

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique

Présentée et soutenue publiquement par

EMMANUEL HATCHADOURIAN

Le 08 décembre 2000

Thermohydraulique des écoulements d'hélium faiblement supercritique en conduite. Application au refroidissement des écrans de faisceau du LHC.

L. PUECH

Composition du Jury :

M.X. FRANCOIS (Rapporteur)

P. LEBRUN

F. MEUNIER

M. NOUGARET (Président)

L. PUECH

A. RAVEX (Rapporteur)

Thèse préparée au sein de la division LHC du
CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire),
CERN, CH-1211 Genève 23, Suisse.



Remerciements

Les travaux faisant l'objet de cette thèse ont été menés au sein de l'Organisation

Monsieur Philippe Lebrun, chef de la division du Grand Collisionneur de Hadrons (LHC). Je tiens à lui témoigner ma profonde gratitude pour toute son attention et sa confiance tout au long de l'étude. Sa rigueur scientifique et ses nombreuses critiques à l'égard de mon travail, tant au point de vue expérimental que théorique m'ont été d'une

J'adresse toute ma reconnaissance à mon directeur de thèse, Monsieur le Professeur Laurent Puech, chercheur au CRTBT (Centre de Recherche sur les Très Basses Températures), pour l'intérêt porté sur ce travail.

Que Monsieur Laurent Tavian, chef de la section PI (intégration des réfrigérateurs et infrastructure) du groupe "Cryogénie des Accélérateurs", trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour m'avoir accueilli dans son équipe, pour son écoute toujours attentive et ses nombreux conseils.

Je tiens à remercier Messieurs les Professeurs Bernard Hébral, directeur du CRTBT, et Pierre Boyer, responsable du DEA "méthodes physiques et expérimentales" de l'université Joseph-Fourier, pour leurs confiances à mon égard sur la préparation de cette

Je témoigne toute ma reconnaissance également à Monsieur Wolfgang Erdt, chef du groupe ACR (Cryogénie des Accélérateurs). Ce fut un plaisir d'avoir pu intégrer un tel groupe de travail où la bonne humeur et le respect de chaque individu ont été présent tout

Les travaux techniques ont bénéficié du soutien et de la patience de nombreuses personnes, dont notamment Monsieur Alain Bézaguet, chef de la section SR (Tests Cryogénique), Monsieur Juan Casas-Cubillos, chef de la section IN (Instrumentation et Contrôle) et Monsieur Adriaan Rijllart, du groupe IAS (Automatique Industrielle). Ma gratitude s'adresse également à tous mes collègues du CERN, et notamment à P. Gayet, S. Claudet, G. Riddone, R. Trant, U. Wagner, R. Losserand-Madoux, A. Perin, L. Serio, R. van Weelderen, Ch. Balle, T. Bager pour leurs conseils, et particulièrement à L. Métral, A. Suraci, P. Gomes et toute l'équipe de chaudronnerie et mécanique pour leurs services apportés sur le dispositif expérimental.

Je remercie pour leur attention le Professeur Maurice Xavier Francois et Monsieur Alain Ravex en tant que rapporteurs et Monsieur Marcel Nougaret en tant que président du Jury ; ainsi que Monsieur Francis Meunier, Professeur au CNAM, qui n'a pu assister à la soutenance.

J'adresse mes remerciements au CERN qui a soutenu financièrement et techniquement les travaux qui font l'objet de cette thèse.

Une pensée émue à ma femme et toute ma famille, pour lesquelles je tiens à me faire pardonner pour tout le temps consacré sur ce travail de thèse à leurs dépens.

Avant propos

Au cours d'observations, au-delà de la mise en évidence d'un effet inattendu, l'effort de compréhension porte tout d'abord vers une description qualitative du phénomène et ensuite quantitative. Puis, lorsque ce phénomène est compris, le travail peut s'orienter vers une étape d'exploitation où le mécanisme est utilisé pour développer de nouvelles voies de recherche ou encore apporter des solutions à des besoins d'ordre technologique. L'étude établie sur le projet du futur collisionneur de particules du CERN en est un exemple convaincant : il s'agit dans un premier temps de définir un modèle simplifié sur l'écoulement d'hélium supercritique dans des tubes soumis à des apports de chaleur, afin de permettre la compréhension des mécanismes essentiels puis développer un modèle plus précis, mais également plus complet, pour l'étude quantitative. L'application directe de cette étude thermohydraulique concerne le refroidissement des écrans de faisceau du LHC. Ces écrans, maintenus à une température comprise approximativement entre 5 K et 20 K par circulation d'hélium supercritique dans de longs et étroits tubes, seront installés dans les ouvertures des électro-aimants supraconducteurs dans le but d'intercepter les charges thermiques dynamiques. Cette solution permet d'éviter le régime diphasique mais présente néanmoins un risque d'instabilité thermohydraulique. Le travail proposé vise à établir, au moyen d'une modélisation thermohydraulique qui devra être validée par des campagnes expérimentales, les conditions et limites de fonctionnement du système de refroidissement des écrans de faisceau.

Après une brève présentation de la future machine LHC quant à ses aspects cryogéniques, de la conception et du rôle des écrans de faisceau, la notion de fluide supercritique est développée dans la Première Partie.

La description de la boucle expérimentale et de son instrumentation ainsi que des difficultés rencontrées lors des premiers tests et des solutions apportées (détermination de techniques pour amortir et éliminer les oscillations thermoacoustiques dans le montage expérimental) sont mentionnées dans la Deuxième Partie. Cette partie comprend également la mise en place et la simplification des équations thermohydrauliques, équations utilisées pour la description du processus d'oscillation et pour la validation expérimentale des calculs de pertes de charge dans le cas d'un écoulement stationnaire.

La modélisation transitoire des écoulements en conduite de l'hélium supercritique, dans la Troisième Partie, permet d'une part d'établir un critère d'apparition d'un régime instable, et d'autre part d'identifier des domaines de fonctionnement en régime stable. L'étude est entreprise analytiquement à l'aide de la méthode des petites perturbations de l'écoulement du fluide, puis par la linéarisation des équations et par l'utilisation de fonctions de transfert. La recherche de la limite de stabilité s'effectue alors de façon numérique par l'utilisation du diagramme de Nyquist. La validation du critère de stabilité par les résultats expérimentaux permet d'étendre une discussion sur le comportement de l'hélium supercritique dans les autres lignes du LHC.

Une conclusion générale sur les travaux entrepris au cours de cette thèse est développée dans la Quatrième Partie. Les problèmes de contrôle commande liés à la régulation précise des températures des écrans de faisceau en présence de charges thermiques variant rapidement sont abordés dans l'annexe.

TABLE DES NOTATIONS

vii

1^{ère} PARTIE - PRESENTATION DE L'ETUDE	1
I.1 INTRODUCTION	3
I.1.1 Les grands accélérateurs de particules du CERN	3
I.1.2 Le projet LHC	4
I.1.2.1 Description technique du LHC	4
I.1.2.2 Généralités sur le système cryogénique du LHC	6
I.2 L'ECRAN DE FAISCEAU	12
I.2.1 Fonctions et contraintes de l'écran de faisceau	12
I.2.1.1 Charges thermiques induites par le faisceau	12
I.2.1.2 Puissance thermique interceptée par l'écran	14
I.2.1.3 Pompage cryogénique	15
I.2.2 Principes de fonctionnement et conception hydraulique	17
I.2.3 Conception mécanique de l'écran	19
I.3 L'HELIUM SUPERCRITIQUE	20
I.3.1 Région supercritique	20
I.3.2 Point et phénomènes critiques	21
I.3.2.1 Point critique	21
I.3.2.2 Phénomènes critiques	23
I.3.3 Les propriétés de l'hélium supercritique	23
I.3.3.1 Propriétés thermodynamiques et de transport	23
I.3.3.2 Intérêt et applications des fluides supercritiques	28
2^{ème} PARTIE - THERMOHYDRAULIQUE DES ECOULEMENTS SUPERCRITIQUES EN CONDUITE	31
II.1 MONTAGE DE L'EXPERIENCE	33
II.1.1 Le cryostat et son équipement de mesure	33
II.1.1.1 Le cryostat	34
II.1.1.2 Instrumentation	37
II.1.1.3 Contrôle et acquisition des données	42
II.1.2 Difficultés rencontrées	43
II.1.2.1 Oscillations thermoacoustiques	44
II.1.2.2 Amortissement des oscillations	45
II.2 MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DE L'ECOULEMENT	50
II.2.1 Hypothèses et définition	50
II.2.2 Equations du modèle	51
II.2.2.1 Equations générales	51
II.2.2.2 Approximation des équations	53
II.2.2.3 Remarques	56
II.3 REGIME STATIONNAIRE	58
II.3.1 Expressions analytiques	58
II.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux	60
II.3.2.1 Le régime uniquement pseudo-gazeux	61
II.3.2.2 Le régime combiné pseudo-liquide/pseudo-gazeux	62

3^{ème} PARTIE - LES INSTABILITES	65
III.1 SYSTEME LINEAIRE	69
III.1.1 Equations réduites et linéarisation	69
III.1.1.1 Expressions réduites	69
III.1.1.2 Linéarisation des équations	72
III.1.2 Rappels sur la théorie des systèmes linéaires	72
III.1.2.1 Notion de fonction de réponse, causalité	73
III.1.2.2 Définition de $G(\omega)$ et condition de stabilité	73
III.1.2.3 Application aux lignes cryogéniques de l'étude. Critère global de stabilité.	74
III.1.2.4 Existence de zéros de $H(\omega)$ pour $\text{Im}(\omega) \leq 0$	74
III.2 CINEMATIQUE ET IMPEDANCE DYNAMIQUE	76
III.2.1 Cinématique	76
III.2.1.1 Les différentes zones	76
III.2.1.2 Calcul de débit	78
III.2.1.3 Récapitulatif	79
III.2.2 Impédance dynamique	80
III.2.2.1 Onde de débit	80
III.2.2.2 Impédance dynamique de la zone chauffée	80
III.2.2.3 Discussion qualitative	81
III.2.2.4 Diagramme de stabilité	84
III.2.2.5 Impédances dynamiques supplémentaires	89
III.2.2.6 Conclusion	94
III.3 APPLICATION AUX LIGNES DU LHC	96
III.3.1 La ligne de l'écran de faisceau	96
III.3.1.1 La maquette de l'écran de faisceau	96
III.3.1.2 Géométrie de la ligne à travers la demi-cellule	101
III.3.2 Ligne C	103
III.3.3 Ligne C'	104
III.3.4 Synthèse sur la stabilité des écoulements supercritiques dans le LHC	106
4^{ème} PARTIE - CONCLUSION	107
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	109
ANNEXES	119
A - PROPRIETES DE L'HELIUM ET DES MATERIAUX AUX TEMPERATURES CRYOGENIQUES	121
B – OSCILLATIONS THERMOACOUSTIQUES	127
C – CALCULS ANALYTIQUES	135
D – DYNAMIQUE DE L'ECRAN DE FAISCEAU	139
REFERENCES DES ANNEXES	153

Table des notations

Le système d'unité utilisé est celui des unités internationales MKSA. Les grandeurs réduites sont notées en italique. Lorsque dans le texte des symboles apparaissent de manière peu fréquente et sont expliqués dans leur contexte, ils ne sont alors pas inclus dans la table ci-dessous.

Symboles			
α	Rapport de température, Coefficient de réflexion	ν	Viscosité cinématique [$m^2.s^{-1}$]
c	Chaleur spécifique [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]	ω	Fréquence angulaire [$rad.s^{-1}$]
D	Diffusivité [$m^2.s^{-1}$]	w	<i>Fréquence angulaire réduite</i>
d	Diamètre hydraulique [m]	P	Pression [Pa]
E	Energie [J]	P	<i>Pression réduite</i>
e	Epaisseur [m]	p	Variable de Laplace
ε	Rugosité [m]	Π	Périmètre du tube [m]
F	Facteur de frottement	Ψ	Paramètre de vanne
F	<i>Facteur de frottement réduit</i>	ϕ	angle
f	Fréquence [s^{-1}]	Φ	Densité volumique de puissance [$W.m^{-3}$]
f	<i>Fréquence réduite</i>	Q	Puissance [W]
G	Gravité [$m.s^{-2}$]	q	Flux de chaleur [$W.m^{-2}$]
g	<i>Gravité réduite</i>	q	<i>Flux de chaleur réduit</i>
h	Enthalpie [$J.kg^{-1}$]	R	Résistance [Ω]
h	<i>Enthalpie réduite</i>	Re	Nombre de Reynolds, Partie réelle
\hat{h}	Coefficient d'échange par convection [$W.m^{-2}.K^{-1}$]	r	Constante des gaz parfaits [$J.kg^{-1}.K^{-1}$]
I	Intensité [A]	ρ	Densité [$kg.m^{-3}$]
Im	Partie imaginaire	r	<i>Densité réduite</i>
j	Nombre imaginaire pur	S	Section [m^2]
K	Conductivité thermique [$W.m^{-1}.K^{-1}$]	σ	Rapport de section
L	Longueur [m]	T	Température [K]
L	<i>Longueur réduite</i>	t	Temps [s]
m	Masse [kg]	t	<i>Temps réduit</i>
\dot{m}	Débit massique [$kg.s^{-1}$]	τ	Période [s], Constante de temps [s]
μ	Viscosité dynamique [$kg.m^{-1}.s^{-1}$]	θ	Temps équivalent[s]
		u	Vitesse [$m.s^{-1}$]
		u	<i>Vitesse réduite</i>
		V	Volume [m^3]

v	Volume spécifique [$\text{m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$]
<i>v</i>	<i>Volume spécifique réduit</i>
x	Abscisse [m]
<i>x</i>	<i>Abscisse réduit</i>
χ	Compressibilité [$\text{m}^2 \cdot \text{N}^{-1}$]
Z	Impédance

Exposants

'	Constante
*	Critique
-	Stationnaire
_	Amplitude

Indices

ai	Relatif à l'acier inoxydable
c	Caractéristique
cu	Relatif au cuivre
g	Gaz
/	Liquide
son	son dans le fluide
P	Isobare
T	Isotherme
V	Isochore
0	Relatif à l'entrée de l'écoulement
1	Relatif à l'entrée de la zone chauffée
2	Relatif au point de transition
3	Relatif à la sortie de la zone chauffée
4	Relatif à la sortie de l'écoulement
01	Relatif à la zone adiabatique amont
12	Relatif à la zone chauffée pseudo-liquide
23	Relatif à la zone chauffée pseudo-gazeuse
34	Relatif à la zone adiabatique avale
13	Relatif à la zone chauffée totale

Opérateurs

Δ	Différence
d	Opérateur dérivée d'Euler
∂	Opérateur dérivée de Lagrange
δ	Opérateur différentiel

Fonctions de transfert

G(ω)	Fonction de transfert (conductance)
H(ω)	Fonction de transfert (impédance)
H(<i>w</i>)	<i>Fonction de transfert réduite</i>

Unités

Unités en dehors du S.I.

eV	Charge de l'électron	1 eV = $1.6 \cdot 10^{-19}$ J
bar	Pression	1 bar = 1.10^5 Pa

Correspondance

FORCE	Newton (N)	1 N = $1 \text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
PRESSION	Pascal (Pa)	1 Pa = $1 \text{N} \cdot \text{m}^{-2}$
ENERGIE	Joule (J)	1 J = $1 \text{N} \cdot \text{m}$
PUISSANCE	Watt (W)	1 W = $1 \text{J} \cdot \text{s}^{-1}$

1^{ère} PARTIE

PRESENTATION DE L'ETUDE

I.1 INTRODUCTION

I.1.1 Les grands accélérateurs de particules du CERN

La création d'un laboratoire européen de physique fut recommandée lors d'une réunion de l'UNESCO à Florence en 1950. Moins de trois années plus tard une convention fut signée par douze pays européens. Le CERN, Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, était né. Il se développa autour des projets de synchro-cyclotron de 600 MeV (SC) et de synchrotron à protons de 28 GeV (PS), ainsi qu'autour des expériences associées. Au milieu des années soixante, les états membres du CERN décidèrent de soutenir la construction "d'anneaux de stockage à intersections (ISR)" pour étudier la physique des particules avec des faisceaux de protons en collision. Lorsque l'exploitation des ISR commença en 1971, le CERN lança la construction de sa dernière machine à protons avec cibles fixes, le supersynchrotron à protons (SPS). Cette machine fut d'ailleurs elle-même reconvertie en collisionneur dix ans plus tard, grâce à une technique permettant de produire des faisceaux d'antiprotons intenses et de haute qualité. L'exploitation du système comme collisionneur proton-antiproton aura permis la découverte des bosons médiateurs de la force faible, les particules W^\pm et Z . Selon le "modèle standard" de la physique, le couplage force-matière s'effectue en effet par l'intermédiaire de particules de spin entier appelées bosons ^[1-1]. Le photon est le boson de la force électromagnétique (elle permet d'assurer la cohésion de l'atome, la propagation de la lumière,...), les bosons intermédiaires W^\pm et Z - au nombre de 3 - sont ceux de la force faible (force relative à la désintégration du neutron, combustion du soleil,...), les gluons - au nombre de 8 - sont ceux de la force forte (elle assure la cohésion des nucléons) et enfin le graviton est celui de la force de gravité (système solaire, galaxies,...). Tous ces bosons ont été découverts sauf le graviton.

La machine LEP (Large Electron Positron Collider), entrée en service en été 1989, a commencé de fonctionner avec des énergies de collision de l'ordre de 100 GeV dans le centre de masse, pour doubler actuellement grâce à l'installation de cavités supraconductrices. Des électrons et leurs antiparticules - les positons - sont amenés en collision dans un synchrotron unique de 27 km de circonférence situé à environ 100 mètres de profondeur de part et d'autre de la frontière franco-suisse. Pendant six ans, son travail a été de produire en nombre important des bosons Z . Ces expériences ont apporté très rapidement des informations importantes en démontrant qu'il était très peu probable qu'il existe plus de trois familles de quarks et de leptons. Les hauts niveaux d'énergies de collision ont permis de produire de nombreuses paires de bosons W^\pm .

L'idée du projet LHC ^[1-2] (Grand Collisionneur de Hadrons ; les hadrons étant constitués de quarks et de gluons) est née dans le but de gagner encore un ordre de grandeur dans l'énergie disponible par constituant élémentaire. Depuis, de nombreuses personnes collaborent aux études et aux développements de ce qui deviendra le premier outil de recherche aux frontières énergétiques de la physique des particules. Le LHC est un accélérateur de particules qui sondera la matière plus profondément que jamais ; selon la loi de Broglie, des longueurs d'ondes inférieure à 10^{-19} m pourront être atteintes afin

d'observer le boson de Higgs ^[I-3] (s'il existe), étudier le plasma de quark-gluon et découvrir de nouvelles particules ^[I-4]. Les premières collisions sont prévues pour l'année 2005. A terme la machine produira des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité (définie par le nombre d'événements par unité de section efficace de collision) de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Des faisceaux de noyaux de plomb seront également accélérés et projetés les uns contre les autres avec une énergie de collision de 1150 TeV.

I.1.2 Le projet LHC

Les principaux paramètres techniques (valeurs nominales) de la machine sont représentés dans la table ci-dessous.

Table I-1 : Paramètres nominaux du LHC (proton-proton).

Energie en collision	7.0 [TeV]
Energie d'injection	450 [GeV]
Energie perdue par tour	6.7 [keV]
Champ magnétique des dipôles	8.4 [T]
Ouverture des bobines	56 [mm]
Distance entre les faisceaux	194 [mm]
Courant circulant par faisceau	536 [mA]
Nombre de paquets par faisceau	2835
Nombre de protons par paquet	10^{11}
Séparation entre les paquets	25 [ns]
Nombre de tours par seconde	11250
Luminosité	$10^{34} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$
Durée de demi-vie de la luminosité	10 [h]

Outre le fonctionnement "normal" aux paramètres nominaux, il doit être possible de pousser la luminosité de la machine jusqu'à la limite permise par l'effet faisceau-faisceau, avec une intensité de faisceau de 848 mA (cas de fonctionnement "ultime").

I.1.2.1 Description technique du LHC

Le LHC se compose d'un ensemble de deux synchrotrons installés dans le tunnel de 27 km du LEP. Les faisceaux de protons seront délivrés par le SPS existant où ils y seront pré-accelérés à 450 GeV. Les deux systèmes d'injection des faisceaux seront localisés aux points 2 et 8. Deux chaînes d'aimants supraconducteurs guideront et focaliseront ces protons accélérés jusqu'à 7 TeV dans les deux synchrotrons du LHC ; les deux faisceaux, un dans chaque synchrotron, tourneront en sens inverse pendant plusieurs heures tout en entrant en collision dans quatre zones d'expériences distinctes où d'immenses détecteurs seront installés. Huit arcs de 2460 m de long chacun seront séparés par huit sections droites. Les détecteurs ATLAS ^[I-5], ALICE ^[I-6], CMS ^[I-7] et LHC-b seront installés dans

les sections droites - d'une longueur d'environ 500 mètres pour chacune – aux points 1,2,5 et 8 respectivement (ils sont représentés sur la Figure I-1 par le symbole étoilé).

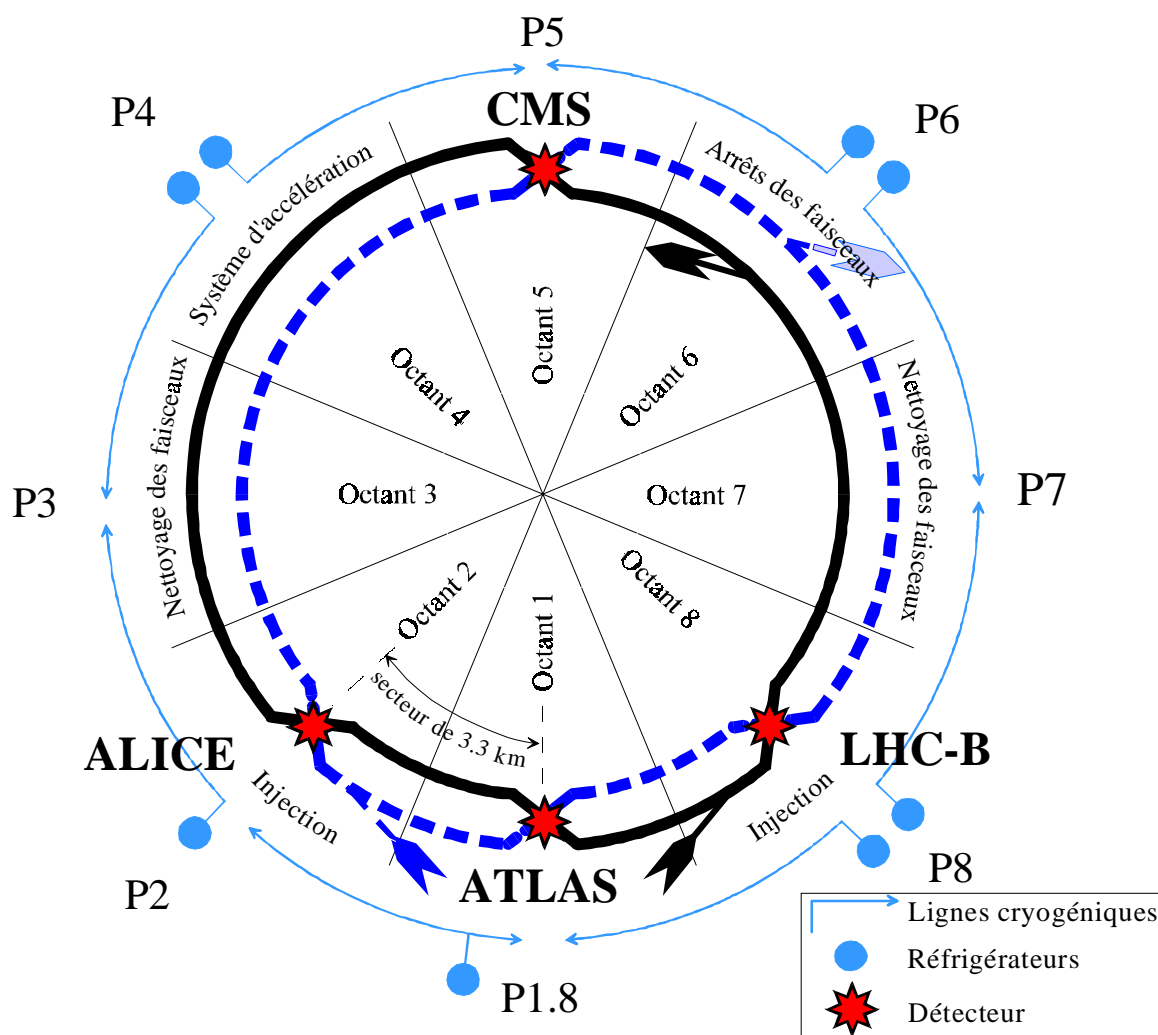
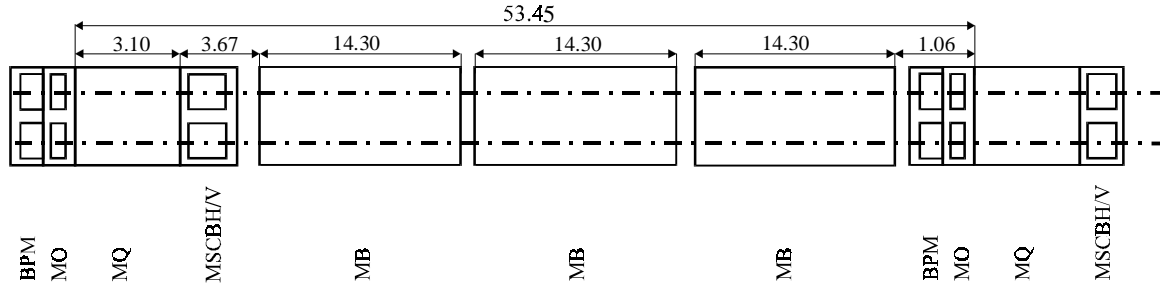


Figure I-1 : Schéma de principe du LHC, montrant également l'architecture générale du système cryogénique.

Les quatre autres sections droites ne comporteront pas d'expérience mais seront réservées à des systèmes techniques propres à la machine. Des cavités radiofréquences situées au point 4 permettront d'accélérer les deux faisceaux de particules. Des systèmes de collimation des faisceaux seront disposés au niveau des points 3 et 7. Au point 6 seront placés les systèmes permettant d'évacuer les faisceaux à la fin des expériences ou en cas de mauvais fonctionnement (ils seront extraits du synchrotron et transportés le long de tunnels de 700 m pour ensuite être absorbés dans des cibles massives). Huit arcs identiques de 2460 m de long et composés de 23 cellules pour chacun d'eux constituent la maille de la machine. Chaque cellule de type FODO (focalisant, défocalisant) est réalisée à partir de 2 demi cellules de 53.45 m de longueur. Plusieurs types d'aimants supraconducteurs constituent une demi cellule ^[1-8] : 3 dipôles de courbure ^[1-9] (14.30 m

chacun), un quadripôle de focalisation (3.10 m), des correcteurs d'orbite et des correcteurs multipolaires. Une demi-cellule est représentée sur la Figure I-2.



MB : Dipôle. **MQ** : Quadripôle. **MO** : Octupôle. **MSCBH/V** : Correcteurs combinés (sextupôle et dipôle). **BPM** : Moniteur de position.

Figure I-2 : Demi cellule de l'arc du LHC.

I.1.2.2 Généralités sur le système cryogénique du LHC

La supraconductivité est utilisée afin de produire des champs magnétiques élevés permettant de guider et de focaliser des faisceaux de haute énergie le long du tunnel existant. L'utilisation généralisée d'aimants supraconducteurs requiert un important système cryogénique, dont les paragraphes suivants dressent une description succincte.

Pour rester supraconducteur, l'aimant doit être en dessous de la température critique du matériau, qui dépend du champ magnétique et de l'intensité du courant qui y circule, comme l'indique le graphique de la Figure I-3. A une température de 1.9 K, les alliages supraconducteurs de niobium-titane (Nb-Ti) parcourus par une densité de courant de quelques centaines A/mm^2 , permettent la création de champ dépassant 8 T. La plupart des aimants de la machine opèrent à l'intérieur de bains statiques d'hélium superfluide ^[1-10] pressurisé à la température de 1.9 K afin de bénéficier de ses propriétés thermophysiques particulières, dont notamment sa faible viscosité et sa grande conductibilité thermique (dans les gammes de températures rencontrées dans la masse froide, l'hélium superfluide est de 1000 à 3000 fois meilleur conducteur que le cuivre OFHC). Les bobines supraconductrices réalisées à partir de câble type "Rutherford", constitué de brins comportant des filaments de niobium-titane noyés dans une matrice résistive et torsadée, sont incorporées dans une même structure mécanique et magnétique (culasse en fer) et dans un même cryostat ; cette configuration permet non seulement de gagner de la place mais aussi de faire une économie par rapport à une configuration consistant en deux anneaux séparés.

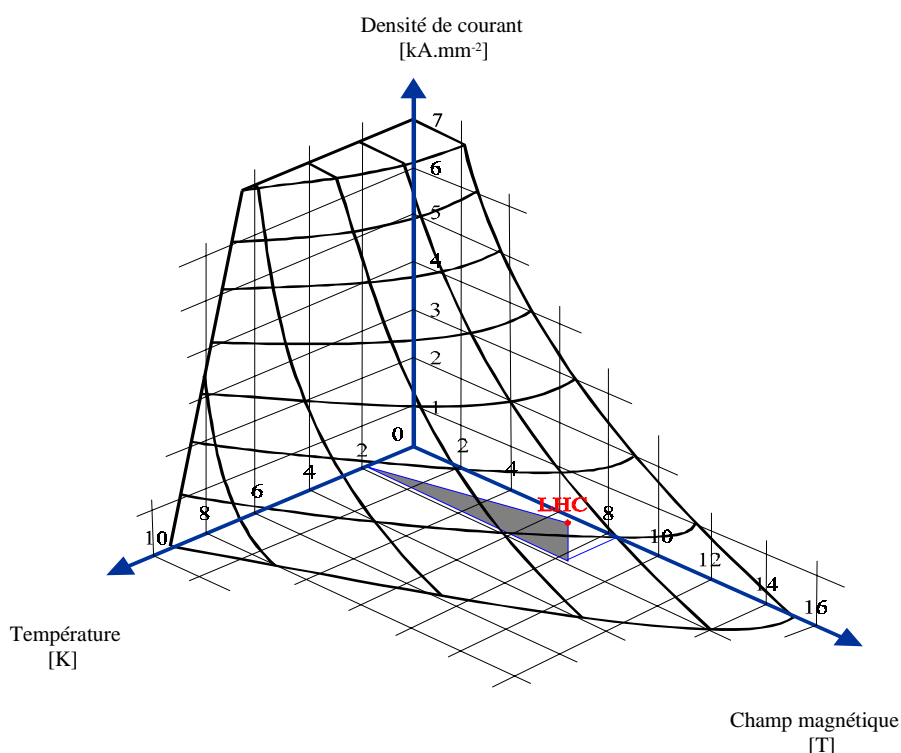
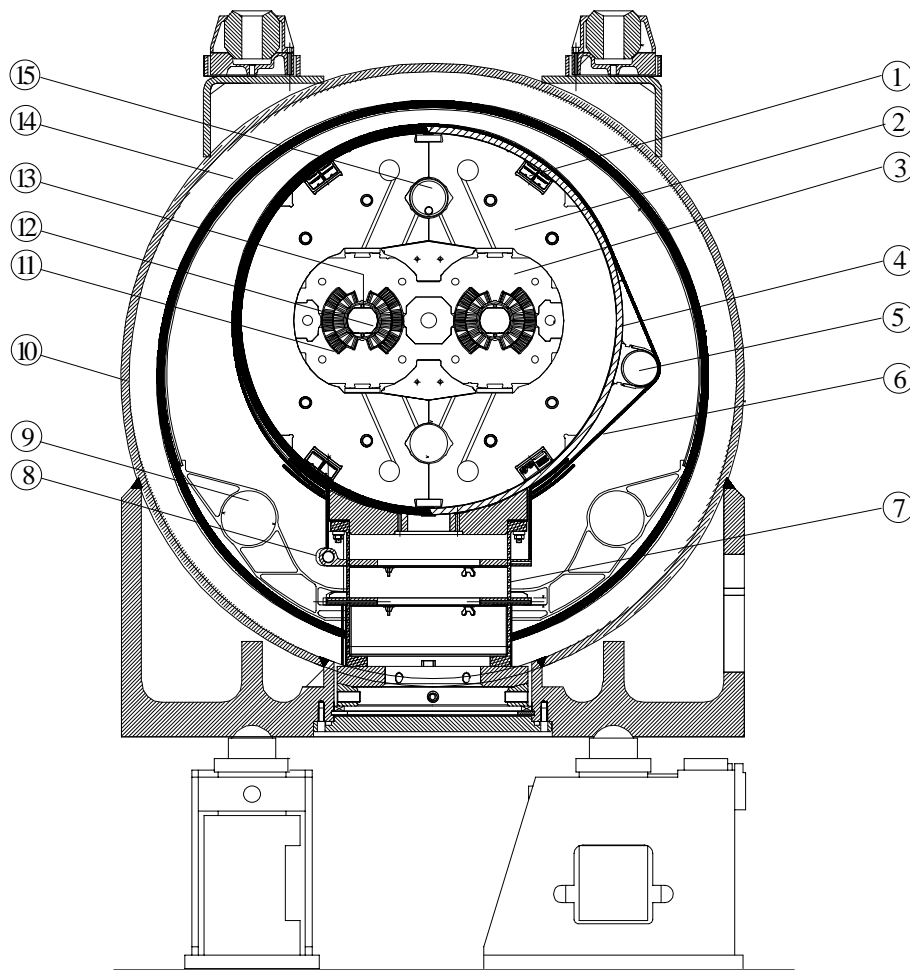


Figure I-3 : Surface critique de l'alliage Nb-Ti utilisé dans le LHC. La phase supraconductrice est située à l'intérieur de la zone hachurée.

La Figure I-4 représente une vue en coupe d'un dipôle ^[I-11]. Le champ magnétique dipolaire est réalisé par une distribution de courant autour de la chambre à vide. Un collier amagnétique contient les forces électromagnétiques agissant sur les bobinages. Pour maintenir les aimants à une température de 1.9 K, le système cryogénique du LHC doit produire une puissance totale de réfrigération d'environ 20 kW à 1.8 K grâce à huit centrales cryogéniques réparties le long de la circonférence de la machine ^[I-12]. La quantité totale d'hélium présente dans toute la machine avoisine les 93500 kg et 30 réservoirs de 250 m³ chacun, pressurisés à 20 bar à température ambiante, permettent le stockage partiel de cet hélium (50 %) lors du réchauffage de la machine ^[I-13]. La Table I-2 ci-dessous permet d'établir une comparaison de la puissance cryogénique nécessaire pour le fonctionnement du LHC par rapport à celle nécessaire pour le LEP2 ^[I-14].

Table I-2 : Comparaison des systèmes cryogéniques du LEP2 et du LHC.

LEP2	LHC
4 réfrigérateurs de 12 kW/18kW à 4.5 K	8 réfrigérateurs de 18 kW à 4.5 K
	8 unités de réfrigération de 2.4 kW à 1.8 K ^[I-15]
272 cavités supraconductrices	1800 aimants supraconducteurs
2 km de cryostats à 4.5 K	24 km de cryostats à 1.9 K
9600 kg d'hélium	93500 kg d'hélium



1 : Barres de distribution électrique. **2** : Culasse en fer. **3** : Collier de serrage en inox. **4** : Frette et enceinte à hélium. **5** : Barres de distribution électrique auxiliaires. **6** : Isolation radiative. **7** : Pied colonne. **8** : Refroidissement des pieds et alimentation des écrans de faisceau (ligne C'). **9** : Refroidissement de l'écran thermique et thermalisation des pieds du cryostat (ligne E). **10** : Enceinte à vide. **11** : Bobines supraconductrices. **12** : Ecran de faisceau. **13** : Tube de refroidissement (une des quatre lignes K_{11} , K_{12} , K_{21} et K_{22}). **14** : Ecran thermique. **15** : Tube échangeur de chaleur (lignes X et Y).

Figure I-4 : Coupe transverse d'un dipôle dans son cryostat.

Afin d'utiliser au mieux les infrastructures existantes du LEP et pour réduire les coûts, tous les systèmes cryogéniques actifs seront groupés en quelques points autour de la machine (Figure I-1). L'architecture générale du système cryogénique est représentée sur la Figure I-5 : excepté au point 2, à chaque point pair sont concentrées deux importantes centrales de réfrigération qui alimenteront deux secteurs adjacents. La disposition particulière du réfrigérateur au point 1.8 relève de considérations techniques : faible place disponible dans le halle souterrain du point 2, possibilité d'utiliser la puissance cryogénique pour les nombreux tests des aimants et charge hydrostatique au niveau de la circulation de l'hélium (le tunnel étant incliné de 1.4 % par rapport à l'horizontale).

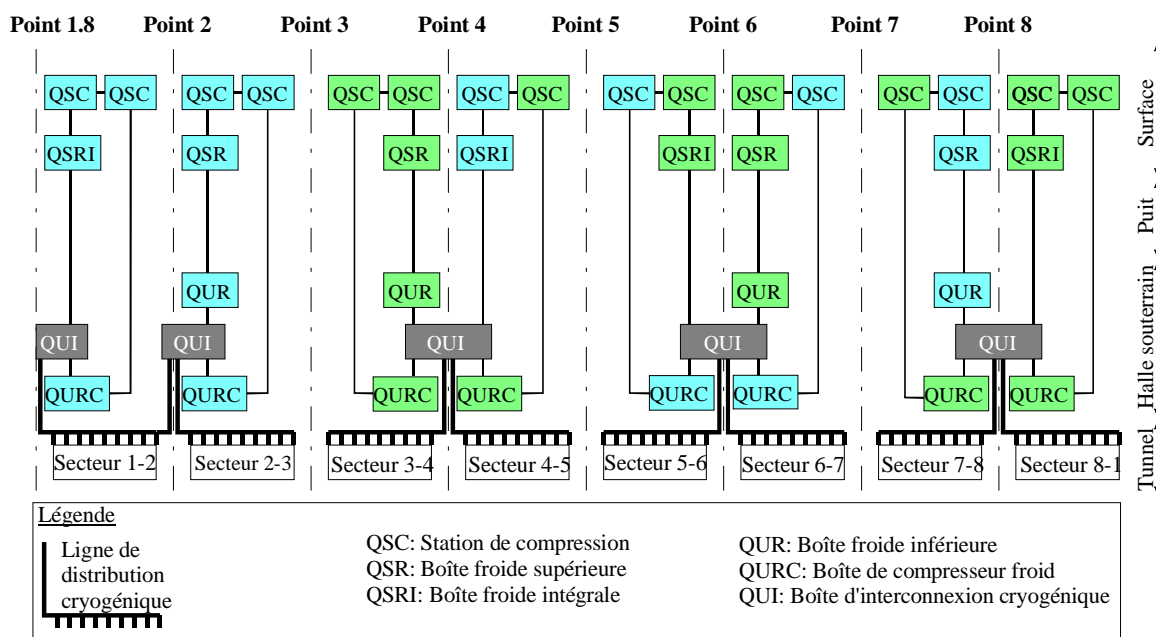


Figure I-5 : Architecture générale du système cryogénique.

Chacun des 4 réfrigérateurs récupérés de la machine LEP se compose de deux boîtes de réfrigération distinctes : une boîte froide supérieure (QSR) et une boîte froide inférieure (QUR) comme il est indiqué sur la Figure I-5. La première est située au niveau du sol et permet de refroidir l'hélium à 20 K, la seconde est située en fond de puits pour éviter la charge hydrostatique d'une colonne d'hélium à 4.5 K. Une boîte d'interconnexion (QUI) permet l'adaptation éventuelle d'une centrale sur le secteur de la centrale voisine. Du fait de sa faible pression de saturation en dessous de 2 K, la compression de grands débits massiques d'hélium requiert l'utilisation de compresseurs centrifuges cryogéniques traitant du gaz froid (QURC). Ceux-ci sont nécessairement multiétages car il est impossible de comprimer en une seule fois de l'hélium à 16 mbar jusqu'à la pression atmosphérique, soit un taux de compression de 80.

Le schéma de la Figure I-6 représente les différentes lignes cryogéniques alimentant une cellule. Il est également indiqué les caractéristiques des divers tubes cryogéniques et leurs modes de fonctionnement dans la Table I-3. La distribution du fluide cryogénique aux cryostats contenant les aimants s'effectue tous les 107 m par l'intermédiaire de connexions reliant la chaîne d'aimants à la ligne de distribution CDL ^[I-16] (lignes C, D, B et F). La ligne C amène de l'hélium supercritique à 4.6 K et 3 bar. A l'entrée de chaque cellule cet hélium est préalablement refroidi grâce à un échangeur de chaleur (HX) puis subit une détente de Joule-Thomson (vanne TCV1) jusqu'à saturation ; sa température est alors de 1.8 K et sa pression de 16 mbar. Il est alors vaporisé le long du tube échangeur de chaleur ^[I-17] - dans lequel circule de l'hélium II saturé - en contact avec le bain statique d'hélium pressurisé à 1.9 K. Il retourne ensuite à la centrale cryogénique par la ligne B, réchauffé préalablement à 4 K au passage de l'échangeur de chaleur qui l'avait refroidi

auparavant. Pour retourner à l'entrée du premier liquéfacteur, ce gaz doit être comprimé jusqu'à la pression atmosphérique. L'hélium, provenant du circuit 4.6 K - 20 K, retourne vers les réfrigérateurs par la ligne D. Dans les lignes E et F circule de l'hélium à 50 - 75 K et à haute pression (19 - 20 bar) afin d'intercepter les sources de chaleurs des supports des cryostats et de l'écran thermique. Les vannes de "quençh", assurant la sécurité du système en cas de transition des aimants vers un état résistif, sont également mentionnées sur la Figure I-6 par le symbole SRV. En effet, lors de "quençh", l'énergie magnétique stockée dans l'aimant se trouve rapidement dissipée par effet Joule, provoquant une évaporation quasi immédiate du bain d'hélium qui entoure les aimants, accompagné d'une augmentation de pression importante.

Table I-3 : Caractéristiques des diverses lignes cryogéniques.

Lignes cryogéniques	Diamètre [mm]	Refroidissement/réchauffement		Fonctionnement normal	
		T [K]	P [kPa]	T [K]	P [kPa]
B	267	293-4	200	4	1.6
C	100	293-4.6	1650	4.6	300
D	150	293-20	1200	20	130
F	80	293-65	1900	65-75	1900
X	54	293-1.9	1200	1.8	130
Y	10	293-1.8	200	1.8	1.6
C'	15	293-4.6	1650	4.6	300
Kij ¹	3.7	293-4.6	1650	4.6-20	300
E	80	293-50	2000	50-65	2000

¹ ij est la notation simplifiée pour désigner les quatres tubes de refroidissement, c'est-à-dire K₁₁, K₁₂, K₂₁ et K₂₂.

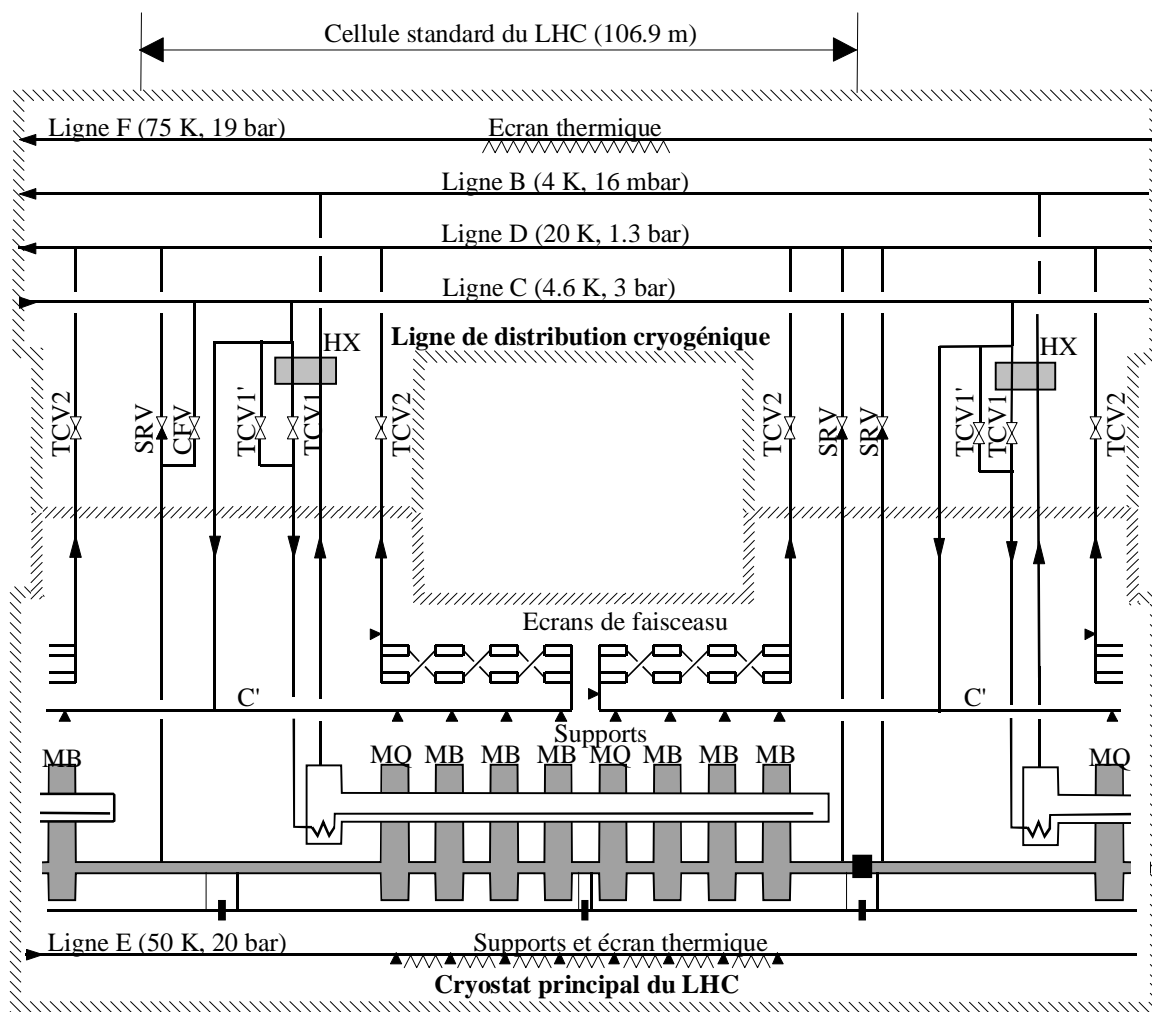


Figure I-6 : Schéma cryogénique d'une cellule du LHC.

I.2 L'ECRAN DE FAISCEAU

Le rôle des écrans de faisceau insérés dans chaque chambre à vide est double. Il doit permettre de limiter les charges thermiques sur la masse froide afin de réduire la puissance déposée au plus bas niveau de température, soit 1.9 K, en les interceptant à plus haute température. Un fonctionnement des écrans entre 4.6 et 20 K permet de réduire d'un facteur 8 le coût entropique. L'autre fonction des écrans est de participer au cryopompage de l'ultra-vide des tubes de faisceau pour limiter la diffusion des protons en circulation par les molécules du gaz résiduel ^[1-18].

I.2.1 Fonctions et contraintes de l'écran de faisceau

Les différentes remarques développées dans les paragraphes suivants vont permettre de mieux comprendre l'intérêt de l'introduction d'un écran entre la chambre à vide et la masse froide.

I.2.1.1 Charges thermiques induites par le faisceau

Les charges thermiques induites par la circulation du faisceau ont plusieurs origines :

Le rayonnement synchrotron.

Les particules relativistes utilisées (protons ou ions) sont électriquement chargées, et suivent une trajectoire circulaire soumises à une accélération centripète ; elles perdent donc une partie de leur énergie sous la forme de rayonnement synchrotron émis vers l'avant et tangentiellement à l'orbite des particules. L'énergie perdue par tour pour une particule relativiste de charge e , circulant dans l'anneau s'écrit ^[1-19] :

$$E = \frac{Z_0 e^2 c \gamma^4}{3\mathcal{R}}$$

où Z_0 représente l'impédance du vide, c la vitesse de la lumière, γ le facteur relativiste et \mathcal{R} le rayon de courbure. La puissance perdue par faisceau s'obtient en multipliant E par la quantité $k.N.f$, où k est le nombre de particules par paquet, N est le nombre de paquets par faisceau et f la fréquence de révolution. Pour une énergie de 7 TeV, avec un courant de 536 mA et avec un rayon de courbure de 2784 m, l'énergie rayonnée par faisceau est de 10.6 keV, soit une puissance dégagée de 0.206 W/m dans les conditions nominales d'exploitation. L'énergie critique médiane du spectre des photons émis s'écrit :

$$E^* = \frac{3}{4\pi} hc \frac{\gamma^3}{r}, \text{ avec } h \text{ la constante de Planck}$$

et correspond à 44.1 eV. La profondeur de pénétration des photons dans le cuivre, caractérisée par un coefficient d'absorption qui dépend du matériau et de la couche d'excitation du matériau, est pratiquement négligeable et le rayonnement est alors complètement intercepté par la paroi interne de l'écran. Le rayonnement synchrotron qui

frappe la paroi intérieure de l'écran de faisceau est néanmoins suffisamment énergétique pour arracher des électrons au cuivre, selon le mécanisme de l'effet photoélectrique

L'accélération des photoélectrons par le champ électrique

Les photons, produits par le rayonnement synchrotron et absorbés sur la surface du cuivre, permettent d'éjecter des électrons des atomes composant cette surface par effet photoélectrique. Les électrons libérés sont accélérés transversalement par le champ électrique induit par la présence des protons dans l'accélérateur et peuvent ainsi atteindre des énergies de quelques eV ^[1-20]. Une partie de ces photoélectrons heurte donc la paroi opposée de l'écran de faisceau, ce qui déclenche une émission secondaire d'électrons, à leur tour accélérés par le champ dû aux paquets de protons successifs. Néanmoins la géométrie des lignes de champ à l'intérieur des dipôles permet d'éviter en partie aux photoélectrons de retraverser le coeur de la chambre à vide. La distribution du champ magnétique dipolaire au niveau de l'équateur de l'écran fait également office de "barrière" à la redistribution des photoélectrons à travers la chambre à vide. Outre la puissance thermique qu'il dépose sur l'écran de faisceau, le nuage d'électrons ainsi créé est un obstacle au faisceau ; on peut lutter contre sa formation en améliorant l'état de surface de la couche de cuivre ^[1-21]. Une structure en "dent de scie" permet de limiter la réflexion des photons à seulement quelques pour cent.

Le courant image

Les protons qui circulent dans le vide, à l'intérieur de l'écran de faisceau, chargent par influence la paroi de l'écran de faisceau. Ainsi, le déplacement des protons dans un sens engendre un déplacement de charges négatives dans le même sens, ce qui correspond à un courant circulant dans l'écran de faisceau. Afin de limiter la dissipation de ce courant par effet Joule, une couche de cuivre est disposée sur la paroi interne de l'écran. Pour une température de fonctionnement de l'écran inférieure à 30 K, la résistivité du cuivre est de plusieurs milliers de fois inférieure à celle de l'acier inoxydable (dans l'annexe A on trouve les résistivités du cuivre et de l'acier pour une gamme de température variant de 4 à 300 K). Le courant augmente en fonction de la résistivité du cuivre, mais aussi en fonction de la rugosité de la surface du cuivre ^[1-22]. Les hauts champs magnétiques induisent également des effets magnétorésistifs.

Les pertes dues à la variation d'impédance

Lors de changements brusques de géométrie du tube de faisceau - raccords par exemple - des pertes supplémentaires causées par une augmentation de l'impédance longitudinale de l'écran de faisceau s'ajoutent aux pertes dues au courant image qui se dissipe dans le cuivre.

La diffusion des protons par le gaz résiduel

Les chocs inélastiques des protons sur le gaz résiduel ^[1-18] entraînent la création de nouvelles particules, de plusieurs GeV, qui sont suffisamment énergétiques pour traverser l'écran de faisceau et déposer leur énergie sur la masse froide.

I.2.1.2 Puissance thermique interceptée par l'écran

Les charges déposées sur les écrans de faisceau par le rayonnement synchrotron, les courants image et les photoélectrons, dépendent fortement de l'énergie E et de l'intensité I du faisceau. Les valeurs numériques de ces différentes sources de chaleur sont regroupées dans la Table I-4 pour les deux modes de fonctionnement considérés, ainsi que leurs dépendances respectives avec les paramètres du faisceau. La puissance est exprimée en W/m moyen le long d'un arc du LHC bien que cette distribution ne soit pas strictement uniforme le long de l'arc. Alors que le chauffage résistif est distribué tout le long de la cellule, le rayonnement synchrotron est produit essentiellement dans les 6 dipôles de la cellule de 106.9 m de longueur. Les photoélectrons sont principalement localisés au niveau des interconnexions des aimants, c'est-à-dire aux endroits où la contribution du champ magnétique est nulle. Cette distinction apparaît dans la table entre les valeurs moyennées pour une cellule et les valeurs maximales pour l'endroit de la cellule où l'effet est maximal.

Table I-4 : Charges thermiques pour les modes de fonctionnement normal et ultime exprimées en W/m.

	Dépendance		Moyenne par cellule		Maximum local	
	E	I	Normal	Ultime	Normal	Ultime
Rayonnement synchrotron	E^4	I	0.33	0.52	0.42	0.65
Courant image	-	I^2	0.28	0.70	0.28	0.70
Impédance longitudinale	-	I^2	0.11	0.28	0.11	0.28
Photoélectrons	-	I^3	0.19	0.74	1.00	3.99
Total			0.91	2.24	1.81	5.62

Il est utile de comparer ces puissances thermiques interceptées par l'écran aux différentes sources de chaleur distribuées le long d'un arc. Les composants cryogéniques sont en effet soumis à trois catégories de charges thermiques :

- les entrées de chaleurs statiques provenant de l'environnement des aimants et de la ligne de distribution,
- la dissipation résistive des éléments non supraconducteurs de l'aimant ; essentiellement au niveau des jonctions entre les aimants, et les connexions entre les couches dans les aimants (pour un courant de 13 kA et une résistance de $10^{-9} \Omega$, la puissance dissipée est de 0.2 W par connexion),
- et comme mentionné dans le paragraphe précédent, les dépôts de chaleur induits par la circulation des faisceaux et interceptés en partie par les écrans de faisceau.

Ces trois catégories de charges thermiques sont regroupées dans la Table I-5 ci dessous. C'est donc grâce à l'écran de faisceau que l'on peut absorber, de manière économiquement acceptable, la plus grande partie des charges thermiques dynamiques.

Table I-5 : Charges thermiques distribuées en régime stationnaire [W/m].

Charges statiques	50 – 75 K	4.6 – 20 K	1.9 K
Aimants			
Supports	1.15	0.09	<0.01
Ecran thermique	2.99	-	-
Isolation radiative	-	0.01	0.11
Contacts de l'écran de faisceau	-	0	≈ 0.02
Instrumentation	0.03	-	0.04
Barrière à vide	0.05	≈ 0	≈ 0
Moniteurs de position	-	0.02	0.01
Dipôle correcteur	0.10	0.02	≈ 0
Ligne de distribution			
Supports	0.11	0.01	0.01
Ecran thermique	2.08	-	-
Isolation radiative	-	0.04	-
Vannes	0.08	≈ 0	0.01
Barrière à vide	0.100	≈ 0	≈ 0
Total des charges statiques	6.70	0.19	0.20
Charges dynamiques			
Jonctions résistives	≈ 0	0.01	0.13
Faisceau en mode normal	0	0.91	0.07¹
Faisceau en mode ultime	0	2.24	0.09¹
Total des charges thermiques en mode normal	6.70	1.11	0.40
Total des charges thermiques en mode ultime	6.70	2.44	0.42

¹ diffusion inélastique

I.2.1.3 Pompage cryogénique

L'ultra-vide nécessaire à la circulation des faisceaux (10^{-7} Pa) est obtenu par pompage cryogénique des molécules de gaz résiduel sur la paroi de l'écran de faisceau. En l'absence de faisceau, les différentes molécules sont retenues sur la surface de cuivre par des forces d'interaction gaz-solide. Le phénomène d'adsorption se poursuit pour chaque type de gaz, tant que la pression de la chambre à vide reste supérieure à la tension de vapeur du gaz considéré pour une température définie. La Figure I-7 montre que pour une température de fonctionnement des écrans limitée à 20 K et avec un vide de 10^{-7} Pa, seul l'hydrogène et l'hélium sont encore présents dans la chambre à vide. Toutes les autres molécules sont cryopompées sur la paroi de l'écran.

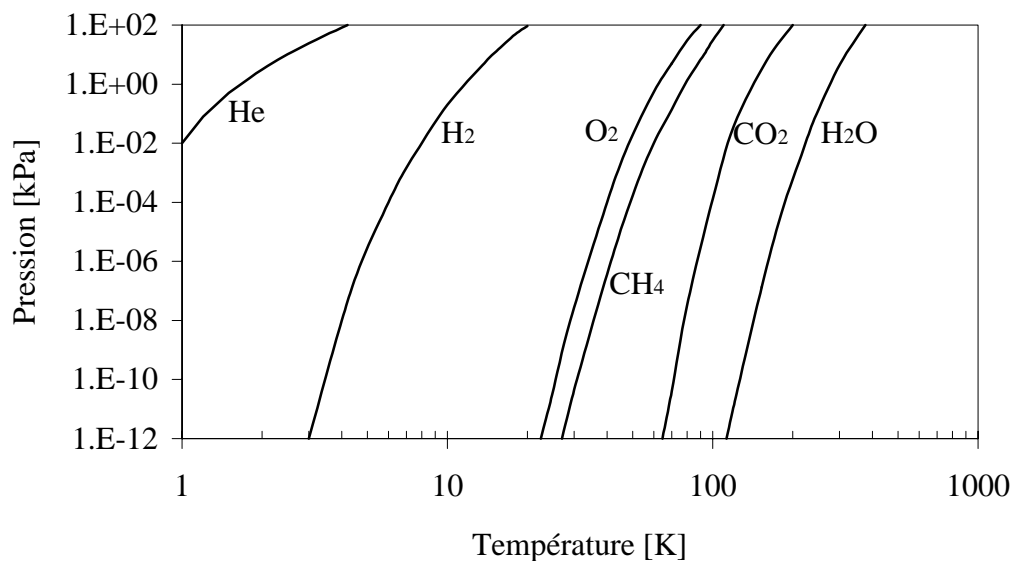


Figure I-7 : Courbes de tension de vapeur pour quelques fluides.

La circulation du faisceau et les effets qui l'accompagnent entraînent la désorption de nombreuses molécules de gaz. Les photons du rayonnement synchrotron désorbent des molécules de gaz de la paroi interne de l'écran, qui dépend de la température de cette paroi. La Table I-6 indique les coefficients de photodésorption de plusieurs gaz (ce coefficient représente le nombre de molécules désorbées par photon incident) obtenus expérimentalement avec un rayonnement d'énergie critique de 45.3 eV d'angle d'incidence perpendiculaire à la cible ^[I-23].

Table I-6 : Coefficients de photodésorption à diverses températures.

T [K]	H ₂	CH ₄	CO	CO ₂
300	5.0 10 ⁻⁴	1.6 10 ⁻³	2.5 10 ⁻⁴	2.2 10 ⁻⁴
77	2.5 10 ⁻⁴	4.0 10 ⁻⁶	1.5 10 ⁻⁵	7.0 10 ⁻⁶
4.2	3.5 10 ⁻⁵	8.0 10 ⁻⁷	6 10 ⁻⁶	7.0 10 ⁻⁶

Les molécules de gaz résiduel dans la chambre à vide subissant une ionisation lors du passage du faisceau sont repoussées vers l'écran. Leur énergie de plusieurs keV est suffisante pour désorber des molécules à la paroi (de quelques eV), et entraîner alors une nouvelle ionisation de ces molécules. Le troisième effet produisant une désorption importante de gaz est celui induit par les photoélectrons (paragraphe I.2.1.1).

Les molécules photo-désorbées à la paroi cuivrée par ces trois effets sont physisorbées sur la surface de l'écran et s'accumulent sur celle-ci, faisant augmenter alors la pression de vapeur dans la chambre à vide. De ce fait le faisceau circulant serait perdu par diffusion élastique et inélastique en l'espace de quelques minutes ^[I-24]. Les trous de pompage de l'écran de faisceau laissent échapper les molécules photo-désorbées vers la

paroi à 1.9 K des chambres à vide où elles sont définitivement condensées. La dimension et l'espacement de ces trous sont variables afin de réduire l'impédance de couplage causée par la discontinuité qu'ils créent pour le courant image du faisceau.

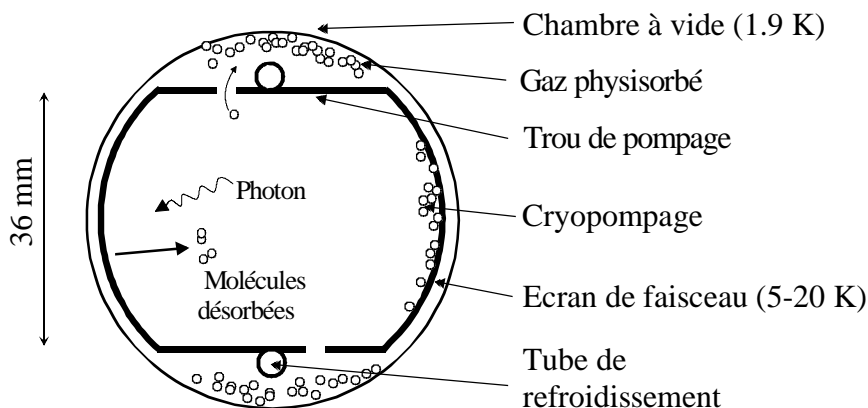


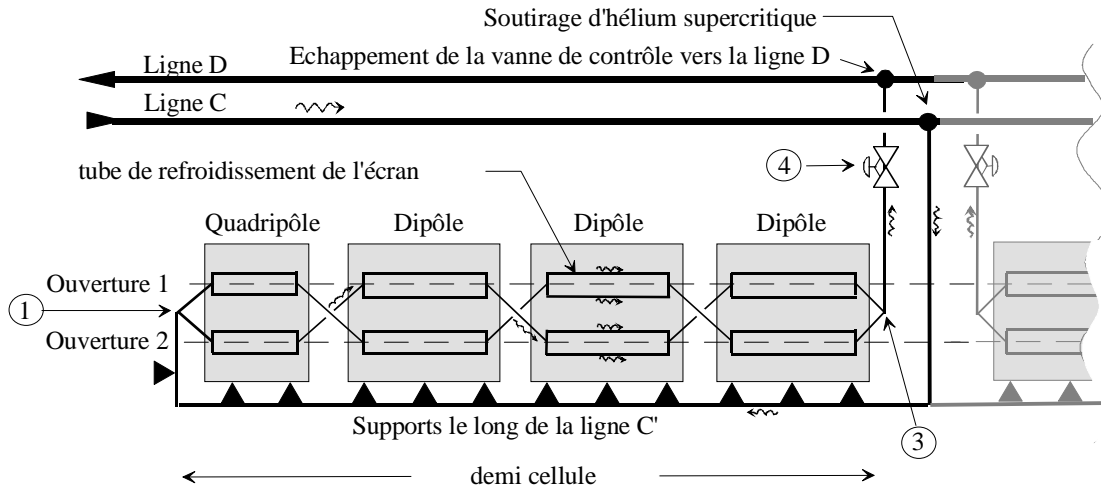
Figure I-8 : Coupe transverse de l'écran de faisceau dans la chambre à vide.

C'est donc grâce au rôle de l'écran de faisceau que l'on peut conserver longtemps un vide de qualité en présence de faisceaux intenses et donc autoriser une durée de vie du faisceau de l'ordre de 100 heures.

I.2.2 Principes de fonctionnement et conception hydraulique

L'écoulement forcé d'hélium faiblement supercritique circulant à travers les longs et étroits tubes de 3.7 mm de diamètre permet le refroidissement des écrans de faisceaux tout en évitant le régime diphasique. Le déséquilibre engendré par la circulation de gaz dans l'un au moins des quatre tubes risquerait alors de provoquer une perte de fonctionnalité principale de ces tubes, c'est-à-dire la capacité d'évacuer la puissance déposée. Le schéma de refroidissement le long d'une demi-cellule est indiqué sur la Figure I-9. Le repérage de différents points (1, 3 et 4) permettra de nuancer plusieurs zones pour l'étude de la modélisation du circuit hydraulique, étude entreprise dans les parties suivantes. De l'hélium à 4.6 K et 3 bar est soutiré tous les 106.9 m depuis la ligne C. La circulation du fluide supercritique à travers la ligne C' permet dans un premier temps de refroidir les différents supports des aimants, puis pour chacun des écrans, l'hélium est dirigé dans les 2 tubes de 53 m de long. Sur le schéma le point 1 représente l'origine des tubes de refroidissements et le point 3 l'autre extrémité de ces tubes. Le croisement des tubes à chaque sortie d'aimant permet d'obtenir une répartition plus homogène de température des écrans pour l'extraction des diverses charges thermiques induites par la circulation des faisceaux. Une vanne contrôle la température de sortie des écrans de faisceau à 20 K (repéré par le point 4 sur le schéma), et le gaz réchauffé retourne dans la ligne D qui est pressurisée à 1.3 bar. Les écrans de faisceau doivent fonctionner à une température inférieure à 30 K afin de limiter aussi bien les pertes par charges résistives que les pertes par conductivité résiduelle et les pertes par rayonnement vers la masse froide. De plus les valeurs des températures du retour de l'hélium par la

ligne D doivent s'accorder avec celles autorisées pour le fonctionnement des équipements cryogéniques existants (points de soutirage et de retour d'hélium aux réfrigérateurs).



Point 1 : Origine des tubes de refroidissement des écrans de faisceau. **Point 3** : Limite des tubes de refroidissement. **Point 4** : Vanne de contrôle de la température des écrans de faisceau.

Figure I-9 : Refroidissement des écrans de faisceau le long d'une demi-cellule.

Un calcul de bilan enthalpique permet de déterminer la température à l'entrée des tubes de refroidissement ainsi que le débit circulant dans chaque tube. La charge thermique déposée sur la ligne C' par la conduction des 9 supports des dipôles (0.45 W par support) et des 2 supports des quadripôles (0.42 W par support) correspond à une valeur de 4.9 W pour la demi cellule de 53.45 m. Les valeurs de la température au point 1 ainsi que le débit par tube de refroidissement sont regroupées dans la Table I-7. La valeur de la chaleur déposée sur la ligne C' de 7.5 W correspond à la somme des charges statiques de la table I-4. Lors du commencement de mon travail, les premières estimations de la contribution des supports des aimants avaient conduit à une valeur de 0.17 W/m, soit une chaleur déposée de 11.5 W. A titre indicatif, le calcul à partir d'une valeur de charge déposée deux fois supérieure à 7.5 W est également mentionné dans cette table. Néanmoins on s'apercevra dans la Troisième Partie du rapport que cette valeur correspond à un état de fonctionnement intéressant au point de vue thermohydraulique de l'écoulement du fluide. On rappelle que la puissance distribuée sur chaque ligne K_{ij} , le long d'une demi cellule, est de 12 W en mode normal et de 29.5 W en mode ultime.

Table I-7 : Caractérisation de la température et du débit pour chaque tube de refroidissement par rapport aux deux modes de fonctionnement.

Chaleur déposée sur C' [W]	Température au point 1 [K]		Débit par tube [g/s]	
	En mode		En mode	
	normal	ultime	normal	ultime
7.50	5.70	5.40	0.13	0.30
11.50	6.00	5.50	0.14	0.31
15.00	6.45	5.60	0.15	0.315

I.2.3 Conception mécanique de l'écran

L'écran s'appuie sur le tube froid de l'aimant à 1.9 K et vise à laisser l'ouverture maximale pour le passage du faisceau ^[1-25]. Il est soumis à plusieurs impératifs de fonctionnement. Une haute conductivité électrique afin de minimiser l'impédance de couplage du faisceau avec l'écran et une bonne tenue mécanique afin de résister à des forces de Lorentz lors des transitions résistives des aimants sont nécessaires. La conductibilité de l'intérieur de l'écran est réalisée au moyen d'un cuivrage (de 50 μm d'épaisseur) par colamination ou par superposition et la tenue mécanique est assurée par une épaisseur de 1 mm de la paroi en acier inoxydable austénitique. Deux tubes de 3.7 mm de diamètre et 0.4 mm d'épaisseur, fabriqués également avec de l'acier inoxydable, assurent le passage de l'hélium supercritique pour le refroidissement par conduction de l'écran. Un soudage au laser (environ 500 points de soudure par mètre) entre les tubes de refroidissement et l'écran permet d'obtenir un bon contact thermique. La disposition symétrique des deux tubes de refroidissement sur l'écran ainsi que la taille de cet écran sont indiqués sur la Figure I-10.

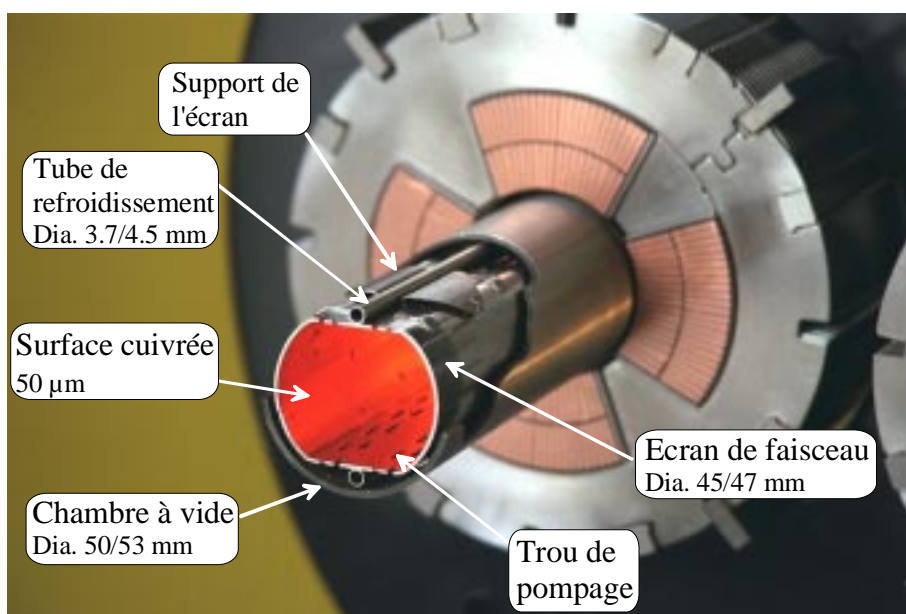


Figure I-10 : Disposition de l'écran dans la chambre à vide.

I.3 L'HELIUM SUPERCRITIQUE

Une brève présentation des fluides supercritiques et en particulier de l'hélium est développée dans ce chapitre ainsi que leurs principales propriétés et applications.

I.3.1 Région supercritique

D'une manière générale, le mot fluide est un terme que l'on applique à deux états de la matière habituellement considérés comme distincts, l'état liquide et l'état gazeux. C'est ainsi que l'on utilise indifféremment le terme "mécanique des fluides" pour des études de cinématique ou de thermique. En fait cela cache une réalité physique profonde que l'on peut désigner en reprenant les termes de van der Waals ^[I-26] "la continuité des états liquide et gazeux".

Le tracé du diagramme de phases pression-température de l'hélium sur la Figure I-11 permet de mieux comprendre comment cette continuité se manifeste (on notera l'absence de point triple pour l'hélium sur ce diagramme).

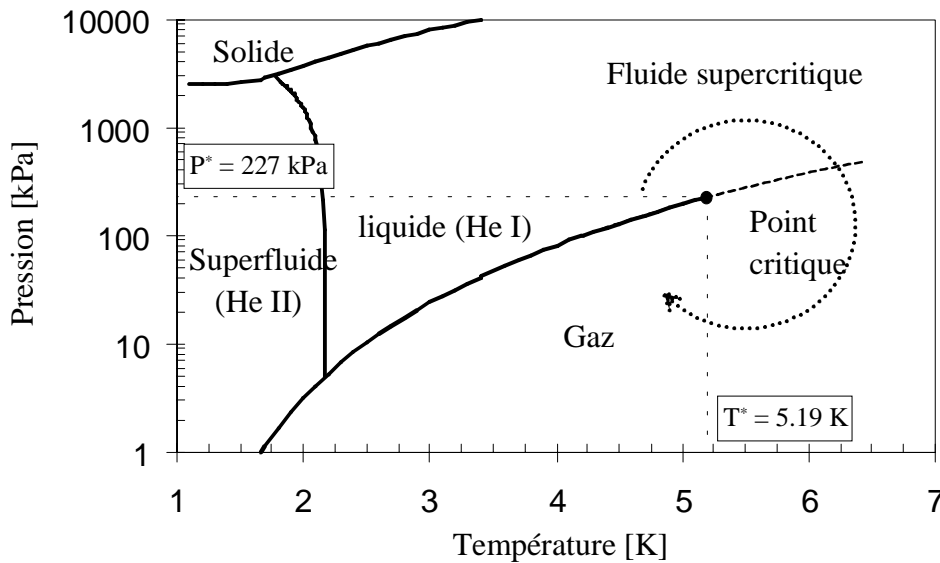


Figure I-11 : Diagramme Pression (P) - Température (T) de l'hélium.

La courbe de coexistence liquide-vapeur (indiquée en traits pointillés sur la figure) se termine en un point nommé 'point critique'. Au delà de ce point, il n'existe plus de séparation franche entre les états liquides et gazeux, et on se retrouve dans une nouvelle région nommée fluide supercritique (en raison de sa température supérieure à la température critique). On voit qu'en suivant un "chemin" thermodynamiquement représenté en pointillé, on peut passer continûment de l'état de liquide à l'état de vapeur (et inversement).

I.3.2 Point et phénomènes critiques

I.3.2.1 Point critique

Dans le diagramme pression-volume spécifique (Figure I-12), il existe entre le liquide et la vapeur une zone délimitée par la courbe de coexistence dans laquelle le fluide ne peut se trouver que sous forme diphasique. Le point critique correspond au maximum de cette courbe. La transformation représentée en pointillé sur la Figure I-11 équivaut dans ce présent diagramme à faire le tour de la courbe de coexistence en passant dans la zone supercritique.

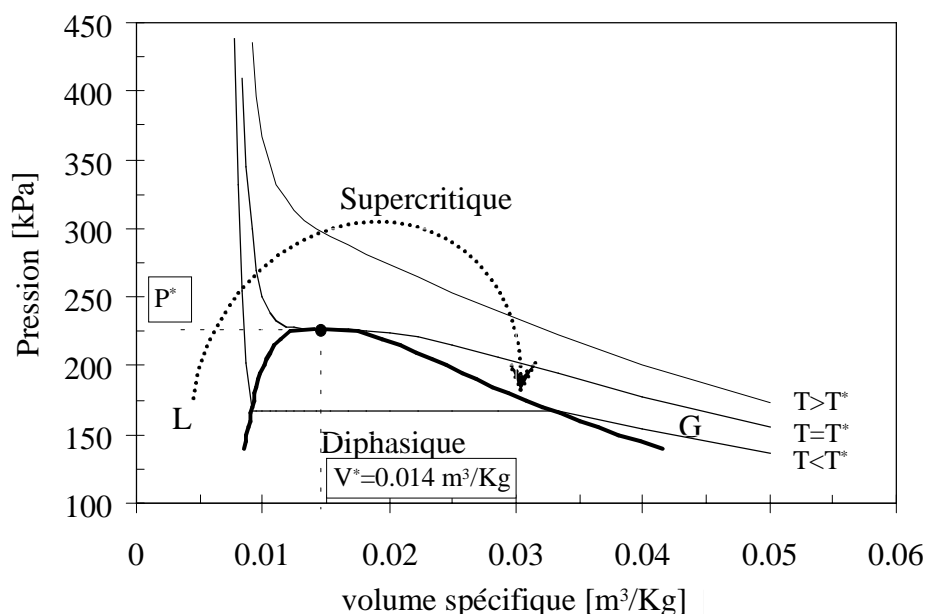


Figure I-12 : Diagramme Pression (P) -Volume spécifique (v) de l'hélium.

Il existe donc une région intermédiaire entre gaz et liquide, nommé région supercritique, qui apparaît au delà d'un point singulier nommé point critique, déterminé par ses trois coordonnées critiques T^* , P^* et V^* . La Table I-8 rappelle les coordonnées critiques de quelques corps usuels (certains corps sont généralement désignés sous le nom de gaz à pression et température ambiante alors qu'ils se trouvent dans l'état supercritique).

En général, la valeur de la température critique augmente avec la grosseur de la molécule, avec l'anisotropie de la forme de cette molécule et selon les forces intermoléculaires de van der Waals. Cette température critique vaut environ 1.7 fois la température d'ébullition à pression atmosphérique et 2 fois celle du point triple.

Il est à noter que la valeur du facteur de compressibilité Z^* au point critique, correspondant au rapport $(P^*V^*)/(rT^*)$, vaut 0.375 pour l'hélium selon la théorie de van der Waals (alors que pour un gaz parfait ce facteur est égal à l'unité). La valeur de la constante du gaz parfait r ($r = 8.31 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$) pour le cas de l'hélium, de masse molaire 4 g.mol^{-1} , est de $2080 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ en unité S.I.

Table I-8 : Coordonnées critiques de quelques fluides cryogéniques usuels.

	T* [K]	P* [kPa]	ρ^* [Kg/m ³]	Z*
Argon, Ar	150.86	4906	535.70	0.291
Azote, N ₂	126.26	3399	313.11	0.291
Hélium, He	5.195	227.46	69.64	0.308
Hydrogène, H ₂	32.94	1284	31.36	0.304
Krypton, Kr	209.39	5496	910.74	0.291
CO ¹	132.8	3494	303.91	0.292
Néon, Ne	44.44	2653	473.16	0.306
Oxygène, O ₂	154.58	5043	436.14	0.292
Méthane, CH ₄	190.55	4599	162.65	0.290

¹ le symbole CO représente le monoxyde de carbone.

Table I-9 : Propriétés physiques de quelques fluides cryogéniques.

	Masse molaire [g/mol]	T au point triple d'ébullition ¹ [K]		P au point triple [kPa]
Argon	39.95	83.8	87.28	68.90
Azote	28.01	63.15	77.36	12.46
Hélium	4.00	-	4.22	-
Hydrogène	2.01	13.8	20.28	7.042
Krypton	83.80	115.76	119.88	73.19
CO	28.01	68.12	81.62	15.30
Néon	20.18	24.55	27.09	43.35
Oxygène	32.00	54.36	90.19	0.148
Méthane	16.04	90.69	111.63	11.70

¹ à pression normale.

Il est apparent - sur la Figure I-12 - que les isothermes tendent à s'aplatir localement au voisinage du point critique. Lorsque l'on considère une isotherme au dessus de l'isotherme critique (en se plaçant sur l'isochore critique V^*), la dérivée partielle $(\partial P / \partial V)_{T,N}$ tend vers zéro lorsque la température s'approche de T^* . La compressibilité isotherme χ_T du fluide est alors infinie au point critique selon l'équation : $\chi_T = -1/[V(\partial V / \partial P)_T]$ [1-27]. Le point critique est donc un point singulier du diagramme d'état, ou certaines propriétés du fluide présentent des comportements asymptotiquement divergents ou évanescents. Ces comportements, regroupés sous le nom de phénomènes critiques, sont détaillés dans la suite du paragraphe.

I.3.2.2 Phénomènes critiques

La compressibilité isotherme n'est pas la seule caractéristique à présenter un comportement singulier à l'approche du point critique. Parmi les quantités qui tendent vers l'infini au point critique, on peut citer aussi la capacité calorifique à pression constante, la capacité calorifique à volume constant, la conductibilité thermique. De même certaines quantités tendent vers zéro telles que la diffusivité thermique ou la célérité du son.

La description des comportements singuliers en fonction de la distance au point critique s'effectue sous forme de lois de puissance non analytiques définies le long de certains chemins thermodynamiques. Plus d'un siècle d'expérimentation a mené à une caractérisation empirique des amplitudes et exposants critiques, mais ce n'est que dans les années 70 avec l'application aux phénomènes critiques de la théorie basée sur les techniques de groupe de renormalisation qu'un argument théorique a pu en fixer les valeurs [I-28]. La loi d'échelle et les valeurs actuellement admises des exposants critiques universels (nombre ne dépendant pas de la substance) sont présentées dans la Table I-10.

Table I-10 : Définition et valeurs des exposants critiques.

Propriété	Loi de puissance	Chemin thermodynamique	Exposant critique
Compressibilité isotherme	$\chi_T \sim \left \frac{T - T^*}{T^*} \right ^{-\gamma}$	Isochore critique	$\gamma = 1.239 \pm 0.002$
Capacité calorifique à volume constant	$c_V \sim \left \frac{T - T^*}{T^*} \right ^{-\alpha}$	Isochore critique	$\alpha = 0.110 \pm 0.003$
Densité	$\rho_l - \rho_g \sim \left \frac{T - T^*}{T^*} \right ^{+\beta}$	Domaine diphasique	$\beta = 0.326 \pm 0.002$

I.3.3 Les propriétés de l'hélium supercritique

I.3.3.1 Propriétés thermodynamiques et de transport

Une présentation graphique du comportement des propriétés thermodynamiques et de transport est développée ci-dessous ; afin de montrer à la fois l'amplitude importante de leur variation entre un fluide gazeux (ou pseudo-gazeux) et un fluide liquide (ou pseudo-liquide), et mettre aussi en évidence la spécificité de la région critique.

Les propriétés thermophysiques de l'hélium peuvent être représentées selon un ensemble de codes de calcul décrit par HEPAK [I-29]. Plusieurs personnes ont contribué à l'élaboration de ces codes de calcul ; dont notamment McCarty [I-30,31], Hands [I-32], et Arp [I-33,34]. La gamme de températures couverte pour le calcul de l'équation d'état commence est comprise entre 0.8 K jusqu'à 1500 K pour des pressions n'excédant pas 1000 bar. La précision des résultats – calculs effectués par HEPAK par rapport à des résultats expérimentaux - est fonction de l'état du fluide rencontré. Elle est globalement de moins de 1%. Néanmoins les conditions d'utilisation de l'hélium faiblement

supercritique – dans le cadre du LHC – autorisent l'utilisation des résultats donnés par HEPAK. Dans le cas où le travail nécessiterait une étude plus détaillée très proche de la zone critique, l'équation d'état de H. A. Kierstead ^[I-35] par exemple, devrait être utilisée. Les comportements en fonction de la température de la compressibilité, de la célérité du son, de la densité, du volume spécifique et de la chaleur spécifique, sont représentés pour l'hélium sur les Figures I-13 à I-17 ; ainsi que les comportements de la viscosité dynamique, de la conductibilité thermique et de la diffusivité sur les Figures I-18 à I-20.

Remarques

- La viscosité du fluide mesure l'importance de la contrainte de cisaillement nécessaire pour produire un coefficient de cisaillement (vitesse de variation de sa déformation de cisaillement) unitaire.
- La chaleur spécifique définit la quantité de chaleur nécessaire pour augmenter d'un degré la température d'une masse unitaire du fluide.
- Le terme de densité employé tout au long du rapport a la même signification que le terme de masse volumique (en réalité la densité est une valeur sans dimension et représente le rapport de masse volumique du fluide sur une masse volumique de référence).
- Le diagramme volume spécifique-température est également ajouté du fait de l'emploi fréquent de ce terme dans les calculs analytiques.

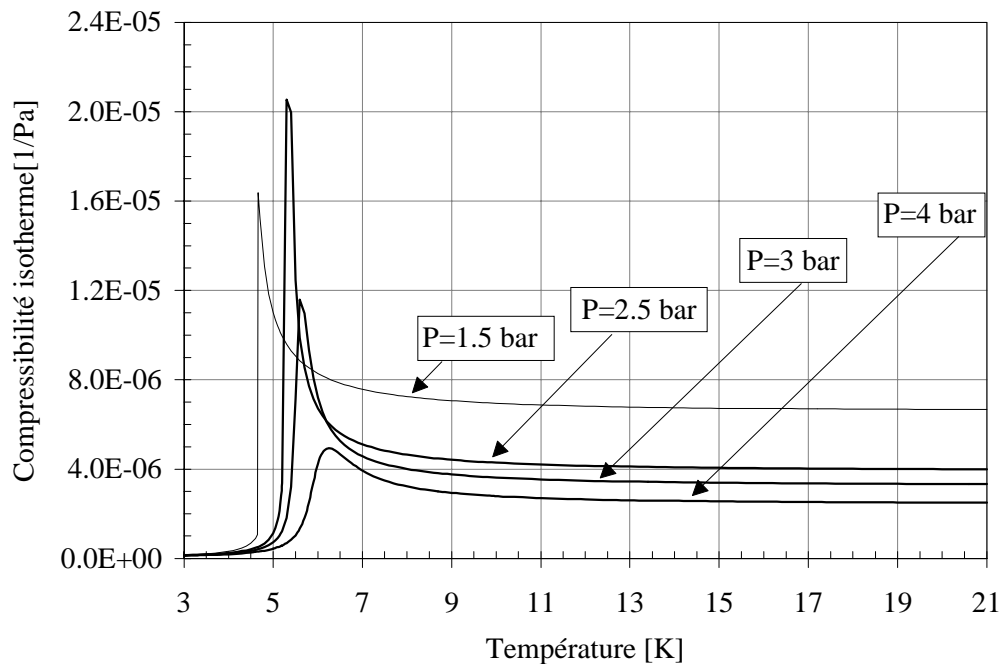


Figure I-13 : Comportement de la compressibilité isotherme de l'hélium (χ_T) en fonction de la température (T). La compressibilité est infinie au point critique.

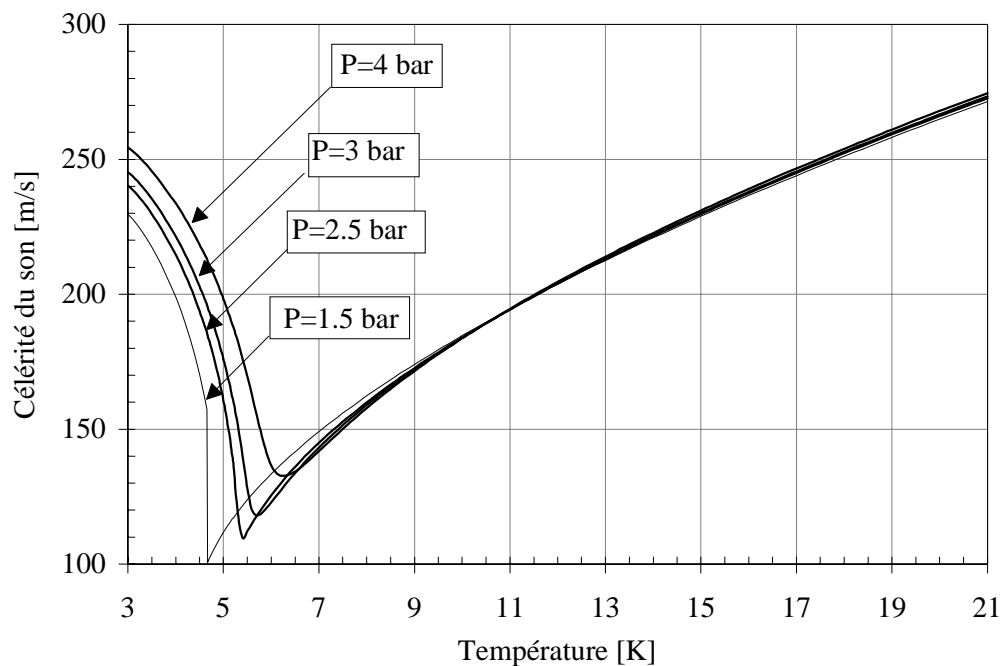


Figure I-14 : Comportement de la célérité du son (u_{son}) de l'hélium en fonction de la température (T).

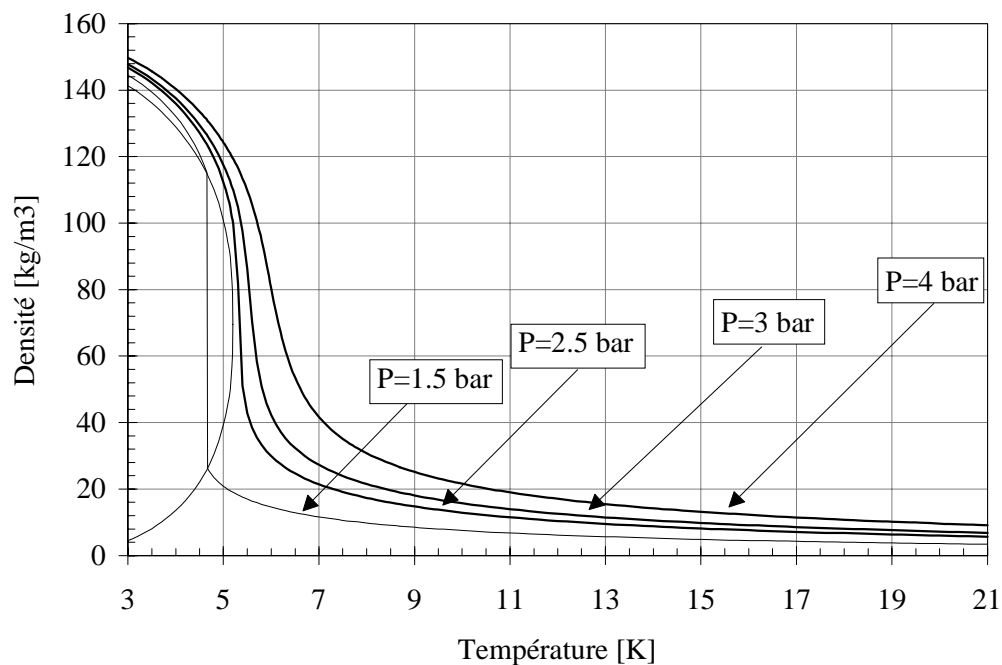


Figure I-15 : Comportement de la densité de l'hélium (ρ) en fonction de la température (T).

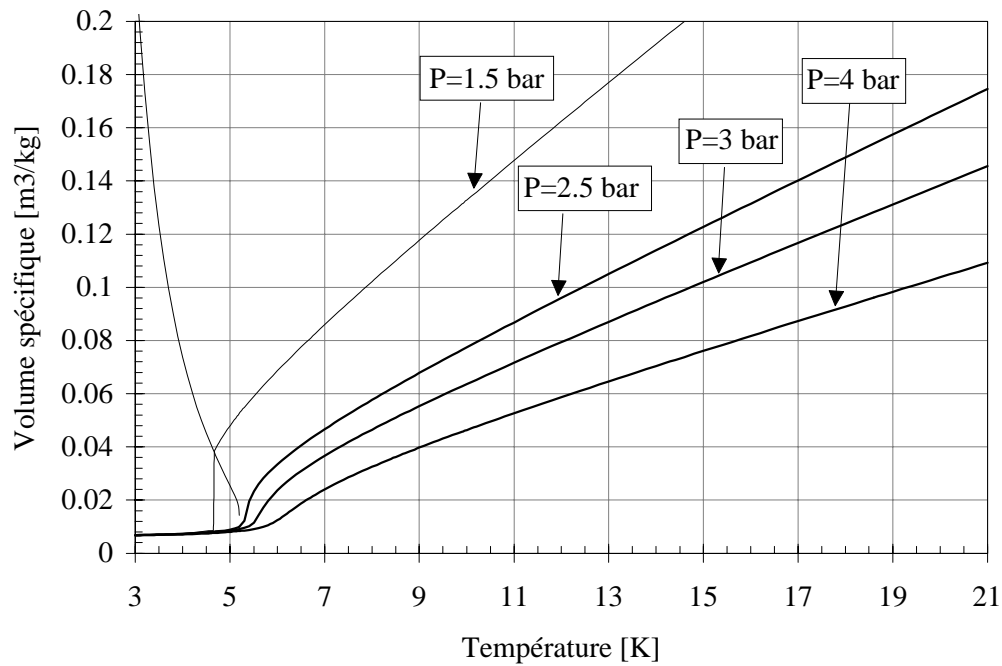


Figure I-16 : Comportement du volume spécifique de l'hélium (v) en fonction de la température (T).

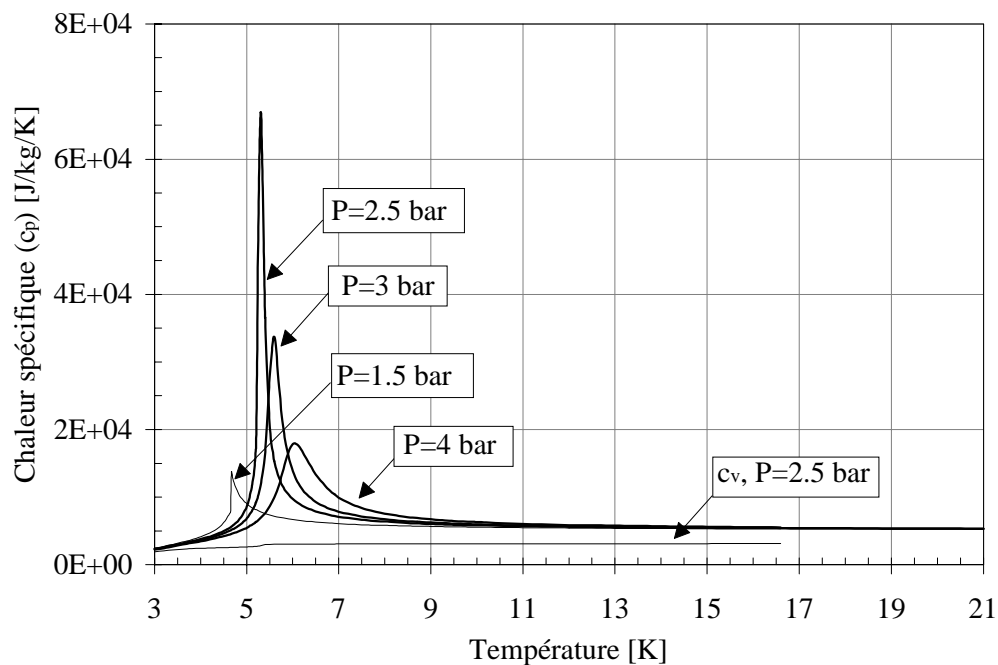


Figure I-17 : Comportement de la chaleur spécifique à pression constante de l'hélium (c_p) en fonction de la température (T). La chaleur spécifique à volume constant (c_v) est également indiquée pour une pression de 2.5 bar.

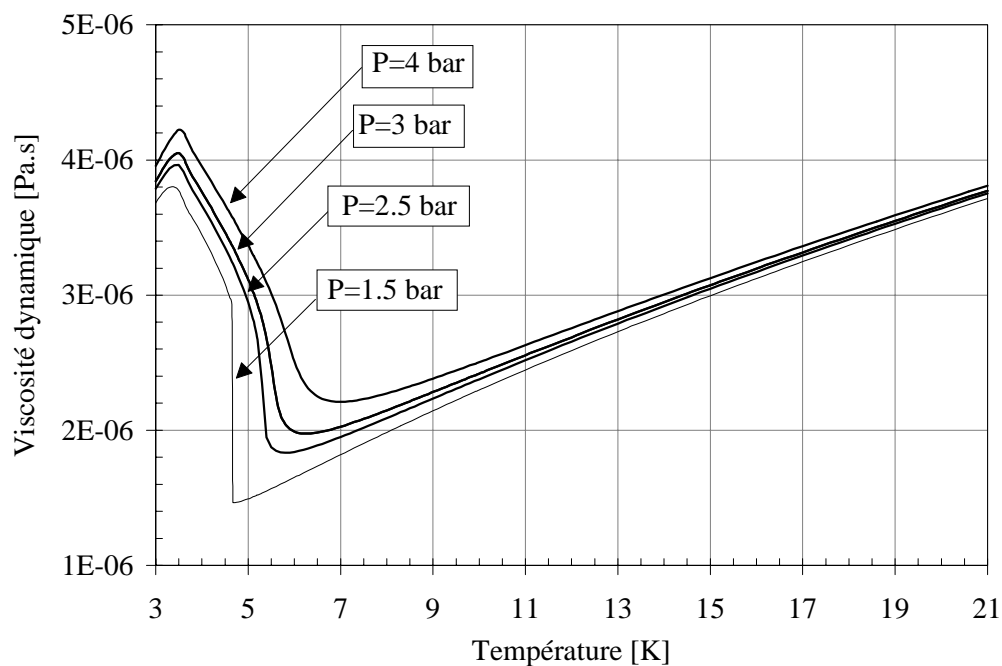


Figure I-18 : Comportement de la viscosité dynamique de l'hélium (μ) en fonction de la température (T).

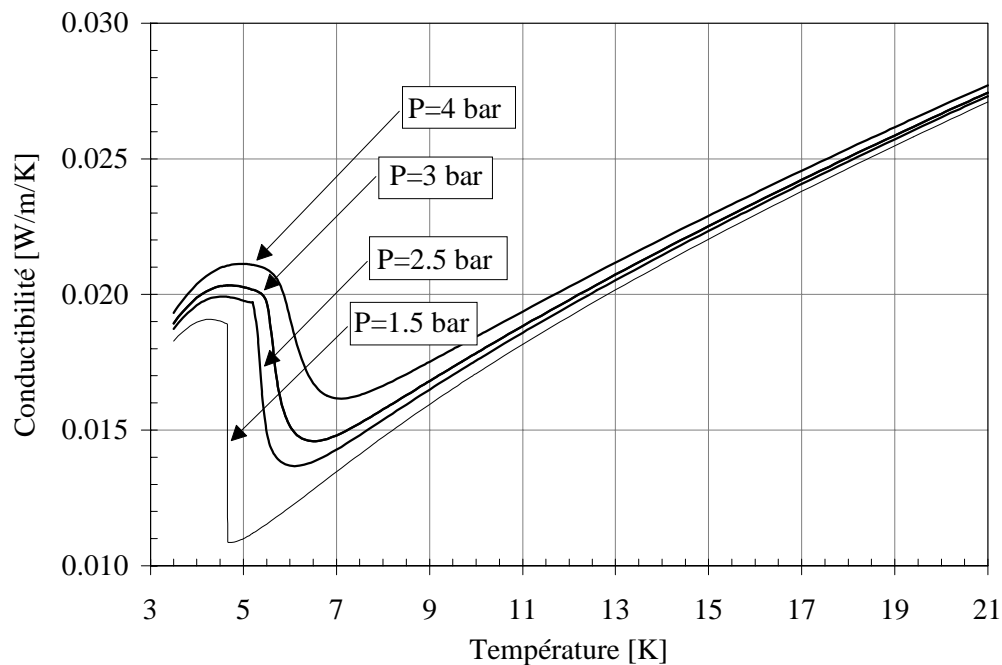


Figure I-19 : Comportement de la conductivité thermique de l'hélium (K) en fonction de la température (T).

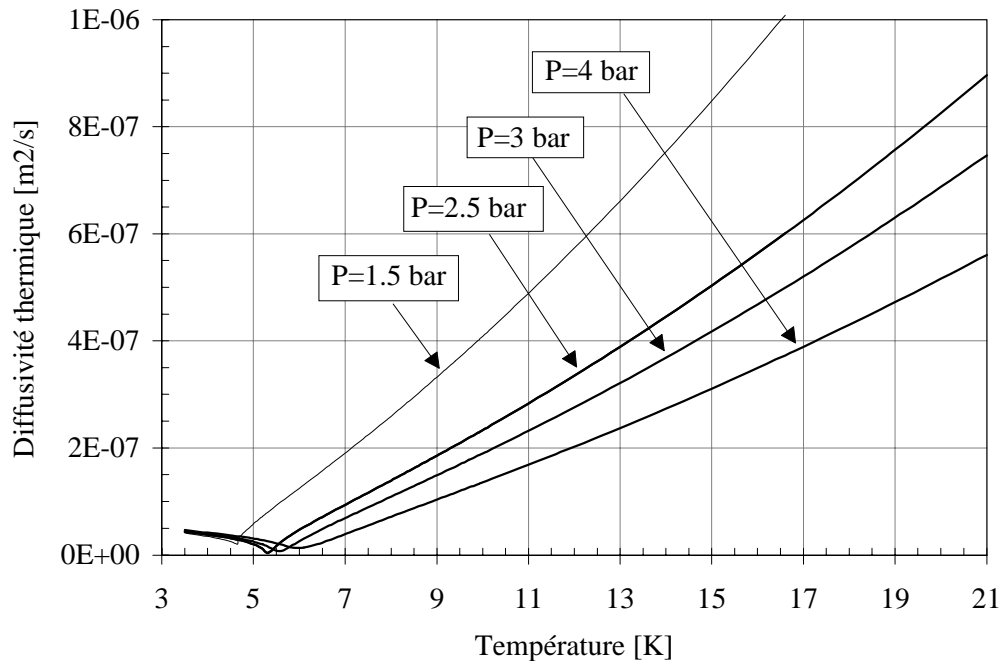


Figure I-20 : Comportement de la diffusivité thermique de l'hélium (D) en fonction de la température (T). La diffusivité thermique tend vers zéro au point critique.

I.3.3.2 Intérêt et applications des fluides supercritiques

On l'a vu dans les sections précédentes, le point critique est un point clé du diagramme de phase d'un corps pur, dans le sens où il marque la séparation entre deux domaines dans lesquels le fluide possède des propriétés très différentes. Au point de vue de la recherche fondamentale, l'étude des transitions de phases au voisinage du point critique permet d'observer différentes lois de façon beaucoup plus fine du fait de la plus grande similitude locale entre les deux phases ^[I-36].

Le diagramme de la Figure I-21 montre l'évolution de l'état thermodynamique de l'hélium dans le circuit de refroidissement des écrans de faisceau, sur un diagramme pression-enthalpie. La ligne de travail dans les conditions de fonctionnement en mode ultime est tracée. Les numéros indiqués se réfèrent à ceux déjà utilisés sur la Figure I-9. Les différentes conditions initiales du fluide rencontrées à l'entrée de la ligne C' sont représentées par la zone hachurée ; alors que la pression à la sortie des réfrigérateurs est de 3 bar, l'inclinaison du tunnel conduit à une pression de 3.6 bar en bout de secteur dans la partie basse du tunnel et de 2.4 bar à l'autre extrémité du secteur mais dans la partie haute du tunnel. L'étendue de cette zone montre bien qu'avec un type de fonctionnement en régime supercritique le dôme diphasique est évité. Mais néanmoins une telle configuration est sujette à des difficultés de contrôle et présente des risques d'instabilités, causées par :

- des variations des propriétés de l'hélium supercritique le long de l'écoulement,
- de longs et étroits capillaires ($L/d > 10^4$) ^[I-37],
- plusieurs circuits en parallèle contrôlés par une seule vanne.

Le terme d'hélium faiblement supercritique est employé au regard de l'étendue de la zone balayée par les conditions de fonctionnement dans la machine LHC, par rapport au point critique.

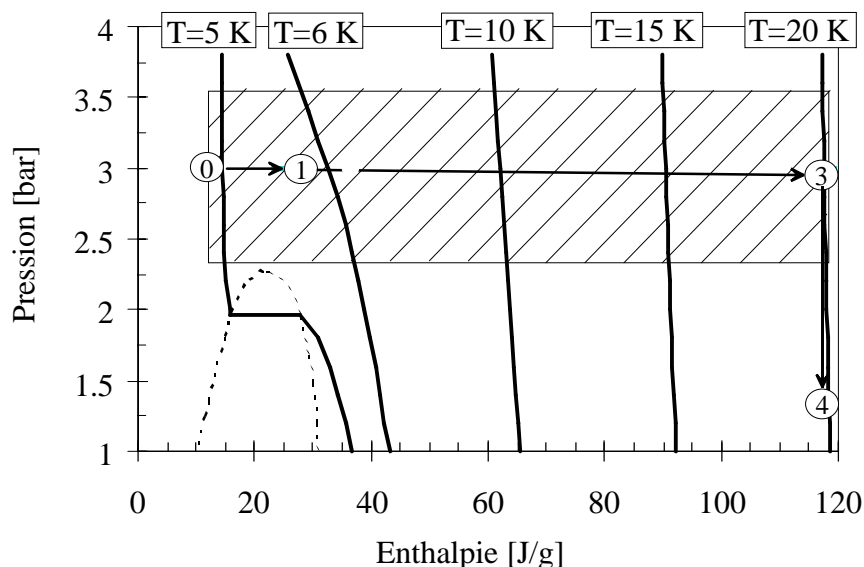


Figure I-21 : Ligne de travail sur le diagramme Pression (P) – Enthalpie (h).

D'autres grands instruments de physique fonctionnent avec de l'hélium supercritique : les aimants supraconducteurs de l'accélérateur de particules HERA ^[I-38], situé au laboratoire DESY à Hambourg, sont refroidis à l'hélium supercritique (4 à 4.6 K pour une pression de 3 bar). On peut également retrouver de l'hélium supercritique dans le refroidissement des aimants du Tevatron au laboratoire Fermi près de Chicago, mais avec une géométrie différente. Outre le refroidissement de chaînes d'aimants par convection forcée d'hélium monophasique, on retrouve l'emploi de fluides supercritiques pour diverses applications telles que :

L'atomisation

Le procédé consiste à dissoudre un produit dans un fluide sous pression, auquel on fait subir une détente brutale. Au cours de cette détente, le pouvoir solvant du fluide chute de façon importante et le produit dissout précipite sous forme de poudre fine. L'utilisation d'un solvant supercritique a permis l'amélioration des performances de ce procédé en termes de taille de grains et de contrôle des propriétés des poudres obtenues.

Les réactions chimiques en milieu supercritiques

La spécificité du milieu supercritique, tant par ses propriétés chimiques propres que par ses propriétés de transport permet d'entrevoir de nombreuses applications telles que la possibilité future de définir de nouvelles méthodes de retraitement des déchets par combustion supercritique ^[I-39] ou les méthodes d'extraction et séparation en état supercritique de produits naturels ^[I-40].

Le stockage d'ergols en milieu spatial

La chute de pression occasionnée par le pompage du carburant est généralement compensée par la repressurisation du réservoir à l'aide du gaz neutre d'hélium. En situation de microgravité, la localisation de l'interface gaz-ergol n'est pas définie de manière précise, d'où l'idée de stockage d'ergol sous forme supercritique qui présente l'avantage d'un stockage monophasique à densité néanmoins importante ^[1-41].

L'utilisation de carburants supercritiques pour avions hypersoniques ^[1-42] peut être également citée.

Cette liste n'est pas exhaustive, d'autres applications s'appuient sur l'utilisation de fluide supercritique.

2^{ème} PARTIE

***THERMOHYDRAULIQUE DES ECOULEMENTS
SUPERCRITIQUES EN CONDUITE***

Afin d'étudier le comportement de l'écoulement de l'hélium supercritique soumis à une forte variation de masse volumique par l'apport de chaleur, un dispositif expérimental accompagné d'un travail de modélisation ont été entrepris au CERN (sur l'un des quatre tubes de refroidissement des écrans de faisceau). La validation de la stabilité de l'écoulement pour les conditions nominales, correspondant à une puissance de 12 W répartie sur le tube test, ainsi que l'estimation des pertes de charge en régime stationnaire constituent l'essentiel du travail présenté dans cette partie. La puissance maximale pour le dispositif est limitée à 23 W et correspond aux premières estimations de calculs de charges thermiques induites par le faisceau.

Les renseignements obtenus au cours d'observations expérimentales sont suffisamment nombreux pour servir de base à une étude théorique de l'écoulement du fluide. De part l'aspect géométrique de certaines parties du montage expérimental (tubes soumis à de forts gradients de température) et des accélérations de transport du fluide, on peut s'attendre à rencontrer des effets dynamiques importants. L'hypothèse et la mise en équation d'un modèle simple s'avèrent alors nécessaires à la compréhension du phénomène.

L'utilisation d'approches simplificatrices portant notamment sur les équations de conservation - simplifications utilisées par ailleurs dans la littérature - permet d'envisager un développement des expressions le plus analytique possible afin de prédire l'existence ou l'absence d'instabilité dans une situation (pression, température, débit, puissance, géométrie) donnée. L'étude de la stabilité du fluide en régime dynamique sera décrite dans la Troisième Partie.

II.1 MONTAGE DE L'EXPERIENCE

On décrit dans ce chapitre l'appareillage utilisé pour l'observation de la circulation d'hélium supercritique en conduite, ainsi que les résultats des tests entrepris.

Bien que le dispositif permette de placer en parallèle deux tubes de même longueur dans le cryostat afin de simuler le refroidissement complet d'un écran de faisceau, les expériences ont été réalisées avec un seul tube. Cette décision permet de découpler l'étude de l'écoulement du fluide, soumis à de fortes accélérations convectives, des questions de redistribution du fluide entre circuits en parallèle.

II.1.1 Le cryostat et son équipement de mesure

Le cryostat et l'ensemble des éléments inclus à l'intérieur de celui-ci permettent de passer de manière progressive de la température ambiante à celle désirée pour l'expérience (températures comprises entre 4.6 et 20 K), en réduisant les pertes thermiques du fait de la faible valeur de chaleur de vaporisation de l'hélium (une puissance de 1 W évapore 1.4 litre par heure d'hélium liquide). Le principe général de la circulation de l'hélium à l'intérieur du cryostat est le suivant : l'hélium gazeux - 300 K, 3 bar - fourni par un compresseur passe tout d'abord par un échangeur de chaleur à prérefroidissement puis

dans un second échangeur à l'intérieur d'un bain d'hélium saturé maintenu à 4.2 K et 1 bar. L'hélium supercritique obtenu circule alors dans une section simulant un des deux tubes de refroidissement d'un écran de faisceau et retourne à l'échangeur de chaleur de prérefroidissement. Des capteurs de température et pression sont positionnés à différents niveaux du circuit hydraulique. Les capteurs de température sont disposés sur la partie externe de la conduite (côté vide), et un soin tout particulier a été apporté à leur montage pour minimiser l'erreur des mesures. Une soupape de sécurité est disposée au niveau de l'entrée de l'hélium gazeux dans le cryostat.

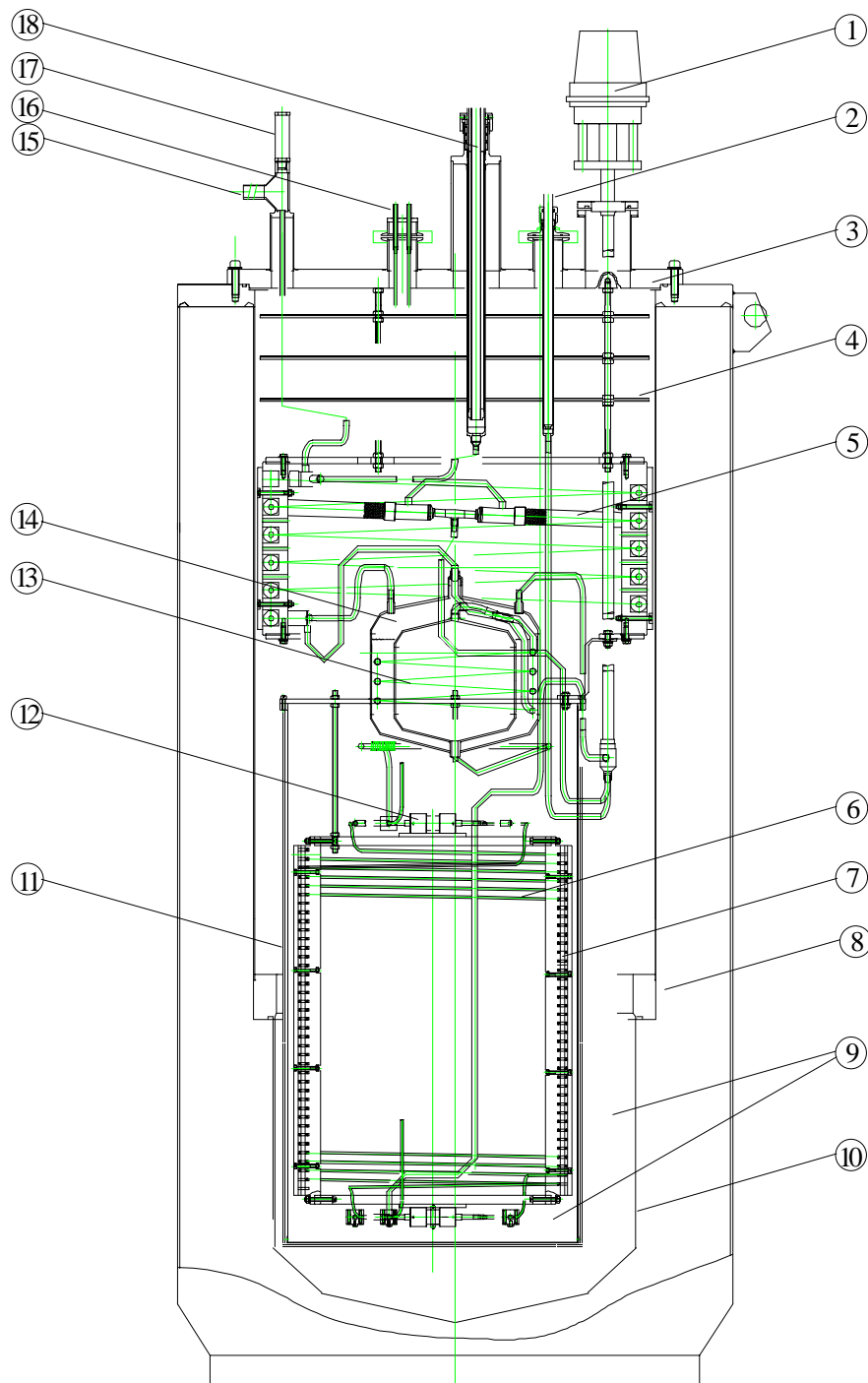
II.1.1.1 Le cryostat

Le cryostat mesure une hauteur de 2.20 m pour un diamètre externe de 1 m et est réalisé en acier inoxydable. Un schéma est présenté Figure II-1. Il comporte une enceinte externe dans laquelle est maintenu un vide d'isolation thermique scellé et où sont placées de l'isolation réfléchive multicouches (superisolation). A l'intérieur sont disposés un premier échangeur de prérefroidissement (lui même en deux parties), et un second échangeur gaz-liquide afin d'obtenir de l'hélium supercritique. Ce second échangeur permet également de refroidir par conduction l'écran thermique (de 1 mm d'épaisseur) afin d'isoler le coeur de l'expérience. La température du bas de cet écran de cuivre atteint 10 K. Les éléments assurant le support du système sont fabriqués dans un matériau à faible conduction thermique et isolant électrique, le composite fibre de verre/époxy (ce matériau supportant bien les mises en froid). Afin de limiter les apports de chaleur par rayonnement, trois écrans thermiques sont disposés dans le col du cryostat (seule partie ouverte vers l'extérieur du cryostat). La bride supérieure assure le passage des tubes :

- pour la circulation de l'hélium "haute pression" à 3 bar et "basse pression" à 1.3 bar,
- pour le pompage de l'intérieur du cryostat,
- pour la prise de pression,
- pour la connexion de la ligne de transfert et de la sonde de niveau pour le pot hélium.

La récupération des frigories des vapeurs d'hélium s'obtient grâce à l'utilisation d'échangeurs de chaleur. Deux tubes coaxiaux en acier inoxydable constituent l'échangeur de prérefroidissement. Le gaz chaud circule dans le tube extérieur ($P=3$ bar), alors que la circulation à contre-courant du fluide froid ($P=1$ bar) se fait dans le tube intérieur. Afin de prérefroidir correctement le gaz hélium chaud, le retour du gaz froid s'effectue dans la partie intermédiaire de l'échangeur à spire hélicoïdale. La détermination des longueurs des deux parties de l'échangeur – 2.50 m et 7.50 m respectivement - s'effectue à partir du calcul de leurs résistances thermiques de conduction et de convection ^[II-1].

Le passage du fluide dans un échangeur gaz-liquide – tube enroulé en une spirale et plongé dans un bain d'hélium - permet d'atteindre les températures supercritiques. Afin d'assurer un bon échange thermique, le type de tube utilisé est du cuivre pur à 99.95 %. Les caractéristiques des échangeurs sont indiquées dans la Table II-1.



1 : Vannes TCV et LCV. **2** : Entrée ligne de transfert. **3** : Couvercle. **4** : Disques d'écrantage. **5** : Echangeur de chaleur. **6** : Tube test de refroidissement de l'écran de faisceau. **7** : Support (fibre de verre/époxy). **8 - 9** : Vide d'isolement. **10** : Paroi interne. **11** : Ecran thermique. **12** : Ensemble isolateur électrique. **13** : Echangeur de chaleur. **14** : Ensemble pot-hélium. **15** : Entrée hélium haute pression. **16** : Sortie prise de pression. **17** : Soupape de sécurité. **18** : Sortie hélium basse pression.

Figure II-1 : Le cryostat et le dispositif expérimental.

Durant certaines périodes de transition comme le réchauffement ou le refroidissement, la température à l'entrée du tube peut être amenée à dériver sans pour autant que cela soit désiré. Un volume tampon (d'une capacité de 8 litres) est donc placé juste après l'échangeur gaz-liquide afin de stabiliser la température. Les caractéristiques de l'échangeur gaz-liquide sont également regroupées dans la Table II-1. Les propriétés de certaines parties du cryostat sont supposées constantes, notamment la température de l'hélium à l'entrée du cryostat (où $T=300$ K). La température du fluide à la sortie du pot hélium reste constante et est normalement fixée à 4.6 K (cela dépend du niveau de remplissage du volume tampon). L'hélium saturé à 1.2 bar à travers la ligne de transfert est à 4.4 K, et se retrouve à 4.2 K après une détente Joule-Thomson à travers une vanne cryogénique (nommée LCV).

Table II-1 : Dimensions et caractéristiques des tubes à l'intérieur du cryostat.

Tube	Diamètre [mm]	Longueur [m]	Pression [bar]	Température [K]
Echangeur				
Prérefroidissement 1	10/14	2.5	1	4.2/150
Prérefroidissement 2	20/25	7.5	3	5/300
Gaz – Liquide	10/12	2.7	3	4.2/20
Zones				
Chauffée	3.7/4.5	53	2.5/4	4.6/30
Amont	8/10	1.90	2.5/4	4.6/30
Aval	8/10	2	2.5/4	4.6/30

Dans le cadre d'une étude hydraulique de l'écoulement du fluide, le choix de distinguer les différentes zones où s'écoule de l'hélium supercritique est adopté. Le formalisme est le suivant : le tube chauffé est nommé *zone chauffée* ; il est délimité par deux tubes adiabatiques. Les longueurs de ces deux tubes (nommées respectivement *zone adiabatique amont* et *zone adiabatique aval*) sont fixées à 1.90 m pour le tube placé entre l'échangeur gaz-liquide et l'entrée de la zone chauffée et 2 m pour la longueur de tube défini à partir de la limite du tube test jusqu'à la vanne de contrôle. Les diamètres des tubes correspondent à 3.7 mm pour le tube test et 8 mm pour les 2 tubes adiabatiques.

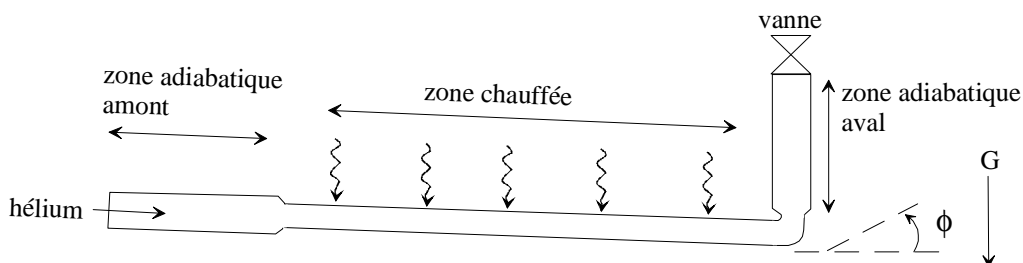


Figure II-2 : Configuration générale de l'écoulement du fluide à travers la géométrie du dispositif expérimental.

Sur la Figure II-2 est indiquée la géométrie de l'écoulement pour le dispositif expérimental : une inclinaison de -1.4% équivalente à celle rencontrée dans le tunnel (soit -1.9 degré, le signe moins indiquant un fluide descendant) et une zone aval disposée verticalement, en partie, à la suite de la zone chauffée (soit + 90 degrés pour le fluide ascendant dans la partie verticale de 0.90m). Le symbole G sur le dessin correspond à l'accélération de la pesanteur ($G = 9.81 \text{ ms}^{-2}$). La zone chauffée du dispositif est en réalité définie par 37 spires afin de contenir les 53 m de tube test dans le cryostat.

II.1.1.2 Instrumentation

Les quantités physiques mesurées sont la température (T), la pression (P), la puissance (Q), le débit massique (\dot{m}) et le niveau du liquide dans le bain hélium. La disposition des capteurs ainsi que leurs nomenclatures (dont notamment TT1 et TT3 pour les mesures de température, PT1 et PT3 pour les mesures de pression, CY13 pour l'application de la puissance, TCV et LCV pour les dispositions des vannes cryogéniques) sont indiquées sur la Figure II-3.

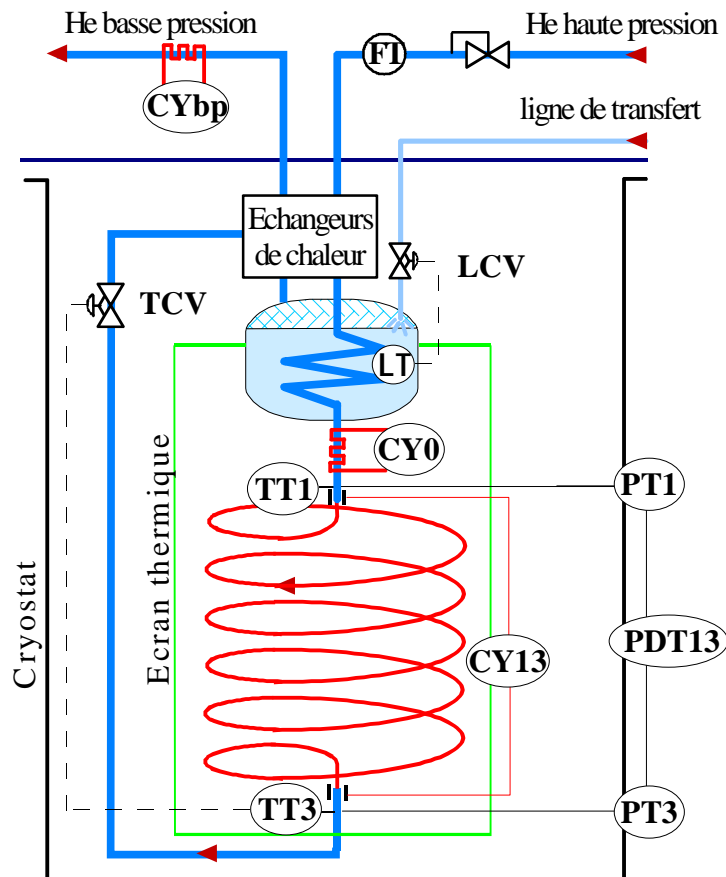


Figure II-3 : Disposition des différents capteurs.

Thermométrie

Des mesures de températures sont effectuées à l'entrée et à la sortie du tube chauffé pour l'étude de cette zone (ils sont repérés par les symboles TT1 et TT3 sur la figure), ainsi que dans le volume tampon. Les capteurs sont montés sous vide et mesure la température de la paroi du tube. Ces capteurs – de marque CERNOX CX1050SD – sont composés d'une couche mince d'oxyde de Zirconium enfermée hermétiquement et sont montés sur blocs thermométriques en cuivre afin d'assurer la thermalisation. La Figure II-4 permet de visualiser le montage sur un bloc thermométrique. Ils sont reliés au connecteur de sortie par du fils manganin - 86 % cuivre, 12 % manganèse, 2% nickel - de 0.13 mm de diamètre, et thermalisés le long des supports en époxy.

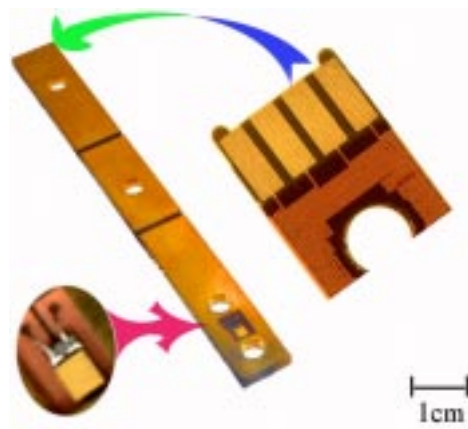


Figure II-4 : Montage du capteur de température sur un bloc thermométrique en cuivre.

La gamme de mesure est comprise entre 4.6 K et 40 K avec une précision variant selon la gamme de température à mesurer. Les capteurs utilisés sont de type résistif et leur comportement de type semi-conducteur (la résistance augmente lorsque la température diminue). Une méthode de mesure de type 4 fils permet de déterminer la tension aux bornes du capteur. Connaissant la valeur du courant appliqué dans le circuit – de l'ordre de quelques microampères – la résistance du capteur est alors déterminée. Un étalonnage est auparavant nécessaire pour chaque capteur afin de déterminer la loi de variation de la résistance en fonction de la température.

La sensibilité relative du capteur TT1 ($R=48 \Omega$ à température ambiante et $R=2370 \Omega$ dans un bain d'hélium liquide à $P=1$ bar) est indiquée sur la Figure II-5.

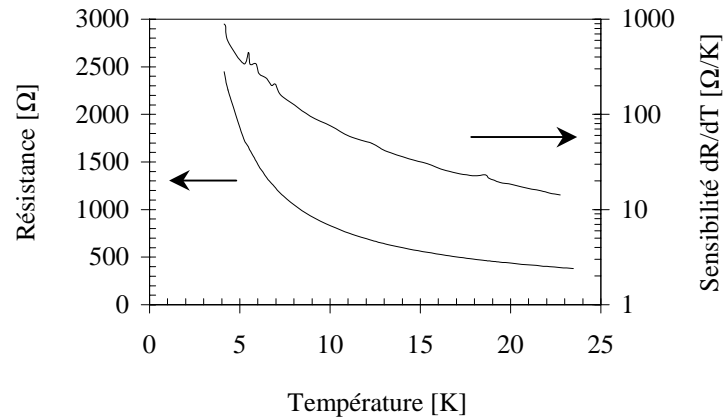


Figure II-5 : Sensibilité et valeur de la résistance en fonction de la température pour le capteur TT1.

La loi mathématique approchant au mieux la variation de la résistance avec la température s'écrit

$$\log(T) = \sum_{i=0}^9 \frac{A_i}{(\log R)^i}, \text{ avec } 3.5 \text{ K} < T < 100 \text{ K}$$

où les valeurs de A_i sont obtenues lors de la calibration du capteur. La précision sur la calibration des thermomètres est donnée dans la Table II-2 :

Table II-2 : Précision des thermomètres.

Température [K]	Précision [mK]
3.5 - 4	5
4 - 40	10
40 - 100	50

A cette erreur de calibration s'ajoute une erreur de 10 mK sur le conditionneur qui permet de transformer la tension mesurée en un signal 4-20 mA. Les codages sur 11 bits des cartes analogique/numérique^[II-2] limite la résolution à 8 μ A pour le signal 4-20 mA, soit une erreur d'environ 10 mK - $\Delta T = |\Delta T / \Delta I| \Delta I$ - pour les capteurs de température à 5 K et 250 mK à 20 K. Ainsi l'erreur totale dans la mesure de température varie entre 30 mK à 4.6 K et 270 mK à 20 K.

Capteurs de pression

La mesure de la pression dans le tube chauffé se fait par 2 types de capteurs différents : un capteur différentiel permet de mesurer précisément la perte de charge dans la zone chauffée, alors qu'une mesure de pression relative est effectuée à chaque extrémité de cette zone. L'étendue des mesures de la perte de charge est de l'ordre de quelques

centaines de millibars au maximum pour une gamme de pressions recouverte expérimentalement de 1 à 5 bar. La perte de charge hydraulique aux extrémités d'un secteur avoisinant 0.6 bar (avec comme point de référence 3 bar à l'entrée de chaque secteur), la gamme de pressions couverte expérimentalement est donc complète. Les capteurs étant disposés sur un panneau d'instrumentation à l'extérieur du cryostat, deux capillaires - de 2.80 m et 3.70 m de long, de diamètre interne 4 mm et diamètre externe 6 mm - sont raccordés sur les extrémités du tube test par piquage soudé afin d'effectuer les mesures.

Le principe de fonctionnement est le suivant : une membrane sépare un vide de référence de la pression du fluide à mesurer, et sous la différence de pression la membrane se déforme. L'élément sensible à la pression est un capteur piezorésistif : c'est la variation de résistance d'une jauge de contrainte qui détermine la mesure ^[II-3]. Un pont de Wheatstone mesure et convertit cette variation de résistance en un signal de tension. Ce capteur est associé à un circuit électronique amplificateur et retourne un signal de sortie de 4-20 mA. La précision des deux types de capteurs est de 0.5 % sur l'étendue de la mesure (0-10 bar pour les capteurs transmetteur de marque PROTRAN PR 3100 et 0-200 mbar pour le capteur différentiel de marque SISTRANS P). Ils sont repérés au niveau du synoptique par PT1 et PT3 et DPT13).

Débitmétrie

La mesure du débit de l'hélium s'effectue à l'entrée du cryostat, à température ambiante. D'après les notes établies sur le calcul des débits dans le paragraphe I.2.2 sur la conception hydraulique, l'étendue des mesures pour un tube test ne dépasse pas 2 g/s. Le mode de fonctionnement du débitmètre massique est basé sur la mesure des transferts calorifiques par le fluide hélium. Un élément laminaire permet de prélever un débit dérivé rigoureusement proportionnel au débit principal. Le débit dérivé passe dans un capillaire sur lequel est bobinée une résistance chauffante de faible puissance placée entre deux résistances de détection thermique incorporées dans un pont de Wheatstone comme l'indique la Figure II-6.

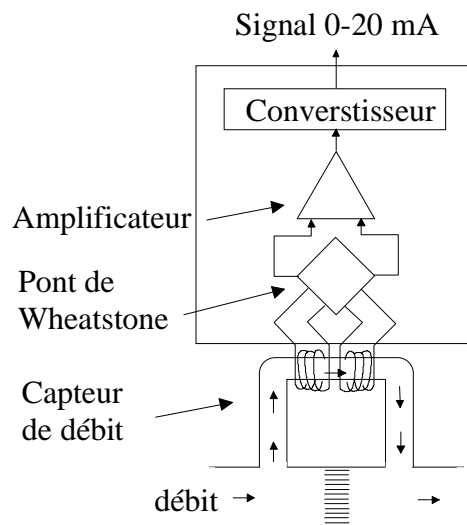


Figure II-6 : Schéma de principe du débitmètre.

Une faible quantité d'énergie calorifique est appliquée durant l'écoulement du fluide, provoquant ainsi une différence de température directement inversement proportionnelle au débit massique. Le signal de tension généré par le système détecteur est directement converti en un signal numérique. Le signal de sortie est 4-20 mA et la communication avec l'opérateur s'effectue via le contrôleur.

L'étalonnage du débitmètre, de marque BROOKS 5863 S au gaz d'hélium indique une erreur de 0.8 % au maximum dans la gamme de débit 0 à 2 g/s. A cette erreur s'ajoute une précision de 1 % de la pleine échelle.

Résistances de chauffage

Deux types de chauffage sont disposés dans le montage expérimental afin de simuler les apports de chaleurs décrits dans la Première Partie. L'un concerne l'apport de chaleur ponctuel de chaque support des aimants du LHC (environ 0.45 W attendu par support) et l'autre permet de rendre compte des amenées de chaleur déposées sur les écrans de faisceau (12 W par faisceau et par tube de refroidissement sur l'ensemble d'une demi cellule, en mode normal).

Dans le montage expérimental la puissance simulant les supports est fixée à 20 W et est obtenue par le chauffage résistif d'un fil de cuivre disposé sur un film de kapton (33.8Ω à 300 K). Ce dispositif (de 9 mm de long) est enroulé autour du tube de sortie de l'hélium supercritique après le pot hélium – indiqué par CY0 sur la Figure II-3 - et est connecté par 4 fils de manganin à une source de tension continue.

Les charges thermiques sont appliquées par chauffage résistif direct du tube, et isolées électriquement du reste du montage. Connaissant la valeur de la résistivité de l'acier inoxydable 304L ($\rho = 49.5 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ à température comprise entre 5 et 30 K) la détermination de la résistance du tube permet alors de définir une source de tension continue adaptée. Soit une résistance de 5.092Ω et un choix d'une tension maximale de 10 V pour une puissance limite de l'ordre de 25 W. L'incertitude sur le terme de puissance est obtenu à partir de l'expression $Q = UI$. On obtient une valeur de $\Delta Q = \pm 0.6 \%$. Des mesures préliminaires, principalement à puissance de chauffage nulle, ont permis de déterminer les entrées de chaleurs déposées au niveau de la zone chauffée (avec l'utilisation du logiciel HEPAK pour le calcul des enthalpies correspondantes). Ces bilans enthalpique ont indiqué une valeur Q_{statique} comprise entre environ 80 et 130 mW. Ainsi à chaque fois qu'une valeur de puissance $Q_{\text{électrique}}$ est appliquée, cela correspond en définitive à l'application de la somme $Q_{\text{électrique}} + Q_{\text{statique}}$ sur la zone chauffée. Dans la suite, toute valeur mentionnée de puissance appliquée $Q_{\text{expérimental}}$ correspondra à cette somme (en prenant une valeur de Q_{statique} moyenne de 100 mW). Par exemple la condition expérimentale retenue dans la partie II.3.2.1 de travailler à $Q=10$ W correspond en définitive à l'application d'une puissance électrique réelle de $Q_{\text{électrique}}=9.9$ W.

Détendeur et vannes cryogéniques.

Alors que le gaz d'hélium fourni arrive à une pression de 18 bar, un détendeur basse pression permet de l'abaisser à une valeur stabilisée comprise entre 1 et 5 bar suivant les conditions désirées pour l'expérience, avec comme impératif de maintenir cette pression constante pour une gamme de débits donnés. Ce détendeur - Air Liquide DACC 50 I - de pression de sortie réglable de 0.7 à 10 bar pour une pression d'entrée maximale de 25 bar, a un corps en acier inoxydable 316L et une membrane métallique afin d'éviter une contamination du gaz par diffusion de l'air à travers celle-ci. Le coefficient de fidélité est inférieur à 3% à débit constant.

Le contrôle de la température de sortie du tube test s'effectue à l'aide d'une vanne cryogénique. Selon les discussions développées dans la Première Partie, cette température de contrôle est fixée à 20 K. Le régime d'écoulement du gaz à travers cette vanne est en général critique ^[II-4], c'est-à-dire que le débit dans l'orifice de la vanne ne dépend que de la pression en amont de la vanne P_{4i} (soit la pression à la sortie du tube chauffé, à la différence près de la perte de charge de la zone adiabatique aval). La pression différentielle est en général toujours supérieure à la pression critique (définie par $0.5 \cdot P_{4i}$) et la pression à l'aval de la vanne P_{4f} est supérieure à $0.5 \cdot P_{4i}$ (la pression P_{4f} représente pour l'expérience le retour du gaz vers le compresseur, et est de l'ordre de 1.3 bar). Avec une marge de sécurité, la valeur du coefficient de débit calculée pour cette vanne est de 0.033 (le diamètre nominal est de 2 mm). Une seconde vanne cryogénique est installée dans le montage expérimental afin de pouvoir contrôler le remplissage en hélium liquide - saturé à 4.2 K - de l'échangeur de chaleur placé à l'intérieur du bain d'hélium. La valeur du coefficient de débit est fixée à 0.1 pour ce cas et correspond à un diamètre nominal de 4 mm. La caractéristique intrinsèque de ces vannes est du type "égal pourcentage" (des accroissements égaux de la course de la vanne produisent des accroissements d'égal pourcentage du débit relatif).

La disposition de ces deux vannes cryogéniques (de marque WEKA) - TCV pour celle contrôlant la température de sortie du tube test et LCV pour l'autre - est indiquée sur la Figure II-3. Un convertisseur électropneumatique incorporé à la vanne (de marque KAEMMER) est destiné à convertir le signal électrique normal de 4-20 mA en un signal pneumatique standard de 0.2-10 bar afin d'ouvrir plus ou moins le clapet de la vanne.

II.1.1.3 Contrôle et acquisition des données

Le contrôle-commande de l'expérience s'effectue à partir d'un automate programmable ^[II-2] via une station de supervision (Figure II-7). La période d'enregistrement des informations fournies par les différents capteurs est en général d'une acquisition toutes les 3 secondes. Le mode de fonctionnement de l'automate programmable est fixé par les trois éléments "mémoire de programme", "unité de commande" et "module de périphérie". La programmation de l'automate SIEMENS S5-155U - s'effectue à l'aide d'une console de programmation. La carte d'unité de commande CPU 922 assure la gestion centrale de l'automate complet - fonctionnant de manière cyclique -. A chaque cycle, l'unité de commande lit les états des signaux de toutes les entrées - c'est la phase d'acquisition -, vient ensuite le traitement du

programme et la phase émission des sorties. Les cartes de périphéries forment l'interface entre l'automate programmable et le processus. Six cartes d'entrées/sorties sont utilisées : le traitement de grandeurs à variation progressive, telles que les températures ou pressions, exige le recours à des cartes d'entrées et de sorties analogiques. La carte d'entrée analogique convertit les signaux analogiques issus du processus en valeurs numériques afin d'être traitées par l'automate ; et de manière réciproque pour la carte de sortie analogique. Enfin, le processeur de communication permet à l'automate de communiquer avec le poste de supervision via une carte pour communication et mise en réseau. Le bus interne S5 réalise l'interconnexion des cartes constitutives de l'automate. Une liaison intranet assure la transmission des données du banc d'acquisition à la station de contrôle (pilotée par FACTORYLINK ^[II-5]).

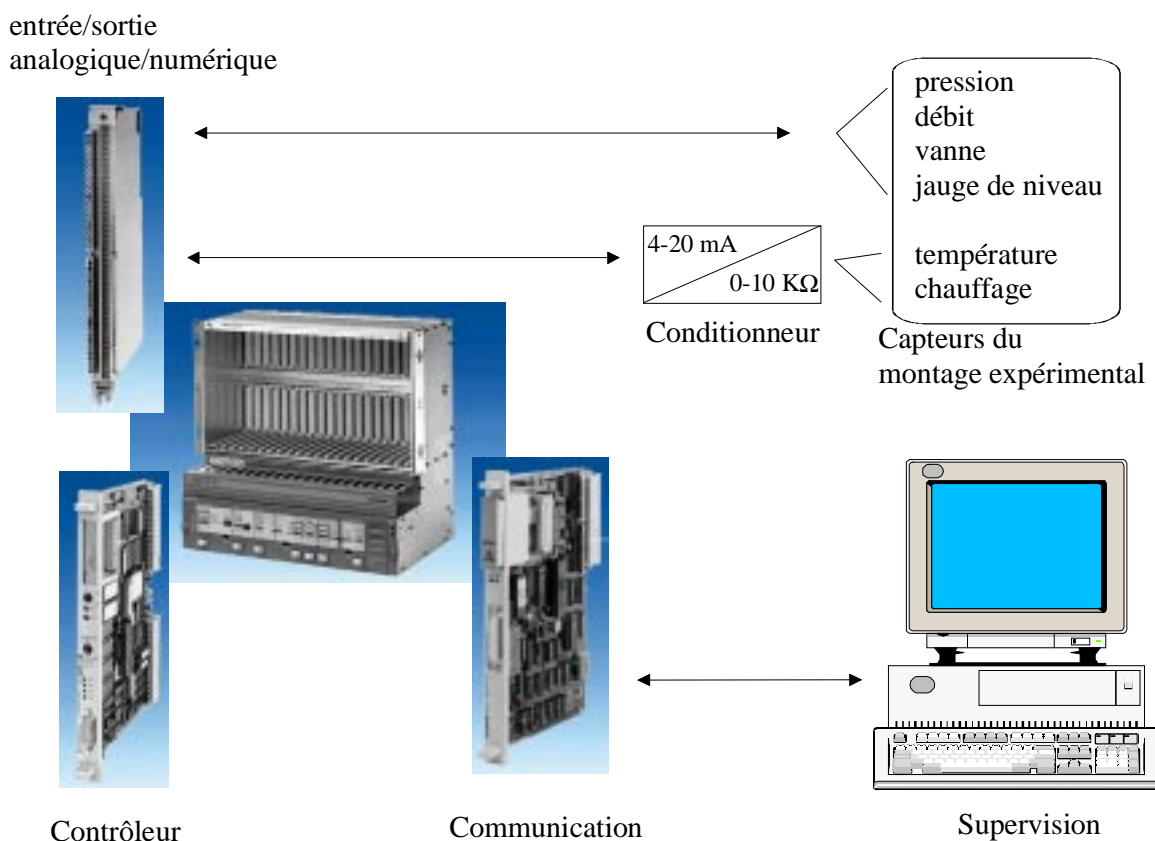


Figure II-7 : Schéma de la chaîne d'acquisition et du contrôle-commande.

II.1.2 Difficultés rencontrées

Les premières mesures réalisées montrent l'apparition de diverses oscillations sur tous les capteurs de mesure (pression, température, débit). Le comportement oscillatoire observé du fluide, obtenu par une augmentation de puissance Q , est montré sur la Figure II-8. Un autre type d'oscillation est également observé, celui d'oscillations à hautes fréquences.

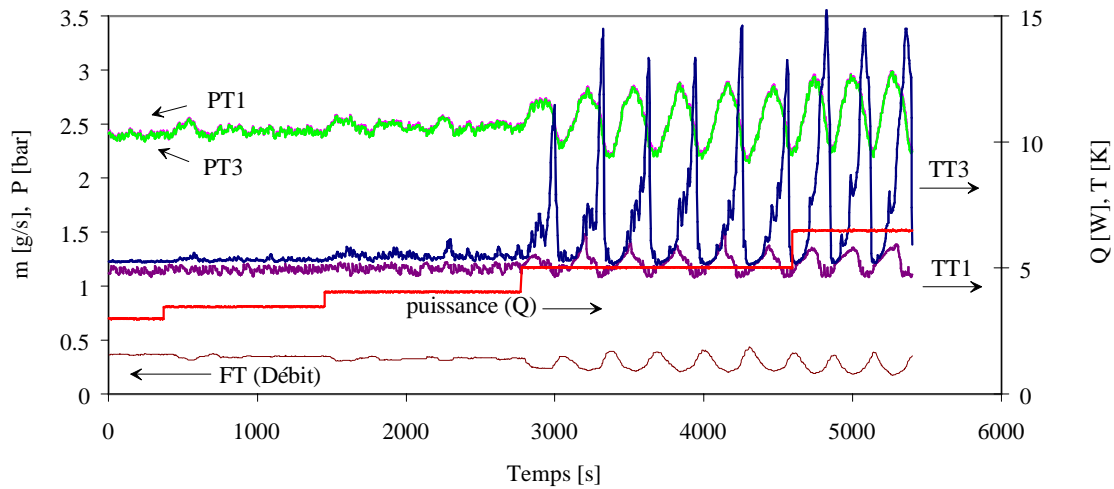


Figure II-8 : Comportement oscillatoire des capteurs de pressions, de températures et de débit.

II.1.2.1 Oscillations thermoacoustiques

Un système d'acquisition (multimètre de haute fréquence d'échantillonnage) est installé afin d'enregistrer ces oscillations ; les résultats indiquent des fréquences comprises entre 1 à 20 Hz avec des amplitudes bien définies. Un exemple de comportement oscillatoire sur les deux capteurs de pression (PT1 et PT3) est donné sur la Figure II-9. Le système d'acquisition est basé sur l'application LabView^[II-6]. L'ordinateur utilisé pour cette tâche est équipé d'une interface GPIB^[II-7] (protocole de communication IEEE 488). Cette interface sert à relier l'ordinateur aux périphériques de mesure des températures et au multimètre.

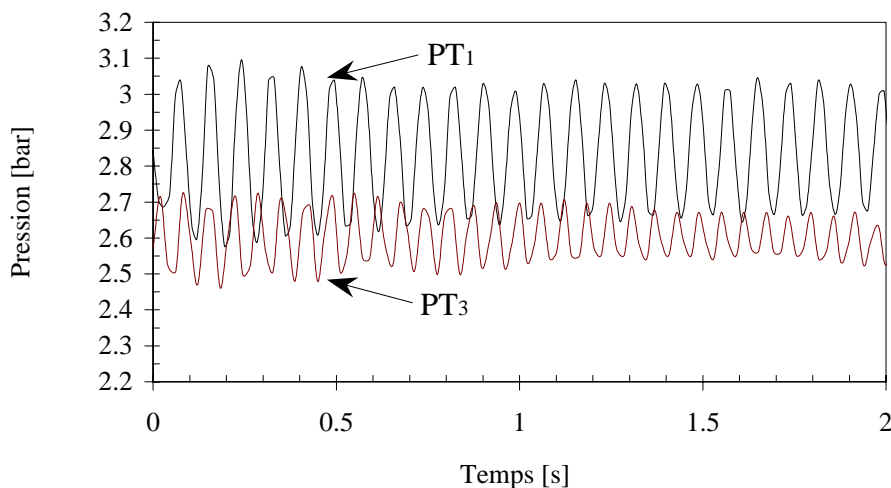


Figure II-9 : Illustration typique du comportement oscillatoire des pressions sur les capteurs PT₁ et PT₃.

Des considérations d'ordre géométrique sur la disposition des capillaires servant à effectuer les mesures de pression sur les extrémités du tube test laissent supposer qu'il s'agit d'oscillations thermoacoustiques. En effet le rapport de température entre la partie du capillaire située à la température ambiante (où la mesure de pression est effectuée) et l'autre partie au contact du fluide à température cryogénique, présente une valeur élevée souvent comprise entre 10 et 50. De plus la pression est prise au moyen de 2 capillaires de diamètre important (4 mm) au regard des dimensions du tube test (3.7 mm). Des calculs effectués ci-dessous à partir de l'application de la théorie de Rott ^[II-8] ont montré que le système était bien soumis à des oscillations thermoacoustiques. Le contenu de l'annexe B (relatif à ce type d'oscillation) n'a pas pour but d'effectuer une étude analytique complète de ce phénomène mais permet de dresser une zone de fonctionnement en dehors de toute perturbation thermoacoustique. Les paramètres des données expérimentales de la Figure II-9 ainsi que ceux servant à déterminer la fréquence théorique des oscillations sont regroupés dans la Table II-3. Les fréquences observées expérimentalement ($f_1=11.7$ Hz et $f_3=15.8$ Hz) sont en bon accord avec celles calculées ($f_1=12.3$ Hz et $f_3=16.4$ Hz).

Table II-3 : Paramètres du fluide pour le calcul des fréquences théorique sur les 2 capteurs de pression PT1 et PT3.

Paramètres	Capteur PT1	Capteur PT3
Pression [bar]	2.80	2.60
Température [K]	5.9	6.1
Densité [kg/m ³]	40	30
Viscosité [Pa.s]	$1.9 \cdot 10^{-6}$	$1.9 \cdot 10^{-6}$
Vitesse du son [m/s]	120	130
Longueur L [m]	2.80	3.50
Rapport ξ	1.80	1.10
Rapport α	50	50
$Y_c \lambda_c^{-0.5}$	142	100
Fréquence théorique [Hz]	12.3	16.4

Le problème de l'amortissement des oscillations peut être facilement résolu dans beaucoup d'applications notamment grâce à l'installation à l'extrémité fermée du tube d'un volume tampon. Les propriétés et les effets du rajout de ce réservoir sont facilement calculables.

II.1.2.2 Amortissement des oscillations

Une première technique peut consister à prévenir des oscillations en modifiant la géométrie du système ou le gradient de température le long du capteur de pression chaud. Il faut dans ce cas choisir des diamètres de tube compatibles avec la stabilité. Dans le cas traité de l'annexe B, ce rapport est de 37, la limite de stabilité est donnée soit pour un diamètre du tube supérieur à 12 mm ($Y_c=500$), soit pour un diamètre inférieure à 0.4 mm ($Y_c=14$ dans ce cas).

Une autre technique consiste à amortir ces oscillations soit sans modifier le système, soit en modifiant le système avec des amortisseurs dynamiques ^[II-9].

Correcteurs d'impédances

Il s'agit de modifier l'impédance caractéristique du tube soit en plaçant des objets étrangers dans le tube tels que des filaments ou des noeuds, de la mousse ou du métal fritté ; soit en plaçant des restrictions afin d'augmenter les pertes turbulentes. Il faut néanmoins s'assurer de ne pas perturber la fonction du tube.

Adaptateurs d'impédances dynamiques.

Lorsque le système est source d'oscillations thermoacoustiques, des ondes stationnaires peuvent être générées. Or, si la géométrie du tube permet de réfléchir ces ondes, alors le système rentre en résonance. L'amortissement dynamique consiste à ajouter un second oscillateur à celui existant afin de détruire l'onde acoustique stationnaire créée, comme par exemple un volume tampon. L'impédance est fonction de la géométrie du système et des propriétés physiques et thermodynamiques du fluide. La Figure II-10a montre une géométrie simple d'un tube avec une source d'oscillations et sur la Figure II-10b, l'ajout d'un réservoir permettant d'atténuer les oscillations.

Pour un tube de section S et de diamètre petit comparé à la longueur d'onde, l'impédance caractéristique est :

$$Z_c = \frac{\rho u_{son}}{S}$$

L'efficacité de l'amortisseur est déterminée en évaluant le coefficient de réflexion α . C'est le rapport de la puissance réfléchie en bout de tuyau sur la puissance incidente.

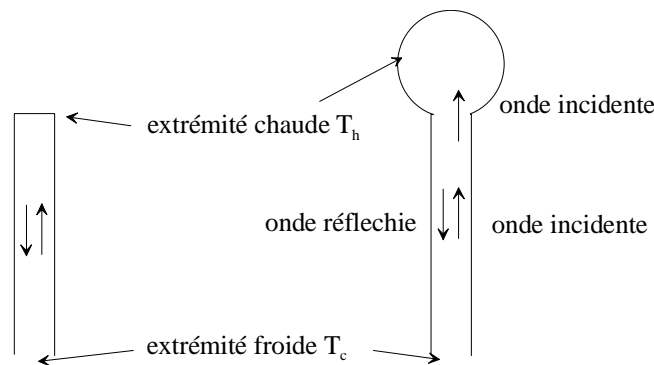


Figure II-10 : (a) Onde acoustique incidente et réfléchie par le bout fermé chaud. Une onde stationnaire apparaît - (b) Onde acoustique incidente en partie transmise et partie réfléchie.

On écrit :

$$\alpha = \left| \frac{Z_{\text{extrémité}} - Z_c}{Z_{\text{extrémité}} + Z_c} \right|^2$$

Les ondes stationnaires peuvent être totalement absorbées à l'extrémité fermée portant l'amortisseur si celui-ci a la même impédance que l'onde incidente. Les capteurs de pression étant disposés aux bouts de chaque capillaire sur le dispositif expérimental, il

faut alors considérer la longueur L_1 par rapport à l'extrémité de la partie chaude pour la mise en place d'un volume tampon. La Figure II-11 indique la disposition de ce volume tampon pour la géométrie décrite précédemment. Dans ce cas l'expression du coefficient de réflexion s'écrit :

$$\alpha = \left| \frac{1 - Z_c (1/Z_1 + 1/Z_2)}{1 + Z_c (1/Z_1 + 1/Z_2)} \right|^2$$

Z_1 et Z_2 représentant les impédances respectives de la partie de longueur L_1 et de l'amortisseur dynamique.

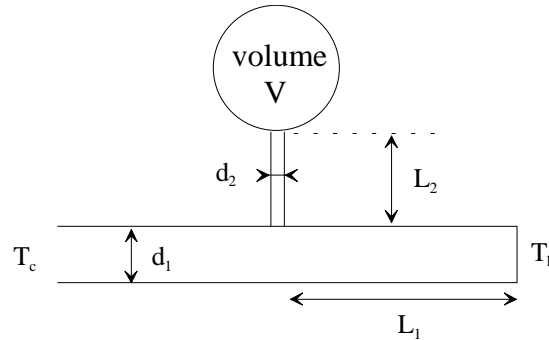


Figure II-11 : Disposition du volume tampon.

Numériquement, l'impédance de l'onde acoustique dans un tube cylindrique peut être exprimée à partir du rapport de sa pression sur sa vitesse $W = \sqrt{\rho \kappa}$, où ρ représente la densité et κ le module de compressibilité de l'onde le long du tube [II-10]. En coordonnées cylindriques, les expressions de ces nombres complexes sont :

$$\rho = \frac{P_0}{1 - \frac{2J_1(j\eta_0)}{j\eta_0 J_0(j\eta_0)}}$$

$$\kappa = \frac{\gamma P_0}{1 + \frac{2}{j\eta_0 \sqrt{\text{Pr}}} (\gamma - 1) \frac{J_1(j\eta_0 \sqrt{\text{Pr}})}{J_0(j\eta_0 \sqrt{\text{Pr}})}}$$

où $\eta_0 = \frac{d_0}{2} \sqrt{\frac{j\omega}{\nu}}$ représente le rapport du rayon du tube sur l'épaisseur de la couche

limite, Pr est le nombre de Prandlt $\text{Pr} = \nu/D$, $\gamma = c_p/c_v$ le rapport de chaleur spécifique.

L'expression de l'impédance acoustique Z_1 en bout de tube s'écrit :

$$Z_1 = \frac{W_1}{S_1} \coth(h_1 L_1), \text{ avec } h_1 = j\omega \sqrt{\rho_1 / \kappa_1}$$

L'amortisseur dynamique peut être composé d'un élément résistif (vanne ou capillaire) et d'un réservoir. Dans ce cas, son impédance est :

$$Z_2 = \left(\frac{W_2}{S_2} \right) \frac{Z_r \cosh(h_2 L_2) + (W_2/S_2) \sinh(h_2 L_2)}{Z_r \sinh(h_2 L_2) + (W_2/S_2) \cosh(h_2 L_2)}$$

Avec l'impédance du réservoir : $Z_r = -j \frac{\rho u_{\text{son}}^2}{\omega V}$ et $h_2 = j\omega \sqrt{\rho_2 / \kappa_2}$.

L'étude de l'influence de la longueur L_1 , du volume V , de la longueur L_2 et du diamètre d_2 sur l'atténuation des oscillations est maintenant considérée.

Les conditions prises pour une étude numérique sont : une température de l'hélium à l'extrémité chaude $T_h=300$ K et une température de l'hélium à l'extrémité froide $T_c=4$ K.

Pour l'extrémité chaude et avec une pression $P=3$ bar, la densité est de $\rho = 0.48 \text{ kg.m}^3$, la vitesse acoustique est de $u_{\text{son}}=1020 \text{ m.s}^{-1}$ et la viscosité $\mu = 0.2 \cdot 10^{-4} \text{ Pa.s}$. Les paramètres géométrique (longueurs, diamètres) sont : $L_1=0.3$ m, $L_2=0.2$ m, $d_1=4$ mm, $d_2=6$ mm.

L'atténuation en fonction de la fréquence est alors tracée. La gamme de fréquence couverte est comprise entre 1 et 50 Hz).

L'effet de la variation de volume du résonateur ($V=100, 1000, 2000 \text{ cm}^3$) est indiqué sur la Figure II-12. Ce volume a une influence sur la fréquence d'atténuation. Sur la Figure II-13 est représentée l'effet de la variation de d_1 avec les mêmes autres paramètres L_1, L_2, r_2 et $V=1000 \text{ cm}^3$.

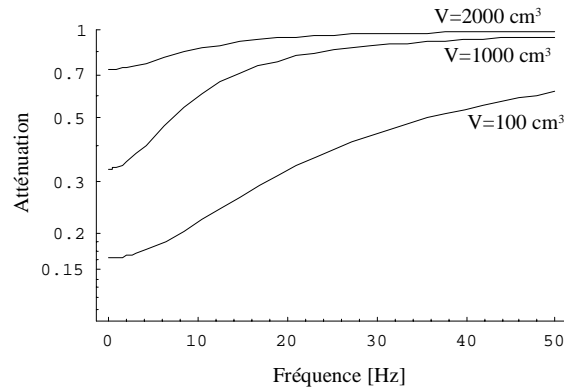


Figure II-12 : Atténuation du résonateur en fonction de la fréquence, pour différents volumes ($V=100, 1000, 2000 \text{ cm}^3$).

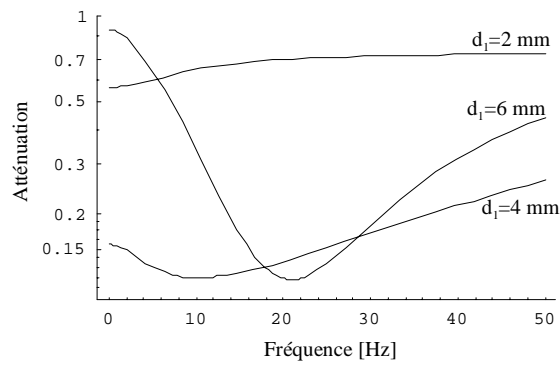


Figure II-13 : Atténuation du résonateur en fonction de la fréquence, pour différents diamètres.

Afin de s'affranchir de ce problème d'oscillations thermoacoustiques, le choix d'utiliser les 2 techniques décrites ci-dessus a été retenu : une disposition d'un volume tampon de 1000 cm³ (pour des commodités de fabrication) et l'introduction d'une cordelette. Le problème de ces perturbations ayant été solutionné, l'attention peut maintenant être portée sur la mesure du calcul de pertes de charges et la validité du modèle en régime stationnaire. C'est l'objet du chapitre suivant.

II.2 MODELISATION UNIDIMENSIONNELLE DE L'ÉCOULEMENT

II.2.1 Hypothèses et définition

Pour permettre une étude théorique de l'écoulement du fluide dans l'un des deux tubes de refroidissement de l'écran de faisceau, un certain nombre d'hypothèses doivent être formulées afin d'élaborer un modèle simple mais complet permettant d'expliquer la physique du phénomène observé. C'est dans cette idée que le choix d'une approche plutôt analytique qu'entièrement numérique est fait, bien que la résolution du système doive *in fine* être réalisée numériquement. Les hypothèses pour la mise en place du modèle de l'écoulement de l'hélium faiblement supercritique dans le tube chauffé sont les suivantes :

- L'écoulement unidimensionnel est seulement fonction d'une variable d'espace x (x a pour origine l'entrée du tube chauffé) et du temps (représenté par la variable t). Dans ces conditions, les paramètres de l'écoulement : densité (maximum à l'entrée de la zone chauffée), pression, vitesse et enthalpie, sont uniformes à un instant donné dans chaque tranche perpendiculaire à l'axe x de l'écoulement.
- La densité linéique de puissance est constante dans le temps et uniforme le long de la zone chauffée du tube. La conduction dans la direction de l'écoulement du fluide est négligée.
- Un coefficient phénoménologique de frottement est introduit. La prise en considération de zones adiabatiques amont et aval à la zone chauffée est envisagée.
- La paroi du tube et le fluide sont isothermes. Ainsi la chaleur déposée génère directement une modification de l'état thermodynamique du fluide. Une analyse ultérieure des propriétés thermiques de la paroi permet de valider cette hypothèse.

La longueur totale de la zone chauffée est notée L et son diamètre hydraulique d . Par la suite, l'utilisation d'indices sur les symboles L et d permettra de repérer des zones autres que celle de la partie chauffée, notamment des zones adiabatiques ou des restrictions éventuelles en dehors de la zone chauffée.

Pour mettre en valeur le rôle du transfert de chaleur entre la paroi du tube en acier inoxydable et le fluide, il est intéressant de comparer la période des oscillations de l'hélium supercritique aux deux grandeurs suivantes : la constante de temps contrôlant le gradient de température dans la paroi ($\tau_{\text{cond}} = e_{\text{ai}}^2 / D_{\text{ai}}$, avec $D_{\text{ai}} = K / \rho_{\text{ai}} c_{\text{ai}}$ la diffusivité de la paroi du tube ^[II-11] et e_{ai} l'épaisseur de la paroi du tube) et la constante de temps de la couche limite ($\tau_{\text{lim}} = (\rho_{\text{ai}} c_{\text{ai}} e) / h$, avec h le coefficient d'échange de chaleur entre le fluide et la paroi ^[II-12]). L'indice ai étant relatif à l'acier inoxydable (les propriétés thermiques de l'acier inoxydable sont données en annexe). Pour $e_{\text{ai}} = 0.4$ mm, les ordres de grandeur des deux constantes sont approximativement les mêmes, soit de l'ordre de 0.01 s (le coefficient h dépend du débit et peut s'écrire comme fonction de la puissance du débit ^[II-13], soit environ de l'ordre de 1000 pour les cas envisagés). Les périodes

d'oscillation du fluide rencontrées sur les capteurs sont de l'ordre de 50 à 500 secondes et sont donc au moins supérieures d'un ordre 5.10^3 aux deux constantes de temps (la quantification des oscillations du fluide est entreprise dans le chapitre 3 de la Troisième Partie). Il n'y a donc pas de stockage d'énergie dans la paroi en acier inoxydable et on peut considérer que la paroi du tube et le fluide sont isothermes pour le modèle. Cette hypothèse est bien évidemment fautive pour des périodes proches de ces deux constantes de temps (dans ce cas il faudrait prendre en compte les termes de déphasage éventuel entre la variation de flux de chaleur dans la paroi et la variation de débit, compliquant relativement les équations du fait des propriétés singulières de l'hélium supercritique [II-14], [II-15]).

II.2.2 Equations du modèle

Dans ce qui suit, l'opérateur d (dérivée d'Euler) représente la variation de la grandeur X en suivant une particule du fluide dans son mouvement (X est une grandeur relative à la particule du fluide comme par exemple sa densité ou son enthalpie); et l'opérateur ∂ (dérivée de Lagrange) représente la variation de X en fonction du temps en un point fixe. La dérivée particulaire s'exprime alors de la manière suivante :

$$\frac{dX}{dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + u \frac{\partial X}{\partial x}$$

II.2.2.1 Equations générales

La détermination des diverses grandeurs définissant le fluide, c'est-à-dire la pression P , la densité ρ , l'enthalpie h et la vitesse u , s'obtient au moyen de l'équation d'état et de trois relations fondamentales [II-16] :

Bilan de masse	→	équation de continuité
Bilan des forces	→	équation de la dynamique
Bilan des travaux	→	équation de l'énergie.

Equation de continuité

L'équation de conservation au cours du temps s'écrit sous forme différentielle – en projection sur l'axe x - de la façon suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \quad (\text{II-1})$$

Cette équation sera également utilisée sous forme intégrale.

Equation de la dynamique

Il s'agit d'écrire sous forme différentielle l'équation de la dynamique pour un fluide soumis à des forces d'inertie, des forces de contact externe et des forces de volume.

Pour la détermination des forces de contact externe, on introduit un facteur de frottement, nommé F , dépendant du type de l'écoulement et de la rugosité du tube. Les remarques établies dans le dernier chapitre indiqueront la dépendance de F par rapport au nombre de Reynolds (nombre sans dimension caractérisant le fluide) pour les écoulements d'hélium faiblement supercritique dans les différentes lignes du LHC.

L'équation de la dynamique s'écrit :

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \underbrace{\rho \frac{\partial u}{\partial t}}_{\text{inertie}} + \underbrace{\rho u \frac{\partial u}{\partial x}}_{\text{transport}} + \underbrace{\frac{F}{2d} \rho u^2}_{\text{frottement}} + \underbrace{G \rho \sin \phi}_{\text{gravité}} \quad (\text{II-2})$$

Equation de l'énergie

Le fluide échange de l'énergie avec l'extérieur (travail des forces de contact externe, chaleur échangée) ce qui entraîne une variation de son énergie totale : son énergie interne e_{int} (attachée à l'agitation moléculaire) et l'énergie cinétique (attachée au mouvement d'ensemble). Sous forme différentielle et en projection sur l'axe x , on peut écrire :

$$dt \delta \dot{m} \frac{d}{dt} \left(e_{\text{int}} + \frac{u^2}{2} \right) = \delta W + \delta Q$$

Avec $\delta W = S dx dt \frac{\partial}{\partial x} (uP)$ et $\delta Q = \phi S dx dt$. ϕ est la densité volumique de puissance et correspond à :

$$\phi = \frac{Q}{LS} \quad (\text{II-3})$$

La puissance Q (exprimée en watt) est reliée au flux de chaleur q (W/m²) par : $Q = q\Pi L$, (Π est le périmètre du tube).

En utilisant la définition de l'enthalpie : $h = e_{\text{int}} + P/\rho$, l'équation de l'énergie s'écrit de la façon suivante :

$$\rho \frac{d}{dt} \left(h + \frac{u^2}{2} \right) = \phi + \frac{\partial P}{\partial t} \quad (\text{II-4})$$

Equation d'état

L'équation d'état s'exprime sous la forme :

$$f(\rho, P, h) = 0 \quad (\text{II-5})$$

Deux cas particuliers sont souvent envisagés.

- Un gaz parfait est caractérisé par :

$$P = \rho r T \quad (\text{II-6})$$

- Un liquide incompressible et indilatable est caractérisé par : $\rho = \text{cte}$

II.2.2.2 Approximation des équations

En vue d'une approche analytique pour la conception du modèle, on cherche à simplifier le système d'équation en ne conservant que les termes dominants. Par la suite seule l'équation de continuité (II-1) reste inchangée. Les questions que l'on est en droit de se poser (repérées de 1 à 4) sont les suivantes :

- 1) Peut-on négliger les termes d'énergie cinétique devant les termes d'enthalpie dans l'équation de l'énergie (II-4) ?
- 2) Peut-on négliger $\partial P/\partial t$ devant $\rho dh/dt$ dans l'équation (II-4) ?
- 3) Peut-on également négliger le terme de transport $\rho u \partial u/\partial x$ devant le terme de frottement $F \rho u^2/2d$ dans l'équation (II-2) ?
- 4) Peut-on négliger les variations de densité dues à la pression P devant celles dues à l'enthalpie h dans l'équation (II-5) ?

L'hypothèse de la prise en compte de ces approximations est maintenant abordée et une étude quantitative de ces termes est alors donnée.

Question 1

En régime permanent l'équation (II-4) conduit à $\rho u \partial h/\partial x = \varphi$, alors que d'après l'équation (II-1) : $\partial u/\partial x = \rho u \frac{dv}{dh} \partial h/\partial x$. La comparaison aboutit à :

$$\frac{u \partial u/\partial x}{\partial h/\partial x} = \rho u^2 \frac{dv}{dh} \approx \left(\frac{u}{u_{\text{son}}} \right)^2$$

Ce rapport est de l'ordre de 10^{-4} pour des conditions typiques d'écoulement. On a explicitement négligé les variations de la densité dues à la pression, ce qu'il faudra vérifier par la suite (question 4). Les termes d'énergie cinétique peuvent donc être négligés dans l'équation (II-4).

Question 2

On néglige à nouveau les variations de ρ dues à P. L'expression d'enthalpie (II-4) s'écrit : $\Delta h = (\varphi x)/(\rho u^2)$. Lors d'une fluctuation de débit, la variation d'enthalpie est de la forme $\delta h \approx [(\varphi x)/(\rho u^2)] \delta u$, alors que $\delta P \approx (F \rho u x/d) \delta u$. On obtient alors :

$$\frac{\rho \partial h}{\partial P} = \frac{\varphi d}{F \rho u^3}$$

Cette expression fait apparaître le rapport de la puissance thermique injectée sur la puissance visqueuse dissipée. L'ordre de grandeur étant compris entre environ 100 à 300, on omettra alors le terme $\partial P/\partial t$ devant $\rho dh/dt$ dans l'équation (II-4).

Question 3

Il s'agit de comparer dans l'équation (II-2) le terme de transport $\rho u \partial u / \partial x$ devant celui du frottement $F \rho u^2 / 2d$ en régime permanent. A partir de $\rho \partial u / \partial x = -u \partial \rho / \partial x$ et de $\partial h / \partial x = \phi / \rho u$, on obtient $\rho u \partial u / \partial x \sim (u \phi / \rho) \partial \rho / \partial h$. Soit :

$$\frac{\rho u \partial u / \partial x}{\rho F u^2 / d} \sim \frac{d}{L F} \frac{\phi L}{u P}$$

Le rapport $\phi L / u$ de cette expression représente la quantité de chaleur injectée le long du tube de longueur L et est de l'ordre de quelques P. Le rapport $d / L F$ est quant à lui petit d'après la géométrie des tubes de refroidissement des écrans de faisceau. En négligeant les termes d'inertie et d'accélération convective par rapport à ceux de frottement, les expressions seront incommensurablement plus simples puisque l'équation (II-2) n'aura plus de dépendance temporelle (Shajii et Freidberg mentionnent également la forte dominance des termes de frottement dans un travail théorique sur les fluides compressibles ^[III-17]).

Question 4

On a explicitement négligé les variations de densité ρ dues à la pression P devant celles dues à l'enthalpie h. Les variations, suivant x, de ρ dues à h et à P sont respectivement : $(\partial \rho / \partial h)_P (\partial h / \partial x) \sim (\rho / P) (F \rho u^2 / 2d)$ et $(\partial \rho / \partial P)_h (\partial P / \partial x) \sim (\rho^2 / P) (\phi / \rho u)$. On a alors :

$$\frac{\text{variation due à h}}{\text{variation due à P}} \sim \frac{2 \phi d}{F \rho u^3}$$

Ce rapport a déjà été interprété. Cette hypothèse conduit à s'intéresser à un fluide incompressible mais dilatable, du point de vue de l'équation d'état (II-5).

Equations utilisées

Moyennant l'ensemble de ces éléments, les équations utilisées dans la suite du document sont les suivantes :

Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} = 0 \tag{II-7}$$

Equation de la dynamique

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \frac{F}{2d} \rho u^2 \tag{II-8}$$

Le terme de gravité est à ajouter pour un écoulement par exemple vertical.

Equation de l'énergie

$$\rho \frac{dh}{dt} = \varphi \quad (\text{II-9})$$

Equation d'état

Le comportement du volume spécifique, à pression constante, en fonction de l'enthalpie (Figure II-14) diffère selon deux régions bien distinctes : l'une où le volume spécifique dépend faiblement de l'enthalpie et l'autre où cette dépendance est linéaire.

L'équation d'état du fluide réel peut donc être décrite ^[II-18] par une zone appelée pseudo-liquide où les propriétés thermodynamiques du fluide s'apparentent à celles du liquide (le volume spécifique étant alors considéré comme constant) et une zone nommée pseudo-gazeuse, en prenant en compte l'équation d'état du gaz parfait. Nous pouvons définir l'origine de l'enthalpie comme étant l'origine de la zone pseudo-gazeuse, et ce afin de dissocier clairement ces deux zones. Une enthalpie positive indique alors que le volume spécifique commence à varier linéairement avec l'enthalpie. L'indice 1 fait référence à l'état du fluide à l'entrée de la zone chauffée (qui correspond à l'origine des tubes de refroidissement). Posons :

$$v = v_1, \quad \text{pour } h \leq 0 \quad (\text{II-10a})$$

$$v = v_1 + \left(\frac{dv}{dh} \right)_p h, \quad \text{pour } h \geq 0 \quad (\text{II-10b})$$

Le terme $(dv/dh)_p$ étant calculé pour être identique à celui du gaz parfait. On a $dv = (r/P)dT$, et $dh = c_p dT$, avec $c_p = (5/2)r$. Soit :

$$\left(\frac{dv}{dh} \right)_p = \frac{r}{Pc_p} = \frac{2}{5P} \quad (\text{II-11})$$

Les équations d'état du modèle à deux zones pour des pressions de 2.5, 3 et 4 bar sont représentées sur la Figure II-14 ainsi que les équations d'état du fluide réel (correspondant aux données calculées par le code de calcul du logiciel HEPAK ^[II-19]).

Une enthalpie $h-h_2(P)$ de 50 J/g correspond approximativement à 11.0 K, 11.2 K et 11.7 K pour respectivement 2.5, 3 et 4 bar. La limite entre les deux zones est délimitée par le point de transition et est repérée par l'indice 2. Les valeurs de l'enthalpie $h_2(P)$ en ce point de transition sont indiquées en annexe (table A1), ainsi qu'une figure représentant la dilatation du fluide en fonction de l'enthalpie (figure A1-1).

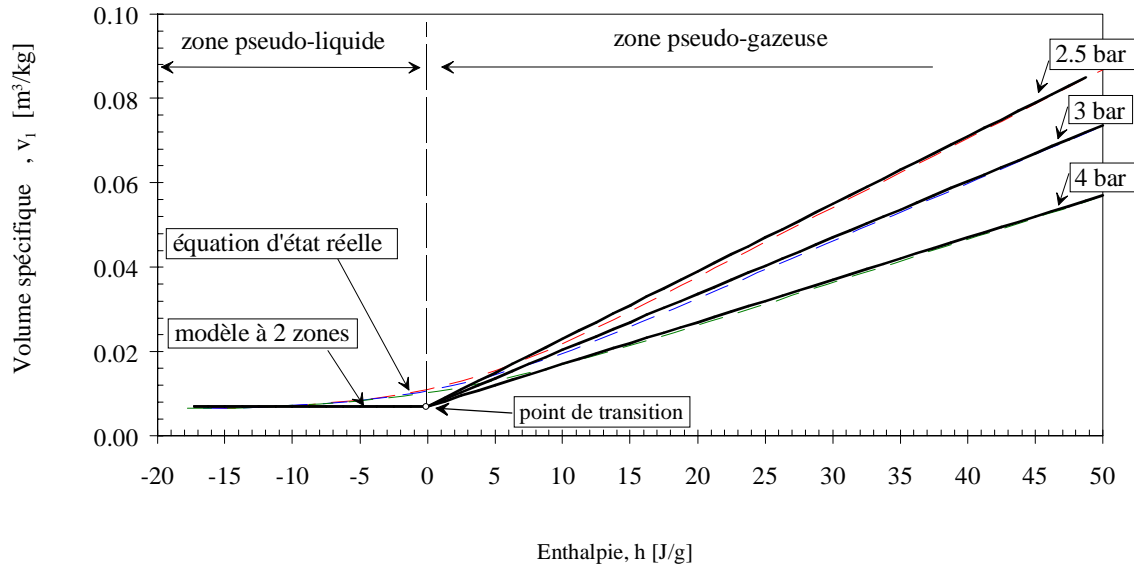


Figure II-14 : Equation d'état à 2 zones, comparée avec l'équation d'état réelle de l'hélium ($h \leftrightarrow [h-h_2(P)]_{\text{Hepak}}$).

II.2.2.3 Remarques

La condition aux limites

D'après les remarques précédentes, la condition aux limites imposée par le système extérieur s'écrit :

$$\Delta P = \int_0^L \rho \frac{F}{2d} u^2 dx \quad (\text{II-12})$$

Alors que dans le cas général où les termes d'inertie et de gravité sont considérés, on a :

$$\Delta P = \int_0^L \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\theta} u + \frac{F}{2d} u^2 + G \sin \phi \right) dx \quad (\text{II-13})$$

L'enthalpie caractéristique

Pour les besoins du calcul, la densité s'écrit

$$\rho = \rho_1, \quad \text{pour } h \leq 0 \quad (\text{II-14a})$$

$$\rho = \frac{\rho_1 h_c}{h_c + h}, \quad \text{pour } h \geq 0 \quad (\text{II-14b})$$

Avec :

$$h_c = \frac{P c_p}{r \rho_1} = \frac{5 P}{2 \rho_1} \quad (\text{II-15})$$

Cette grandeur caractéristique sera utilisée pour la suite dans la réduction de certaines grandeurs physiques. Elle représente l'inverse de la dilatabilité du fluide.

Le temps caractéristique

Seules sont considérées les variations des propriétés thermodynamiques en fonction de l'enthalpie. La densité ρ est alors une fonction de h , il est possible de réécrire l'équation (II-1) :

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \varphi \frac{d(1/\rho)}{dh} \quad (\text{II-16})$$

Cette grandeur a les dimensions de l'inverse d'un temps. Nous posons alors :

$$\frac{1}{\theta} = \varphi \frac{d(1/\rho)}{dh} \quad (\text{II-17})$$

Selon les besoins des calculs, l'équation de continuité (II-1) s'écrit donc $\partial u/\partial x = 0$ lorsque la densité est constante ou $\partial u/\partial x = \theta_c^{-1}$ lorsque la densité varie linéairement avec l'enthalpie. L'expression de ce temps caractéristique correspond à :

$$\theta_c = \frac{h_c \rho_1}{\varphi} \quad (\text{II-18})$$

II.3 REGIME STATIONNAIRE

II.3.1 Expressions analytiques

Après avoir présenté le système d'équations pour l'élaboration du modèle, le présent paragraphe traite de sa résolution pour calculer la perte de charge dans le cas simple du régime stationnaire pour la zone chauffée. La valeur du coefficient de frottement est considérée comme constante le long du tube chauffé afin de permettre une approche simple du calcul analytique. L'étape suivante portera sur la comparaison des résultats expérimentaux aux calculs analytiques.

Les paramètres décrits en régime stationnaire sont repérés par le symbole $\bar{\quad}$ dans les expressions qui suivent. La zone chauffée de longueur L_{13} est constituée d'une zone pseudo-liquide (12) de longueur L_{12} et d'une zone pseudo-gazeuse (23) de longueur $L_{23}=L_{13}-L_{12}$. La perte de charge de la zone chauffée $\Delta\bar{P}_{13}$ correspond alors à :

$$\Delta\bar{P}_{13} = \Delta\bar{P}_{12} + \Delta\bar{P}_{23} \quad (\text{II-19})$$

Zone chauffée (12)

La longueur de cette zone est :

$$\bar{L}_{12} = \Delta h_{12} \frac{\bar{\rho}_1 \bar{u}_1}{\phi} \quad (\text{II-20})$$

L'expression de la vitesse se réduit à $\bar{u} = \bar{u}_1$ et $\Delta h_{12} = -h_1 > 0$. La perte de charge se calcule en intégrant le gradient de pression local le long de cette zone, soit :

$$\Delta\bar{P}_{12} = \bar{u}_1^2 \frac{F}{2d} \bar{\rho}_1 \bar{L}_{12} \quad (\text{II-21})$$

Zone chauffée (23)

L'expression de la vitesse s'écrit dans ce cas : $u = \bar{u}_1 + \frac{1}{\theta_c}(x - \bar{L}_{12})$. Soit :

$$\Delta\bar{P}_{23} = \bar{u}_1 \bar{\rho}_1 \frac{F}{2d} \bar{L}_{23} \left(\bar{u}_1 + \frac{\bar{L}_{23}}{2\theta_c} \right) \quad (\text{II-22})$$

Facteur de frottement

Les pertes de charges, dépendant des contraintes de frottement à la paroi du tube, sont fonctions du type d'écoulement mais aussi de l'état de surface de cette paroi. Le facteur de frottement F ne dépend alors que de deux facteurs adimensionnels : le nombre de

Reynolds (Re) et le rapport ε/d de la rugosité de la paroi du tube au diamètre hydraulique du tube. L'expression du nombre de Reynolds pour une conduite de section circulaire est :

$$\text{Re} = \frac{\rho u d}{\mu}, \text{ avec } \mu : \text{viscosité dynamique.} \quad (\text{II-23})$$

Le facteur de frottement F varie selon le type de l'écoulement ^[II-20]. Pour des lignes de même géométrie, les écoulements seront en général semblables si leurs nombres de Reynolds sont proches.

Pour les écoulements laminaires ($\text{Re} < 2100$), ce facteur dépend du seul nombre de Reynolds selon la loi de Poiseuille : $F = 64/\text{Re}$.

La transition qui sépare le régime laminaire du régime turbulent peut être couverte par la formule suivante^[21] :

$$F = 4 \left(0.0054 + \frac{2.310^{-8}}{\text{Re}^{\frac{3}{2}}} \right)$$

En régime turbulent lisse on peut utiliser la formule de Blasius ($\text{Re} < 3.10^4$) :

$$F = 0.3164 \text{Re}^{-\frac{1}{4}} \quad (\text{II-24})$$

En régime turbulent développé (pour un nombre de Reynolds suffisamment élevé, $\text{Re} > 10^6$), la formule de Nikuradsé s'applique. Le facteur ne dépend alors plus que de la rugosité : $F = 4[1.14 + 2 \ln(d/(2\varepsilon))]^{-2}$.

La formule empirique de Moody couvre les deux domaines précédents, les régimes turbulent lisse et turbulent développé) :

$$F = 4 \cdot 1.375 \cdot 10^{-3} \left(1 + 21.544 \cdot \left(\frac{2\varepsilon}{d} + \frac{100}{\text{Re}} \right)^{\frac{1}{3}} \right) \quad (\text{II-25})$$

La dépendance du facteur de frottement en fonction du nombre de Reynolds, pour ces différentes corrélations, est indiquée sur la Figure II-15. La mesure de la rugosité absolue pour le tube de refroidissement est de $0.8 \mu\text{m}$ et correspond à une rugosité relative de $2.1 \cdot 10^{-4}$ ^[II-22]. Il est mentionné sur le graphe (à titre informatif) les valeurs de F pour une rugosité 5 fois supérieure et 5 fois inférieure à celle du tube de refroidissement. La gamme de Reynolds recouverte pour différentes lignes où circule de l'hélium faiblement supercritique dans la machine LHC (lignes C, C', K_{ij}), tout comme dans le dispositif expérimental (tube de refroidissement test et les zones amont et aval) est également indiquée.

II.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux

Des mesures de pertes de charge au niveau de la zone chauffée ont été établies afin de vérifier la validité de la méthode de calcul développée précédemment. Le calcul de la perte de charge totale $\Delta \bar{P}_{13}$ permet de déterminer le facteur de frottement expérimental F_{exp} en fonction de la valeur du nombre de Reynolds à l'entrée de cette zone chauffée. La gamme des paramètres couverts pour l'expérience est de deux ordres : les paramètres de géométrie considérés comme fixes pour l'ensemble des tests, et les paramètres physiques du fluide variant selon les conditions de travail. La gamme du Reynolds couverte varie approximativement $1 \cdot 10^4$ et $4 \cdot 10^5$.

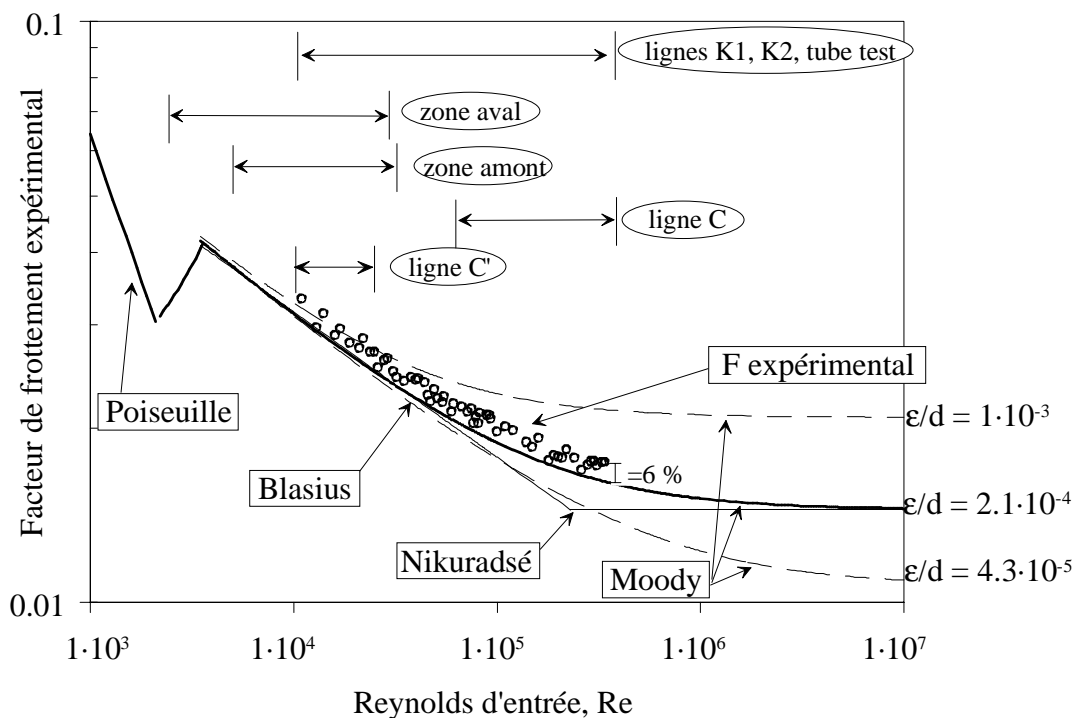


Figure II-15 : Facteurs de frottement expérimentaux en fonction du nombre de Reynolds d'entrée.

Seuls les points où l'écoulement est stable sont sur la figure. Le graphe indique une majoration d'environ 6% du facteur de frottement expérimental par rapport à la courbe de Blasius (équation (II-24)), ce qui s'explique par la courbure du tube pour cette zone chauffée [II-23]. A fort Reynolds, nos résultats sont en accord avec la corrélation de Moody (équation (II-25)) pour une rugosité absolue de $0.8 \mu\text{m}$.

Afin de tenir compte de cette courbure, la perte de charge due à la courbure du serpentin est introduite en majorant le coefficient F de 6% pour la suite des calculs.

II.3.2.1 Le régime uniquement pseudo-gazeux

On s'intéresse à la détermination des pertes de charge de la zone chauffée pour les conditions de fonctionnement en régime pseudo-gazeux suivantes ($\Delta\bar{P}_{12} = 0$) :

- Une pression d'entrée du fluide de $P_1=3$ bar,
- Une température d'entrée du fluide de T_1 supérieur à la température de transition T_2 ($T_2=5.44$ K pour 3 bar). Nous avons choisit comme condition d'entrée 6.5 K,
- Deux puissances déposées le long de la zone chauffée correspondantes à $Q=10$ et 20 W.

Afin de réaliser ces conditions expérimentalement, seule une gamme de température comprise à ± 2 % autour de la valeur T_1 est retenue ; et une gamme de ± 1 % pour la condition sur la pression expérimental P_1 (il est en pratique plus facile de maintenir une pression fixe). Les pertes de charge mesurées et calculées pour ce régime sont représentées sur la Figure II-16 par respectivement des points et des lignes continues. Seuls les points expérimentaux stables sont indiqués.

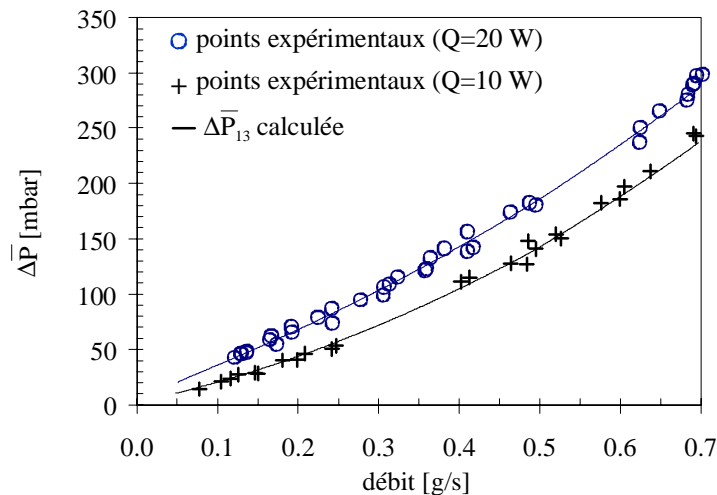


Figure II-16 : Pertes de charge expérimentales et calculées pour un régime pseudo-gazeux : $T_1=6.5$ K, $P_1=3$ bar (avec $Q=10$ W et 20 W).

Les pertes de charge expérimentales, pour un mode de fonctionnement en mode normal ($Q=12$ W) et pour un mode de fonctionnement s'approchant du mode ultime (ici $Q=20$ W), sont indiquées sur la Figure II-17, avec une température T_3 maintenue à 20 K comme condition imposée (cette stabilité est réalisée à ± 2 %). Le tracé du calcul effectué de $\Delta\bar{P}_{13}$ (en trait continue) est là aussi en bon accord avec les données expérimentales. Quelques points de fonctionnement en régime stable du capteur mesurant la température T_1 sont indiqués sur cette figure.

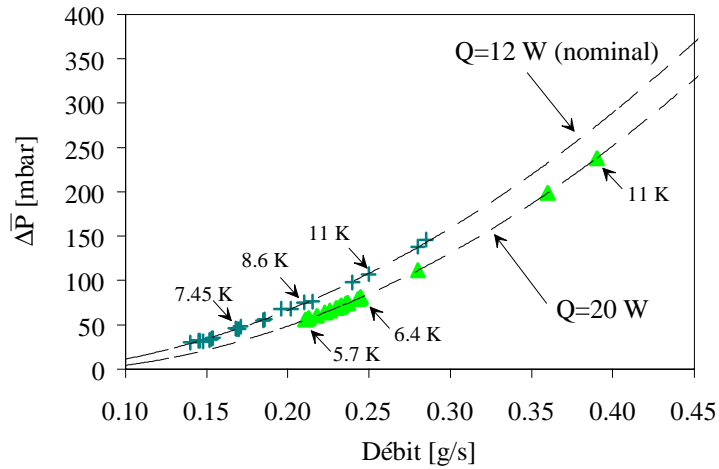


Figure II-17 : Pertes de charge expérimentales et calculées pour un régime pseudo-gazeux : $T_3=20$ K, $P_1=3$ bar (avec $Q=12$ W et 20 W).

II.3.2.2 Le régime combiné pseudo-liquide/pseudo-gazeux

Les conditions de fonctionnement pour le régime combiné pseudo-liquide/pseudo-gazeux (équation (II-19)) sont les suivantes :

- Une même pression d'entrée du fluide de 3 bar,
- Une valeur de température d'entrée du fluide de 5 K (avec dans ce cas $T_1 < T_2$),
- Les mêmes puissances déposées $Q=10$ et 20 W.

Là aussi on ne retient que des points expérimentaux satisfaisant à ces conditions initiales avec les mêmes marges d'erreurs que pour le régime pseudo-gazeux. La représentation des pertes de charge (Figure II-18) est la même que pour le cas du régime uniquement pseudo-gazeux. Le rapport de la longueur L_{12} sur la longueur totale L_{13} est ajouté sur chaque graphe. La perte de charge de la zone pseudo-liquide (courbe $\Delta\bar{P}_{12}$) augmente, en rapport avec la longueur L_{12} de cette zone, lorsque le débit augmente (la perte de charge $\Delta\bar{P}_{23}$ diminue alors).

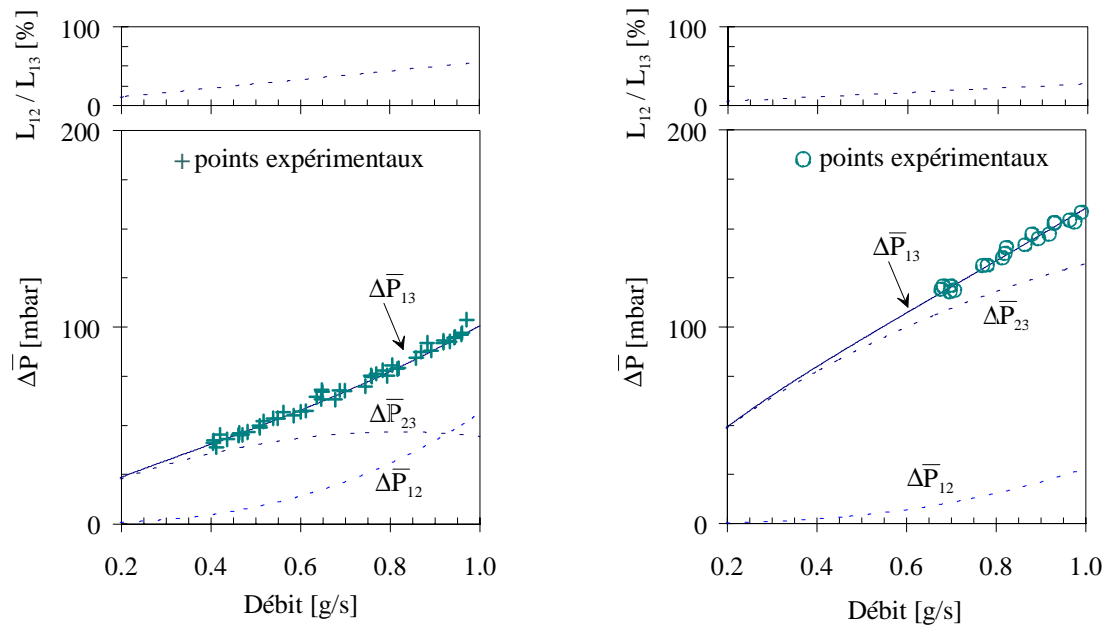


Figure II-18 : Pertes de charge expérimentales et calculées pour un régime supercritique : $T_1=5$ K, $P_1=3$ bar (avec $Q=10$ W et 20 W).

La limite des points expérimentaux à bas débit provient du fait qu'un comportement instable de l'écoulement apparaît. On peut faire la remarque qualitative suivante avant d'aborder dans la Troisième Partie l'étude du fluide en régime transitoire : l'augmentation de l'écart de l'enthalpie aux extrémités de la zone chauffée (h_3-h_1) contribue à l'apparition d'oscillations. Selon les conditions de fonctionnement retenues, ceci peut se présenter lorsque le débit à l'entrée de la zone chauffée diminue, ou lorsque la puissance déposée le long de la section augmente par exemple.

3^{ème} PARTIE

LES INSTABILITES

Au cours des premières campagnes de test de l'un des quatre tubes servant à refroidir les écrans de faisceau, à l'aide de l'hélium supercritique, on observa des comportements oscillatoires caractérisés par les faits suivants :

- l'amplitude des oscillations croît très vite avec la puissance de chauffage et la baisse de la température,
- la position de la vanne de sortie influe sur le comportement des oscillations,
- la gamme recouverte par la fréquence des oscillations est large (bien que le travail réalisé sur l'atténuation des oscillations thermoacoustiques a permis de réduire cette gamme).

L'écoulement oscillant de l'hélium dans les canalisations de la cryogénie du LHC peut engendrer de grandes amplitudes dans les valeurs de pression et de température et causer des problèmes de fonctionnement.

Le but de cette partie est donc de déterminer si la mise en place d'un modèle reposant sur la variation de la densité dans la zone chauffée permet d'obtenir des solutions oscillatoires auto-entretenues. L'étude de la stabilité hydraulique portera sur le comportement des différents termes de chute de pression vis-à-vis d'une perturbation sur la vitesse d'entrée du fluide.

Une synthèse sur les multiples formes d'instabilités pouvant apparaître dans divers systèmes est tout d'abord rappelée. Il est nécessaire de faire une distinction entre deux types d'instabilités.

Les instabilités microscopiques se produisent localement à l'interface liquide-gaz, comme par exemple les instabilités de Helmholtz ou de geysering ^[III-1] (violente évaporation). Ce type d'oscillation peut intervenir dans des réservoirs (colonnes verticales de liquide) soumis à un flux de chaleur et ce phénomène peut également être observé dans des systèmes à écoulement (on parle alors de "chugging", "bumping"). Cependant ce genre d'instabilités n'est pas envisageable dans notre étude puisque le domaine de fonctionnement du fluide est situé en dehors de la région diphasique.

L'autre type d'instabilités (instabilités macroscopiques) implique l'ensemble de l'écoulement du fluide à travers un tube. On peut les différencier en deux classes : le mode dynamique et le mode statique. Les instabilités dynamiques sont définies ci-dessous :

- Les oscillations acoustiques sont caractérisées par de hautes fréquences (sujet développé dans la Deuxième Partie du manuscrit). A cause d'un large gradient de température le long de tubes cryogéniques, la chaleur est transférée de la partie chaude à la partie froide. Cela entraîne un mouvement oscillatoire du gaz dans le tube.
- Les oscillations thermiques sont associées à l'interaction du coefficient de transfert de chaleur et à la propagation du fluide ^[III-2]. La période de ces oscillations est gouvernée par l'inertie du tube.
- Les instabilités de tubes en parallèle sont sujettes à des problèmes de redistribution du fluide ^[III-3].
- Pressure drop : lorsque le système possède un volume compressible ^[III-4] ^[III-5]. Un travail plus récent traite le fluide compressible dans des capillaires par une méthode numérique ^[III-6].

- Les ondes de densité dues à un changement de densité du fluide et de feed back. Dans l'étude entreprise par Zuber ^[III-7], travail basé sur l'étude du fluide diphasique, la similitude entre les phénomènes d'instabilités dans les fluides diphasiques subcritiques et les fluides supercritiques est néanmoins mentionnée. D'autres travaux sont entrepris : Thurston ^[III-8] rapporte des données expérimentales avec de l'hydrogène supercritique et suggère des moyens afin d'éliminer les oscillations. Il est à noter également les travaux expérimentaux de Stenning et Vizirolu avec du Fréon ^[III-9] et ceux entrepris par Rogers avec de l'hydrogène ^[III-10]. Egalement des applications sur les écoulements d'hélium supercritique en régime forcé pour le refroidissement d'aimants supraconducteurs ^[III-11].

L'instabilité de Ledinegg ^[III-12] est quant à elle, un exemple classique de la classe d'instabilités en mode statique : l'état de fonctionnement peut passer soudainement vers un nouvel état de fonctionnement stable.

Considérons un dispositif qui a une perte de charge $\Delta P_{\text{int}}(\bar{u}_1)$ du type présenté sur la Figure III-1, alimenté par une source de débit de caractéristique $\Delta P_{\text{ext}}(\bar{u}_1)$ ^[III-13]. En régime permanent, $\Delta P_{\text{ext}}(\bar{u}_1) = \Delta P_{\text{int}}(\bar{u}_1)$ fixe la vitesse \bar{u}_1 . Pour qu'un système soit stable en régime permanent, il faut que :

$$\frac{\partial}{\partial \bar{u}_1} \Delta P_{\text{ext}}(\bar{u}_1) < \frac{\partial}{\partial \bar{u}_1} \Delta P_{\text{int}}(\bar{u}_1)$$

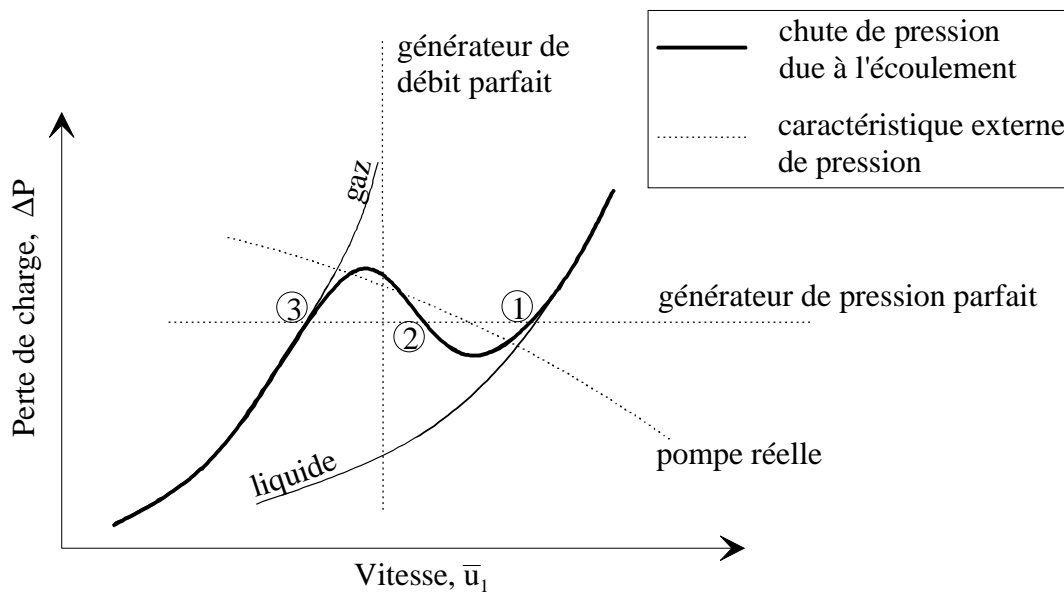


Figure III-1 : Caractéristique hydraulique d'une conduite.

Physiquement, si la vitesse d'entrée au point 2 croît, le système externe fournit plus de pression que cela est nécessaire et la vitesse d'entrée continuera d'augmenter pour atteindre le point de fonctionnement 1 (le même raisonnement conduit au point 3 pour

une diminution de \bar{u}_1). Parmi les trois solutions (points de 1, 2 et 3), la solution représentée par le point 2 est instable.

III.1 SYSTEME LINEAIRE

III.1.1 Equations réduites et linéarisation

Les grandeurs caractérisant un écoulement du fluide dans une zone chauffée sont la densité ρ_1 , la vitesse u_1 et l'enthalpie h_1 à l'entrée de cette zone ; ainsi que la densité volumique de puissance φ et la longueur de la zone chauffée L_{13} . La zone chauffée étant limitée par deux zones adiabatiques, on attribue l'indice 01 pour la zone amont et l'indice 34 pour la zone aval. On rappelle que la zone chauffée 13 est elle-même subdivisée en deux parties : une première où le fluide se trouve dans un état pseudo-liquide (indice 12) et une deuxième où le fluide se trouve dans un état pseudo-gazeux (indice 23). La frontière entre ces deux parties est variable. Toutes ces zones sont indiquées sur la Figure III-2 dans le cas d'un écoulement horizontal et d'une géométrie continue.

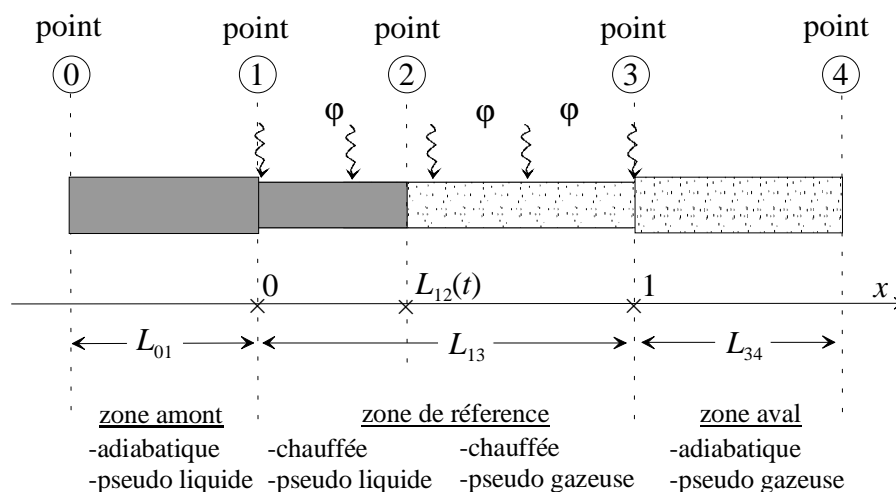


Figure III-2 : Ecoulement à travers les différentes zones.

III.1.1.1 Expressions réduites

Une écriture sous forme de paramètres réduits des diverses grandeurs physiques entrant dans le modèle permet de regrouper et d'alléger les expressions. Ces grandeurs figurent en italique, et aboutissent à des expressions adimensionnées.

Les grandeurs utilisées afin de réduire les expressions sont L_{13} pour les abscisses, ρ_1 pour la densité et θ_c pour le temps ($\theta_c = h_c \rho_1 / \varphi$ et $h_c = (5P) / (2\rho_1)$). Nous pouvons alors définir les grandeurs réduites suivantes :

- L'abscisse $x = x / L_{13}$,
- La densité $\rho = \rho / \rho_1$,
- Le temps $t = t / \theta_c$,

- La vitesse $u = (u\theta_c)/L_{13}$,
- L'enthalpie $h = h/h_c$,
- Le facteur de frottement : $F = \frac{F L_{13}}{2d_{13}}$. (III-1)

Lorsque le facteur de frottement ne porte pas d'indice, la référence est la zone chauffée. Pour les enthalpies massiques nous avons utilisé h_c plutôt que $u = (L_{13}/\theta_c)^2$, cela simplifie encore les expressions. Posons également :

- Le flux de puissance :

$$\varphi = \frac{\varphi\theta_c^3}{\rho_1 L_{13}^2} \quad (III-2)$$

- La perte de charge :

$$\Delta P = \frac{\Delta P\theta_c^2}{\rho_1 L_{13}^2} \quad (III-3)$$

Tous les paramètres des équations I-7, I-8, I-9 et I-14 sont alors exprimés à partir de ces expressions. Le système d'équations réduites et adimensionnées est représenté dans la Table III-1 pour le cas de l'écoulement du fluide à travers une zone chauffée (repérée par les points 1 à 3) et limitée par deux zones adiabatiques (de longueurs réduites L_{01} et L_{34} respectivement pour les zones amont et aval). Le facteur de frottement est considéré constant dans l'expression de la condition aux limites.

Table III-1 : Synthèse des équations de conservation selon les diverses zones : zone amont adiabatique et pseudo-liquide (repérée par l'indice 01), zone chauffée et pseudo-liquide (repérée par l'indice 12), zone chauffée et pseudo-gazeuse (repérée par l'indice 23), zone aval adiabatique et pseudo-gazeuse (repérée par l'indice 34).

Zone (indice)		Amont (01)	Chauffée (12)	Chauffée (23)	Aval (34)	
Continuité :	$\frac{\partial u}{\partial x} =$	0	0	1	0	(III-4)
Energie :	$\rho \frac{dh}{dt} =$	0	1	1	0	(III-5)
Etat :	$\rho =$	1	1	$\frac{1}{1+h}$	$\frac{1}{1+h}$	(III-6)
Condition aux limites						

$$\Delta P(t) = F \int_{-L_{01}}^{1+L_{34}} u^2(x,t) \rho(x,t) dx \quad (III-7)$$

Remarques

La signification physique de divers termes employés dans les équations réduites peut être explicitée :

Temps réduit t

Lorsque t augmente d'une unité (ou t augmente de la valeur θ_c), nous montrerons au chapitre III-2 (équation (III-21)) que la densité de la tranche élémentaire est divisée par e .

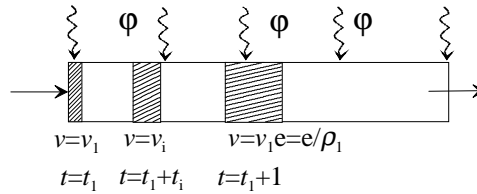


Figure III-3 : Augmentation du volume spécifique sous l'effet du chauffage.

Paramètre adimensionné de vitesse \bar{u}_1

L'expression du dénominateur de \bar{u}_1 correspond à la vitesse L_{13}/θ_c nécessaire pour que la densité d'une tranche élémentaire soit divisée par e (la densité pour une tranche élémentaire entrant dans la zone chauffée dans un état pseudo-gazeux est quant à elle divisée par 2).

Paramètre adimensionné de gravité g

Dans le cas de la prise en compte du terme de gravité pour la zone aval, la condition aux limites s'écrit :

$$\Delta P(t) = F \int_{-L_{01}}^{1+L_{34}} u^2(x,t) \rho(x,t) dx + \frac{\sin \phi_{34}}{\sin \phi_{13}} \int_1^{1+L_{34}} g \rho(x,t) dx$$

avec g la gravité réduite :

$$g = \frac{G\theta_c^2}{L_{13}} \sin \phi_{13} \quad (\text{III-8})$$

La gravité réduite g exprime simplement le rapport entre les accélérations $G \sin \phi_{13}$ et L_{13}/θ_c^2 d'une tranche élémentaire, entrant dans un état pseudo-gazeux, qui aurait sa densité divisée par 2 lors de son parcours dans le tube chauffé.

L'étude de l'influence de ce terme s'avère intéressante bien que dans le cadre de la configuration de la machine LHC, l'inclinaison soit faible. Le point le plus bas dans la machine se situant approximativement au niveau de la séparation des octants 7 et 8, l'inclinaison maximale se chiffre à 1.4 % près des limites des octants 1-2 et 5-6 (tout

comme dans le dispositif expérimental pour les zones adiabatique amont et chauffée). Pour cette valeur de pente, le rapport de ces accélérations est compris entre 0.5 et 30, alors que ce rapport peut atteindre des valeurs nettement plus importantes (jusqu'à 6.10^3) pour la zone adiabatique aval du dispositif expérimental, puisque l'écoulement est ascendant (il faudra alors prendre en compte $L_{34g}=0.9$ m pour cette zone). Nous verrons que θ_c , le paramètre fixant la valeur de g , est important pour de faible puissance. Il est donc raisonnable de ne prendre en compte le terme de gravité réduit que dans la zone adiabatique aval du dispositif expérimental (on note alors $g_{34} = (G\theta_c^2 \sin \phi_{34})/L_{13}$).

III.1.1.2 Linéarisation des équations

La procédure utilisée pour l'étude analytique consiste à déterminer l'effet d'une petite perturbation de la vitesse de référence $u_1(t)$ (par rapport à son régime permanent) sur les divers termes de perte de charge. A partir de la solution de la vitesse $u_1(t)$:

$$u_1(t) = \bar{u}_1 + \delta u_1(t), \text{ avec } \delta u_1(t) = \underline{\delta u}_1 e^{i\omega t} \quad (\text{III-9})$$

Les différents paramètres du fluide tels que son abscisse réduite, sa vitesse réduite, sa densité réduite et son enthalpie réduite sont calculés afin de définir complètement le système. Le terme \bar{u}_1 de cette équation correspond à la vitesse du régime permanent et le terme $\delta u_1(t)$ concerne la perturbation. Le terme de fréquence angulaire adimensionné ω est relié à ω (exprimé en rad.s^{-1}) par l'utilisation du temps caractéristique ($\omega = \theta_c \omega$)

Dans le but de déterminer le seuil des oscillations, l'hypothèse de linéariser les équations différentielles pour toute la suite des calculs est adoptée. L'emploi de fonction de transfert sur le système linéaire permettra alors d'établir un critère de stabilité. La validation des résultats numériques avec ceux de l'expérience permettra de vérifier ce choix. La condition aux limites linéarisée sert de relation de référence dans les études de cas et s'écrit simplement :

$$\delta \Delta P(t) = 2F \int_{-L_{01}}^{1+L_{34}} u(x,t) \delta u(x,t) \rho(x,t) dx \quad (\text{III-10})$$

III.1.2 Rappels sur la théorie des systèmes linéaires

Dans ce paragraphe, sont rappelées les propriétés essentielles des fonctions de transfert, utilisées dans le domaine spectral ^[III-14]. Toutes les quantités peuvent être de petites variations autour d'une situation stationnaire.

Pour rendre plus concrète la présentation, on s'appuie sur l'exemple particulier qui nous intéresse : l'impédance dynamique de notre conduite définie par la variation $\delta \Delta P(t)$ liée à une variation supposée imposée d'un débit par l'intermédiaire de $\delta u(t)$.

III.1.2.1 Notion de fonction de réponse, causalité

On fait l'hypothèse que notre système d'équations, à pression imposée depuis l'extérieur, conduit à une relation de cause à effet, liant les variations de débit $\delta u(t)$ à la date t aux variations de pertes de charge aux temps antérieurs $\delta \Delta P(t' < t)$.

A l'approximation linéaire, l'expression de convolution $\delta u(t)$ s'écrit alors en toute généralité :

$$\delta u(t) = \int_0^{+\infty} g(t) \delta \Delta P(t - \zeta) d\zeta$$

Pour des variations sinusoïdales $\delta \Delta P(t) = \underline{\delta \Delta P} e^{j\omega t}$, $\delta u(t)$ est aussi sinusoïdal avec $\underline{\delta u} = \underline{\delta \Delta P} G(\omega)$, où $G(\omega)$ est la transformée de Fourier de $g(t)$:

$$G(\omega) = \int_0^{+\infty} g(t) e^{-j\omega \zeta} d\zeta$$

Comme $g(t)$ est réel, on a : $|G(\omega)| = |G(-\omega)|$.

Le lieu de transfert (i.e. la courbe que décrit $G(\omega)$ dans le plan complexe, lorsque ω parcourt l'axe réel) est symétrique par rapport à l'axe réel.

III.1.2.2 Définition de $G(\omega)$ et condition de stabilité

Les perturbations de la forme $\delta \Delta P(t) = \underline{\delta \Delta P} e^{j\omega t}$ ne sont pas réalisables en pratique car elles doivent démarrer à $t = -\infty$.

Par contre $\delta \Delta P(t) = \underline{\delta \Delta P} e^{j\omega t} e^{at} = \underline{\delta \Delta P} e^{j(\omega - ja)t}$, avec $a > 0$ sont réalisables physiquement. Ceci conduit donc à définir $G(\omega)$ pour $\text{Im}(\omega) \leq 0$.

$$G(\omega' = \omega - ja) = \int_0^{+\infty} g(t) e^{-j\omega \zeta} e^{-a\zeta} d\zeta \quad (\text{III-11})$$

La présence de l'exponentielle décroissante pour $a > 0$ donne à cette intégrale de meilleures propriétés de convergence.

Un système est réputé stable s'il revient vers la position de repos après qu'on l'en a artificiellement écarté. Ceci signifie que $g(t) \rightarrow 0$ pour $t \rightarrow +\infty$. $g(t)$ est alors nécessairement borné. Dans ce cas l'équation (III-11) est finie pour tout $a > 0$.

Une condition suffisante pour que le système soit stable est donc que $G(\omega - ja)$ soit finie pour $a \geq 0$. $G(\omega)$ est alors une fonction analytique de ω qui n'a aucun pôle dans le demi plan $\text{Im}(\omega) \leq 0$ (les valeurs de ω faisant tendre G vers une valeur infinie sont les pôles de G).

Dans le cas contraire, on aurait un signal fini δu à la fréquence considérée, pour une perturbation évanescence.

III.1.2.3 Application aux lignes cryogéniques de l'étude. Critère global de stabilité.

La recherche de la stabilité de systèmes hydraulique par des méthodes d'automatisme peut être appliquée (comme le suggère des travaux sur l'asservissement au niveau de la chambre à combustion d'engins militaires ^{[III-15] [III-16]}).

Davies et Potter ^[III-17] ont introduit la notion de gain en boucle ouverte et fermée pour un système équivalent, en ramenant formellement les équations de conservation (II-1, II-2, II-4 et II-5) à un système bouclé. Nous avons utilisé une méthode qui s'appuie sur les mêmes idées, mais qui est conceptuellement un peu plus simple.

Nos lignes sont alimentées par un dispositif qui idéalement devrait fournir une pression P_0 strictement constante, ainsi qu'une pression aval fixe. Pour que ce système soit stable, il faut donc que le débit δu dépende de façon causale de δP_0 . Il est donc nécessaire que $G(\omega)$ n'ait pas de pôle pour $\text{Im}(\omega) \leq 0$; c'est-à-dire que l'impédance $H(\omega)$:

$$H(\omega) = 1/G(\omega) \quad (\text{III-12})$$

n'ait pas de zéro dans ce demi plan.

En résumé, il nous faut sommer les différentes impédances dynamiques des portions de circuit, et nous assurer que leur somme n'est nulle pour aucune valeur de ω - ja dans le demi plan $\text{Re}(\omega) \geq 0$.

Remarque

La notion d'impédance dynamique $\delta H_i(\omega) = \delta \Delta P_i(\omega) / \delta u_i$ de la i-ème portion du circuit est prise au sens large, puisqu'elle relie la chute de pression i au variations de débit en entrée de la première section. Ceci conduit à des retards de transmission, qui se traduisent par des déphasages, et des expressions dont la complexité est étonnante. Cette complexité est issue uniquement de la cinématique du fluide soumis aux équations de conservation.

III.1.2.4 Existence de zéros de $H(\omega)$ pour $\text{Im}(\omega) \leq 0$

Le lieu de transfert (courbe décrite par $H(\omega)$ lorsque ω va de $-\infty$ à $+\infty$) est une courbe orientée dans le plan complexe. Elle est soit fermée si $H(\omega)$ reste finie lorsque $\omega \rightarrow \pm\infty$, soit ouverte dans le cas contraire, où elle part vers l'infini. Le second cas ne se présentant pas pour nous, nous l'oublions. (Il se présente en fait si on prend en compte les termes inertiels car δP contient nécessairement des termes linéaires en ω).

Au voisinage de $\omega=0$, sur cette courbe, un côté correspond au demi plan $\text{Im}(\omega) \leq 0$ qui nous intéresse.

Si $H(\omega)$ n'a pas de pôles dans ce demi plan, le côté envisagé est obligatoirement le domaine borné dont le bord est le lieu de transfert.

On déduit de cette analyse que si la valeur $H=0$ est à l'extérieur de ce domaine, le système est stable. Il est instable dans le cas contraire.

Le système est donc stable si l'intérieur du lieu de transfert ne contient pas la valeur $H=0$. Il est à la limite de stabilité si H s'annule pour une valeur réelle de ω .

Remarques

1) Ce critère d'analyse est en fait strictement identique à celui conduisant à l'instabilité de Ledinegg : annulation de l'impédance différentielle. La différence est qu'ici cette impédance différentielle doit être évaluée à fréquence finie. Le système sera instable au sens de Ledinegg si l'impédance à fréquence nulle (nécessairement réelle) est négative.

2) Dans un but de vérification, les expressions à $\omega=0$ pouvant être facilement calculées par une autre méthode, l'expression de $H(\omega)$ obtenue à fréquence finie sera systématiquement comparée (en faisant $\omega=0$) à celle obtenue en régime stationnaire.

III.2 CINEMATIQUE ET IMPEDANCE DYNAMIQUE

Afin d'évaluer les pertes de charge, on doit calculer des intégrales du type :

$$\int_0^1 u^2(x,t) \rho(x,t) dx \quad (\text{III-13})$$

Il est donc nécessaire de connaître $\delta u(x,t)$ et $\delta \rho(x,t)$ ou ce qui est équivalent $\delta u(x)$ et $\delta \rho(x)$. Ce calcul fait intervenir une cinématique non triviale, que nous présentons ici.

Les grandeurs les plus attractives sont en fait $\delta u(x)$ et $\delta(\rho u)(x)$.

Les résultats essentiels sont regroupés dans un tableau à la fin de ce chapitre. Le lecteur y trouvera toute l'information indispensable.

III.2.1 Cinématique

III.2.1.1 Les différentes zones

La zone chauffée pseudo-liquide

Si on repère à un instant t une tranche élémentaire par sa position x , va intervenir spontanément le temps t_1 auquel la tranche est entrée dans cette zone pseudo-liquide. D'après l'équation de l'énergie (III-5), h s'écrit $dh/dt = 1$, avec $h = h_1$ en $t = t_1$. Soit : $h = h_1 + t - t_1$.

La densité est considérée comme étant constante tout le long de cette zone. L'équation de continuité (III-4) donne encore :

$$u(x,t) = u_1(t) \quad (\text{III-14})$$

La position à t de la tranche entrée à t_1 est donc simplement :

$$x(t_1,t) = \int_{t_1}^t u_1(\zeta) d\zeta$$

La zone pseudo-liquide se termine en x tel que $h=0$, soit $t_1 = t + h_1$. La longueur de la zone pseudo-liquide à un instant t s'écrit :

$$L_{12}(t) = \int_{t+h_1}^t u_1(\zeta) d\zeta \quad (\text{III-15})$$

Expression que l'on met sous la forme : $L_{12}(t) = \bar{L}_{12} + \delta L_{12}(t)$, avec comme terme stationnaire :

$$\bar{L}_{12} = \bar{u}_1 \Delta h_{12} \quad (\text{III-16})$$

Et comme terme transitoire :

$$\underline{\delta L}_{12} = \frac{1}{j\omega} (1 - e^{-j\omega \Delta h_{12}}) \underline{\delta u}_1 \quad (\text{III-17})$$

L'écart d'enthalpie réduite adimensionné $\Delta h_{12} = -h_1/h_c$ est le rapport entre la différence d'enthalpie du fluide à l'entrée de la zone chauffée et le point de transition, à l'augmentation d'enthalpie du fluide pseudo-gazeux nécessaire à faire doubler son volume : c'est donc une mesure de la fraction de l'écoulement qui va se trouver en régime pseudo-liquide. La grandeur est comptée positive et son augmentation indique un sous refroidissement accentué du fluide pseudo-liquide ; elle représente aussi le temps adimensionné réduit t_{12} mis pour parcourir la zone liquide ($t_{12} = \Delta h_{12} = -h_1$).

La zone chauffée pseudo-gazeuse

Pour les mêmes raisons, l'équation (III-4) donne $\partial u(x,t)/\partial x|_r = 1$, avec $u(x,t) = u_1(t)$ en $x = L_{12}(t)$. On a donc :

$$u(x,t) = u_1(t) - L_{12}(t) + x \quad (\text{III-18})$$

Et l'on déduit le terme stationnaire :

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x \quad (\text{III-19})$$

Et le terme transitoire fonction de la position x :

$$\delta u(x) = \delta u_1(x) - \delta L_{12}(x) \quad (\text{III-20})$$

En suivant la même tranche dans son mouvement et en notant t_2 le temps auquel la tranche a quitté la zone pseudo-liquide, l'équation (III-5) conduit à $dh/dt = 1/\rho = (1+h)$, avec $h=0$ pour $t=t_2$. On a donc $h = e^{-(t-t_2)} - 1$ et :

$$\rho = e^{-(t-t_2)} \quad (\text{III-21})$$

Comme on souhaite ρ en fonction de x et t , le problème se ramène donc à connaître t_2 en fonction de x et t . En pratique il est plus facile de calculer $x(t, t_2)$.

Cette même tranche en x à t se déplace à $u(x, t)$, on a donc :

$$\left. \frac{\partial x(t, t_2)}{\partial t} \right|_{t_2} = u_1(t) - L_{12}(t) + x(t, t_2)$$

On vérifie que l'unique solution avec $x(t=t_2, t_2)=L_{12}(t_2)$ est :

$$x(t, t_2) = L_{12}(t_2)e^{t-t_2} + e^t \int_{t_2}^t e^{-\zeta} (u_1(\zeta) - L_{12}(\zeta)) d\zeta, \text{ avec } t > t_2$$

Ceci définit donc $t_2(x, t)$ de façon implicite.

Dans le cas stationnaire : $e^{t-t_2} = (\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x)/\bar{u}_1$, ou bien :

$$x = \bar{L}_{12} + \bar{u}_1(e^{t-t_2} - 1) \quad (\text{III-22})$$

Pour x et t fixés, t_2 doit être changé de δt_2 tel que x ne varie pas :

$$0 = e^{j\omega t} \left[\underline{\delta L}_{12} e^{(1-j\omega)(t-t_2)} + (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \frac{1}{1-j\omega} (e^{(1-j\omega)(t-t_2)} - 1) \right] - \bar{u}_1 e^{t-t_2} \delta t_2$$

Soit :

$$\bar{u}_1 \delta t_2 = e^{j\omega t} e^{-(t-t_2)} \left[\underline{\delta L}_{12} e^{(1-j\omega)(t-t_2)} + (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \frac{1}{1-j\omega} (e^{(1-j\omega)(t-t_2)} - 1) \right] \quad (\text{III-23})$$

A fréquence nulle cette expression est identique à celle obtenue en faisant varier le débit dans la formule en stationnaire (III-22) :

$$\bar{u}_1 \delta t_2 = \underline{\delta u}_1 (1 - e^{-(t-t_2)}) + \underline{\delta L}_{12} e^{-(t-t_2)} \quad (\text{III-24})$$

Daprès (III-23) et (III-24), on obtient alors :

$$\bar{u}_1 \delta t_2(x) = \frac{1}{1-j\omega} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right)^{j\omega} - (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right) \right] \quad (\text{III-25})$$

où l'expression $\underline{\delta L}_{12}$ est donnée d'après (III-17).

On pourrait substituer $\underline{\delta L}_{12}$ par sa valeur, mais ceci rend obscur le fait que la valeur $j\omega=1$ n'est pas un vrai pôle de cette expression, de même que $\omega=0$ n'est pas un vrai pôle de $\underline{\delta L}_{12}$. Comme annoncé au chapitre III.1.2, cette expression n'a donc pas de pôle pour $\text{Im}(\omega) \leq 0$, et tend vers zéro pour $\text{Im}(\omega) \rightarrow \infty$.

III.2.1.2 Calcul de débit

Une quantité d'un grand intérêt physique est $\underline{\delta(\rho u)}(x)$, qui décrit comment les variations de débit se répercutent le long du tube. On doit en particulier trouver $\underline{\delta(\rho u)}(x) = \underline{\delta u}_1$ à fréquence nulle.

$$\frac{\delta \rho u}{\rho u} = \frac{\delta \rho}{\rho} + \frac{\delta u}{u} = \delta t_2 + \frac{1}{\bar{u}_1} (\delta u_1(x) - \delta L_{12}(x)) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right)$$

Soit :

$$\underline{\delta\rho u} = \frac{1}{1-j\omega} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right)^{j\omega} - j\omega (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right) \right] \quad (\text{III-26})$$

Ce résultat est particulièrement transparent ; il conduit à $\delta\rho u = \delta u_1$:

- à $\omega=0$ pour tout x , comme il se doit,
- En $x - \bar{L}_{12} = 0$ pour tout ω , comme il se doit.

III.2.1.3 Récapitulatif

Les expressions sont regroupées dans la Table III-2 (termes stationnaire et transitoire). Les deux dernières amplitudes de $\underline{\delta(\rho u)}(x)$ (pour $x=1$) servent également de conditions d'entrée pour les zones aval, et permettent d'évaluer simplement des impédances différentielles additionnelles en aval.

Table III-2 : Récapitulatif d'expressions pour la zone chauffée.

Variable	Zone pseudo-liquide	Zone pseudo-gazeuse
Position x	$0 < x < L_{12}$	$L_{12} < x < 1$
Longueur L_{12}	$\bar{L}_{12} = \bar{u}_1 \Delta h_{12}$ $\underline{\delta L}_{12} = \frac{1}{j\omega} (1 - e^{-j\omega \Delta h_{12}}) \underline{\delta u}_1$	
Vitesse u	$\bar{u} = \bar{u}_1$ $\underline{\delta u} = \underline{\delta u}_1$	$\bar{u}(x) = \bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x$ $\underline{\delta u} = \underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}$
Débit ρu	$\bar{\rho u} = \bar{u}_1$ $\underline{\delta(\rho u)} = \underline{\delta u}_1$	$\bar{\rho u} = \bar{u}_1$ $\underline{\delta\rho u} = \frac{1}{1-j\omega} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right)^{j\omega} - j\omega (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + x} \right) \right]$

III.2.2 Impédance dynamique

III.2.2.1 Onde de débit

L'amplitude de l'expression (III-26) contient en fait l'essentiel du mécanisme de déstabilisation. A vitesse suffisamment petite, la grandeur $\bar{u}_1/(\bar{u}_1 + z)$ diminue beaucoup dès que $z \geq \bar{u}_1$. On peut alors négliger le dernier terme $z = x - \bar{L}_{12}$ (z étant la position par rapport au début de la zone pseudo-gazeuse). Par contre $(\bar{u}_1/(\bar{u}_1 + z))^{j\omega}$ est un nombre de module un dont la phase tourne le long de l'écoulement d'un angle $\omega \log(1 + (1 - L_{12})/\bar{u}_1)$ qui peut représenter plusieurs "tours" dans un diagramme de Nyquist.

On constate qu'il y existe une onde de débit dont on peut évaluer la vitesse de phase u_ϕ de la façon suivante. On trouve $u_\phi = \bar{u}_1 + z$ en divisant l'amplitude $\underline{\delta\rho u}$ par la vitesse à laquelle sa phase dépend de z :

$$-\frac{j\omega}{u_\phi} \equiv \frac{\partial \text{Log}(\underline{\delta\rho u})}{\partial z}$$

C'est-à-dire que l'onde de débit se déplace à la vitesse du fluide.

Etant donné que dans l'expression $\underline{\delta\Delta P}$, on a $(u\underline{\delta\rho u} + \rho u \underline{\delta u})dz$, cette contribution est multipliée par $u=(u_1+z)$, les ondes en extrémité de tuyau vont avoir un poids dominant, et peuvent donner suivant leur phase une déstabilisation.

Ceci est à contraster avec la vitesse qui a une phase indépendante de z dans la zone pseudo-gazeuse (ce qui signifie une propagation instantanée) et une contribution positive à l'impédance, dans le cas où la vitesse dans le pseudo-gaz est en phase avec δu_1 (ce qui est le cas à faible sous refroidissement ($\Delta h_{12} < 1$)).

III.2.2.2 Impédance dynamique de la zone chauffée

On évalue l'amplitude complexe de :

$$\frac{\Delta P_{13}}{F} = \int_0^1 \rho u^2 dx = \int_0^{L_{12}} \rho u u dx + \int_{L_{12}}^1 \rho u u dx \quad (\text{III-27})$$

Elle comprend trois contributions distinctes :

- Celle due à la variation de la borne L_{12} .
- Celle due à $\rho u \delta u$.
- Celle due à $u \delta \rho u$.

La première contribution est nulle car $\rho u u|_{x=L_{12}} = \rho u u|_{x=L_{12}}$.

La prise en considération de la contribution due à $\rho u \delta u$ permet d'écrire (III-27) :

$$\bar{u}_1 \bar{L}_{12} \underline{\delta u}_1 + (1 - \bar{L}_{12})(\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12})$$

Quant à la contribution due à $u\delta\rho u$, l'amplitude complexe (III-27) s'écrit :

$$\bar{u}_1 \bar{L}_{12} \underline{\delta u}_1 + \bar{u}_1 \int_{\bar{L}_{12}}^1 \delta(\underline{\rho u})(x) dx$$

A partir de l'expression (III-26) écrite sous la forme :

$$\left(\frac{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + z}{\bar{u}_1} \right) \delta(\underline{\rho u}) = \frac{1}{1 - j\omega} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + z} \right)^{1-j\omega} - j\omega (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \right],$$

l'amplitude complexe (III-27) s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \frac{\underline{\Delta P}_{13}}{F} = & \bar{u}_1 \bar{L}_{12} \underline{\delta u}_1 + \frac{\bar{u}_1^2}{(1 - j\omega)(2 - j\omega)} \left[\left(\frac{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)^{2-j\omega} - 1 \right] (\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \\ & - \bar{u}_1 \frac{j\omega}{1 - j\omega} (1 - \bar{L}_{12}) (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \end{aligned}$$

Soit au total une fonction donnée par :

$$\underline{\Delta P}_{13}(\omega) = F \bar{u}_1 \underline{Z}(\omega) \underline{\delta u}_1, \quad (\text{III-28})$$

avec :

$$\underline{Z}(\omega) \underline{\delta u}_1 \equiv 2 \bar{L}_{12} \underline{\delta u}_1 \quad (\text{III-29a})$$

$$+ (1 - \bar{L}_{12}) \left(\frac{1 - 2j\omega}{1 - j\omega} \right) (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \quad (\text{III-29b})$$

$$+ \frac{\bar{u}_1}{(1 - j\omega)(2 - j\omega)} \left[\left(\frac{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)^{2-j\omega} - 1 \right] (\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \quad (\text{III-29c})$$

Dans le cas d'un fluide entièrement pseudo-gazeux tout du long de la zone chauffée ($h > 0$), l'expression (III-29) se simplifie considérablement puisque $L_{12} = 0$

III.2.2.3 Discussion qualitative

Il est instructif de comprendre qualitativement le comportement de cette expression (III-29) lorsque ω augmente à partir de zéro.

A fréquence nulle :

$$Z(0) = 2 \bar{L}_{12} \quad (\text{III-30a})$$

$$+ (1 - \bar{L}_{12})(1 - \Delta h_{12}) \quad (\text{III-30b})$$

$$+ \frac{\bar{u}_1}{2} \left[\left(\frac{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)^2 - 1 \right] \quad (\text{III-30c})$$

Les premier et troisième termes sont positifs (III-30a et (III-30c), le second terme (III-30b) a le signe de $(1-\Delta h_{12})$. Une compensation peut conduire à l'instabilité de Ledinegg. Le troisième terme devient très grand à petite vitesse, d'où un effet fortement stabilisant à basse vitesse.

A fréquence élevée ($\omega \gg 1$, soit des périodes d'oscillations très inférieures au temps caractéristique θ_c) :

$$Z(\omega) = 2\bar{L}_{12} \quad (\text{III-31a})$$

$$+ 2(1 - \bar{L}_{12}) \quad (\text{III-31b})$$

$$- \frac{\bar{u}_1}{\omega^2} \left[\left(\frac{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)^{2-j\omega} - 1 \right] e^{-j\omega\Delta h_{12}} \quad (\text{III-31c})$$

Le second terme (III-31b) est alors toujours positif, mais le troisième (III-31c) qui peut être grand à petite vitesse ($\sim 1/u_1$) a une phase grande qui dépend fortement de ω . Il est donc clair qu'à petite vitesse le système sera instable. Dans ces conditions où la phase du troisième terme tourne sensiblement comme $\exp[-j\omega(\Delta h_{12} + \log(1 + (1 - L_{12})/\bar{u}_1))]$, la fréquence la plus instable va donc nécessairement être donnée par :

$$\omega(\Delta h_{12} + \log(1 + (1 - L_{12})/\bar{u}_1)) \sim \pi \quad (\text{III-32})$$

Cependant, pour \bar{u}_1 assez fort, les valeurs de ω pour lesquelles la phase de (III-31c) a tourné substantiellement sont grandes, et le module du terme correspondant est alors petit. Le système est alors stable.

Ces considérations se vérifient facilement sur l'exemple numérique suivant, où on a pris $L_{12}=0$, et porté $Z(\omega)$ avec la même échelle pour les vitesses $\bar{u}_1=0.001, 0.01$ et 0.1 . Dans les trois exemples la pulsation varie de 0 à $6\pi/\log(1+1/\bar{u}_1)$, ce qui correspond à trois tours du terme (III-29c).

On constate bien que $Z(\omega)$ tourne sensiblement du même nombre de tours dans les trois exemples, malgré la forte variation de \bar{u}_1 (Figure III-4).

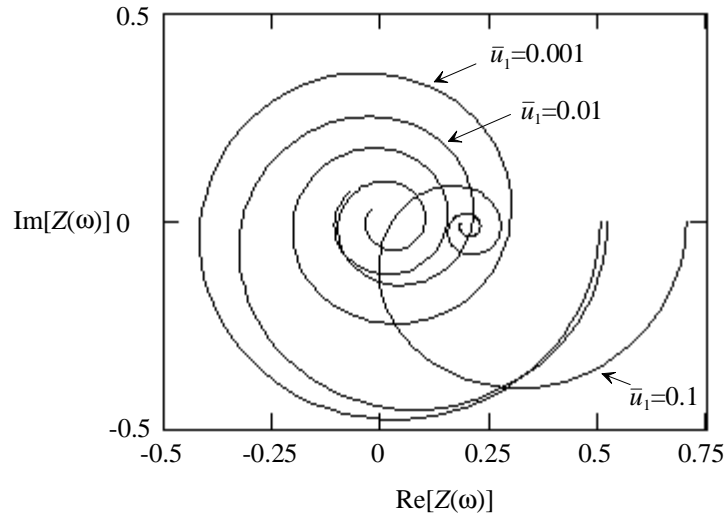


Figure III-4 : Diagramme de Nyquist pour 3 valeurs de vitesse réduite \bar{u}_1 (0.001, 0.01 et 0.1).

A titre d'illustration, on a porté les différents termes de (III-29) pour $\bar{u}_1=0.1$ proche de la limite d'instabilité (Figure III-5). Le terme dénoté Z_2 sur le dessin est le terme représenté par l'équation (III-29c) et Z_1 représente l'équation (III-29b). On vérifie bien que l'ensemble des deux premiers termes de l'équation (III-29b) a une variation très faible, en comparaison de (III-29c).

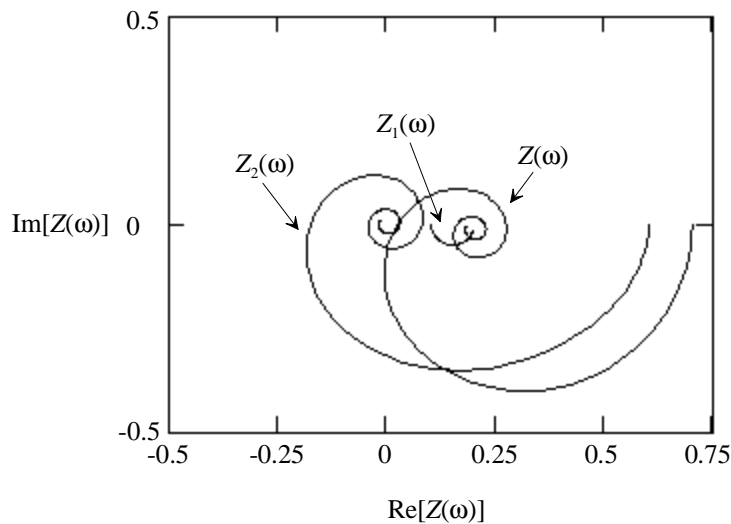


Figure III-5 : La fonction Z représentée par le diagramme de Nyquist pour $\bar{u}_1=0.1$.

III.2.2.4 Diagramme de stabilité

Les seules quantités dont dépendent les expressions sont ω , \bar{u}_1 et Δh_{12} . Une étude de stabilité fait donc intervenir le plan $(\bar{u}_1, \Delta h_{12})$. On rappelle que la quantité Δh_{12} est aussi le temps adimensionné t_{12} mis pour parcourir la zone liquide.

Détermination du diagramme de stabilité

A partir de la détermination de la limite de stabilité sur le diagramme de Nyquist (et ceci pour différentes conditions d'écoulement), un diagramme de stabilité vitesse réduite - temps réduit est obtenu.

Cette limite est indiquée sur la Figure III-6, ainsi que deux autres :

- La deuxième limite représente le cas particulier où la densité du fluide reste constante (par exemple pour un écoulement à travers les zones adiabatiques et ainsi qu'à travers la zone pseudo-liquide où le tube est soumis à un faible apport de chaleur). Dans ce cas d'écoulement, le système est stable. La condition peut se résumer par :

$$\bar{L}_{12} = \bar{u}_1 \Delta h_{12} < 1 \quad (\text{III-33})$$

- Enfin la troisième limite indique la zone d'instabilité de Ledinegg à fréquence nulle. On peut regrouper les différents termes de l'équation (III-30) et les mettre sous la forme :

$$2\bar{u}_1 + (1 - \bar{L}_{12}) \frac{(1 - 3\bar{L}_{12})}{2} \quad (\text{III-34})$$

qui est strictement identique à celle de la formule stationnaire (en la différenciant par rapport à \bar{u}_1) :

$$\int_0^1 \rho u^2 dx = \bar{u}_1^2 + \frac{\bar{u}_1}{2} (1 - \bar{L}_{12})^2$$

Le système est instable à $\omega=0$ si:

$$\bar{u}_1 < \frac{1}{4} (3\bar{L}_{12} - 1)(1 - \bar{L}_{12}) \quad (\text{III-35})$$

On constate donc pour des \bar{L}_{12} raisonnables (soit Δh_{12} faible), que le système est stable à $\omega=0$. Il est néanmoins instable à ω fini, pour de faibles vitesses.

L'étude du diagramme de stabilité de \bar{u}_1 en fonction de Δh_{12} révèle donc des zones stables et instables. Les valeurs croissantes de Δh_{12} représente un sous refroidissement de la zone pseudo-liquide (diminution de la température T_1 du fluide depuis l'entrée de la zone chauffée).

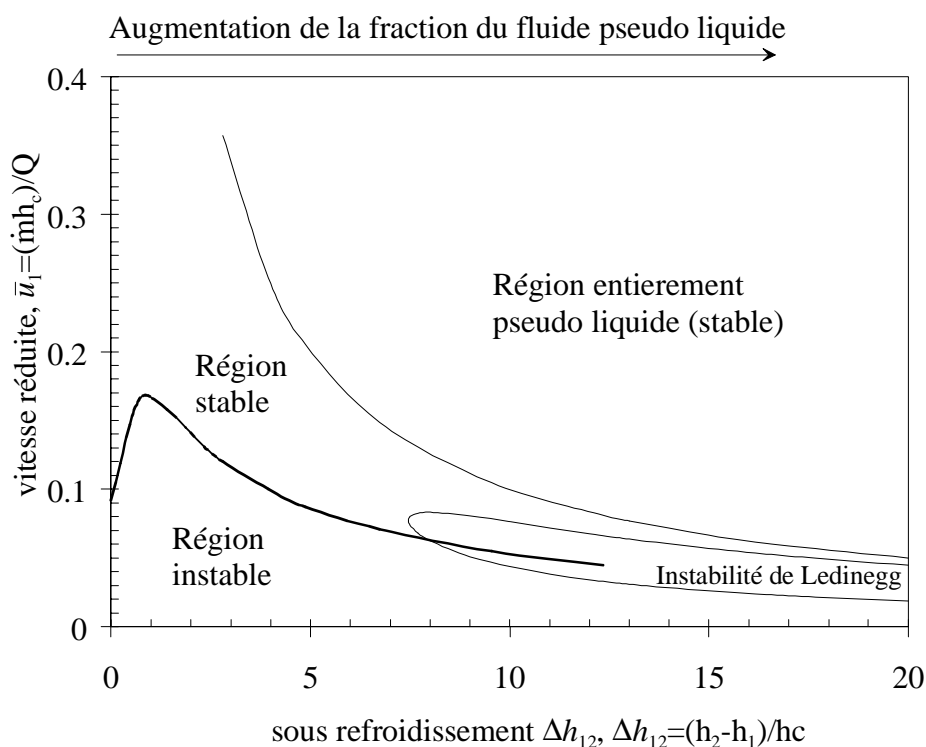


Figure III-6 : Diagramme de stabilité en coordonnées réduites dans le plan $(\bar{u}_1, \Delta h_{12})$, avec : $\bar{u}_1 = (\dot{m}h_c)/Q$ et $\Delta h_{12} = (h_2 - h_1)/h_c$.

Au regard de l'expression de la vitesse réduite $\bar{u}_1 = (\bar{u}_1 \theta_c)/L_{13} = (\dot{m}h_c)/Q$, on remarque qu'une augmentation de débit a donc un effet stabilisant ; de même qu'une diminution de Q . La pression intervient à travers la pente de l'équation d'état $(dv/dh)_p = r/Pc_p = 2/5P$. Une augmentation de la pression accentue le temps caractéristique puisque $h_c = Pc_p/r\rho_1 = 5P/2\rho_1$. La stabilité du système est également accrue lorsque la pression augmente.

Pour des conditions de fonctionnement en régime purement pseudo-gazeux, le paramètre de sous saturation est donc nul et d'après l'expression de la vitesse réduite, \bar{u}_1 reste constante (la densité diminue de façon linéaire avec l'enthalpie dans ce cas). Tous les points sont alors regroupés en $\Delta h_{12}=0$, $\bar{u}_1=0.092$.

Détermination de la fréquence - seuil

La détermination de la valeur de la fréquence (ou de la période) des oscillations lorsque le système se trouve à la limite de la stabilité (le système entre alors en régime oscillatoire) est obtenue également à partir du diagramme de Nyquist. La valeur de la fréquence associée sur le diagramme de Nyquist à l'intersection avec l'axe des réels de la fonction de transfert $H(\omega)$ est nommée fréquence-seuil. La fréquence réduite f ($f=\omega/2\pi$) en fonction du sous refroidissement Δh_{12} est représentée sur la Figure III-7. Lorsque la

température du fluide à l'entrée du tube diminue, la fréquence des oscillations à la limite de la stabilité diminue.

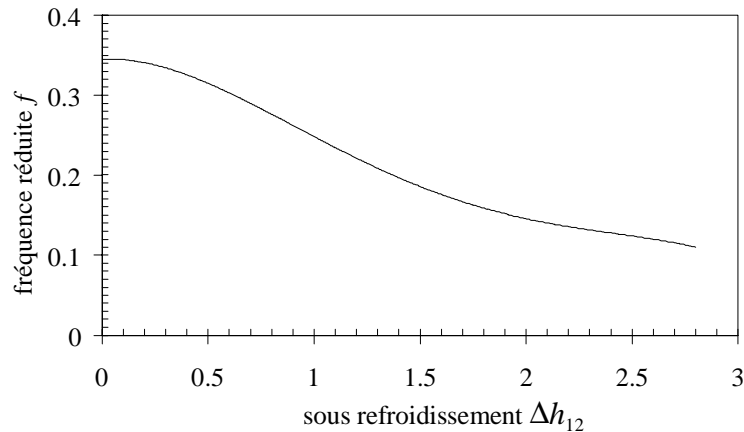


Figure III-7 : fréquence réduite à la limite de la stabilité.

Les résultats numériques montrent qu'en général les oscillations sont liées au temps de parcours d'une tranche de fluide dans le système. Le rapport temps de parcours d'une tranche de fluide ($t_{13}=t_{12}+t_{23}$) sur la période des oscillations (déterminée par le diagramme de Nyquist) est compris entre 0.6 et 0.9. (un rapport d'ordre 1 est trouvé avec du fluide diphasique par Gouse [III-18]). On rappelle que $t_{12} = \Delta h_{12}$ et $t_{23} = \log(1/\bar{\rho}_3)$.

Application numérique autour d'un cas de référence

On différencie les paramètres physique et géométrique pour cette étude numérique (les paramètres géométriques correspondent à ceux décrits dans la Deuxième Partie) : soit une longueur L_{13} de 53 m et un diamètre d_{13} de 3.7 mm. L'écoulement est horizontal. La température à l'entrée de cette zone chauffée est de 4.6 K (température fixée par le réfrigérateur) et la pression de 3 bar (h_2 au point de transition est de 19.3 J/g dans ce cas et la valeur de $h_1 = -7.0$ J/g ; l'écart relatif d'enthalpie est donc de $\Delta h_{12} = 12.25$ J/g). La puissance de chauffage sur le tube est fixée à 20 W afin d'obtenir une condition de température la sortie du tube (T_3) de 20 K.

Table III-3 : Détermination des paramètres relatifs à un point de fonctionnement.

Point	P_1 [bar]	ρ_1 [kg/m ³]	h_1 [J/g]	T_1 [K]	Q [W]	\dot{m} [g/s]	T_3 [K]	h_c [J/g]	\bar{u}_1 [-]	Δh_{12} [-]	L_{12} [m]	θ_c [s]
1	3.0	140	-7.00	4.60	20	0.19	20.0	5.36	0.05	1.32	3.60	21.4
1a	3	140	-7.00	4.60	20	0.60	7.4	5.36	0.161	1.32	11.2	21.4
1b	3	78	4.95	5.60	20	0.19	22.2	9.62	0.09	0	0	21.4
1c	3	140	-7.00	4.60	6.35	0.19	7.52	5.36	0.161	1.4	11.2	67.30
1d	9	140	-8.38	4.60	20	0.19	20.9	16.07	0.15	0.52	4.22	64.11

Le temps caractéristique du fluide pour cette limite de stabilité correspond à 21.4 s au regard de l'équation $\theta_c = (h_c \rho_1) / \phi$, c'est-à-dire qu'il faut 21.4 secondes pour que la tranche de fluide voie son volume spécifique multiplié par la valeur e. Les conditions de référence utilisées sont regroupées dans la première ligne de la Table III-3 (point 1).

Ce cas est un cas réaliste mais se trouve dans le domaine instable. Sur le diagramme de Nyquist de la Figure III-8, la courbe décrivant la fonction de transfert est tracée en trait pointillé.

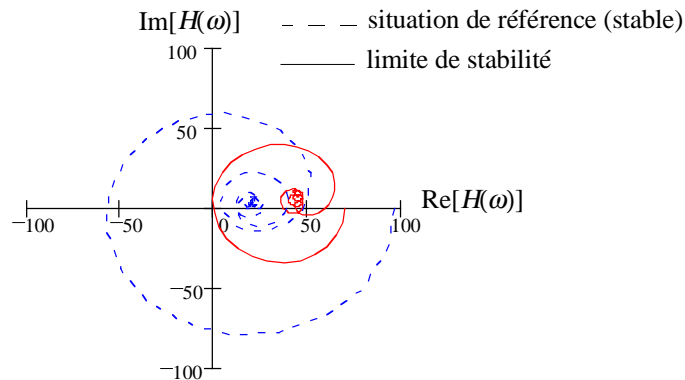


Figure III-8 : Influence du débit sur l'écoulement du fluide représenté par le diagramme de Nyquist.

Nous faisons alors varier les paramètres physiques (vitesse, température, puissance, pression) afin de retrouver la limite de stabilité du fluide. Un paramètre a une action stabilisatrice s'il fait passer un point se situant sur la zone de limite de stabilité à un point dans la zone stable, et inversement pour une action déstabilisatrice. Les modifications apportées par rapport aux conditions de référence sont indiquées dans les Table III-3 et Table III-4 par une écriture en caractère gras. On a regroupé sur la Figure III-9 l'évolution de ces paramètres physiques.

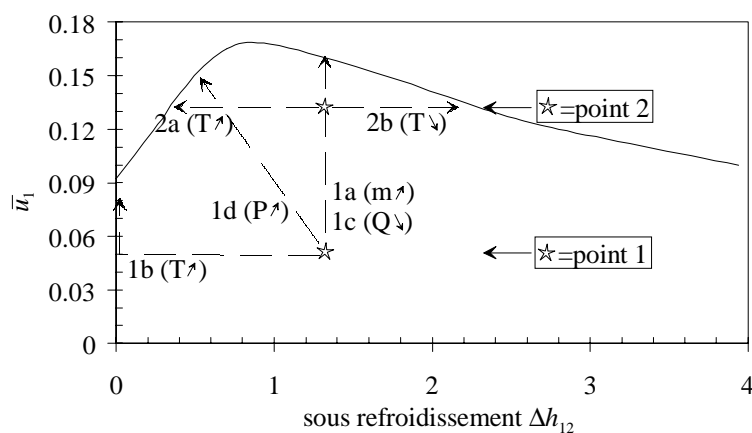


Figure III-9 : Evolution des paramètres dans le diagramme de stabilité pour le cas idéal.

La vitesse

La limite de stabilité est définie pour une augmentation de débit jusqu'à 0.6 g/s. Au delà de ce débit, le fluide se trouve dans un régime stable. Les nouveaux paramètres pour un fonctionnement du fluide à la limite de la stabilité sont regroupés dans la deuxième ligne de la Table III-3 (point 1a).

La température d'entrée du fluide

Abaisser la température du fluide a pour effet d'augmenter la longueur de la zone pseudo-liquide. (L_{12} augmente par augmentation de la variation d'enthalpie Δh_{12}). Il faut une température de 5.6 K pour atteindre la limite de la stabilité. Les nouveaux paramètres pour un fonctionnement du fluide à la limite de la stabilité sont regroupés dans la troisième ligne de la Table III-3 (point 1b).

Lorsque le point de fonctionnement se rapproche du maximum de la courbe limite, la stabilité du fluide - à vitesse constante - peut être obtenue de deux manières : par une augmentation ou une diminution de la température d'entrée. Lorsque initialement le système est faiblement sous refroidi ($\Delta h_{12} < 1$) une diminution de la température d'entrée du fluide T_1 déstabilise le système alors que cette même diminution stabilise le système lorsque celui-ci est fortement sous refroidi ($\Delta h_{12} > 1$). A partir des conditions de la première ligne de la Table III-4 (point 2), on remarque que le retour à la stabilité est obtenu pour $h_1 = -1.93$ J/g dans le cas d'un faible sous refroidissement (point 2a) et $h_1 = -12.05$ J/g dans le cas d'un fort sous refroidissement (point 2b).

Table III-4 : Détermination de paramètres relatifs à un fonctionnement autre que celui du point 1.

Point	P_1 [bar]	ρ_1 [kg/m ³]	h_1 [J/g]	T_1 [K]	Q [W]	\dot{m} [g/s]	T_3 [K]	h_c [J/g]	\bar{u}_1 [-]	Δh_{12} [-]	L_{12} [m]	θ_c [s]
2	3	140	-7.0	4.60	20	0.50	8.39	5.36	0.134	1.32	9.34	21.4
2a	3	140	-1.93	5.32	20	0.50	9.20	5.36	0.134	0.36	2.55	21.4
2b	3	140	-12.05	3.20	20	0.50	7.64	5.36	0.134	2.25	15.97	21.4
3	3	140	-7.0	4.60	20	0.34	11.53	5.36	0.092	1.32	6.35	21.4
3a	3a	140	0	5.44	20	0.34	7.64	5.36	0.092	0	0	21.4

On peut remarquer que pour un débit de 0.34 g/s (point 3), la limite de stabilité est atteinte avec une température d'entrée correspondante à celle du point de transition T_2 , soit 5.44 K (point 3a).

La puissance de chauffage

On fait varier la gamme de la puissance entre 0 et 30 W afin de rester cohérent avec les conditions de fonctionnement de l'expérience. Les conditions initiales correspondent toujours aux conditions de référence décrites précédemment (point 1). Lorsque la puissance totale Q diminue de 20 à 6.35 W, le système retrouve la stabilité, et s'éloigne de cette limite pour une diminution supplémentaire de puissance. Les paramètres pour un fonctionnement du fluide à la limite de la stabilité correspondent au point 1c. Le temps caractéristique du fluide à la limite de stabilité augmente lorsque Q diminue au regard de l'équation $\theta_c = (h_c \rho_1) / \phi$. Il est indiqué dans la Table III-5, deuxième ligne, ce temps caractéristique pour une puissance variant de 0.5 à 30 W.

La pression

Pour l'expérience, la gamme de la pression varie entre 2.5 et 4 bar. Le cas de référence retrouve la stabilité pour une augmentation de pression de 3 à 9 bar. Les nouveaux paramètres pour un fonctionnement du fluide à la limite de la stabilité sont représentés par le point 1d. Le nouveau point de transition pour la pression de 9 bar est de 6.45 K (et correspond à une enthalpie de 23 J/g).

Le temps caractéristique pour P=2.5, 3 et 4 bar est indiqué dans la table.

Table III-5 : Temps caractéristiques θ_c [s] pour différentes pressions et différentes puissances.

P [bar]	h_c [J/g]	Puissance Q [W]							
		30	29.5	25	20	15	12	10	5
2.5	4.46	11.87	12.07	14.25	17.81	23.74	28.49	35.62	71.23
3	5.36	14.25	14.49	17.10	21.37	28.49	34.19	42.74	85.48
4	7.14	19.00	19.32	22.79	28.49	37.99	45.59	56.99	113.97

III.2.2.5 Impédances dynamiques supplémentaires

Ce paragraphe permet d'intégrer l'influence des zones adiabatiques amont et aval ainsi que la vanne de sortie TCV en additionnant les impédances propres à chaque zone.

Lorsque l'écoulement du fluide traverse une singularité de la conduite (étranglement ou changement de section), sa vitesse change brusquement et cela entraîne une perte de charge singulière. Les propriétés de continuité du fluide permettent d'écrire $\rho_{i-1} = \rho_i$ et $S_{i-1}u_{i-1} = S_i u_i$. Soit σ_i le rapport d'une section sur la section de référence S de la zone chauffée : $\sigma_i = S_i/S$. On a alors :

$$u = \sigma_i u_i \quad (\text{III-36})$$

Les zones adiabatiques

Ces zones sont par définition sans chauffage et à densité constante. La perte de charge le long de la section L_i s'écrit après linéarisation :

$$\Delta P_i(t) = \frac{F_i}{\sigma_i^2} \int 2u_i(t) \delta u_i(t) \rho_i dx \quad (\text{III-37})$$

Et posant le diamètre réduit :

$$d_i = \frac{d_i}{d_{13}} \quad (\text{III-38})$$

La zone amont

En introduisant la vitesse réelle $u_{re}(x)$ et la vitesse $u(x)$ qu'aurait le fluide s'il était dans un tube de même section que le tube chauffé, on obtient $u = \sigma_{01} u_{re}$. Puisque l'équation d'état(III-6) se réduit à $\rho = 1$, on a :

$$\int_{-L_{01}}^0 \rho u_{re}^2 dx = \frac{2\bar{u}_1}{\sigma_{01}^2} \int_{-L_{01}}^0 \delta u dx$$

La vitesse prise en compte est celle définie à l'entrée de la zone chauffée ($u = u_1(t)$). On a donc l'expression suivante en régime transitoire (avec $\underline{\delta\Delta P}_{01}(\omega) = \delta H_{01}(\omega) \underline{\delta u}_1$) :

$$\underline{\delta\Delta P}_{01}(\omega) = 2\bar{u}_1 \frac{F_{01} L_{01}}{d_{01}^2 \sigma_{01}^2} \underline{\delta u}_1 \quad (\text{III-39})$$

La longueur L_{01} permet donc d'augmenter le frottement du système. Pour le cas des lignes envisagées, la valeur numérique de F_{01} est de l'ordre de 0.03, le terme $(\sigma_{01}^2 d_{01})^{-1}$ correspond alors à 0.021.

La zone aval

De même en introduisant $u = \sigma_{34} u_{re}$, on écrit :

$$\underline{\delta\Delta P}_{34}(\omega) = \frac{F_{34}}{d_{34} \sigma_{34}^2} \int_1^{1+L_{34}} \delta(\rho u^2) dx \quad (\text{III-40})$$

Pour cette zone, on cherche à mettre l'expression $\delta\rho u^2$ sous la forme :

$$\delta\rho u^2 = 2\rho u \delta u + u^2 \delta\rho \quad (\text{III-41})$$

L'enthalpie réduite étant constante pour cette zone adiabatique, la densité réduite peut alors être définie par :

$$\rho_3 = e^{-(t_3 - t_2)} \quad (\text{III-42})$$

et dépend de x et t (t_3 étant l'instant auquel la particule atteint l'extrémité de la zone

chauffée, soit pour $x(t_3, t_2) = 1$). On a $\delta\rho(x) = \underline{\delta\rho}_3 e^{j\omega(t - \frac{x}{u_{re34}})}$, avec :

$$\underline{\delta\rho}(x) = \underline{\delta\rho}_3 e^{-j\omega \frac{x}{u_{re34}}} \quad (\text{III-43})$$

où $\underline{\delta\rho}_3$ est l'amplitude en entrée de la zone 34, et u_{re34} la vitesse réelle dans cette zone ($u_3 = \sigma_{34} u_{re34}$). On note également $\underline{\delta u}_3$ et $\underline{\delta(\rho u)}_3$ les deux amplitudes en sortie de la zone chauffée données par les formules de la zone chauffée. On écrit le second membre de (III-41) de la manière suivante :

$$\bar{u}_3^2 \underline{\delta\rho}_3 = \bar{u}_3 (\bar{u}_3 \underline{\delta\rho}_3) = \bar{u}_3 (\underline{\delta(\rho u)}_3 - \rho_3 \underline{\delta u}_3) \quad (\text{III-44})$$

L'expression de $\underline{\delta\rho u^2}(x)$ de l'équation (III-41) s'écrit simplement sous la forme :

$$\underline{\delta\rho u^2}(x) = 2\bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 + \left(\bar{u}_3 \underline{\delta(\rho u)}_3 - \bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 \right) e^{-j\omega \frac{x}{u_{re34}}} \quad (\text{III-45})$$

Dans cette expression, le terme en $\underline{\delta(\rho u)}_3$ est beaucoup plus grand que les deux autres (si $u_1 \ll 1$), dans un rapport $1+(1-L_{12})/u_1$.

L'expression de la vitesse dans cette zone ne dépend pas de x et s'écrit :

$$u_3(t) = u_1(t) - L_{12}(t) + 1$$

avec pour le terme stationnaire :

$$\bar{u}_3 = \bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + 1 \quad (\text{III-46})$$

Et pour l'amplitude du terme transitoire :

$$\underline{\delta u}_3 = \underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12} \quad (\text{III-47})$$

L'expression $\underline{\delta(\rho u)}_3$ s'obtient à partir de (III-48) et avec $x=1$:

$$\underline{\delta(\rho u)}_3 = \frac{1}{1-j\omega} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}} \right)^{j\omega} - j\omega (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}} \right) \right] \quad (\text{III-49})$$

On remarque que la dépendance en x s'intègre aisément d'après la relation :

$$\int_1^{1+L_{34}} e^{-j\omega \frac{(x-1)}{u_{re34}}} dx = \int_0^{L_{34}} e^{-j\omega \frac{x}{u_{re34}}} dx = \frac{\bar{u}_3}{j\omega \sigma_{34}} (1 - e^{-j\omega \sigma_{34}}) \quad (\text{III-50})$$

$$\text{et } t_{34} = \frac{L_{34} \sigma_{34}}{\bar{u}_3}.$$

L'expression $\underline{\delta\Delta P}_{34}(\omega)$ est alors obtenue ($\underline{\delta\Delta P}_{34}(\omega) = \underline{\delta H}_{34}(\omega) \underline{\delta u}_1$) :

$$\underline{\delta\Delta P}_{34}(\omega) = \frac{F_{34}}{d_{34} \sigma_{34}^2} \left[2\bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 + \left(\bar{u}_3 \underline{\delta(\rho u)}_3 - \bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 \right) \frac{\bar{u}_3}{j\omega \sigma_{34}} (1 - e^{-j\omega \sigma_{34}}) \right] \quad (\text{III-51})$$

avec les équations (III-46), (III-47) et (III-49). Le terme de retard supplémentaire $e^{-j\omega \sigma_{34}}$ complique cette expression.

Influence de ces zones

La limite de stabilité est tracée pour des longueurs réduites amont L_{01} de 0.05, 0.2 et 5 (Figure III-10a) et des longueurs réduites aval L_{34} de 0.05, 0.2 et 5 (Figure III-10b). Les paramètres géométriques pour la zone chauffée sont toujours $L_{13}=53$ m, $d_{13}=3.7$ mm. On observe l'effet de stabilisation du système par l'ajout d'une zone amont (par la

diminution du domaine instable dans le plan $(\bar{u}_1, \Delta h_{12})$). Il faut une longueur réduite de tube amont d'environ 2.8 (soit 146 m), pour retrouver la limite de stabilité pour des conditions correspondantes au cas de référence (point 1). L'inverse se produit pour l'ajout d'une zone aval.

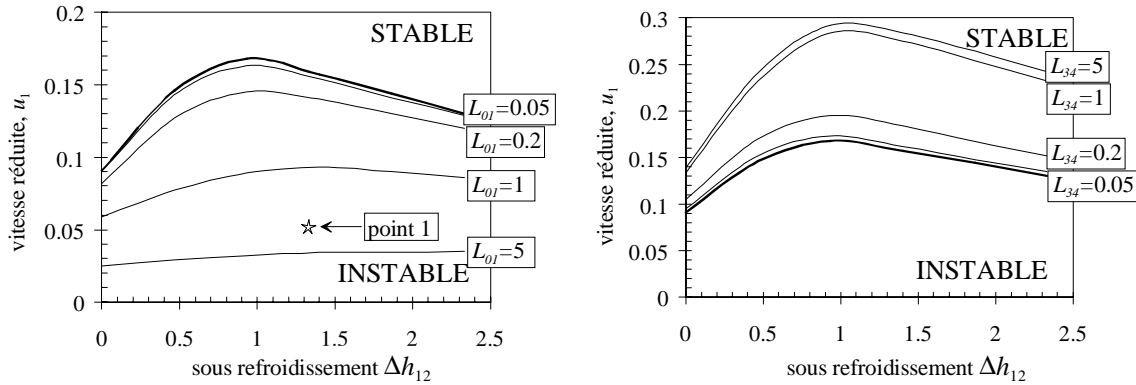


Figure III-10 : Etude de stabilité pour différentes longueurs amont (10a) et aval (10 b). Représentation dans un diagramme vitesse réduite – variation de l’enthalpie réduite par rapport à enthalpie critique

Pour un diamètre supérieur ou égal à 10.7 mm (avec une $L_{01}=1$), l’effet de stabilisation par l’ajout de la zone amont disparaît. La même longueur de tube pour définir la zone aval provoque une déstabilisation accrue. L’effet disparaît pour $d_{34}=10$ mm.

Remarques

- 1) Les oscillations étant liées au temps de parcours d’une tranche de fluide dans le système considéré, le temps total t_{14} à prendre en compte correspond à $t_{14}=t_{13}+t_{34}$.
- 2) Deux cas se présentent pour obtenir une zone pseudo-liquide : soit par la présence seule de l’ajout d’une zone adiabatique amont (la zone pseudo-liquide chauffée est par exemple nulle, $h_1=0$), soit par l’ajout d’une zone pseudo-liquide chauffée (la présence en plus d’une zone adiabatique amont contribue à stabiliser davantage le système).

La vanne de restriction

Pour les écoulements turbulents, les pertes de charges singulières sont proportionnelles à la pression cinétique :

$$\Delta P_i(t) = \psi_i \frac{\rho_i(t)u_i^2(t)}{2} \tag{III-52}$$

Le coefficient sans dimension ψ_i est relié au coefficient K_v donné par le constructeur (K_v exprime le débit en m^3/h pour une perte de charge de 1 bar) selon la formule :

$$K_v = 5.36 \cdot 10^4 \frac{DN^2}{\sqrt{\Psi_i}},$$

avec DN le diamètre nominal de la vanne exprimé en mètre (DN=2·10⁻³ pour la vanne TCV). Les valeurs de Ψ_i rencontrées sont de l'ordre de la dizaine à la centaine.

Dans le cas où la section de part et d'autre de la vanne de contrôle est constante, la perte de charge singulière en régime stationnaire se ramène à ($\bar{\rho}_3 \bar{u}_3 = \bar{u}_1$) :

$$\Delta \bar{P}_4 = \frac{\bar{u}_1^2 \bar{v}_3}{2} \frac{\Psi_4}{\sigma_{34}^2} \quad (\text{III-53})$$

A partir de l'expression (III-54) en $x=1+L_{34}$, l'expression $\underline{\delta \Delta P}_4(\omega)$ est alors obtenue (avec $\underline{\delta \Delta P}_4(\omega) = \underline{\delta H}_4(\omega) \underline{\delta u}_1$) :

$$\underline{\delta \Delta P}_4(\omega) = \frac{\Psi_4}{2\sigma_{34}^2} \left[2\bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 + (\bar{u}_3 \underline{\delta(\rho u)})_3 - \bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 \right] e^{-j\omega \frac{(1+L_{34})}{u_{re34}}} \quad (\text{III-55})$$

Remarque :

Il n'y a aucun terme de déphasage dans l'expression d'une restriction placée devant la zone chauffée (l'expression s'écrit simplement en remarquant que $\bar{u}_i^2 = \bar{u}_1^2$). Les termes vont donc jouer un rôle positif dans l'amélioration de la stabilité du système puisqu'il sont toujours en phase avec la variation de vitesse originale L'effet est stabilisateur.

Par contre pour la restriction placée dans la zone aval, le paramètre de déphasage est fonction des conditions de l'écoulement. L'effet est déstabilisateur lorsque la restriction est placée en aval.

Le terme de gravité pour la zone aval

La prise en compte du terme de gravité pour cette zone conduit à calculer simplement le terme :

$$\underline{\delta \Delta P}_{g_{34}}(\omega) = \int_1^{1+L_{34}} g_{34} \rho_3 dx \quad (\text{III-56})$$

Avec les équations (III-46), (III-47) et (III-49), la relation conduit à :

$$\underline{\delta \Delta P}_{g_{34}}(\omega) = g_{34} \frac{1}{(1-j\omega)} \left[(\underline{\delta u}_1 - j\omega \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + 1} \right)^{j\omega} - (1-j\omega)(\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \left(\frac{\bar{u}_1}{\bar{u}_1 - \bar{L}_{12} + 1} \right) \right] \frac{1}{j\omega \sigma_{34}} (1 - e^{-j\omega \alpha_{34}})$$

III.2.2.6 Conclusion

L'instabilité peut survenir à ω non nulle, alors que le système est stable à $\omega=0$. Dans la majeure partie du plan $(\bar{u}_1, \Delta h_{12})$ c'est effectivement le cas. En règle générale, le système est instable à basse vitesse. La vitesse critique est de l'ordre de $u_1 \sim 0.1$, un diagramme précis sera montré dans la Troisième Partie.

Le mécanisme correspondant est l'existence d'une onde de débit se propageant dans le tube dans la zone pseudo-gazeuse, à la vitesse du fluide. Le terme de perte de charge δp_u correspondant à l'extrémité aval du tube chauffé peut ainsi avoir une contribution en antiphase avec la variation de débit entrant. Le mode le plus instable correspond à la fréquence pour laquelle le déphasage est proche de π pour la plus grande partie possible de la région pseudo-gazeuse. Lorsque la vitesse moyenne augmente, la fréquence correspondante augmente, et par nature le poids du terme correspondant diminue. Le système peut ainsi retrouver sa stabilité. Les termes de perte de charge $\rho u \delta u$ ne jouent pas un rôle déterminant, car δu a la même phase dans toute la partie pseudo-gazeuse.

Le formalisme permet aisément de prendre en compte l'effet de zones additionnelles (une zone adiabatique amont, un écoulement vers le haut pour la zone adiabatique aval, une vanne de restriction à la sortie de la zone aval. Le graphe donnant la limite de stabilité pour cette géométrie est alors représenté sur la Figure III-11. Un écoulement de fluide ascendant ($g_{34} > 0$) augmente la zone d'instabilité sur le diagramme $(\bar{u}_1, \Delta h_{12})$ (cet effet est mentionné dans des travaux expérimentaux [III-19]).

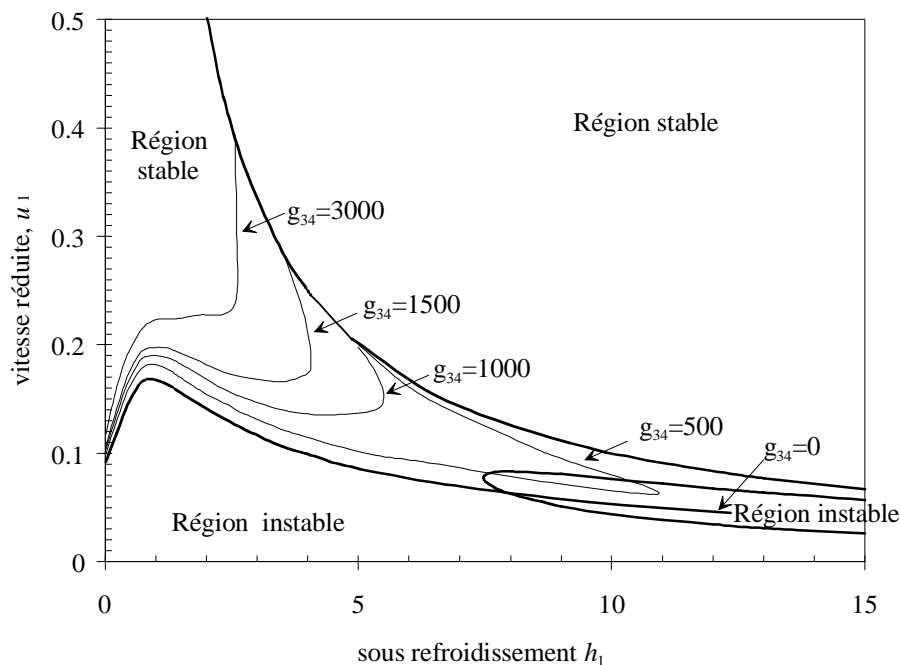


Figure III-11 : Influence de g_{34} réduit pour le dispositif expérimental.

Les différentes courbes correspondent à un paramètre de gravité réduit variant entre 0 et 3000. Pour ce paramètre réduit : $g_{34} = (G\theta_c^2 \sin \phi_{34})/L_{13}$, et pour différentes conditions d'écoulement, seul le terme θ_c varie lorsque la géométrie est fixée ($\theta_c = (5PL_{13}S)/(2Q)$). Pour de forte valeur de Q , l'influence de la géométrie de la zone aval est faible. L'intérêt de cette représentation en coordonnées réduites étant de pouvoir mentionner sur un même graphe plusieurs conditions thermohydrauliques du fluide, on a par exemple pour une pression de 3 bar : $g_{34}=500$ lorsque $Q=8.2$ W, $g_{34}=1000$ lorsque $Q=5.8$ W et $g_{34}=3000$ lorsque $Q=3.36$ W. Et à pression de fonctionnement de 2.5 bar, $g_{34}=500$ lorsque $Q=6.85$ W, $g_{34}=1000$ lorsque $Q=4.84$ W et $g_{34}=3000$ lorsque $Q=2.80$ W.

III.3 APPLICATION AUX LIGNES DU LHC

Une fois établie la théorie de la stabilité, on l'applique numériquement aux diverses lignes où circule l'hélium supercritique : les tubes de référence de l'écran de faisceau, bien évidemment, mais aussi les lignes de distribution C et C' du schéma cryogénique du LHC (Figure I-9).

III.3.1 La ligne de l'écran de faisceau

III.3.1.1 La maquette de l'écran de faisceau

Dans ce paragraphe les résultats expérimentaux sont confrontés avec le critère de stabilité défini par le diagramme de Nyquist. Les caractéristiques du dispositif expérimental sont celles décrites dans la Deuxième Partie : un seul tube de refroidissement, les paramètres géométriques sont fixés ($L_{01}=1.9$ m, $L_{34}=2$ m, $L_{34g}=0.9$ m), les paramètres physiques (densité, pression, enthalpie) permettent d'obtenir différents points de fonctionnement. Le cas généralement étudié correspond à celui de l'utilisation d'un seul chauffage sur le tube test afin de pouvoir se rattacher à une configuration d'écoulement développée dans l'étude analytique.

Il faut distinguer en fait trois comportements distincts du fluide lors de la modification d'un paramètre pour la recherche d'un nouveau point de fonctionnement. L'écoulement est dit stable lorsque la variation d'amplitude des signaux reste inférieure à quelques pour-cent (la valeur expérimentale correspond alors à une moyenne sur l'échelle de temps du paramètre considéré). Lorsque le régime converge vers un nouvel état de fonctionnement stable après quelques cycles d'oscillations d'amplitude comprise entre 5 et 10 %, l'écoulement est "marginal" (lorsque ce cas se présente, la limite de stabilité est voisine de cet état). Et enfin le terme de régime instable correspond à des amplitudes d'oscillations fortes (supérieures à 10 %) avec une période constante. La limite de la stabilité est en général obtenue lorsque, pour une pression et température d'entrée du fluide fixées, un comportement oscillatoire apparaît sur le débit ou sur la température T_1 . Dans ce cas l'amplitude augmente fortement.

Pour l'étude expérimentale, la gamme de débit peut varier entre 0.1 et 1.5 g/s (selon les conditions initiales) et correspond à une variation de la vitesse du fluide à l'entrée du tube chauffé de 0.1 à 2 m/s. L'étendue des valeurs du temps caractéristique θ_c est comprise entre environ la dizaine et quelques centaines de secondes. Un grand nombre de tranches élémentaires verront alors leur volume augmenter bien avant d'atteindre l'extrémité de la zone chauffée. Pour des pressions variant de 2.5 à 4 bar, le paramètre h_c est compris entre 4 et 8 J/g. Le paramètre g (pour la zone adiabatique aval) est compris entre 10 et 6000.

On a indiqué sur la Figure III-12 les données expérimentales (température T_1 et T_3 , pression P_1 et P_3 , débit \dot{m}) correspondantes à l'écoulement du fluide sous trois états différents : régime d'écoulement stable, régime à la limite de la stabilité et régime instable d'écoulement. La vitesse réduite expérimentale est déterminée par l'expression

$\bar{u}_1|_{\text{exp}} = (\dot{m}h_c)/Q|_{\text{exp}}$. La puissance Q est fixée expérimentalement à 10 W. Pour une température T_1 expérimentale de 5.04 K ($h_1=-4.75$ J/g) et une pression P_1 de 3.0 bar, le système est stable avec un débit de 0.60 g/s ($u_1=0.321$). La limite de stabilité est obtenue pour un débit expérimental de 0.338 g/s (c'est-à-dire $u_1=0.181$). La période des oscillations mesurée est de 158 s. Quant à la limite de la stabilité calculée avec le modèle, les résultats indiquent un débit $\dot{m}_{\text{calcul}}=0.329$ g/s (soit $u_1=0.176$) et une période de 163 s.

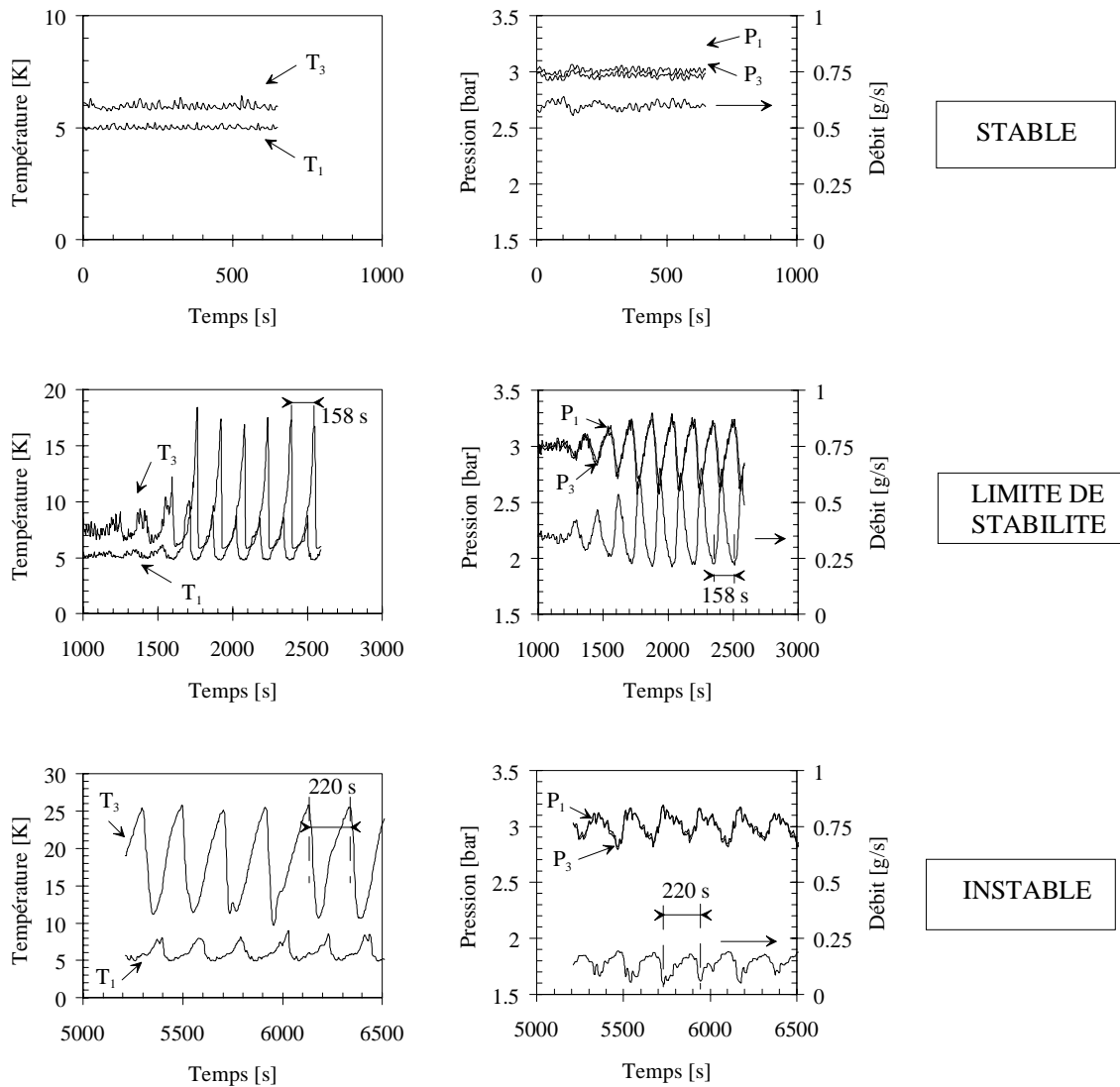


Figure III-12 : Comportement du fluide en régimes stable, instable et à la limite de stabilité pour $P_1=3$ bar et $Q=10$ W.

A pression et température données : $P_1=3.0$ bar et $T_1=5.00$ K (avec une tolérance de l'ordre de $\pm 3\%$.), la représentation du domaine balayé en débit et puissance est visualisée sur la Figure III-13. Les zones bien distinctes sont mentionnées : l'une correspondant à

des points de fonctionnement stable et l'autre où le fluide se retrouve dans un état instable. La limite de la stabilité déterminée par le critère de Nyquist est également indiquée par un trait en continu. On observe pour de faibles puissances une augmentation de l'écart de la limite de la stabilité calculée dans le cas de la géométrie réelle de la maquette et celle calculée pour la zone chauffée seule (cela provient de l'importance accrue de la masse de l'hélium dans cette zone adiabatique verticale). On retrouve les données expérimentales stables déterminées dans la partie II.3.2 (Figure II-17) pour $Q=10$ W et $Q=20$ W. La limite de stabilité de l'exemple pris précédemment est également indiquée ($\dot{m}=0.34$ g/s, $Q=10$ W).

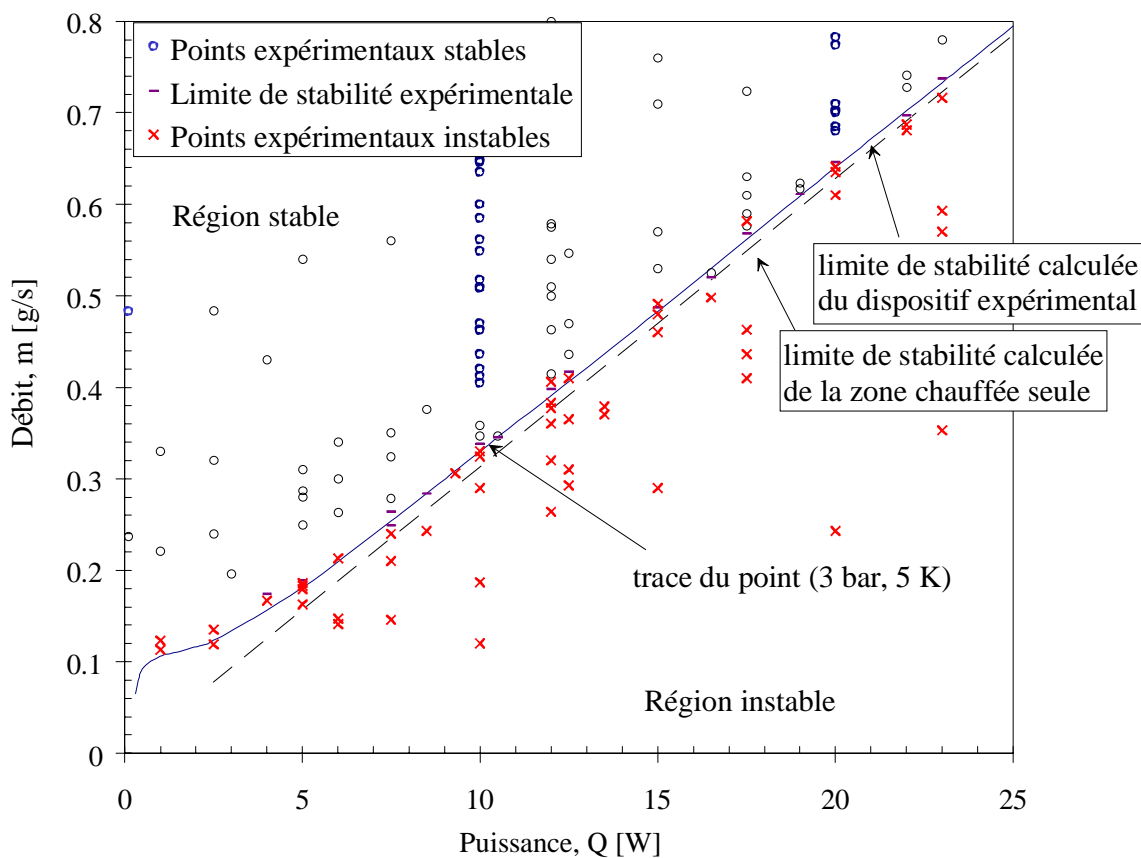


Figure III-13 : Diagramme de stabilité débit-puissance pour $P_1=3$ bar et $T_1=5$ K.

Afin de pouvoir vérifier la limite de stabilité sur un plus large domaine de température, on peut projeter les points expérimentaux obtenus pour $T_1=5$ K sur le diagramme réduit ($\bar{u}_1, \Delta h_{12}$). Cela correspond à une série de points entièrement située sur une ligne verticale et passant par $h_1=0.887$ (puisque T_1 est fixe). La tolérance accordée pour retenir un point expérimental afin de le mentionner dans les Figure III-13 et Figure III-14 est de l'ordre de $\pm 3\%$. C'est la raison pour laquelle la projection n'est pas complètement verticale. La limite de stabilité faisant intervenir la géométrie du dispositif expérimental, on a donc une série de courbes limites propres au paramètre réduit g . Si l'on retient

comme condition expérimentale une pression P_1 fixée (3 bar comme précédemment), la variation de la valeur de g ne sera donnée que par les variations de puissance expérimentales.

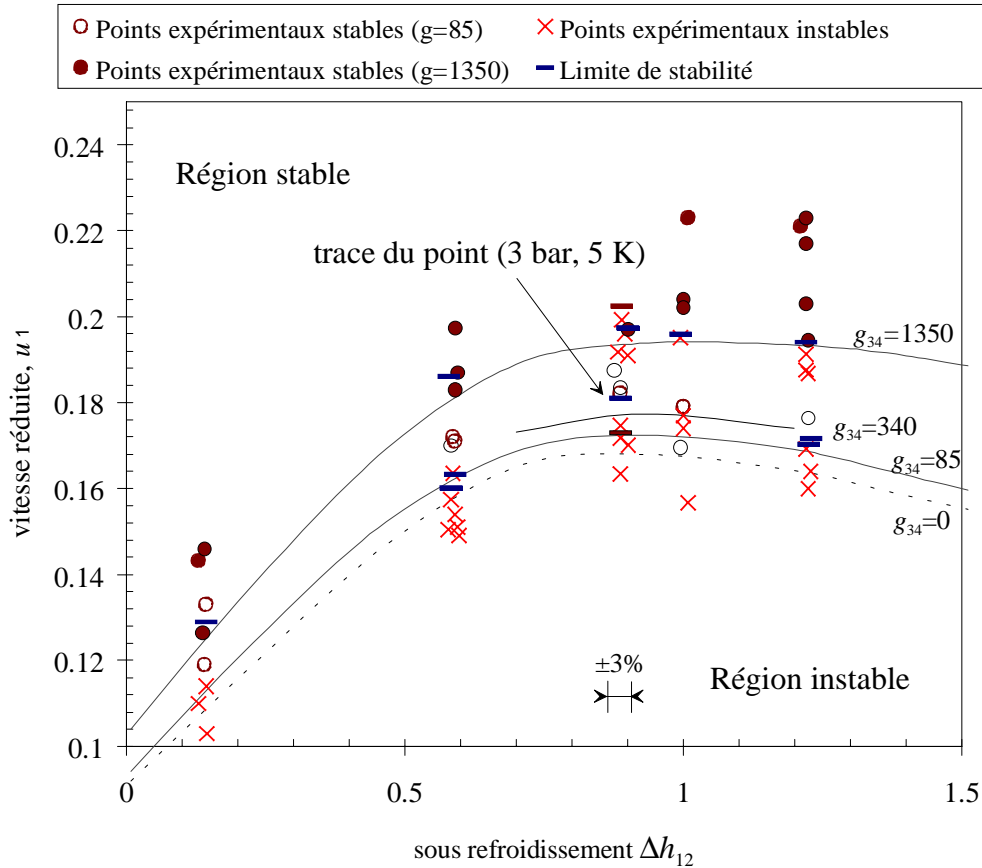


Figure III-14 : Diagramme de stabilité pour la maquette de l'écran.

Dans le cas suivant, on n'a représenté que les points proches de la limite de stabilité de la Figure III-13, et ce pour deux valeurs de puissance : 5 W et 20 W (les valeurs respectives de g_{34} sont de 1350 et 85). Quatre nouvelles séries de points expérimentaux pour des conditions de température de 4.70 K, 4.90 K, 5.20 K et 5.40 K sont ainsi ajoutées (les valeurs de Δh_{12} associées sont 1.22, 1.0, 0.59, 0.14) sur la Figure III-14 (la tolérance est aussi de l'ordre de $\pm 3\%$). La limite de stabilité pour le cas d'un écoulement horizontal dans une zone chauffée ($g=0$) est aussi tracée. La courbe en pointillé représente les conditions à la limite de la stabilité de la Figure III-12 ($Q=10$ W et $g_{34}=340$). La contribution de la zone adiabatique aval est relativement faible (en valeur absolue) malgré les fortes valeurs de g_{34} (ces valeurs réduites étant justes relatives au choix du groupement de variable).

Pour la détermination de la limite de la stabilité, on observe un bon accord entre \bar{u}_1 expérimentale et \bar{u}_1 modèle pour ces deux puissances. En général, quelles que soient les conditions de température T_1 et de pression P_1 , la limite de stabilité expérimentale est supérieure de quelques pour-cent à celle déterminée à partir du modèle. On a indiqué sur

la Figure III-15 le rapport $(\bar{u}_{1\text{ mesure}} - \bar{u}_{1\text{ modèle}}) / \bar{u}_{1\text{ modèle}}$ pour des conditions initiales de fluide en régime pseudo-liquide. Cela peut s'expliquer par la méthode de détermination expérimentale de la stabilité, c'est-à-dire le passage par échelon d'une condition à la suivante.

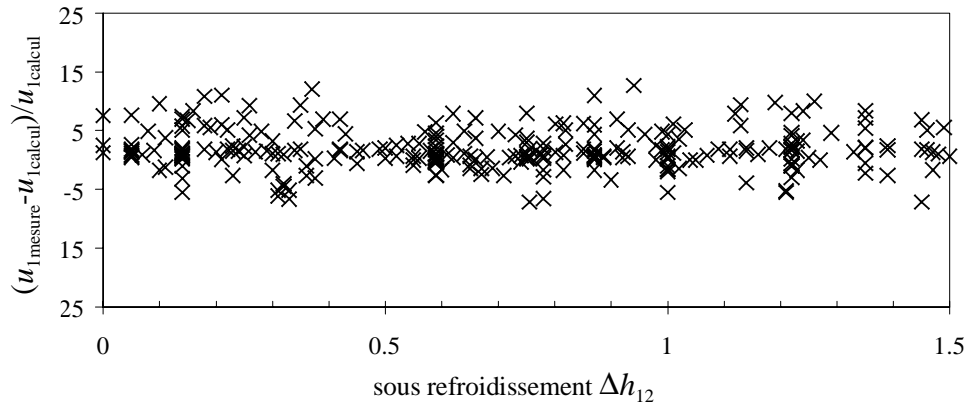


Figure III-15 : Diagramme indiquant le rapport $(\bar{u}_{1\text{ mesure}} - \bar{u}_{1\text{ modèle}}) / \bar{u}_{1\text{ modèle}}$ dans des conditions initiales de fluide en régime pseudo-liquide.

Les valeurs des périodes des oscillations, à la limite de la stabilité du système, sont indiquées sur la Figure III-16. On a regroupé sur le même graphe et pour une même pression ($P_1=3$ bar), deux sous refroidissement différents, soit $h_1=-4.7$ J/g ($T_1=5.0$ K) et $h_1=-6.53$ J/g ($T_1=4.7$ K). Les périodes pour un fort sous refroidissement sont plus fortes puisque la vitesse du fluide diminue. On a indiqué également la limite déterminée par le diagramme de Nyquist ainsi que les points expérimentaux correspondants à la même température $T_1=5.0$ K, mais pour une pression plus haute ($P_1=4$ bar).

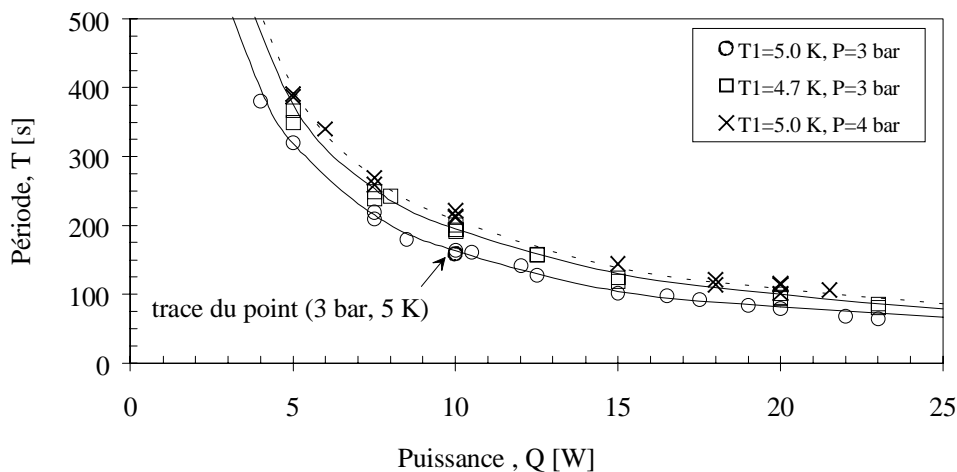


Figure III-16 : Période des oscillations en fonction de la puissance pour des pressions de 3 bar et 4 bar, et 2 modes de refroidissement.

Les observations expérimentales du seuil de la fréquence des oscillations ont montré que ce seuil était corrélé avec le temps de parcours du fluide à partir de l'entrée de la zone chauffée, et ce jusqu'à l'extrémité de la zone adiabatique aval (ce rapport variant autour de 10 % selon les conditions de sous refroidissement).

III.3.1.2 Géométrie de la ligne à travers la demi-cellule

L'étude expérimentale ayant permis d'établir la crédibilité du modèle, on peut maintenant l'appliquer aux autres lignes du LHC. Les termes d'inertie et de transport sont pris en compte pour le calcul des expressions des fonctions de transfert des zones adiabatiques ($L_{01}=53$ m, $d_{01}=15$ mm, $L_{34}=5$ m, $d_{34}=15$ mm). L'expression complète de la dynamique s'écrit simplement :

$$\Delta P(x, t) = \int_{-L_{01}}^{1+L_{34}} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\theta} u(x, t) + 2Fu(x, t)\delta u(x, t) \right) \rho(x, t) dx$$

En définissant $\theta = \theta/\theta_c$, afin de rendre homogène les expressions réduites.

Dans la configuration de la demi-cellule, l'écoulement du fluide s'effectue en parallèle à travers les 4 tubes de refroidissement. Le débit du fluide dans les zones amont et aval correspond donc à quatre fois celui de tube de refroidissement. La pression à la sortie de la vanne correspond à 1.3 bar. On rappelle qu'en mode normal $Q=12$ W et en mode ultime $Q=29.5$ W.

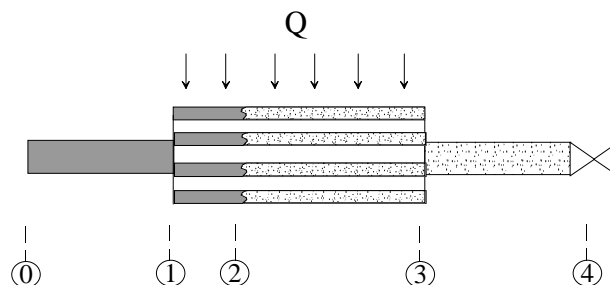


Figure III-17 : Modélisation de la demi-cellule.

Les conditions simplificatrices pour l'étude portent essentiellement sur le fait que la zone amont est considérée comme adiabatique alors qu'en réalité cette zone - correspondant à la ligne C' - reçoit une puissance. Les variations dans les conditions d'écoulement du fluide sont donc considérées dès le point 0. Cette hypothèse rend les résultats plus optimistes que la réalité puisque la zone 01 est adiabatique. Cependant il paraît évident que lorsque le fluide se retrouve dans un état instable dans la ligne C', l'ajout des tubes de refroidissement ne permet en aucun cas d'améliorer la stabilité du système, mais au contraire tend à la déstabiliser encore plus. Pour les calculs, un seul tube de refroidissement est considéré. Les problèmes de redistribution de gaz entre les tubes placés en parallèle ainsi que la géométrie des tubes croisés entraînent des déphasages supplémentaires dans les équations.

La limite de stabilité pour les cas de fonctionnement en mode normal et ultime est représentée sur les deux figures (Figure III-18, Figure III-19), ainsi que l'état du système pour chaque mode et selon les 3 conditions de température du fluide à l'entrée des tubes de refroidissement définies par la Table I-7 ($P_1=3$ bar). Les diagrammes étant tracés en coordonnées réelles, il y a donc deux limites propres à chaque mode. L'axe des abscisses correspond dans ce cas à $h-h_2$ (paramètre défini dans II.2.2.2), avec une enthalpie négative pour la sous saturation.

L'écoulement du fluide en mode normal est stable quelle que soit la température T_1 (5.7 K, 6.0 K, 6.45 K d'après les conditions de chaleurs imposées par la ligne C'). La stabilité du fluide est obtenue en mode ultime pour une température de 5.6 K. Cela correspond à une puissance de 15 W sur la ligne C' (le double de celle apportée naturellement par les aimants).

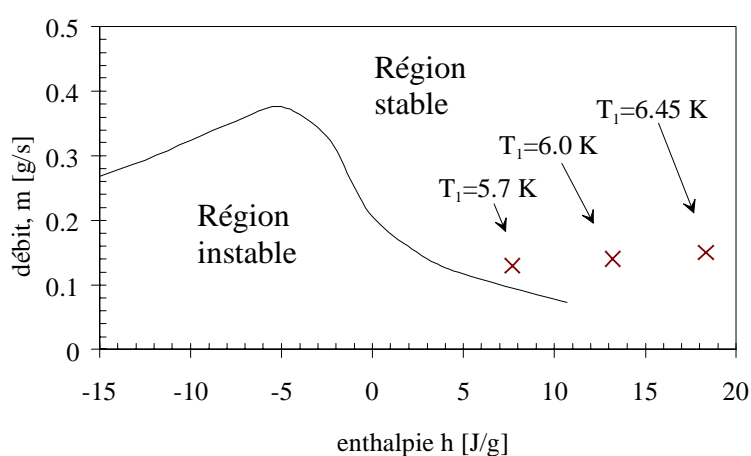


Figure III-18 : Représentation des conditions de fonctionnement du fluide, à l'entrée des tubes de refroidissement, pour un fonctionnement en mode normal. La limite de stabilité calculée est indiquée en trait plein.

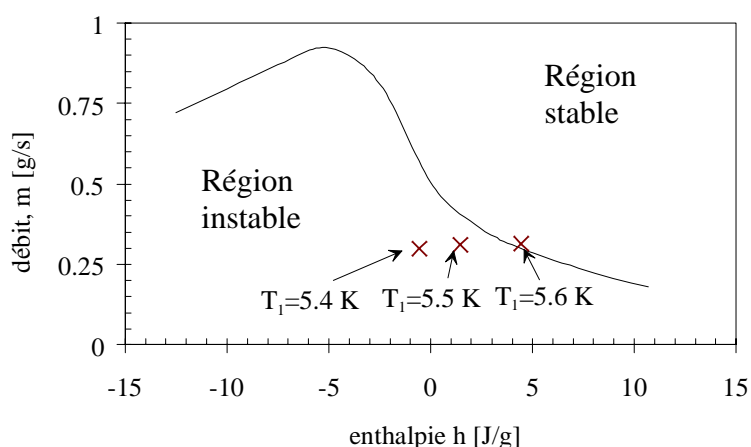


Figure III-19 : Représentation des conditions de fonctionnement du fluide à l'entrée des tubes de refroidissement pour un fonctionnement en mode ultime. La limite de stabilité calculée est indiquée en trait plein. Le système est à la limite de la stabilité pour 5.6 K.

Remarques

- Le diagramme de Nyquist montre qu'avec un écoulement à pression de 6 bar la stabilité est retrouvée dans les tubes de refroidissement pour le mode ultime et pour une puissance déposée sur la ligne C' de 7.5 W. La température T_1 correspondante est de 5.85 K, le débit reste inchangé (la température au point de transition à pour valeur $T_2=6.1$ K).
- Pour un fonctionnement sous une pression de 2.5 bar, le mode ultime est toujours instable.

III.3.2 Ligne C

La distribution homogène de puissance le long de cette ligne correspond à 60 W sur l'ensemble du secteur de 3300 m de longueur. Les conditions de circulation de l'hélium supercritique à travers cette ligne sont fonction des secteurs considérés (on a souvent considéré dans le rapport un état de fonctionnement fixé à 3 bar et 4.6 K). Les propriétés du fluide (pression et température) sont indiquées à travers la Figure III-20 pour deux points de la machine : un point haut ($P=2.44$ bar, $T=4.8$ K) représenté sur la Figure III-20a et un point bas ($P=3.45$ bar, $T=5.2$ K) représenté par la Figure III-20b.

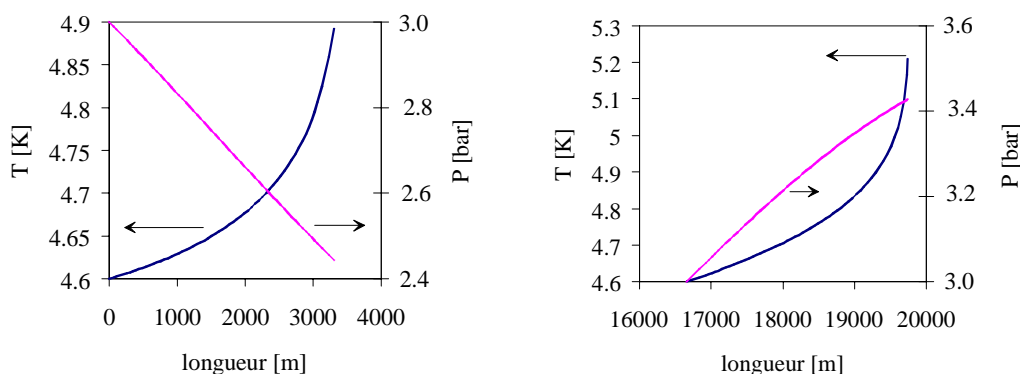


Figure III-20 : Représentation de la température et de la pression du fluide dans la ligne C pour deux secteurs opposés (22a), (22b).

Le débit circulant dans cette ligne est représenté sur le schéma de la Figure III-21. A la diminution progressive du débit le long du secteur est associée le soutirage d'hélium supercritique pour l'alimentation des tubes des écrans de faisceau à chaque cellule.

Bien qu'en réalité la condition de circulation à débit constant soit imposée par le modèle, on peut s'apercevoir que pour tous les secteurs le seuil de transition n'est pas atteint ; l'écoulement du fluide est donc supposé stable. On peut affiner la modélisation de notre équation d'état pour la région proche du point de transition en définissant une nouvelle zone, dite de transition, comprise entre celle définie par le régime pseudo-liquide (densité constante en fonction de l'enthalpie) et celle définie par le régime pseudo-gazeux (variation linéaire de la densité avec l'enthalpie). La conclusion sur la circulation du fluide en régime stable reste également la même.

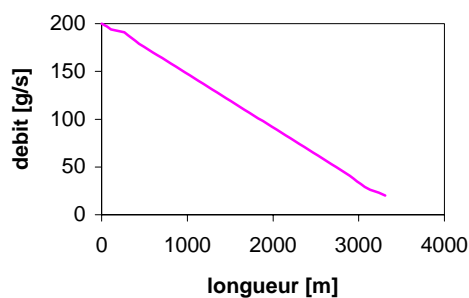


Figure III-21 : Représentation de la diminution du débit le long du secteur.

III.3.3 Ligne C'

On rappelle les caractéristiques de cette ligne : une longueur de 53 m et un diamètre de 15 mm. Il faut remarquer que la disposition de la puissance de chauffage sur la ligne C' est principalement localisée au niveau des supports des cryostats (termes de conduction) sur des longueurs de l'ordre de 30 à 50 cm. Ce type de distribution n'est pas pris en compte dans le modèle et pourrait faire l'objet de travaux complémentaires. On étudie alors la répartition de cette puissance sur cette ligne soit de manière homogène (cas I), soit localisée au milieu de la ligne (cas IIa) ou à chacune des deux extrémités (cas IIb et IIc). On trouve les représentations de ces cas sur la Figure III-22.

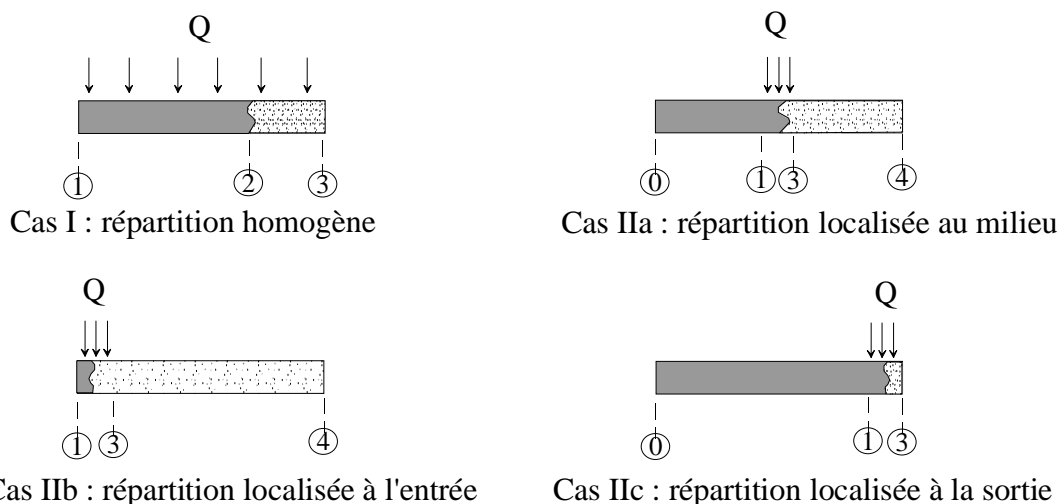


Figure III-22 : Modélisation de la répartition du chauffage sur la ligne C'.

L'étude du cas I pour les trois valeurs de puissances déterminées dans la première partie ($Q_{01}=7.5, 11.5, 15W$), pour une température d'entrée de 4.6 K, une pression de 3 bar indique que les modes de fonctionnement normal et ultime sont stables. Pour le mode

ultime, la puissance de 7.5 W correspond à un fonctionnement du fluide en régime pseudo-liquide sur toute la longueur de la ligne.

La répartition de chauffage à l'entrée de cette ligne C' (cas IIb) - sur une longueur de 5 m et en mode normal - est déstabilisant pour l'écoulement. Le cas le plus favorable pour la stabilité de l'écoulement reste toujours celui où la répartition du chauffage se situe au bout de la ligne (cas IIc).

En considérant une pression d'entrée de 2.5 bar et 3.5 bar, et pour $Q=7.5$ W, les paramètres de fonctionnement calculés pour les deux modes de fonctionnement sont indiqués ci-après. La répartition du chauffage est celui du cas I ; l'écoulement est stable.

P [bar]	T ₁ [K]	T ₃ [K] normal et ultime	m [g/s] normal et ultime	Cas I
2.5	4.8	5.28 / 6.02	0.535 / 1.27	stable
3.5	5.2	6.02 / 5.67	0.548 / 1.30	stable

Cas particulier du chauffage amont.

Une autre géométrie a pu être testée sur la maquette de l'écran de faisceau, c'est celle correspondante à la mise en fonction du chauffage CY0 (pour l'étude du comportement du fluide soumis une entrée de chaleur en amont des lignes K_{ij}). Dans ce cas les paramètres géométriques sont les suivants : la partie aval au chauffage CY0 passe d'une zone adiabatique à maintenant trois zones adiabatiques : tube de 8 mm, tube test de 3.7 mm et tube de 8 mm, pour des longueurs respectives de 1.50 m, 53 m et 1.9 m. Le comportement oscillatoire du fluide est également observé. L'étude analytique n'a pas été entreprise.

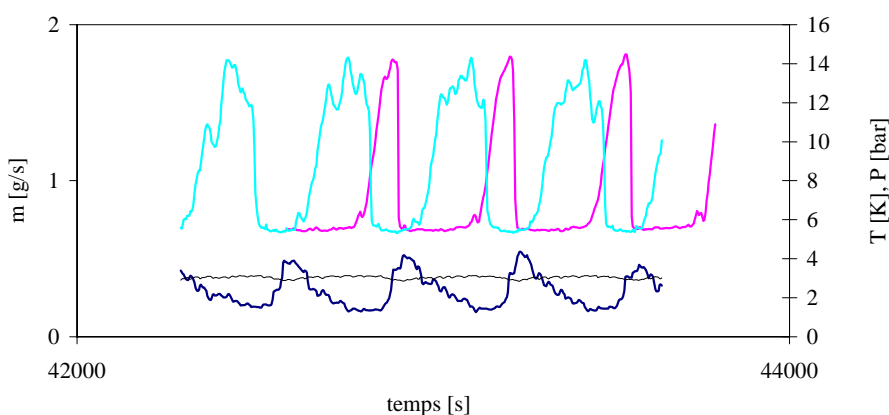


Figure III-23 : Comportement oscillatoire du fluide dans le cas d'un chauffage appliqué dans la zone amont.

III.3.4 Synthèse sur la stabilité des écoulements supercritiques dans le LHC

On s'attend à un écoulement dans les tubes de refroidissement stable en mode normal et instable en mode ultime. Une modification des conditions thermodynamiques à l'entrée des tubes de refroidissement permet de retrouver la stabilité des lignes K_{ij} prises séparément. Il faut augmenter la température d'entrée (puissance de chauffage de 15 W sur la ligne C'). Dans de telles conditions l'impédance de C' augmente en plus la stabilité.

Table III-6 : Stabilité de l'écoulement du supercritique dans les lignes cryogéniques du LHC.

Ligne	L [m]	d [mm]	Q [W/m]	Effet
C	3300	100	0.018	Pas d'effet ($\bar{L}_{12} = \bar{u}_1 \Delta h_{12} < 1$ impose une limite)
C'	53	15	0.19	Risque pour les régions proches de la zone critique et si la variation d'enthalpie est forte.
K_{ij}	53	3.7	0.27	Risque selon la répartition du chauffage.
			0.91	Risque selon la température d'entrée.
			2.24	Risque pour le mode ultime.

Compte tenu de la schématisation retenue pour l'étude de la circulation de l'hélium faiblement supercritique au niveau de l'ensemble de la demi-cellule du LHC, une vérification expérimentale des limites de stabilité sur une "maquette" à échelle un - la string 2 - devra être entreprise. Le modèle développé recouvre bien les spécifications requise pour le dispositif expérimental, mais n'intègre pas un chauffage ponctuel et disposé périodiquement le long d'un tube ; comme cela est le cas notamment au niveau des quatre tubes de refroidissement croisés pour chaque demi-cellule.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

L'étude du comportement de l'hélium faiblement supercritique en conduite et soumis à des charges thermiques met bien en évidence l'importance de la variation de densité du fluide sur la stabilité de son écoulement. Les observations sur un montage expérimental, simulant le refroidissement d'un écran de faisceau sur une demi-cellule de la machine LHC, ont révélé que le seuil d'instabilité et les caractéristiques des oscillations étaient liés aux propriétés physiques du fluide.

L'élaboration d'un modèle général intégrant les propriétés physiques (température d'entrée, pression, puissance) du fluide et les propriétés géométriques du dispositif expérimental (longueurs et diamètres des tubes) a permis de déterminer précisément des critères de fonctionnement en dehors de ces oscillations. En règle générale, le système est instable à basse vitesse. Le modèle a permis de rendre compte de l'aspect important des déphasages de différentes quantités physiques sur la stabilité du fluide. Le mécanisme correspondant est l'existence d'une onde de débit se propageant dans le tube dans la zone pseudo gazeuse, à la vitesse du fluide. La période de ces oscillations est donc du même ordre que le temps mis par une tranche de fluide pour parcourir la zone chauffée et la zone aval. A partir de la détermination de la limite de stabilité du système sur le diagramme de Nyquist (et ceci pour différentes conditions d'écoulement), un diagramme de stabilité vitesse réduite - temps réduit a été obtenu.

La validation du modèle avec le montage expérimental a autorisé dans un deuxième temps à estimer la stabilité dans les lignes du LHC soumises à des écoulements d'hélium supercritique.

L'étude entreprise sur l'ensemble de la demi-cellule de la machine LHC a permis de montrer que l'on pouvait s'affranchir des oscillations aussi bien en mode normal qu'ultime en considérant un fluide avec une température d'entrée supérieure à la température de transition fixée par la limite des zones pseudo-liquide et pseudo-gazeuse. Pour ce faire un dispositif de chauffage en amont de la partie écran de faisceau peut être installé. La présence de ce chauffage supplémentaire sur la ligne C' ne perturbe pas l'écoulement du fluide dans la mesure où il est réparti de manière homogène le long de cette ligne ou s'il est disposé au niveau de la seconde partie de la ligne.

La validation expérimentale du contrôle de la température de sortie des écrans de faisceau à une valeur de 20 K a montré sa capacité d'adaptation. Ce contrôle devra s'opérer sous le régime oscillatoire du fluide dans les cas les plus défavorables conditions de température et de pression faibles à l'entrée des tubes de refroidissement, et sous un fonctionnement de la machine en mode ultime.

Il reste à valider les limites de stabilité de l'écoulement de l'hélium faiblement supercritique sur le futur dispositif expérimental à pleine échelle de la cellule de la machine LHC (string2). Ainsi que d'analyser l'influence du système de régulation sur ce dispositif. Une étude plus approfondie de l'ensemble régulateur procédera permettra une intégration éventuelle d'un correcteur numérique plus complexe.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

REFERENCES (1^{ère} PARTIE)

- [I-1] G.D. Coughlan and J. E. Dodd, “The ideas of particle physics, an introduction for scientists”, Cambridge university press, second edition 1991.
- [I-2] L.R. Evans, “The Large Hadron Collider-present status and prospects”, IEEE-Transactions-on-Applied-Superconductivity (USA), Vol. 10, No. 1, March 2000, pp 44-8.
- [I-3] D. Zeppenfeld, A. Nikitenko, E. Richter-Was, “Measuring Higgs boson couplings at the LHC”, Phys. Rev., D : 62, 2000, pp 13009.
- [I-4] J.L. Pinfold, “Searching for exotic particles at the LHC with dedicated detectors”, Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. : 78, 1999, pp 52-7.
- [I-5] J. Bremer, “The Cryogenic System for the ATLAS Liquid Argon Detector”, CERN/LHC Project Report 393, 27 Jun 2000.
- [I-6] A. Morsch, H. H. Gutbrod, “The future heavy ion experiment ALICE at the LHC at CERN”, Prog. Part. Nucl. Phys. : 42, 1999, pp 345-55.
- [I-7] “CMS, the Tracker System Project”, Technical Design Report - CMS Collaboration. CERN/LHCC 98-006, 1998.
- [I-8] W. Cameron, B. Jenny, G.Riddone, et al., “Design and construction of a prototype superfluid helium cryostat for the short straight sections for the CERN Large Hadron collider”, Adv. Cryo. Eng. 39A, 1994, pp 663-670.
- [I-9] W. Cameron, et al., “The New Superfluid Helium Cryostats for the Short Straight Sections of the CERN Large Hadron Collider (LHC)”, Adv. Cryog. Eng., A : 43, 1998, pp 411-418.
- [I-10] P. Lebrun, “Superfluid Helium Cryogenics for the Large Hadron Collider Project at CERN”, Cryogenics 34, ICEC Supplement, 1994, pp 1-8.
- [I-11] J.C. Brunet, J. Kerby, P. Lebrun, et al., “Design of LHC prototype dipole cryostats”, Cryogenics 32, ICEC supplement, 1992, pp 191-194.
- [I-12] P. Lebrun, L. Taviani, G. Claudet, “Development of large-capacity refrigeration at 1.8 K for the Large Hadron Collider at CERN”, CERN/LHC Project Report 6. Conference Kryogenika 96, Prague, Czech Republik, 23-26 Apr 1996.

- [I-13] M. Barranco-Luque, L. Taviani, "Gaseous Helium Storage and Management in the Cryogenic System for the LHC", CERN/LHC Project Report-383. 18th International Cryogenic Engineering Conference, Mumbai, India, 21-25 Feb 2000.
- [I-14] S. Claudet, W.K. Erdt, P.K. Frandsen, et al., "Four 12 kW/4.5 K Cryoplants at CERN", *Cryogenics* 34, ICEC supplement, 1994, pp 99-102.
- [I-15] S. Claudet, P. Gayet, B. et al., "Specification of Eight 2400 W @ 1.8 K Refrigeration Units for the LHC", CERN/LHC Project Report 392. 18th International Cryogenic Engineering Conference, Mumbai, India, 21-25 Feb 2000.
- [I-16] M. Chorowski, W. K. Erdt, P. Lebrun, et al., "A Simplified Cryogenic Distribution Scheme for the Large Hadron Collider", *Adv. Cryog. Eng., A* : 43 ,1998, pp 395-402.
- [I-17] A. Bézaguét, J. Casas-Cubillos, P. Lebrun, et al., "The superfluid helium model cryoloop for the CERN Large Hadron Collider ", *Adv. Cryo. Eng.* 39A, 1994, pp 649-656.
- [I-18] O.Grobner, "Vacuum system for LHC", *Vacuum*, Vol. 46, No. 8-10, 1995, pp 797-801.
- [I-19] A.W. Chao, M. Tigner, "Handbook of accelerator physics and engineering", World scientific publishing, Singapore 1999.
- [I-20] V.V. Anashin, I.R. Collins, R.V. Dostovalov, et al., "Magnetic and Electric Field Effects on the Photoelectron Emission from Prototype LHC Beam Screen Material", CERN/LHC Project Report 373.
- [I-21] V. Baglin, I.R. Collins, O. Gröbner, "Photoelectron Yield and Photon Reflectivity from Candidate LHC Vacuum Chamber Materials with Implications to the Vacuum Chamber Design", 6th European Particle Accelerator Conference, Stockholm, Sweden, 22-26 Jun 1998 / Ed. by S. Myers, L. Liljebj, C. Petit-Jean-Genaz - Bristol, IOP, 1999.
- [I-22] F. Caspers, M. Morvillo, F. Ruggiero, J. Tan, "Surface Resistance Measurements and Estimate of the Beam-Induced Resistive Wall Heating of the LHC Dipole Beam Screen", CERN/LHC Project Report 307.
- [I-23] V. Baglin, "Measurement of the primary phodesorption yield at 4.2 K, 77 K and room temperature in a quasi-closed geometry", CERN/LHC Project Report 9.
- [I-24] V. Baglin, "Etude de la photo-désorption de surfaces techniques aux températures cryogéniques", Th : Physique, Paris 7, Diderot : 1997.

- [I-25] P. Cruikshank et al. "Mechanical Design Aspects of the LHC Beam Screen", 17th Particle Accelerator Conference, Vancouver, Canada, 12-16 May 1997 / Ed. by M. Comyn, M. K. Craddock, and M. Reiser, pp 3586-8.
- [I-26] H.E. Stanley, "Introduction to phase transitions and critical phenomena", Clarendon press, Oxford, 1971.
- [I-27] V. Arp, "Thermodynamics of single-phase one-dimensional fluid flow", Cryogenics, May 1975.
- [I-28] J.V. Sengers, "Critical phenomena in classical fluids", Progress in liquid physics, Croxton, Wiley, Chichester UK, 1978.
- [I-29] Cryodata, Inc., P.O. Box 173, Louisville, Colorado 80027.
- [I-30] R.D. McCarty, "Thermodynamic properties of helium 4 from 2 to 1500 K at pressures to 10^8 Pa", J. Phys. Chem. Ref. Data v2, 1973, pp 923-1042.
- [I-31] R.D. McCarty, "The thermodynamic properties of Helium II from 0 Kelvin to the lambda transitions", NBS Tech Note 1029, 1980.
- [I-32] B. A. Hands, "A correlation of thermal conductivity data for helium", Cryogenics, Vol.21, 1981, pp 697-703.
- [I-33] V. Arp and R.D. McCarty, "Thermophysical properties of helium4 from 0.8 to 1500 K with pressures to 2000 Mpa", NIST Technical Note 1334, 1989.
- [I-34] V. Arp "State equation of liquid helium-4 from 0.8 to 2.5 K", J. Low Temp. Physics Vol. 79, 1990, pp 93-114.
- [I-35] H.A. Kierstead, "PVT surface of He⁴ near its critical point", Physical Review A, Vol. 7, pp 242-251.
- [I-36] F. Perrot, "Nucleation and growth of tightly packed droplets", Physical review letters, Vol. 73, No. 5, 1994.
- [I-37] J.W. Dean, W. Stewart and J.K. Hoffer, "Temperature profiles in a long gaseous-helium-cooled tube", Advanced in Cryogenic Engineering, Vol. 23, 1978, pp 250-254.
- [I-38] H. Lierl, "The cryogenic supply for the new S.C. magnets around the interaction regions used for the HERA luminosity upgrade", CEC/ICMC (Montreal), Canada, 1999.
- [I-39] M. Modell, "Supercritical fluid technology in hazardous waste treatment", Mang Hazard Toxic Wastes Process Ind., (Int. Congr.), 1987.

[I-40] 3^{ème} colloque sur les fluides supercritiques, “Applications aux produits naturels”, Grasse 29/30 Janvier 1996. Coordinateurs : P. Pellerin, M. Perrut.

[I-41] G. Riviere, “Le programme français de recherche en microgravité”, L’aéronautique et l’astronautique, No. 156, 1992.

[I-42] T. Edwards, “USAF supercritical hydrocarbon fuel interests”, AIAA 93-0807, 31 st Aerospace Sciences Meeting&Exhibit, Reno (USA), January 11-14, 1993.

REFERENCES (2^{ème} PARTIE)

- [II-1] N. Vanderpijpen, “Cooling of the LHC Beam Screen”, CERN/LHC/ACR Internal note, 1996.
- [II-2] Catalogue Siemens ST 54.1, Simatic S5, “Automates programmables”, 1994.
- [II-3] Erber, “La mesure des pressions”, préface du Pr. R. Comolet, Masson, Paris, 1983.
- [II-4] M. Grout, “Instrumentation, Formulaire et guide pratique”, Deuxième édition, Editions Kirk, 1992.
- [II-5] USData®, Factory link® fundamentals, Version 4.4, 1995.
- [II-6] LabVIEW2.2, User manual, National Instruments Corporation, Austin, USA, 1992.
- [II-7] LabVIEW2.2 GPIB, User manual, National Instruments Corporation, Austin, USA, 1992.
- [II-8-] N. Rott, “Thermoacoustics”, Adv. Appl., Mech., Vol. 20, 1980, pp 135-175.
- [II-9] H. Luck and Ch Trepp, “Thermoacoustic oscillations in cryogenics. Part 3 : avoiding of damping oscillations”, Cryogenics, Vol. 32, No. 8, 1992, pp 703-706.
- [II-10] C. Zwikker, C.W. Kosten, “Sound absorbing materials”, Elsevier publishing company inc., New York, 1949.
- [II-11] F. Incropera, D.P. De Witt, “Fundamentals of heat and mass transfer”, third edition, 1990, John Wiley&Sons, Inc.
- [II-12] D. Kasao and T. Ito, “Review of existing experimental findings on forced convection heat transfert to supercritical”, Cryogenics, Vol. 29, June 1989, pp 630-636.
- [II-13] L.A. Yaskin, M.C. Jones, V.M. Yeroshenko, and al., “A correlation of heat transfert to superphysical helium in turbulent flow in small channels”, Cryogenics, October 1977, pp 549-552.
- [II-14] W.B. Bloem, “Transient heat transfert to a forced flow of supercritical helium at 4.2 K”, Cryogenics, Vol. 26, May1986, pp 300-308.

- [II-15] Yih-Yun Hsu and J.M. Smith, “The Effect of Density Variation on Heat Transfert in the Critical Region”, Transactions of the ASME, May 1961, pp 176-182.
- [II-16] L. Landau et E. Lifchitz, “Mécanique des fluides”, Librairie du Globe, edition MIR.
- [II-17] H. Shajii and J.P. Freidberg, “Theory of low Mach number compressible flow in a channel”, J. Fluid Mech., Vol. 313, 1996, pp 131-145.
- [II-18] N. Zuber, “An analysis of thermally induced flow oscillations in the near-critical and super-critical thermodynamic region”, NAS8-11422, 1966.
- [II-19] Cryodata, Inc., P.O. Box 173, Louisville, Colorado 80027.
- [II-20] S. Kakac, R.K. Shah, W. Aung, “Handbook of single-phase convective heat transfert”, Coral Gables, Florida, June 1987.
- [II-21] Hrycak and Andrushkiw, “Calculation of critical Reynolds number in round pipes and infinite channels and heat transfer in transition regions”, Heat transfert, Vol. II, 1974, pp 183-187.
- [II-22] A.G. Mathewson, “Beam screens in the LHC Vacuum”, Technical Note 95-24, 1995, and internal notes TS 93.09, 1994.
- [II-23] H. Itô, “Friction factors for turbulent flow in curved pipes”, Journal of Basic engineering, 1959.

REFERENCES (3^{ème} PARTIE)

- [III-1] S.K. Morgan, H.F. Brady, “Elimination of the geysering effect in missiles”. Adv. Cryo. Eng. 7, 1962, pp 206-213.
- [III-2] A.H. Stenning, “Flow oscillation in forced convection boiling”, Proc. 1965 Heat transfer and fluid mechanics institute, Stanford University Press, 1965, 9301-316.
- [III-3] S. Gouse, “Fluid oscillations in a closed looped with transparent, parallel, vertical, heated channels”, MIT Engineering projects Lab report 8973-2, 1963.
- [III-4] A.H. Stenning, “Pressure drop oscillations in forced convection flow with boiling”, EURATOM Report, Proceedings symposium on two phase flow dynamics, 1967, pp 405-427.
- [III-5] J.S. Maulbetsch, P. Griffith, “Prediction of the onset of system induced instabilities in subcooled boiling”, EURATOM Report, Proceedings symposium on two phase flow dynamics, 1967, pp 799-825.
- [III-6] H.R. Van Den Berg, C.A. Ten Seldam and P.S. Van Der Gulik, “Compressible laminar flow in a capillary”, J. Fluid Mech., Vol. 246, 1993, pp 1-20.
- [III-7] N. Zuber, “An analysis of thermally induced flow oscillations in the near-critical and super-critical thermodynamic region”, NAS8-11422, 1966.
- [III-8] R.S. Thurston, J.D. Rogers and V.J. Skoglund, “Pressure oscillations induced by forced convection heating of dense hydrogen”, in Adv. Cryog. Eng., Vol. 12, 1966, pp 438-451.
- [III-9] H. Stenning and T.N. Vieziroglu, “Density-Wave oscillations in Boiling Freon 11 Flow”.
- [III-10] J.D. Rogers, “Oscillations in flowing and heated subcritical hydrogen”.
- [III-11] Y. Matsubara, J. Mori, A. Sugawara and K. Yasukochi, “Pressure and temperature oscillations of flowing helium”, College of Science and Technology, 1979.
- [III-12] M. Ledinegg, “Instability of flow during natural and forced circulation”, Die Wärme, Vol. 61, No. 8, 1938.

- [III-13] G. Krafft and G. Zahn, “A reciprocating liquid helium pump used for forced flow of supercritical helium”, *Cryogenics*, Feb 1978.
- [III-14] R.C. Dorf, “Modern control systems”, second edition. Copyright 1974, by Addison-Wesley Publishing Company, World Student Series Edition.
- [III-15] H.S. Tsien, “Servo-Stabilization of Combustion in Rocket Motors”, *ARS Journal*, Feb 22, 1952.
- [III-16] F.E. Marble and D.W. Cox, “Servo-Stabilization of Low-Frequency Oscillations in a Liquid Bipropellant Rocket Motor”, *ARS Journal*, Vol. 23, No. 2, March-April 1953.
- [III-17] A.L. Davies and R. Potter, “Hydraulic stability: an analysis of the causes of unstable flow in parallel channels”, proceedings Symposium on two phase flow dynamics, 4-9.IX.1967, published by the Commission of the European Communities, Brussels, June 1969.
- [III-18] S.W. Gouse, and C.D. Andrysiak, “Some Observations on Two-Phase Flow Oscillations”, Part I, MIT Engineering Projects Lab. Rept. DSR 8734-1, Mechanical Engineering Dept., May 1963.
- [III-19] V.A. Bogachev, V.M. Eroshenko and E.V. Kuznetsov, “Experimental study of thermohydraulic stability and heat transfert in the descending flow of supercritical helium in a vertical tube”, *Journal of Engineering Physics*, Vol. 55, No. 2, August 1988.

ANNEXES

ANNEXE A

PROPRIETES DE L'HELIUM ET DES MATERIAUX AUX TEMPERATURES CRYOGENIQUES.

A1 Propriétés de l'hélium

Les valeurs de température et d'enthalpie h_2 au point de transition pour différentes pressions sont regroupées dans la table A1. Elles sont définies à partir du tracé de l'équation d'état dans un plan (volume spécifique-enthalpie). L'intersection de l'équation d'état du gaz parfait et de celle du fluide pris dans un état pseudo liquide (avec $\rho_1=140 \text{ kg/m}^3$) détermine alors h_2 . Pour le modèle, l'origine de l'enthalpie est prise au point de transition ; toute enthalpie négative définit alors la zone pseudo liquide et toute enthalpie positive définit la zone pseudo gazeuse. Il faut noter que des valeurs croissantes de Δh_{12} ($\Delta h_{12} = -h_1 = (h_2 - h_1)/h_c$) représentent un sous refroidissement de la zone pseudo liquide (diminution de la température T_1 du fluide depuis l'entrée de la zone chauffée).

Table A1 : Valeurs de l'enthalpie au point de transition.

P [bar]	T_2 [K]	h_2 [j/g]
2.5	5.27	18.70
3	5.44	19.30
4	5.75	20.50
5	5.96	21
6	6.10	21.25
9	6.45	23

Les équations d'état pour trois pressions de références (2.5, 3 et 4 bar) sont indiquées sur la figure A1-1 (avec des valeurs de densité correspondante). On a tracé sur la figure A1-2 la dilatabilité du fluide pour ces mêmes pressions. La pente de l'équation d'état dans la zone pseudo gazeuse est égale à la dilatation isobare du fluide par unité d'augmentation

d'enthalpie. Elle est d'autant plus faible que la pression du fluide est basse. Un diagramme général température-entropie de l'hélium est représenté sur la figure A1-3.

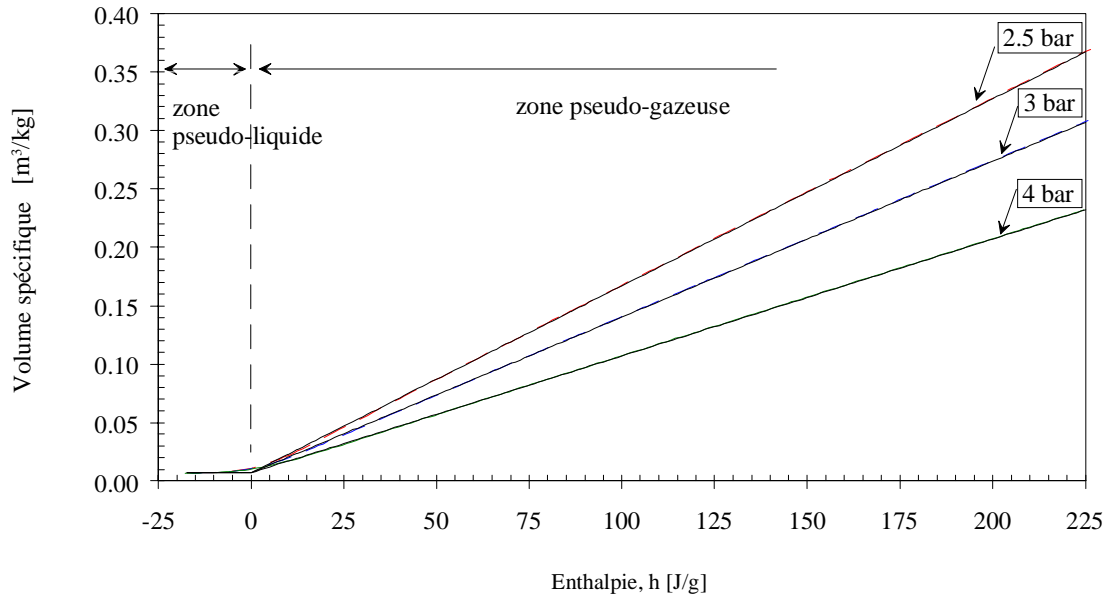


Figure A1-2 : Volume spécifique en fonction de l'enthalpie pour des pressions de 2.5, 3 et 4 bar.

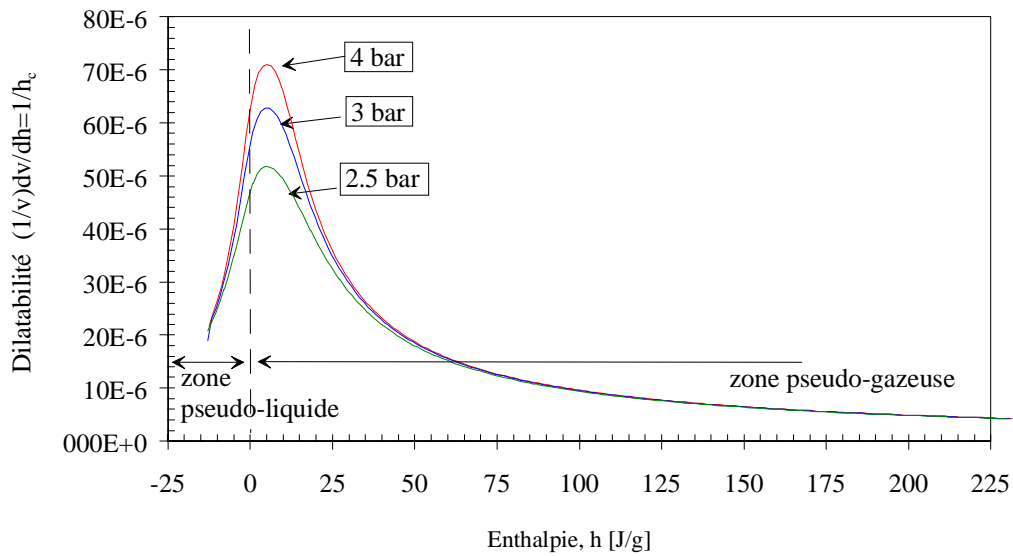


Figure A1-1 : Dilatabilité du fluide pour des pressions de 2.5, 3 et 4 bar.

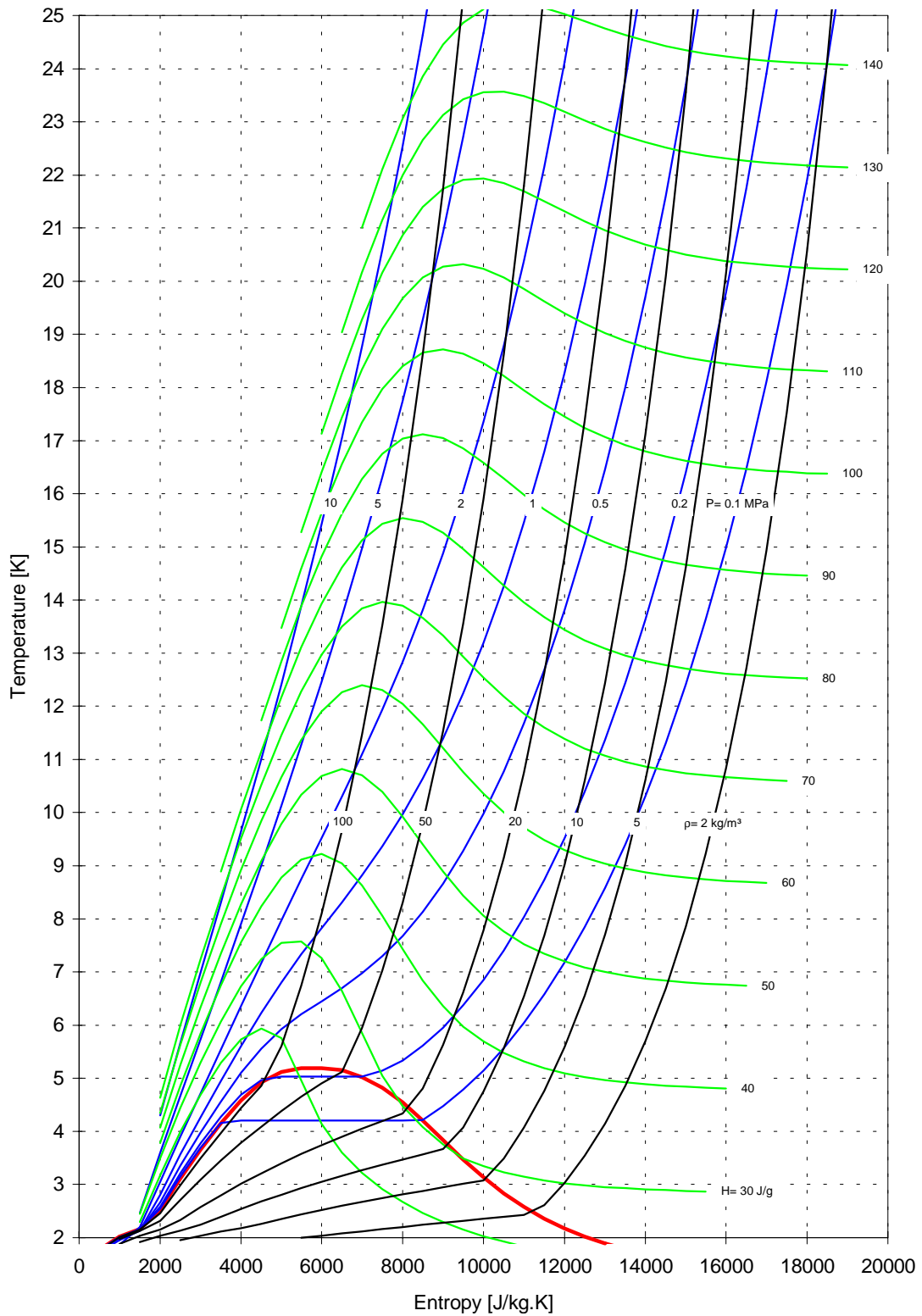


Figure A1-3 : Diagramme général température-entropie de l'hélium.

A2 Propriétés thermiques des matériaux

Les propriétés thermiques des matériaux diffèrent en fonction de la température et selon que le solide considéré est un isolant, un alliage ou un supraconducteur par exemple ^[IV-1]. Pour les isolants, c'est l'étude des vibrations des atomes autour de leur position d'équilibre qui permet de déterminer des lois de variations (les ondes résultantes sont appelées des phonons ^[IV-2]). Pour les métaux, intervient en plus la contribution des électrons ^[IV-3]. Les capacités calorifiques de l'acier inoxydable et du cuivre peuvent donc être écrites, comme tous métaux, comme une somme de deux termes dépendant de la température :

$c = aT + bT^3$, avec a et b des constantes caractéristiques du matériau.

Le premier terme est associé à la contribution des électrons libres et le second, fonction du cube de la température, au réseau cristallin du matériau. On observe sur les figures A2-1a et A2-1b la relation linéaire de la chaleur spécifique en fonction de la température jusqu'à une température de 20 K environ pour l'acier inoxydable (et un peu moins pour le cuivre) ; la chaleur spécifique du cuivre étant environ 10 fois inférieure à celle de l'acier. Lorsque la contribution du terme en T^3 intervient, pour une température environ légèrement supérieure à 20 K, les variations de chaleur spécifique des deux matériaux se rejoignent.

Tout comme pour la capacité calorifique des métaux, les contributions des phonons et électrons sont pris également en compte pour l'étude de la conductibilité thermique ; mais la pureté du métal ainsi que ses défauts jouent, en plus, un rôle important. On peut dire de façon sommaire que pour le cuivre (métal pur), la contribution des phonons est négligeable. La conductibilité est proportionnelle à la température à basse température, passe par un maximum (autour de 15 K pour le cuivre considéré) et devient indépendante de T à haute température (au-dessus de 200 K). Une différence d'un facteur environ de 10 existe sur la conductibilité à basse température, en fonction de la pureté du métal.

Dans l'acier inoxydable (alliage métallique), le terme de conductivité relatif aux phonons varie à basse température selon une loi complexe, alors qu'à moyenne température la variation est fonction seulement de la température (tout comme pour le terme concernant la contribution des électrons). A température supérieure à 300 K, le terme de conductivité tend vers une valeur constante. On remarque que la conductivité du cuivre est d'environ 4000 à 8000 fois supérieure à celle de l'acier dans la gamme de température de 4 – 20 K. Les courbes de la diffusivité en fonction de la température sont également tracées sur les figures A2-1a et A2-1b pour les deux matériaux. De la valeur de D dépend le temps mis par le matériau pour se mettre en régime stationnaire de conduction.

Les propriétés thermiques des deux matériaux constituant l'ensemble de l'écran de faisceau (l'acier inoxydable et le cuivre) sont comparées aux autres matériaux couramment utilisés dans les cryostats de la cellule de la machine LHC sur les figures (A2-2 et A2-3). Il est mentionné sur la figure A2-4 les résistivités de l'acier inoxydable, du cuivre et de l'aluminium.

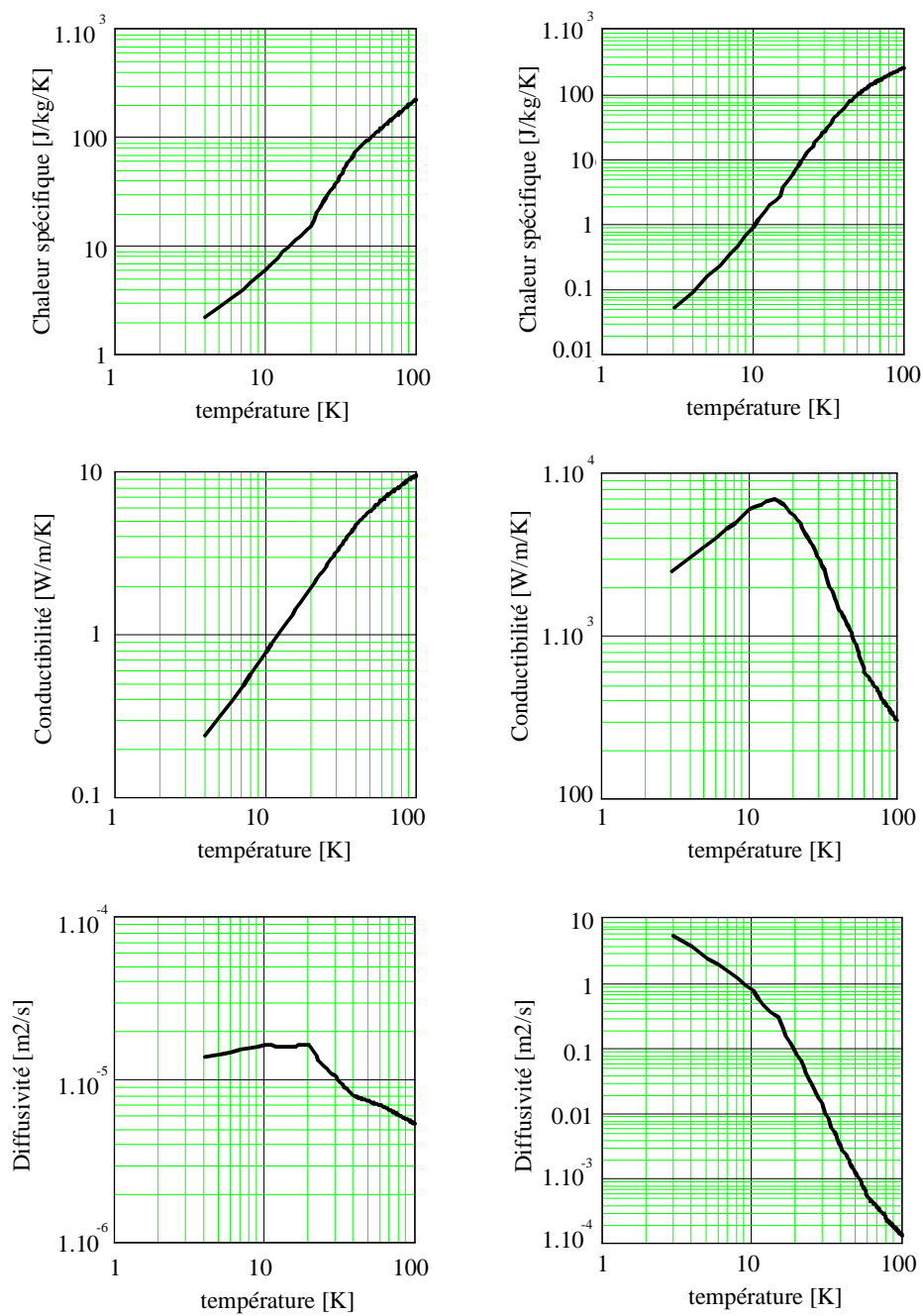


Figure A2-1 : 1a) Propriétés thermiques de l'acier inoxydable (partie gauche). 1b) Propriétés thermiques du cuivre (partie droite).

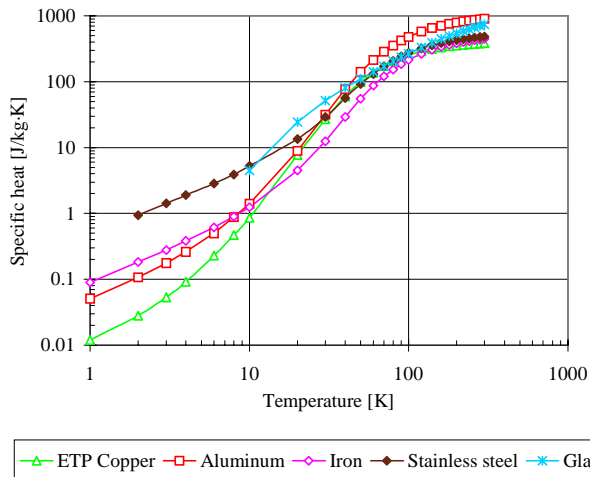


Figure A2-2 : Comparaison de la chaleur spécifique de plusieurs matériaux.

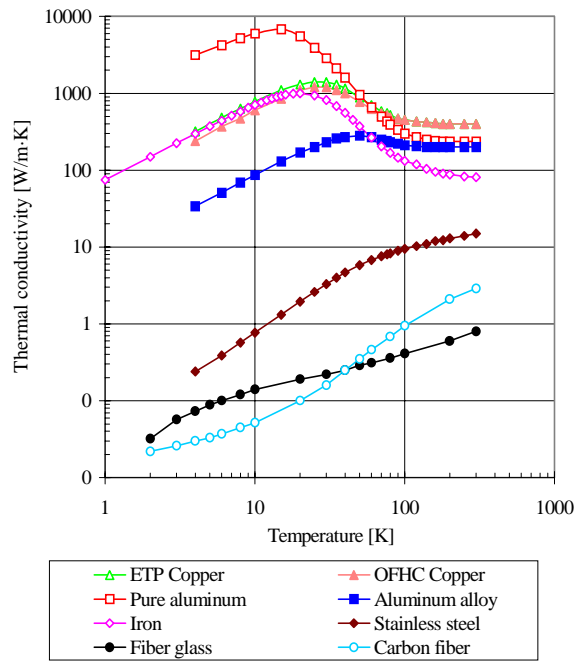


Figure A2-3 : Comparaison de la conductibilité thermique de plusieurs matériaux.

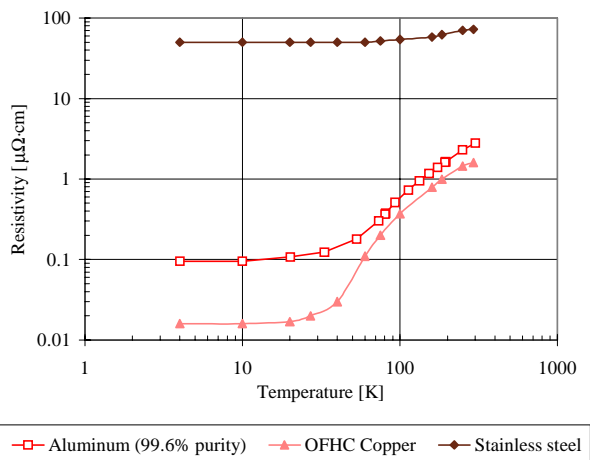


Figure A2-4 : Comparaison de la résistivité de plusieurs matériaux en fonction de la température

ANNEXE B

OSCILLATIONS THERMOACOUSTIQUES

Le phénomène d'oscillations thermoacoustiques a été observé et étudié depuis la fin du 19^e siècle. Sondhauss (1850) nota que des sons audibles sont produits dans un tube semi-ouvert. Lord Rayleigh ^[IV-4] énonce deux principes fondamentaux :

- l'addition de chaleur dans la partie haute pression (et vice versa) fournit de l'énergie pour entretenir les oscillations.
- il est nécessaire d'avoir de faibles échanges thermiques entre le gaz et la paroi pour obtenir un déphasage entre le mouvement du gaz et le transport de chaleur.

En cryogénie, les géométries et les conditions opératoires sont souvent favorables à l'excitation d'oscillations thermoacoustiques. De nouvelles observations ont été faites ainsi que divers travaux dont ceux établis par Rott ^[IV-5] :

Analyse théorique de H. A. Kramers.	Kramers est la première personne à démarrer le travail d'analyse sur ce problème ^[IV-6] (approche linéaire en considérant une petite perturbation et résolution des équations hydrodynamiques).
Expériences de Wexler; Clement et Gaffney.	Wexler, 1949 ^[IV-7] , observe des oscillations durant un travail sur le stockage de l'hélium liquide. Clement et Gaffney, 1954 ^[IV-8] , observe l'effet d'un tube plongé en partie dans de l'hélium liquide (extrémité ouverte) et dont l'autre partie se trouve à température ambiante (partie fermée). Ils observent un gap dans la fréquence des oscillations lorsque la partie froide du tube est placée hors du liquide (augmentation de cette fréquence).
Analyse de Feldman.	Feldman, 1966 ^[IV-9] , a continué de développer le travail expérimental et théorique. Il traite le problème selon un cycle moteur de Brayton. Il indique la nécessité d'avoir de faibles échanges thermiques entre le gaz et la paroi pour obtenir un déphasage entre le mouvement du gaz et le transport de chaleur.

Analyse et stabilité de Rott.	Il présente une étude théorique complète (1969-1973 ^[IV-10]) basée sur la linéarisation “au second ordre” des équations hydrodynamiques. Les paramètres gouvernant les oscillations ont été déterminés comme étant le rapport de température de l’extrémité chaude du tube sur l’extrémité froide, l’aspect géométrique du tube et la longueur de la partie froide.
Solution numérique de Spradley.	Spradley, 1974 ^[IV-11] , développe une technique numérique pour résoudre les équations de conservation non linéaires d’un fluide visqueux, compressible en régime transitoire.

B1 Description du processus d’oscillations thermoacoustiques

La discussion porte tout d’abord sur la thermodynamique d’une tranche élémentaire de gaz pour une configuration simple. Considérons un tube semi-ouvert comme représenté sur la figure B1-1 (la zone de haute pression se situe du côté de l’extrémité fermée). A l’instant initial, le tube est rempli de gaz d’hélium avec une distribution initiale de température uniforme. La partie supérieure du tube est toujours exposée à la température ambiante.

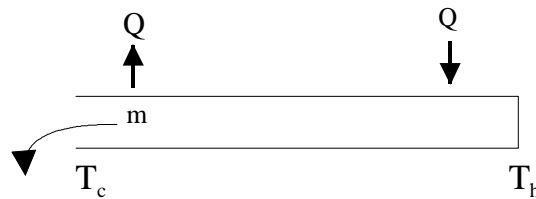


Figure B1-1 : Géométrie du tube.

A cause d’un large gradient de température le long du tube, la chaleur est transférée de la partie chaude (indice h sur les figures) à la partie froide (indice c sur les figures). Cela entraîne plusieurs conséquences :

- un réchauffement et une expansion du gaz dans la partie froide,
- un mouvement du gaz à travers le tube et éventuellement hors du tube,
- une baisse de pression particulièrement à l’extrémité chaude du tube due au mouvement d’inertie du gaz vers l’extrémité ouverte. Pour un fort gradient de température, une pression négative relativement importante peut être obtenue dans le tube.

Ceci provoque dès lors le retour du gaz froid dans le tube ainsi qu’une surpression du gaz chaud au niveau de l’extrémité fermée (due au mouvement d’inertie du gaz chaud vers l’extrémité fermée). Cette surpression entraîne alors le gaz vers l’extrémité fermée ; un nouveau cycle est établi et les oscillations thermoacoustiques sont ainsi initiées dans le tube. Le cycle peut être représenté sur un diagramme PV (figure B1-2).

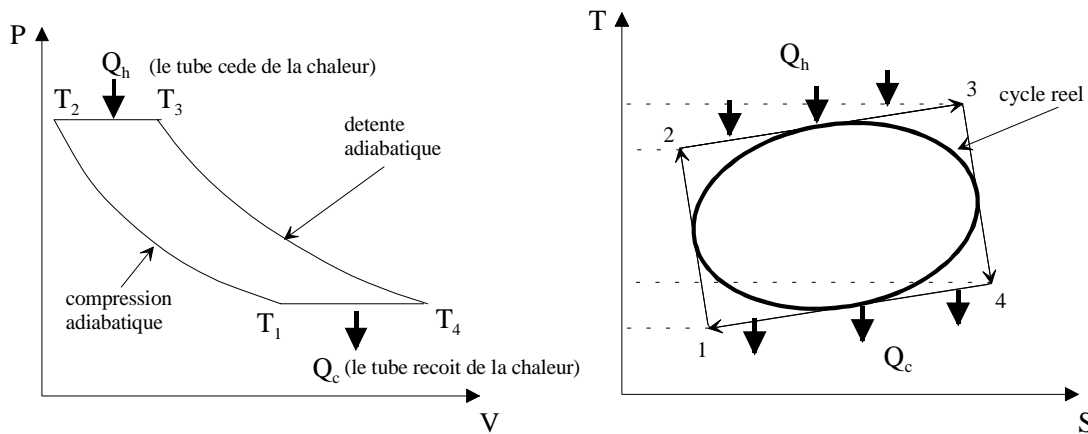


Figure B1-2 : Cycle des oscillations thermoacoustiques sur un diagramme P-V et équivalence du cycle dans un diagramme T-S.

Lors des oscillations, durant chaque période, les tranches de gaz (nommées a, b, c, ... sur la figure B1-3) se déplacent rapidement d'une distance longitudinale en direction de l'extrémité fermée, augmentant de ce fait la température (de T_1 à T_2) et la pression de cette tranche de manière adiabatique. Le tube cédant de la chaleur aux gaz lors de cette nouvelle position (a', b', c', ...), la température (T_2 à T_3) et le volume des tranches s'accroissent. Durant l'étape suivante ces tranches de gaz reviennent à leurs positions initiales lors d'une détente adiabatique. Un échange thermique avec la paroi du tube permet aux tranches de gaz de retrouver leurs états initiaux (T_4 à T_1). La tranche de gaz voisine reprendra la chaleur non convertie en travail et la transportera plus loin vers le bout froid. L'énergie convertie en travail permet alors d'entretenir les oscillations.

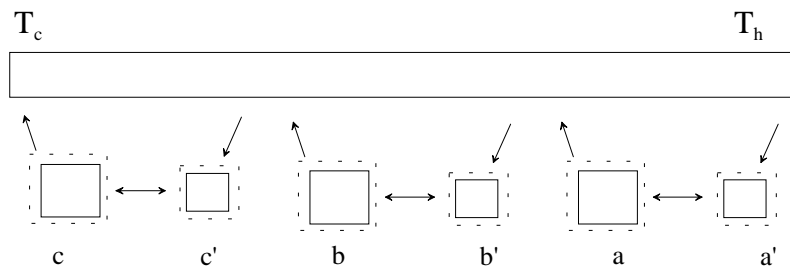


Figure B1-3 : Oscillation d'une tranche de gaz des positions a, b, c aux positions a', b', c'.

Il est à noter les remarques suivantes :

- L'interaction entre la paroi et le gaz est fondamentale pour la machine ; un retard thermique entre le flux de chaleur des deux milieux crée le déphasage nécessaire entre la compression et le chauffage,
- L'interaction entre le gaz et la paroi apparaîtra seulement dans la couche limite,
- La molécule se déplaçant le long de la paroi, l'élévation de température de celle-ci doit être plus importante que celle du gaz, induite par la compression adiabatique. Sinon la seconde étape du cycle sera le refroidissement plutôt que le chauffage. Le moteur travaillerait comme un réfrigérateur (cycle décrit dans le sens trigonométrique).

B2 Paramètres de stabilité

La méthode de résolution des équations fondamentales est décrite par Rott et est basée sur l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux. Elle conduit à des équations linéaires complexes du deuxième ordre et permet de déterminer une zone de stabilité dans laquelle l'opérateur peut travailler sans risque d'obtenir d'importants flux thermiques dans le système.

L'étude prend en compte un gaz d'hélium au repos dans un tube circulaire semi-ouvert comme il est décrit sur la figure B1-1. La distribution de la température le long du tube (de longueur totale L) est considérée comme constante dans les deux zones (le changement brutal de température à une certaine distance le long du tube est une condition la plus défavorable à l'apparition d'oscillations). Ainsi, une partie du tube est à température de l'hélium T_c (longueur définie par ℓ) et l'autre partie à température ambiante T_h . La courbe de stabilité (figures B2-1 et B2-2) est décrite par deux branches distinctes qui se rejoignent en un point indiquant le rapport minimal de température afin d'initier ces oscillations. Le rapport $\xi = (L - \ell) / \ell$ est un paramètre de la stabilité. L'axe vertical de cette courbe est donné par le rapport de température $\alpha = T_h / T_c$ et l'abscisse

par $Y_c = \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\omega}{\nu_c}}$ (nombre sans dimension donnant le rapport du rayon du tube (d=diamètre) sur l'épaisseur de la couche limite du fluide).

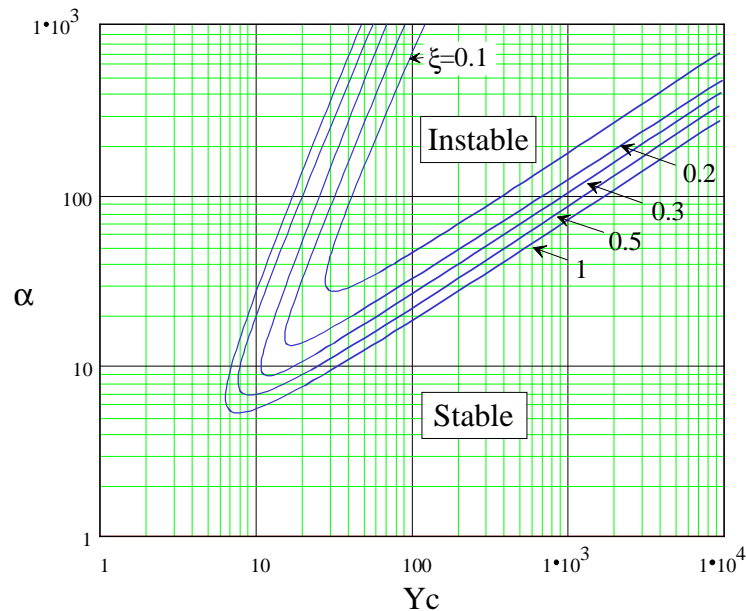


Figure B2-1 : Diagramme de stabilité : rapport de température α - nombre Y_c , pour $\xi < 1$.

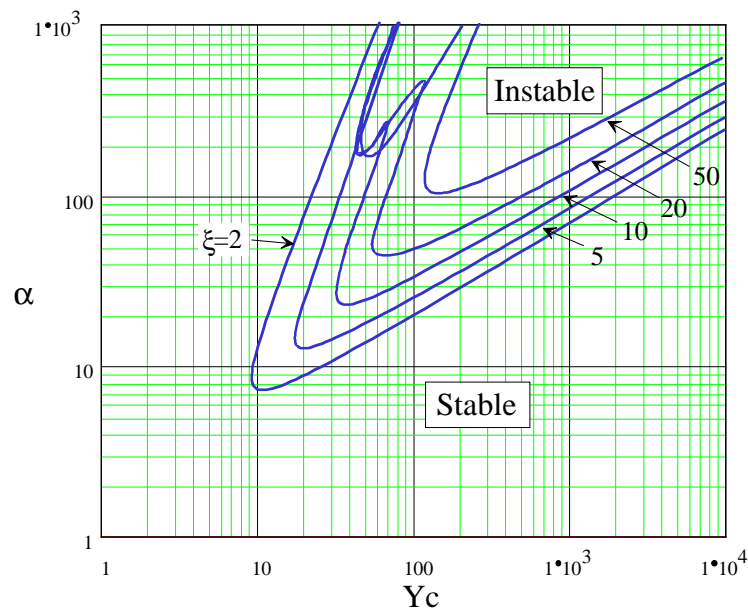


Figure B2-2 : Diagramme de stabilité : rapport de température α – nombre Y_c , pour $\xi > 2$.

Informations obtenues pour les figures B2-1 et B2-2 :

La région instable pour initier les oscillations thermoacoustiques est la plus importante lorsque ξ est proche de 1.

Dans un système en oscillation interviennent la force de déplacement, la force visqueuse et la force d'inertie dues à un large gradient de température le long du tube et également à cause du mouvement du gaz dans le tube. Quand le rayon du tube est relativement petit, la résistance visqueuse domine et les oscillations thermoacoustiques peuvent être amorties en réduisant le diamètre du tube, cela explique l'existence de la branche de gauche. Il n'existe pas d'instabilité lorsque Y_c est inférieure à une certaine limite ($Y_c=8$), et au delà d'un certain rapport de température. Physiquement, la limite supérieure représente l'amortissement visqueux des oscillations. Comme la viscosité cinématique augmente avec la température, pour de fortes valeurs de températures, la partie haute du tube commence à se "boucher" par effet visqueux.

Lorsque le rayon du tube est important, une quantité supérieure de gaz se mettra en mouvement et alors le système pourra être amorti par les forces d'inertie ; ce qui explique la branche de droite. Un changement du rapport des longueurs froide et chaude (ξ), entraîne une modification dans les relations entre les différentes forces et donc une différence au niveau de la caractéristique associée à la stabilité de l'hélium.

Informations obtenues pour la figure B2-3 :

Les fréquences d'oscillation correspondant à la partie haute de la courbe (branche de gauche au niveau de la courbe de stabilité) sont supérieures par rapport aux fréquences de la partie basse pour un même rapport de température.

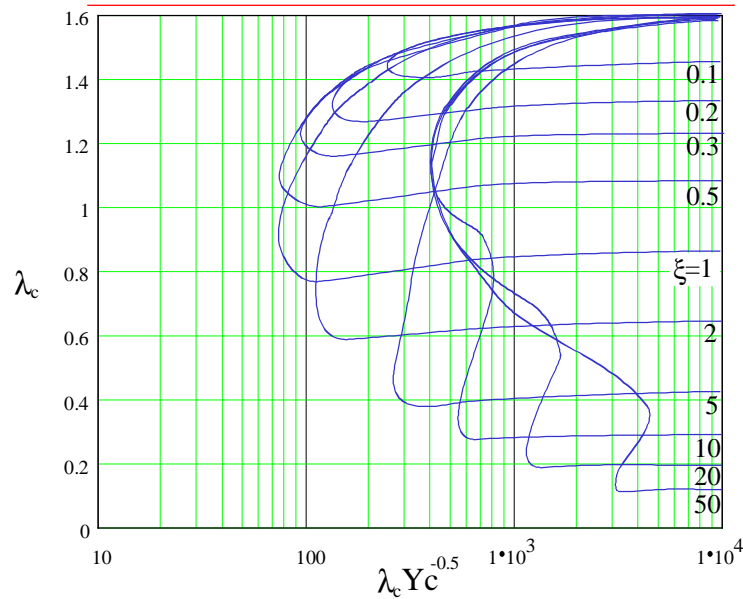


Figure B2-3 : Diagramme de stabilité : fréquence adimensionnée λ_c - nombre $Y_c \lambda_c^{-0.5}$.

Le mécanisme de transport pour les ondes thermoacoustiques est dû aux collisions microscopiques entre les différentes molécules du fluide. Le transfert de masse macroscopique n'intervient pas dans ce mode.

Les ondes acoustiques peuvent avoir des vitesses plus importantes que les vitesses locales du son dans l'hélium et cependant n'affectent pas les états macroscopiques tel que la pression, la température, la densité.

Les propriétés visqueuses du fluide peuvent augmenter la vitesse de la phase de l'onde et simultanément diminuer la vitesse macroscopique du transfert de masse. Cet effet est d'autant plus important que le rayon du tube est petit.

Il faut noter que :

- Les oscillations apparaissent seulement pour $\alpha > 6$,
- Baisser T_c augmente toujours l'intensité des oscillations,
- Augmenter T_h accroît la possibilité d'obtenir des oscillations près de la branche de droite de la courbe de stabilité, mais diminue la possibilité d'obtenir des oscillations proche de la branche gauche,
- La probabilité des oscillations est la plus importante pour $\xi \approx 1$.

B3 Utilisation de ces courbes de stabilité.

Détermination du rapport $\xi = (L - \ell) / \ell$.

Détermination de $Y_c \lambda_c^{-\frac{1}{2}} = \frac{d}{2} \sqrt{\left(\frac{u_{sonc}}{v_c \ell} \right)}$ avec u_{sonc} vitesse acoustique de l'hélium dans la partie froide.

Après avoir déterminé ξ , et ensuite la valeur de $Y_c \lambda_c^{-0.5}$, la figure B2-2 permet de trouver la fréquence adimensionnée λ_c . Dès lors Y_c est fixée. Avec cette valeur, la courbe de stabilité de la figure B2-1 fournit le rapport de température pour obtenir la stabilité.

Prenons comme géométrie du tube une longueur de 2 m, un diamètre de 4 mm et $\xi = 1$. La température à l'extrémité fermée étant à l'ambiante ($T_h = 300$ K) et si $T_c = 8$ K alors $\alpha = 37$. Les caractéristiques du gaz d'hélium sont les suivantes :

$P = 3$ bar, $\rho_c = 21 \text{ kg/m}^3$, $u_{\text{sonc}} = 160$ m/s, $\mu = 2.1 \cdot 10^{-6}$ Pa.s.

On obtient $Y_c \lambda_c^{-\frac{1}{2}} = 80$. On tire de la figure B2-3 le paramètre λ_c (soit une fréquence comprise entre 21 Hz et 38 Hz). D'après la figure B2-2, on remarque que le système peut osciller dès $\alpha = 15$ ($Y_c = 73$), soit $T_c = 20$ K.

Avec une longueur de tube de 1 m et les mêmes conditions que dans l'exemple ci-dessus, on trouve $Y_c \lambda_c^{-\frac{1}{2}} = 114$, soit une fréquence comprise entre 40 Hz et 70 Hz.

Vérification expérimentale

Une expérience a été montée au CRTBT (à Grenoble) afin de s'approcher au mieux de la géométrie du capteur différentiel de pression du montage expérimental de l'écran de faisceau. L'intérêt de cette expérience résulte dans la souplesse des paramètres à modifier (pression, longueur froide...).

Les données étaient : $L = 2$, $t = 1$, $T_c = 4.2$ K. On a observé qu'à T_c fixé, la fréquence augmentait avec la pression. Les résultats sont mentionnés dans la table ci-dessous :

P [bar]	α [-]	ρ_c [kg/m ³]	μ [Pa.s]	u_{son} [m/s]	dP_{mesure} [mbar]	f_{mesure} [hz]	f_{calcul} [Hz]
1	23	125	3.18	178	230	22	24
1.2	23.5	127	3.24	183	250	27	25
1.8	24	130	3.39	195	330	32	27

ANNEXE C

CALCULS ANALYTIQUES

Considérons un écoulement général décrit de la manière suivante :

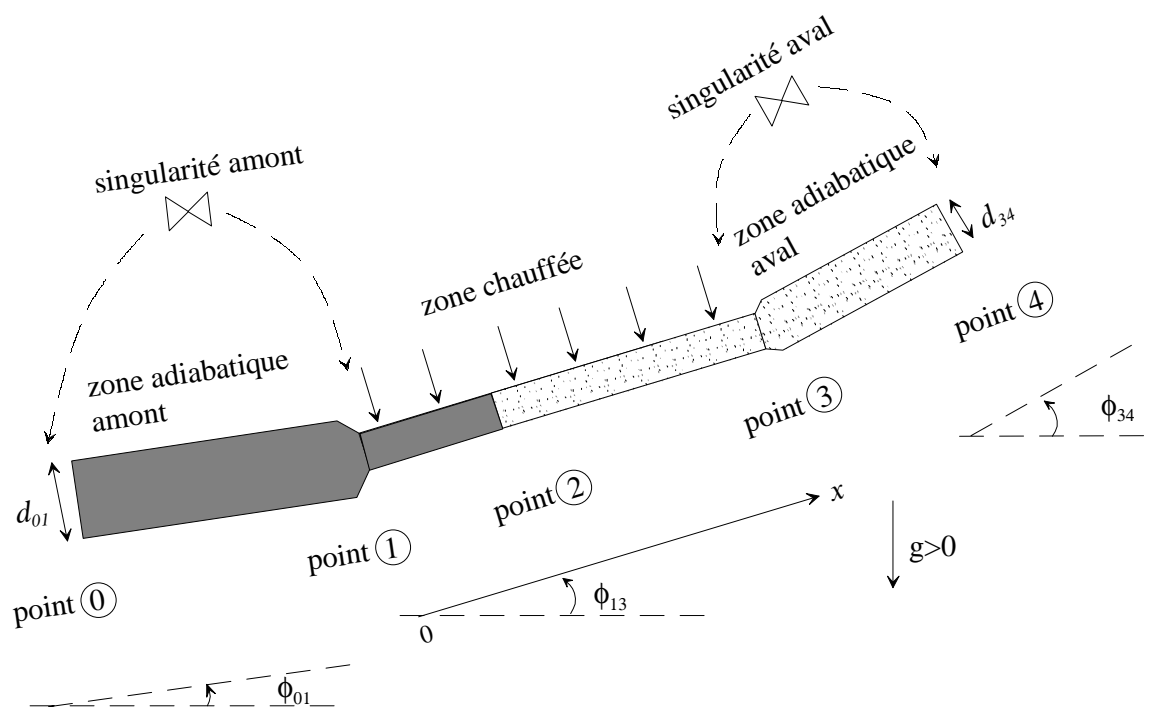


Figure : Configuration générale de l'écoulement.

L'expression complète de la dynamique s'écrit :

$$\Delta P = \int_{-L_{01}}^{1+L_{34}} \left(\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{\theta} u(x,t) + 2Fu(x,t)\delta u(x,t) + g \frac{\sin \phi_i}{\sin \phi_{13}} \right) \rho(x,t) dx$$

Avec $\theta = \theta/\theta_c$ afin de tenir compte de l'homogénéité des équations réduites (le rapport u/θ est non nul seulement pour la zone gazeuse).

C1 Calculs de perte de charge en régime stationnaire

Les calculs de pertes de charge en régime stationnaire et en tenant compte de l'ajout de singularité (vannes et sections non chauffantes différentes) sont les suivants :

Pour la zone chauffée, et en grandeurs réelles, les expressions sont mentionnées dans la Table C1.

Table C1 : Pertes de charges en régime stationnaire.

zone	Chauffée(12)	Chauffée(23)
Transport	-	$\frac{\bar{\rho}_1 \bar{u}_1}{\theta_c} (L_{13} - \bar{L}_{12})$
Friction	$\bar{u}_1^2 \frac{F}{2d} \bar{\rho}_1 \bar{L}_{12}$	$\bar{u}_1 \bar{\rho}_1 \frac{F}{2d} (L_{13} - \bar{L}_{12}) \left(\bar{u}_1 + \frac{(L_{13} - \bar{L}_{12})}{2\theta_c} \right)$
Gravité	$G \bar{\rho}_1 \bar{L}_{12} \sin \phi_{13}$	$G \bar{u}_1 \bar{\rho}_1 \theta_c \ln \frac{\bar{u}_3}{\bar{u}_1} \sin \phi_{13}$

Singularité du point I

Pour le cas de changement de section entre la singularité, l'expression s'écrit :

$$d\bar{P}_i = \frac{\bar{u}_i^2}{2} \left(\frac{1 + \psi_i}{\sigma_i^2} - \frac{1}{\sigma_{i-1}^2} \right)$$

avec :

$\bar{u}_i^2 = \bar{u}_1^2$ pour les point 0 et 1 (la densité réduite étant égale à 1),

$\bar{u}_i^2 = \bar{u}_1 \bar{v}_3$ pour les point 3 et 4 (la densité réduite étant égale à $\bar{\rho}_3$).

Zone 01

La vitesse réduite s'écrit : $\bar{u} = \bar{u}_1$ et la densité réduite est égale à 1. Soit :

$$\Delta \bar{P}_{01} = F_{01} \frac{\bar{u}_1^2}{d_{01} \sigma_{01}^2} L_{01} + g \frac{\sin \phi_{01}}{\sin \phi_{13}} L_{01}$$

Zone 34

$$\Delta \bar{P}_{34} = F_{34} \frac{\bar{u}_1 \bar{u}_3 L_{34}}{d_{34} \sigma_{34}^2} + g \frac{\sin \phi_{34}}{\sin \phi_{13}} \frac{L_{34} \sigma_{34}}{\bar{u}_3}$$

C2 Calculs des termes en régime transitoire

La perturbation $\delta u(t)$ s'écrit sous la forme :

$$u_1(t) = \bar{u}_1 + \delta u_1(t), \text{ avec } \delta u_1(t) = \underline{\delta u}_1 e^{j\omega t}$$

Les termes en transitoire (calculs de la gravité, de l'accélération, du frottement) sont définis principalement à partir de l'expression :

$$\bar{u}_1 \delta t_2 = e^{j\omega t} e^{-(t-t_2)} \left[\underline{\delta L}_{12} e^{(1-j\omega)(t-t_2)} + (\underline{\delta u}_1 - \underline{\delta L}_{12}) \frac{1}{1-j\omega} (e^{(1-j\omega)(t-t_2)} - 1) \right] \quad (C1)$$

Avec :

$$t_{12} = \Delta h_{12}, \quad t_{23} = \log(1/\bar{\rho}_3) \text{ et } \bar{\rho}_3 = \left(\frac{\bar{u}_1 + 1 - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)^{-1}, \quad t_{43} = \frac{L_{34} \sigma_{34}}{\bar{u}_3}.$$

Expressions des pertes de charge

Singularités

$$\underline{\delta \Delta P}_0(\omega) = \bar{u}_1 \left(\frac{1 + \psi_0}{\sigma_{01}^2} - \frac{1}{\sigma_{i-1}^2} \right) \delta u_1(\omega)$$

$$\underline{\delta \Delta P}_1(\omega) = \bar{u}_1 \left(\frac{1 + \psi_1}{1} - \frac{1}{\sigma_{01}^2} \right) \delta u_1(\omega)$$

$$\underline{\delta \Delta P}_3(\omega) = \frac{1}{2} \left(\frac{1 + \psi_3}{\sigma_{34}^2} - 1 \right) \left[2\bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 + (\bar{u}_3 \delta(\underline{\rho u})_3 - \bar{u}_1 \underline{\delta u}_3) e^{-\frac{j\omega}{\bar{u}_3}} \right]$$

$$\underline{\delta \Delta P}_4(\omega) = \frac{\psi_4}{2\sigma_{34}^2} \left[2\bar{u}_1 \underline{\delta u}_3 + (\bar{u}_3 \delta(\underline{\rho u})_3 - \bar{u}_1 \underline{\delta u}_3) e^{-j\omega \frac{(1+L_{34})}{u_{re34}}} \right]$$

Zones

Les expressions s'obtiennent à partir de (C1) comme par exemple pour la zone amont :

$$\delta \Delta P_{01}(t) = \int_{-L_{01}}^0 \left(\frac{d\delta u_1(t)}{\sigma_{01} dt} + \frac{F_{01}}{d_{01} \sigma_{01}^2} 2\bar{u}_1 \delta u_1(t) \right) dx$$

$$\underline{\delta \Delta P}_{01}(\omega) = \omega \delta u_1(\omega) \frac{L_{01}}{\sigma_{01}} + 2\bar{u}_1 \delta u_1(\omega) \frac{F_{01}}{d_{01} \sigma_{01}^2} L_{01}$$

La zone aval est obtenue à partir de :

$$\delta \Delta P_{34}(t) = \int_1^{1+L_{34}} \left(\frac{1}{\sigma_{34}} \left(\frac{d\delta u_1(t)}{dt} - \frac{d\delta L_{12}(t)}{dt} \right) \bar{\rho}_3 + \frac{F_{34}}{d_{34} \sigma_{34}^2} 2\bar{\rho}_3 \bar{u}_1 \delta u_1(t) + g_{34} \rho_3(t) \right) dx$$

ANNEXE D

DYNAMIQUE DE L'ECRAN DE FAISCEAU

Les écrans de faisceau soumis aux diverses charges thermiques sont régulés en température dans chaque demi cellule du LHC. On est dès lors amené à se poser la question suivante : le comportement instable du fluide dans les tubes de refroidissement risque-t-il d'influencer la régulation de température des écrans ? La réponse est apportée dans le premier chapitre grâce à la prise en compte des propriétés thermiques de l'écran de faisceau afin d'estimer l'ampleur de la propagation de variations de température sur la circonférence de l'écran. Ensuite la régulation de la température de sortie est abordée en présence de charges thermiques variant dans le temps (afin de simuler la montée en puissance de l'intensité du faisceau de particules).

D1 Effet de la conduction azimutale de l'écran

Le contrôle de la température des écrans est effectué de façon périodique à chacune des extrémité des cellules par l'intermédiaire de vannes cryogéniques de régulation. Les valeurs des températures aux extrémités des écrans, dépendent de la puissance déposée et du mode de refroidissement des écrans. Il est bien évident que des fluctuations de température mesurée peuvent entraîner également un comportement oscillatoire de la vanne et de ce fait aboutir à une perturbation du système de contrôle. L'origine des fluctuations de température de l'écran de faisceau peut provenir du comportement oscillatoire de l'hélium supercritique dans les tubes de refroidissement comme nous l'avons démontré dans la troisième partie. L'étude de la propagation d'une perturbation de température par conduction le long de la section de l'écran de faisceau va donc faire l'objet de ce paragraphe. De par la disposition géométrique des deux tubes de refroidissement sur l'écran, la distance prise en compte pour la propagation de la perturbation de température - représentée sur la Figure D1-1 - correspond au quart de la circonférence développé de l'écran ($l=36$ mm).

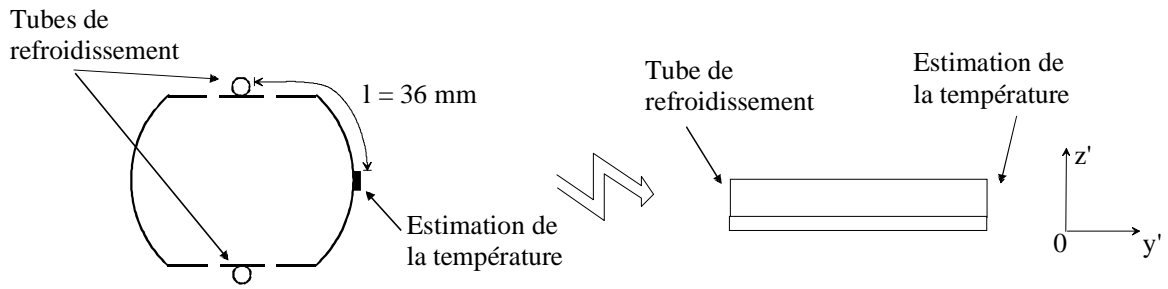


Figure D1-1 : Géométrie adoptée pour l'étude la conduction.

La représentation de la constante de temps de conduction $\tau_{\text{écran}} = l^2/D_{\text{ai}}$ (la diffusivité est définie par rapport aux graphes de la Figure A2-1) permet de montrer qu'un écran réalisé entièrement en acier inoxydable filtre les oscillations de période inférieure à $T=80 \text{ s}$ (figure D1-2a).

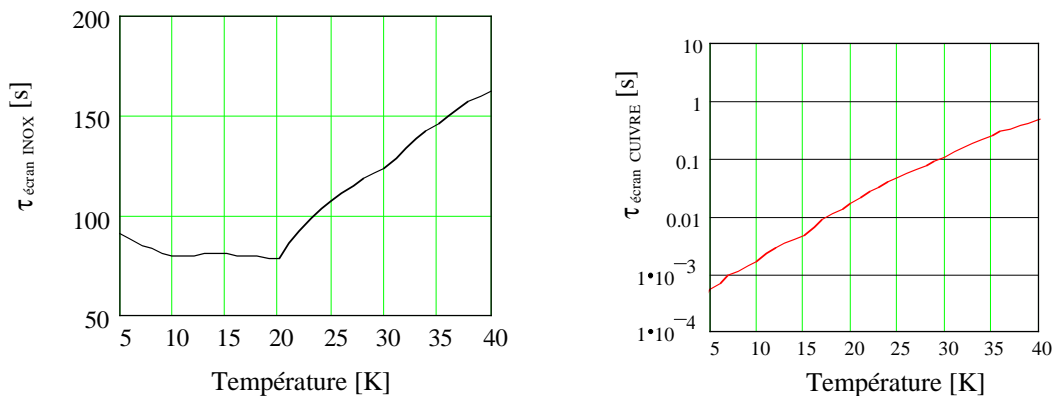


Figure D1-2 : Constante de temps pour l'inox (2a) et le cuivre (2b).

Une simulation numérique de la propagation d'un pulse de température est développée ci-après.

Méthode d'analyse numérique

Dans le cas simple où l'étude de la propagation à travers de l'acier inoxydable est envisagée, la faible dépendance de la diffusion en fonction de la température entre 4 et 25 K (correspondant à la gamme de température attendue sur la surface de l'écran) permet de considérer l'équation de la chaleur de manière linéaire. La prise en compte d'un écran constitué dans son ensemble par de l'acier inoxydable seulement permet en plus de se placer dans le cas le plus favorable pour atténuer les oscillations puisque la diffusivité est d'un ordre 1000 fois inférieure à celle du cuivre (Figure D1-2b). La résolution par la méthode des différences finies est alors grandement simplifiée^[IV-12]. Dans le cas unidirectionnel en régime transitoire, l'équation de la chaleur s'écrit :

$$\frac{\partial T_{ai}(y, t)}{\partial t} = D_{ai} \frac{\partial^2 T_{ai}(y, t)}{\partial y^2} \quad (D1)$$

Le système est initialement à une température connue. On impose, à l'extrémité de gauche, une variation de température sinusoïdale d'amplitude de 5 K autour de la valeur moyenne de 20 K, et la période considérée est de 300s. Le matériau étant soumis à la condition initiale d'une température uniforme de 20 K.

La méthode explicite de résolution est choisie. Dans l'équation (D1), $\partial T_{ai}(y, t)$ est supposée connue en tout point sur l'axe des abscisses à l'instant t : il est alors possible de calculer $\frac{\partial T_{ai}(y, t)}{\partial t}$ et $\frac{\partial^2 T_{ai}(y, t)}{\partial y^2}$, de sorte que le second membre de cette équation soit déterminé. L'équation discrétisée peut s'écrire :

$$T_{ai}^{j+1} = \frac{D_{ai} \Delta t}{(\Delta y)^2} (T_{ai+1}^j + T_{ai-1}^j) + (1 - 2 \frac{D_{ai} \Delta t}{(\Delta y)^2}) T_{ai}^j$$

T_{ai}^{j+1} est obtenue à l'instant t_{j+1} comme combinaison de T_{ai-1}^j , T_{ai}^j et T_{ai+1}^j . Il faut prendre soin que $\frac{D_{ai} \Delta t}{(\Delta y)^2} \leq \frac{1}{2}$ afin que la méthode converge.

La visualisation de la propagation de cette variation de température est indiquée sur la figure D1-3.

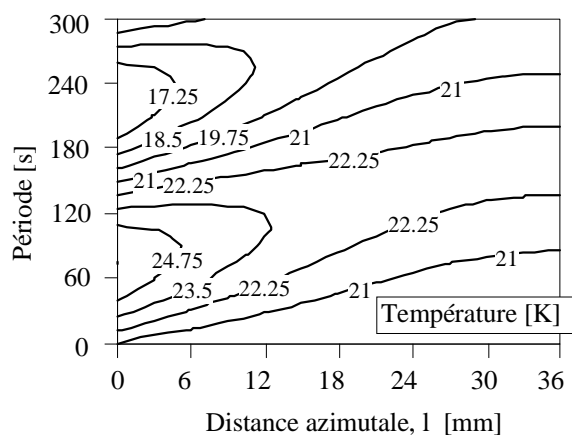


Figure D1-3 : Simulation de la propagation d'un échelon de température sinusoïdale de 10 K (crête à crête) le long de la distance azimutale de l'écran en acier inoxydable.

Dans le cas plus réaliste de la prise en compte de l'épaisseur de cuivre, un bilan thermique (Figure D1-4) effectué pour chaque tranche dx et pour chaque matériau (avec comme condition que le flux à l'interface passe du cuivre à l'inox) permet d'écrire l'équation de conduction équivalente :

$$(e_{\text{cuivre}} \rho_{\text{cuivre}} c_{\text{cuivre}} + e_{\text{ai}} \rho_{\text{ai}} c_{\text{ai}}) \frac{\partial T(y, t)}{\partial t} = (K_{\text{cuivre}} e_{\text{cuivre}} + K_{\text{ai}} e_{\text{ai}}) \frac{\partial^2 T(y, t)}{\partial y^2}$$

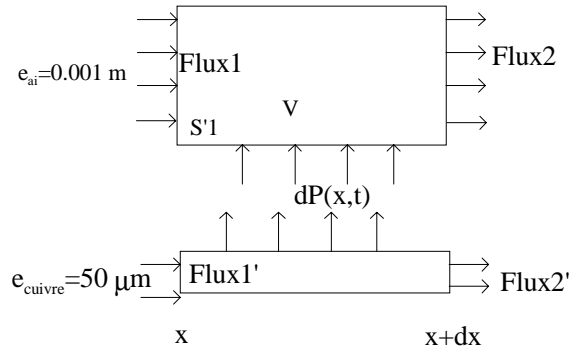


Figure D1-4 : Bilan thermique sur un élément longitudinal.

L'ajout du terme de diffusion équivalente non linéaire – puisque la diffusivité du cuivre varie fortement autour de 20 K rend la résolution de l'équation de la chaleur plus complexe. Une méthode de résolution implicite ^[IV-13] permet de déterminer la température à la distance l . Comme l'indique les courbes de la figure D1-5, l'effet de propagation est encore plus marqué dans ce cas. La condition aux limites est toujours la même, soit une température de 20 K et la condition initiale est l'application d'une température de 25 K. Après 1 seconde, la propagation de température est déjà quasiment totale pour une épaisseur de cuivre de 50 à 500 μm .

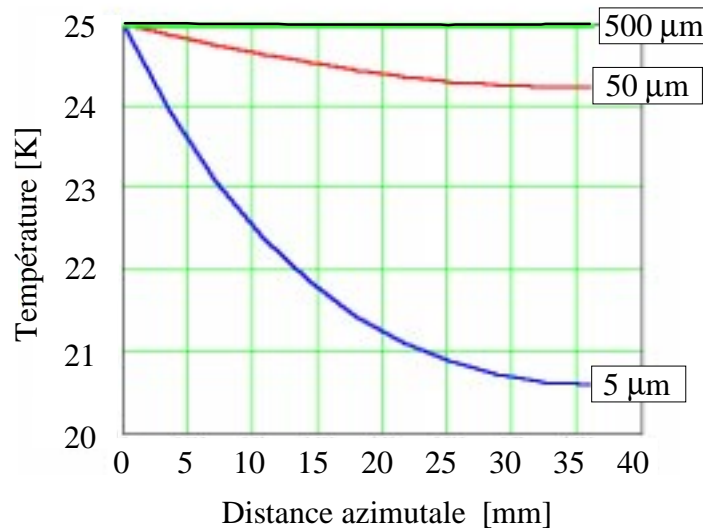


Figure D1-6 : Propagation d'un échelon de température le long de la distance azimutale de l'écran en considérant la couche de cuivre.

La remarque générale est donc que l'écran du LHC ne permet pas de filtrer correctement les oscillations de température lors d'un écoulement du fluide en régime instable.

D2 Contrôle-Commande

Le contrôle de la température de sortie des deux écrans de faisceau d'une demi-cellule à 20 K peut s'opérer de trois manières différentes, selon les origines des emplacements du dispositif de régulation (vanne cryogénique) et du capteur de température. Le premier mode de contrôle, cas tcv1 sur la figure D2-1, consiste à disposer sur une même ligne le capteur et la vanne cryogénique. L'inconvénient de ce montage est de ne pas contrôler précisément la température d'un écran par rapport aux trois autres, mais cela présente comme avantage de disposer sur la zone aval d'une seule vanne de contrôle et d'une seule mesure de température. Afin de contrôler la température de sortie de chaque écran à la valeur constante de 20 K, les capteurs doivent être disposés selon les deux autres schémas de la figure D2-1, avec 2 vannes de régulation pour le cas tcv2 et une seule vanne pour le cas tcv3. Les inconvénients de tels montages sont le coût et l'encombrement. Le cas tcv1 est retenu dans la spécification technique du LHC.

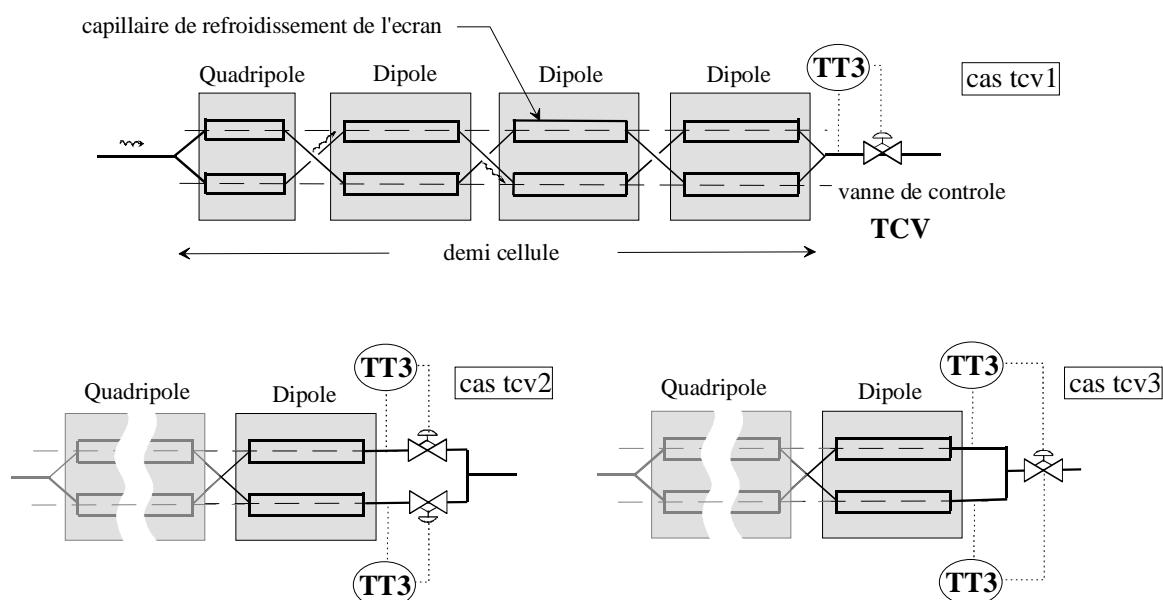


Figure D2-1 : Comparaison de différents modes de contrôle des écrans.

La partie du travail expérimental portant sur la régulation a pour objectif de maintenir la température de sortie du tube TT3 à la valeur de référence de 20 K, par le contrôle de la vanne TCV via un régulateur PID. Même en présence de variation de débit ou de flux de puissance, ce régulateur doit être en mesure de fournir un signal précis. D'autant plus que, comme il est mentionné dans le chapitre précédent, l'écran de faisceau ne permet pas de filtrer correctement les oscillations de température du fluide. L'analyse porte d'une part sur les caractérisations du régulateur et du procédé (le tube test de refroidissement des écrans) afin de déterminer leurs identifications ; et d'autre part sur l'observation du comportement du procédé soumis à des variations de puissance.

D2.1 Etude sur la régulation de la température de sortie

L'ensemble permettant la régulation de la température de sortie des écrans se compose de trois parties principales : un capteur mesurant la température (disposé sur la zone aval au tube test), un contrôleur et un actionneur de vanne. Le principe de fonctionnement de la régulation décrit maintenant est représenté par le schéma de la figure D2-2. La température de sortie (variable à contrôler) est mesurée avec un capteur et un transmetteur qui génère un courant proportionnel à la valeur de la température. La valeur de la mesure est communiquée au contrôleur afin qu'il puisse la comparer à la valeur de la consigne. Le signal généré par la différence entre ces 2 valeurs est alors converti proportionnellement en une pression afin que la vanne de contrôle agisse sur le débit de l'écoulement et donc sur la température de sortie. Le nouvel écart de température de sortie est à nouveau mesuré par le capteur et est envoyé au contrôleur provoquant ainsi une variation du signal de sortie du contrôleur. Le processus se répète jusqu'à obtenir un écart satisfaisant.

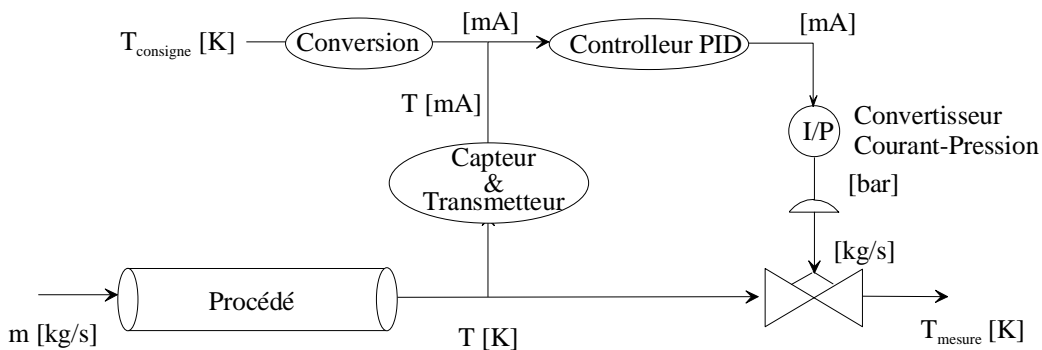
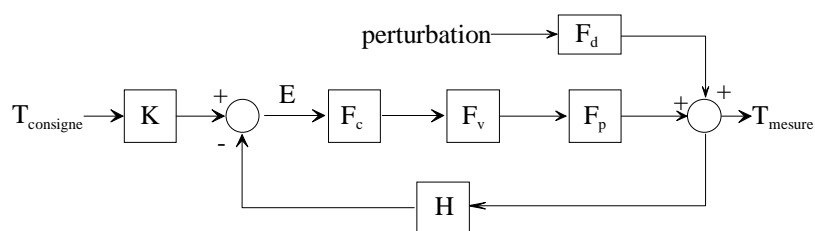


Figure D2-2 : Principe de fonctionnement de la régulation.

La figure D2-3 traduit sous forme de schéma-bloc ^[IV-14] le principe de la régulation de la température.



E : erreur sur le signal [mA]. F_c : fonction de transfert du régulateur [mA/mA]. F_v : fonction de transfert de la vanne [(kg/s)/mA]. F_p : fonction de transfert du procédé [K/(kg/s)]. F_d : fonction de transfert de la perturbation [K/(kg/s)]. H : fonction de transfert du capteur – transmetteur [mA/K]. K : rapport d'échelle [mA/K].

Figure D2-3 : Principe de régulation de la température sous forme de schéma-bloc.

Le choix et la mise au point du type de régulation impliquent une bonne connaissance du comportement du contrôleur et du procédé. Il est bien évident que le type de régulation retenu ne doit pas entraîner le système vers un état instable. Le réglage du régulateur et l'identification du procédé sont donc développés afin d'étudier la stabilité et la précision du système asservi ^[IV-15].

Les expressions des fonctions des divers blocs sont représentées dans ce qui suit sous forme de fonction de transfert à l'aide de l'utilisation de la transformée de Laplace. L'intérêt de l'étude à partir des fonctions de transfert réside dans le fait que l'on peut tracer le lieu de transfert d'un système physique dont on ignore les équations (cas par exemple du procédé), aussi bien qu'un système non encore réalisé dont les équations sont connues (cas de la régulation).

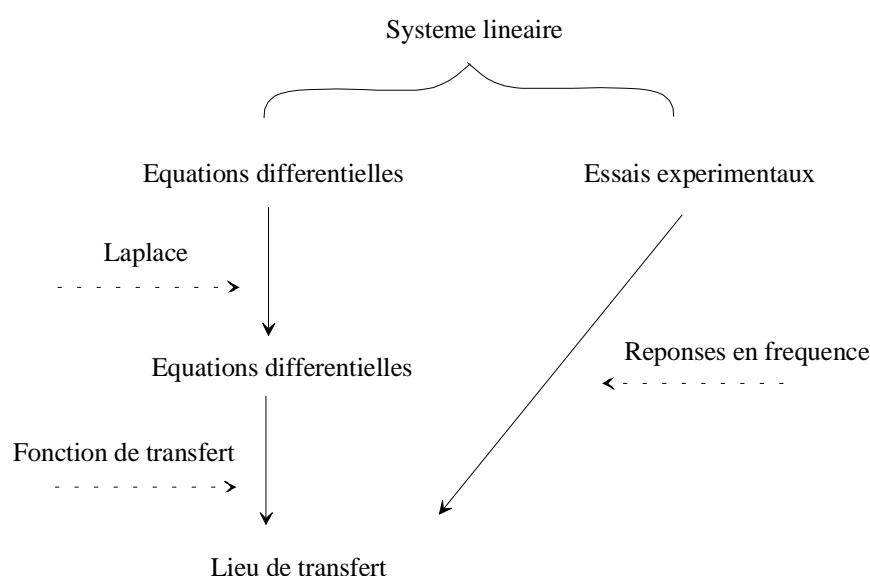


Figure D2-4 : Intérêt de l'utilisation de la transformée de Laplace.

En considérant une perturbation de débit, la fonction de transfert en boucle fermée s'écrit

$$T_{\text{mesure}} = \frac{KF_c F_v F_p}{1 + HF_c F_v F_p} T_{\text{consigne}} + \frac{F_d}{1 + HF_c F_v F_p} \delta \dot{m} \quad (\text{D2})$$

D2.1.1 Réglages de la boucle

Identification du procédé

Le réglage a été effectué au point de fonctionnement de 20 K. On a entrepris de rechercher, à partir de données expérimentales, les paramètres qui caractérisent le procédé, soit : le statique du procédé (F_{gain} gain), les constantes de temps (τ_0 et τ).

En boucle ouverte F ($F = F_v \cdot F_p \cdot H$) s'écrit :

$$F(p) = \frac{F_{\text{gain}} e^{-\tau_0 p}}{1 + \tau p} \quad (\text{D3})$$

C'est une fonction de premier ordre avec un retard.

Le moyen utilisé est la méthode de l'identification en boucle ouverte (dans ce cas le régulateur est mis en manuel) ^[IV-16]. Au regard de la Figure D2-5, les constantes de temps sont déterminées ($\tau_0=14$ s et $\tau=45$ s).

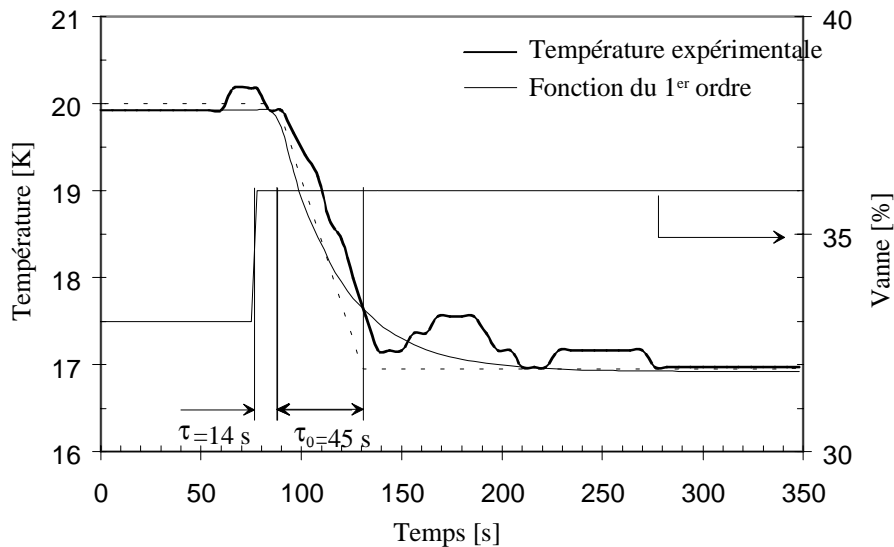


Figure D2-5 : Identification du procédé.

Le régulateur

La structure du régulateur numérique est déterminée par trois types de fonctions : proportionnelle (P), intégrale (I) et dérivée (D). L'action proportionnelle (P) a pour rôle d'amplifier la réponse de la mesure, provoquant ainsi une diminution entre la mesure et la consigne. L'étude de l'action de P sur le procédé en boucle fermée montre qu'il existe un écart entre la consigne et la mesure. Le rôle de l'action de l'intégrateur est d'annuler cet écart ; le signal de sortie étant proportionnel à l'intégrale sur l'écart mesure-consigne. Enfin le rôle de l'action dérivée est d'atténuer le temps de réponse du procédé. La sortie du dérivateur est proportionnelle à la vitesse de l'écart. La configuration du régulateur, de type parallèle, est représentée sur la figure .

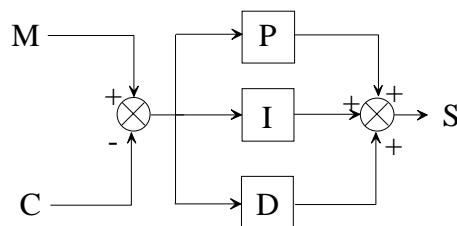


Figure D2-6 : Régulateur PID du montage expérimental.

Le signal de sortie pour le régulateur PID est donc :

$$S(t) = G(M - C) + \frac{1}{\tau_i} \int (M - C) dt + \tau_d \frac{d(M - C)}{dt} + S_0$$

et la fonction de transfert du régulateur s'écrit :

$$F(p) = G + \frac{1}{\tau_i p} + \tau_d p$$

avec $P(p) = G$, $I(p) = \frac{1}{\tau_i p}$, $D(p) = \tau_d p$

Afin de vérifier les actions proportionnelle, intégrale et dérivée du régulateur, divers signaux d'entrée ont été appliqués (le signal échelon permet de vérifier l'action proportionnelle et intégrale, le signal rampe est utilisé pour la vérification de l'action dérivée et proportionnelle, et enfin le signal impulsion pour la dérivée)

La recherche des paramètres du régulateur a été obtenue à partir de l'identification du procédé en boucle ouverte, grâce à la table de Ziegler et Nichols, puis avec une vérification de consigne (on peut éventuellement l'effectuer en boucle fermée par la méthode de Ziegler et Nichols).

D2.1.2 Stabilité et précision

Pour le cas d'un contrôleur de la température de sortie en régime stable, la précision du système est établie à partir de l'étude en boucle fermée de la fonction :

$$\frac{T_{\text{mesure}}}{T_{\text{consigne}}} = \frac{KF_c F_v F_p}{1 + HF_c F_v F_p}$$

L'utilisation du diagramme de Bode fournit des renseignements sur la stabilité et la précision.

Si la régulation s'opère sous un régime instable, la fonction qui décrit la mesure de la température est alors celle de l'équation (D2), avec :

$$Fd(p) = \frac{\delta T(p)}{\delta \dot{m}(p)}$$

La détermination de $Fd(p)$ est possible grâce aux calculs effectués dans les parties précédentes. L'enthalpie réduite à la sortie de la zone chauffée s'écrit :

$$h = \rho^{-1} - 1$$

Avec les expressions de la densité, de la vitesse $\bar{u}_3 = \bar{u}_1 + \theta_c^{-1}(L - \bar{L}_{12})$ et $\delta u_3 = \delta u_1 - \theta_c^{-1} \delta L_{12}$, de la longueur $\delta L_{12} = \delta u \left(\frac{1 - e^{-pt_{21}}}{p} \right)$; on obtient finalement :

$$\delta h = \frac{q}{\bar{u}_1 \rho S (p - \theta_c^{-1})} \left(\delta u_3 - \frac{\bar{u}_3}{\bar{u}_1} e^{-pt_{23}} e^{-pt_{21}} \delta u_1 \right)$$

Soit $\frac{\delta T}{\delta \dot{m}} = \frac{\delta h}{\delta u} \frac{1}{S \rho c_p}$, et donc

$$\frac{\delta T(p)}{\delta \dot{m}(p)} = \frac{q}{\bar{u}_1 \rho^2 S^2 c_p} \left(\frac{1}{(p - \theta_c^{-1})} - \frac{\theta_c^{-1}}{(p - \theta_c^{-1})p} + \frac{\theta_c^{-1}}{(p - \theta_c^{-1})p} e^{-pt_{21}} - \frac{1 + \theta_c^{-1} \left(\frac{L_{13} - \bar{L}_{12}}{\bar{u}_1} \right)}{(p - \theta_c^{-1})} e^{-pt_{31}} \right)$$

Utilisation de la transformée inverse de Laplace pour obtenir $dT(t)=f(t)$

En définitif, le procédé est supérieur au premier ordre. Pour améliorer la régulation, il faut alors ajouter un système de correcteur sur la boucle de transfert.

D2.2 Etude de créneaux de puissance

Un travail expérimental sur une augmentation progressive de la puissance déposée le long du tube test – afin de simuler la montée en intensité du faisceau - a permis d’observer le comportement du contrôle de la vanne TCV sous une température de sortie de 20 K. L’étude est menée pour 3 régimes de pression différents : 2.5 bar, 3 bar et 4 bar, avec une température $T_3=6.2$ K. La figure indique que le contrôle le plus délicat est obtenu pour la pression de 4 bar. En regard de la disposition des trois états explorés sur le diagramme pression – température, on s’aperçoit que l’état 4 bar / 6.2 K se situe dans la zone de continuité du point supercritique. Toute modification par rapport à un point de fonctionnement stable du fluide – et c’est le cas ici par l’augmentation de la puissance – entraîne le fluide vers un état instable.

La consigne, fixée à 20 K, est mis en fonction à partir des conditions nominales, c’est-à-dire pour $Q=12$ W ; ce qui correspond à une température proche de 20 K.

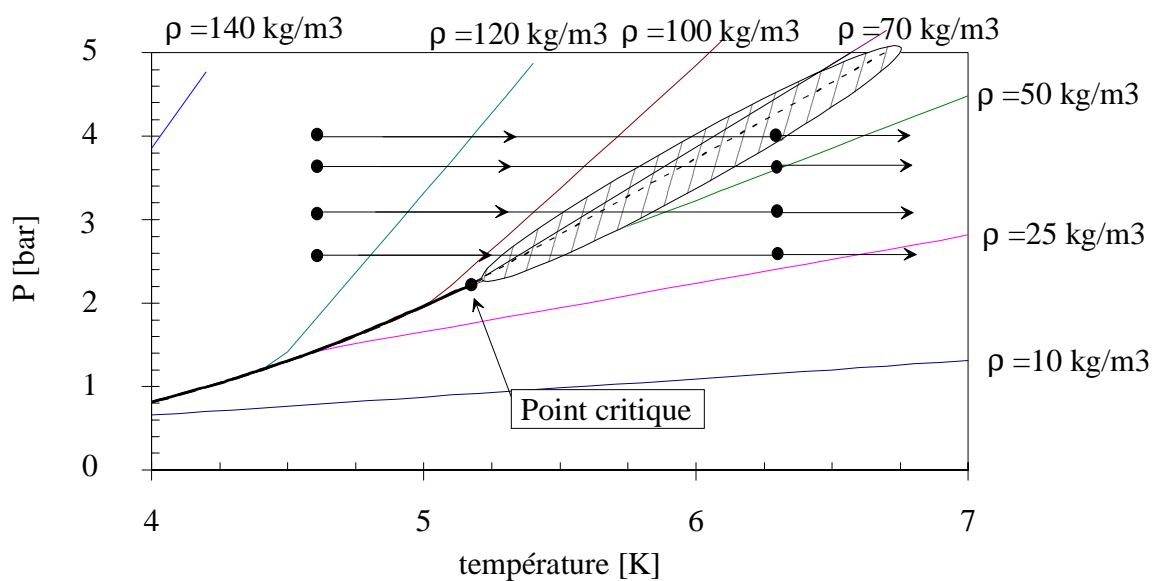


Figure D2-7 : Points de mesure sur le diagramme pression-température.

La première série de graphes correspond à une condition de la température à l'entrée de la zone adiabatique amont de 4.6 K. Le chauffage CY0 permet d'obtenir une température à l'entrée du tube test de refroidissement de l'écran de faisceau de 6.2 K. Plus la pression est faible et plus l'effet de variation de densité est visible.

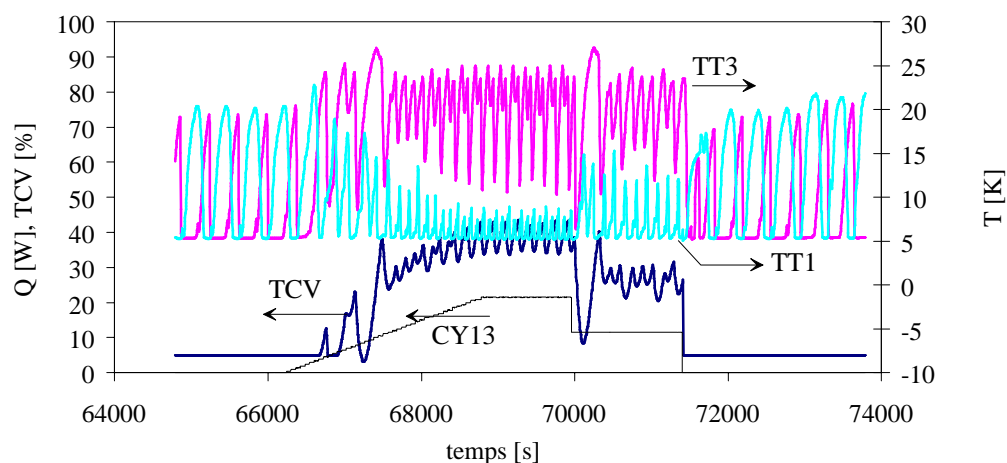


Figure D2-8 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=2.6$ bar, $CY_0=3.8$ W

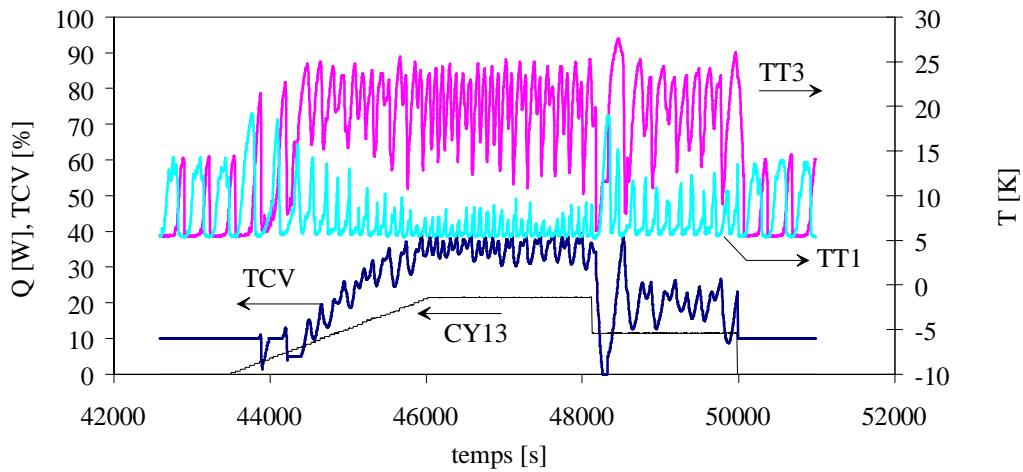


Figure D2-9 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=3$ bar, $CY_0=3.8$ W.

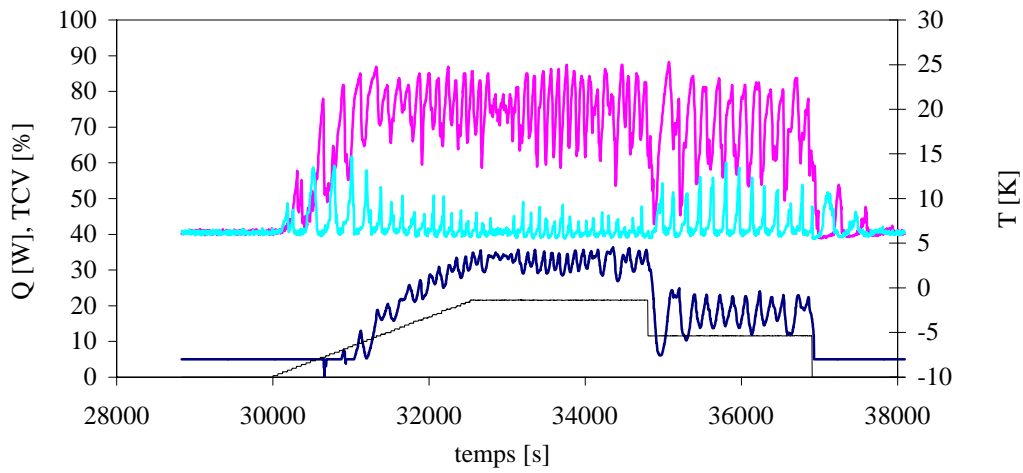


Figure D2-10 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=3.6$ bar, $CY_0=3.8$ W.

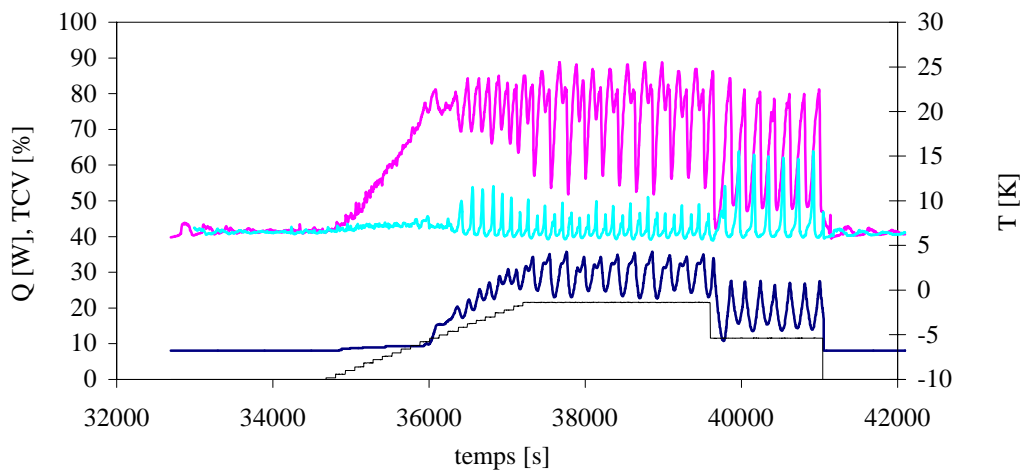


Figure D2-11 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=4$ bar, $CY_0=3.8$ W.

La deuxième série de graphes correspond à une condition de la température à l'entrée du tube test (TT1) de 6.2 K. On observe l'apparition d'oscillations lorsque la condition d'entrée se rapproche de ligne critique (zone hachurée de la figure D2-7). A P=4 bar, les conditions à l'entrée du tube correspondent à un point de fonctionnement le long de l'isochore critique. L'effet de la variation de densité est toujours présent.

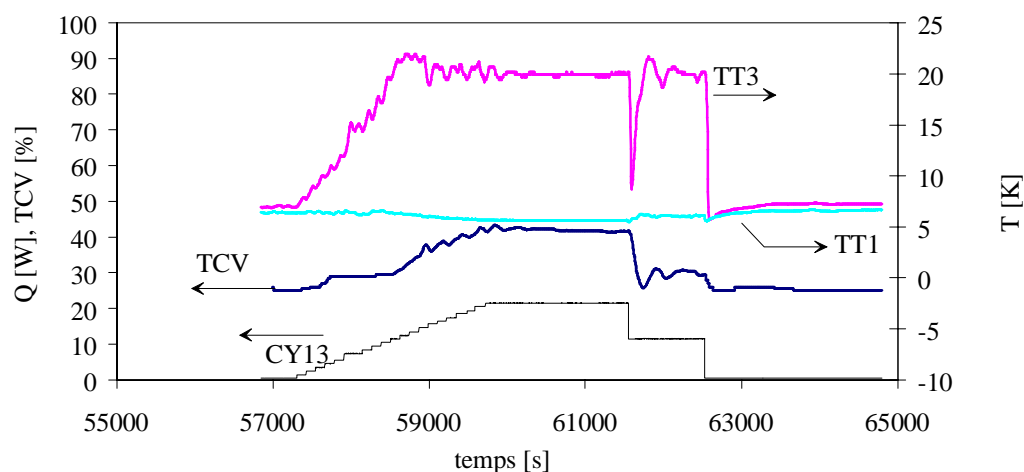


Figure D2-12 : Observation de crénaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=2.6$ bar.

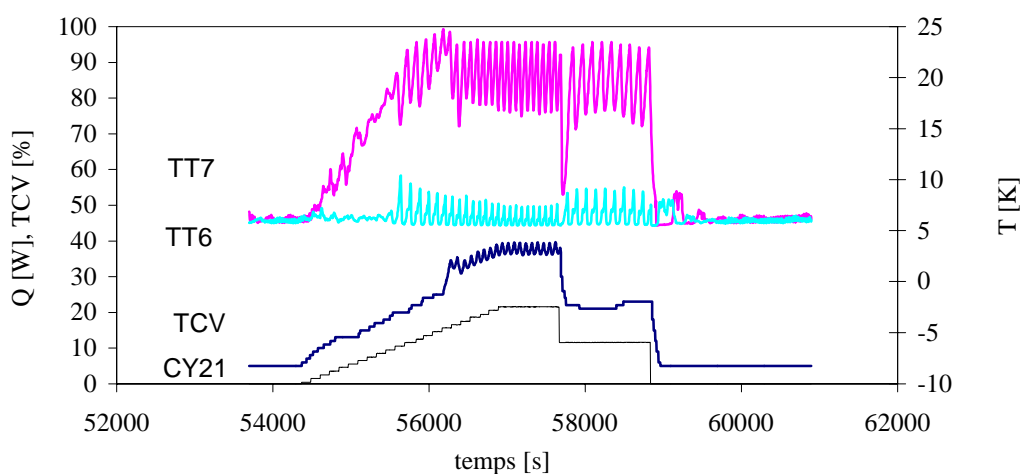
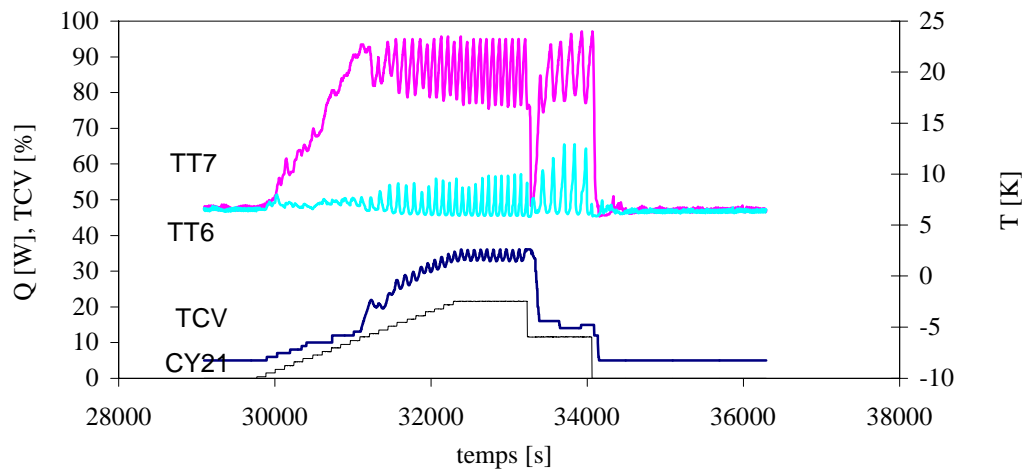
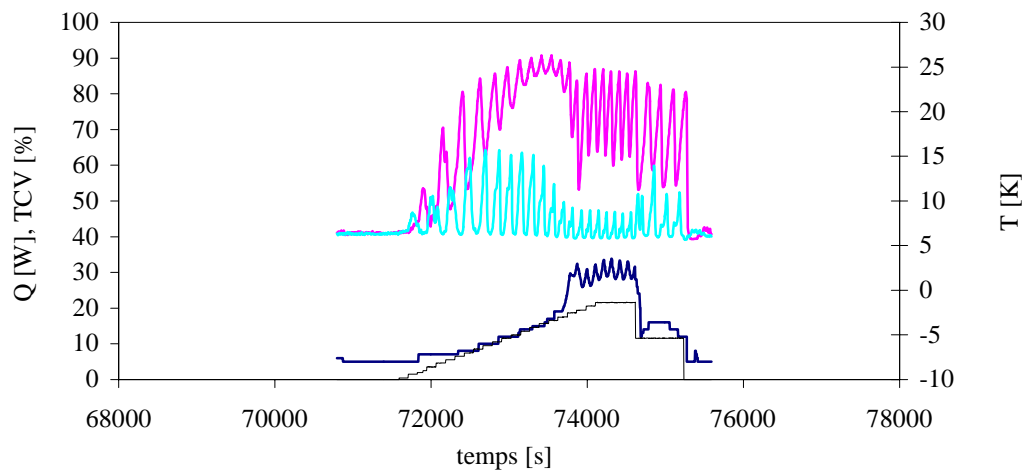


Figure D2-13 : Observation de crénaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=3$ bar.

Figure D2-14 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=3.6$ bar.Figure D2-15 : Observation de créneaux de puissance ($Q=2$ W/min) pour $P=4$ bar.

Pour un fonctionnement à température T_1 supérieure à 6.4 K, on n'observe plus de difficultés particulières pour le contrôle de la température de sortie T_3 .

REFERENCES (ANNEXES)

- [IV-1] H.M. Rosenberg, “Low temperature solid state physics”, Oxford, 1963
- [IV-2] C. Kittel, “Physique de l’état solide”, 5^{ème} ed., ed. Dunod, Paris Bordas, 1983.
- [IV-3] J.M. Ziman, “Electrons and phonons”, Oxford, 1960.
- [IV-4] Lord Rayleigh, “Theory of sound”, Vol. II, Macmillan, 1940.
- [IV-5] N. Rott, “Thermoacoustics”, Adv. Appl. Mech., Vol.20, 1980, pp 135-175.
- [IV-6] H.A. Kramers, “Vibrations of a gas column”, Physica, Vol. 15, No. 11-12, 1949, pp 971.
- [IV-7] A. Wexler, “Evaporation rate of a liquid helium I”, J. Appl. Phys., Vol. 22, No.12, Dec 1951.
- [IV-8] J.R. Clement, J. Gaffney, “Thermal oscillations in low temperature apparatus”, Adv. Cryog. Eng., Vol. 1, 1954, pp 302.
- [IV-9] K.T. Feldman, “A study of heat generated pressure oscillations in a closed end pipe”, Ph. D., University of Missouri, Columbia, Feb 1966.
- [IV-10] N. Rott, “Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes”, Z. Angew. Math. Phys. Vol. 20, 1969, pp 230-243.
- [IV-11] L.W. Spradley, W.G. Dean, Z.S. Karu “Experimental and analytical study of thermal acoustic oscillations”, NASA Contract NAS8-31625, Report No. NASA-CR-150051, 1976
- [IV-12] D. Euvrard, “Résolution numérique des équations aux dérivées partielles”, 2^{ème} édition, Masson.
- [IV-13] H. Selim, Kirkham, “Unsteady two-dimensional flow of water”, Soil Science Society of America, Vol. 37, 1973, pp 490-494.
- [IV-14] A. Russell Aikman, “Five practical examples...show the origin of the three plant transfer functions”, Control Engineering, Nov 1955, pp 63-65.

[IV-15] R.C. Dorf, “Modern Control systems”, second edition, 1974, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.

[IV-16] K. Ogata, “Modern Control Engineering”, third edition, 1997, Prentice-Hall, Inc.