie (Fig.5.11). Il s'agit de capteurs piézorésistifs utilisant un pont de jauge intégrée à une membrane. Une variation de pression se traduit par une variation de résistance, qui est mesurée au moyen d'un pont de Wheatstone. Précisons que l'électronique de conditionnement, qui est intégrée aux capteurs, délivre un signal de sortie 0-100mV en pleine échelle. Le tableau 5.4 présente quelques caractéristiques techniques du capteur de pression.

Tableau 5.4: Principales caractéristiques du capteur de pression cryogénique

Type	Piézorésistif
Dimension : Diamètre (mm) - longueur (mm)	1.7 - 9.5
Sensibilité (mV/bar)	5.8
Signal de sortie (mV)	0 - 100
Connexion électrique	Mesure 4 fils
Tension d'excitation (V)	15
Fréquence maximale (kHz)	1200
Température de fonctionnement (K)	77.5 - 393
Répétabilité (Pleine échelle)	0.5 %

Compte tenu de la fragilité de ces capteurs, nous les avons conditionnés mécaniquement dans des supports appropriés préalablement à leurs montages sur le circuit de test (Fig.5.12).



Figure 5.11: Photo du capteur de pression cryogénique

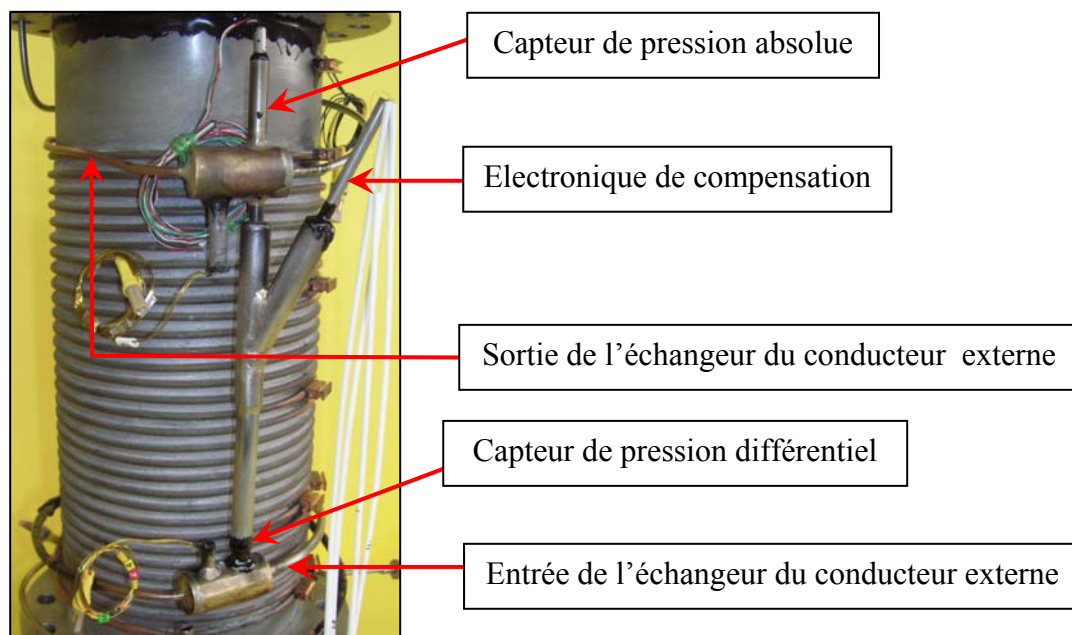


Figure 5.12: Conditionnement des capteurs de pressions dans des supports mécaniques.

5.5.4 Le débitmètre massique

On rappelle que nous avons utilisé un régulateur de débit massique pour le contrôle, la régulation et les mesures du débit d'hélium supercritique (0.01g/s–0.4g/s). Il est situé en amont du circuit et opère à $T=300K$.

Le principe de ce débitmètre repose sur la calorimétrie fluide. Cela consiste à appliquer un flux thermique Q_m connue à une fraction bien définie du débit et à mesurer l'échauffement résultant ΔT . Le débit massique m étant donné simplement par le bilan thermique :

$$m = K_1 \cdot \frac{Q_m}{\Delta T}$$

Le paramètre K_1 , qui dépend des propriétés du fluide ($C_p...$), est déterminé lors de l'étalonnage par le fournisseur. Plus précisément, un débit proportionnel au débit à mesurer est prélevé sur le circuit.

Ce débit dérivé passe par un capillaire muni d'un élément chauffant et deux capteurs de températures (Fig.5.13).

Notons qu'un régulateur PID (Proportionnel-Intégral-Dérivé) est incorporé au débitmètre utilisé: Il permet une stabilisation du débit à 0.2%. Le débitmètre a été étalonné directement à l'hélium gaz. On résume dans le tableau 5.5 quelques caractéristiques techniques du débitmètre.

Tableau 5.5: Quelques caractéristiques du débitmètre massique.

Gaz	hélium
Débit (g/s)	0.01-0.4
Pertes de charges maximales (bar)	3.5
Signal de sortie (V)	0-10
Répétabilité (pleine échelle)	0.5 %
Température de fonctionnement (K)	293-313

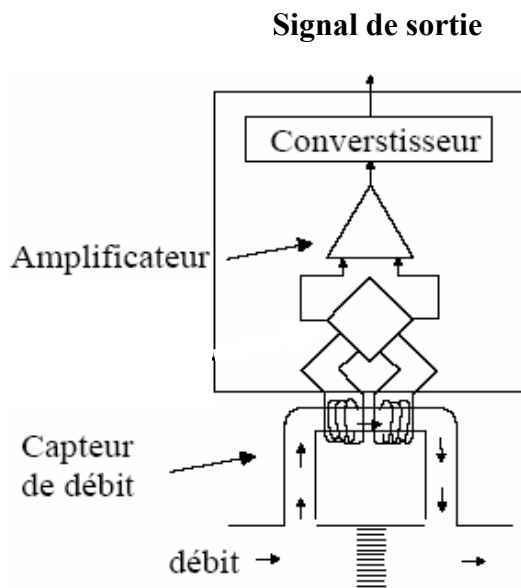


Figure 5.13 : Principe de fonctionnement du débitmètre massique.

Une photo du débitmètre est présentée en figure 5.14.

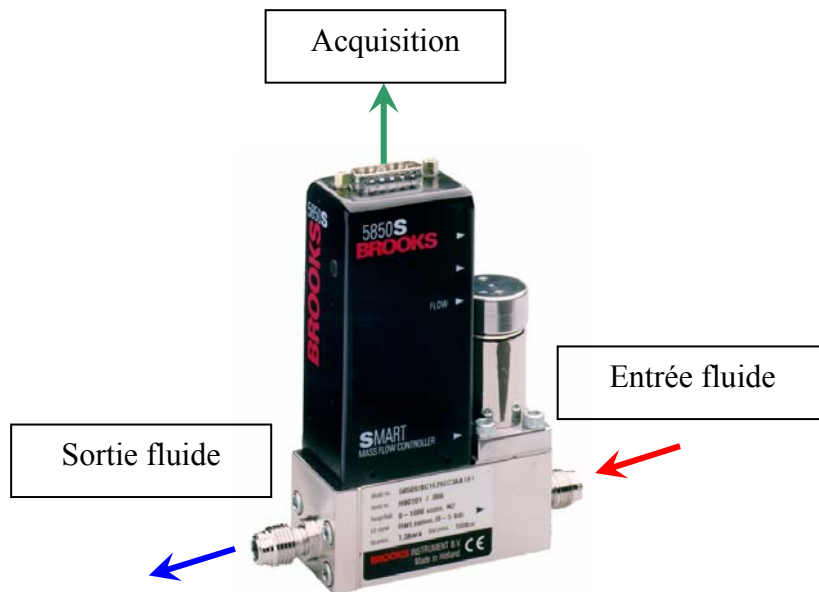


Figure 5.14 : Photo du débitmètre massique.

5.6 Tests de préparation

Des tests de validation de certaines parties du circuit principal de l'expérience sont nécessaires avant de faire le montage global, ce sont généralement des tests de validation cryogénique.

5.6.1 Test préliminaire d'un prototype de l'échangeur HX1

Il s'agit d'une expérience préliminaire, qui a pour objectif de tester l'efficacité d'un prototype de l'échangeur HX1. Ce prototype est formé par 3 spires de diamètre interne/externe 4mm/6mm en cuivre standard et mesure 2m de longueur. Une bouteille d'hélium gaz à 300K permet d'alimenter le circuit de l'échangeur. Le débit et la pression maximale sont respectivement 0.4g/s et 10 bars. Les mesures du débit et de la pression sont assurées par un débitmètre massique et un capteur de pression qui sont montés sur le circuit tel que c'est indiqué en figure 5.15.

La mesure de température d'entrée et de sortie du fluide est faite avec deux thermomètres de type Pt100, ce qui nous permet de déterminer l'efficacité de l'échangeur (Fig 5.16).

Les deux sondes de températures sont montées sur des raccords en forme de « Té ». Elles sont fixées avec de la résine époxy STYCAST 2850FT qui a une tenue mécanique correcte à basse température. Précisons qu'après chaque collage une détection de fuite est réalisée pour contrôler l'étanchéité du système. L'ensemble de l'échangeur et des sondes sont plongés ensuite dans un bain d'azote liquide (77.3K) dans un cryostat adapté.

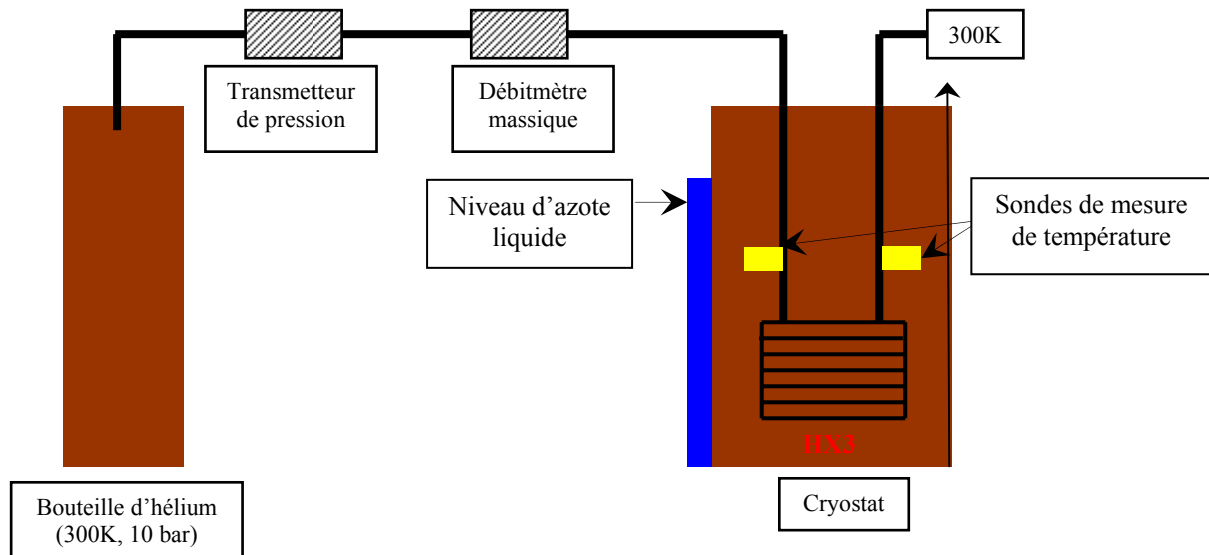


Figure 5.15 : Schéma de montage pour test de HX1

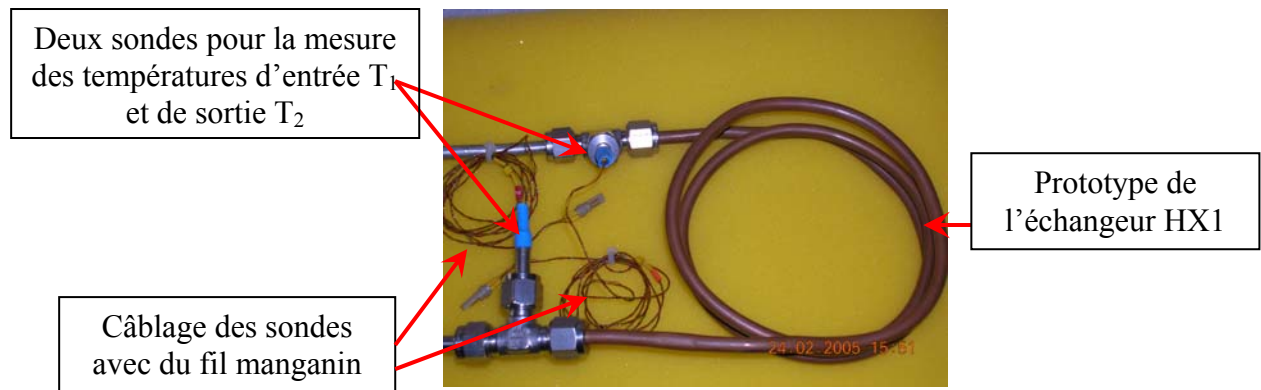


Figure 5.16 : Photo du prototype de l'échangeur HX1

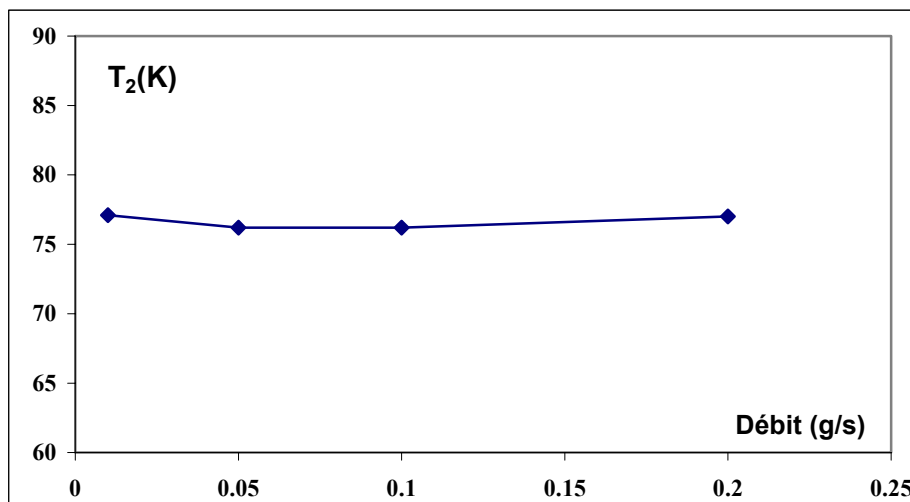


Figure 5.17 : Mesure de la température de sortie (T_2) en fonction du débit massique.

Les premières mesures avec différents débits d'hélium (Fig.5.17) montrent que les températures d'entrée T_1 et de sortie T_2 sont constamment proche de 80K.

Ces résultats appellent une question essentielle : les mesures de température effectuée avec les deux sondes sont-elles correctes ? Correspond-elles aux températures réelles du fluide à l'entrée et à la sortie de l'échangeur ou à la température de l'environnement d'azote liquide autour des sondes ?

En effet, pour effectuer une mesure correcte de la température du fluide, il faut deux conditions :

- 1- Assurer un bon contact thermique entre le thermomètre et le fluide.
- 2- Assurer une bonne isolation thermique ou découplage entre le thermomètre et l'environnement extérieur.

Analysons précisément ce qui se passe dans la configuration actuelle (Fig.5.18).

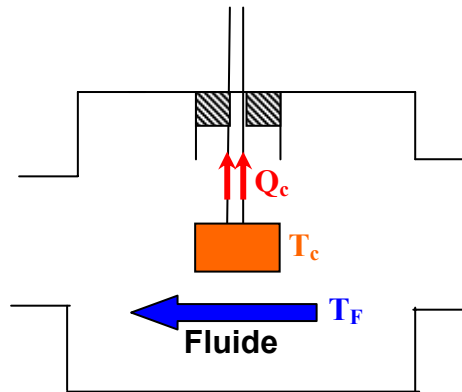


Figure 5.18 : Schéma simplifiée de mesure de la température fluide.

En régime permanent, le bilan thermique sur le thermomètre est simplement :

$$k_m \cdot S_m \cdot \frac{(T_c - T_{\text{ext}})}{L_m} + h \cdot S_c (T_c - T_F) = R(T_c) \cdot I^2$$

Avec :

$T_c(K)$: Température du thermomètre.

$T_{\text{ext}}(K)$: Température de l'environnement extérieur.

$T_F(K)$: Température du fluide.

$k_m(W/m.K)$: Conductivité thermique des fils de manganin.

$S_m(m^2)$: Section des fils en manganin.

$L_m(m^2)$: Longueur des fils en manganin.

$h(W/m^2.K)$: Coefficient d'échange entre le fluide et la surface externe du thermomètre.

$I(A)$: Intensité du courant d'alimentation du thermomètre.

$R(\Omega)$: Résistance du thermomètre à $T=T_c$.

On note $Q_c = k_m \cdot S_m \cdot \frac{(T_c - T_{ext})}{L_m}$ le flux conductif provenant de l'environnement externe.

Notre objectif est de réduire la différence de température effective $\Delta T = T_c - T_f$ entre le capteur et le fluide. Par conséquent, il faut :

1- Réduire les fuites ou les apports thermiques par conduction Q_c (fils de faibles section avec une faible conductivité thermique et suffisamment long).

2- Réduire l'effet Joule dans le capteur (on réduit le courant I).

Dans la configuration actuelle, le flux conductif et la puissance dissipée par effet Joule sont respectivement de l'ordre de 100mW et 20μW. Ces résultats montrent clairement que la température effective du capteur est largement dominée par les échanges conductifs. Sous ces conditions, elle sera proche de celle de l'azote liquide.

Il est donc nécessaire de réduire le flux conductif en augmentant la longueur des fils et en les isolant thermiquement de l'environnement par le vide.

Afin d'améliorer la mesure de température du fluide, nous avons effectué des modifications suite aux premiers essais et remarques précédentes (Fig.5.19). Dans la nouvelle configuration, on utilisera des fils en manganin de longueur $L > 3m$ placée dans une ligne évacuée.

Par ailleurs, l'échangeur final HX1, de type hélicoïdal, est constitué de 10 spires en cuivre de diamètres interne et externe 4mm et 6mm.

Nous avons fait une deuxième expérience pour tester la partie principale du circuit comprenant la partie chaude (régulateur de débit massique et circuit amont...), la colonne d'adsorption, l'échangeur HX1 et la ligne isolée.

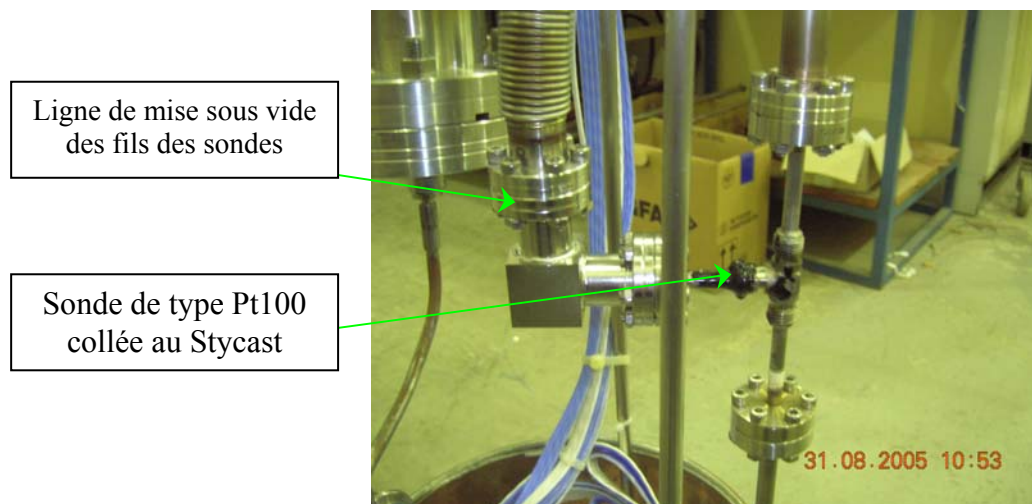


Figure 5.19: Implantation et montage de la sonde platine à la sortie de HX1.

Précisons que la ligne isolée (Fig.5.20) est nécessaire pour assurer la liaison quasi adiabatique entre les deux cryostats $\Phi 270$ et $\Phi 350$. Cette ligne permet de réduire très sensiblement les apports thermiques extérieurs pour atteindre les performances requises, il faut que le vide d'isolement de la ligne soit de l'ordre $\sim 10^{-5}$ mbar.

Préalablement aux tests cryogéniques, on a fait les opérations suivantes :

- 1- Pompage de la ligne isolée jusqu'à un vide limite inférieur à 10^{-5} mbar.
- 2- Etuvage et pompage de la colonne d'adsorption pour régénérer le charbon actif.



Figure 5.20 : Photo de la ligne isolée.

Une troisième sonde de type Pt100 à coffret mobile a été utilisée pour mesurer la température du fluide à la sortie de la ligne isolée. Enfin, d'autres sondes de diagnostic sont utilisées pour mesurer la température des écrans et contrôler le niveau d'azote liquide dans le cryostat. Une photo du dispositif expérimental est présentée en figure 5.21.

Les résultats de l'expérience (Fig.5.22) montrent que la température T_2 , à la sortie de l'échangeur HX1, est égale (aux incertitudes d'étalonnage près) à la température normale d'ébullition de l'azote et ce pour des débits d'hélium allant jusqu'à 0.4g/s.

Ces résultats confirment la très bonne efficacité du prérefroidisseur HX1.

Les variations de la température T_3 à la sortie de la ligne isolée appellent deux remarques :

- 1) L'échauffement $\Delta T = T_3 - T_2$ est inférieur à 10K.
- 2) Cet échauffement diminue de façon inversement proportionnelle au débit d'hélium.

Ce dernier résultat (Fig.5.23) suggère que les apports thermiques extérieurs ou pertes de la ligne Q_p sont pratiquement indépendante du débit massique m .

En effet un simple bilan thermique sur la ligne conduit à

$$\Delta T = \frac{Q_p}{m C_p} = \frac{\text{cte}}{m}$$

Cette analyse est confirmée par le graphe présenté en figure 5.23, ce qui permet d'évaluer les pertes linéiques $Q_p/L = 0.6W/m$, L étant la longueur de la ligne.

La faible valeur de ces pertes thermiques, essentiellement radiatives, confirme la bonne performance de la ligne isolée. Ces résultats valident pleinement la conception et les performances du circuit testé.

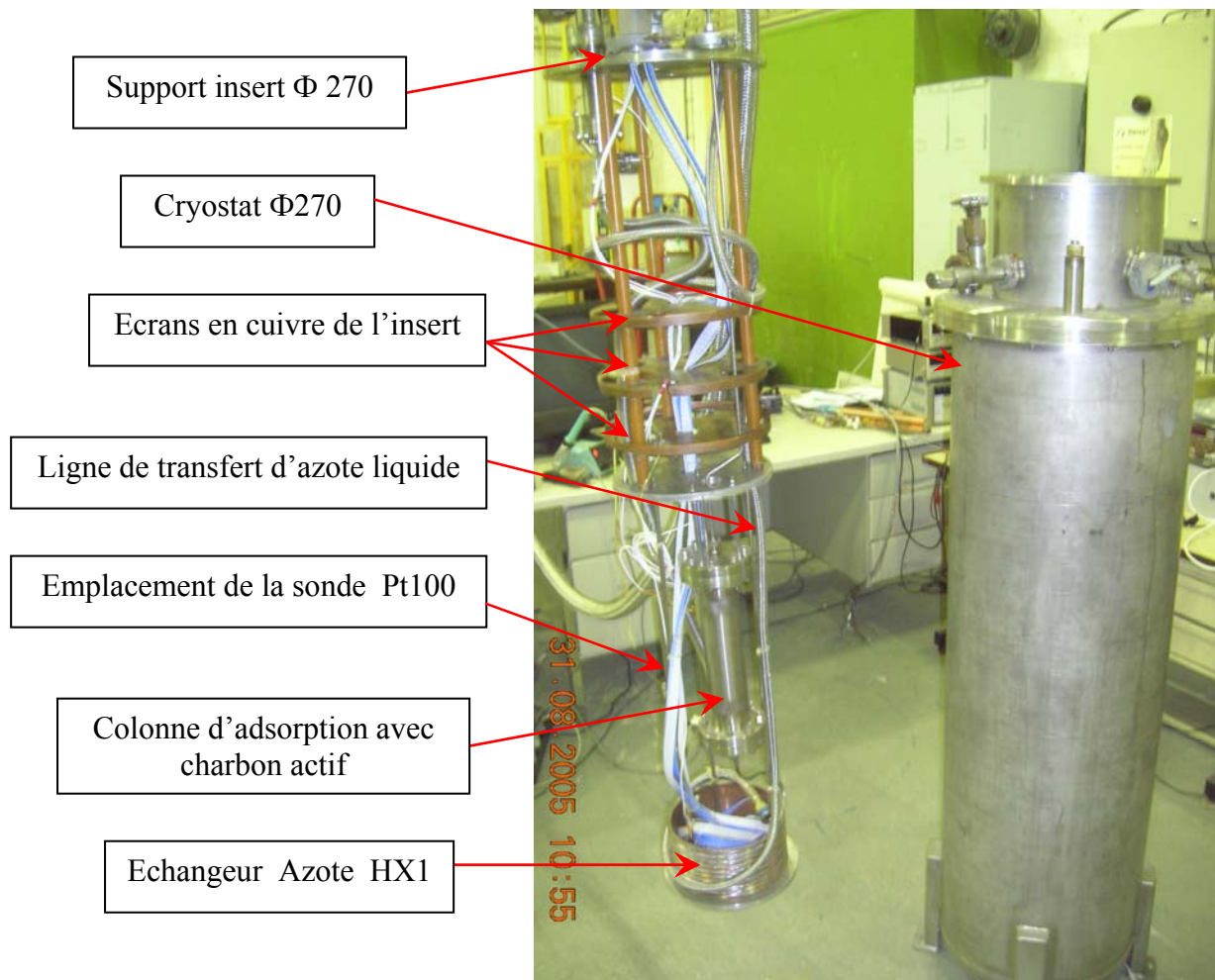


Figure 5.21: Photo du dispositif expérimental (colonne d'adsorption, échangeur HX1 et ligne isolée).

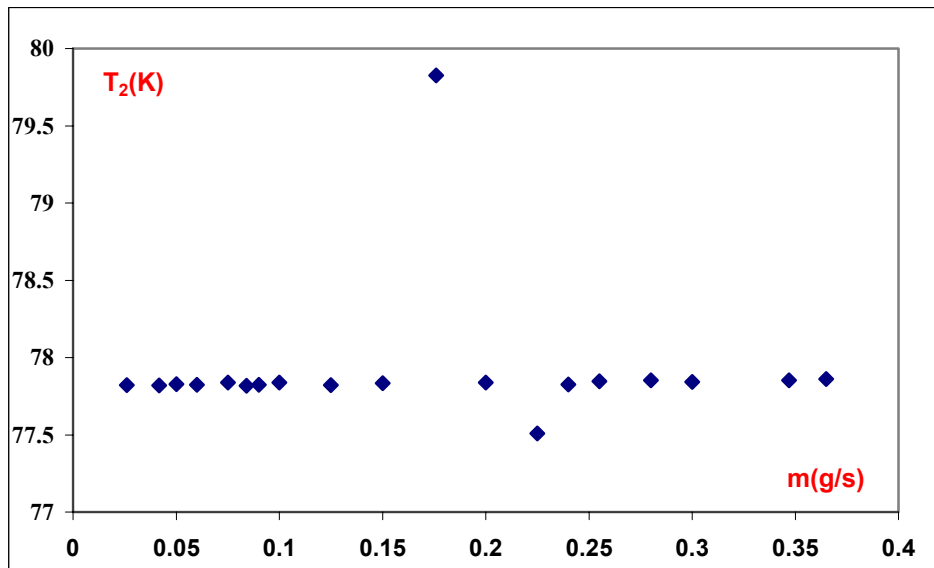


Figure 5.22: Evolution de la température à la sortie de l'échangeur HX1 en fonction du débit massique.

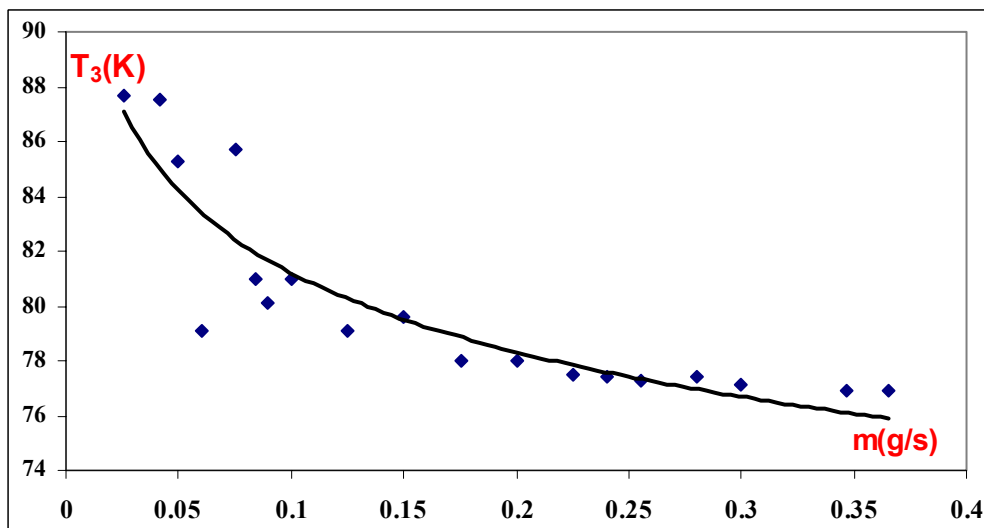


Figure 5.23: Evolution de la température à la sortie de la ligne isolée en fonction du débit massique.

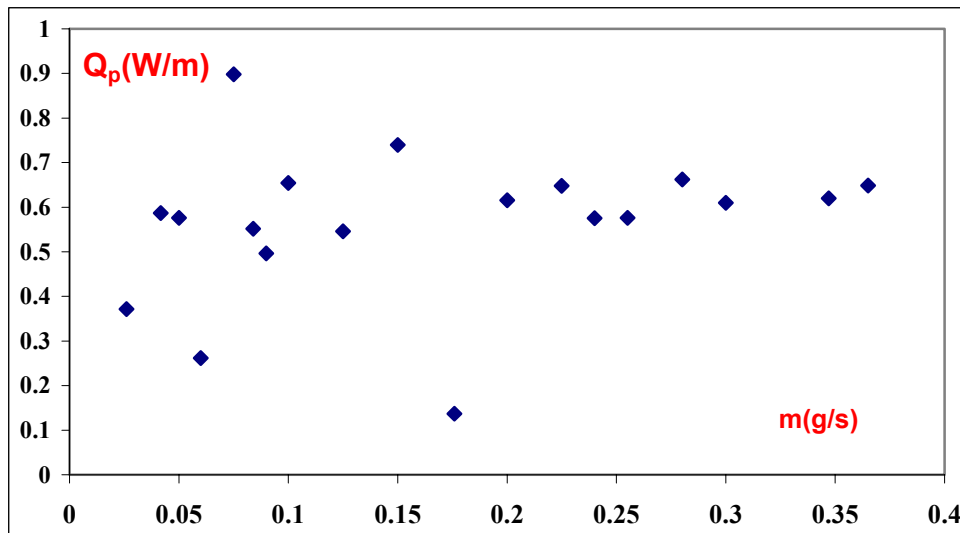


Figure 5.24: Pertes linéique de la ligne isolée en fonction du débit massique.

5.6.2 Expérience « Radiateur 300K »

Cette expérience spécifique est destinée à la validation d'un simulateur des pertes radiatives et diélectriques de la fenêtre du coupleur à $T=300K$.

Par principe, le radiateur doit permettre de maintenir cet élément à $T=300K$ avec une charge thermique relativement faible par comparaison aux pertes par effet Joule dans le conducteur externe. Notons que la température à l'extrémité chaude du conducteur externe est inférieure à $250K$, ce qui conduit à un écart de température supérieur à $50K$ entre le radiateur et cette même extrémité du coupleur.

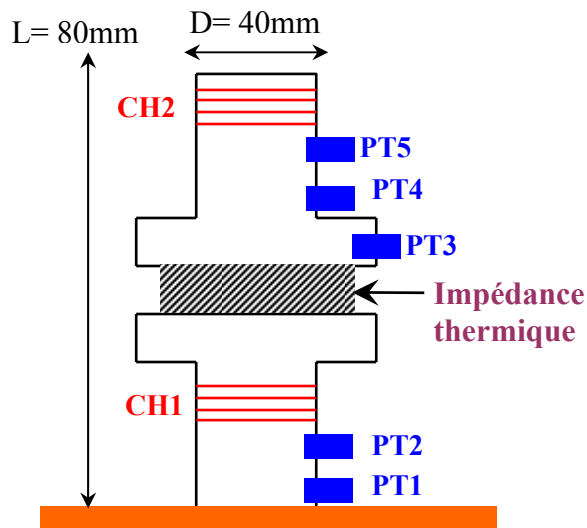
Le moyen le plus simple pour atteindre notre objectif consiste à interposer une barrière thermique entre le radiateur et l'extrémité chaude du conducteur externe. La barrière thermique consiste en une bague en nylon insérée entre deux brides en inox. Les vis de serrage des brides sont en verre époxy. Ces deux matériaux sont choisis pour leurs faibles conductivités thermiques moyennes entre $77K$ et $300K$: $k_{\text{nylon}} = 0.32 \text{ W/m.K}$, $k_{\text{verre}} = 0.5 \text{ W/m.K}$.

Ce concept de radiateur a été validé sur un modèle réduit (faible encombrement, faible charge thermique). Les dimensions du modèle réduit et du radiateur final sont respectivement DN40 et DN100.

Le dispositif expérimental comporte les éléments suivants (Fig.5.25, Fig.5.26):

- 1- Deux brides en inox de diamètres $D=40\text{mm}$.
- 2- Deux chaufferettes CH_1 , CH_2 de puissance maximale $P_{CHi}=10W$.
- 3- L'impédance thermique consiste en une couronne en nylon de hauteur 7mm et d'épaisseur 2mm .
- 4- Quatre sondes platines PT_1 , PT_2 placés du côté CH_1 et PT_3 , PT_4 , PT_5 placés du côté CH_2 .
- 5- Quatre vis de serrages en verre époxy.

6- Un bloc thermostatique en cuivre à la température de l'azote liquide (77.3K).



Bloc thermostatique en cuivre plongé à l'azote (77K)

Figure 5.25 : Schéma de principe de l'expérience « Radiateur 300K ».

La procédure expérimentale consiste à appliquer une puissance avec la chaufferette CH_2 et à mesurer les températures T_2 à T_4 en régime permanent. Ce qui permettra de déterminer les variations du saut de température à l'interface entre les deux brides $\Delta T_I = T_4 - T_2$ en fonction du flux appliquée à CH_2 .

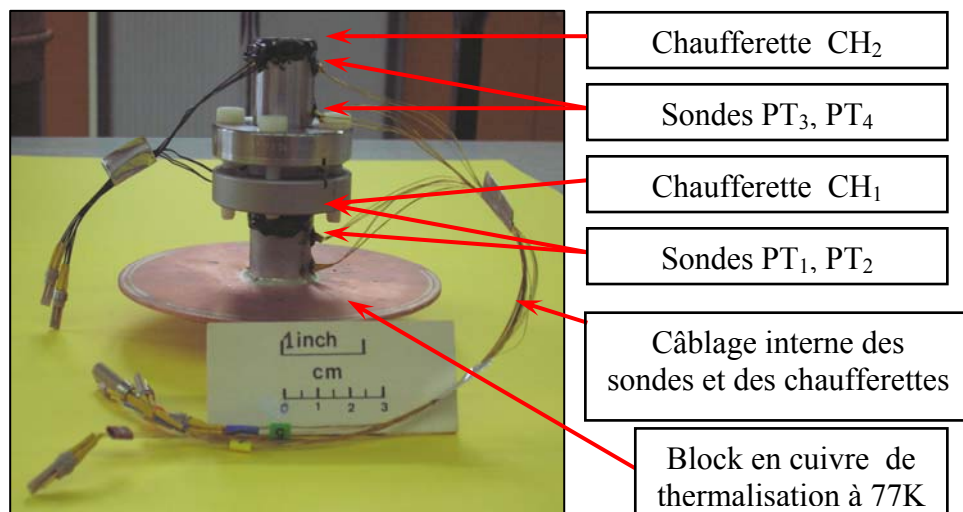


Figure 5.26: Photo de l'expérience radiateur 300K.

Comme attendu, lors des premiers essais, la durée de thermalisation du système à la température de l'azote liquide était trop longue. Ce comportement est essentiellement dû à : **1)** la masse à refroidir relativement importante, **2)** la barrière thermique élevée entre la bride du haut et la source froide.

Afin d'accélérer la thermalisation on a utilisé un « switch thermique » qui consiste simplement à pressuriser la cellule avec de l'hélium gaz (pression finale $\sim 100\text{mbar}$). Cette procédure permet une thermalisation rapide et efficace du système grâce à l'amélioration du transfert thermique (Fig.5.27). En effet la conduction gazeuse est proportionnelle à la pression. Après thermalisation du système, on évacue la chambre ($P \sim 10^{-5}\text{mbar}$).

Remarquons, comme on le verra dans ce qui suit, que pour les même raisons (forte impédance thermique) la constante de temps du système est très élevée (Fig.5.28).

Pour analyser et interpréter les résultats expérimentaux et en extraire les conductances thermiques de contact, on a utilisé un modèle analogique équivalent de notre système (Fig.5.29).

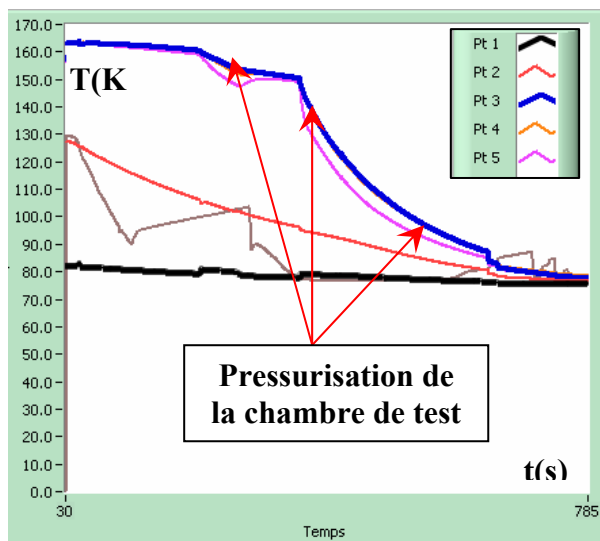


Figure 5.27: Amélioration de la thermalisation à l'aide d'un « switch thermique ».

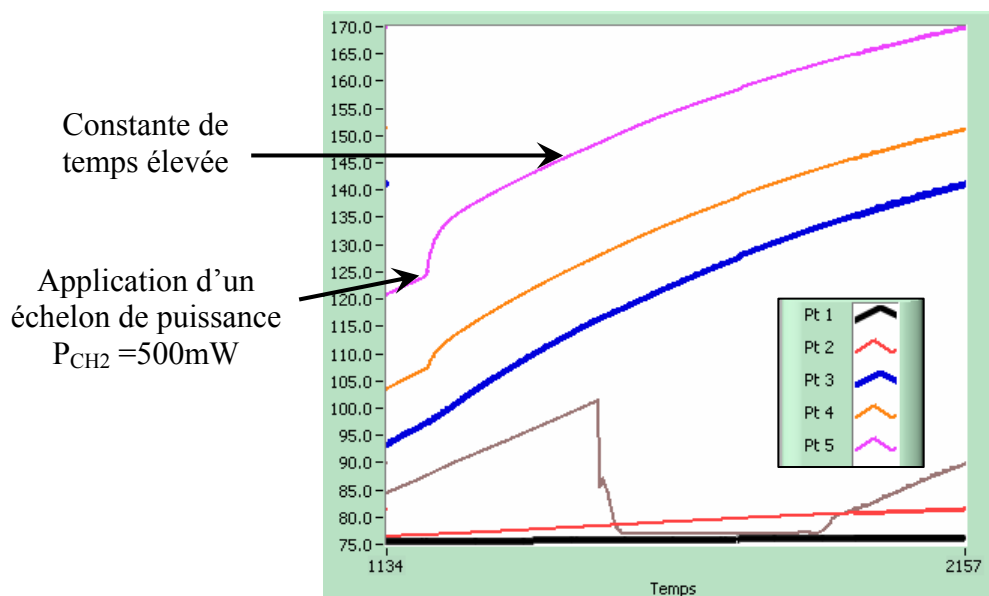


Figure 5.28: Exemple de régime transitoire pour $P_{CH2} = 500\text{mW}$.

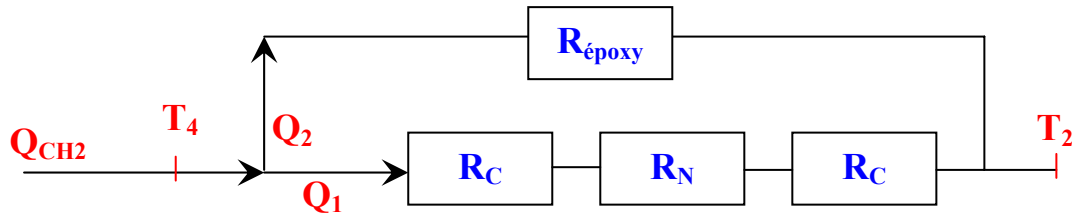


Figure 5.29: Schéma analogique équivalent de l'expérience radiateur 300K.

Le flux de chaleur appliqué à la chaufferette CH₂ se subdivise en deux parties : **a)** Le flux Q₁ via la bague de nylon, **b)** Le flux Q₂ qui passe à travers les quatre vis en verre-époxy.

Précisons que les notations concernant le schéma de la figure 5.29 sont :

R_C : Résistance thermique de contact entre la bague en nylon et la bride inox.

R_N : Résistance thermique de conduction équivalente de la bague en nylon.

R_{époxy} : Résistance thermique par conduction dans les vis en verre époxy.

On note R_G = 2R_C + R_N: Résistance thermique globale entre les deux brides.

A l'aide du modèle équivalent on peut déterminer les différents paramètres. Les équations du modèle sont les suivantes :

$$\Delta T = R_{\text{époxy}} \cdot Q_2 \quad (1)$$

$$\Delta T = R_G \cdot Q_1 \quad (2)$$

$$R_G = 2R_C + R_N \quad (3)$$

$$Q_{\text{CH}_2} = Q_1 + Q_2 \quad (4)$$

La conductivité thermique du verre époxy étant connue, on calcule immédiatement R_{époxy} puis le flux Q₂ à l'aide de l'équation (1). Le flux Q_{CH2} étant mesurée, on peut alors déduire le flux Q₁ en utilisant (4). Ensuite l'équation (2) permet le calcul de R_G. Enfin, en utilisant les valeurs de la conductivité thermique du nylon [5.2], on calcule R_N puis on déduit la résistance thermique de contact R_C.

Notons que la conductance globale h_G (h_G=1/R_G) a pour expression:

$$h_G (\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}) = \frac{Q_1}{\Delta T_{24} \cdot A_C}$$

Où A_C (m²) désigne l'aire de contact.

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 5.6. La courbe de variation de la conductance thermique en fonction de T_c (T_c= (T₂+T₄)/2) est présentée en figure 5.30. Les valeurs des conductances thermiques de contact mesurées dans ces essais sont en bon accord avec la littérature [5.3].

Tableau 5.6: Récapitulatif des différents résultats expérimentaux.

$P_{ch1}(mW)$	$\Delta T_{4-2}(K)$	$R_G(K/W)$	$R_c(K/W)$	$h_c(W/m^2.K)$
169	8.2	73.3	36.65	145
367	25.3	98.3	49.15	108
1200	90	111.9	56	95
1362	144.65	219.9	110	48.4
1950	193.77	207.3	104	51.3

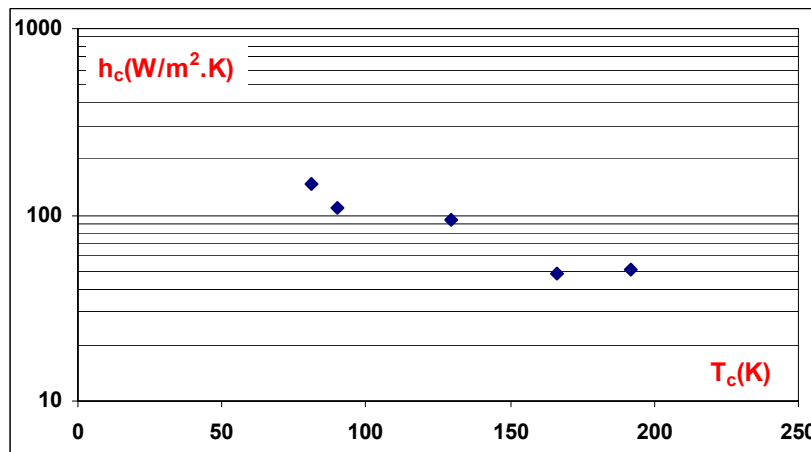


Figure 5.30: Variations de la conductance thermique de contact avec la température.

Notre objectif d'obtenir une différence de température de l'ordre de 100K avec une faible puissance (1.2W) est atteint. A partir des différents paramètres mesurés, il est relativement aisé d'extrapoler ces résultats pour la conception du système final à l'échelle réelle (bride de 100mm de diamètre).

Ce qui conduit au système constitué des éléments suivants (Fig.5.31) :

- 1- Deux brides en inox de diamètres 100 mm.
- 2- Deux chaufferettes CH_1 et CH_2 bobinées et collées respectivement en haut de la bride inférieure et en bas de la bride supérieure dont les puissances maximales sont respectivement 5W et 20W.
- 3- Une bague cylindrique en Nylon de diamètre $\Phi=110mm$, d'épaisseur 2mm et de hauteur 5mm qui est insérée entre les deux brides.
- 4- Trois vis en verre époxy pour le maintien mécanique de l'ensemble.

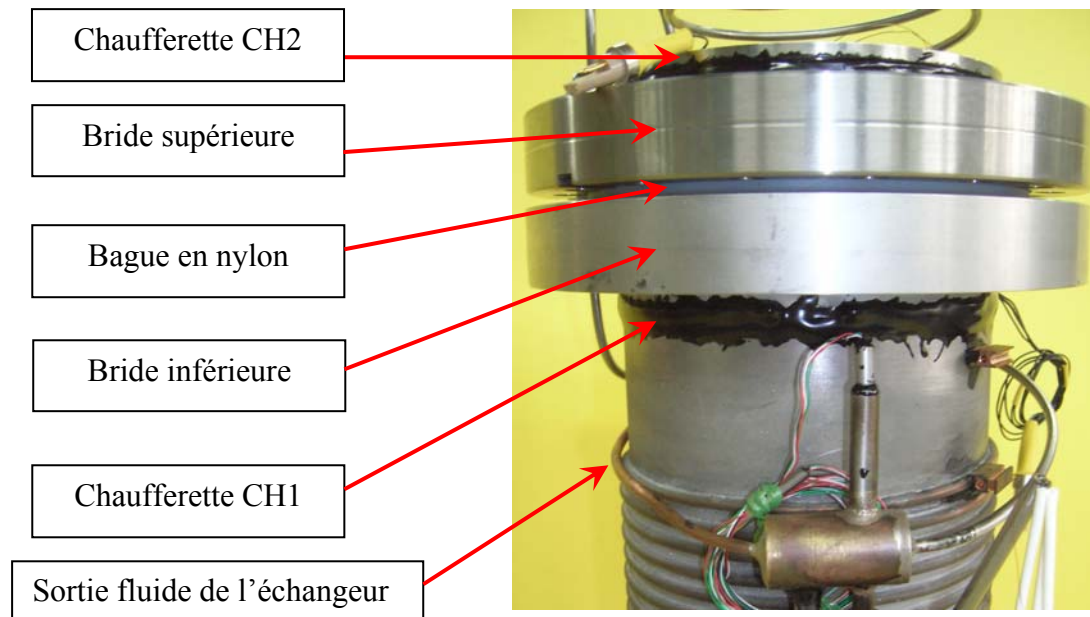


Figure 5.31 : Radiateur 300K à l'échelle réelle.

5.6.3 Expérience « Zone Chauffée Amont »

La station de production d'hélium supercritique permet de fournir un fluide dont la température est $T=2\text{K}$ ou 4.2K à la sortie du dernier échangeur suivant la pression du bain LHe. D'autre part l'échangeur du conducteur externe que l'on doit tester doit fonctionner avec une température d'entrée entre 5.5K et 6.5K . En effet cette température doit être supérieure à la température critique de l'hélium (5.2K). Enfin, on souhaite effectuer des tests sans franchir le pic de chaleur spécifique de l'hélium au niveau de la zone de test.

Il est donc nécessaire de chauffer l'hélium supercritique en amont de l'échangeur du conducteur externe: Une expérience spécifique appelée « zone chauffé amont » est mise en œuvre pour tester et valider cette partie du circuit principal.

Cette expérience a deux objectifs :

- 1- Valider le concept d'un système de chaufferette collée autour du tube de circulation de fluide afin d'avoir une température minimale entre de 5K et 10K immédiatement en amont de l'échangeur du conducteur externe.
- 2- Déterminer une longueur minimale de cette chaufferette.

Le système Zone Chauffée Amont, qu'on a testé à température ambiante, est constitué d'un serpentin en inox de longueur 1.5m et de diamètre intérieur 4mm . Le serpentin est muni de deux chaufferettes pariétales (CH1, CH2) de longueurs respectives $L_{CH1}=160\text{mm}$ et $L_{CH2}=75\text{mm}$ et de 10W de puissance. Les deux chaufferettes sont bobinées autour du tube et collées avec du STYCAST. Deux sondes de températures Pt100 (T_1 , T_2) sont placées à l'entrée et à la sortie du

circuit et collées sur des raccords en « Té ». L'ensemble du circuit est placé dans une chambre à vide de 100mm de diamètre. Durant les tests, la pression est de l'ordre de 10^{-4} mbar. Préalablement aux mesures, une série de test d'étanchéité avec un détecteur de fuite a été effectuée sur les raccordements du circuit, les collages réalisés et la chambre à vide. La photo du dispositif expérimental correspondant est présenté en figure 5.32.

Un débitmètre massique et un capteur de pression sont raccordés au serpentin afin de mesurer le débit d'hélium gaz et sa pression (Fig.5.33). Une bouteille d'hélium gaz permet d'alimenter le circuit à des débits allant jusqu'à 0.25g/s.

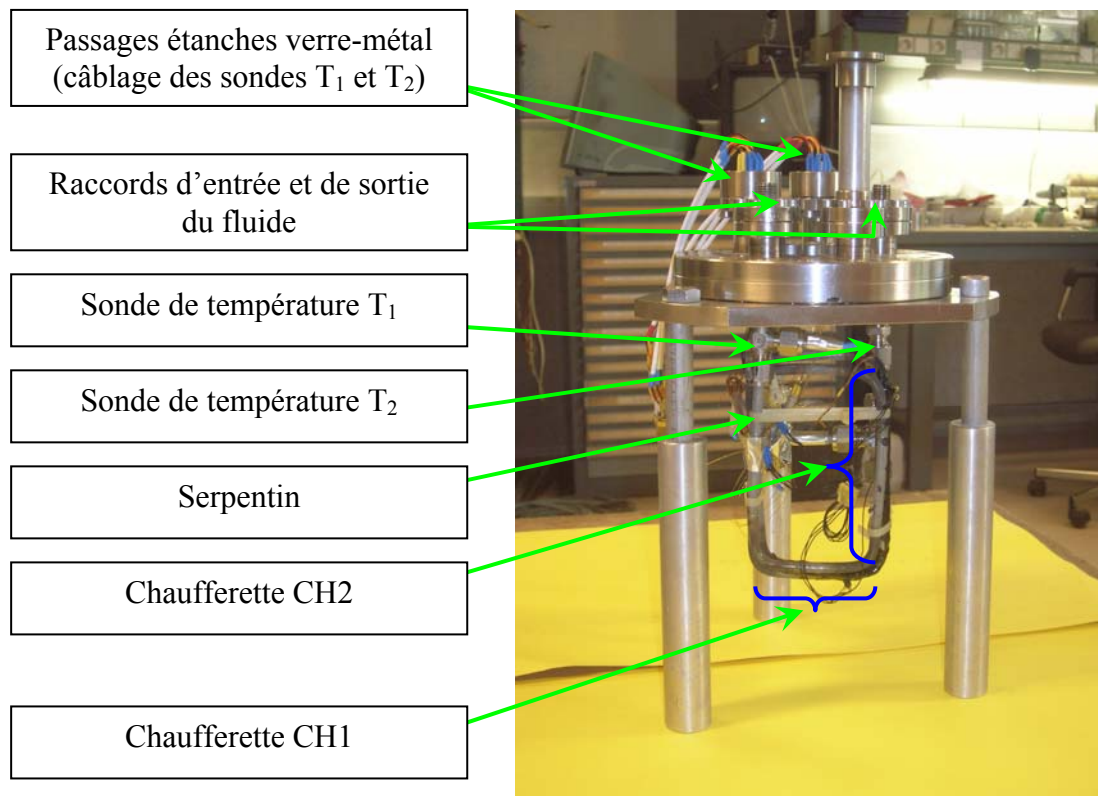


Figure 5.32: Photo des différents éléments du circuit de l'expérience zone chauffé amont.

Après stabilisation du débit d'hélium à la valeur désirée, on mesure les différentes températures en l'absence de puissance dans les chauffettes. Ensuite, on applique une puissance à l'aide de l'une des chauffettes et on mesure les nouvelles températures en régime permanent.

Un exemple de résultat obtenu pour un débit de 0.08g/s et 5W de puissance chauffette CH1 est présenté en figure 5.34.

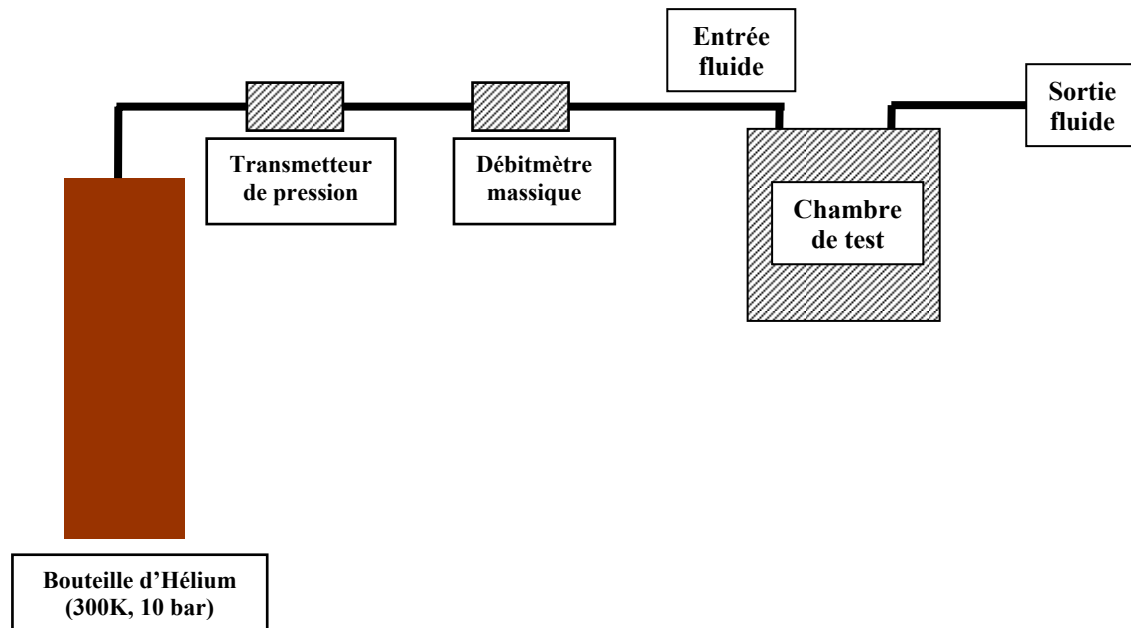


Figure 5.33: Schéma général du circuit de l'expérience zone chauffée amont.

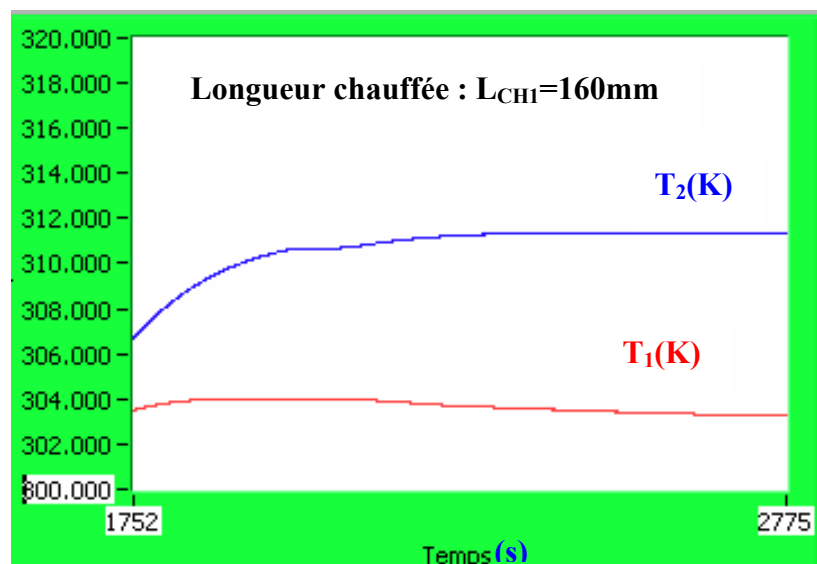


Figure 5.34 : Variations des températures T_1 (entrée) et T_2 (sortie) en fonction du temps pour un débit $m=0.08\text{g/s}$, $P_{CH1}=5\text{W}$ et $P_{CH2}=0\text{W}$.

Les premiers résultats montrent que la durée du régime transitoire est d'environ 15 minutes. D'autre part l'échauffement du fluide entre l'entrée et la sortie est proche de 7K. Cet échauffement ($m=0.08\text{g/s}$, $P_{CH1}=5\text{W}$) correspond à une puissance évacuée Q_{fluide} par le fluide de 2.9W. Cette valeur est inférieure à la puissance appliquée Q_{CH1} . L'écart important entre Q_{fluide} et Q_{CH1} est essentiellement dû à une sous-estimation de la température du fluide. En effet, le profil radial de température dans le tube d'écoulement varie en r^2 (parabolique) ou en $r^{1/7}$ suivant le régime d'écoulement [5.4].

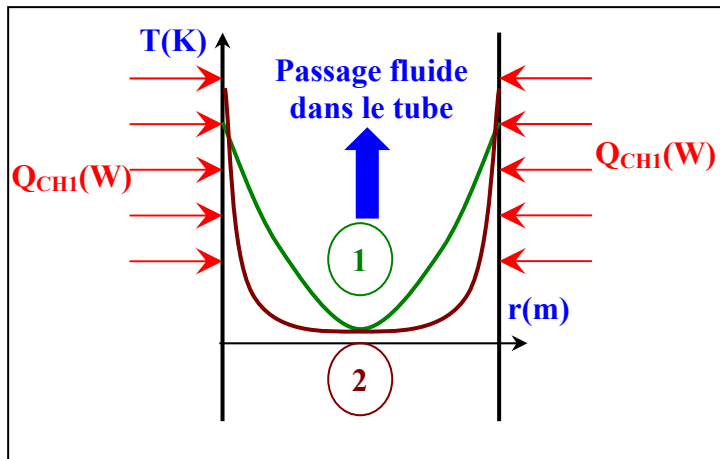


Figure 5.35 : Profil radial de température dans un tube chauffé latéralement. **1**: Profil parabolique ($T \sim r^2$), **2**: Profil en puissance ($1/7$) en fonction du rayon ($T \sim r^{1/7}$) [5.4]

Dans notre configuration (Fig.5.36), les sondes de températures sont placées à l'extérieur du tube et mesurent a priori une température proche de celle du fluide à $r=R_{\max}$.

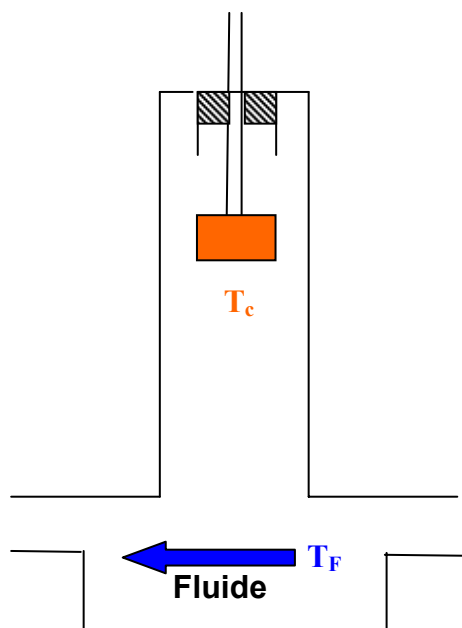


Figure 5.36: Configuration actuelle du montage des sondes de température.

Bien évidemment, cette valeur est supérieure à la température moyenne du fluide qu'on souhaite mesurer. Malgré les écarts de température observés, le concept de la zone chauffée amont est bien validé.

Un test similaire a été effectuée avec la chaufferette CH2 de longueur $L_{CH2} = 75\text{mm}$: les résultats correspondants sont présentés en figure 5.37. Les courbes obtenues montrent que l'échauffement observé est quasiment indépendant de la longueur de la chaufferette.

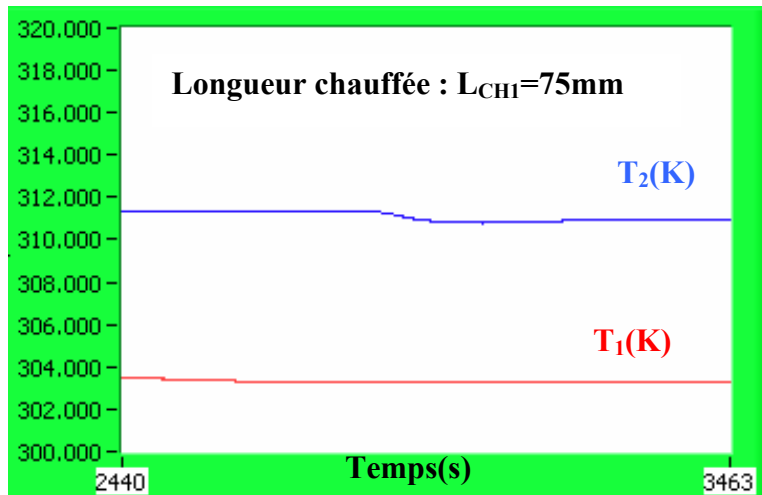


Figure 5.37: Variations des températures T_1 et T_2 en fonction du temps pour un débit $m=0.08\text{g/s}$ et $P_{CH1}=0\text{W}$ et $P_{CH2}=5\text{W}$.

L'hypothèse sur la position des sondes nous semble la plus plausible pour interpréter les écarts entre Q_{fluide} et Q_{ch1} . En effet, les pertes thermiques par conduction solide dans l'inox sont de l'ordre de 20mW et ces valeurs sont très faibles comparativement aux écarts observés. On rappelle enfin que le circuit est bien étanche, ce qui exclut les fuites thermiques correspondantes. En utilisant la température d'une sonde mobile placée au centre du tube de sortie, l'écart entre le flux de chaleur appliquée et les puissances évacuées par le fluide n'est plus que de 20% .

L'ensemble de ces observations nous amène à conclure que l'écart initialement observé quant au bilan thermique est principalement attribué aux positions des thermomètres dans le tube.

En conclusion, il est nécessaire de positionner les thermomètres dans l'axe du tube pour obtenir une mesure correcte des températures de fluide.

Compte tenu de la durée relativement longue du régime transitoire suite à un échelon de puissance, on utilisera un tube en cuivre pour la zone chauffée amont finale. En effet le cuivre a une meilleure diffusivité thermique que l'inox.

Un deuxième montage expérimental appelé zone chauffée amont 2 a été réalisé en tenant compte des résultats obtenus avec la zone chauffée amont 1 ainsi que des analyses et des observations précédentes. En effet les sondes platine de mesure de T_1 et T_2 sont montées sur des pavés en laiton usinés spécialement de façon que les sondes soient bien centrées sur l'axe de l'écoulement du fluide.

On utilisera donc un serpentin en cuivre au lieu de l'inox et on collera des chaufferettes ayant les mêmes longueurs que précédemment. D'autre part, on collera deux tubes relativement longs en

inox a l'entrée et la sortie du nouveau serpentin en cuivre de diamètre 2mm afin de limiter les fuites thermiques vers l'environnement extérieur.

En utilisant le cuivre comme serpentin la durée du régime transitoire a fortement diminué : elle a chuté de 15 minutes à environ 2 minutes et ce grâce à la meilleure diffusivité thermique du cuivre par rapport à l'inox.

Les résultats de l'expérience zone chauffée amont 2 (Fig.5.38, Fig.5.39) effectuée à plusieurs débits avec les deux chaufferettes CH₁ et CH₂ montrent l'égalité à mieux que 8% entre le flux de chaleur évacuée par le fluide Q_{fluide} (Q_{BT} sur la courbe) et la puissance appliquée au tube P_{CH1} ou P_{CH2}.

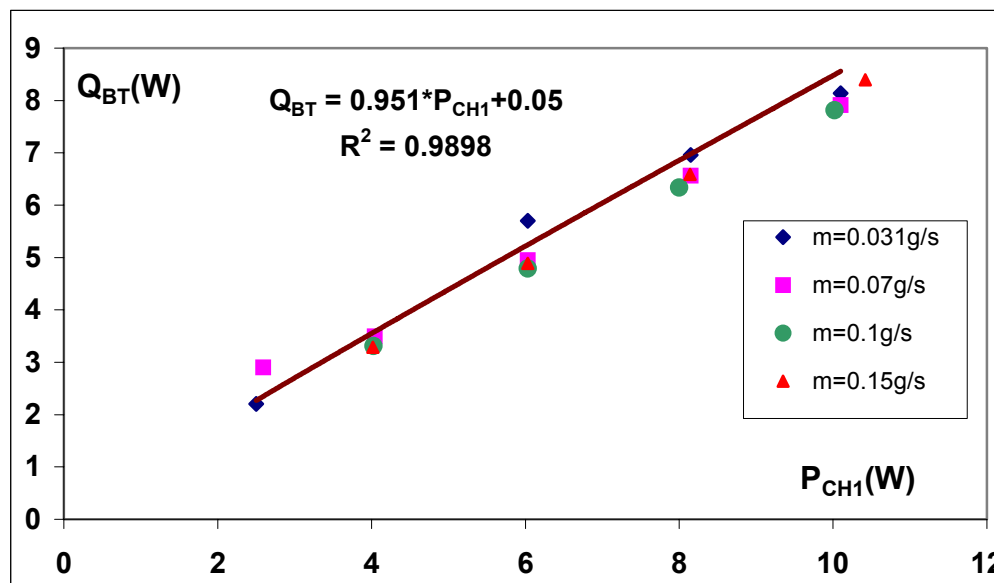


Figure 5.38: Flux évacué par le fluide Q_{BT} (W) versus puissance chaufferette P_{CH1} .

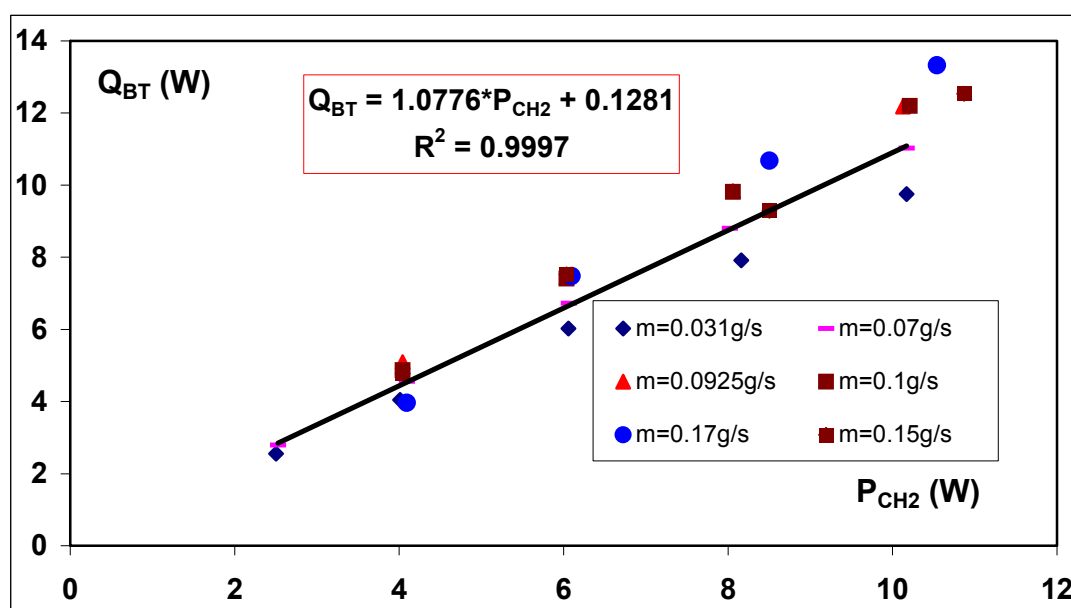


Figure 5.39: Flux évacué par le fluide Q_{BT} (W) versus puissance chaufferette P_{CH2} .

Malheureusement, on n'a pas eu assez de temps pour effectuer des tests sur la zone chauffée amont à l'azote liquide.

En conclusion les résultats précédents ont pleinement validé le principe de la zone chauffée amont et montrent qu'une longueur chauffée de 75 à 160mm convient parfaitement.

Le prototype final du système de la zone chauffée amont sera basé sur les résultats donnés par l'expérience zone chauffée amont 2. La figure 5.40 présente la version finale qui va être montée sur l'échangeur du conducteur externe. Elle comporte les éléments suivants :

- 1- Un serpentin en cuivre (diamètre 2mm) avec deux manchons en inox brasé à ses deux extrémités.
- 2- Deux pavés en laiton (diamètre 20mm) : le premier contient deux tubes inox latéraux (diamètre 2mm) pour la sortie de mesure température et pression à l'entrée du serpentin, le deuxième pavé contient un seul tube latéral (diamètre 2mm) pour la mesure de température à la sortie du serpentin.
- 3- Un capteur de pression différentiel cryogénique pour mesurer la pression d'entrée.
- 4- Deux sondes de température de type Allen Bradley collées et placées aux centres des deux pavés.
- 5- Deux chaufferettes CH1 et CH2 de même longueur $L=150\text{mm}$ bobinées et collées autour du serpentin en cuivre.

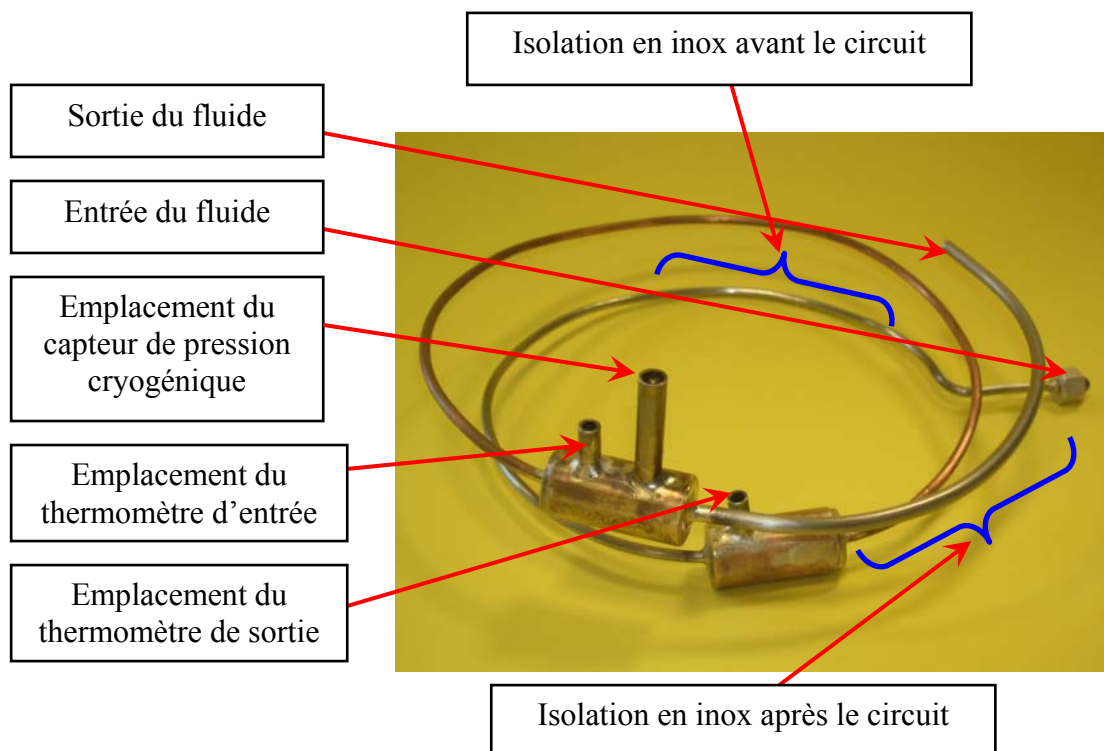


Figure 5.40: Photo de la zone chauffée amont avant son instrumentation et son montage final sur l'échangeur du conducteur externe.

5.7 Montage et instrumentation de l'expérience

Le montage de l'expérience s'est déroulé en trois étapes : **1)** Montage de l'insert $\Phi 270$ avec l'échangeur HX1 et la ligne isolée, **2)** Montage de l'insert $\Phi 350$ avec la chambre de test et les échangeurs HX2 et HX3, **3)** Montage de l'échangeur du conducteur externe.

Les figures 5.41 et 5.42 présentent deux photos de l'échangeur instrumenté. On peut y distinguer les principaux éléments suivants :

1- Zone chauffée amont.

2- Radiateur 300K.

3- Serpentin de l'échangeur équipé des éléments suivants : **a)** Les thermomètres pour la mesure du profil de température de la face chaude et la face froide du conducteur externe, **b)** Les chaufferettes sur la face interne du conducteur externe, **c)** Les deux capteurs cryogéniques pour mesurer la pression à l'entrée et à la sortie de l'échangeur, **d)** Deux thermomètres de mesure des températures d'entrée et de sortie de l'échangeur.

3- Deux thermomètres AB placés sur le tube froid pour mesurer le flux résiduel.

4- Bloc thermostatique en cuivre OFHC qui va être maintenu à la température du bain d'hélium ($T=4.2\text{K}$ ou 2K).

Les photos des figures 5.45-5.49 illustrent les étapes de montage et de préparation finale de l'expérience.

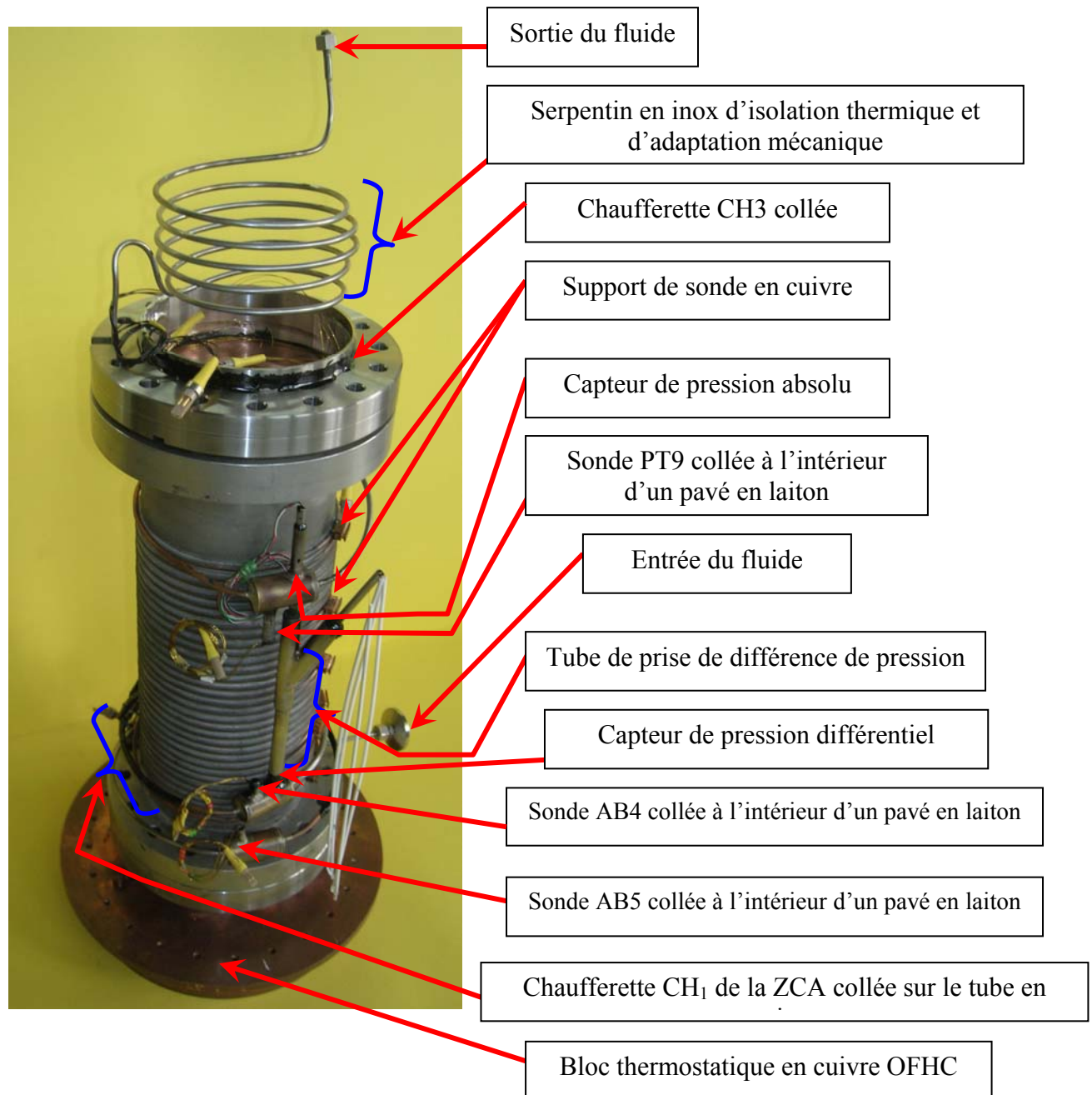


Figure 5.41: Photo de l'échangeur du conducteur externe du coupleur instrumenté.

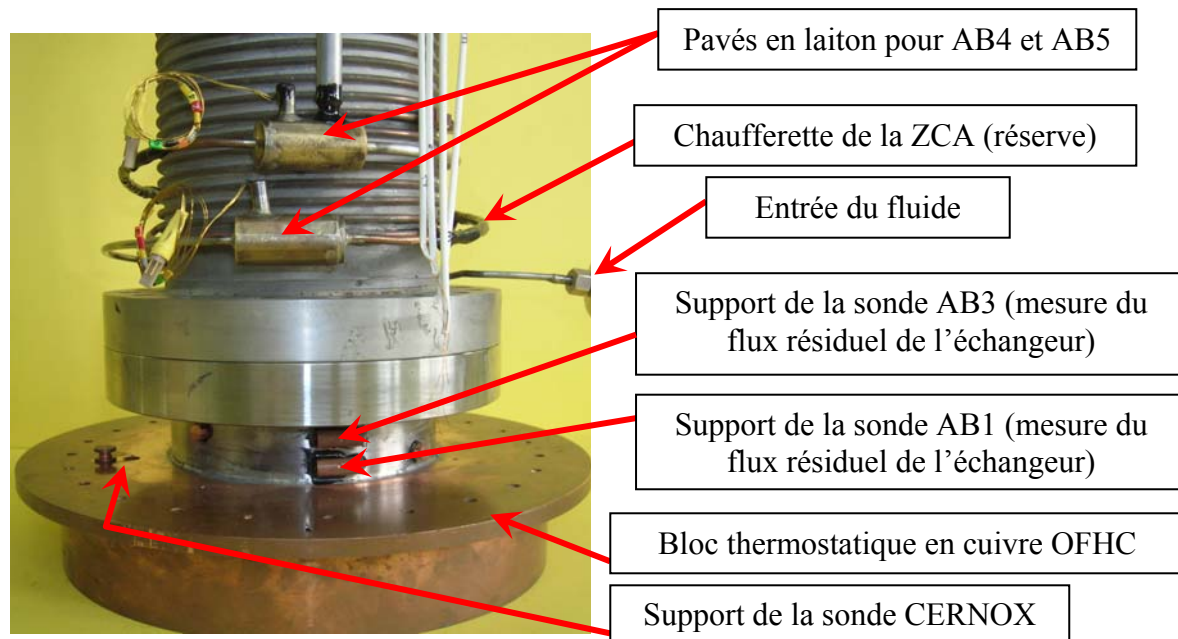


Figure 5.42: Photo de la partie inférieure de l'échangeur du conducteur externe instrumenté.

Une série de tests d'étanchéité, à température ambiante et à l'azote liquide ($T \sim 77K$), a été effectuée sur chaque élément du circuit d'hélium supercritique puis sur la chambre de test et enfin sur l'ensemble du circuit de l'expérience. Le seuil toléré du taux de fuite a été autour 4.10^{-9} mbar.l/s. A ce seuil nous n'avons détecté aucune fuite.

Par ailleurs, nous avons revêtu les tubes qui semblent très proches l'un de l'autre avec une couche de Kapton afin d'assurer l'isolation thermique. Ensuite nous avons enveloppé l'échangeur instrumenté et ses deux écrans thermiques en cuivre avec de la superisolation afin de diminuer les échanges thermiques radiatifs. Les figures 5.43 et 5.44 illustrent par des photos ces deux étapes du montage.

Enfin, nous avons introduit l'échangeur dans la chambre de test en faisant bien évidemment tous les raccordements électriques des capteurs (température, pression, chaufferettes). Finalement, nous avons installé le joint en indium en place et nous avons effectué un test d'étanchéité sur la chambre d'essai.

Dans ce qui suit, nous résumons les principales opérations réalisées pour le montage à l'extérieur de la cellule d'essai :

- 1- Installation des thermomètres à l'entrée et à la sortie de chaque échangeur HX1, HX2, HX3 et la ligne isolée.
- 2- Installation des thermomètres de diagnostic sur les deux inserts $\Phi 270$ et $\Phi 350$: thermomètre CERNOX pour mesurer la température du bain d'hélium, thermomètres Pt100 de mesure des températures des écrans etc....

- 3- Thermalisation des fils de mesures.
- 4- Mise en place de la jauge de mesure de niveau du bain d'hélium.
- 5- Mise en place de la chaufferette du bain.

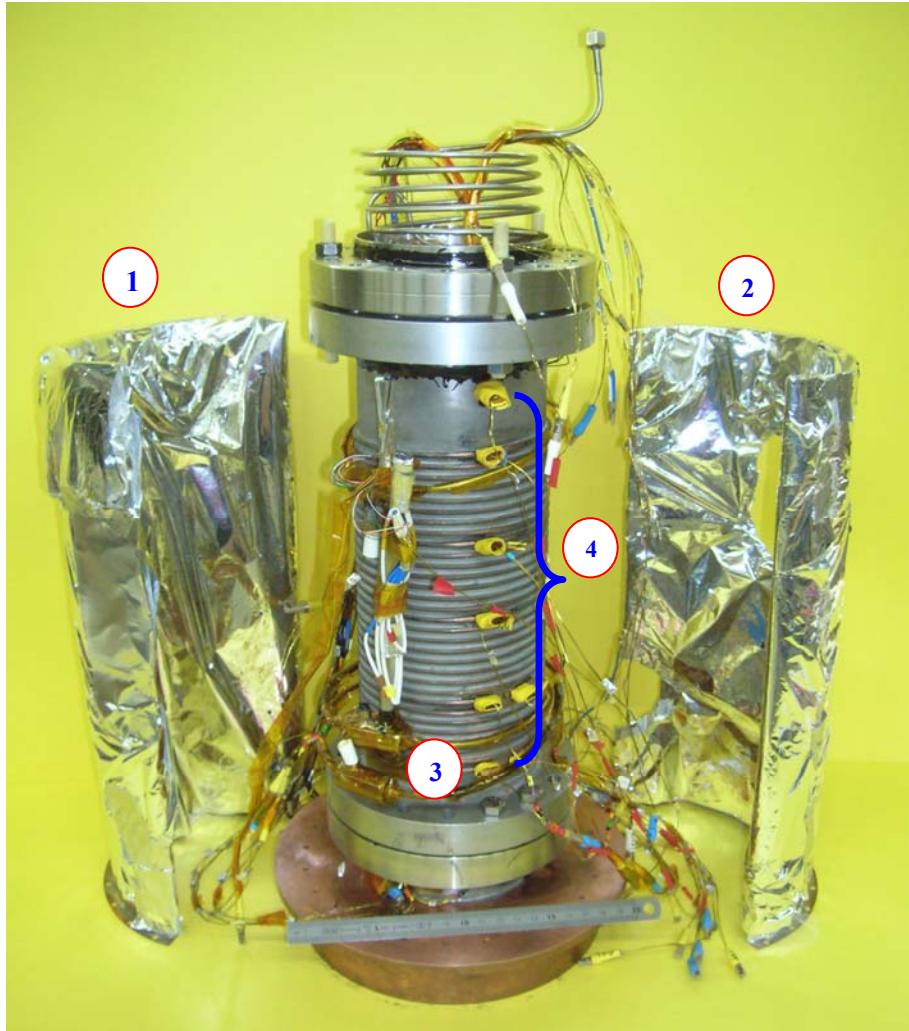


Figure 5.43: Echangeur du conducteur externe instrumenté et équipé des écrans avec superisolation. **1,2:** Ecrans revêtus de superisolation, **3:** Isolation en Kapton des tubes rapprochés, **4:** Ensemble des sondes utilisées (AB6 à PT10) en interne et externe (mesure du profil de température sur les faces froide et chaude du conducteur externe).

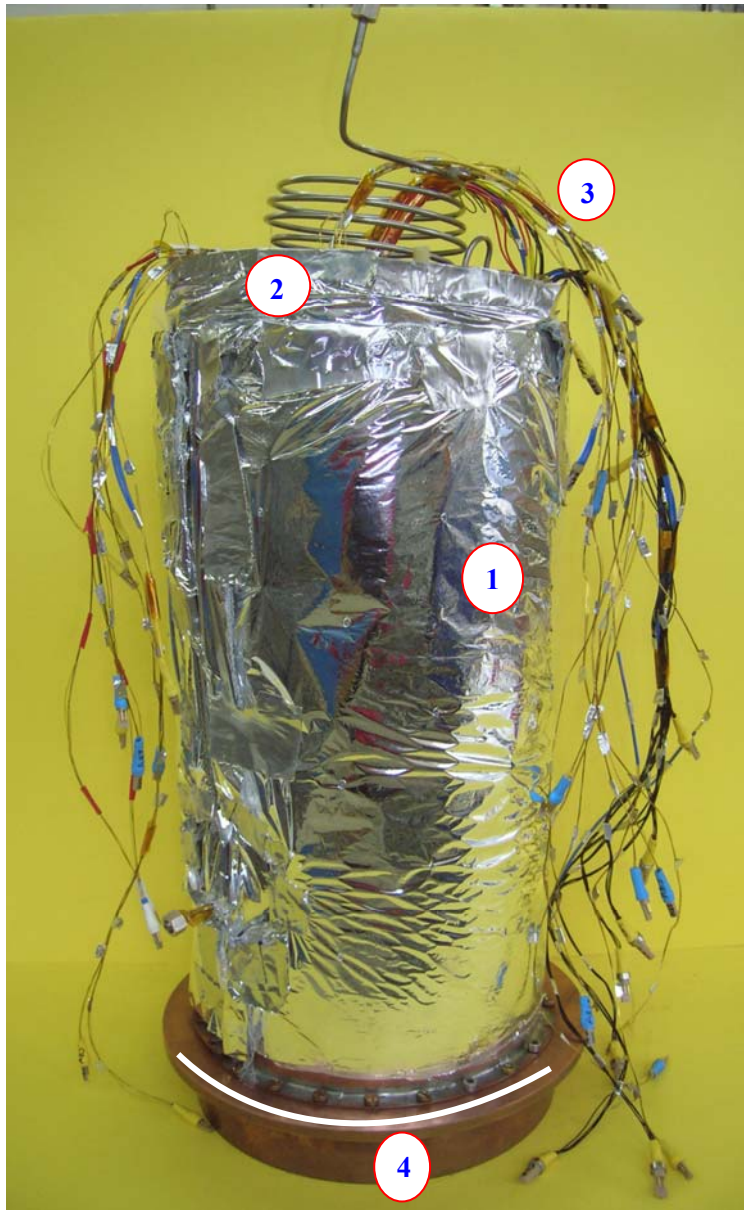


Figure 5.44: Photo de l'échangeur instrumenté avec ses deux écrans thermiques. **1:** Ecrans revêtus de superisolation, **2:** Superisolation de l'échangeur, **3 :** Fils de mesure, **5 :** Emplacement du joint indium (étanchéité de la chambre).

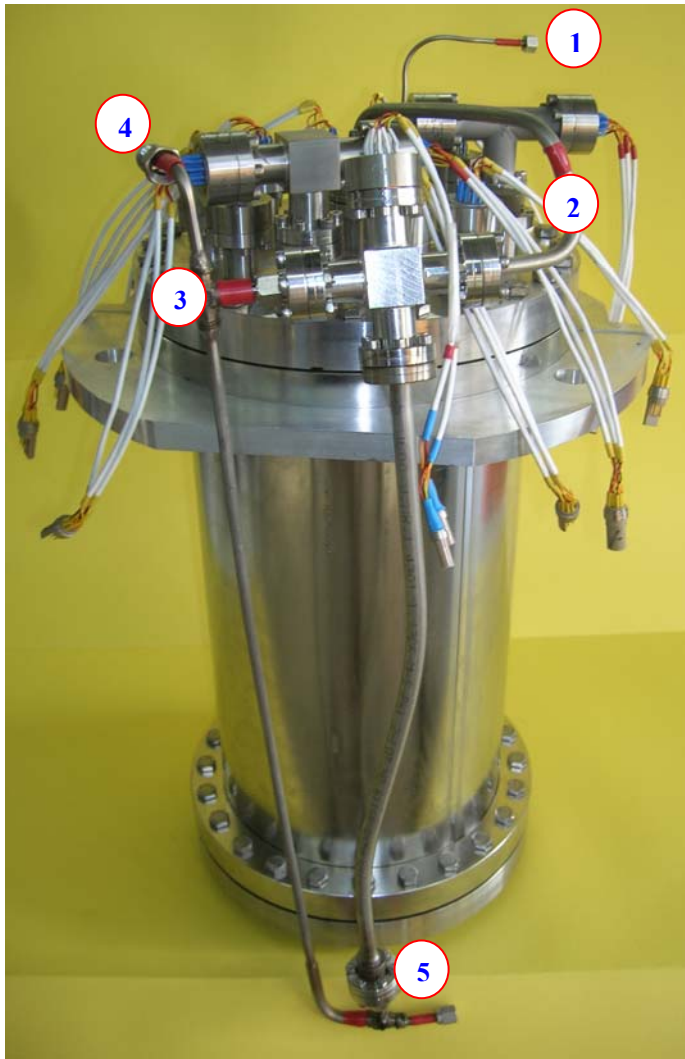


Figure 5.45: Photo de la chambre d'essai fermée après montage de l'échangeur du conducteur externe. **1:** Sortie du fluide, **2:** Isolation sous vide des fils de mesure des thermomètres extérieurs (AB12, AB13), **3:** Sonde AB13 (sortie de HX2), **4:** Sortie de l'échangeur HX2, **5:** Sonde AB12 (entrée de HX3).

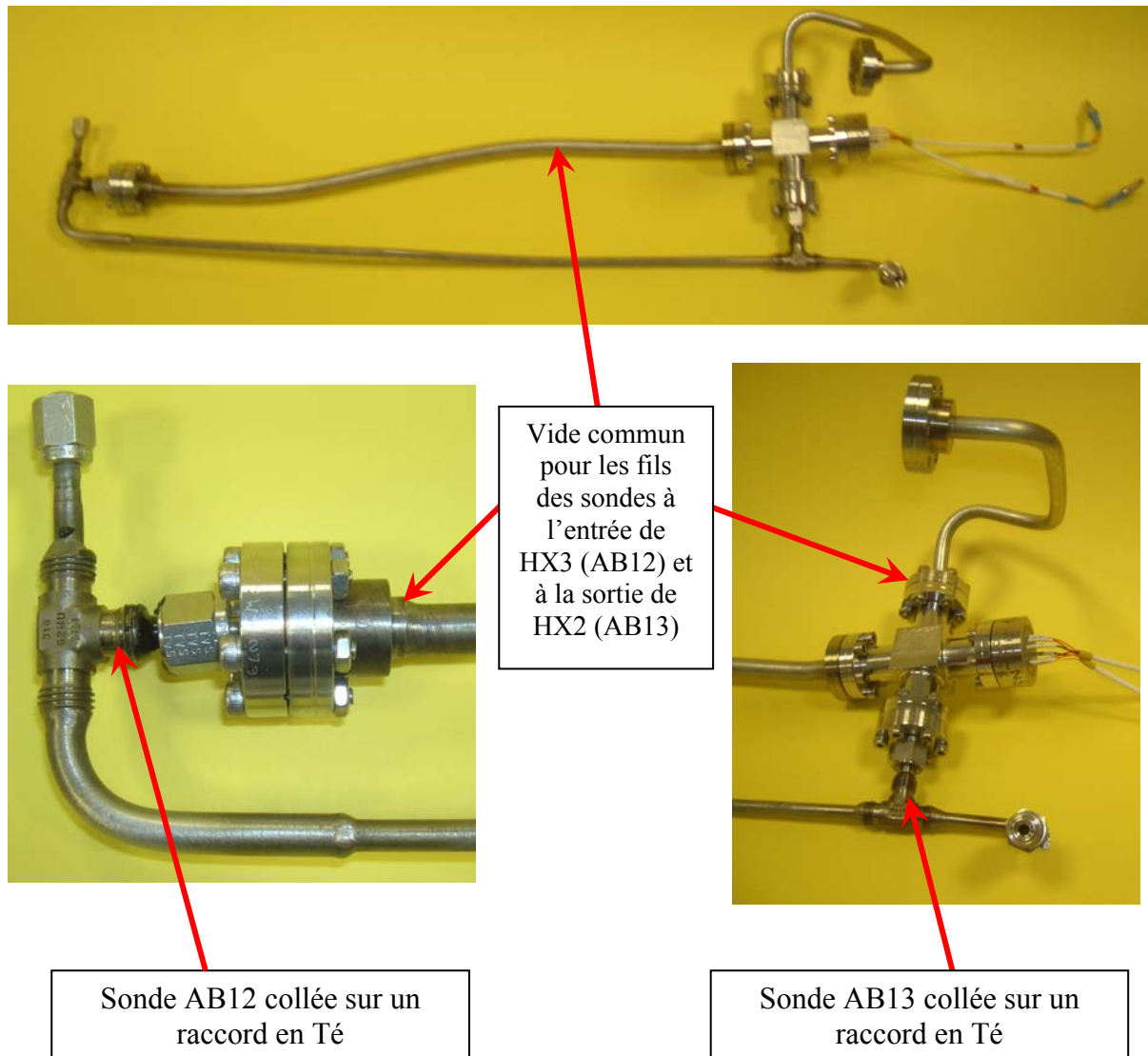


Figure 5.46: Photo de l'emplacement des thermomètres AB12 (entrée HX3) et AB13 (sortie HX2).

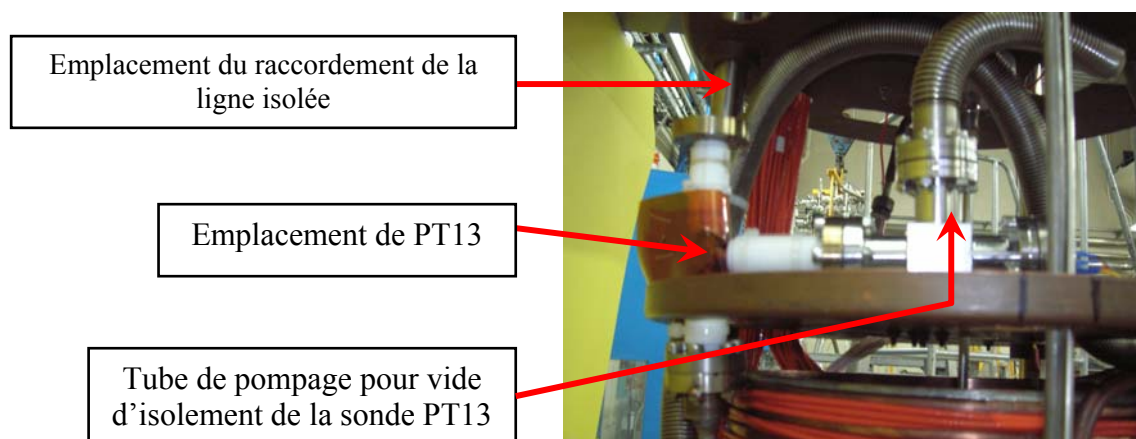


Figure 5.47: Photo de l'emplacement du thermomètre PT13 (sortie ligne isolée).

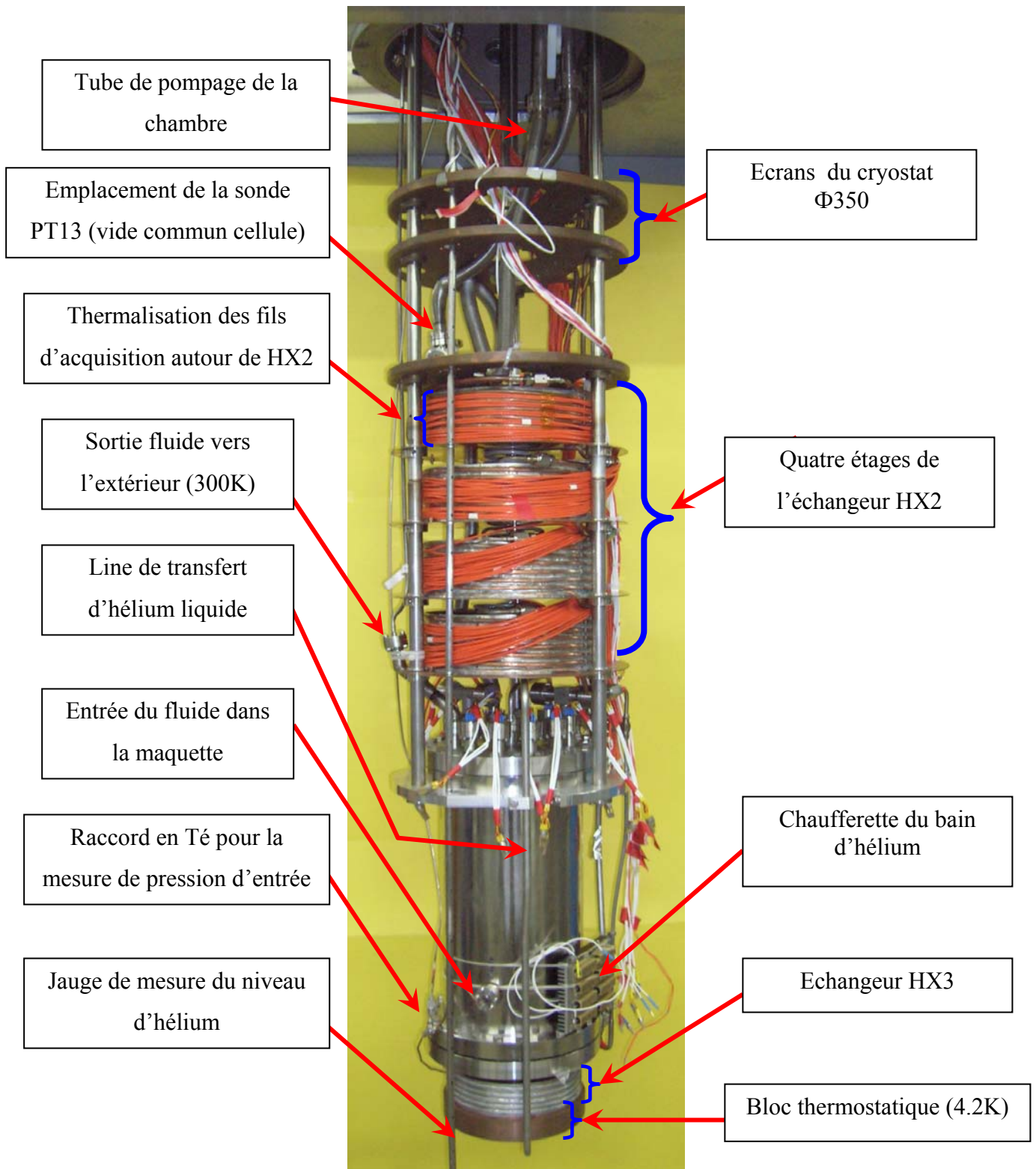


Figure 5.48: Photo de l'insert instrumenté avec la chambre d'essai.

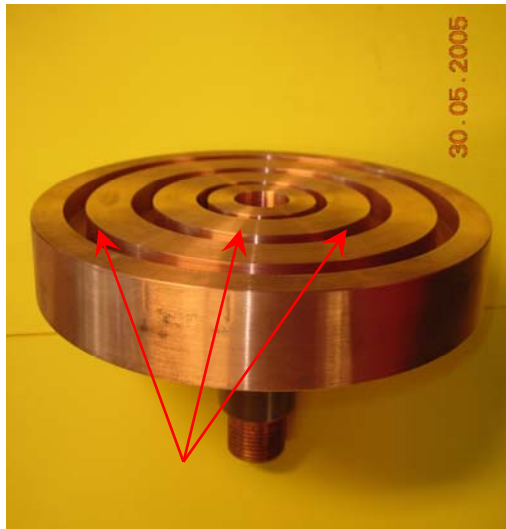


Figure 5.49: Usinage du bloc thermostatique (augmentation de la surface d'échange)

Une centrale à gaz équipée d'un manodétendeur de 40 bar et deux cadres composés chacun de 16 bouteilles d'hélium gaz ont été mis en place pour alimenter le circuit principal. Trois bouteilles d'hélium liquide de 450L ont été consommées afin d'assurer la température de la source froide à 4.2K ou 2K.

Un groupe de pompage a été utilisé pour assurer le vide de la chambre. Il est formé d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire de vides limites respectifs 10^{-3} mbar et 10^{-6} mbar. Plusieurs jauges à vide ont été montées sur le circuit de pompage afin de contrôler la pression dans la chambre. Plusieurs cycles de purge et de mise en atmosphère d'hélium ont été effectués sur le circuit principal avec tous ses éléments à l'aide d'une pompe sèche de vide limite 2mbar.

5.8 Déroulement de l'expérience

Du fait de la complexité de notre expérience (nombre élevé de capteurs, fragilité de certains éléments du circuit tel que les capteurs de pressions, les passages étanches réalisés pour les thermomètres) les tests se sont déroulés en trois étapes que nous détaillons ci après.

5.8.1 Test 1

Les observations expérimentales effectuées lors du premier test, ont clairement montré la présence d'un bouchon dans le circuit pendant la mise en froid pour des essais en hélium liquide à $T_{\text{bain}}=4.2\text{K}$. En effet les deux débitmètres à l'entrée et à la sortie du circuit indiquaient une valeur de débit quasiment nulle et ce quelque soit la pression en amont (4.5 à 6 bar).

Ce phénomène suggère la présence d'un « glaçon » dans le circuit qui s'est probablement formé dans les tubes de faibles diamètres (exemple: Diamètre du tube de l'échangeur du conducteur externe est $D=2\text{mm}$). D'autre part, à la température de l'hélium liquide tous les fluides deviennent solides.

Précisons que ce bouchon a pu se former dans le circuit, malgré nos nombreuses précautions : **a)** Filtre à chaud et colonne d'adsorption, **b)** Nombreuses purges (cycles pompage-mise en atmosphère d'hélium gaz). Suite à ces difficultés, on a décidé de réchauffer les deux cryostats $\Phi 270$ et $\Phi 350$ afin de résoudre le problème. Par ailleurs, nous avons décidé aussi de maintenir un faible débit d'hélium gaz ($m=0.02\text{g/s}$) en circulation continue dans le circuit. Cette circulation d'hélium est mise en place même en l'absence de test de manière à éviter tout nouveau bouchage.

5.8.2 Test 2

Lors de ce deuxième test, on n'a pas observé de bouchon dans le circuit mais une fuite s'est manifestée à l'intérieur de la cellule test. Cette fuite a été décelée lors du premier essai à l'hélium liquide ($T_{\text{bain}}=4.2\text{K}$) et ce pour un débit d'hélium de 0.05g/s : la pression à l'intérieur de la cellule qui étaient initialement à 10^{-4}mbar a fortement augmenté pour atteindre $\sim 2\text{mbar}$.

La présence de cette fuite à l'intérieur de la cellule a été confirmée lors d'une tentative d'augmentation du débit. En augmentant ce débit à 0.1g/s la pression dans la chambre a atteint rapidement la pression atmosphérique.

L'ensemble de ces observations suggère l'existence d'une fuite au niveau des éléments les plus fragiles dans le circuit à l'intérieur de la cellule. Ces éléments, qui doivent tenir à la haute pression et être étanches aux températures cryogéniques, sont précisément les capteurs de température et de pression du fluide. On rappelle que ces éléments ont été collés avec de la résine époxy.

Malgré les problèmes précédents liés à la fuite, on a essayé de faire quelques mesures pour tester l'échangeur du conducteur externe. Malheureusement, ces tentatives furent infructueuses. En effet il était impossible de stabiliser deux paramètres importants pour effectuer nos tests à savoir le débit et la pression d'hélium supercritique. D'autres part, une estimation du flux de perte Q_p échangé entre l'élément test et la paroi extérieure de la chambre en régime de conduction moléculaire conduit à $Q_p \approx 15W$ pour une pression dans la chambre de 2 mbar. Cette valeur de flux de pertes est très élevée comparativement aux puissances chaufferettes ($Q_{ch} \leq 40W$) que l'on doit appliquer au système. Par conséquent, cela entachera nos mesures d'erreurs trop importantes.

Compte tenu de ces difficultés, les tests effectifs de l'échangeur du conducteur externe n'ont pas pu être menés dans de bonnes conditions. Cependant ces essais nous ont permis de :

- 1- Maîtriser l'instrumentation de l'ensemble de notre dispositif y compris le programme d'acquisition
- 2- Evaluer les performances cryogéniques du système (échangeurs HX2, HX3 et ligne isolée).

Un exemple de résultats illustrant nos tests est présenté en figure 5.50 et 5.51.

On présente dans le tableau 5.7 les résultats obtenus lors de ces essais pour ce qui concerne les paramètres suivants : débit d'entrée, pressions et températures en différents point du circuit.

Précisons que chacun des points du tableau 5.7 correspond à des mesures en régime permanent après stabilisation du débit à l'entrée du circuit et de la pression en aval.

Ces résultats confirment clairement nos observations précédentes quant à la présence d'une fuite dans le circuit. Le débit d'hélium supercritique et la pression chutent très fortement à partir du point de mesure N°6.

D'autre part la sonde PT14 située à la sortie de l'échangeur HX1 indique toujours 77.3K et ce quelque soit le débit d'entrée. Le résultat confirme de nouveau l'efficacité de cet échangeur.

La bonne isolation thermique de la ligne sous vide conjointement à l'effet des vapeurs froides d'hélium (gaz d'évaporation) permettent d'atteindre une température à l'entrée du deuxième échangeur HX2 dans la gamme 49K-62K.

Enfin les températures indiquées par les thermomètres AB13, AB12 et AB4 montrent clairement que les échangeurs HX2 et HX3 ont été correctement dimensionnés pour les débits envisagés.

Par ailleurs, le thermomètre AB4 situé dans le circuit d'hélium supercritique à l'intérieur de la cellule indique des températures $2.92K < T < 3.8K$ qui sont bien inférieures à celles de la source froide ($T_{bain} = 4.2K$). Ces valeurs confirment un refroidissement de l'hélium supercritique à des températures inférieures à 4.2K dans cette zone, suite à une détente de Joule Thomson. Ce qui conforte fortement la présence d'une fuite assez importante à l'emplacement du thermomètre AB situé à l'intérieur de la cellule.

Tableau 5.7: Résultats du test 2.

Points	m(g/s)	P _{entrée} (bar)	PT14(K) (Sortie HX1)	PT13(K) (Sortie ligne isolée)	AB13(K) (Sortie HX2)	AB12(K) (Entrée HX3)	AB4(K) (Sortie HX3)
1	0.082	11.9	77.3	60.9	5.32	5	4.45
2	0.108	10.5	77.3	61.6	4.63	4.34	3.8
3	0.091	10.55	77.3	58.9	4.3	4.25	3.75
4	0.113	10.2	77.3	58.8	4.3	4.26	3.76
5	0.092	10.6	77.3	54.6	4.24	4.26	3.75
6	0.020	6	77.3	52	6.49	4.26	3.54
7	0.015	4.8	77.3	50	6.26	4.24	3.48
8	0.01	4	77.3	47.3	6.13	4.26	3.27
9	0.004	3	77.3	41.8	6.54	4.15	2.92
10	0.006	0.94	77.3	45	9	4.17	4.16
11	0.004	0.96	77.3	49	12.36	3.82	4.40
12	0.004	0.92	77.3	49.2	12.5	3.63	4.46

Ces premiers résultats nous amènent aux principales conclusions suivantes :

- 1- La procédure expérimentale est bien maîtrisée.
- 2- Le programme d'acquisition mis au point est validé.
- 3- Les performances cryogéniques de l'installation à savoir les échangeurs (HX1, HX2 et HX3) et ligne isolée sont confirmées.

Par ailleurs les tests de qualification de l'échangeur du conducteur externe ne peuvent pas être effectués correctement compte tenu de la fuite. Il est donc impératif de réchauffer le dispositif à $T=300\text{ K}$ afin de faire les réparations nécessaires.

Après réchauffage du système à 300K, nous avons procédé à des tests d'étanchéités. Ces tests, qui ont confirmé la fuite à l'intérieur de la cellule, ont mis en évidence d'autres fuites au niveau de tous les capteurs de pression et de température du fluide qui sont collées à la résine époxy Stycast.

Nous avons décidé de faire les modifications suivantes :

- 1- Suppression de tous les capteurs de mesure de la température du fluide (AB4, AB5, AB12, AB13, PT13, PT14) à cause du manque de fiabilité du collage.
- 2- Remplacement des thermomètres qui présentent des fuites par d'autres qui mesurent les températures pariétales au lieu de celles du fluide.
- 3- Remplacement des capteurs de pression cryogéniques, pour des raisons similaires aux précédentes, par des capteurs de pressions opérant à $T=300\text{ K}$.

Chapitre 5 : Expérience maquette froide du coupleur 704MHz

Précisons que deux capteurs de type Keller (T~300K), situés respectivement à l'entrée et à la sortie de l'échangeur du conducteur externe, ont été raccordés au circuit via un capillaire vertical de 2mm de diamètre. Notons qu'une chambre en inox (diamètre 100mm) et une microvanne ont été montées sur chacun des circuits de mesures de pression afin d'amortir d'éventuelles oscillations de type Taconis entre les points froid (T=4.2K) et chaud (T=300K).

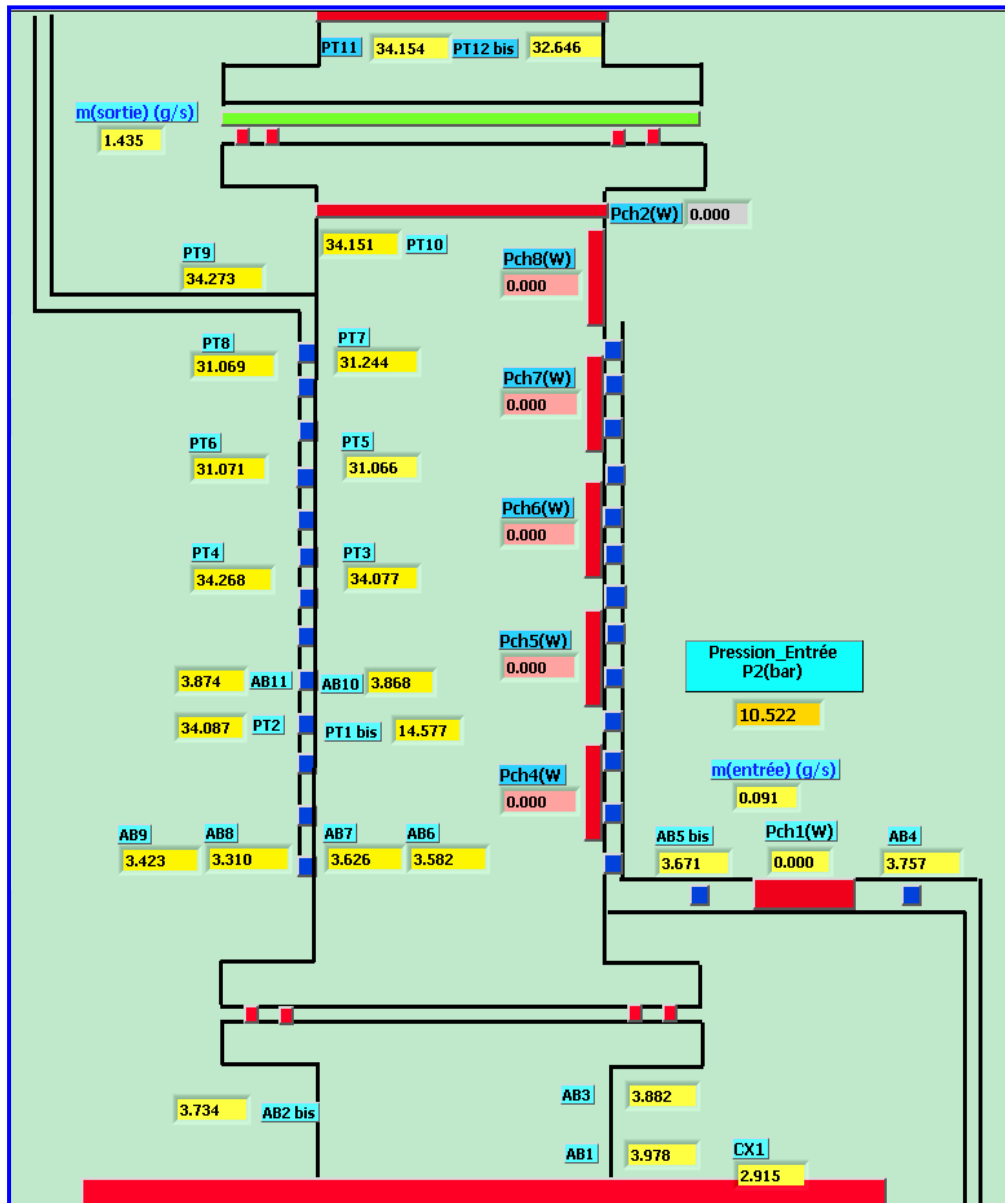


Figure 5.50: Valeurs expérimentales des températures, pression et débit à l'intérieur de la cellule.

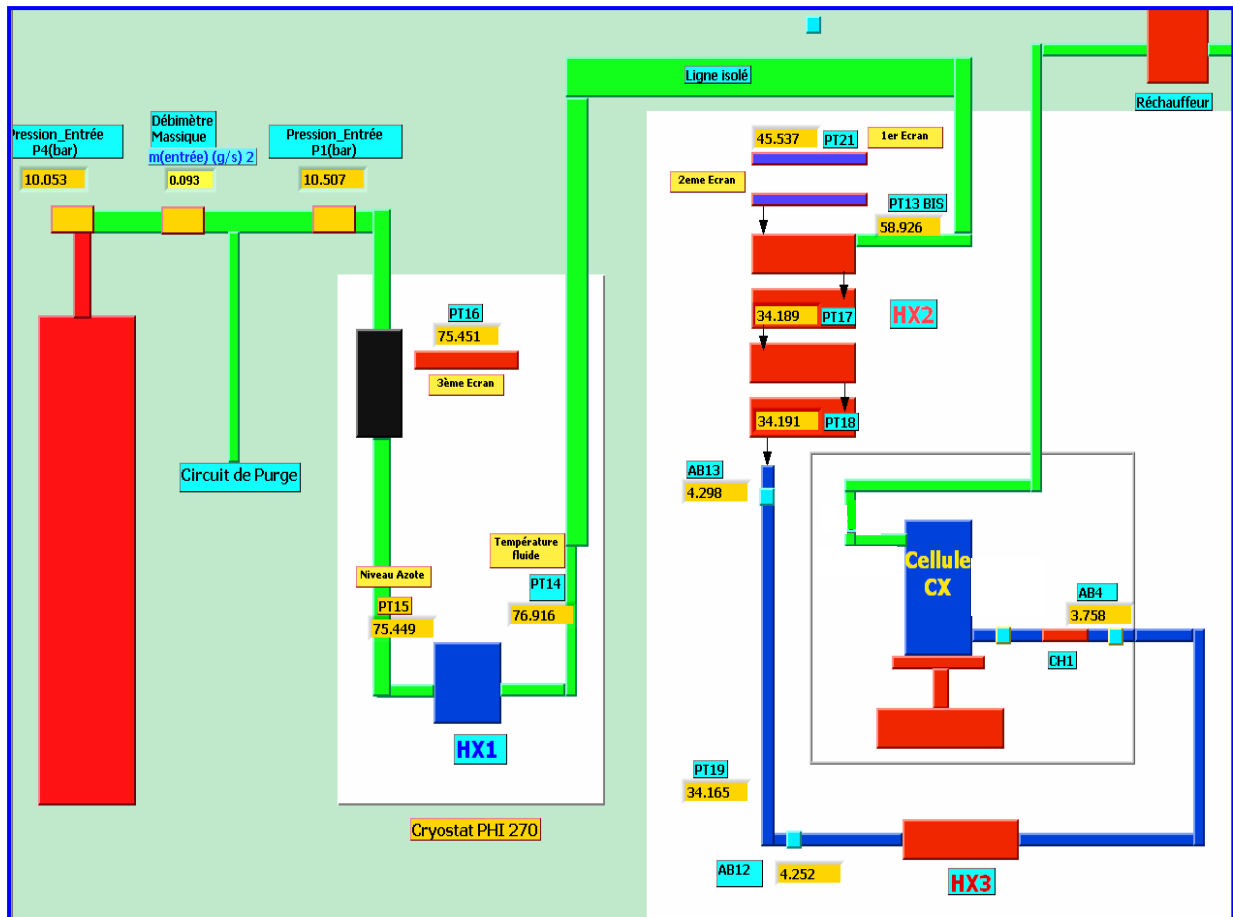


Figure 5.51: Synoptique de l'installation et résultats des mesures.

5.8.3 Test 3

Suite aux modifications précédentes et après de nombreux tests d'étanchéités à 300K et 77K, il n'y a plus aucune fuite détectable dans le circuit. On a donc démarré une troisième campagne de mesures.

Lors de cet essai, il s'est avéré que certains thermomètres (AB5, PT1, AB10, AB11) ont été endommagés (fils coupés ...) lors du montage final. Il en est de même pour la chaufferette CH3 du radiateur 300K. Cependant, grâce à la redondance dans notre instrumentation, l'existence de quelques sondes défectueuses n'a pas d'incidence significative sur nos tests. Par contre, l'effet du radiateur 300K ne pourra pas être étudié. Soulignons que nos calculs préliminaires ont montré que cet effet est marginal.

Durant ces tests, nous avons été confrontés à deux problèmes :

- 1- Durée de thermalisation de la maquette trop importante.
- 2- Instabilités des paramètres du fluide (température, pression, débit).

Compte tenu de la masse à refroidir et la configuration du système, une durée de thermalisation trop prohibitive était prévisible.

Pour pallier à ce problème, on a donc prévu un moyen pour améliorer la vitesse de refroidissement des éléments situés à l'intérieur de la cellule. Plus précisément, on a utilisé un switch thermique (cf. paragraphe « radiateur 300K ») combiné au refroidissement par convection forcé de l'hélium supercritique dans l'échangeur lui-même.

Les résultats présentés en figure 5.52 et 5.53 illustrent clairement la réduction de la durée de thermalisation en utilisant la procédure précédente.

Signalons que la stabilisation du débit d'hélium supercritique en amont et de sa pression à l'aval du circuit est une opération relativement délicate.

Par ailleurs, des instabilités (débit, pression, température) peuvent être observées dans le circuit d'hélium supercritique sous certaines conditions (Fig.5.54, Fig.5.55). Une présentation détaillée de ce phénomène sera faite ultérieurement.

Quand nous avons surmonté ces deux problèmes c'est-à-dire la thermalisation et les instabilités, on a pratiquement maîtrisé tous les paramètres de l'expérience. La prise effective de données peut commencer dans de bonnes conditions.

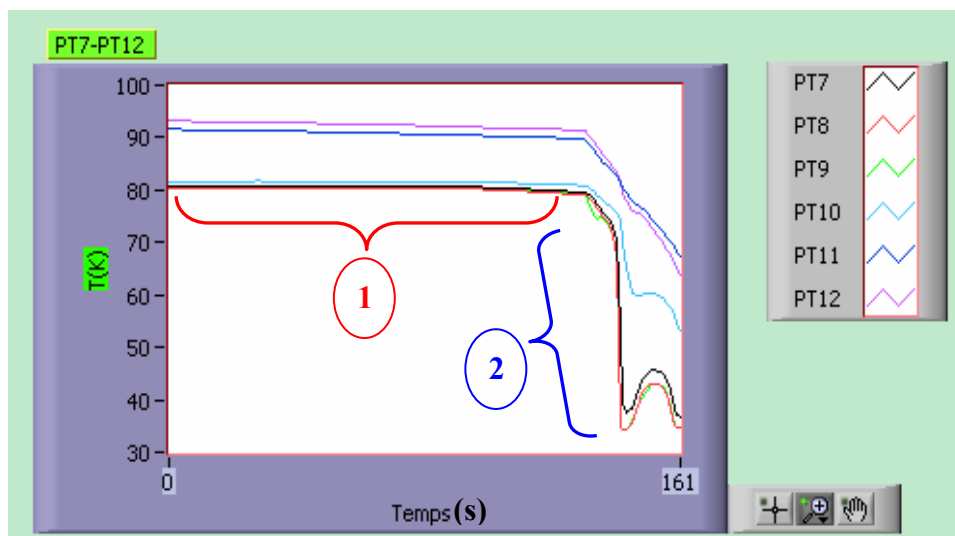


Figure 5.52: Effet du switch thermique combiné à la convection forcée pour la mise en froid de l'échangeur du conducteur externe dans la chambre d'essai (Sondes de température PT7 à PT12). **1:** Dérive de température pendant la mise en froid, **2:** Effet du switch thermique et de la convection forcée.

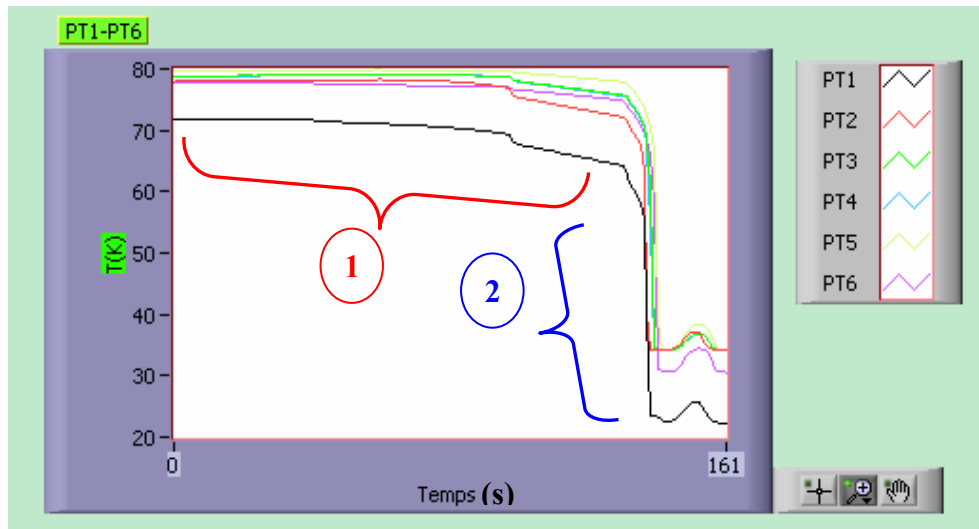


Figure 5.53: Effet du switch thermique et de la convection forcée sur la mise en froid de l'échangeur du conducteur externe dans la chambre d'essai (Sondes de température PT1 à PT6). **1:** Dérive en température pendant la mise en froid, **2:** Effet du switch thermique combiné à la convection forcée.

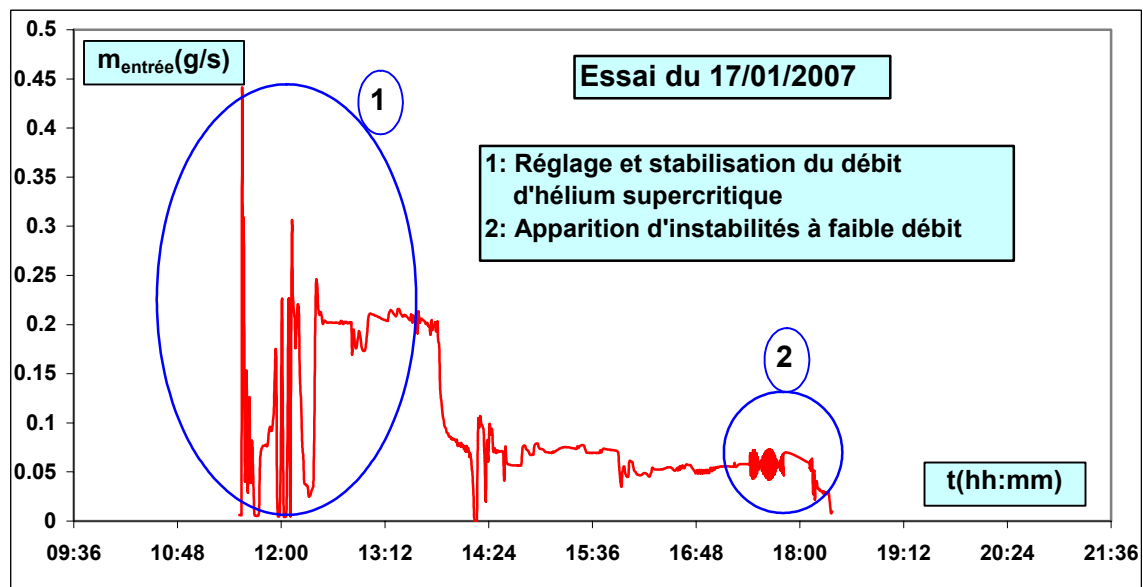


Figure 5.54: Exemple de stabilisation de débit d'hélium supercritique pendant l'essai du 17/01/2007.

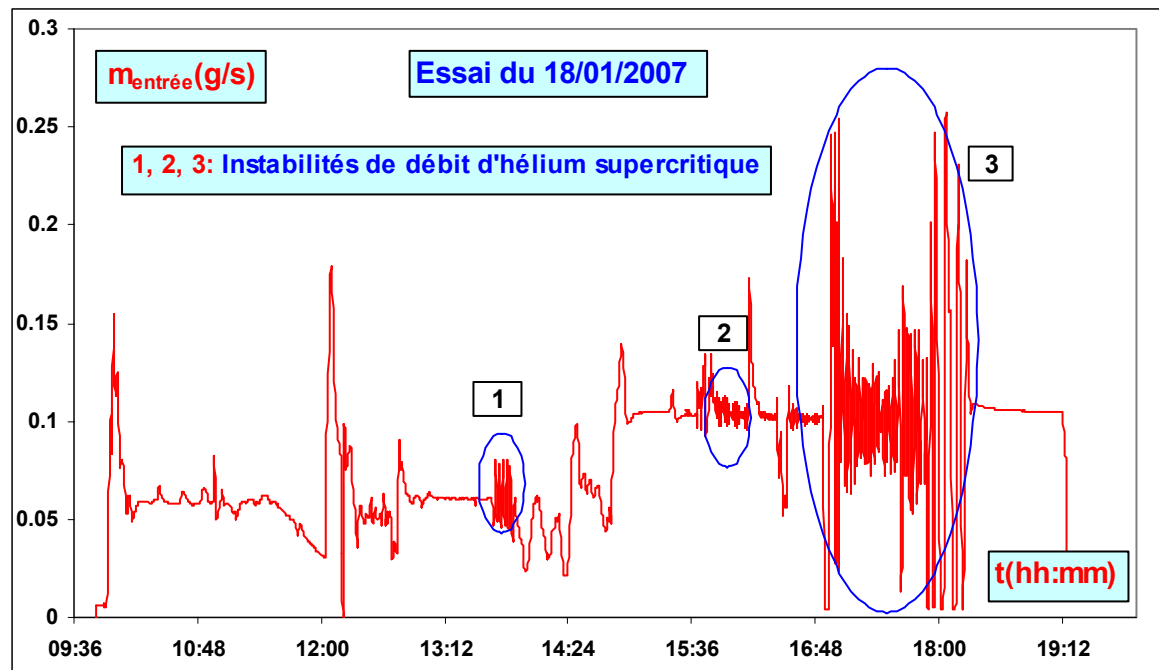


Figure 5.55: Exemple de stabilisation de débit d'hélium supercritique pendant l'essai du 18/01/2007.

5.9 Etude thermique de l'échangeur

L'expérience dite charge thermique critique (cf. chapitre 4) nous a permis de mesurer le flux maximum Q_c admissible par la cavité, au niveau du port du couplage, sans dégradation des performances RF. La valeur mesurée de Q_c est comprise entre 3W et 5W. Par conséquent, le flux résiduel Q_r à l'extrémité froide du conducteur externe doit être inférieur à 3W. Plus précisément, l'échangeur du conducteur externe répondra au cahier des charges si et seulement si cette contrainte est satisfaite, à savoir $Q_r < Q_c$.

On rappelle que les conditions nominales de fonctionnement, du coupleur dans un cryomodule sont simulées dans cette expérience. Les pertes RF par effet Joule du coupleur sont simulées par des chaufferettes collées sur la surface interne du conducteur externe. La liaison thermique du coupleur à la cavité est simulée par un tube inox relié à un bloc thermostatique en cuivre maintenue à la température du bain ($T_{\text{bain}} = 4.2\text{K}$ ou 2K). Les pertes diélectriques dans la fenêtre et l'effet radiatif sont simulés par le radiateur 300K.

La procédure expérimentale suivie au cours du test consiste en les étapes suivantes:

- 1- Transfert d'hélium et stabilisation de la température du bain (T_{bain}).
- 2- Stabilisation du débit d'hélium supercritique m à la valeur désirée (0.03g/s et 0.25g/s)
- 3- Régulation de la pression à l'entrée de l'échangeur à une valeur supérieure à la pression critique ($P > 2.27\text{bar}$).

4- Mesure de la température à la sortie de la cascade d'échangeurs HX1, HX2, HX3 afin d'en contrôler le bon fonctionnement.

5- Application d'une puissance à la chaufferette CH1 (zone chauffée amont) pour avoir une température à l'entrée de l'échangeur du conducteur externe dans la gamme 5.5K-6K.

6- Mesure du champ de température en l'absence de flux dans les chaufferettes CH4 à CH8.

7- Application d'une puissance identique aux chaufferettes CH4 à CH8 et mesure des températures en régime permanent.

8- Détermination du flux résiduel Q_r à l'aide des thermomètres AB1 et AB3

La procédure 7 à 8 est répétée pour différentes puissances inférieures à 40W. Plusieurs essais ont été effectués à trois températures de bain d'hélium : $T_{\text{bain}}=4.2\text{K}$, $T_{\text{bain}}=2\text{K}$ et $T_{\text{bain}}=2.5\text{K}$.

On a travaillé généralement à des pressions P entre 4.5 bar et 7bar

Le flux résiduel Q_r , purement conductif, est calculé simplement par :

$$Q_r = k.S.\frac{\Delta T}{L}$$

Avec :

$k(\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1})$: Conductivité thermique de l'inox prise à une température moyenne

$$T_{\text{moy}} = \frac{T_{\text{AB1}} + T_{\text{AB3}}}{2}.$$

$S(\text{m}^2)$: Section du tube froid lié au bloc thermostatique.

$\Delta T(\text{K}) = \Delta T_{\text{AB1}} - \Delta T_{\text{AB3}}$: Différence d'échauffement entre les thermomètres AB1 et AB3 donnée par $\Delta T_{\text{AB1}} = T_{\text{AB1}}(Q_{\text{ch}}) - T_{\text{AB1}}(0)$, $\Delta T_{\text{AB3}} = T_{\text{AB3}}(Q_{\text{ch}}) - T_{\text{AB3}}(0)$. $Q_{\text{ch}}(\text{W})$ étant la puissance totale appliquée, $T_{\text{AB1}}(0)$ et $T_{\text{AB3}}(0)$ étant les températures en l'absence de chauffage ($Q_{\text{ch}}=0\text{W}$).

$L(\text{m})$: Distance entre les deux sondes AB1 et AB3.

Les variations du flux résiduel en fonction de la puissance totale appliquée et pour différents débits hélium sont présentées en figure 5.56.

Les valeurs mesurées de Q_r sont quasiment indépendantes de la puissance pour $Q_{\text{ch}} \leq 42\text{W}$ et du débit d'hélium supercritique ($m \leq 0.2\text{g/s}$). On a obtenu une valeur moyenne de 10mW avec un écart type de 12mW. Ces valeurs expérimentales de flux résiduel pour des charges thermiques inférieures à 42W sont relativement faibles ($\sim 10\text{mW}$) et à la limite de la précision des mesures.

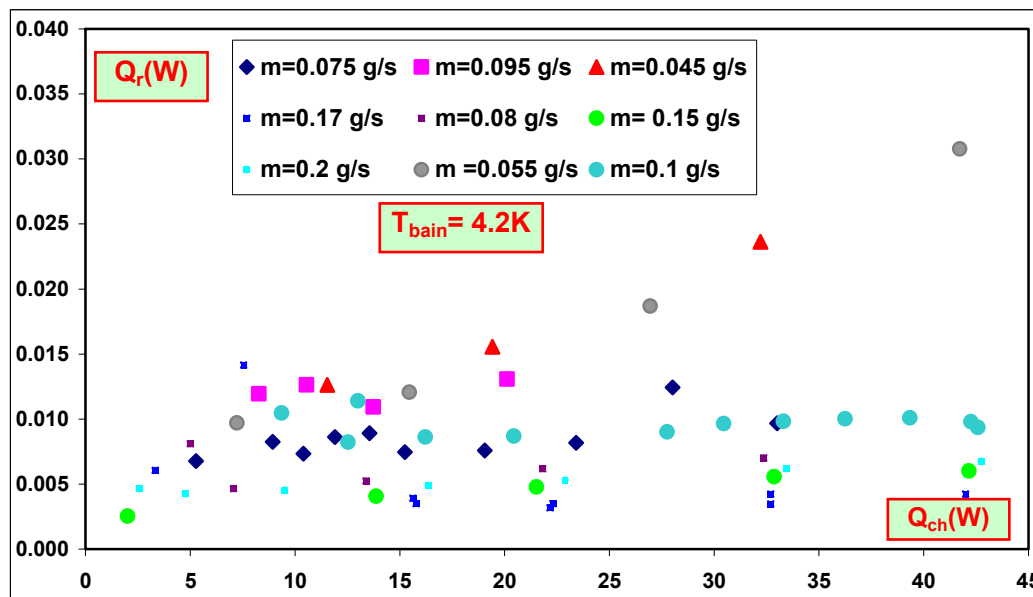


Figure 5.56: Flux résiduel Q_r en fonction de la puissance chaufferette Q_{ch} pour plusieurs débits d'hélium supercritique.

Des tests à haute puissance ont été effectués pour une température de bain $T_{bain} = 2 K$ (température nominale de fonctionnement du LINAC) en appliquant aux chaufferettes des flux compris entre 41 W et 127 W.

Le principal objectif de ce test est de déterminer la performance ultime de l'échangeur du conducteur externe pour une éventuelle montée en énergie du LINAC ou une augmentation de l'intensité du courant du faisceau. Les résultats correspondant sont présentés en figure 5.57. A forte puissance ($Q_{ch} > 40 W$) et pour un débit donné, le flux résiduel est directement proportionnel à la puissance dissipée sur le conducteur externe. Ce qui, par extrapolation linéaire, conduit à des valeurs de flux résiduel de l'ordre de 4 mW pour une puissance dissipée de 10 W. Compte tenu des fortes incertitudes observées à faible puissance pour $Q_{ch} < 40 W$, on utilisera les résultats obtenues à forte puissance pour extrapoler pour les faibles valeurs de Q_{ch} . Moyennant cette approximation, on obtient un flux résiduel $\sim 10 mW$ à $Q_{ch} = 40 W$. Cette valeur confirme celle obtenue lors des mesures à faible flux où il y a beaucoup plus d'incertitudes.

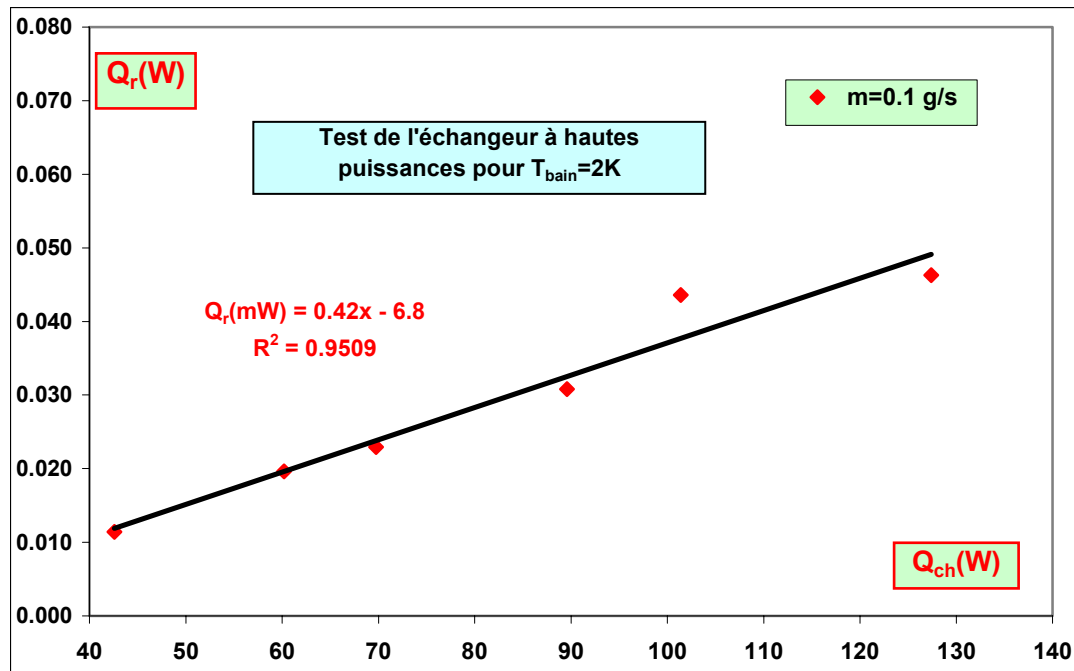


Figure 5.57 : Flux résiduel Q_r en fonction de la puissance chauffeuses (Q_{ch}) pour les tests haute puissance de l'échangeur du conducteur externe.

Comme les pertes RF sont quasiment proportionnelles à la puissance RF incidente de la source, les derniers résultats montrent clairement que **l'échangeur permet un refroidissement efficace pour des valeurs 5 fois supérieures à la puissance nominale (150kW) incidente soit 750kW.**

Nous avons calculé la puissance évacuée par le fluide Q_{BT} pour chaque flux appliqué. Cette puissance est donnée par l'expression :

$$Q_{BT} = \dot{m} \Delta H = \dot{m} \int_{TF1}^{TF2} C_p(T) dT$$

Avec :

$\dot{m} (Kg/s)$: Débit d'hélium supercritique.

$C_p (J / Kg.K)$: Chaleur spécifique à pression constante de l'hélium (on néglige les pertes de charges dans l'échangeur).

$H (J/Kg)$: Enthalpie spécifique de l'hélium.

T_{F1} (respectivement T_{F2}): Températures de l'hélium à l'entrée (respectivement à la sortie) de l'échangeur.

L'expression précédente peut se mettre sous la forme :

$$Q_{BT} = \dot{m} \cdot \bar{C}_p \cdot (T_{F2} - T_{F1}) \quad \text{ou} \quad \bar{C}_p = \frac{1}{(T_{F2} - T_{F1})} \int_{TF1}^{TF2} C_p(T) dT$$

Avec \bar{C}_p est la chaleur spécifique moyenne à pression constante entre T_{F1} et T_{F2} .

Comme on l'a précisé au début de ce chapitre, on ne mesure ni T_{F1} ni T_{F2} pour les raisons déjà évoquées. Par contre, on mesure les températures pariétales T_{p1} et T_{p2} à l'entrée et à la sortie de l'échangeur. Ces deux températures sont liées aux précédents par la relation :

$$q = h(T_p - T_F) = h.\delta T$$

Où q et h désignent la densité du flux et le coefficient d'échange solide-fluide.

En combinant les deux équations précédentes, on obtient la relation :

$$Q_{BT} = \dot{m} \bar{C}_p . (T_{p2} - T_{p1} - (\delta T_2 - \delta T_1))$$

Dans un premier temps, nous avons considéré la chaleur spécifique comme constante et indépendante de la pression. D'autre part les différences de températures solides fluides δT_1 et δT_2 sont faibles par rapport à l'écart de température global ($T_{p2}-T_{p1}$).

Finalement, on obtient la formule suivante:

$$Q_{BT} \approx \dot{m} \bar{C}_p . \Delta T_p$$

Avec $C_p=5200\text{J/Kg.K}$, $\Delta T_p=T_{p2}-T_{p1}=\Delta T_{PT9}-\Delta T_{AB8}$: Différence d'échauffement entre les thermomètres PT9 et AB8 donnée par $\Delta T_{PT9}=T_{PT9}(Q_{ch})-T_{PT9}(0)$, $\Delta T_{AB8}=T_{AB8}(Q_{ch})-T_{AB8}(0)$. $Q_{ch}(W)$ étant la puissance totale appliquée, $T_{PT9}(0)$ et $T_{AB8}(0)$ étant les températures en l'absence de chauffage ($Q_{ch}=0W$).

On présente (Fig.5.58) les variations de la puissance évacuée par le fluide Q_{BT} en fonction de la puissance chaufferette Q_{ch} pour différents débits d'hélium supercritique.

Précisons que nous n'avons utilisé pour le tracé que les points pour lesquelles la température du fluide est supérieure à 50K. On rappelle qu'en dessous de $T\sim 45K$, la sensibilité des sondes Pt100 utilisées est trop faible pour une mesure fiable.

Les résultats de la figure 5.58 appellent les remarques suivantes :

- 1- Comme attendu, le flux Q_{BT} est directement proportionnel à la puissance appliquée.
- 2- La pente de la courbe obtenue est voisine de l'unité.
- 3- L'écart quadratique moyen entre les points expérimentaux et la droite de régression est de 4.6W

En résumé, ces données confirment que le bilan thermique global est bien satisfait.

Le faible écart 4.6W est principalement dû aux :

- 1- Fuites thermiques éventuelles (radiateur 300K,...).
- 2- Hypothèses de ce calcul approximatif

Enfin, ce bilan confirme les faibles valeurs du flux résiduel déterminé précédemment. Ces tests montrent clairement que le flux résiduel Q_r est faible comparativement au flux critique Q_c (3W).

Les performances de l'échangeur sont donc très satisfaisantes avec une très grande marge de sécurité.

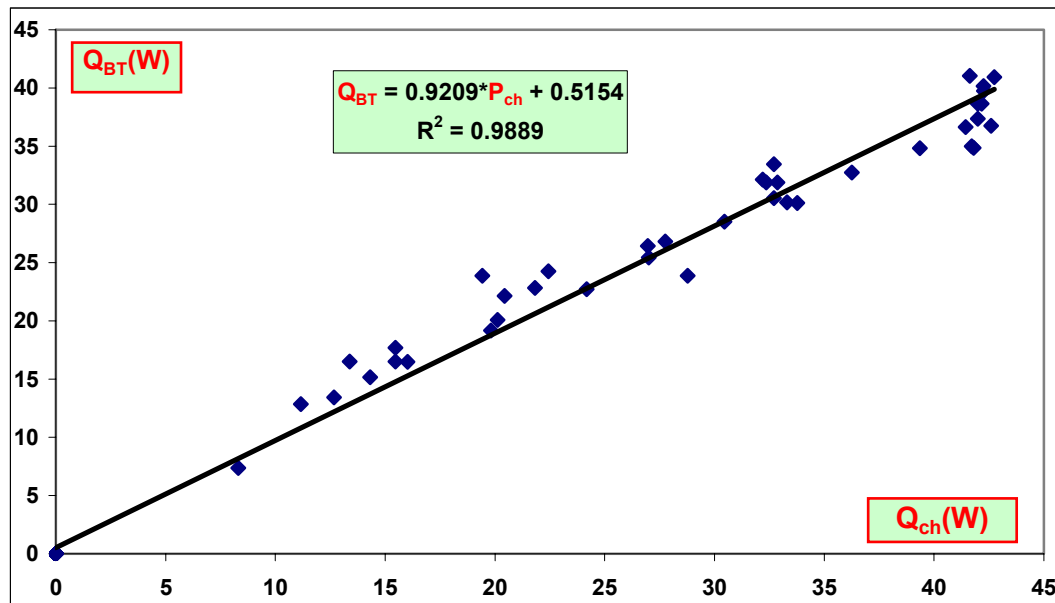


Figure 5.58: Mesure de la puissance échangée par bilan thermique Q_{BT} en fonction de la puissance chauffeurette Q_{ch} pour plusieurs débits d'hélium.

5.10 Etude des chutes de pression dans l'échangeur

On rappelle que l'échangeur du coupleur est équipé de deux capteurs de pression situés respectivement à l'entrée et à la sortie.

Ces deux capteurs ont les fonctions suivantes :

- 1) Mesure de la pression P_e à l'entrée de l'échangeur afin de s'assurer qu'elle est supercritique (i.e $P_e > P_c$).
- 2) Mesure des chutes de pression $\Delta P = P_e - P_s$ dans l'échangeur où P_s désigne la pression de sortie de l'hélium supercritique.

Nous avons procédé à des mesures systématiques des chutes de pression en fonction de la puissance appliquée à la chauffeurette. Les résultats obtenus, pour différents débits d'hélium supercritique compris entre 0.05g/s et 0.2g/s, sont présentés en figure 5.59. A débit donné, la chute de pression dans l'échangeur augmente linéairement avec la puissance appliquée.

Ce comportement linéaire s'explique aisément si l'on considère les variations des paramètres du fluide avec la température. En effet, à débit donné, comme on le verra par la suite $\Delta P \propto \frac{\mu^{0.25}}{\rho}$ où μ et ρ désignent respectivement la viscosité dynamique et la masse volumique du fluide. Par ailleurs,

l'hélium supercritique peut être assimilé à un gaz parfait donc $\rho \propto \frac{1}{T}$. D'autre part, la viscosité de l'hélium supercritique augmente avec la température suivant une loi de puissance [5.2] à savoir : $\mu \propto T^{0.647}$. Enfin pour nos essais, la température d'entrée de l'hélium T_e est quasiment constante. De plus, les résultats expérimentaux montrent qu'à débit constant, l'échauffement du fluide ($\Delta T = T_s - T_e$) augmente linéairement avec la puissance appliquée ($\Delta T \propto Q_{ch}$). La synthèse de ces observations conduit à une dépendance quasi linéaire des chutes de pression en fonction de la puissance appliquée $\Delta P \propto T^{1.16} \propto \Delta T \propto Q_{ch}$.

D'autre part, on note que la pente de la courbe ΔP vs Q_{ch} augmente linéairement avec le débit d'hélium supercritique (Fig.5.60). Cette variation quasi linéaire est essentiellement due à la dépendance des chutes de pression en fonction du débit massique ($\Delta P \sim m^{1.75} \Rightarrow (\Delta P/m) \sim m^{0.75} \approx m$). A puissance appliquée donnée, les chutes de pression ont une dépendance quasi quadratique en fonction du débit ($\Delta P \sim m^{1.75}$). Toutefois, le nombre insuffisant de points expérimentaux et surtout la faible résolution des capteurs de pression utilisés (pleine échelle 0-10bar et 0-20bar) ne nous permettent pas de vérifier de façon précise cette dépendance non linéaire (Fig.5.61).

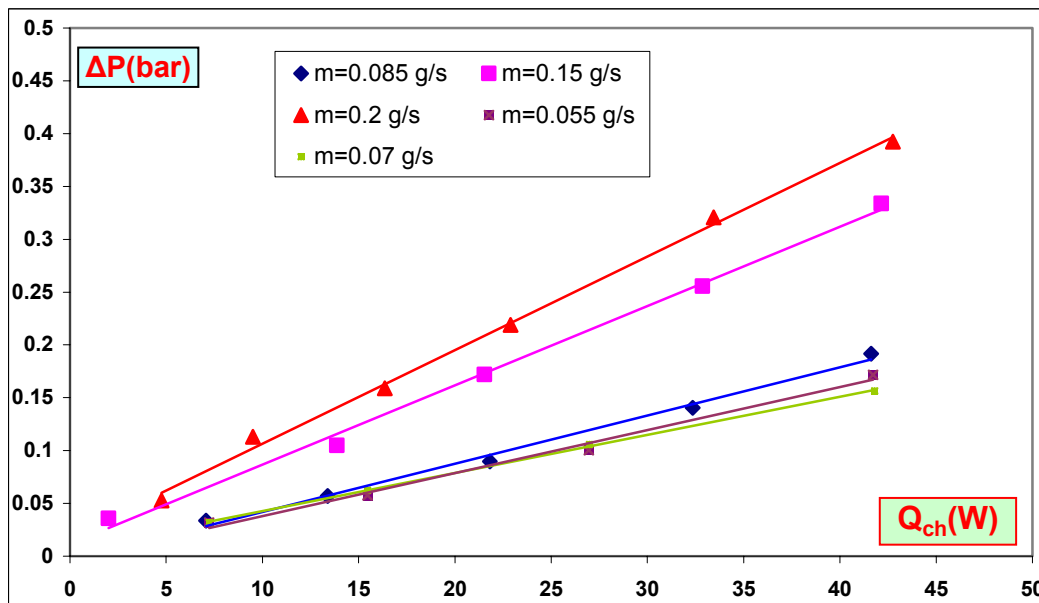


Figure 5.59: Chute de pression ΔP en fonction de la puissance appliquée pour différents débits d'hélium supercritique.

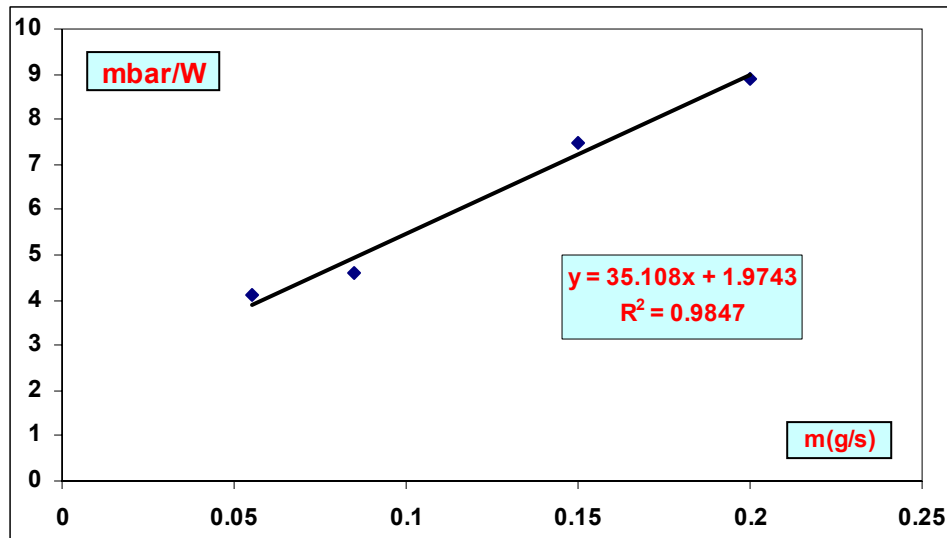


Figure 5.60: Variation de la pente des chutes de pression ΔP vs P_{ch} en fonction du débit d'hélium supercritique.

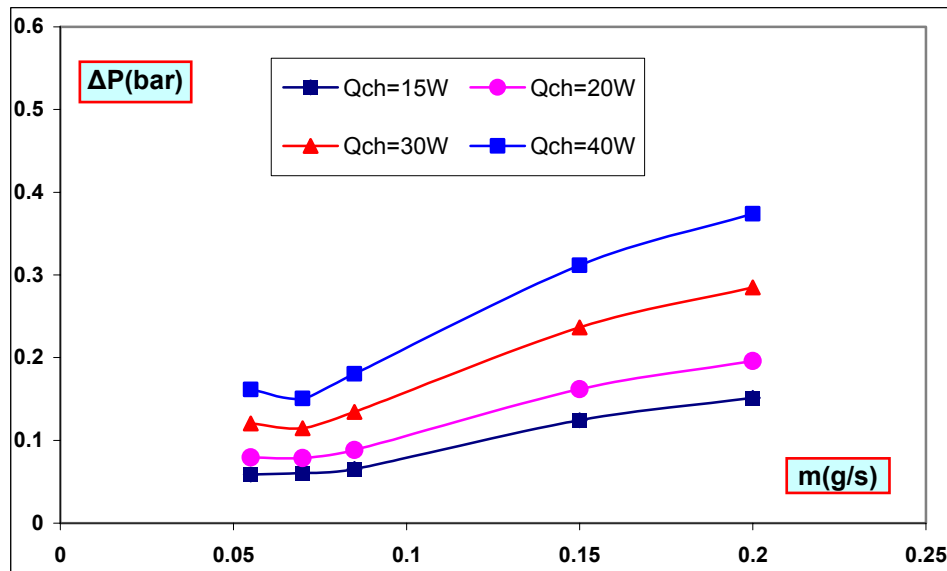


Figure 5.61: Chutes de pression dans l'échangeur en fonction du débit d'hélium supercritique pour différentes puissances.

Les chutes de pression dans l'échangeur sont faible $\sim 250\text{mbar}$ pour un débit d'hélium supercritique de 0.1g/s et des pertes RF sur le conducteur externe $\sim 40\text{W}$.

Dans ce qui suit nous comparerons les chutes de pression mesurées et théoriques qui sont données par l'expression:

$$\Delta P = \frac{f \cdot V^2 \cdot \rho \cdot L}{2D_h}$$

Avec :

ΔP (Pa): Chute de pression.

f: Facteur de friction.

ρ (Kg/m³): Masse volumique du fluide.

V(m/s): Vitesse moyenne du fluide.

L(m): Longueur du tube.

D_h (m): Diamètre hydraulique du tube.

Le coefficient de frottement f dépend du nombre de Reynolds selon le régime d'écoulement

- En régime laminaire ($Re < 2000$), la dépendance est hyperbolique: $f = 64/Re$

- En régime turbulent ($Re > 2500$), la dépendance est beaucoup plus faible : $f = 0.316(Re)^{-0.25}$

On se situe généralement dans le régime turbulent pour la majorité des débits mesurés.

L'expression des chutes de pression devient alors :

$$\Delta P = 0.241.L \cdot \frac{\mu^{0.25} \cdot m^{1.75}}{\rho \cdot D_h^{4.75}}$$

Précisons que la formule simplifiée précédente n'est valable que pour des tubes lisses.

Pour nos calculs, nous avons utilisé la valeur moyenne du rapport ($\mu^{0.25}/\rho$) entre les températures d'entrée et de sortie du fluide dans l'échangeur. Les résultats de nos calculs, pour quelques débits, sont rassemblés dans les tableaux 5.8, 5.9 et 5.10.

Tableau 5.8: Comparaison des chutes de pression calculées et mesurées pour un débit $m=0.055$ g/s

Q_{ch} (W)	ΔP_{exp} (bar)	ΔP_{theor} (bar)	Ecart relatif (% ΔP_{exp})
7.25	0.03	0.03	10.8
15.45	0.06	0.05	10.8
27	0.10	0.08	24.5
41.75	0.17	0.12	28.2

Tableau 5.9: Comparaison des chutes de pression calculées et mesurées pour un débit $m=0.154$ g/s

P_{ch} (W)	ΔP_{exp} (bar)	ΔP_{theor} (bar)	Ecart relatif (% ΔP_{exp})
2	0.04	0.04	11.6
13.9	0.11	0.12	10
21.55	0.17	0.16	4.7
32.9	0.26	0.24	5.0
42.2	0.33	0.32	5.6

Tableau 5.10: Comparaison des chutes de pression calculées et mesurées pour un débit $m=0.2\text{g/s}$

P_{ch} (W)	ΔP_{exp} (bar)	ΔP_{theor} (bar)	Ecart relatif ($\%\Delta P_{exp}$)
9.5	0.11	0.12	6
16.4	0.16	0.18	13.85
22.9	0.22	0.24	9.4
33.45	0.32	0.34	5.45
42.75	0.39	0.39	0.01

Les tableaux précédents montrent clairement l'accord entre les résultats expérimentaux et les valeurs théoriques avec un écart global relatif inférieur à 28%.

Afin de comparer nos valeurs expérimentales du facteur de frottement aux valeurs théoriques, nous avons utilisé la formule de Moody [5.9] qui permet de tenir compte de la rugosité $\varepsilon(\text{m})$ du tube. Cette formule, qui est valable quel que soit le régime d'écoulement (laminaire ou turbulent), a pour expression:

$$f = 0.015 \cdot \left(1 + 21.544 \left(\frac{2\varepsilon}{D_h} + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{\frac{1}{3}} \right)$$

On peut déterminer une valeur indicative de la rugosité du tube cuivre de l'échangeur par identification entre les valeurs expérimentales et les valeurs calculées des chutes de pression avec l'expression de Moody [5.9]. Les courbes expérimentales sont présentées en figure 5.62 pour différents débits d'hélium supercritique. Rappelons que pour un débit donné, la température moyenne du fluide, donc le nombre de Reynolds diminue avec la puissance appliquée. La comparaison de nos résultats expérimentaux avec ceux données par les formules de Moody conduit à une rugosité du tube entre $10\mu\text{m}$ et $30\mu\text{m}$. Cette valeur de rugosité, qui n'a pas été mesurée directement, nous semble réaliste.

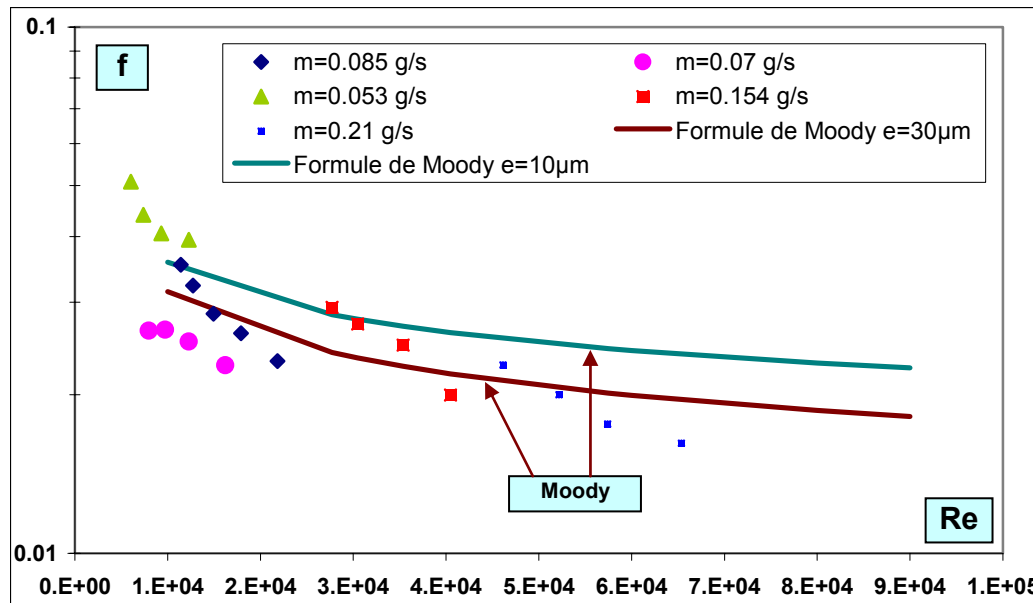


Figure 5.62: Facteur de frottement f expérimental en fonction du nombre de Reynolds.

5.11 Modélisation thermique de l'échangeur

Un modèle thermique 2D axisymétrique de l'échangeur du conducteur externe a été développé avec le code par élément finis COSMOS/M. L'objectif de ce modèle est de déterminer le coefficient d'échange moyen par identification paramétrique, ce qui permettra ensuite de le valider. On utilisera bien évidemment comme critère la comparaison entre champs de température calculés et mesurés.

Ce modèle, qui est à l'échelle réelle de l'échangeur, est formé par les éléments suivants :

- 1- Conducteur externe en inox.
- 2- Serpentin de circulation d'hélium en cuivre OFHC.
- 3- Brasure en alliage Plomb-Etain (60%Sn, 40%Pb).
- 4- Tube froid représenté par un piquage lié à la bride inférieure dont l'une des extrémités est munie d'une bride, l'autre extrémité étant maintenue à la température du bain d'hélium (bloc thermostatique).
- 5- Matériau fictif d'épaisseur 2mm situé entre les deux brides inférieures modélisant la conductance thermique de contact.

Pour la simulation on a utilisé les courbes de conductivité thermique $k(T)$ des différents matériaux. Notons que ces courbes ont été extraites de la littérature [5.2].

La figure 5.63 représente notre modèle avec ses différentes conditions aux limites.

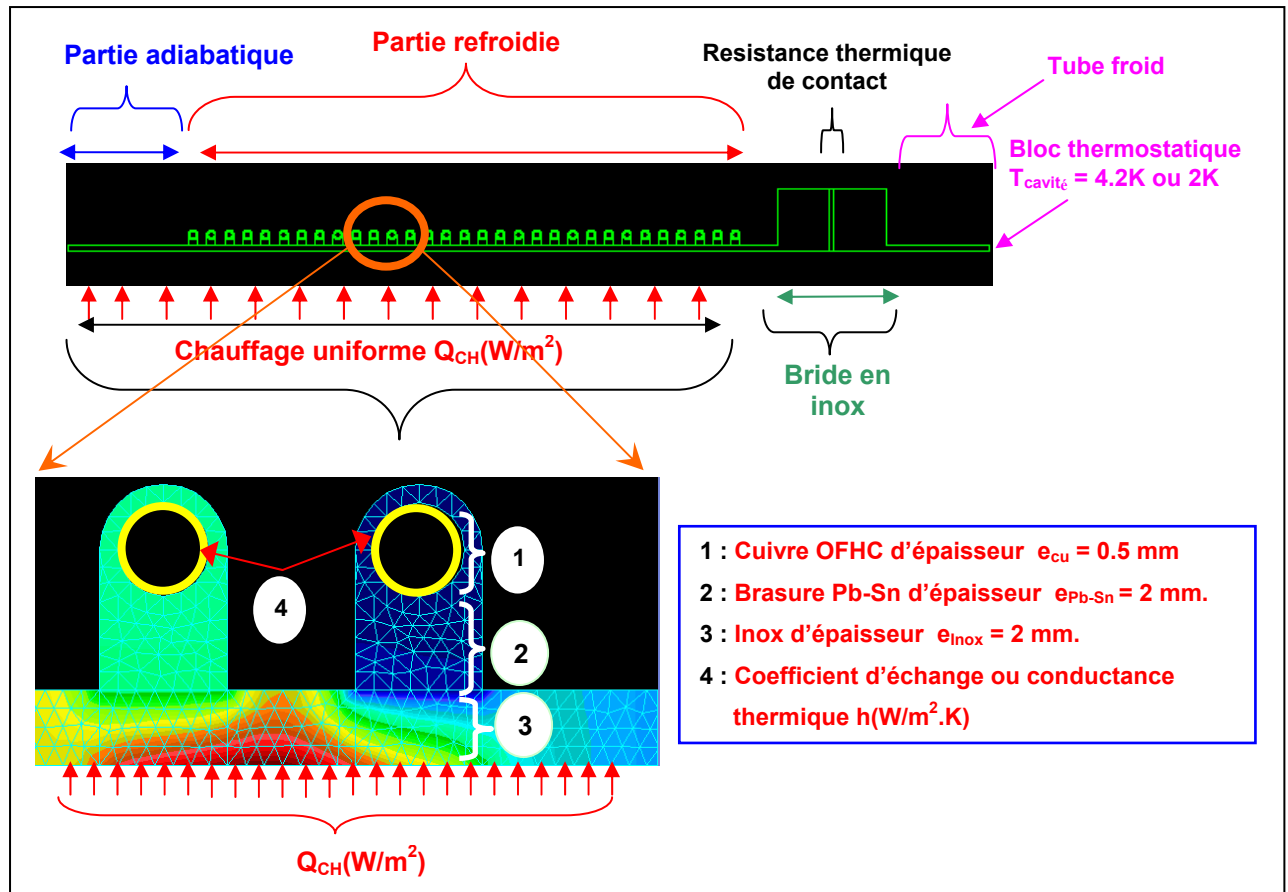


Figure 5.63: Description du modèle de simulation thermique de l'échangeur du conducteur externe.

La conductance thermique de contact $h_c(W/m^2.K)$ est un paramètre qui manque au modèle de simulation c'est pourquoi on va essayer de l'identifier avec un modèle « réduit ».

En effet, d'après la littérature [5.3], les valeurs de la conductance de contact h_c peuvent varier de plusieurs ordres de grandeur suivant les couples de matériaux et les conditions expérimentales (température, force de serrage...). Par conséquent, nous ne pouvons pas utiliser ces données pour des raisons de précision. On a choisi d'identifier la résistance de contact sur la base d'un modèle « réduit » de l'échangeur par comparaison avec nos résultats expérimentaux à savoir le flux résiduel et les températures de part et d'autre des deux brides.

Ce modèle « réduit » est constitué d'une seule spire, de deux brides en inox et du tube froid (Fig.5.64). On rappelle que dans ce modèle, on utilise comme paramètre une conductivité thermique k_f d'un matériau fictif d'épaisseur 2mm ($R_c(K/W)=(k_f/e)=1/h_c$).

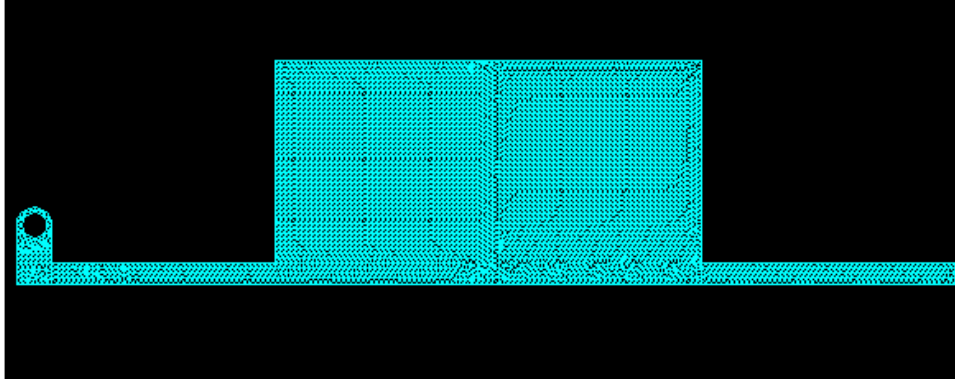


Figure 5.64: Modèle thermique réduit pour l'identification de la résistance thermique de contact.

La procédure d'indentification de h_c est détaillé dans ce qui suit: on introduit dans le modèle une valeur de h_c extraite de la littérature assez proche de nos conditions expérimentales; ce qui permet de calculer le saut de température interfacial ΔT_i . Cette valeur ΔT_i est comparée aux résultats expérimentaux et on procède par itérations successives en modifiant h_c jusqu'à la convergence, c'est-à-dire un bon accord entre les sauts de température interfaciaux mesurés et calculés.

On a ainsi obtenu une valeur typique de conductance de contact $h_c = 10 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$ ($k_f = 0.01 \text{ W/m.K}$). Cette valeur est en bon accord avec les mesures précédentes effectuées dans CRYHOLAB en faisant une extrapolation de la courbe $h_c = f(T)$ dans la plage de 4K à 20K (chapitre 4).

Nous disposons maintenant de l'ensemble des paramètres pour notre modèle complet.

Afin d'identifier un coefficient d'échange global, du fait de l'absence d'un module de mécanique de fluide dans le code COSMOS/M, on a opté pour la procédure suivante :

1- A partir des températures à l'entrée T_e et à la sortie T_s de l'échangeur, on a calculé les nombres de Reynolds $Re(T)$, de Prandtl $Pr(T)$ pour en déduire le nombre de Nusselt $Nu(T)$ dans la gamme de température $[T_e - T_s]$. Le nombre de Nusselt est calculé à partir d'une corrélation adimensionnelle utilisée dans le chapitre 3 à savoir la corrélation de Churchill [5.6]. Elle possède l'avantage d'être valable pour les régimes laminaire, turbulent et de transition. Elle est donnée par l'expression:

$$Nu_t = Nu_0 + \frac{0.079(f/2)^{1/2} Re Pr}{(1 + Pr^{4/5})^{5/6}}$$

$$Nu_m = Nu_t + \left[\frac{\exp[(2200 - Re)/365]}{Nu_t^2} + \frac{1}{Nu_t^2} \right]^{-1/2}$$

Dans notre cas, le flux de chaleur appliqué est constant donc $Nu_0 = 4.36$.

2- On calcule les valeurs du coefficient d'échange $h(T)$ et on en déduit la valeur moyenne entre T_e et T_s . On rappelle que h est calculée à partir de la relation $h = \frac{k \cdot Nu}{D_h}$, $k(\text{W/m.K})$ étant la conductivité

thermique du fluide. La figure 5.65 illustre cette étape de calcul et présente les variations du coefficient d'échange en fonction de la température pour plusieurs débits d'hélium supercritique.

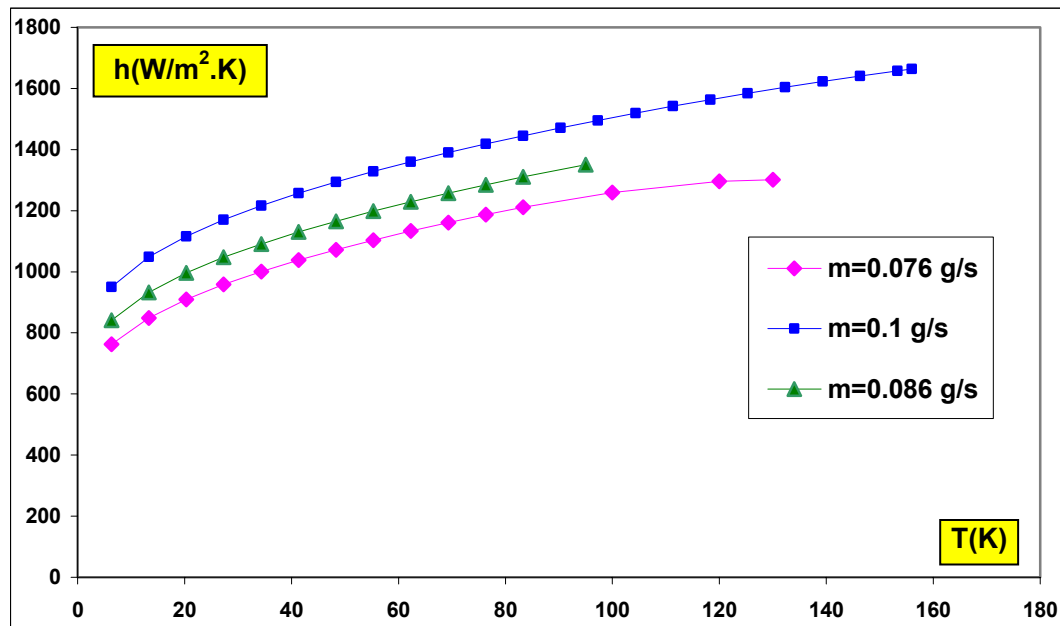


Figure 5.65: Variation du coefficient d'échange avec la température pour différents débit d'hélium supercritique.

3- La densité de flux appliqué étant uniforme, ceci nous permet de calculer le profil de température de la température du fluide (T_f) en utilisant simplement $q=h(T_{pf}-T_f)$ où T_{pf} est la température de la paroi froide, q est la densité de flux calculé par spire. Notons que pour T_{pf} , on a bien évidemment utilisé nos valeurs expérimentales des températures pariétales du serpent.

4- On fait une interpolation linéaire pour déterminer la température du fluide pour toutes les spires non munies de thermomètre.

5- On introduit la valeur du coefficient d'échange global calculée précédemment ainsi que les autres conditions aux limites (flux imposé, résistance de contact ...) dans le modèle.

6- On procède au calcul, puis on compare les champs de température calculés et mesurés (températures de la face froide T_{pf} et températures sur la face chaude du conducteur externe T_{pc}).

En suivant cette procédure, nous avons effectué plusieurs essais numériques pour différentes puissances chaufferettes. Les tableaux 5.11– 5.14 illustrent des exemples de comparaison entre les températures mesurées par les sondes et les températures calculées avec le code.

Précisons que cette procédure a été utilisée uniquement pour des puissances appliquées supérieures à 41W puisque dans ce cas les sondes Pt100 deviennent assez sensibles pour enregistrer des mesures.

La majorité des essais numériques effectués avec le modèle montrent des écarts relatifs de moins de 28% entre les températures mesurées et calculées. Ce résultat montre que le coefficient d'échange moyen, calculé à l'aide de la corrélation précédente, peut être identifié au coefficient d'échange réel de l'échangeur. Ainsi, en utilisant la corrélation, on peut estimer un coefficient d'échange moyen de l'échangeur. Donc on peut dire que notre modèle peut décrire le fonctionnement de l'échangeur avec une précision satisfaisante d'où sa validation.

Tableau 5.11: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{ch}=41W$, $m=0.1g/s$, $h_{moy}=1200 W/m^2.K$.

$T_{pf_simulé}(K)$	$T_{pf_exp}(K)$	Ecart relatif (%)	$T_{pc_simulé}(K)$	$T_{pc_exp}(K)$	Ecart relatif (%)
6.5	5.9	10.7	7.2	6.7	8.9
39.2	40	2.1	39.5	40.6	2.5
54.6	46.9	16.4	54.8	52.9	3.7
72.1	67.8	6.3	72.9	71.8	1.5

Tableau 5.12: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{ch}=68.4W$, $m=0.1g/s$, $h_{moy}=1344 W/m^2.K$.

$T_{pf_simulé}(K)$	$T_{pf_exp}(K)$	Ecart relatif (%)	$T_{pc_simulé}(K)$	$T_{pc_exp}(K)$	Ecart relatif (%)
5.6	6	7.5	8	7	14
70.8	77.5	8.6	71.3	80.5	11.5
100.8	102.4	1.6	100.7	110.3	8.7
129.7	124.5	4.2	130.7	122.3	6.9

Tableau 5.13: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{ch}=41W$, $m=0.046g/s$, $h_{moy}=647 W/m^2.K$.

$T_{pf_simulé}(K)$	$T_{pf_exp}(K)$	Ecart relatif (%)	$T_{pc_simulé}(K)$	$T_{pc_exp}(K)$	Ecart relatif (%)
10.4	9	16	11.6	17.4	26
105.5	104.7	0.7	105.7	109	3
133.9	132.7	0.9	134.2	140.9	4.7
155.8	155.7	0.08	156.3	156.2	0.1

Tableau 5.14: Comparaison entre températures mesurées et simulées pour $Q_{ch}=33W$, $m=0.076g/s$, $h_{moy}=1033 W/m^2.K$.

$T_{pf_simulé}(K)$	$T_{pf_exp}(K)$	Ecart relatif (%)	$T_{pc_simulé}(K)$	$T_{pc_exp}(K)$	Ecart relatif (%)
8	5.8	23.6	8.7	6.3	27.6
54.9	52.6	4.5	55.2	54.5	1.3
69.2	67.1	3.1	69.4	73.6	5.6
81.0	80.7	0.4	81.6	78.1	4.6

Les profils de températures expérimentaux de la paroi froide (T_{pf}) et la paroi chaude (T_{pc}) sont présentés en figures 5.66 et 5.67. On note que ces profils sont linéaires et que leurs pentes augmentent avec la puissance appliquée à la chaufferette.

En effet, en négligeant la conduction dans l'hélium supercritique, l'équation qui régit la température du fluide en fonction de la position z le long du serpentin est donnée par:

$$\dot{m}.C_p.dT_f = \frac{Q_{ch}}{L} dz$$

Avec L la longueur du serpentin.

Cette équation conduit bien évidemment à un profil linéaire de température du fluide puisque le flux Q_{ch} appliqué est réparti de façon uniforme sur le serpentin. Donc la solution de cette équation sera de la forme $T_f = cz + d$ avec c et d deux constantes qui dépendent des conditions aux limites.

D'autre part, comme on l'a déjà établi au chapitre 3 pour le conducteur interne qui est chauffée uniformément sur sa surface externe, le profil de température dans le conducteur externe est décrit par l'équation :

$$kS \frac{d^2 T_{pc}}{dz^2} + \frac{Q_{ch}}{L} = h\pi D(T_{pc} - T_f)$$

La solution de cette équation donne un profil de température de la paroi chaude (T_{pc}) comme une somme d'un profil exponentiel et d'un profil linéaire:

$$T_{pc}(z) = A \exp(az) + B \exp(-az) + \frac{Q_{ch}}{Lh\pi D} + ez + f \quad \text{avec } a(m^{-1}) = \sqrt{\frac{h\pi D}{kS}}$$

Nous avons traité un exemple pour une puissance chaufferette $Q_{ch}=41W$ et un débit $m=0.1g/s$, ce qui conduit à un coefficient d'échange moyen $h_{moy}=1200W/m^2.K$. La conductivité moyenne de l'inox entre la température d'entrée et de sortie du fluide est $k_{moy}=3W/m.K$, la section du conducteur externe est $S=6.28.10^{-4}m^2$ et le diamètre du serpentin est $D=2.10^{-3}m$.

L'application des conditions aux limites conduisent aux valeurs suivantes : $a \sim 65m^{-1}$, $c \sim 7.7m^{-1}$, $d \sim 6K$, $A=0$, $B \sim (-6.48K)$.

On peut constater d'après ce calcul approximatif que pour une puissance 41W le terme en exponentiel devient rapidement négligeable avec z vu la valeur élevée de son argument. Ainsi le profil linéaire l'emportera sur l'exponentielle d'où l'expression de T_{pc} sera de la forme :

$$T_{pc}(z) \approx cz + \frac{Q_{ch}}{Lh\pi D} + d \quad \text{d'où le profil linéaire de la paroi chaude du conducteur externe.}$$

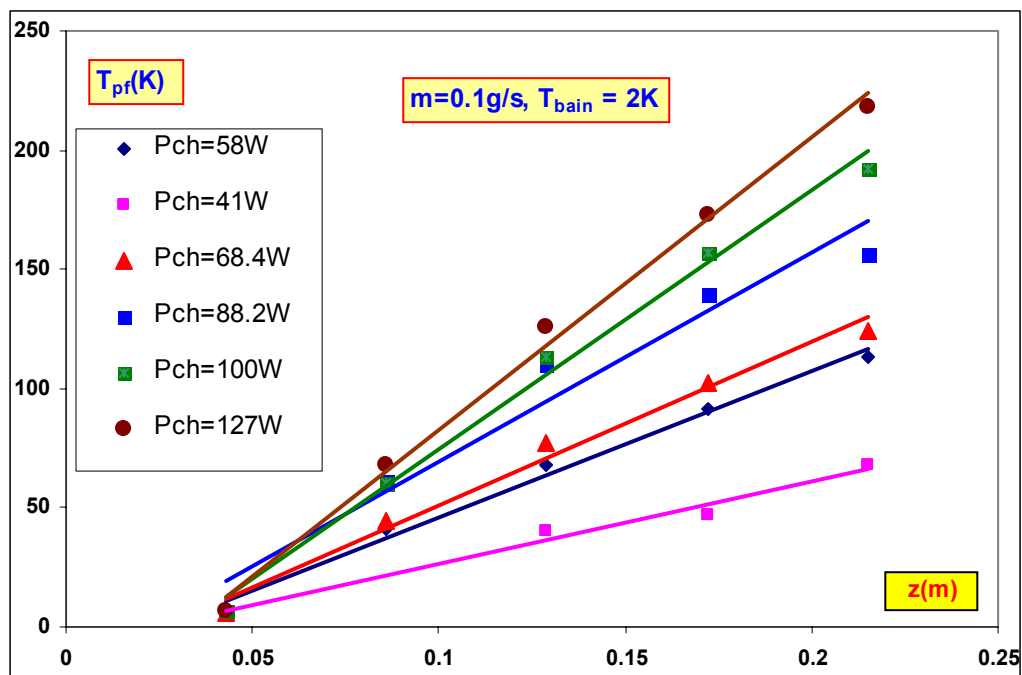


Figure 5.66: Profil expérimental de la température de la paroi froide T_{pf} (serpentin) pour différentes puissances chaufferettes.

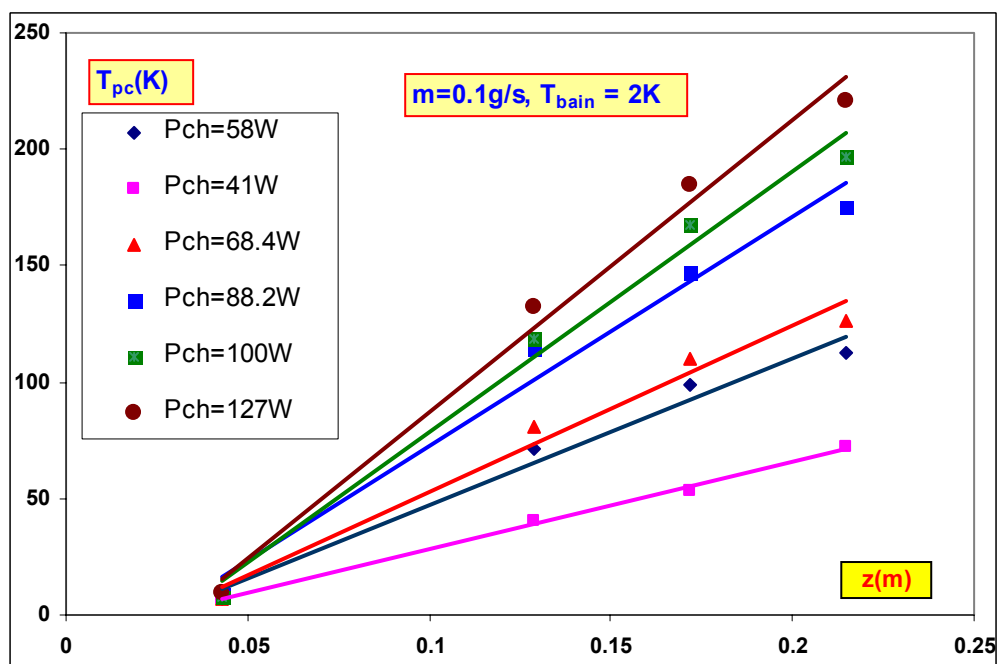


Figure 5.67: Profil expérimental de la température de la paroi chaude T_{pc} (surface interne du conducteur externe) pour différentes puissances chaufferettes.

5.12 Les instabilités thermohydrauliques

5.12.1 Introduction

Grâce à ses avantages, l'hélium supercritique est souvent utilisé comme fluide de refroidissement des éléments supraconducteurs de grands instruments tels que les accélérateurs de particules et les réacteurs à fusion thermonucléaire. A titre d'illustration, on peut citer les exemples d'utilisation suivants:

- 1) Les bobines supraconductrices du réacteur à fusion japonais [5.7].
- 2) Les lignes de transmissions de puissance supraconductrices [5.8].
- 3) Refroidissement des écrans faisceau du LHC [5.9].
- 4) Refroidissement des coupleurs de puissance de l'accélérateur APT [5.10]
- 5) Refroidissement des coupleurs de l'accélérateur SNS [5.11]

Plusieurs problèmes d'instabilités thermohydrauliques ont été observés dans les installations cryogéniques utilisant l'hélium supercritique comme fluide réfrigérant. Ces instabilités se traduisent par de fortes oscillations de pression, débit et de température ce qui les rend incontrôlables et souvent néfastes au fonctionnement du système car ils peuvent éventuellement endommager certains éléments de l'installation cryogénique.

Nos résultats expérimentaux ainsi que ceux d'autres références [5.7, 5.9] ont montré qu'il existe plusieurs types d'instabilités dépendant des conditions expérimentales (pression, débit, température, charge thermique). A notre connaissance, la littérature sur le sujet [5.12, 5.13] présente plus d'une approche pour étudier ces phénomènes.

Dans ce qui suit, on va essayer de donner un exemple type d'instabilité appelé instabilité de Ledinegg. On rappelle que l'hélium supercritique possède des propriétés très particulières dans la région critique (cf. chapitre 3). La courbe du volume spécifique en fonction de l'enthalpie (Fig.5.68) montre un changement de pente correspondant au passage d'une phase « pseudo liquide » à une phase « pseudo gazeuse ». Plus précisément, ce changement a lieu lorsque durant un chauffage quasi-isobare, les coordonnées du point chaud traversent la ligne critique transposée dans le diagramme de phase (P, T). A débit constant, le fluide soumis à un chauffage quasi-isobare migre d'une région de faible vitesse et de haute densité vers une région de basse densité et de haute vitesse (Fig.5.69).

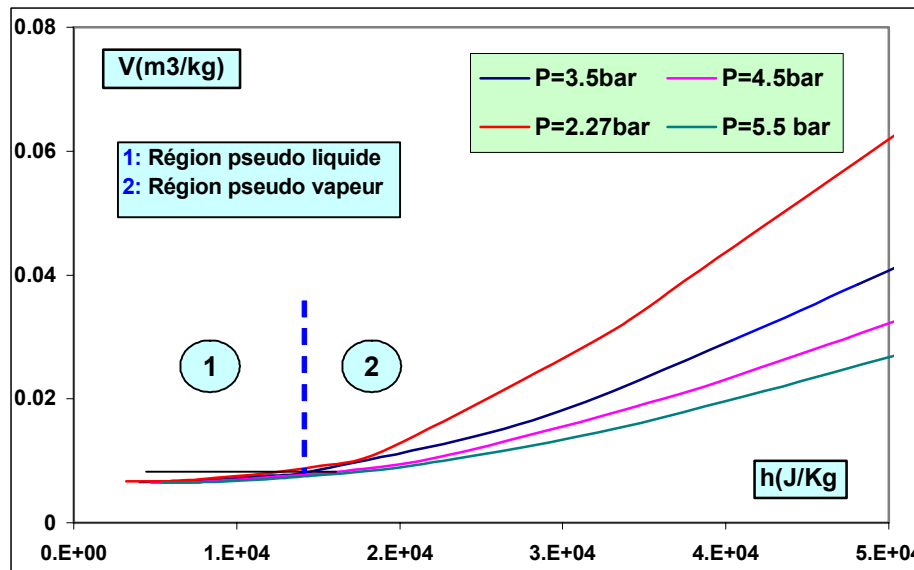


Figure 5.68: Volume spécifique en fonction de l'enthalpie.

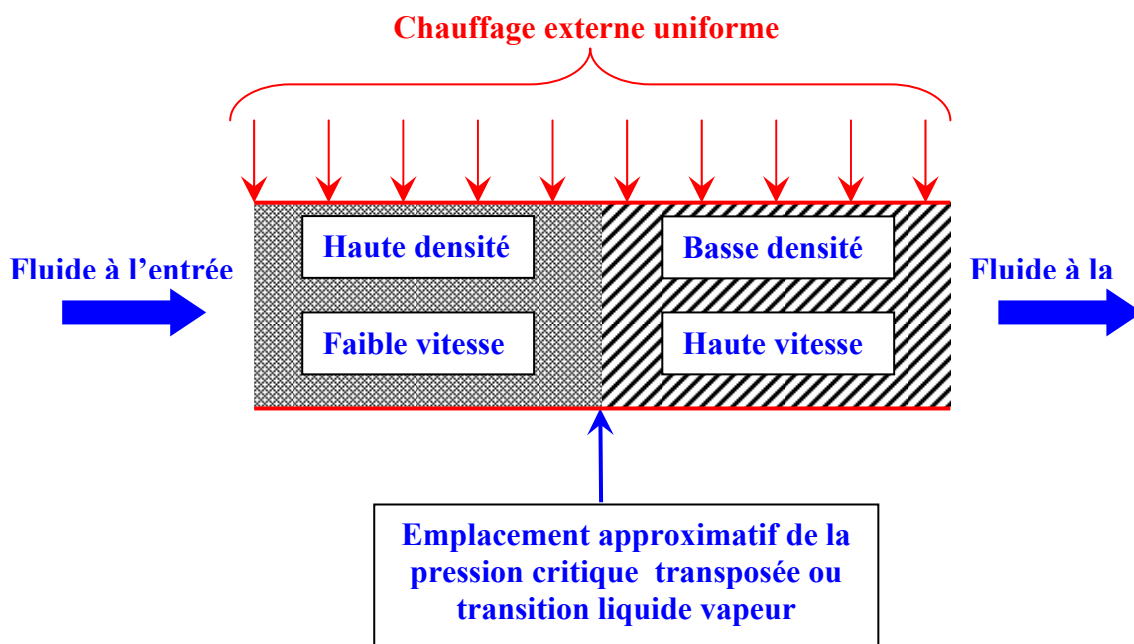


Figure 5.69: Diagramme schématique de la transformation de l'état du fluide sous l'effet de la chaleur.

Hands [5.14] a établi un critère général permettant d'analyser la stabilité hydraulique des systèmes qui fonctionnent avec de fluides sous refroidis (Fig.5.70). Sur cette figure, les courbes (A) et (B) sont les caractéristiques hydrauliques d'une conduite et (C) est la courbe caractéristique de l'organe de mise en mouvement du fluide assimilée à un générateur de pression parfait. Les points de fonctionnement possibles du système correspondant précisément aux points d'intersection entre les caractéristiques hydrauliques du circuit (B) et de la pompe (C).

On a deux possibilités quant à la stabilité du système :

- a) Les points tels que 1 et 3 : sont des points de fonctionnement stables.
- b) Par contre le point 2 est un point fonctionnement instable du système.

En effet, d'une part la chute de pression dans le circuit ΔP diminue quand la vitesse du fluide augmente; d'autre part la valeur numérique ΔP est inférieure à celle de la caractéristique de l'organe de mise en mouvement du fluide.

Selon Hands [5.14], la condition de stabilité décrite ci-dessus, se traduit mathématiquement par l'inégalité suivante : $\frac{\partial \Delta P_{ext}(u)}{\partial u} < \frac{\partial \Delta P_{int}(u)}{\partial u}$

Physiquement parlant, si la vitesse du fluide au point 2 augmente, la pompe fournit une pression supérieure à celle nécessaire au système et la vitesse du fluide continuera à augmenter jusqu'à atteindre le point de fonctionnement stable 3. On peut faire le même raisonnement en cas de diminution de la vitesse du fluide à partir du point 2 et dans ce cas le point de fonctionnement sera le numéro 1.

Précisons qu'à partir du point 2, on observe des oscillations lors du passage à un point de fonctionnement stable (1 ou 3).

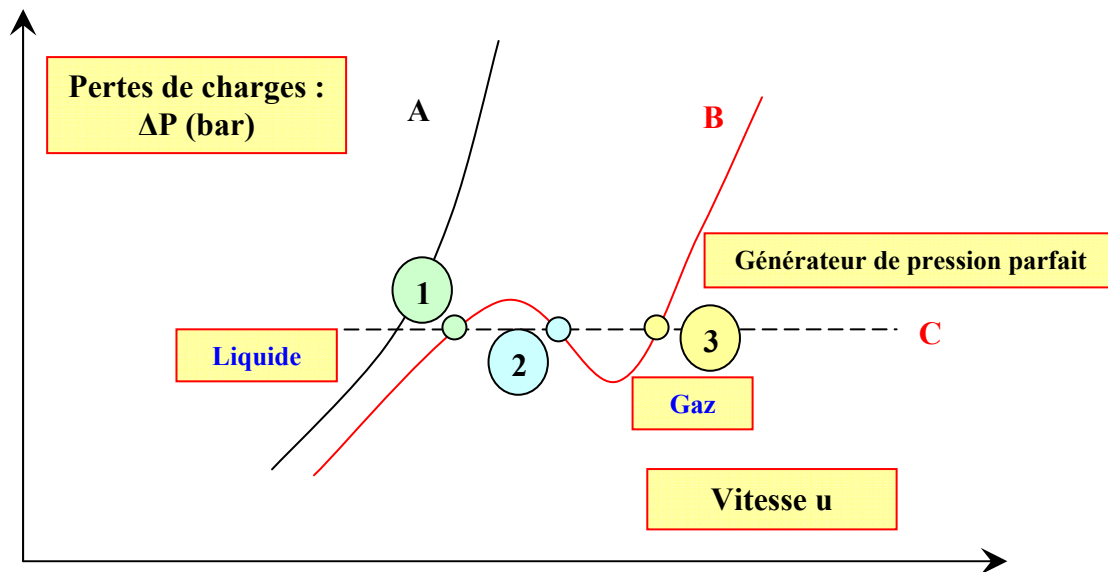


Figure 5.70: Caractéristique hydraulique d'une conduite. 1, 3 : Points de fonctionnement stable, 2 : Point de fonctionnement instable.

5.12.2 Observations

Au cours des tests effectués, nous avons observé des instabilités de débit, pression et de température dans le circuit d'hélium supercritique. Ces instabilités, qui ont été observées indépendamment de la température du bain ($T_{\text{bain}} = 4.2\text{K}$ ou 2K), apparaissent pour certaines

valeurs de débit, de pression d'hélium supercritique et de charge thermique (puissance appliquée à la chaufferette).

Un exemple illustrant ce phénomène au cours d'un essai expérimental sur une journée est présenté en figure 5.68.A - 5.68.C.

La figure 5.68.A correspond aux paliers de puissance chaufferette. Les deux autres courbes correspondent respectivement à l'évolution temporelle du débit d'hélium supercritique (Fig.5.68.B) et de la pression (Fig.5.68.C) au cours d'une journée.

Sur la courbe de débit on observe :

- 1) Des modifications par l'opérateur de la consigne de régulation qui sont clairement identifiées (variation brutale de débit)
- 2) Des oscillations de débit qui s'amortissent. Ces oscillations sont essentiellement dues à la régulation.
- 3) Des instabilités thermohydrauliques se traduisant par des fluctuations de débit et de pression.

Précisons que la structure temporelle et notamment la fréquence et l'amplitude de ces instabilités dépendent fortement des conditions opératoires comme illustrés en figure 5.68.B- 5.68.C.

Par ailleurs, en opérant à pression et débit constants et en faisant varier la puissance appliquée, on peut observer l'apparition d'instabilités thermohydrauliques. Plus précisément, les instabilités thermohydrauliques ne sont observées que dans un intervalle de flux appliqué compris entre Q_1 et Q_2 . Par contre, il n'y a pas d'instabilité ni en dessous de Q_1 y compris à flux nul, ni au dessus de Q_2 .

Un exemple illustrant un tel comportement est présenté en figure 5.69.A–5.69.D pour un débit d'hélium supercritique $m=0.072\text{g/s}$.

Pour cet essai:

- 1) On n'observe pas d'instabilités pour une puissance appliquée supérieure à 6W donc $Q_2 \leq 6\text{W}$.
- 2) Des instabilités sont observées pour une puissance de 1.5W donc $Q_1 < 1.5\text{W}$.

D'autre part ces instabilités se traduisent par des oscillations quasi périodiques dont la période est $\sim 60\text{s}$ pour un débit de 0.075g/s et une puissance de 1.5W. L'amplitude crête à crête des fluctuations de débit correspondant peut atteindre 50% de la valeur moyenne du débit nominal. L'amplitude relative maximale des fluctuations de pression est $\sim 9\%$ de la valeur moyenne.

Enfin, la température à la sortie de la cascade d'échangeurs est sujette à de très fortes variations pouvant atteindre 20 K. Précisons que comme la source froide est à 4.2K, la température ne peut bien évidemment pas être inférieure à cette valeur.

La température à l'entrée de l'échangeur est aussi sujette à des fluctuations avec une amplitude maximale de $\sim 10\text{K}$. Par contre on n'observe pas d'oscillations sur les sondes AB1 et AB3 (mesure du flux résiduel) du tube froid.

Les phénomènes d'instabilités sont relativement complexes et nous ne prétendons pas en faire une étude exhaustive. On se limitera à la description des phénomènes observés puis on comparera nos résultats à ceux des études antérieures sur le sujet.

Au cours de nos essais expérimentaux, les phénomènes d'instabilités n'ont été observés que pour un nombre limité de tests ~ 15 , ce qui ne permet pas de faire une étude systématique sur la question. Néanmoins, on va tenter de classifier et caractériser ces instabilités selon les observations faites au cours de l'expérience.

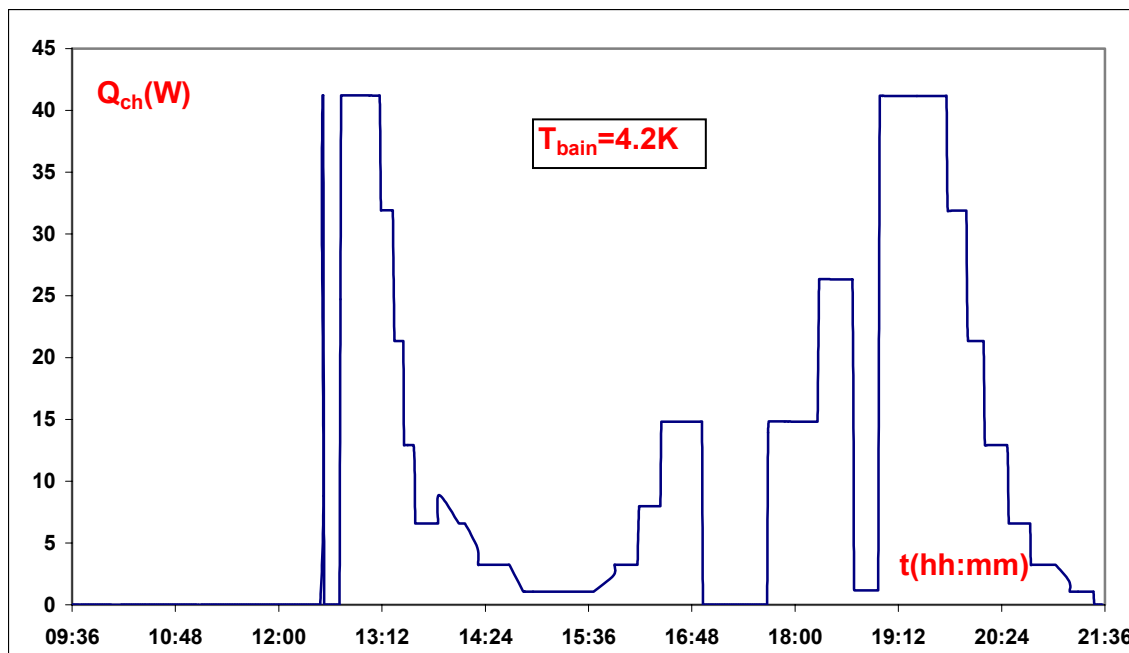


Figure 5.68.A: Paliers de puissance appliquée.

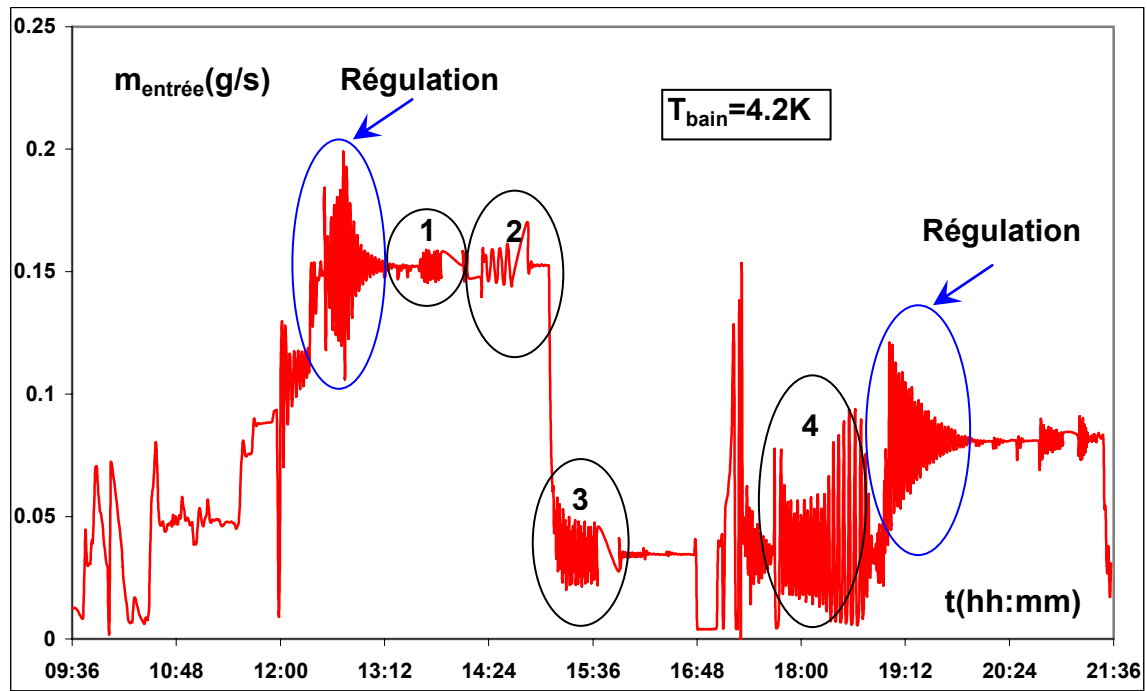


Figure 5.68.B: Apparition d'instabilités de débit (1, 2, 3, 4).

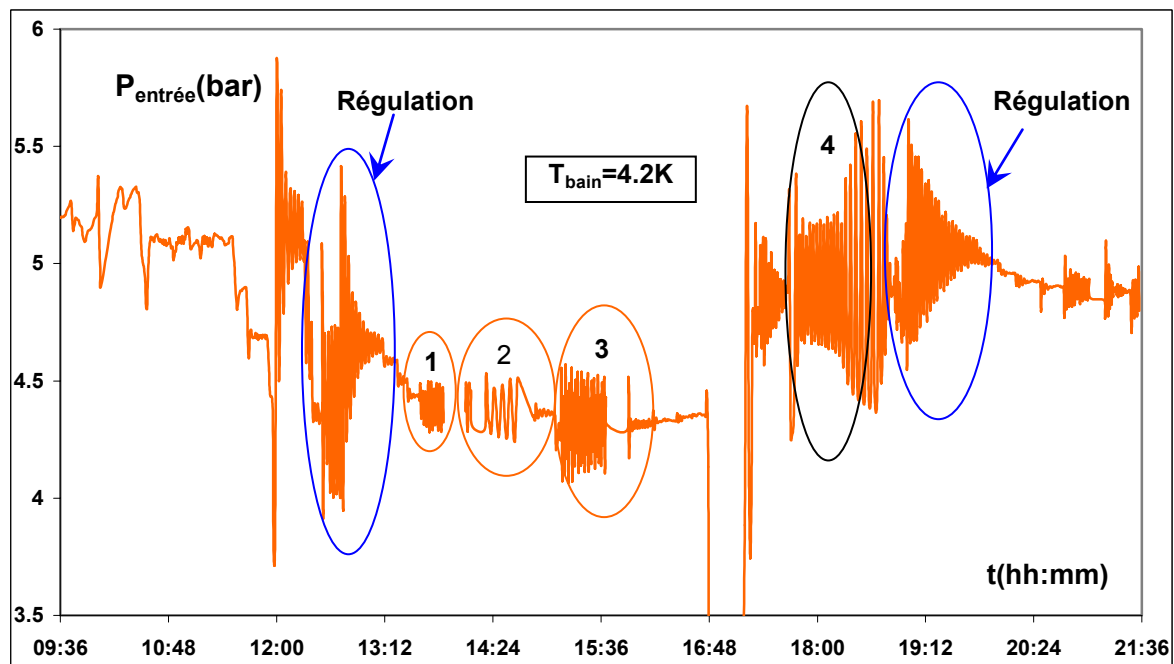


Figure 5.68.C: Apparition d'instabilités de pression (1, 2, 3, 4).

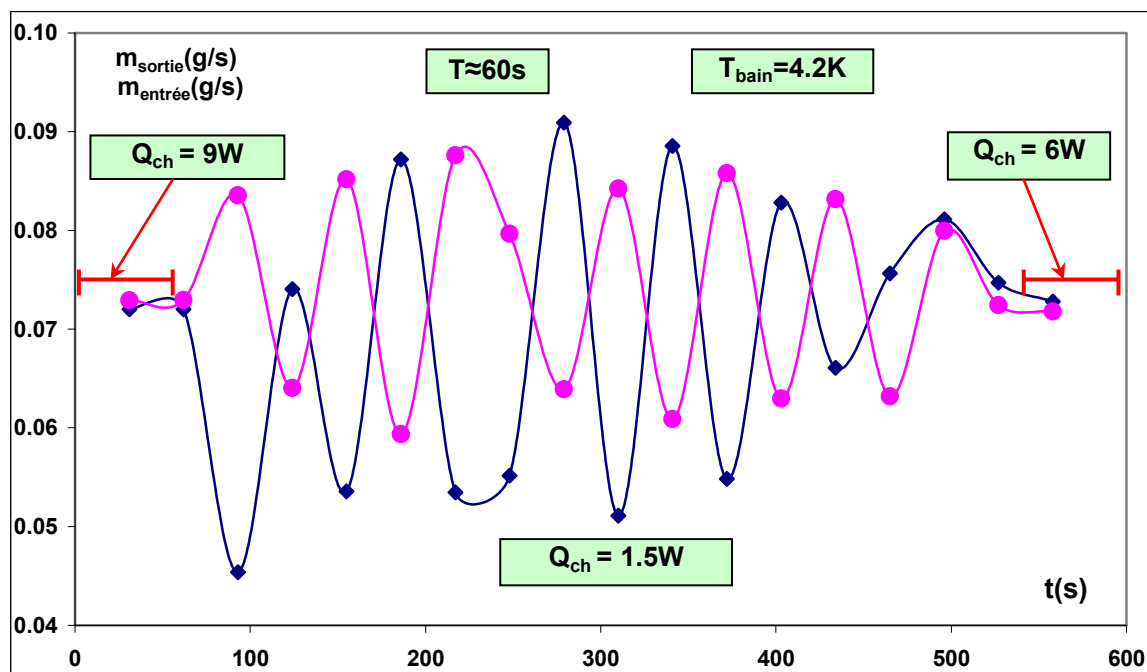


Figure 5.69.A: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de débit : cas d'un débit $m=0.072g/s$.

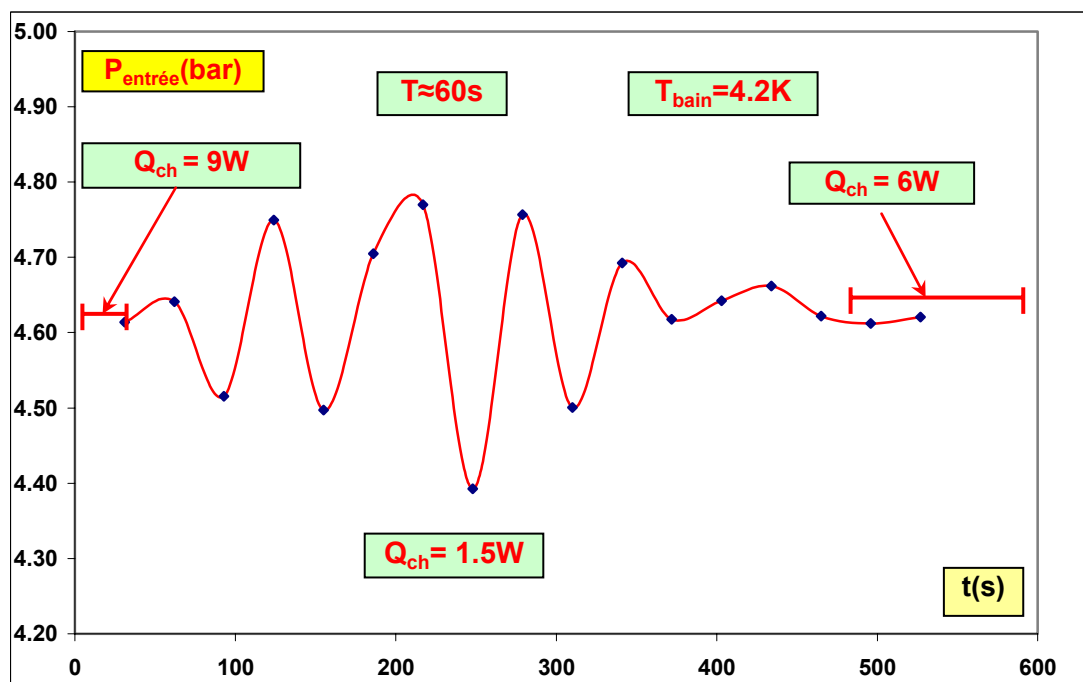


Figure 5.69.B: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de pression : cas de la pression à l'entrée $P_e \sim 4.6$ bar.

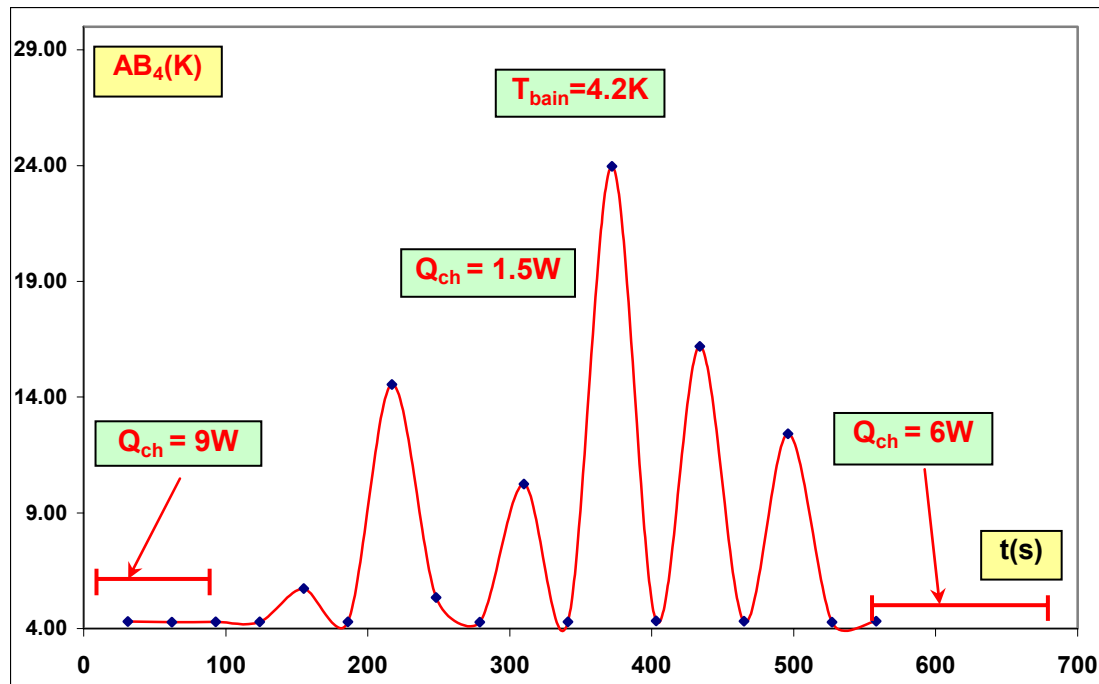


Figure 5.69.C: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de température : cas de la température à la sortie de la cascade d'échangeurs HX1, HX2, HX3 (AB4).

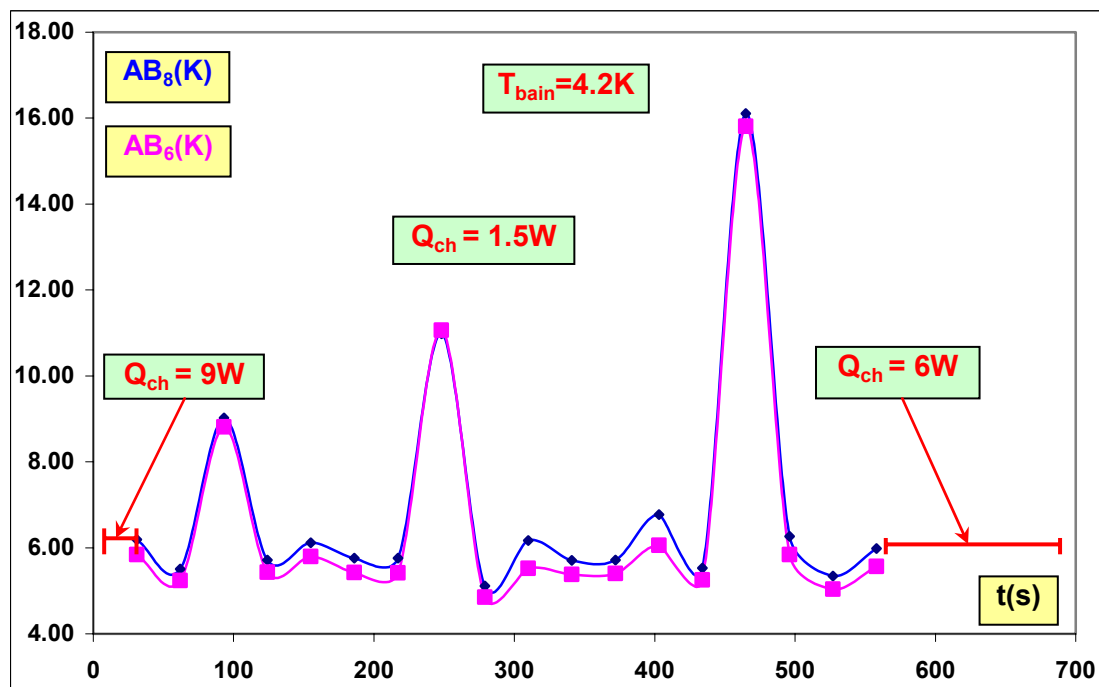


Figure 5.69.D: Effet de la puissance appliquée (9W, 1.5W, 6W) sur les instabilités de température : cas des températures de la paroi chaude (AB8) et froide (AB6) à l'entrée de l'échangeur.

5.12.3 Instabilités de type 1

Ce type d'instabilité est caractérisé par des oscillations périodiques simultanées autoentretenues de débit, de pression et de température. A titre d'exemple, on présente (Fig.5.70.A-5.70.C) les

variations en fonction du temps des débits (entrée/sortie), des pressions et des températures.

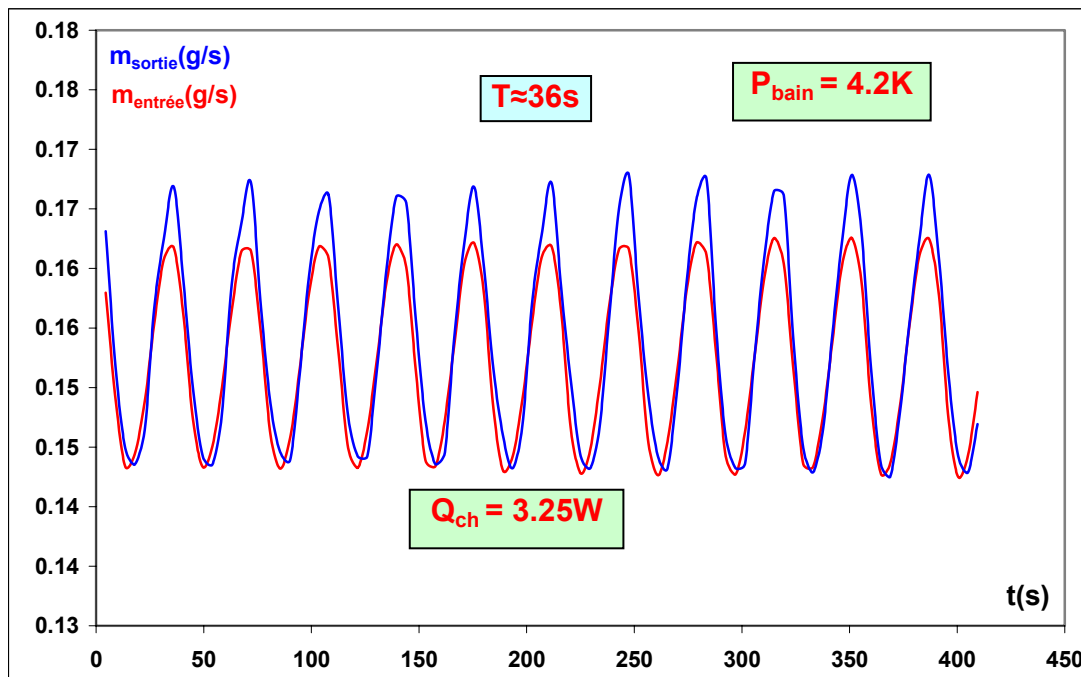


Figure 5.70.A: Oscillations périodiques autoentretenues de débits à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.

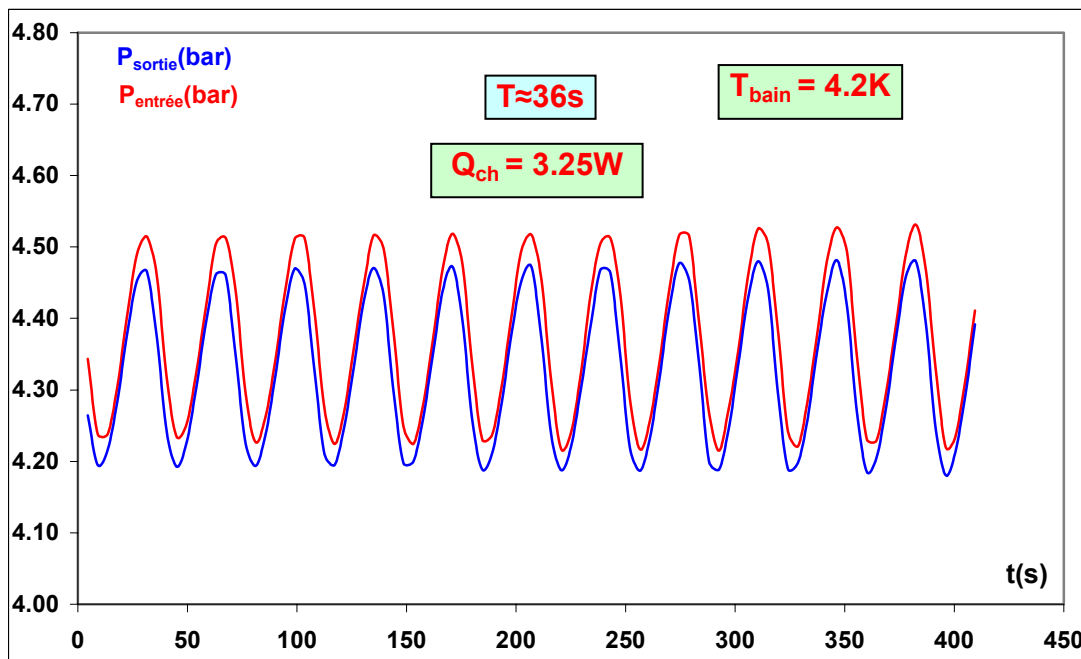


Figure 5.70.B: Oscillations périodiques autoentretenues de pressions à l'entrée et à la sortie de l'échangeur.

Ces résultats montrent clairement des oscillations purement sinusoïdales des paramètres précédents dont la période est de 36s pour un flux appliqué de 3.25W. Notons que les variations relatives du

débit, de pression et de la température sont respectivement de 12.5%, 6.9% et 16% autour de leurs valeurs moyennes respectives.

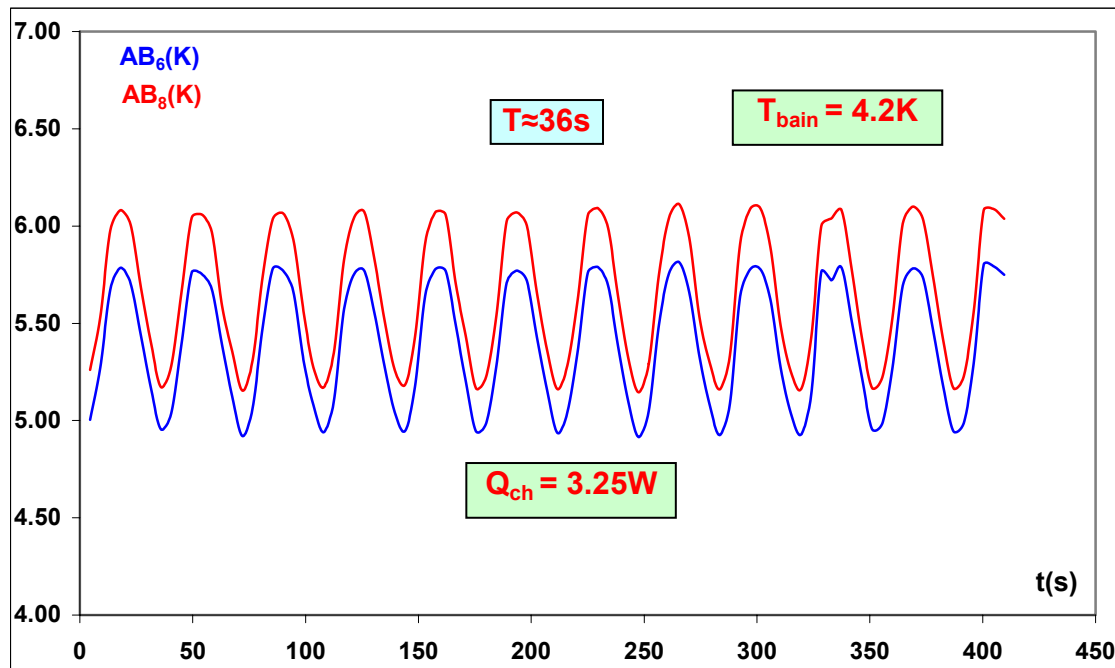


Figure 5.70.C: Oscillations périodiques autoentretenues des températures de la paroi chaude (AB8) et froide (AB6) à l'entrée de l'échangeur.

5.12.4 Instabilités de type 2

Ce type d'instabilité, dont un exemple est présenté en figure 5.71.A- 5.71.D, se caractérise par des variations non sinusoïdales de débit, de pression et de température.

La structure temporelle des instabilités est beaucoup plus complexe que celle du type 1 : on note une modulation d'amplitude et un spectre fréquentiel beaucoup plus riche.

Comparativement aux instabilités de type 1, les amplitudes relatives de fluctuations du débit et de pression sont beaucoup plus faibles dans le cas de type 2. Par contre, les amplitudes des oscillations de température sont beaucoup plus importantes : elles peuvent atteindre $\sim 28K$.

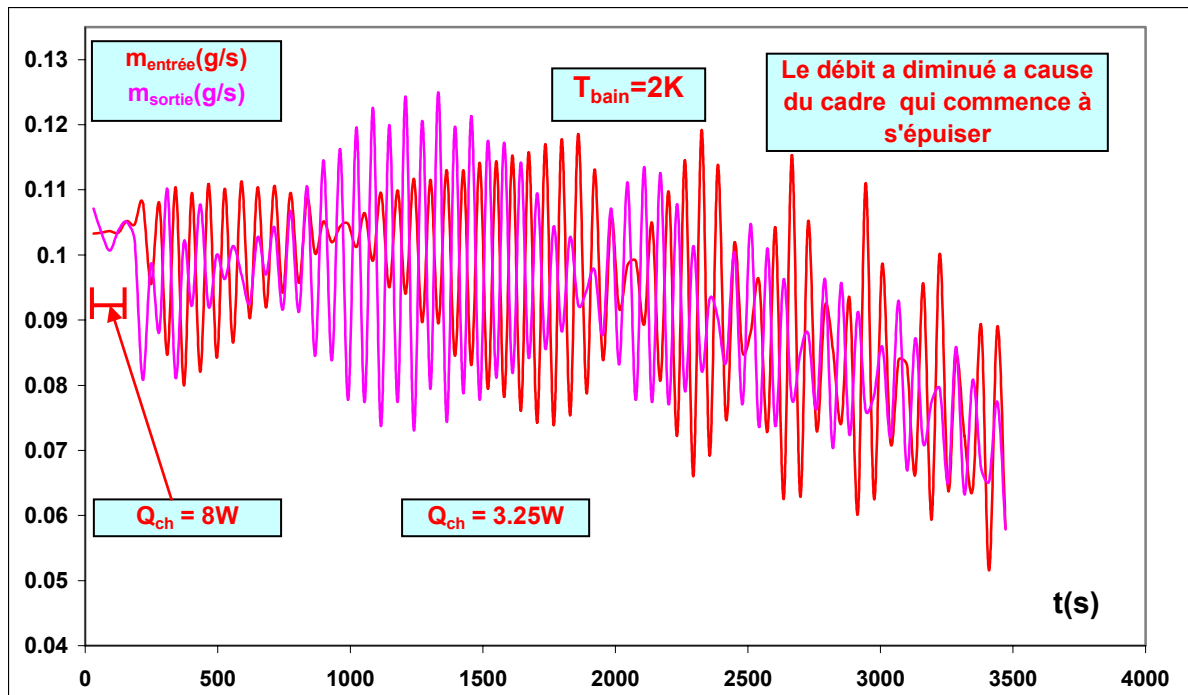


Figure 5.71.A: Instabilités de type 2 : variations du débit d'entrée et de sortie.

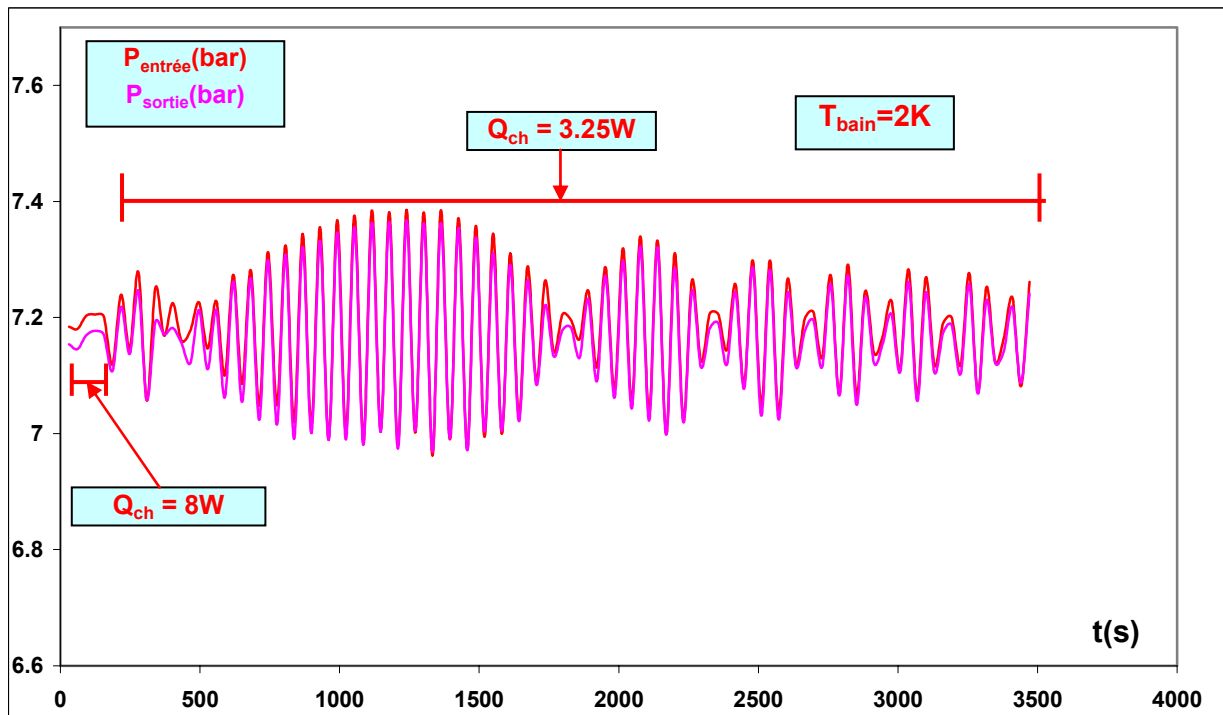


Figure 5.71.B: Instabilités de type 2 : variations des pressions d'entrée et de sortie.

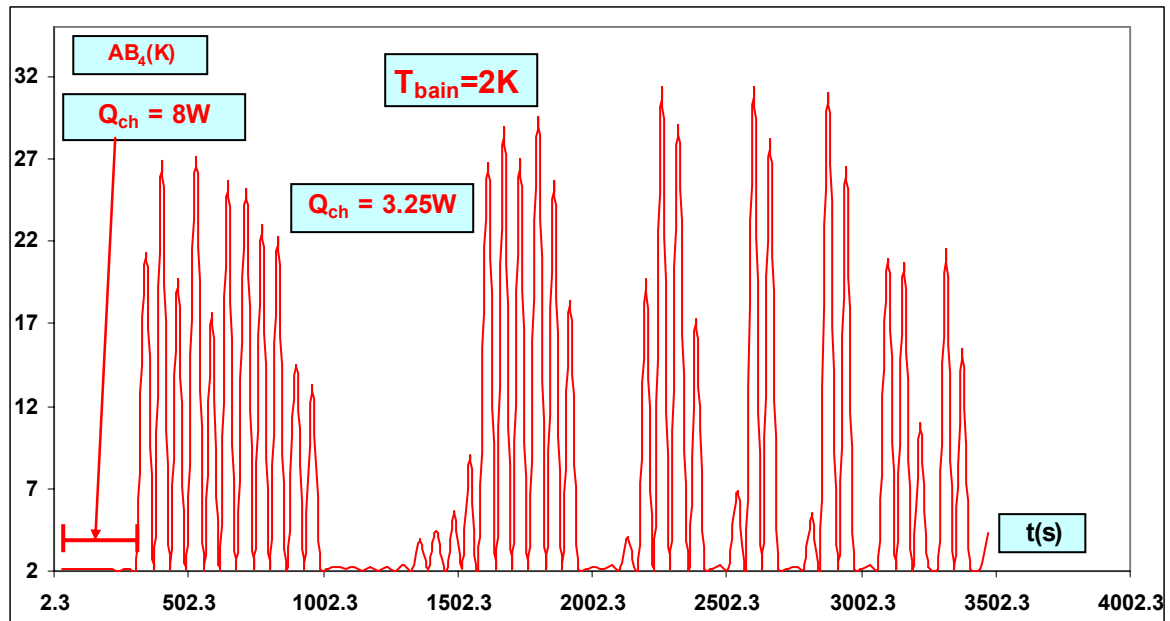


Figure 5.71.C: Instabilités de type 2 : variations de la température AB_4 (sortie de la cascade d'échangeurs HX1, HX2, HX3).

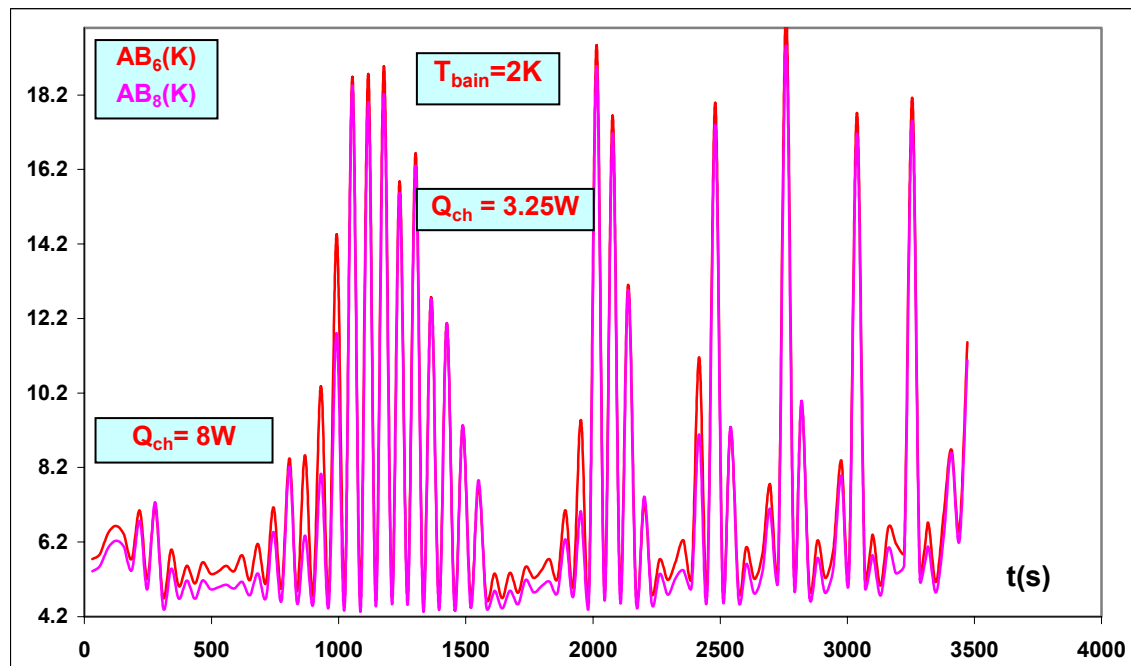


Figure 5.71.D: Instabilités de type 2 : variations des températures de la paroi chaude (AB_8) et froide (AB_6) à l'entrée de l'échangeur.

5.12.5 Instabilités de type 3

Ce type d'instabilité se caractérise par de fortes oscillations de pression (amplitude crête à crête $\sim 0.8\text{bar}$) à l'entrée de l'échangeur du conducteur externe, alors que les pressions à l'entrée du circuit de production d'hélium supercritique (post débitmètre) et à l'aval de ce circuit (régulateur)

sont parfaitement stables. Par contre, on n'observe ni fluctuation de débit ni fluctuation de température. Un tel comportement est illustré par les enregistrements des différents paramètres pression, débit et température (Fig.5.72.A-5.72.D). Précisons que sur ces graphes, les instabilités de type 3 sont identifiées par le repère 3. On les a observées pour deux puissances $Q_{ch}=13.5W$ et $Q_{ch}=9W$.

Par ailleurs des instabilités de type 2 avec modulation des différents paramètres (T , P , m) apparaissent sur le même graphe pour une puissance appliquée de $1.5W$.

Enfin des instabilités de type 1, autoentretenues sont également observés pour une puissance de $6.7W$.

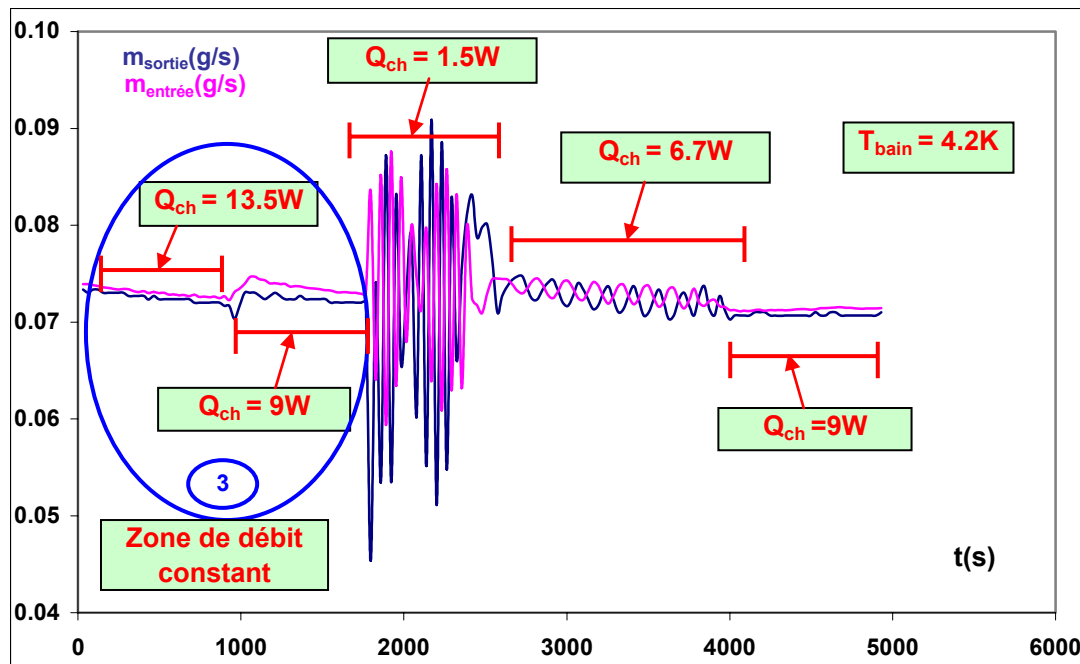


Figure 5.72.A : Instabilités de type 3 à débit constant (repère 3 sur le graphe).

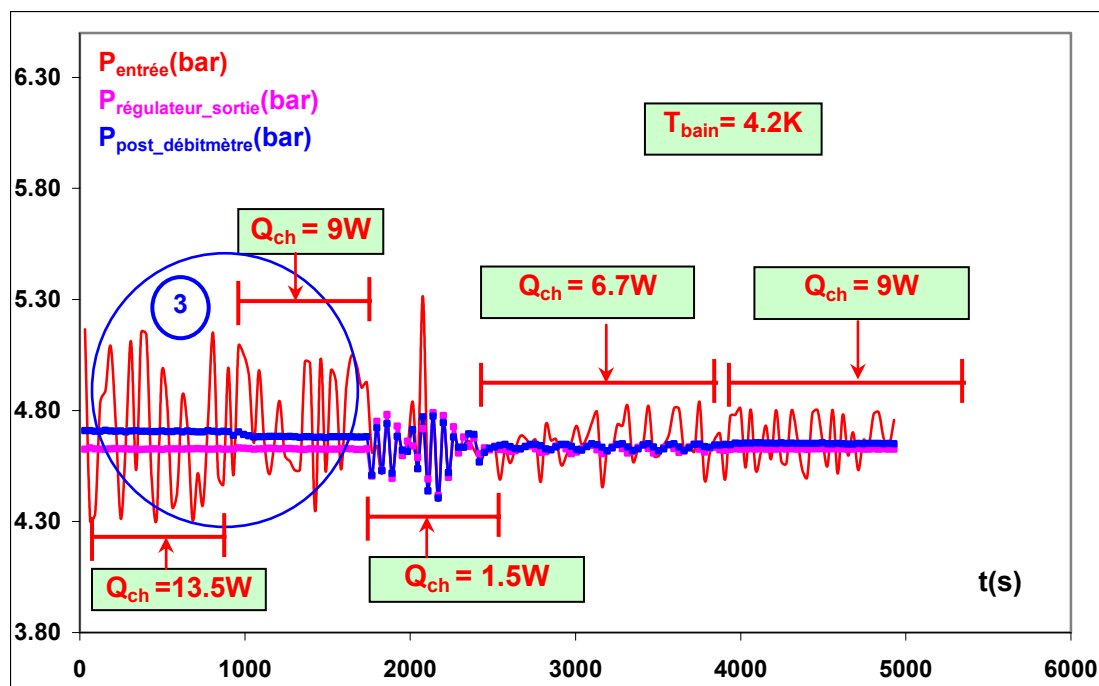


Figure 5.72.B : Instabilités de type 3 : Pression à l'entrée de l'échangeur du conducteur externe (repère 3 sur le graphe).

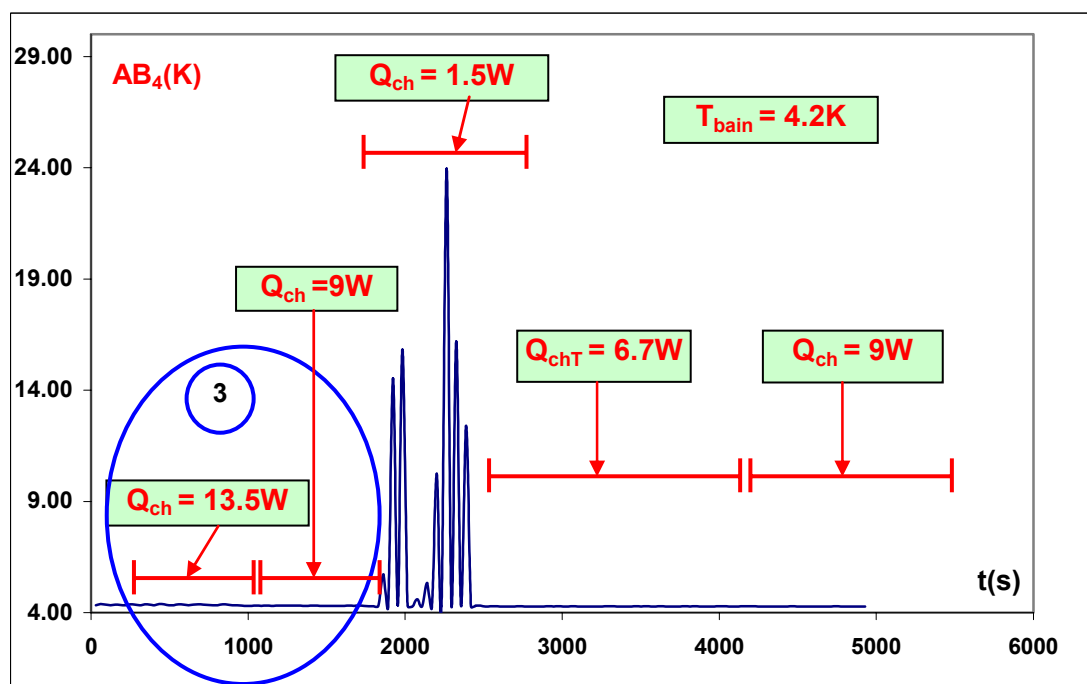


Figure 5.72.C : Instabilités de type 3 : Température de sortie de la cascade d'échangeur (AB_4) constante (repère 3 sur le graphe).

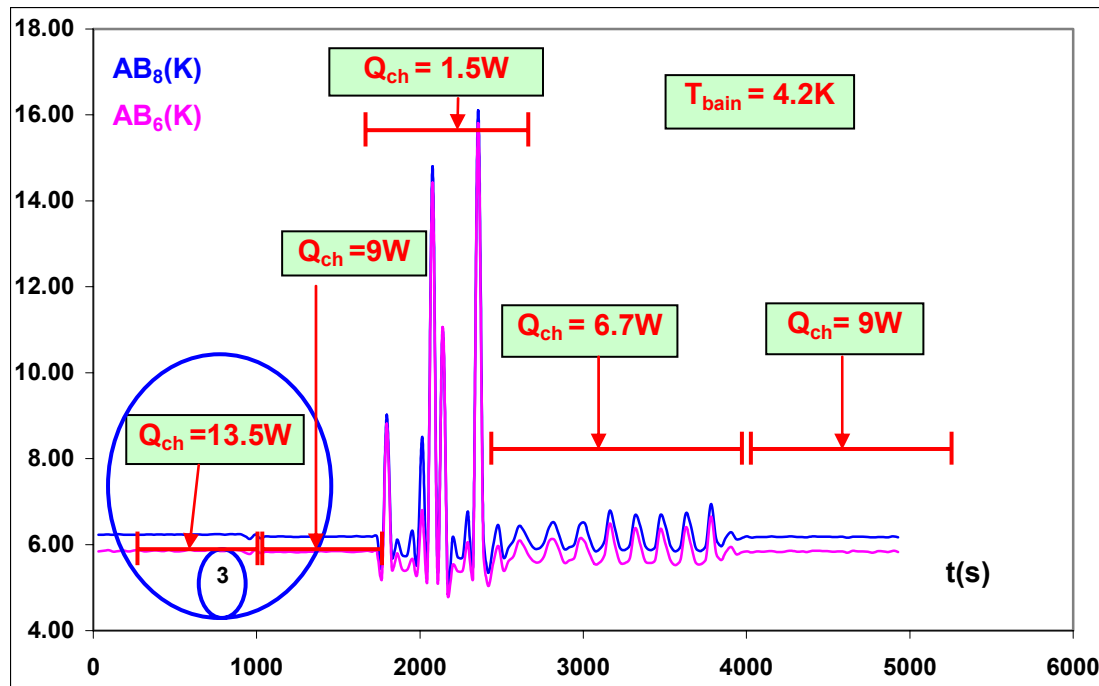


Figure 5.72.D : Instabilités de type 3 : températures des parois chaude (AB8) et froide (AB6) à l'entrée de l'échangeur du conducteur externe (repère 3 sur le graphe).

5.12.4 Interprétation des résultats

On note, d'après les observations expérimentales, que quel que soit le type d'instabilité initial, le système revient à un état stable (absence d'oscillations) sous deux conditions : **1**) en l'absence de charge thermique appliquée, **2**) par l'application d'une puissance supérieure à 20W.

D'autre part, les périodes caractéristiques des oscillations que nous avons observées sont supérieures à 30s. Par ailleurs, la fréquence caractéristique F_{od} des oscillations à onde de densité [5.8] est donnée par l'expression :

$$f_{od} = \frac{1}{2\tau}$$

Où τ est le temps de séjour du fluide dans le circuit, qui est simplement le rapport du volume du serpentin V_s au débit volumique V :

$$\tau = \frac{V_s}{V} = \frac{\pi d^2 \cdot L \cdot \rho}{4 \cdot m}$$

Avec :

$L(m)$: Longueur du serpentin.

$D(m)$: Diamètre intérieur du serpentin.

$\rho(Kg/m^3)$: Masse volumique de l'hélium supercritique.

Nous avons évalué la constante de temps pour le serpentin de l'échangeur du conducteur externe. On obtient des valeurs de τ dans la gamme 0.24s-10s suivant le débit d'hélium et sa température moyenne le long de l'échangeur. Ce qui conduit à des fréquences pour les ondes de densité entre 0.1 et 4Hz et ces valeurs sont largement supérieures aux fréquences mesurées. Donc on peut à priori exclure que ces instabilités soient des ondes de densité.

On peut aussi exclure, à priori les instabilités de Helmholtz ou de Geysering [5.16]. En effet, ce type d'instabilité n'est observé que dans des colonnes verticales de liquide soumises à un flux de chaleur; ce qui est exclu dans notre cas puisque on n'a pas un système diphasique.

Comme on l'a déjà précisé précédemment, notre but n'est pas de faire une étude exhaustive sur les phénomènes d'instabilités thermohydrauliques. On va se limiter à une brève synthèse sur le sujet.

Notre objectif est d'établir un diagramme général de stabilité, basé sur des nombres adimensionnels, nous permettant de comparer nos résultats expérimentaux à ceux obtenus antérieurement par d'autres équipes.

En effet, à notre connaissance les différents auteurs n'utilisent pas les mêmes paramètres pour les coordonnées du diagramme de stabilité. De plus, comme certains de ces paramètres dépendent de la géométrie et des dimensions du système, il n'est pas facile de faire une comparaison.

M.C. Jones [5.8] a proposé un modèle pour l'étude des instabilités thermohydrauliques dans un circuit d'hélium supercritique. Il utilise une approche en termes de fonction de transfert universellement utilisée pour les systèmes linéaires. Le principe consiste simplement à linéariser les équations de conservation de la masse, de l'énergie et l'équation de la quantité de mouvement du fluide. Ce qui a permis d'établir un critère de stabilité thermohydraulique du système basé sur deux paramètres.

a) Chutes de pression dans la zone chauffée du tube sollicité.

b) Variation relative de la masse volumique du fluide entre l'entrée et la sortie du circuit.

Plus précisément M.C Jones utilise les variables adimensionnelles Ψ et R données par :

$$\Psi = \frac{\Delta P_1 + \Delta P_{1m}}{\Delta P_2 + \Delta P_{2m}} \quad \text{et} \quad R = \frac{\rho_{in} - \rho_{out}}{\rho_{out}}$$

$\Delta P_1(\text{bar})$, $\Delta P_2(\text{bar})$: Chutes de pression du fluide à l'entrée et à la sortie du tube chauffée.

$\Delta P_{1m}(\text{bar})$: Chutes de pression du fluide entre l'entrée et l'interface pseudo-liquide/pseudo-gaz.

$\Delta P_{2m}(\text{bar})$: Chutes de pression du fluide entre l'interface pseudo-liquide/pseudo-gaz et à la sortie du fluide.

$\rho_{in}(\text{Kg/m}^3)$, $\rho_{out}(\text{Kg/m}^3)$: Masses volumiques du fluide à l'entrée et à la sortie du tube chauffé.

Le diagramme de stabilité obtenu par M.C. Jones est présenté en figure 5.73

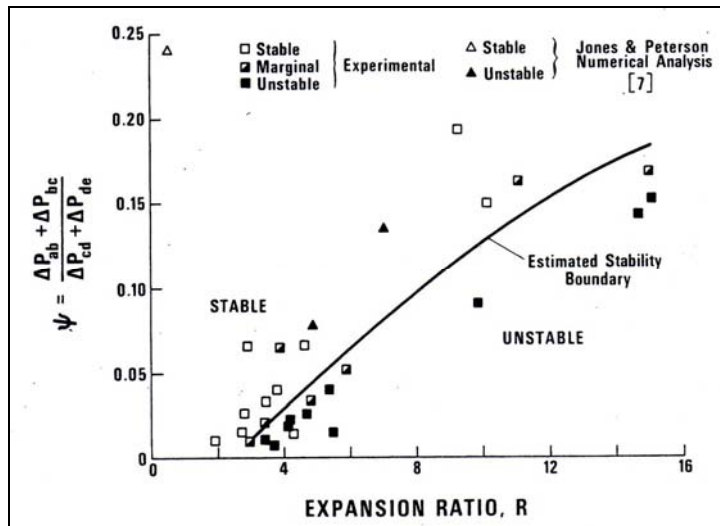


Figure 5.73: Diagramme de stabilité établi par M.C.Jones [5.8].

Une autre expérience similaire à la nôtre a été faite au CERN [5.9]. Ce travail concerne l'étude thermohydraulique de l'hélium supercritique dans les tubes de refroidissement des écrans faisceau du LHC. Les expériences correspondantes ont été effectuées avec des tubes en inox chauffés (diamètre=3.7mm, longueur=53m) avec des débits d'hélium supercritique de 0.1g/s à 0.8g/s et pour une densité de puissance maximale de 30W/m². Le diagramme obtenu par l'équipe du CERN est présenté en figure 5.74.

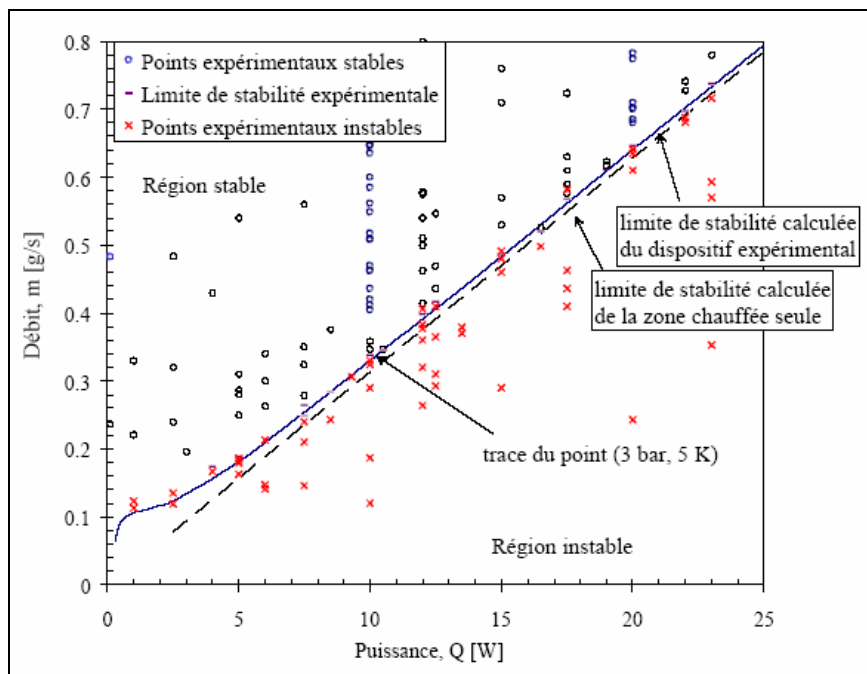


Figure 5.74: Diagramme de stabilité établi au CERN [5.9].

Ce graphe utilise respectivement comme abscisse et ordonnée le flux de chaleur appliqué et le débit d'hélium supercritique.

Il faut souligner l'excellent accord entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques concernant la limite de stabilité. Rappelons que l'étude théorique du CERN utilise le même concept que M.C Jones.

Ces instabilités ont été aussi étudiées de façon purement expérimentale, par des chercheurs japonais de l'université de Kyusho [5.7]. Trois types d'instabilités ont été observés dans leur expérience. Ils ont établi un diagramme pression-température pour définir les domaines de stabilité de leur système (Fig.5.75).

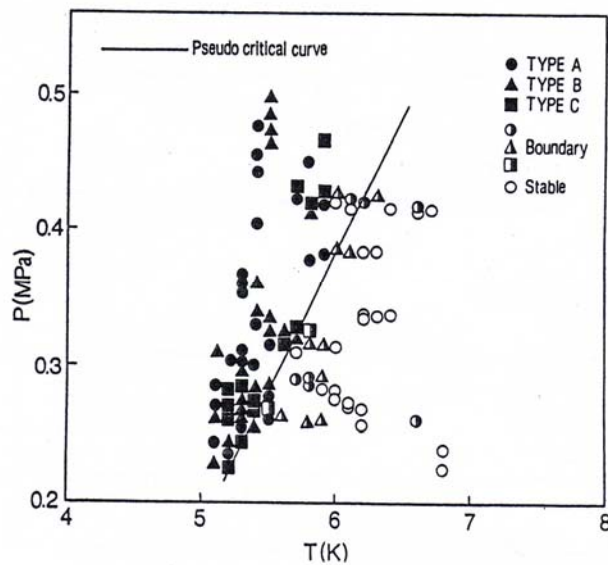


Figure 5.75: Diagramme de stabilité établi à l'université de Kyusho [5.7].

Le même type d'expérience a été réalisé aussi par des chercheurs russes de l'institut de puissance de Moscou [5.13], à la seule différence que l'écoulement est cette fois est vertical descendant. Ces chercheurs mettent en cause le critère de stabilité basé sur les chutes de pression établi par les américains et affirment que le paramètre Ψ n'a pas de grande signification dans leurs cas. Leur diagramme de stabilité (Fig.5.76) est basé sur le nombre de Reynolds à l'entrée en fonction du rapport de la masse volumique du fluide entre l'entrée et la sortie du circuit.

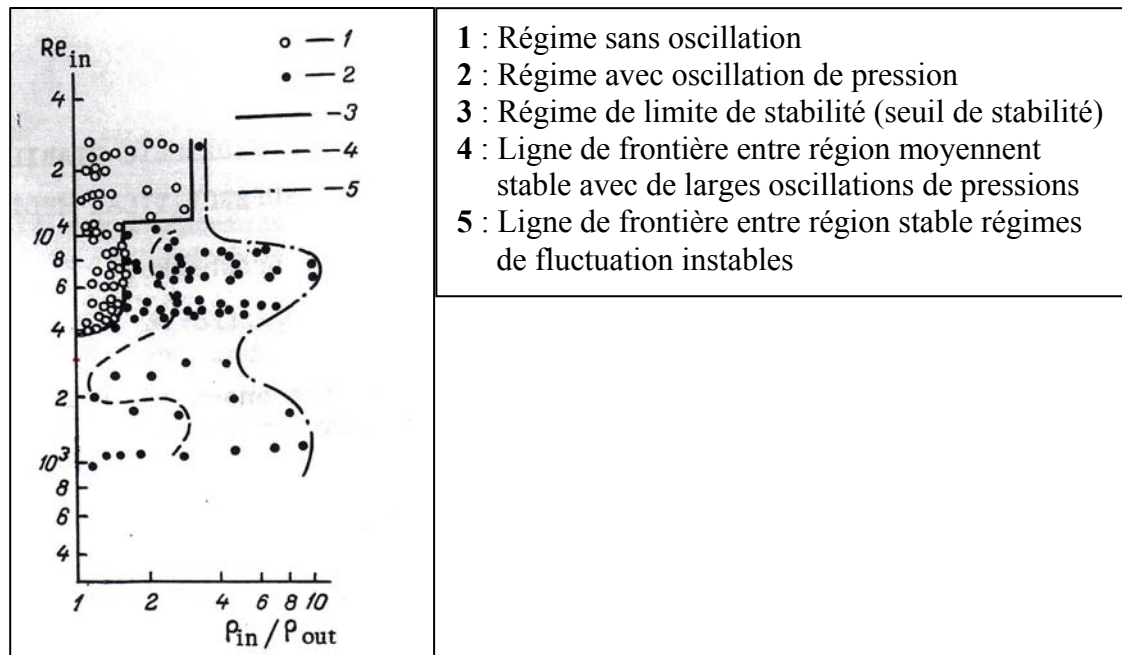


Figure 5.76: Diagramme de stabilité établie à l'institut de puissance de Moscow [5.13].

On a pu extraire les données de l'expérience du LHC et de l'institut de puissance de Moscow afin de faire un diagramme comparatif simple et pratique. Les données des trois expériences se complètent car chacune des équipes a travaillé dans une zone particulière de nombre de Reynolds. Le diagramme de stabilité final, que nous avons établi en figure 5.7, regroupe tous les points stables et instables des trois expériences citées précédemment (Moscow, CERN, IPNO).

On remarque bien que dans ce diagramme comparatif, les points expérimentaux des trois expériences se rejoignent pour un nombre de Reynolds compris entre 4000 et 20000.

Toutes ces approches théoriques et expérimentales, les différents diagrammes de stabilité et nos résultats expérimentaux confirment que le phénomène d'instabilités des écoulements d'hélium supercritique est assez complexe à étudier et à modéliser.

Néanmoins des procédures expérimentales pratiques peuvent être utilisées pour atténuer ces instabilités notamment par l'augmentation de la puissance, du débit ou la pression dans le circuit de test.

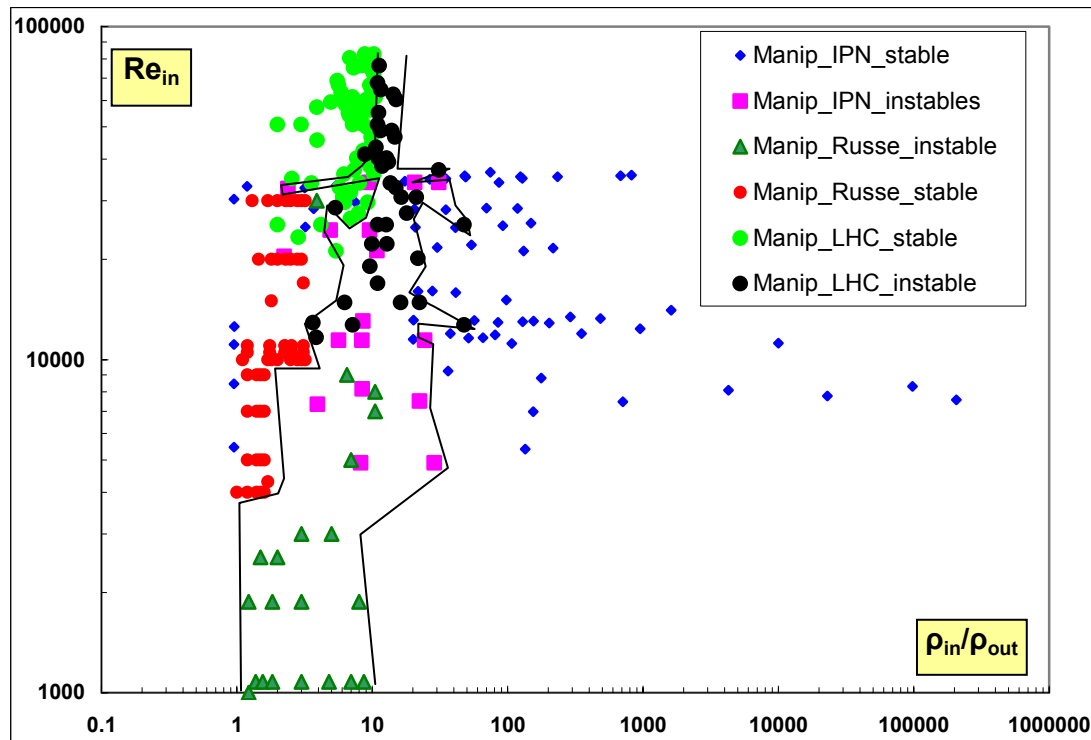


Figure 5.77: Diagramme de stabilité comparatif établi à partir des données de l'IPN d'Orsay, l'institut de puissance de Moscou et du CERN.

5.13 Conclusion

L'expérience test de l'échangeur du coupleur a été réalisée avec succès. Les performances de l'échangeur du conducteur externe sont excellentes. Nous avons pu mesurer un flux résiduel maximal $Q_r=60\text{mW}$ pour des pertes RF de 127W . Ce résultat prouve l'excellente efficacité de cet échangeur jusqu'à des puissances RF incidentes atteignant $\sim 750\text{kW}$ soit cinq fois la puissance RF nominale (150kW) prévue sur le cahier des charges du coupleur de EUROTRANS. Les chutes de pression ont été mesurées expérimentalement et comparées aux valeurs calculées et un bon accord a été trouvé. Nous avons clairement identifié les coefficients d'échanges expérimentaux à l'aide d'un modèle thermique 2D axisymétrique de l'échangeur à l'échelle réelle. Par ailleurs, nous avons abordé les phénomènes d'instabilités thermohydrauliques observées durant cette expérience. Ainsi, nous avons essayé de caractériser ces instabilités en les classifiant en trois catégories. Enfin, nous avons dressé un diagramme comparatif de stabilité, basé sur des paramètres adimensionnels, qui comprend nos points expérimentaux ainsi que ceux d'autres expériences similaires utilisant l'hélium supercritique.

5.14 Références

- [5.1] M. Fouaidy, « Supercryloop : une station d'essais en hélium supercritique à l'IPNO », rapport IPNO 07-05, Septembre 2007.
- [5.2] R.R.Conte, « Eléments de Cryogénie », Edition Masson, 1970.
- [5.3] E. Gmelin & al, « Thermal Boundary Resistance of Mechanical Contacts between Solids at Sub-Ambient Temperatures », J. Phys. D: App. Phys.32 (1999).
- [5.4] R. Byron Bird, « Transport Phenomena », Edition Wiley, 1960.
- [5.5] H. Itô, « Friction factors for turbulent flow in curved pipes », Journal of Basic engineering, 1959.
- [5.6] W. M. Rohsenow, « Handbook of Heat Transfer », Edition MC Graw Hill, 1998.
- [5.7] Kenji Fukuda & al, « Instability of Supercritical Helium Flow », Japan Society of Mechanical Engineers", JSME, 57(534), 1991, p.p 225-229.
- [5.8] M.C .Jones & al, « A Study of Flow Stability in Helium Cooling Systems », Journal of Heat Transfer, p.p 521-527, Novembre 1975.
- [5.9] Emmanuel Hatchadourian, « Thermohydraulique des écoulements d'hélium faiblement supercritique en conduite. Application au refroidissement des écrans de faisceau du LHC », thèse, Décembre 2000, CERN
- [5.10] J. A. Weynert & al, « Experimental Heat Leak Measurements on the APT 210kW CW RF Power Coupler », Proceedings of the Cryogenic Engineering Conference, Vol.47, p.p 540-547, 2002.
- [5.11] E. F. Daly & al, « Thermal Performance of The SNS Cryomodule », Transactions of the Cryogenic Engineering Conference, Vol. 710, p.p 531-537.
- [5.12] N. Zuber, « An analysis of thermally induced flow oscillations in the near-critical and Supercritical thermodynamic region », NAS8-11422, 1966.
- [5.13] V.A.Bogachev & al, « Experimental Study of Thermohydraulic Stability and Heat Transfer in the Descending Flow of Supercritical Helium in a vertical tube », Institut de Puissance, Moscow, Journal of Engineering Physics, Vol. 55, N°. 2, August 1988.
- [5.14] Hands, B. A., « Pressure drop instabilities in cryogenic fluids », Advances in cryogenic engineering, Vol.20, p.p 355-369, 1975
- [5.15] V.Arpa, « Negative Differential Flow Resistance in Supercritical Helium », Cryogenics, p.p 171-177, Mars 1976.
- [5.16] S.K. Morgan, H.F. Brady, « Elimination of the geysering effect in missiles ». Adv. Cryo. Eng. 7, 1962, pp 206-213.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion et perspectives	254
6.2 Références	257

6.1 Conclusion et perspectives

A l'heure actuelle, une intense activité de recherche et de développement est consacrée, par la communauté scientifique, pour la mise au point de solutions technologiques au problème de gestion des déchets nucléaires à haute toxicité et à longue durée de vie. L'une des solutions envisagées, qui est la transmutation de ces déchets dans un réacteur hybride, semble très prometteuse. Plus précisément, il s'agit d'un réacteur nucléaire sous critique piloté par un accélérateur linéaire de protons de haute intensité. La section haute énergie de ce LINAC utilise des cavités accélératrices supraconductrices radiofréquence ($f=704\text{MHz}$), de type elliptique et refroidies à l'hélium superfluide ($T=2\text{K}$). Chaque cavité est équipée d'un coupleur de puissance permettant la transmission de la puissance RF de la source vers le résonateur, tout en assurant une interface entre l'air du guide d'onde et la cavité évacuée. Le coupleur de puissance utilisé pour ces cavités doit transférer de façon optimale au faisceau de protons une puissance RF de 150kW en continu. Les pertes RF par effet Joule et diélectriques dans les différents éléments du coupleur de puissance (conducteur interne, conducteur externe et fenêtre) opérant à cette puissance sont relativement élevées. Par conséquent, il est nécessaire de le refroidir efficacement afin d'assurer un fonctionnement stable et fiable du système coupleur-cavité. Les travaux effectués dans ce mémoire de thèse concernent le dimensionnement et la réalisation des différents circuits de refroidissement du coupleur de puissance ainsi que l'étude expérimentale et les simulations numériques de son comportement thermique. Nous avons, ainsi retenu les systèmes de refroidissement suivants :

- 1) Refroidissement de la fenêtre par circulation forcée d'eau à $T=288\text{K}$ dans une chemise externe enveloppant le diamètre externe.
- 2) Refroidissement du conducteur interne par circulation forcée d'eau ou d'hélium gaz à $T=288\text{K}$. La circulation du fluide sera effectuée dans un espace annulaire aménagé à cette fin. Le fluide assure également le refroidissement du centre de la fenêtre.
- 3) Refroidissement du conducteur externe par convection forcée d'hélium supercritique à $T=5.5\text{K}$ dans un serpentin hélicoïdal en cuivre brasé autour de la surface externe du conducteur.

Préalablement au dimensionnement des systèmes de refroidissement, on a calculé les pertes RF par effet Joule dans les conducteurs interne et externe, les pertes diélectriques dans la fenêtre ainsi que les pertes statiques par conduction et rayonnement. Ces calculs ont montré que ces pertes sont essentiellement dominées par les pertes RF dynamiques (effet Joule et diélectriques). Ensuite, on a calculé de façon détaillée les caractéristiques hydrauliques (chutes de pression) et thermiques (coefficient d'échange) du circuit de refroidissement du conducteur interne. Puis, on a fait une étude comparative détaillée pour qualifier les deux options du fluide réfrigérant (eau et hélium)

permettant d'obtenir les mêmes performances. Les résultats des simulations numériques en 2D axisymétrique effectuées sur un modèle comprenant le conducteur interne et la fenêtre montrent que le refroidissement est efficace pour un débit d'eau de 5.18g/s. Précisons que des résultats similaires sont obtenus dans le cas d'un refroidissement à l'hélium gaz avec un débit de 4.16g/s. Enfin, nous avons conçu, dimensionné et optimisé le circuit de refroidissement du conducteur externe en spécifiant ses caractéristiques hydrauliques et thermiques.

L'expérience dédiée à l'étude de l'interaction thermique entre la cavité et le coupleur de puissance, qui fait l'objet du quatrième chapitre, a été mise en œuvre et réalisée avec succès. Cette expérience permet de simuler les pertes RF résiduelles non interceptées par l'échangeur du conducteur externe au moyen d'une chaufferette fixée sur le port de couplage. L'objectif principal de cette expérience est de déterminer la charge thermique critique Q_c que peut supporter la cavité sans dégradation sensible de ses performances RF. Les résultats expérimentaux conduisent à une valeur minimale de $Q_c=3W$. Cette expérience a également permis de mesurer la résistance thermique de contact au niveau de la bride du port de couplage ainsi que la conductivité thermique du tube faisceau. D'autre part, le modèle thermique simulant cette expérience a été validé par comparaison entre les champs de température expérimentaux et calculés. Les résultats expérimentaux conjointement à ce modèle nous ont permis d'effectuer le bilan thermique à la jonction entre le tube faisceau, le tank hélium et l'iris de la cavité. Ce bilan montre que la majeure partie du flux thermique en provenance du port de couplage est évacuée vers le bain d'hélium soit en amont de l'iris (67%) soit via le tank hélium (24%). Les simulations numériques permettent une bonne interprétation des résultats expérimentaux quant à l'effet d'une charge thermique surcritique sur les caractéristiques RF de la cavité. La diminution du facteur de qualité observée expérimentalement, lorsqu'on applique au port de couplage un flux surcritique, est essentiellement due à l'échauffement du tube faisceau qui transite à l'état normal résistif. La valeur de la charge thermique critique mesurée dans cette première expérience constitue un critère essentiel pour qualifier la performance de l'échangeur du conducteur externe. Plus précisément, le flux résiduel à l'extrémité froide de cet échangeur doit être inférieur à $Q_c=3W$.

Un prototype de l'échangeur du conducteur externe, ayant les caractéristiques précédemment calculées, a été fabriqué dans l'industrie. Une station d'essai, destiné à la qualification de cet échangeur dans des conditions similaires à celles de son fonctionnement dans le cryomodule, a été conçue et réalisée. Cette station permet la production d'hélium supercritique qui sera utilisé comme fluide réfrigérant dans cet échangeur. Nous avons effectué des tests systématiques dans les conditions opératoires suivantes : **1)** température d'entrée de l'hélium supercritique entre 5.5K-6K, **2)** Pression d'entrée de l'hélium supercritique entre 3.5 et 10 bar, **3)** débit massique d'hélium

supercritique compris entre 0.03g/s et 0.25g/s, 4) charge thermique allant jusqu'à 127W. Des expériences de préparations appelées « radiateur 300K » et « zone chauffée amont » ont été réalisées et interprétées. Ces expériences nous ont permis de mettre au point et valider le fonctionnement de certains éléments de l'expérience principale. L'efficacité de l'échangeur est déterminée par la mesure du flux résiduel Q_r à son extrémité froide au moyen de thermomètres fixés sur un tube simulant le port de couplage et relié au thermostat à $T=2K$, 2.5K ou 4.2K. Les résultats expérimentaux ont montré que les performances thermiques de l'échangeur du conducteur externe sont excellentes. Le flux résiduel maximum mesuré pour une charge thermique de 127W est de 60mW. Les pertes RF dans le coupleur de puissance étant, en première approximation proportionnelles à la puissance à transmettre au faisceau de protons, le circuit de refroidissement du conducteur externe est efficace pour un fonctionnement à une puissance RF de l'ordre de $\sim 800kW$ soit plus que cinq fois la puissance RF nominale qui est 150kW. Une partie de ce travail a été consacrée à une étude préliminaire sur les instabilités thermohydrauliques observées expérimentalement. Après une brève synthèse sur les études antérieures de ces instabilités, nous avons établi un diagramme de stabilité basé sur des paramètres adimensionnels. Ce diagramme montre clairement que nos données expérimentales sont en accord et complètent celles d'expériences similaires réalisées précédemment au CERN (LHC) et à l'institut de puissance de Moscow.

Suite à l'ensemble des travaux effectués durant cette thèse, la principale tâche future sera la conception et la réalisation du cryomodule de la cavité pentacellules complètement équipée (coupleur de puissance, système d'accord...). En effet, l'étude du comportement thermique du coupleur a été effectuée et les circuits de refroidissement des différents éléments ont été conçus et validés expérimentalement en termes de performance thermique. Par ailleurs un prototype de cavité, ayant atteint les performances RF requises, a déjà été réalisé et a fait l'objet d'un travail antérieur [6.1]. D'autre part, deux fenêtres ont également été réalisées dans l'industrie. Une photo d'un prototype de cryomodule est présentée en figure 6.1. Cette activité sera effectuée en collaboration avec l'INFN.

On peut résumer les principales actions futures comme suit :

- 1- Réalisation d'un prototype final du coupleur de puissance.
- 2- Développement d'un banc de conditionnement RF du coupleur.
- 3- Etude de l'intégration du coupleur dans le cryomodule.
- 4- Fabrication du cryomodule pour la cavité pentacellules.
- 5- Réalisation des tests cryogéniques pour la caractérisation thermique et RF du cryomodule.
- 6- Test à haute puissance RF (150kW en continu) du cryomodule complet.

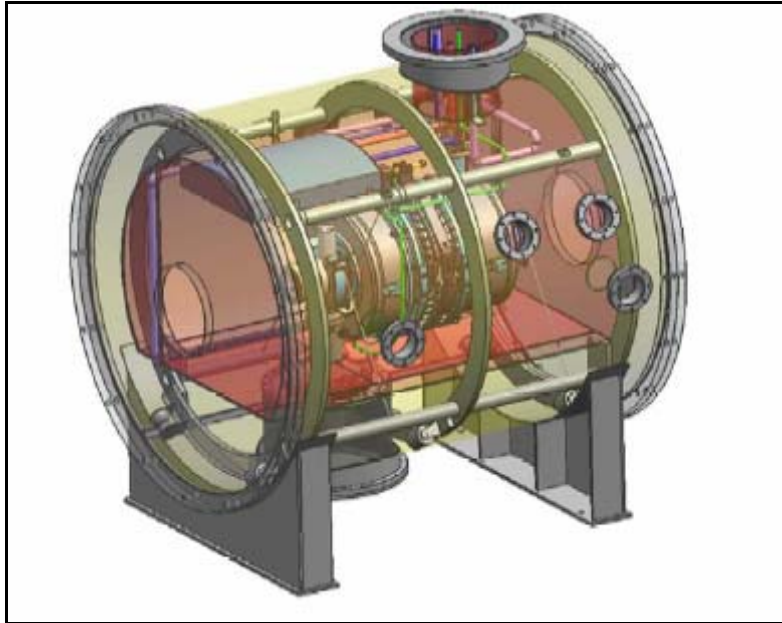


Figure 6.1 : Photo d'un prototype du cryomodule de la cavité pentacellules [6.2].

6.2 Références

- [6.1] J-L. Biarrotte, « Etude des Cavités Supraconductrices pour les Accélérateurs de Protons de Forte Puissance », Thèse de l'université Paris 11, Décembre 2001.
- [6.2] S. Barbanotti et al, «Report on Cryomodule Design and Schedule », TASK 1.3.3, IP-EUROTRANS, 2006.

RESUME

Le coupleur de puissance utilisé pour les cavités supraconductrices de la section haute énergie du Linac de EUROTRANS doit transférer 150kW de puissance RF au faisceau de protons. Les pertes RF par effet Joule et diélectriques dans les différents éléments du coupleur (conducteur interne, conducteur externe et fenêtre) opérant à cette puissance sont relativement élevées. Par conséquent, il est nécessaire de le refroidir efficacement afin d'assurer un fonctionnement stable et fiable du système d'accélération (coupleur-cavité). Après avoir évalué toutes les pertes dans le coupleur, les calculs thermiques et les résultats des simulations numériques ont permis de dimensionner et valider le circuit de refroidissement du conducteur interne. Nous avons également conçu, dimensionné et optimisé le circuit de refroidissement du conducteur externe en spécifiant ses caractéristiques hydrauliques et thermiques. Ensuite, nous avons mis en œuvre et réalisée avec succès une expérience dédiée à l'étude de l'interaction thermique entre la cavité et le coupleur de puissance. Le principal résultat de cette expérience est la mesure expérimentale de la charge thermique critique que peut supporter la cavité sans dégradation sensible de ses performances RF. La valeur de la charge thermique critique mesurée, qui est comprise entre 3W et 5W, constitue un critère essentiel pour qualifier les performances de l'échangeur du conducteur externe qui utilise l'hélium supercritique comme fluide réfrigérant. Enfin, une station d'essai, destinée à la qualification de l'échangeur du conducteur externe dans des conditions similaires à celles de son fonctionnement dans le cryomodule, a été conçue et réalisée avec succès. Les résultats expérimentaux ont montré les excellentes performances thermiques de l'échangeur pour un fonctionnement à une puissance RF de l'ordre de $\sim 750\text{kW}$ soit plus que cinq fois la puissance RF nominale 150kW. En effet, Le flux résiduel maximum mesuré pour une charge thermique de 127W, simulant les pertes RF dans le coupleur, est de 60mW. Par ailleurs, la comparaison entre les températures mesurées et calculées à l'aide d'un modèle thermique 2D axisymétrique a permis d'identifier un coefficient d'échange global pour différents débits. Enfin, une étude expérimentale préliminaire sur les instabilités thermohydrauliques de l'hélium supercritique, a été menée. Ainsi nous avons pu établir un diagramme de stabilité basé sur des paramètres adimensionnels. Ce diagramme montre clairement que nos données expérimentales sont en accord et complètent les données d'autres expériences similaires.

Mot clés : coupleur de puissance, cavité supraconductrice, circuits de refroidissement, calcul thermique, hélium supercritique.

ABSTRACT

The coaxial power coupler needed for superconducting RF cavities used in the high energy section of the EUROTRANS driver should transmit 150kW (CW operation) RF power to the protons beam. The calculated RF and dielectric losses in the power coupler (inner and outer conductor, RF window) are relatively high. Consequently, it is necessary to design very carefully the cooling circuits in order to remove the generated heat and to ensure stable and reliable operating conditions for the coupler cavity system.

After calculating all type of losses in the power coupler, we have designed and validated the inner conductor cooling circuit using numerical simulations results. We have also designed and optimized the outer conductor cooling circuit by establishing its hydraulic and thermal characteristics. Next, an experiment dedicated to study the thermal interaction between the power coupler and the cavity was successfully performed at CRYOHLAB test facility. The critical heat load Q_c for which a strong degradation of the cavity RF performance was measured leading to Q_c in the range 3W-5W. The measured heat load will be considered as an upper limit of the residual heat flux at the outer conductor cold extremity. A dedicated test facility was developed and successfully operated for measuring the performance of the outer conductor heat exchanger using supercritical helium as coolant. The test cell used reproduces the realistic thermal boundary conditions of the power coupler mounted on the cavity in the cryomodule. The first experimental results have confirmed the excellent performance of the tested heat exchanger. The maximum residual heat flux measured was 60mW for a 127W thermal load. As the RF losses in the coupler are proportional to the incident RF power, we can deduce that the outer conductor heat exchanger performance is confirmed up to 800kW RF power. Heat exchanger thermal conductance has been identified using a 2D axisymmetric thermal model by comparing experimental and computed temperatures. Finally, a last part of our work has been dedicated to a preliminary study of thermohydraulic behaviour of supercritical helium observed during the experiment. Then we have established a stability diagram based on dimensionless parameters. This diagram shows a good agreement between our data and those of previous similar experiments.

Key words: power coupler, superconducting cavities, thermal calculations, cooling circuits, supercritical helium.

